

Inhalt

1	Multifragmentation - ein beinahe allgegenwärtiges Phänomen?	3
2	Das Experiment	9
2.1	Experimentelle Methode	9
2.2	Das <i>ALADIN</i> Spektrometer	10
2.3	Experimentelle Bedingungen	12
2.4	Die <i>TP-MUSIC</i> Ionisationskammer	13
2.4.1	Eichung der <i>TP-MUSIC</i>	15
2.4.2	Rekonstruktion der Fragmentspuren	23
2.5	Die Impulsbestimmung der Fragmente	24
3	Massen-Verteilungen	27
3.1	Massenverteilungen für Fragmente $Z=8...11$	29
3.2	Massenverteilungen für Fragmente ohne Isotopenauflösung	37
3.3	Isotopenverteilungen – Abbild des Primärfragments?	43
4	Die schwersten Fragmente	51
4.1	Geschwindigkeits-Verteilungen	51
4.2	Transversalimpuls-Verteilungen	57
4.3	Temperatur-Parameter	61
4.4	Zusammenfassende Diskussion	64
5	Binäre Reaktionen	71
5.1	Klassifikation der binären Reaktionen	71
5.2	Observablen im Schwerpunkts-System	76
5.2.1	Drehimpulsausrichtung	77
5.2.2	Relativgeschwindigkeit und Energie der Fragmente	81

6	Ternäre Reaktionen	85
6.1	Klassifikation der ternären Reaktionen	85
6.2	Observablen im Schwerpunkts-System	87
6.2.1	Drehimpulsausrichtung	89
6.2.2	Energie der Fragmente	92
7	Dreikörper-Modellrechnungen	95
7.1	Die Modelle	95
7.1.1	Bestimmung der Ladungs- und Massenzahlen	95
7.1.2	Initialisierung der Orts- und Impulskoordinaten	97
7.1.3	Propagation der Fragmente	99
7.1.4	Einfluß der Teilchenevaporation auf die Energieverteilung	101
7.2	Ergebnisse der Modellrechnungen	102
7.2.1	Sequentieller Aufbruch	103
7.2.2	Simultaner Aufbruch	108
7.3	Vergleich der Szenarien	115
8	Was haben wir gelernt - Was bleibt zu tun?	117
 Anhang		
A	Datenaufnahme	123
A.1	Das Konzept	123
A.2	Softwarerealisierung	126
A.3	Hardwarerealisierung	131
A.4	Zusammenfassung	134
B	Tabellen, Definitionen	135
B.1	Zusammenstellung der σ_0 Parameter	135
B.2	Berechnung der statistischen Größen	138
B.3	Zur Darstellung der Daten	138
	Literaturverzeichnis	139

1 Multifragmentation - ein beinahe allgegenwärtiges Phänomen?

Wenn die Anregungsenergie eines Atomkernes größer als seine totale Bindungsenergie ist, dann kann dieser Kern nicht nur durch die von niedrigeren Energien her bekannten Prozesse wie Spaltung und sequentielle Verdampfung leichter Teilchen, sondern auch durch einen Aufbruch in mehrere mittelschwere Fragmente zerfallen. Eine nahezu simultane, zufällige Segmentierung eines Systems in Fragmente und die damit meist verbundene Symmetriebrechung ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen sowohl im Mikro- als auch Makrokosmos. Hier ist allerdings *simultan* in Relation zu der durch die Systemgröße vorgegebenen Zeitskala zu verstehen. So vermutet man beispielsweise auf kosmischer Skala, daß die vielfach beobachteten Mehrsternsysteme eine Folge von Instabilitäten sind, die in den ersten Millisekunden einer Supernovaexplosion (der Durchmesser der Supernova beträgt zu dem Zeitpunkt etwa 10^5 m) auftreten [Har91,Bur92]. Fluktuationen der Supernova-Explosionswolke, wie sie im Teil (a) der Abbildung 1.1 zu erkennen sind [Ros90], sind möglicherweise Zeugnisse von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten [Kul86], das heißt von Dichtefluktuationen an Grenzflächen.

Die Fragmentation eines Wasserstrahls am Wasserhahn oder auch einer rotierenden Flüssigkeitsscheibe, wie sie im Teil (b) der Abbildung 1.1 zu sehen ist [Mel89], sind Beispiele aus unserem alltäglichen Leben (typische Längenskala 10^{-2} m), in denen sich Instabilitäten widerspiegeln. Bei diesem speziellen Experiment ist die Zeitskala von einigen Sekunden, auf der sich die Instabilitäten entwickeln, durch die Viskosität des Öltropfens und die niedrige Rotationsgeschwindigkeit (10Hz) der Scheibe verhältnismäßig groß. In diesem Fall wird die Fragmentierung durch das Zusammenspiel von Zentrifugalkräften und der Oberflächenspannung - und damit den elektromagnetischen intermolekularen Wechselwirkungen - bestimmt. Ein ähnliches Zusammenspiel von Zentrifugalkraft, Coulomb-Kraft und der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen steuert die Spaltung von Kernen. Es ist daher nicht verwunderlich, daß beim Zusammenstoß zweier Flüssigkeitstropfen Fragmentationsmuster beobachtet werden, wie sie auch in Kern - Kern - Kollisionen auftreten können. Als Beispiel dafür - allerdings bei niedrigen Energien - sei die Emission von Teilchen aus dem Verbindungsbereich der beiden Reaktionspartner erwähnt [Bre89,Dha81]. Auch bei diesem Phänomen stellen Rayleigh-Taylor-Instabilitäten möglicherweise eine Verbindung zwischen diesen unterschiedlichen physikalischen Bereichen her (z.B. [Gro86]).

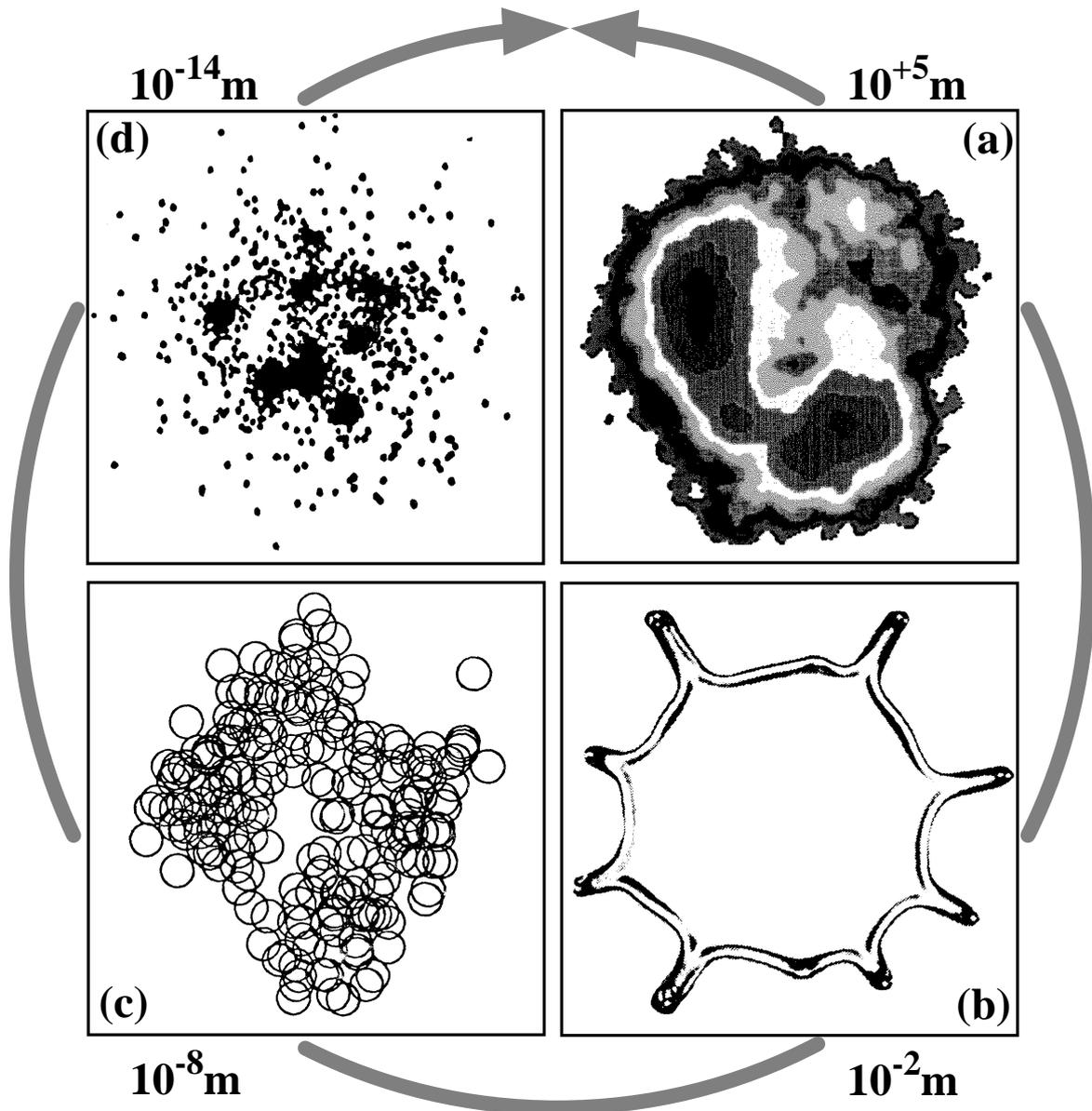


Abbildung 1.1: a: Bild der Supernovaexplosionswolke Cassiopeia-A, das mit dem Röntgensatelliten ROSAT aufgenommen wurde. Cassiopeia-A befindet sich in unserer Milchstraße. Man sieht im Röntgenlicht ein heißes Plasma mit einer Temperatur von mehreren Millionen Grad. Es besteht aus dem bei der Explosion ausgeschleudertem Material, vor dem sich eine Stoßwelle im interstellaren Medium ausbildet [Ros90].

b: Aufbruch eines Öltropfens, der auf eine rotierende Scheibe aufgebracht wurde. Die Aufnahme wurde 310s, nachdem der Flüssigkeitstropfen (Volumen $50\mu\text{l}$) in Rotation versetzt wurde, gemacht [Mel89].

c: Die auf eine Ebene projizierten Positionen von 230 Argonatomen $5 \cdot 10^{12} \text{ s}$ nach dem Beginn der Molekuldynamikrechnung. Das Argoncluster hatte zu Beginn eine Temperatur von 10^5 K [Len86].

d: Theoretische Vorhersage der auf eine Ebene senkrecht zur Strahlrichtung projizierten Nukleonverteilung bei einem zentralen Stoß zwischen zwei ^{90}Mo Kernen bei einer Projektilenergie von 100 A MeV . Das Bild zeigt die Situation 120 fm/c ($4 \cdot 10^{-21} \text{ s}$) nach dem Kontakt zwischen Projektil- und Targetkern [Mor92].

Die Längenangaben deuten die typische Größenordnung des Systems an, bei der dessen Fragmentierung einsetzt.

Reduziert man den Maßstab weiter um etwa 6 Größenordnungen und betrachtet atomare Cluster, so tritt die Analogie zu nuklearen Systemen noch deutlicher zu Tage: Ebenso wie in Kernen beobachtet man binäre Spaltvorgänge angeregter atomarer Cluster. Diese lassen sich ebenso wie die Spaltung von Atomkernen durch ein Flüssigkeitsmodell beschreiben [San91]. Beim Aufbruch hoch angeregter Atomcluster erwartet man dann sogar die Produktion mehrerer Fragmente (Abbildung 1.1c [Len86]). Die dabei entstehenden Fragmentationskonfigurationen ähneln denen, die vermutlich auch in hochenergetischen Kern-Kern-Stößen auftreten (Abbildung 1.1d). Auch hierbei mutmaßt man [Mor92], daß Rayleigh-Taylor-Instabilitäten ursächlich mit der Entstehung der Fragmente verknüpft sind.

Warum, so möchte man angesichts dieser Parallelen fragen, interessiert man sich dann noch für die Multifragmentation von Kernen? Warum konzentriert man sich zum Beispiel nicht auf das Studium von Reaktionen zwischen atomaren Clustern? *Was macht gerade die nukleare Multifragmentation so interessant, daß sich neue und äußerst aufwendige Experimente lohnen?* Zunächst ist es wichtig, festzustellen, daß die Fragestellungen bei der Untersuchung atomarer und nuklearer Cluster nahezu konträr sind, obwohl in den verschiedenen physikalischen Bereichen weitgehende Parallelen beobachtet wurden, oder bisher nur aufgrund theoretischer Vorhersagen vermutet wurden. Im atomaren Bereich ist die Zustandsgleichung eines unendlichen Systems in der Regel experimentell meßbar und gut bekannt. Offen ist hingegen die Frage, wie sich diese Zustandsgleichung mit abnehmender Größe des Clusters - im Extremfall bis hin zu einzelnen Atomen - verändert: Ist zum Beispiel ein Phasenübergang eines Clusters wohl definiert, lassen sich seine kritischen Parameter auf die der makroskopischen Systeme zurückführen? Demgegenüber sind nukleare Systeme, die unter Laborbedingungen untersucht werden können, a priori in ihrer Größe limitiert. Ein grundlegendes Motiv für diese Studien ist daher die Hoffnung, daß aus den Eigenschaften endlicher Systeme eine Zustandsgleichung unendlich ausgedehnter hadronischer Materie abgeleitet werden kann. Diese Information ist ihrerseits Grundvoraussetzung für ein quantitatives Verständnis des Kollabierens eines Neutronensterns und der Bildung einer Supernova, was den Kreis der mikroskopischen und makroskopischen Aufbruchphänomene schließt (Abbildung 1.1).

Experimentelle Untersuchungen metallischer Cluster belegen ein deutliches Aufweichen des Festkörper-Gas- [Gar89] oder Supra-Normalleitend- [Per81] Phasenübergangs mit abnehmender Systemgröße (weniger als 2000 Metallatome). Dennoch lassen sich theoretische Untersuchungen atomarer Cluster dahingehend interpretieren [Lab90,Mat92], daß selbst in Systemen mit weniger als 100 Konstituenten ein Phasenübergang klare Signaturen hinterläßt, die sich mit den kritischen Parametern unendli-

cher Materie verknüpfen lassen [Lab90]. Da aufgrund der Form der Nukleon - Nukleon-Wechselwirkung ein Gas-zu-Flüssigkeit-Phasenübergang in makroskopischer Kernmaterie existieren muß [Ber88], lassen diese Untersuchungen an atomaren Clustern hoffen, daß Auswirkungen dieses Phasenübergangs auch in Kern-Kern-Reaktionen sichtbar sind.

Als erstes Indiz für einen Phasenübergang in Kernmaterie wurde zunächst die beobachtete Abhängigkeit des Fragmentwirkungsquerschnitts von der Fragmentmasse (oder Ladung), die einem Potenzgesetz genügt, angesehen [Fin82,Min82,Hir84,Mil91]. Leider erwies sich diese Massenabhängigkeit als nahezu unsensitiv auf die verschiedenen Theorien, so daß diese Beobachtung nicht als eindeutiges Signal eines Phasenübergangs angesehen werden kann.

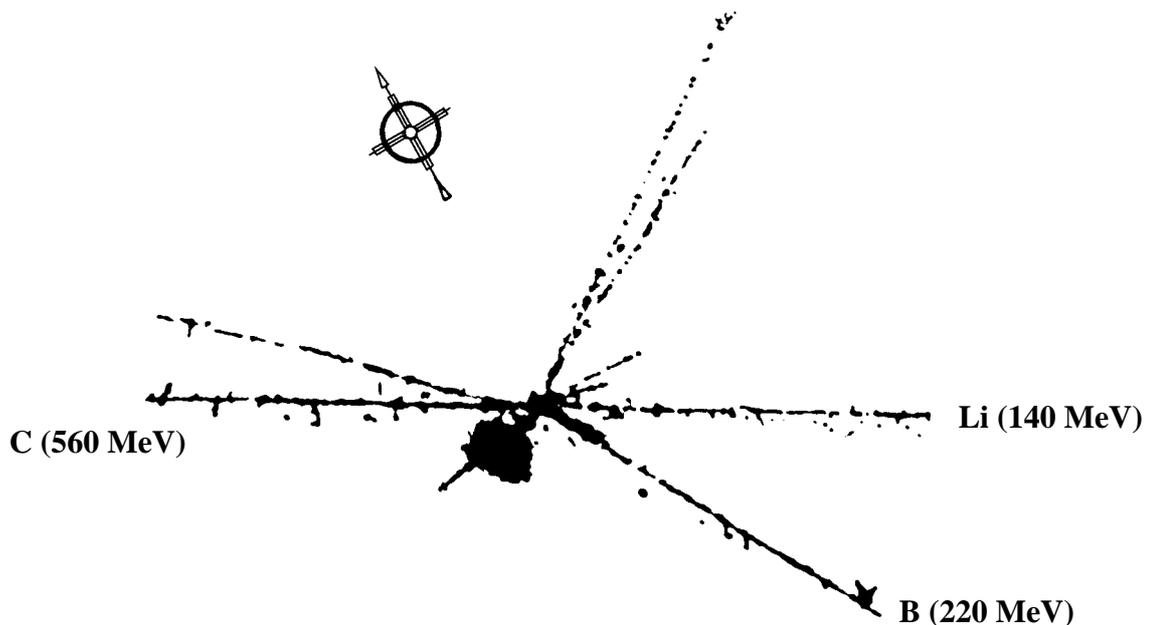


Abbildung 1.2: Erster beobachteter Aufbruch eines schweren Kerns (Br, Ag oder Bi) in drei mittelschwere Fragmente. Neben diesen drei Fragmenten (Li, B, C) wurden noch 11 einfach geladene Teilchen nachgewiesen [Bla49].

Damit drängt sich die Frage auf, ob neben diesen theoretischen Spekulationen auch experimentelle Hinweise auf ein Zerplatzen von hoch angeregten Kernen existieren. *Ist die Kernmultifragmentation nur ein Wunschtraum oder doch Realität?* Vor mehr als vier Jahrzehnten wurde mit Photoemulsionsmessungen gezeigt, daß hochenergetische Projektile den Aufbruch eines Kerns in mehrere größere Fragmente herbeiführen können. Abbildung 1.2 zeigt das vermutlich erste nachgewiesene Ereignis, bei dem durch die Reaktion zwischen einem Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung und einem schweren Kern (Br, Ag, oder Bi) drei sogenannte mittelschwere Fragmente (Li, B und C) entstehen [Bla49]. Die hohe kinetische Energie der Fragmente (ca. 900MeV) sowie

die große Zahl von 11 weiteren leichten Teilchen, die dabei emittiert wurden, zeigen, daß es sich um ein - für die damaligen Verhältnisse - typisches Hochenergiephänomen handelt. Nicht zuletzt diese sternförmigen Bilder der Emulsionsaufnahmen haben die Hoffnung hervorgerufen, daß es sich um eine Kernexplosion handelt, bei der die Fragmente gleichzeitig entstehen. Zu Beginn der 80er Jahre wurde dafür der Begriff *Multifragmentation* geprägt. Theoretischen Vorhersagen nach sollte dieser Zerfallskanal dominieren, sobald die Anregungsenergie im Bereich der Bindungsenergie von Kernen liegt [Gro90].

Mit dem Bau neuer Beschleunigeranlagen im sogenannten Mittelenergiebereich $E < 100 \text{ A MeV}$ Mitte der 80er Jahre wurden zahlreiche Untersuchungen zur Fragmentproduktion in Schwerionenstößen gestartet. Trotz großer Anstrengungen konnte allerdings die Existenz der Multifragmentation, das heißt des *gleichzeitigen* Aufbruchs von Kernmaterie in mittelschwere Fragmente, nicht eindeutig nachgewiesen werden [Poc91]. Nicht zuletzt ist dies auf folgende prinzipielle Schwierigkeiten zurückzuführen: Fragmentationsprozesse im Mittelenergiebereich sind durch die Dynamik des Kern - Kernstoßes stark beeinflusst. Dies führt dazu, daß sich die Fragmente oft nicht eindeutig bestimmten Quellen zuordnen lassen (siehe Diskussion in Ref. [Lot92] und [Bow91]). Bei diesen Energien wird nämlich bei peripheren Stößen nicht genügend Anregungsenergie deponiert, bei zentralen Stößen können die verschiedenen Quellen nicht mehr kinematisch voneinander getrennt werden. Zur quantitativen Interpretation der Daten ist man demzufolge meist auf Vorhersagen mikroskopischer Transporttheorien angewiesen. Die Zerfallsprozesse hochangeregter nuklearer Systeme erweisen sich als so komplex, daß man auf statistische Konzepte zur Beschreibung des Zerfalls zurückgreifen muß. Wie bereits erwähnt, spielen allerdings Vergleichgewichtsprozesse in diesen Reaktionen eine große Rolle [Wil92], so daß die Kopplung der statistischen Gleichgewichtsmodelle an die dynamischen Transportrechnungen im allgemeinen vereinfachende Annahmen erfordert.

Als möglicher Ausweg bietet sich hier das Studium von hoch angeregten Projektil- oder Targetfragmenten bei hohen Laborenergien an. Bei diesen hohen Energien lassen sich die entstandenen mittelschweren Fragmente aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit von Projektil und Target eindeutig drei verschiedenen Quellen zuordnen: dem Projektil- und Target-Restkern (*spectator*) und der Überlappzone zwischen Projektil- und Targetkern (*participant*), der in überwiegend leichte Teilchen zerfällt. Untersucht man darüberhinaus schwere Projektile in inverser Kinematik, so können mit relativ kleinen Detektoren und ohne den Einfluß störender Schwellen nahezu alle Fragmente des Projektil-*spectators* nachgewiesen werden.

Erst durch diesen nahezu vollständigen Nachweis der Fragmente ist es möglich, zwischen sequentiellen und simultanen statistischen Phasenraummodellen zu unterscheiden [Hag92, Hub92], wenn man annimmt, daß sich das System im Gleichgewicht befindet, was zwar durchaus plausibel, aber nicht selbstverständlich ist. So konnte von Hubele und Mitarbeitern [Hub92] gezeigt werden, daß statistische Multifragmentationsmodelle die experimentellen Beobachtungen beim Aufbruch von Goldprojektilen bei $E=600\text{AMeV}$ gut beschreiben, wo hingegen sequentielle Verdampfungsrechnungen im Vergleich halb so hohe Fragmentmultiplizitäten vorhersagen. In einer späteren Untersuchung [Kre92] wurde gezeigt, daß alle beobachteten Ladungskorrelationen beim Aufbruch von Goldprojektilen in Reaktionen bei $E=600\text{AMeV}$ mit der Annahme eines Phasenübergangs in einem endlichen System verträglich sind.

Ist damit das Thema - zumindest was die Reaktion mit Goldprojektilen bei $E=600\text{AMeV}$ angeht - abgearbeitet? *Was bleibt noch zu untersuchen?* Bei den zuvor erwähnten Vergleichen mit Modellrechnungen [Hub92, Kre92] wurde stets ein thermisches Gleichgewicht vorausgesetzt. Aufgrund der beobachteten Targetunabhängigkeit der Ladungsverteilungen erscheint diese Annahme gerechtfertigt. Dennoch lassen die vorangegangenen Studien offen, ob ein dynamisches Gleichgewicht wirklich erreicht wurde. Zumindest genau so wichtig ist eine andere noch unbeantwortete Frage, nämlich die, ob sich die Zeitskala der Multifragmentproduktion und die Größe des fragmentierenden Systems bestimmen läßt.

In dieser Arbeit wird eine Untersuchung der dynamischen Variablen des Vielfachaufbruchs vorgenommen. Weiterhin werden die aus den Impulsen und Geschwindigkeiten der Fragmente bestimmten Massenverteilungen diskutiert. Sie ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird das Experiment vorgestellt. Besonders ausführlich wird dabei auf die Massen- und Impulsbestimmung eingegangen. In Kapitel 3 werden dann die Isotopenverteilungen untersucht. Dabei steht die Frage im Vordergrund, welchen Einfluß sequentielle Prozesse auf die Massenverteilungen haben. In den Kapiteln 4, 5 und 6 wird besonders auf die Frage eingegangen, ob die Impulsverteilungen isotrop sind, oder ob es eine bevorzugte Emissionsrichtung für die Fragmente gibt. Ferner wird in diesen Abschnitten untersucht, ob die Emissionsquellen die gleichen sind, wenn verschiedene Ausgangskanäle, zum Beispiel ein, zwei oder drei mittelschwere Fragmente beobachtet werden, das heißt, ob diese Ausgangskanäle auch wirklich konkurrierende Prozesse darstellen. Abschließend wird in Kapitel 7 die Dynamik der Multifragmentproduktion näher betrachtet. Dabei stehen die zwei zuvor erwähnten Fragen im Vordergrund: Findet die Fragmentproduktion wirklich gleichzeitig statt und gibt es experimentelle Hinweise auf eine Expansion des Systems, wie sie in statistischen Multifragmentationsmodellen in der Regel vorausgesetzt wird?

2 Das Experiment

2.1 Experimentelle Methode

Wie schon in der Einleitung erwähnt wurde das Experiment in inverser Kinematik durchgeführt. Dabei wird die Fragmentation eines schweren Projektils mit relativistischer Geschwindigkeit (hier $\beta \approx 0.8$) untersucht. Die bei den Kernreaktionen entstehenden Projektilfragmente haben etwa Strahlgeschwindigkeit (siehe Abbildung 4.1). Daher entstehen durch die Schwellen der Detektoren keine Nachweisineffizienzen. Durch die kinematische Fokussierung der Fragmente kann eine gute geometrische Akzeptanz erreicht werden, die bei diesem Experiment am *ALADIN* Spektrometer den vollständigen Nachweis aller Fragmente mit $Z > 5$ ermöglichte.

Da nicht nur die Existenz des Vielfachaufbruchs nachgewiesen werden sollte, sondern auch das Aufbruchsszenario interessant war, mußte eine möglichst exklusive Messung der Fragmenteigenschaften durchgeführt werden. Insbesondere sind die Ladungen, Massen und (relativ)Winkel- und Impulsverteilungen im Quellsystem der Fragmentationsprodukte von Interesse. Wegen der Durchführung des Experimentes in inverser Kinematik wird daher eine Lorentzrücktransformation vom Labor- ins Strahlsystem notwendig. Die beschriebenen kinematischen Observablen müssen also im Laborsystem sehr genau gemessen werden.

2.2 Das ALADIN Spektrometer

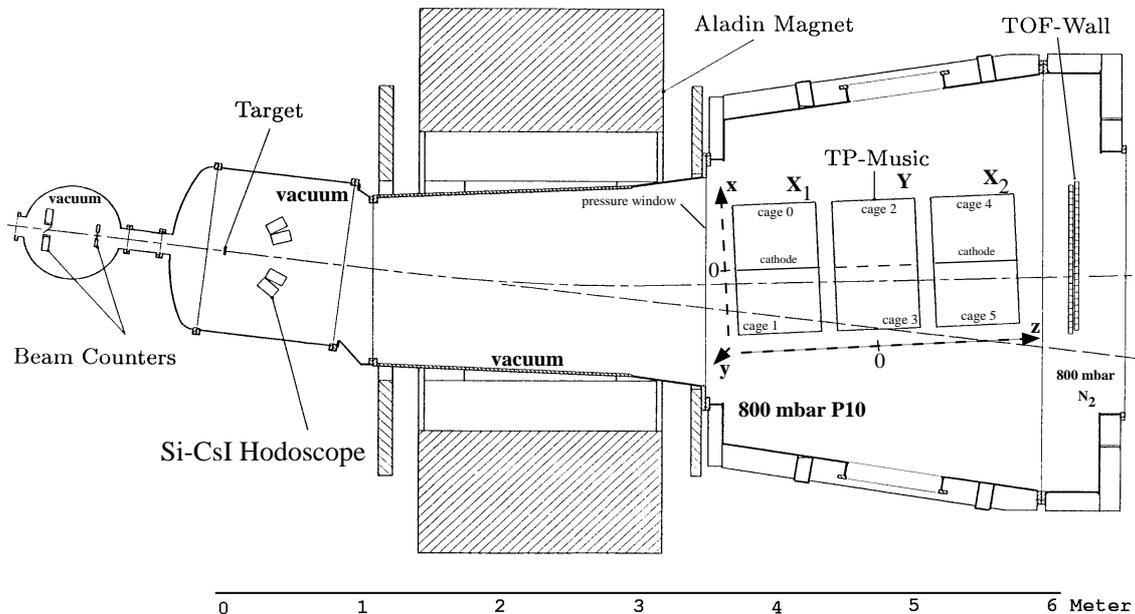


Abbildung 2.1: Skizze des ALADIN Spektrometers für das Experiment im Juli 1990. Der Strahl (Au, $E=600\text{A MeV}$) trifft hier von links nach Passieren der den Zeitpunkt und Ort der Wechselwirkung definierenden Strahlzähler auf das Target (C,Al,Cu und Pb). Im Magneten werden die Fragmente nach ihrer magnetischen Steifigkeit abgelenkt. Ihre Teilchenspur wird anschließend in der *TP-MUSIC* nachgewiesen. Die Geschwindigkeit der Projekttilfragmente wird von der Flugzeitwand (ToF) bestimmt. Zum Nachweis von leichten Teilchen mittlerer Rapidität befand sich ein Si-CsI-Hodoskop [Pin89] im Winkelbereich von $6\text{-}40^\circ$ in Vorwärtsrichtung um das Target.

Das ALADIN Spektrometer [Ala88] ist in Abbildung 2.1 skizziert. Mit diesem Aufbau kann die Ladung aller Projekttilfragmente sowie ab einer Schwelle von Ladung $Z=8$ zusätzlich deren Masse und Impulsvektor bestimmt werden. Die Hauptelemente des Spektrometers sind die Strahlzähler, das Si-CsI-Hodoskop [Pin89], der Dipolmagnet, die Teilchenspurkammer *TP-MUSIC* und die Flugzeitwand.

Der von links kommende Strahl trifft zunächst auf die den Zeitpunkt und den Ort definierenden Strahlzähler. Der Startzähler bestand aus einer $50\mu\text{m}$ dicken Szintillatorfolie, die von zwei Photomultiplerröhren ausgelesen wurde. Es konnte eine Zeitauflösung von 100ps Halbwertsbreite (FWHM) erreicht werden. Zur Bestimmung des Strahlortes wurde eine ebenfalls $50\mu\text{m}$ dicke Szintillatorfolie von vier Photomultiplerröhren ausgelesen. Die Auflösung des Ortszählers betrug 0.5mm (FWHM). Die Massenbelegung der beiden Strahlzähler betrug weniger als 4% des leichtesten Targets (C).

Hinter dem Target war unter Vorwärtswinkeln im Bereich von $6-40^\circ$ ein Si-CsI-Hodoskop [Pin89], das aus 64 Elementen zusammengesetzt war, aufgebaut. Jedes dieser Teleskope bestand aus einem $300\mu\text{m}$ dicken Siliziumzähler, der sich vor einem $60 \cdot 30 \cdot 30\text{mm}$ CsI-Kristall befand. Dieser CsI-Kristall wurde mit einer Photodiode ausgelesen. Durch die Dicke des Siliziumzählers ist die untere Schwelle eines Teleskopes 10AMeV . Das Leichtteilchenhodoskop wurde so aufgebaut, daß es den Raumwinkelbereich abdeckt, in den bevorzugt Teilchen mittlerer Rapidität emittiert werden. Da H- und He-Kerne nur bis zu einer Energie von 150AMeV gestoppt werden konnten, lieferte das Hodoskop in diesem Experiment mit 600AMeV Einschußenergie, wo die meisten Teilchen mittlerer Rapidität eine größere Energie als 150AMeV haben, nur die Multiplizität dieser leichten Teilchen. Die gemittelte geometrische Akzeptanz für den abgedeckten Polarwinkelbereich von $6^\circ-40^\circ$ beträgt 23% [Hub92]. Normiert auf die gemessene Winkelverteilung ergibt sich eine Akzeptanz von etwa 30%. Die so bestimmte Leichtteilchenmultiplizität wurde zur Klassifizierung der verschiedenen Ereignisse verwendet. Außerdem wurden mit der Forderung einer Leichtteilchenmultiplizität von mindestens eins Reaktionen hinter dem Target mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 95% unterdrückt. Alle in dieser Arbeit gezeigten Daten unterliegen dieser Bedingung.

Der Dipolmagnet des ALADIN Spektrometers hat ein Biegevermögen von maximal 2.3 Tm und eine Apertur von $1.5 \times 0.5\text{ m}^2$.

Die TP-MUSIC-Ionisationskammer bestimmte für Fragmente, die eine Ladungszahl von mindestens 8 (Sauerstoff) haben, die Ladung und den Ort und Winkel relativ zum Strahl bezüglich einer zum Strahl senkrechten Referenzebene hinter dem Magneten. Daraus kann durch Kenntnis des Magnetfeldes der Impuls und der Emissionswinkel der Fragmente rekonstruiert werden. Auf den Aufbau und die Eichung dieses Detektors wird in Abschnitt 2.4 ausführlich eingegangen.

Die Flugzeitwand befand sich in Strahlrichtung etwa 6m vom Target entfernt. Sie bestand aus 2×40 Elementen, die so versetzt hintereinander angeordnet waren, daß keine toten Zonen entstanden. Es konnte eine Ladungsauflösung erreicht werden, die eine Teilchenidentifikation bis zur Ladungszahl acht ermöglichte. Die Flugzeitauflösung wurde durch Vergleich der gemessenen Flugzeiten der vorderen und hinteren Wandhälften zu 100ps (FWHM) für $Z \geq 15$ und 300ps für $Z < 15$ bestimmt. Zusätzliche systematische ladungsabhängige Fehler wurden auf etwa $\pm 100\text{ps}$ abgeschätzt. Der Aufbau, die Akzeptanz und Kalibrierung der Flugzeitwand wird in [Hub92] [Kre92] ausführlich beschrieben.

Um Streuung und Energieverlust der Fragmente zu vermeiden, war das gesamte Spektrometer bis zur TP-MUSIC Ionisationskammer evakuiert. Die Flugzeitwand wurde in einer Stickstoffatmosphäre betrieben, um Hochspannungsüberschläge zu unterdrücken [Hub92].

Vor und hinter dem Spektrometer befanden sich noch kleine Drahtkammern [Stel91], die zum Fokussieren verwendet wurden. Diese Zähler wurden während der Aufnahme physikalisch relevanter Daten aus dem Strahl bewegt. Die geometrische Akzeptanz des *ALADIN* Spektrometers betrug für Projektilfragmente bei diesem Experiment von 600AMeV [Hub92] für α -Teilchen etwa 65% und mehr als 95% für alle schwereren Fragmente mit einer Ladungszahl oberhalb der *MUSIC*-Nachweisschwelle von $Z=8$.

2.3 Experimentelle Bedingungen

Das Experiment S031 wurde im Juli 1990 an der Schwerionenbeschleunigeranlage der GSI durchgeführt [Kre92, Hub92]. Der Strahl bestand aus Gold-Projektilen mit einer Energie von 600AMeV. Die Dauer der Strahlpulse betrug 450ms mit rund 2000 Goldkernen pro Puls. Der Strahl-Fokus hatte am Target einen Durchmesser von etwa 10mm (FWHM). Es wurden die Targets C, Al, Cu und zum Vergleich mit symmetrischen Reaktionen Pb verwendet. Die Massenbelegung der Targets wurde so gewählt, daß sich eine Reaktionswahrscheinlichkeit von 2 - 3% ergab. Die daraus resultierende Reaktionsrate von etwa 100 pro Sekunde konnte vom Datenaufnahmesystem (Anhang A) bei einer Totzeit von 5 - 10ms noch gut verarbeitet werden.

Als Wechselwirkungstrigger [Kre92, Hub92] wurde zuerst ein 300 μ m dicker Silizium-Halbleiter-Veto-Zähler eingesetzt, der 3.4m hinter dem Target montiert war. Leider stellte sich während des Experimentes heraus, daß dieser Zähleraufbau eine zu große inhomogene Massenbelegung hatte. Deshalb wurde als alternatives Veto eine kleine Amplitude in dem Teil der Flugzeitwand verlangt, der vom direkten Strahl getroffen wurde. Allerdings konnten dadurch Reaktionen hinter dem Target - insbesondere im Druckfenster zwischen dem *MUSIC*-Zählgas und der evakuierten Magnetkammer - nicht mehr unterdrückt werden. Solche Ereignisse konnten zwar später mit der Bedingung einer von Null verschiedenen Leichtteilchenmultiplizität im Si-CsI-Hodoskop ($M_{lp} > 0$) von der Analyse ausgeschlossen werden, jedoch entstand durch sie unnötig Totzeit und die Anzahl guter Ereignisse wurde deutlich um etwa 60% reduziert. Die Anzahl dieser Ereignisse ist in der folgenden Tabelle angegeben. Davon sind bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle etwa 20% der Ereignisse binär und etwa 1% ternär.

Target	Silizium-Veto-Zähler	ToF-Veto-Zähler
C	$30 \cdot 10^3$	$27 \cdot 10^3$
Al	$32 \cdot 10^3$	$44 \cdot 10^3$
Cu	$29 \cdot 10^3$	$22 \cdot 10^3$
Pb		$15 \cdot 10^3$

2.4 Die TP-MUSIC Ionisationskammer

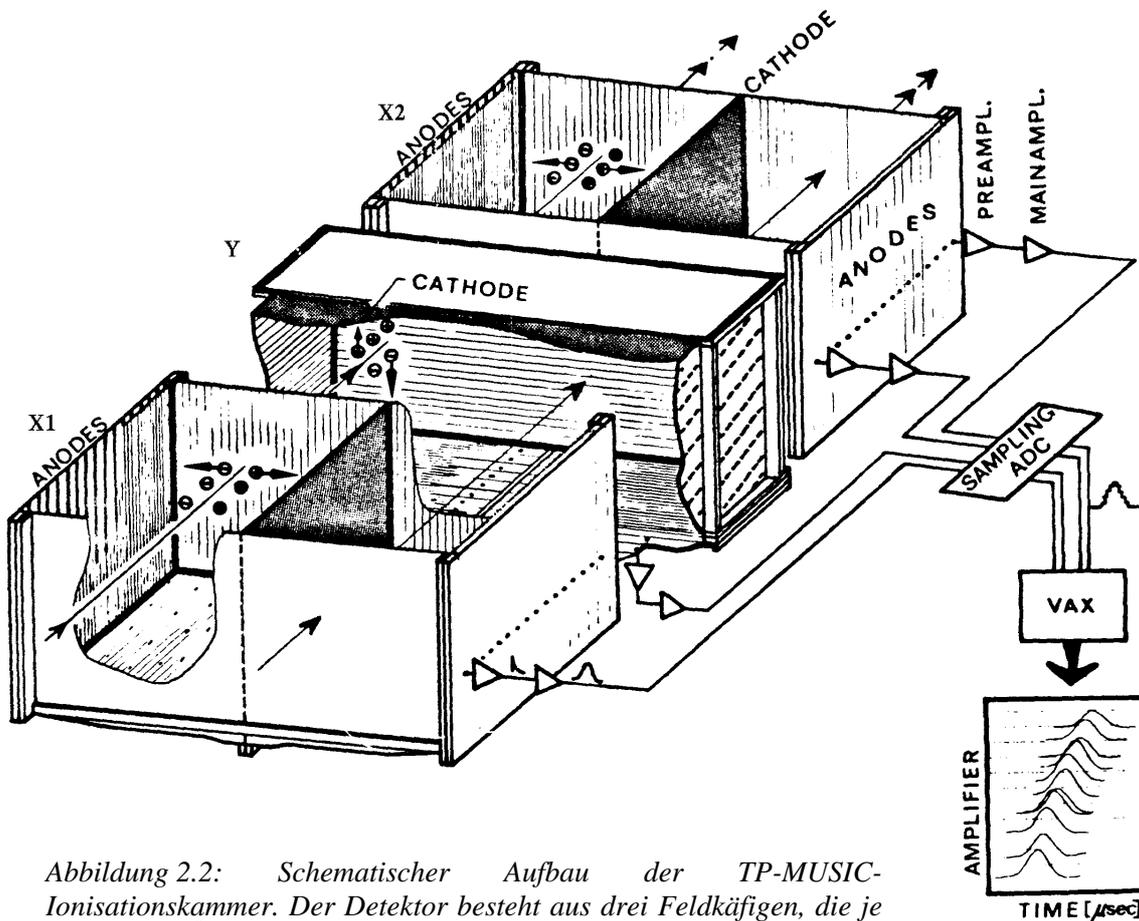


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der TP-MUSIC-Ionisationskammer. Der Detektor besteht aus drei Feldkammern, die je $100 \cdot 60 \text{ cm}^2$ (Breite x Höhe) Akzeptanz haben.

TP-MUSIC steht für "Time Projection - Multiple Sampling Ionization Chamber" [Bau87,Chr87]. Es handelt sich also um eine Ionisationskammer, deren Auflösung durch Mehrfachmessung derselben Ladungspur erhöht wird (Multiple Sampling), und bei der der zeitliche Verlauf der Anodensignale mit *flash*-ADCs aufgenommen wird (Time Projection Methode). Ihr Aufbau ist in Abbildung 2.2 skizziert. Sie besteht aus drei Feldkammern, von denen die beiden äußeren den horizontalen - und der mittlere den vertikalen Ort/Winkel der Teilchenspur bestimmen. Die beiden horizontalen Feldkämme sind zusätzlich in zwei Hälften unterteilt. Dadurch wird die maximale horizontale Driftstrecke und das Kathodenpotential halbiert. Die Kathodenplatten wurden sehr dünn (ca. 0.5 mm) ausgelegt, um dort möglichst wenig Wechselwirkungen zu erzeugen. Jede Feldkammerehälfte hat sechzehn 3cm breite Anodenstreifen, die nebeneinander in z-Richtung angeordnet sind. Jeder Anodenstreifen ist mit einem eigenen ladungsempfindlichen Vorverstärker bestückt, der direkt an der Anodenplatte montiert ist. Dadurch

wurden die Signalleitungen kurz gehalten und das Signal zu Rauschen-Verhältnis verbessert. Die unter optimalen Bedingungen erreichte Rauschamplitude einer Anode [Mül91] betrug umgerechnet 40keV (FWHM), was etwa 2800 Elektronen entspricht! Ein minimal ionisierendes Kohlenstofffragment deponiert zum Vergleich pro Anode 200keV. In diesem Experiment war die Rauschamplitude jedoch von elektronischen Einstreuungen dominiert. In folgenden Experimenten wird man also die *MUSIC*-Nachweisschwelle herabsetzen können.

Fliegt ein relativistisches geladenes Teilchen durch das aktive Volumen der Ionisationskammer, dann wird eine Ionisationsspur erzeugt. Die Elektronen driften nun zu den Anoden. Da in den Feldkäfigen ein homogenes Feld herrscht, ist die Driftgeschwindigkeit ortsunabhängig [Sau76] (in diesem Experiment $v_{drift} \cong 5.3 \text{cm}/\mu\text{s}$). Aus der Driftzeit der Elektronen kann dann der Abstand der Teilchenspur von dem entsprechenden Anodenstreifen berechnet werden. Da dieser Abstand 16mal an verschiedenen z-Orten (Anodenstreifenabstand 3cm) gemessen wurde, ergibt sich je nach Feldkäfig sowohl der x- beziehungsweise y-Ort als auch der x/z- beziehungsweise y/z-Winkel aus einer Geradenanpassung durch die entsprechenden Positionen der Anodensignale.

Da die Driftgeschwindigkeit der Ionen, die gleichzeitig mit den Elektronen erzeugt werden, etwa vier Größenordnungen kleiner ist, bildet sich eine feldverzerrende Raumladungsebene zwischen der Strahlposition und der Kathode des entsprechenden Feldkäfigs. Um Raumladungsstörungen klein zu halten, wurde der Schwerionenstrahl in die Nähe der Kathode der horizontalen Feldkäfige gelegt, und somit der Ionendriftweg minimiert.

Die Auslese der Analogsignale geschah durch "*flash ADCs*". Als *sampling*-Rate der ADCs wurden 16MHz gewählt. Die Teilchenspur wurde also etwa alle 3mm in Drift-richtung abgetastet. Das entspricht etwa 10 Messungen pro Ladungspuls. Der Ort (beziehungsweise die Driftzeit) und die Amplitude eines solchen Ladungspulses wurde durch Anpassen eines Standardpulses, der vom Strahlpuls abgeleitet wurde, bestimmt.

Als Zählgas wurde ein Argon-Methan-Gemisch (P10: 90%_{vol} Argon, 10%_{vol} Methan) verwendet. Die Qualität des Zählgases - die durch elektronegative Verunreinigungen bedingte Gasabschwächung - wurde durch die Signalamplitude einer 5.4MeV α -Quelle, die auf die Kathode eines der Feldkäfige geklebt war, bestimmt. Je kleiner die Amplitude dieser α -Pulse ist, desto größer ist die Gasabschwächung im Driftvolumen. Abbildung 2.3 zeigt die gemessene Gasabschwächung als Funktion der Zeit. Sie variiert um 20%, was einer Änderung der gemessenen Strahlladung von $\Delta Z=8$ entspricht! Die Driftgeschwindigkeit änderte sich ähnlich, aber nicht linear mit den α -Amplituden korreliert. Am Ende des vierten Experimentiertages wurde das Zählgas erneuert, was den Sprung in Abbildung 2.3 bedingt.

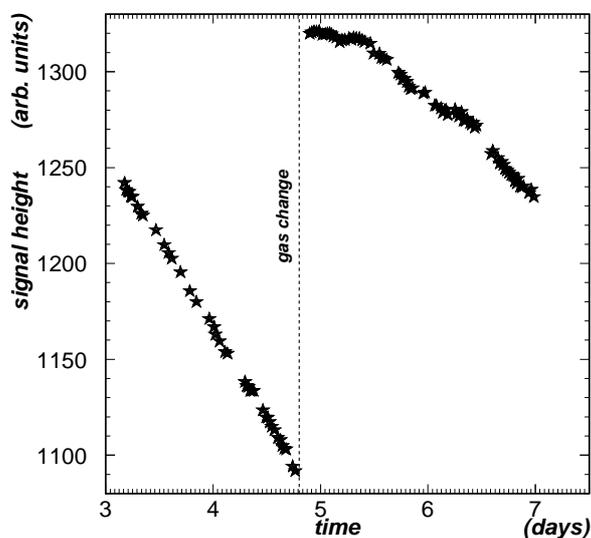


Abbildung 2.3: Signalhöhe der α -Amplitude in relativen Einheiten als Funktion der Zeit. Die durch Verunreinigungen abnehmende Qualität des Zählgases führt zu einer deutlichen Verringerung der Signalhöhe.

Die große Änderung der Gasabschwächung (etwa 3⁰/₀₀ pro Stunde) und der Driftgeschwindigkeit (etwa 2⁰/₀₀ pro Stunde) sind darauf zurückzuführen, daß, obwohl das Zählgasvolumen vollkommen geschlossen war, einerseits durch den Detektor selbst eine Vielzahl ausgasender chemischer Verbindungen in das Zählgasvolumen eingebracht wurde, und andererseits die Detektorkammer unter anderem wegen ihrer Größe nicht ausgeheizt werden konnte, um durch Belüften entstandene Kontaminationen - insbesondere Wasser - zu beseitigen [Hof92]. Um in zukünftigen Experimenten gleichmäßige Gasreinheit zu garantieren, wurde ein Gasreinigungssystem [Hof92] installiert.

2.4.1 Eichung der *TP-MUSIC*

Die Eichung der *TP-MUSIC* geschah in drei Stufen: Zunächst wurde die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas bestimmt. Danach wurde die ortsabhängige Gasabschwächung und zuletzt der totale Verstärkungsfaktor so festgelegt, daß die Ladungslinien nicht ortsabhängig waren und die im Trigger unteretzten Strahlteilchen eine Amplitude hatten, die einer Ladungszahl von 79 entspricht. Da der Detektor individuelle Ladungsauflösung bis zu den schwersten Fragmenten lieferte, konnte die Teilchenidentifikation durch einfaches Abzählen erfolgen.

Da sich die Gaseigenschaften während des Experiments stark änderten, war es nicht möglich, mit einem Eichparametersatz für die *TP-MUSIC* auszukommen. Es wurde vielmehr für jeden der 250 Datensätze ein individueller Eichparametersatz erstellt. Im ersten Schritt wurden diese Eichkoeffizienten als Funktion der α -Amplituden (siehe Abbildung 2.3) parametrisiert. Der Einfachheit halber wurden während einer Messung die Eichparameter als konstant angenommen. Da allerdings keine dieser Messungen länger

als eine Stunde dauerte, ergeben sich dadurch Fehler der Amplitudenbestimmung von $\leq \pm 0.06$ Ladungseinheiten und Fehler der Ortsbestimmung von $\leq \pm 0.5\text{mm}$, die somit vernachlässigbar sind.

Gold Projektile mit 600A MeV sind zu etwa 75% vollständig ionisiert und 25% sind Wasserstoff-ähnlich [Stö90]. Die Umladungslänge im Driftgas betrug etwa 20cm . Bei einer effektiven Teilchenspurlänge von 150cm ergeben sich in den drei 50cm tiefen Feldkäfigen je zwei bis drei Umladungen. Die effektive Ladungszahl von Gold in der *TP-MUSIC* war somit 78.75 .

Eichung der Driftgeschwindigkeit

Der durch die Kathode bedingte scharfe Abfall der inklusiven Ortsspektren (Abbildung 2.4) definiert eine absolute Position im Ortsraum. Mit dem Triggerzeitnullpunkt, der mit einem Pulser bestimmt wurde, folgt daraus die Driftgeschwindigkeit als Proportionalitätskonstante. Die Schärfe dieser "Kathoden-Kante", die für alle Feldkäfige gleich ist, ist ein Maß für die Ortsauflösung, die sich zu kleiner als 1mm (FWHM) ergibt.

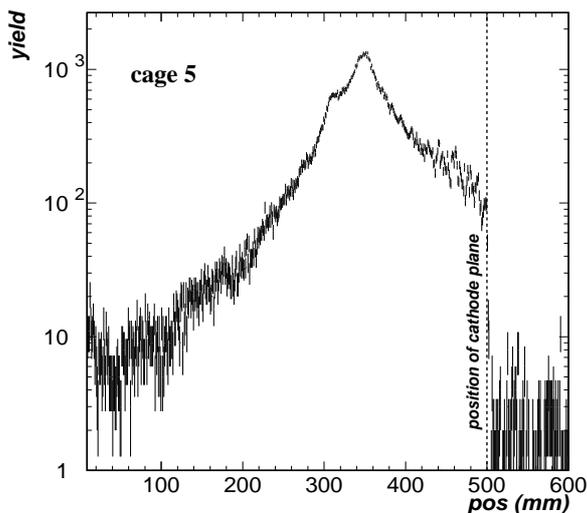


Abbildung 2.4: Inklusives Ortsspektrum von Fragmenten mit einer Ladungszahl von mindestens 10 einer der horizontalen Feldkäfighälften. Man beachte den scharfen Abfall an der Stelle der Kathode von einer Größenordnung pro Millimeter. (Die Kanalbreite dieses Histogramms ist 1mm .)

Die Ortsauflösung im gesamten Ortsraum eines Feldkäfiges kann aus der Varianz der Abweichung der Positionen von einer Geraden-Anpassung an die Positionen der einzelnen Anoden eines Spursegmentes abgeschätzt werden. Es ergibt sich für Fragmentladungen größer 20 eine über Orte und Ladungen der Fragmente gemittelte Auflösung von etwa 0.2mm (FWHM) pro Feldkäfig. Die Ortsauflösung für leichtere Fragmente steigt dann mit abnehmender Ladung auf bis zu 1.2mm (FWHM) bei Ladung acht an.

Um eine Abschätzung der systematischen Ortsfehler zu erhalten, kann die Redundanz durch die zweifache horizontale Ortsmessung herangezogen werden. Hierzu werden die Spursegmente der beiden horizontalen Feldkäfige in eine Referenzebene extrapoliert, die in die Mitte des Detektors gelegt wurde (Abbildung 2.1, $z=0$). Der Abstand der beiden Spursegmente in der Referenzebene ist dann eine Abschätzung für die gesamte Orts-Auflösung der *TP-MUSIC*. Die über die experimentellen Orts-, Winkel- und

Ladungsverteilungen integrierte Verteilung dieser Variablen, die im folgenden *vp_{mat}* genannt werden soll, ist gaußförmig mit einer Breite von weniger als 2.4mm (FWHM) für $Z > 20$. Diese Positionsauflösungsgröße *vp_{mat}* steigt ebenfalls wie die Auflösung eines Feldkäfigs auf das Fünffache im Bereich der Ladungsnachweisschwelle. In der Datenanalyse werden die Orte und Winkel der Teilchenspuren nicht durch Extrapolation der Spursegmente, sondern durch eine Gerade definiert, die durch die x-Orte der beiden horizontalen Feldkäfigmitten geht. Der x-Winkel der Teilchenspur ergibt sich somit aus den beiden horizontalen Orten und dem großen Abstand dieser beiden Feldkäfige von 1.5m. Der Winkel der Spursegmente in den x-Feldkäfigen wird hierbei also ignoriert. Die Ortsverschmierung durch Kleinwinkelstreuung in der *MUSIC* beträgt auf die Distanz von 1.5m 2.1mm (FWHM), was etwa der *MUSIC*-Ortsauflösung entspricht.

Eichung der Gasabschwächung

Während die Elektronen von ihrem Entstehungsort, der Teilchenspur, im homogenen Feld des Feldkäfiges zu den Anoden driften, durchlaufen sie verschiedene Gasabschwächungsprozesse [Sau76,Bra81]. Wird die Verunreinigung des Zählgases durch elektro-negative Gase klein gehalten, dann besteht der Hauptanteil der Amplitudenabschwächung aus Diffusionsverbreiterung. Demgegenüber ändert sich durch Diffusion das Integral des Ladungspulses nicht. Es hat sich aber herausgestellt, daß die Amplitude eines solchen Signals numerisch wesentlich genauer bestimmt werden kann als sein Integral.

Da die Diffusionsverbreiterung des Ladungssignals durch die Zufallsbewegung der Elektronen im Driftgas entsteht, ist die Amplitudenabschwächung proportional zur Wurzel der Driftstrecke L_{drift} . Daher wurde als Korrekturfaktor für die gemessenen Amplituden $\sqrt{1+\alpha \cdot L_{drift}}$ verwendet. Der Parameter α wurde so bestimmt, daß die zu einer bestimmten Ladungszahl gehörige Amplitude ortsunabhängig ist.

In diesem Experiment war allerdings die durch Verunreinigungen des Zählgases bedingte Gasabschwächung nicht vernachlässigbar und zeitabhängig (siehe Abbildung 2.3). Der Korrekturfaktor α wurde also so bestimmt, daß er beiden amplitudenabschwächenden Prozessen, die beide in erster Ordnung linear von L_{drift} abhängen, Rechnung trug.

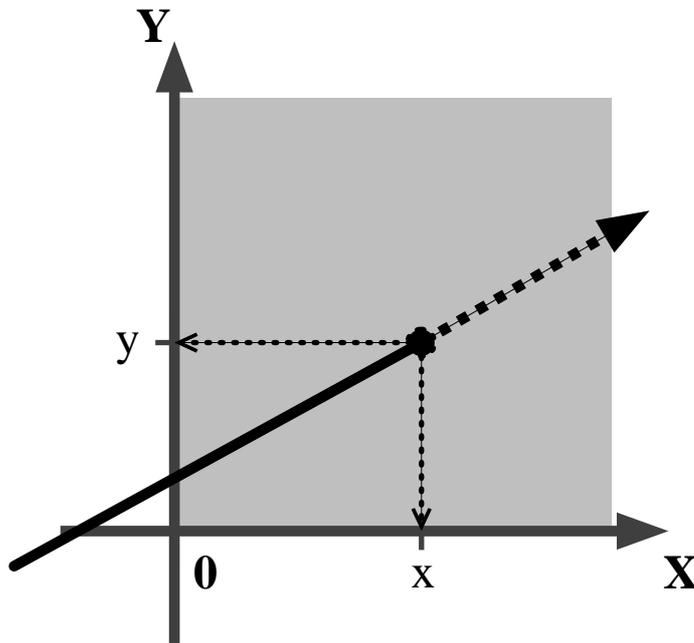


Abbildung 2.5: Zur Eichung des Gasabschwächungskoeffizienten α wird das Verhältnis der Amplituden in y- und x-Feldkäfig als Funktion der x/y-Driftlängendifferenz $(y-x)$ bestimmt.

Hierzu wird die Redundanz der Amplituden bei Kombination der x- und y-Feldkäfige benutzt (Abbildung 2.5). Trägt man das Amplitudenverhältnis eines bestimmten Teilchens¹ als Funktion der entsprechenden Driftlängendifferenz $(y-x)$ auf, dann ergibt sich gerade die Funktion des Korrekturfaktors $\sqrt{1+\alpha \cdot \Delta L_{drift}}$, die in erster Ordnung für kleine α eine Gerade ist. Typische Werte für α lagen je nach Gasqualität zwischen $2 \cdot 10^{-5} \text{mm}^{-1}$ und $1 \cdot 10^{-3} \text{mm}^{-1}$.

Voraussetzung bei dieser Analyse ist, daß die Gasverunreinigung und somit die Gasabschwächung in den beiden so kombinierten Feldkäfigen gleich ist. Zur Überprüfung dieser Annahme kann die Redundanz der beiden x-Feldkäfige benutzt werden. Kombiniert man y mit x_1 (α_1) beziehungsweise y mit x_2 (α_2), dann ergeben sich zwei unabhängige Gasabschwächungskoeffizienten, die gleich sein sollten. Es ergab sich bei diesem Experiment eine systematische Differenz $\alpha_2 - \alpha_1$ von etwa $1.5 \cdot 10^{-4} \text{mm}^{-1}$. Diese merkbare Abweichung ist möglicherweise auf ausgasende Verunreinigungen in einem der Feldkäfige zurückzuführen.

Um die Ladungsauflösung des Detektors zu verbessern, wurden im zweiten Schritt die Gasabschwächungskoeffizienten für jeden Feldkäfig einzeln bestimmt. Trägt man die gemessene Ladungszahl der Fragmente als Funktion ihrer Position auf, dann erge-

¹ Als Minimal-Spurrekonstruktion (siehe auch Kapitel 1.3.2) genügt hier die einfache Bedingung der MUSIC-Multiplizität von eins.

ben sich gegen die Horizontale leicht geneigte Geraden. Die Neigung dieser Geraden ergibt die noch fehlende Gasabschwächungskorrektur¹. Dieses Verfahren konnte angewendet werden, da bereits nach dem ersten Eichschritt Ladungslinien erkennbar waren.

Abbildung 2.6 zeigt als Beispiel die Ladungsverteilung wie sie mit der endgültigen Eichung erhalten wurde. Hierbei wurde noch anhand der gemessenen Flugzeit auf die Abhängigkeit des Energieverlusts von der Geschwindigkeit der Fragmente korrigiert. Zunächst fällt die umgekehrte Trichterform auf. Schwere Fragmente haben eine kleinere Ortsverteilungsbreite als leichte Fragmente, da sie zum einen eine kleinere relative Massenbreite und somit eine kleinere Breite der magnetischen Steifigkeit und zum anderen durch ihren Ursprung aus peripheren Kollisionen a priori eine kleinere Polarwinkelverteilung haben. Da Strahlteilchen unersetzt zum Trigger beitragen, sieht man in diesem Spektrum einen Strahlfleck bei $x=\pm 30\text{mm}$ und $Z=79$. Die Positionen der schweren Fragmente sind um etwa 40mm in horizontaler Richtung relativ zum Strahl verschoben, was einem Verlust von im Mittel 8 ± 0 Neutronen bei peripheren Kollisionen entspricht. Die Akzeptanzlücke bei Position 0 wird durch die Kathoden der beiden horizontalen Feldkäfige verursacht. Die deutlich erkennbare stufenweise Akzeptanzabschwächung von Fragmenten $Z\geq 50$ im Bereich der Strahlposition wird durch den Flugzeit-Veto-Trigger verursacht. Ein solches Veto wurde erzeugt, wenn einer der drei mittleren Szintillator-Streifen, die vom Strahl getroffen wurden, eine Mindestamplitude hatte. Weil während des Experimentes die Flugzeitwand nicht geeicht war, entsprachen diese Analogschwellen verschiedenen Fragmentladungen. Die Fragmente, die im umrahmten Veto-Bereich liegen, sind hinter dem *MUSIC* Detektor eine weitere Reaktion mit dem Zählgas oder der δ -Elektronenabschirmung der Flugzeitwand eingegangen und haben somit im Vetozähler eine entsprechend kleinere Amplitude erzeugt. Außerdem wird die Ortsabbildung der Flugzeitwand in der *MUSIC* durch die Massenverteilung der Fragmente verbreitert. Die Fragmente werden nämlich im Magneten nach ihrer magnetischen Steifigkeit getrennt. Es können also Teilchen am selben Ort in der *MUSIC* verschiedene Richtungen haben, und somit verschiedene Slats der Flugzeitwand treffen, obwohl sie alle vom selben vergleichsweise kleinen Targetfokus kommen.

¹ Numerisch wurde hierzu die Steigung des Geradenanpassung von $\frac{Z}{\text{int}(Z)}(\text{ort})$ verwendet.

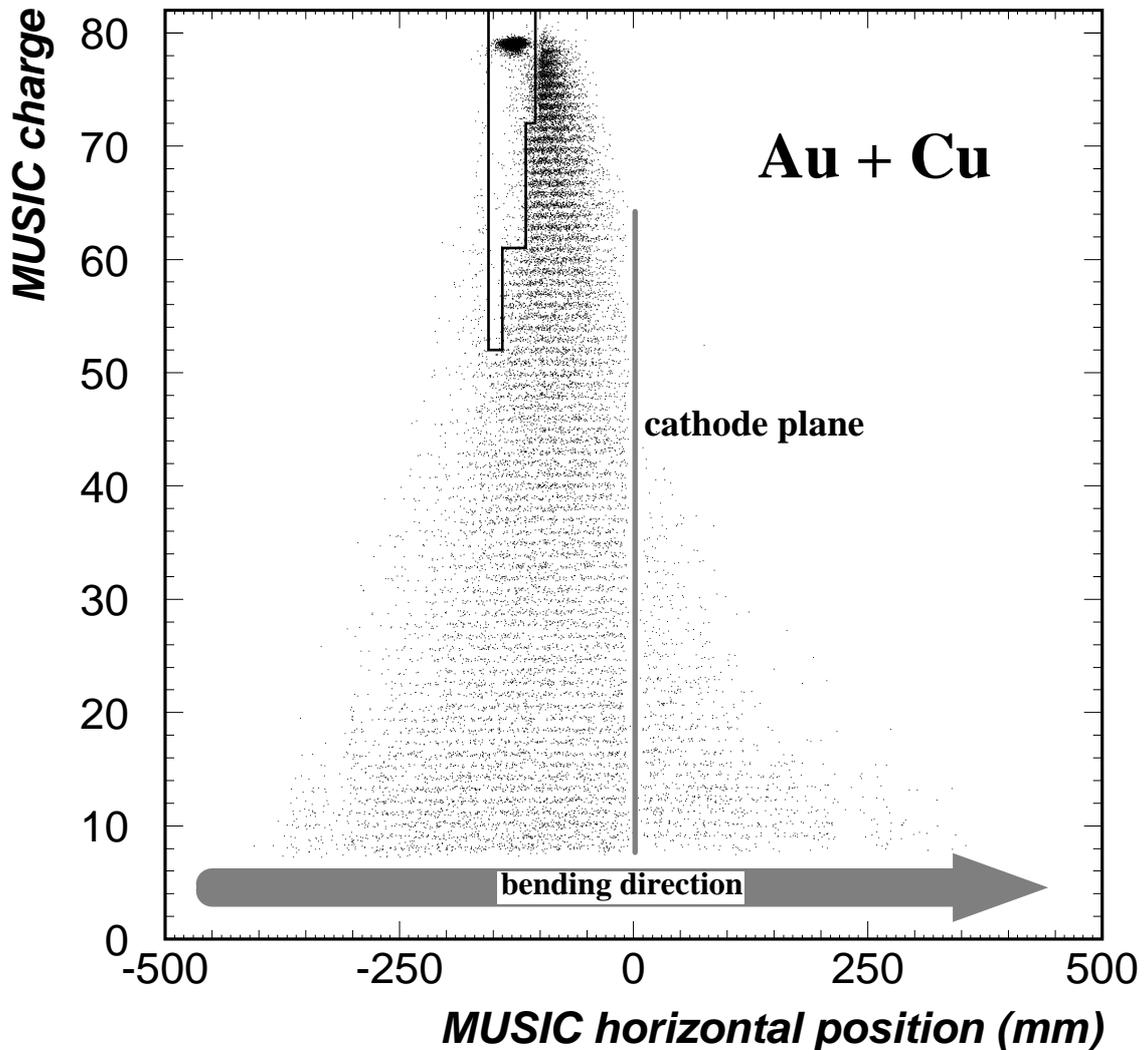


Abbildung 2.6: Fragmentverteilung der MUSIC als Funktion des Ortes in Magnet-Biegerichtung. Die Akzeptanzlücke bei Position $x=0\text{mm}$ wird durch die Kathoden verursacht. Da als Vetodetektor die drei mittleren Streifen der Flugzeitwand verwendet wurden, ergibt sich eine Unterdrückung von Fragmenten im umrahmten Bereich. Da Strahlteilchen untersetzt zum Trigger beigetragen haben, ergibt sich der Strahlfleck bei $x=-130\text{mm}$ und $Z=79$. Die Verschiebung der Positionen der schweren Reaktionsprodukte relativ zur Strahlposition zu größeren x -Werten ist auf Verlust von Neutronen (im Mittel 8-10) zurückzuführen.

Ladungseichung

Zwischen der Ladungszahl eines Fragments und der in der MUSIC gemessenen Amplitude besteht folgender Zusammenhang:

$$Amp \sim \frac{Z^2}{\beta^2} \quad \beta \sim const \quad Z^2 \quad (2.1)$$

Die Annahme der konstanten Geschwindigkeit der Fragmente ist bei 600 A MeV gut erfüllt (siehe Abbildung 4.1). Zur absoluten Ladungseichung wurden die im Trigger untersetzten Strahlteilchen benutzt. Die zum Gold-Strahl gehörige Amplitude wurde so geeicht, daß ihre Wurzel $Z=79$ ergibt. Damit waren die Amplituden der Feldkäfige 1, 3 und 5 (siehe Abbildung 2.7) festgelegt. Die Amplituden der entsprechenden Feldkäfighälften, in denen sich kein Strahl befand, geschah dann relativ zu Feldkäfig 1 (siehe Abbildung 2.7).

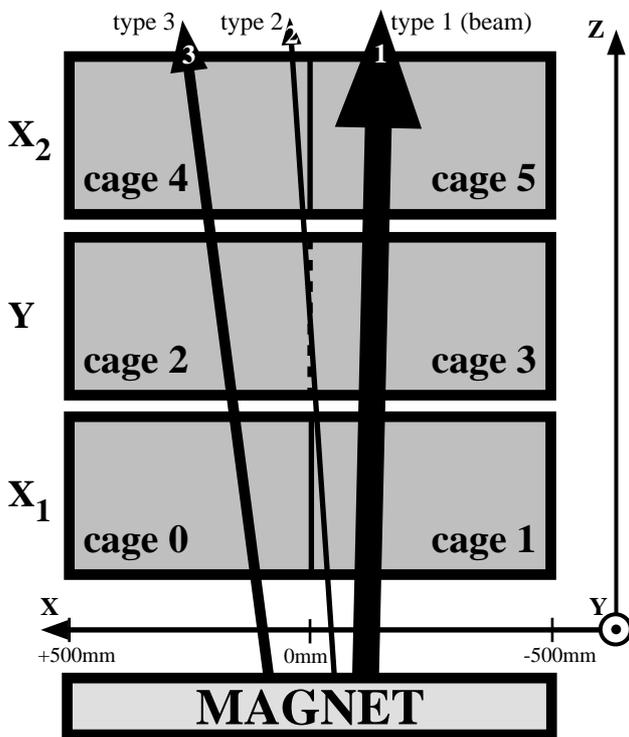


Abbildung 2.7: Zur absoluten Ladungseichung der verschiedenen Feldkäfige.

Die Amplituden-Eichung der Feldkäfighälften 1, 3 und 5 ergeben sich direkt aus den Amplituden der Strahlteilchen (Typ 1). Die Amplituden-Eichung von Feldkäfighälfte 4 ergibt sich aus Fragmenttrajektorien vom Typ 2 relativ zu Feldkäfig 1. Die Amplituden-Eichung von Feldkäfighälfte 0 ergibt sich entsprechend aus Fragmenten vom Typ 3 relativ zu Feldkäfighälfte 4 und 1.

Der Nachteil dieser Relativeichung ist, daß sich die Fehler addieren. Im Falle der Feldkäfighälfte Null sind das die Amplitudenfehler von Feldkäfighälften zwei und vier. Da Ladungsauflösung erreicht wurde, waren die Gesamtfehler der Amplitudeneichung in den linken Feldkäfighälften kleiner als eine halbe Ladungseinheit. Deshalb konnten in einem zweiten Schritt diese Amplituden so korrigiert werden, daß die Mittelwerte der Ladungsspektren einer bestimmten Ladungszahl in den linken und rechten Feldkäfighälften übereinstimmten (siehe Abbildung 2.6).

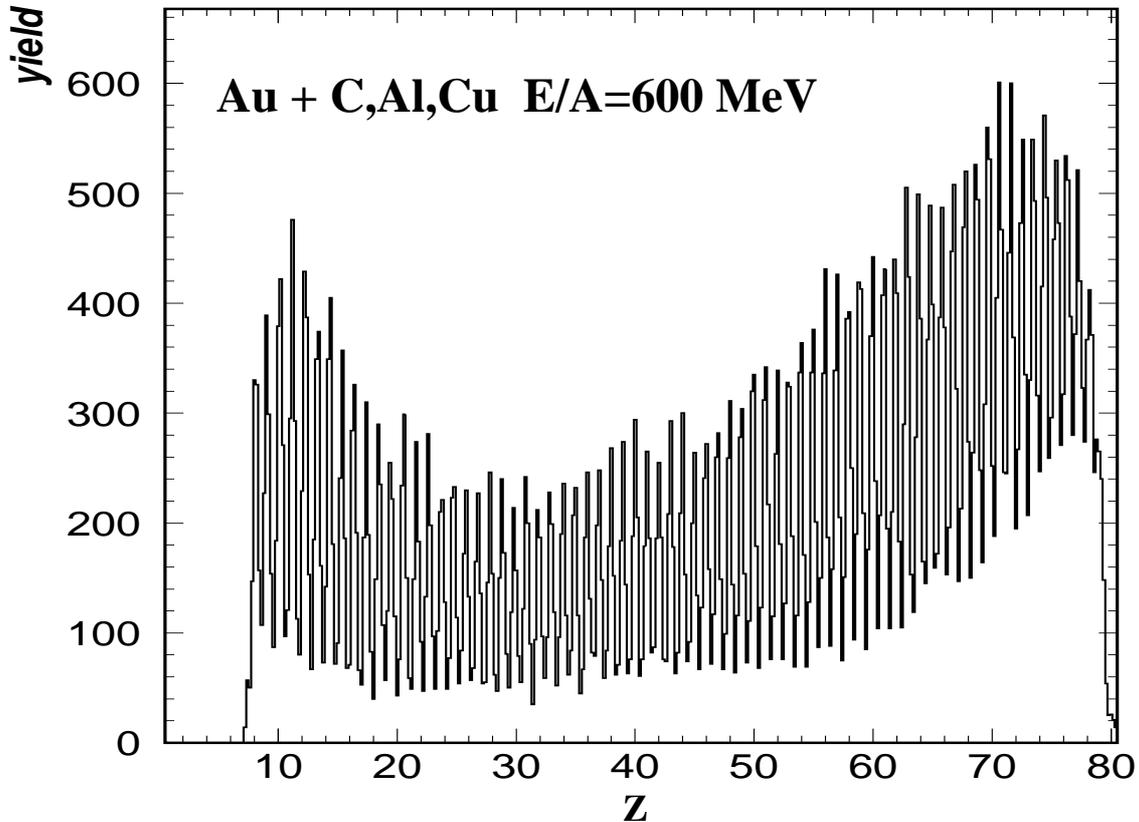


Abbildung 2.8: Ladungsauflösung der TP-MUSIC. Zur Verbesserung der Statistik wurde hier über die Ereignisse der Targets C, Al und Cu integriert. Oberhalb der Schwelle von Ladung 8 werden alle Ladungen mit einer Auflösung von etwa $\Delta Z=0.5$ (FWHM) individuell aufgelöst. Fragmente mit Ladung größer 70 wurden durch den Wechselwirkungstrigger unterdrückt.

Das Endergebnis der MUSIC-Ladungseichung wird in Abbildung 2.8 illustriert. Zur Verbesserung der Statistik wurden hier die Daten mehrerer Targets aufaddiert. Zusätzlich wurde noch zur Verbesserung der Auflösung mit der Flugzeit auf die Variation der Geschwindigkeit der Fragmente korrigiert (siehe Gleichung 2.1). Es wird individuelle Ladungsauflösung über dem gesamten dynamischen Bereich erreicht. Aus dem Spitze/Tal-Verhältnis von etwa 5 ergibt sich unter der Annahme gaußverteilter Ladungslinien eine Ladungsauflösung von etwa 0.5 (FWHM) Ladungseinheiten. Die Nachweischwelle beträgt hier $Z=8$.

Die Teilchennachweiswahrscheinlichkeit der MUSIC kann durch Vergleich mit der Flugzeitwand, die für Fragmente mit $Z>6$ eine Nachweiswahrscheinlichkeit von praktisch 100% hat [Kre92], überprüft werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für schwere Fragmente eines einzelnen MUSIC-Feldkäfiges ist ebenfalls praktisch gleich 1. Die Wahrscheinlichkeit, ein Fragment in Vierfach-Koinzidenz mit allen Feldkäfigen der

MUSIC und in der Flugzeitwand nachzuweisen, ergibt sich jedoch zu mehr als 90% für Fragmente mit $Z > 40$. Sie fällt im Bereich der *MUSIC*-Schwelle mit fallender Ladungszahl auf 60% für Sauerstoff-Fragmente.

2.4.2 Rekonstruktion der Fragmentspuren

Da die *MUSIC* aus drei Feldkäfigen besteht, liefert jedes Fragment drei Spursegmente, wobei zweimal die Position und der Winkel in der x/z Ebene und einmal in der y/z Ebene bestimmt wird. Zusätzlich liefert die Flugzeitwand neben der Flugzeit auch einen x/y Ort und eine Ladungszahl. Da nun bei einem Vielfachaufbruch mehrere Treffer sowohl in der Flugzeitwand als auch in den Feldkäfigen der *MUSIC* auftreten, müssen diese Treffer zu Fragmenttrajektorien zusammengesetzt werden. Hierzu werden alle Treffer in *der MUSIC* (Spursegmente) und der Flugzeitwand miteinander kombiniert, wobei in der Flugzeitwand alle Treffer ignoriert wurden, deren Ladungszahl hinreichend weit unterhalb der *MUSIC* Schwelle von $Z=8$ lagen. Weil die Multiplizität der in der *MUSIC* nachgewiesenen Fragmente durch die Schwelle bei $Z=8$ kleiner als 5 ist, ergibt sich so eine kleine kombinatorische Mannigfaltigkeit und somit ein geringer Rechenaufwand. Eine Kombination wird verworfen, wenn entweder die Ladung oder eine Projektion der Trajektorie nicht mit dem entsprechend kombinierten Treffer-Kandidat innerhalb gegebener Grenzen übereinstimmt. Diese Grenzen waren für die *MUSIC*-Observablen $\Delta Z < 1.5$ und $v_{pmat} < 15 \text{mm}^1$ (siehe Kapitel 2.3.1).

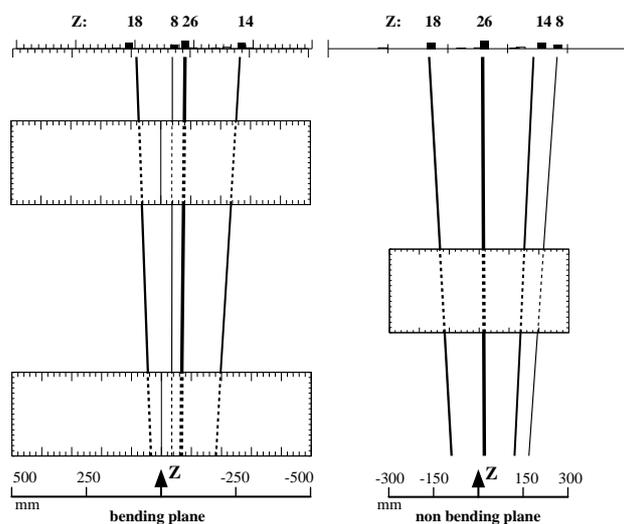


Abbildung 2.9: Graphische Darstellung eines Vierfachaufbruchs des Gold-Projektiles. Der linke Teil der Abbildung ist eine horizontale- und der rechte Teil ist eine vertikale Projektion der Fragmenttrajektorien.

Zusätzlich zu den dargestellten Fragmenten wurden in der Flugzeitwand die folgenden Fragmente nachgewiesen: $1\text{Li}, 2\alpha, 2p$. Bei diesem Ereignis konnten also 75 der 79 Protonen des Gold-Projektiles nachgewiesen werden.

¹ Wenn zu einem Trajektorienkandidat nur ein x -Treffer gehört, dann wird bei der Spurrekonstruktion auf die Bedingung $v_{pmat} < 15 \text{mm}$ verzichtet.

Zusätzlich muß die Extrapolation eines solchen Spurkandidats in die Flugzeitwandebene mit den Koordinaten und der Ladung des entsprechenden Flugzeitwand-Treffer-Kandidats übereinstimmen:

$$|Z_{MUSIC} - Z_{ToF}| < 1/2 \cdot Z_{MUSIC} \quad |\Delta x_{ToF}| < 25\text{mm} \quad |\Delta y_{ToF}| < 100\text{mm} \quad (2.2)$$

Abbildung 2.9 zeigt als Beispiel eine graphische Ereignis-Darstellung einer Reaktion, bei der das Gold-Projektile in vier schwere Fragmente aufbrach.

Es gibt verschiedene Ursachen, die dazu führen, daß ein *MUSIC*-Spursegment entweder gar nicht oder nur mehrdeutig mit anderen Spursegmenten oder Flugzeitwand-Treffern kombiniert werden kann:

- Reaktionen des Fragments zwischen *MUSIC* und Flugzeitwand
Dadurch fehlt ein entsprechender Treffer in der Flugzeitwand oder er hat eine zu stark abweichende Ladungszahl. Ein oder mehrere Spursegmente werden infolgedessen nicht verwendet. Bei den gegebenen Koinzidenzbedingungen $|Z_{MUSIC} - Z_{ToF}| < 0.5 \cdot Z_{MUSIC}$ ist diese Wahrscheinlichkeit kleiner als 3% [Hub92, Kap 3.4].
- Mehrdeutige Fragmenttrajektorien
Wenn mehrere Fragmente in einem Ereignis ähnliche Ladungszahl und y-Position haben, dann können die Spursegmente der horizontalen und vertikalen Feldkäfige nicht eindeutig miteinander kombiniert werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens ein Spursegment in einem Ereignis, in dem mehr als ein Fragment in der *MUSIC* nachgewiesen wurde, nicht eindeutig zugeordnet werden kann, beträgt $(7 \pm 1)\%$.

2.5 Die Impulsbestimmung der Fragmente

Der Impuls eines Fragments wird aus seiner Ablenkung im Magneten bestimmt. Hierbei wird jedoch nicht direkt der Impuls P , sondern die magnetische Steifigkeit (P/Z) bestimmt. Der Impuls ergibt sich dann aus der unabhängig gemessenen Ladung.

Da der *ALADIN*-Magnet keinen idealen Dipolcharakter hat, sind die vertikalen Koordinaten der Teilchen hinter dem Magneten nur näherungsweise von den horizontalen Koordinaten und Winkel unabhängig. Es läßt sich keine einfache analytische Funktion für die Feldstärkeverteilung des gegebenen Magneten angeben. Sie wurde vielmehr auf einer geschlossenen Oberfläche vermessen. Um nun aus den gemessenen Orten und Winkeln in der *MUSIC* die Steifigkeit der Fragmente zu bestimmen [Beg91, Mül91], wurden nach dem *Ray-Tracing*-Prinzip verschiedene Teilchenbahnen durch das Spek-

trometer für verschiedene Polar- und Azimutal-Emissionswinkel und -Orte¹ und für verschiedene Steifigkeiten simuliert. Dabei wurde das Programmpaket *GEANT* [Gea] verwendet. Somit werden Target-Emissionswinkel, -Orte und Steifigkeit $(\vartheta, \varphi, x_{target}, y_{target}, rig)$ auf den Orts-Winkelraum der *MUSIC* (x, y, ϑ_x) abgebildet. Die zur Geschwindigkeitsberechnung der Fragmente benötigte Pfadlänge der im Magneten gekrümmten Teilchenbahnen ergibt sich dabei als eindeutige Funktion von $(\vartheta, \varphi, x_{target}, y_{target}, rig)$. Benötigt wird aber die Umkehrfunktion dieser gerasterten bijektiven Abbildung von Target $(\vartheta, \varphi, x_{target}, y_{target}, rig)$ nach *MUSIC* (x, y, ϑ_x) . Hier wird y statt ϑ_y verwendet, da senkrecht zur Biegeebene Ort und Winkel korreliert sind, die Position aber genauer als der entsprechende Winkel bestimmt ist. Zur Bestimmung der Umkehrfunktion fittet man nun die Entwicklungskoeffizienten der Reihenentwicklung der gesuchten Funktion $(\vartheta, \varphi, rig) = F(x, y, \vartheta_x, x_{target}, y_{target})$ an die *MUSIC*-Koordinaten der simulierten Ereignisse. Als Entwicklungsfunktionen wurden hier Tschebyscheff-Polynome verwendet. Sie haben den Vorteil, daß ihr Wertebereich auf das Intervall ± 1 begrenzt ist². Die Wichtigkeit eines Entwicklungskoeffizienten kann also direkt aus seiner Größe abgeschätzt werden. Im konkreten Fall konnten alle Entwicklungskoeffizienten der vierten und höherer Ordnungen vernachlässigt werden. Ist die Matrix dieser Entwicklungskoeffizienten einmal bestimmt, dann können die gesuchten Parameter der Teilchenbahn (Wechselwirkungsort im Target und Emissionswinkel) durch einfaches Einsetzen der gemessenen *MUSIC*-Koordinaten in die 3·5-dimensionale Reihenentwicklung berechnet werden.

Um eine Abschätzung für die Genauigkeit der Steifigkeitsbestimmung zu bekommen, wurden die Ladungszustände der Strahlteilchen bei einer Leertarget -Messung untersucht. Abbildung 2.10 zeigt ein solches Spektrum. Es ergibt sich für einen Ladungszustand der Leertarget-Messung eine relative magnetische Steifigkeitsbreite von 1.2% (FWHM), wenn man im Ortsraum der *MUSIC* einen bestimmten Ladungszustand selektiert. Die relative Steifigkeitsauflösung von 1.2% (FWHM) reicht gerade nicht aus, die verschiedenen Ladungszustände durch ihre magnetische Steifigkeit zu trennen. Bei Messungen mit Target können die einzelnen Ladungszustände des Gold-Projektils (siehe Kapitel 2.4.1) durch Winkelstreuung im Target im Ortsraum der *MUSIC* nicht mehr aufgelöst werden. Dadurch würde eine hieraus bestimmte Abschätzung der Impulsauflösung einen schlechteren Wert ergeben. Für $Z < 60$ spielten Ladungszustände bei der Einschußenergie von 600 A MeV keine Rolle mehr. Die Varianz dieser Winkelstreuung hatte für das Gold-Projektil bei den verschiedenen Targets folgende Werte (in mrad)

¹ Der Emissionsort ergab sich aus der Strahlposition, die vom Strahlzähler (Abbildung 1.1) gemessen wurde.

² Der Wertebereich ϑ, φ, rig wurde entsprechend skaliert.

[Par88]: C:0.3, Al:0.6, Cu:1.0 . Der Betrag der Winkelstreuung nimmt zu den leichten Fragmenten hin um etwa 20% ab, da alle Fragmente etwa Projektilgeschwindigkeit haben und die Winkelstreuung somit nur noch vom N/Z-Verhältnis abhängt.

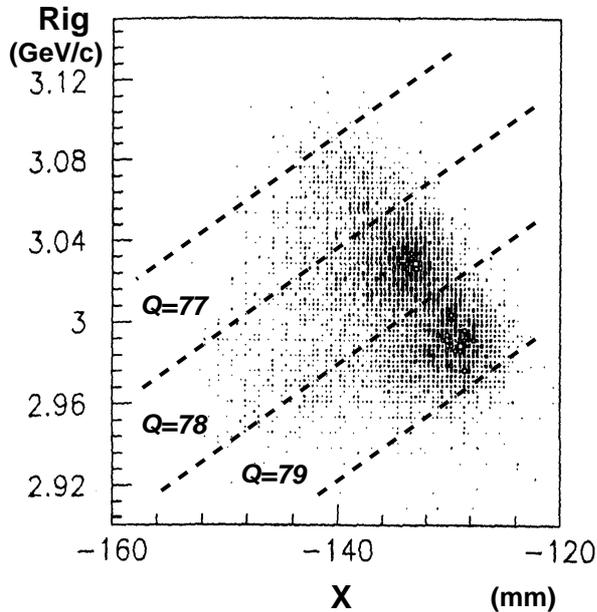


Abbildung 2.10: Die relative Impulsauflösung des ALADIN Spektrometers kann aus der Breite der magnetischen Steifigkeit eines Ladungszustandes des Gold-Projektiles abgeschätzt werden. Sie ergibt sich zu 1.2% (FWHM).

Der relative Abstand von zwei benachbarten Ladungszuständen Q des Gold-Projektiles ergibt sich zu 4.5 mm.

Da eine individuelle Massenauflösung (siehe Kapitel 3) bis zu $A=25$ erreicht wurde, ergibt sich mit bekannter Flugzeitauflösung (300ps) als Abschätzung für die relative Impulsauflösung leichter Fragmente in der MUSIC $\Delta P/P=2.6\%$ (FWHM) (Cu Target). Aus den Positionen der Maxima der einzelnen Massen kann auf die Größe der systematischen Fehler in der Flugzeit- und Impulsbestimmung der Fragmente geschlossen werden. Hierzu wurde an die untersten vier Massenzustände ($A=16...19$, Abbildung 3.1) eine Gaußverteilung angepaßt. Die Abweichung der Mittelwerte von der entsprechenden Massenzahl war für alle Maxima kleiner als 0.2 Masseneinheiten. Der sich daraus ergebende maximale systematische Fehler für diesen Fragmentladungsbereich ($8 \leq Z \leq 12$) ist für die Flugzeit- ± 130 ps und die Impulsbestimmung $(\Delta P/P)_{\text{sys}} = \pm 1.3\%$.

3 Massen-Verteilungen

Für die Massenspektren dieses Kapitels wurde mit Ausnahme von Abbildung 3.9, 3.13 und 3.14 die Bedingung verlangt, daß genau ein Fragment eindeutig in der *MUSIC* nachgewiesen wurde. Dieses Fragment ist damit gleichzeitig das schwerste der in dem Ereignis detektierten Fragmente. Alle weiteren liegen unter der *MUSIC* Schwelle von $Z=8$. Auf diese Weise werden zum Beispiel Reaktionsprodukte von Spaltereignissen ausgeschlossen. Anhand von Abbildung 3.9 wird allerdings demonstriert, daß sich die Massenverteilungen der anderen Ereignisklassen nicht von denen im folgenden gezeigten unterscheiden. Die kinematischen Observablen der bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle binären und ternären Ereignisse werden in Kapitel 5 und 6 besprochen.

Abbildung 3.1 zeigt die inklusiven Massenspektren als Beispiel für Reaktionen mit den Targets Al und Cu. Für die leichtesten nachgewiesenen Isotope ($A=16$) wird eine Massenauflösung von $\Delta A=0.6$ (FWHM) erreicht. Oberhalb von etwa $A=25$ können die einzelnen Massenlinien nicht mehr getrennt werden.

Bestimmt man die Mittelwerte der untersten vier Massenlinien ($A=16\dots 19$ in Abbildung 3.1) durch Anpassungen von Gaußfunktionen und vergleicht sie mit den entsprechenden ganzzahligen Werten, so ergibt sich eine maximale Differenz von $\Delta A=0.2$ Masseneinheiten. Eine Massenfehlidentifikation von $\Delta A=1$ aufgrund systematischer Fehler kann ausgeschlossen werden, da dies einen systematischen Fehler in der Flugzeitbestimmung [Hub92] von etwa 600ps implizieren würde. Außerdem würde ein solcher systematischer Fehler bedeuten, daß der mittlere Abstand zweier Massenlinien um etwa 0.1 Masseneinheit von eins abweicht, was ebenfalls schon aufgrund Abbildung 3.1 ausgeschlossen werden kann. Es soll hier betont werden, daß der maximale systematische Fehler von $\Delta A=0.2$ sich nicht trivial aus der Kalibration ergibt, da zum Eichen des *ALADIN*-Spektrometers nur die Geschwindigkeit und der Impuls der Strahlteilchen verwendet wurde. Diese geringen Abweichungen ermutigten zur Analyse der Massenverteilungen im Bereich der Massenzahlen, wo keine individuelle Massenauflösung mehr erzielt werden konnte. Hierbei muß allerdings beachtet werden, daß sich aus dem Vergleich der vorderen und hinteren Flugzeitwandhälfte Hinweise [Ogi92] auf zusätzliche systematische Fehler der Eichung der Flugzeitwand von etwa 100ps für Fragmente der Ladungszahlen um etwa 40 ergeben.

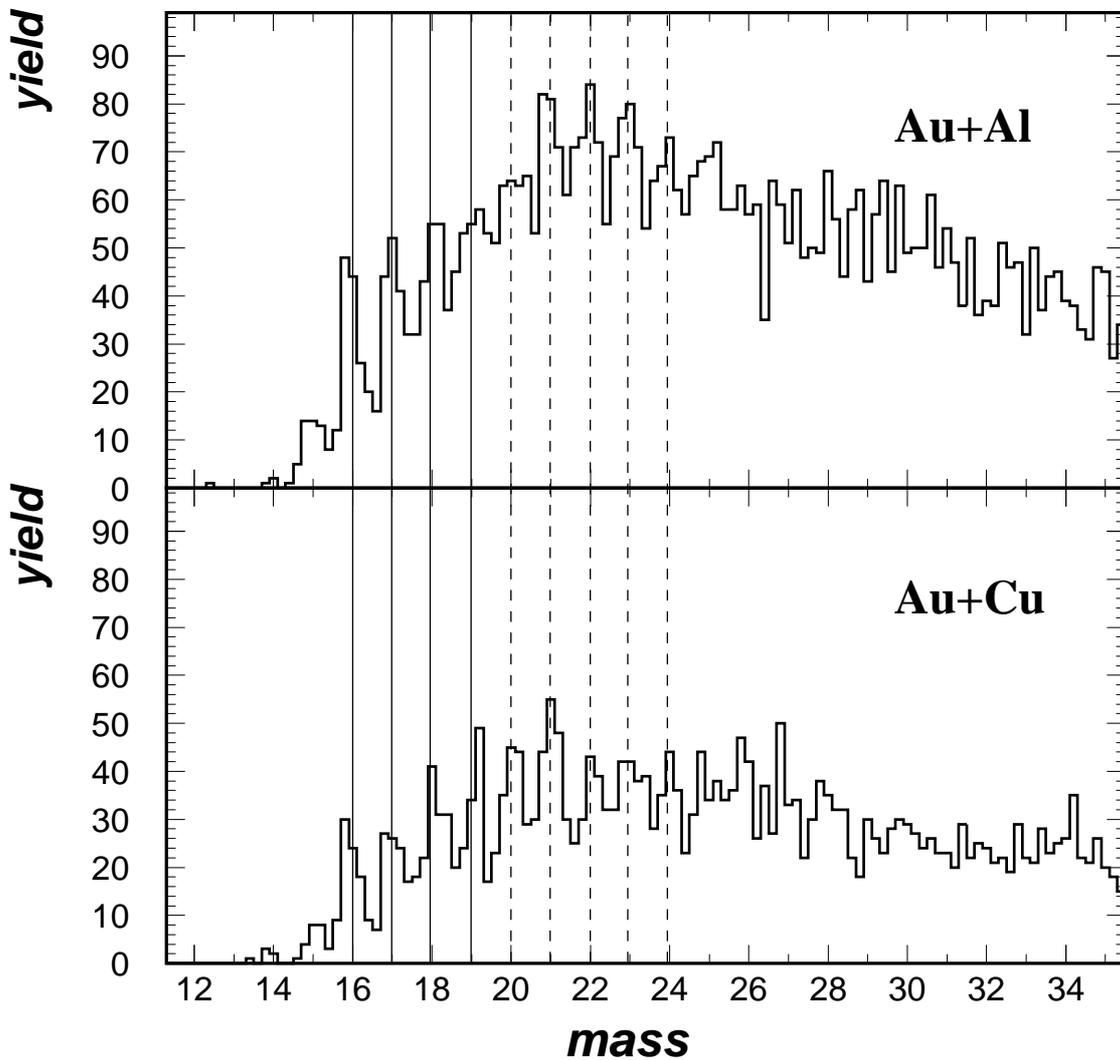


Abbildung 3.1: Mit dem ALADIN-Spektrometer gemessenes inklusives Massenspektrum. Es können individuelle Massen bis zur Massenzahl 25 aufgelöst werden. Für die Massenzahl 16 beträgt die Massenauflösung $\Delta M=0.6$ (FWHM). Die senkrechten Geraden wurden zur Verdeutlichung der systematischen Fehler eingezeichnet. Die Abweichung der Mittelwerte der Massen 16 bis 19 von dem entsprechenden ganzzahligen Wert ist kleiner als 0.2 Masseneinheiten.

Dieses Kapitel ist dementsprechend in drei Teile unterteilt. Zunächst werden die experimentellen Ergebnisse der Isotopenverteilungen im Bereich, wo Massenidentifikation möglich ist, dargestellt. Dann werden die mittleren Massen und Massenbreiten im Bereich der Fragmente, für die keine individuelle Isotopenauflösung erreicht werden konnte, vorgestellt. Im dritten und letzten Teil werden dann die Ergebnisse im Vergleich mit Modellvorhersagen zusammenfassend diskutiert.

3.1 Massenverteilungen für Fragmente $Z=8\dots 11$

In Abbildung 3.2 sind die inklusiven Massenverteilungen für die Elemente O bis Na und die Targets Al (links) und Cu (rechts) gezeigt. Die Isotope der Fragmente, die eine höhere Ladungszahl als Na haben, können nicht mehr individuell aufgelöst werden.

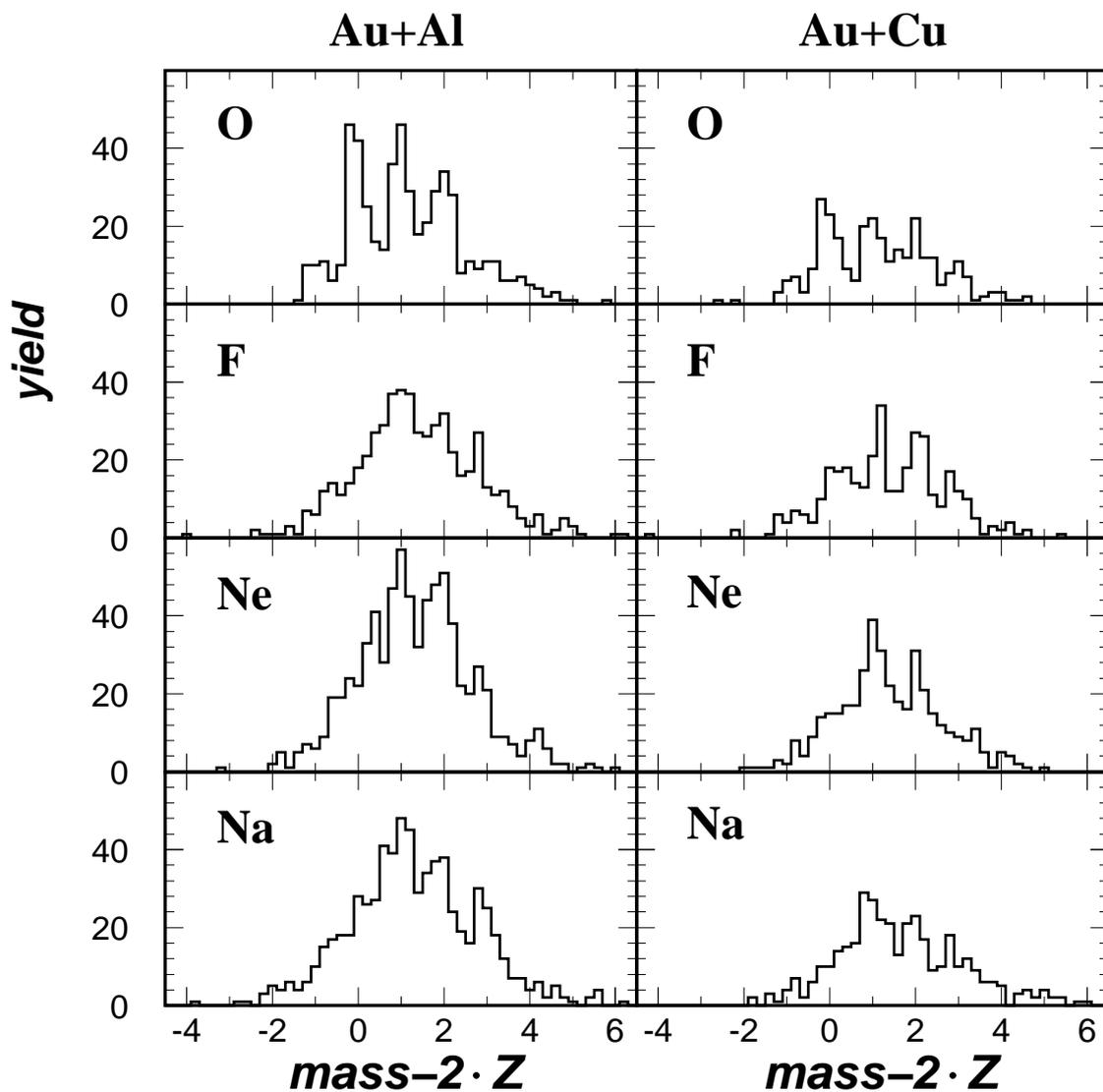


Abbildung 3.2: Isotopen-Auflösung der Elemente O bis Na. Durch die gute Ladungsauflösung der MUSIC von $\Delta Z=0.5$ ist die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation eines Fragmentes von etwa 1% vernachlässigbar. Zum besseren Vergleich der Verteilungen der einzelnen Elemente wurde auf der Abszisse $AZ \cdot Z$ aufgetragen

Um die Isotopenverteilungen bestimmen zu können, müssen den gemessenen Massen ganze Zahlen zugeordnet werden. Hierzu wurden die Minima in Abbildung 3.1 durch Anpassung von Gaußfunktionen bestimmt. Alle Massen zwischen zwei benachbarten Minima wurden der entsprechenden Massenzahl zugeordnet. Bei diesem Verfah-

ren sind die Abstände dieser Minima nicht konstant gleich eins. Sie schwankten vielmehr zwischen 0.975 und 1.025. Bei der gegebenen Auflösung von $\Delta M=0.6$ (FWHM) ist der dadurch entstehende Fehler von weniger als 0.5% allerdings vernachlässigbar.

Durch die begrenzte Massenauflösung wird in Bereichen, in denen die Massenverteilungen ansteigen oder abfallen, die Massen-Ausbeute eines gegebenen Isotops durch falsch zugeordnete Isotope benachbarter Massen überschätzt. Dies führt zu einer Verbreiterung der Massenverteilungen. Dieser Fehler wurde unter der Annahme korrigiert, daß die Linienform der einzelnen Isotope gaußförmig ist. In Abbildung 3.3 ist dieser Sachverhalt graphisch veranschaulicht. Y_0 ist die gemessene Isotopen-Ausbeute im In-

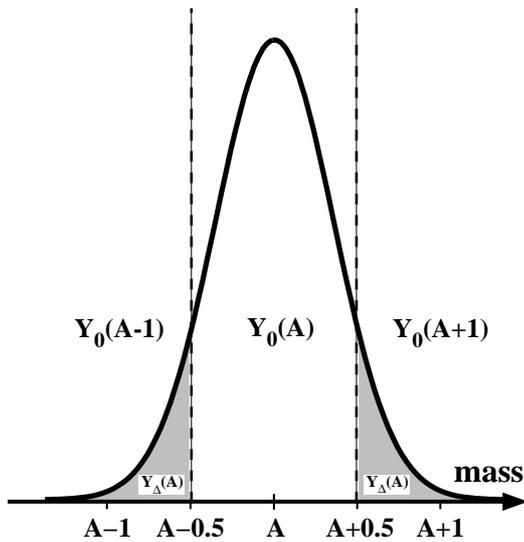


Abbildung 3.3: Zur Auflösungskorrektur der Massenausbeute. Y_0 ist die unkorrigierte Massenausbeute eines entsprechenden Massenkanals. Bei $A=\pm 0.5$ sind die Kanalgrenzen einer Massenzahl angedeutet. Die mit Y_Δ bezeichneten grauen Flächen deuten den Anteil der Fragmente an, die um eine Masseneinheit falsch zugeordnet werden.

terval $A\pm 0.5$ während Y_Δ die um eine Masseneinheit falsch zugeordneten Isotope darstellt. Die korrigierte Massen-Ausbeute Y_C berechnet sich nach

$$Y_C(A) = Y_0(A) + 2 \cdot Y_\Delta(A) Y_\Delta(A+1) Y_\Delta(A-1) \quad (3.1)$$

aus der gemessenen Massen-Ausbeute Y_0 . Hier wird also nur der Einfluß benachbarter Isotopen-Massen berücksichtigt. Der relative Beitrag der übernächsten Massenzahl ist für eine Massenauflosungsbreite von $\sigma_A=0.26$ mit weniger als 1ppm vernachlässigbar. Der Anteil der falsch zugeordneten Isotope Y_Δ ergibt sich aus der Massen-Auflösung des entsprechenden Isotops σ_A durch Integration der Gaußfunktion im Intervall von $[0.5, \infty[$. Diese Integrale wurden numerisch bestimmt. Die verwendeten Werte für die individuellen Massenauflosungsbreiten σ_A sind in Tabelle 3.1 für die Massenzahlen 16 und 25 und alle Kombinationen von Target und Trigger angegeben. Sie ergaben sich aus der Höhe des Minimums zwischen zwei Massenlinien der inklusiven Massenverteilungen (siehe Abbildung 3.1). Die Auflösungsbreiten aller anderen leichten Isotope wurden durch lineare Interpolation bestimmt.

Target	$\sigma_A(A=16)_{Si\ Veto}$	$\sigma_A(A=25)_{Si\ Veto}$	$\sigma_A(A=16)_{TOF\ Veto}$	$\sigma_A(A=25)_{TOF\ Veto}$
C	0.300	0.446	0.280	0.430
Al	0.290	0.470	0.260	0.378
Cu	0.290	0.500	0.260	0.378
Pb			0.300	0.467

Tabelle 3.1: Die zur Massenauflosungskorrektur verwendeten Massenbreiten für die verschiedenen Triggertypen (siehe Abschnitt 2.3).

Als Fehler der korrigierten Massen-Ausbeuten wurde der statistische Fehler berechnet, wobei für die Auflösungsbreiten σ_A ein systematischer relativer Fehler von 10% angenommen wurde. Alle im folgenden gezeigten Isotopenverteilungen der leichten Fragmente, deren Massen kleiner als 25 sind, sind in der hier beschriebenen Weise auf die in Tabelle 3.1 angegebenen Auflösungen korrigiert worden.

Abbildung 3.4 zeigt die auflösungskorrigierten Isotopenverteilungen der Fragmente O bis Na für das Al-Target (ausgefüllte Sterne). Zwischen den hier gezeigten Isotopenverteilungen und denen anderer Targets konnten keine signifikanten Abweichungen festgestellt werden (siehe auch Abbildung 3.2).

Zum Vergleich sind in Abbildung 3.4 die Resultate eines Experiments eingetragen, bei dem hochenergetische Protonen ($80 \leq E_p \leq 350 \text{ GeV}$) auf Xenon-Kerne [Hir84] (offene Sterne) geschossen wurden. Bei dieser Messung konnte keine Abhängigkeit der Isotopenverteilungen von der Protonenenergie festgestellt werden, deshalb wurden die Daten aller Einschußenergien zwischen 80 und 350 GeV aufsummiert. Die statistischen Fehler dieser p+Xe Messung sind kleiner als die Symbole. Als systematischen Fehler geben die Autoren 15% an. Die O-Isotopenverteilungen der Reaktionen p+Xe und Au+Al stimmen gut überein. Bei den schwereren Fragmenten F bis Na gibt es allerdings Abweichungen bis zu einem Faktor vier für neutronenarme Isotope, während die Produktionswahrscheinlichkeiten der neutronenreichen Isotope übereinstimmen. Dieses bei Au+Al größere Aufkommen von neutronenarmen Isotope deutet darauf hin, daß bei diesen Reaktionen größere Anregungsenergien erreicht wurden als bei den p+Xe Reaktionen. Die dennoch insgesamt recht gute Übereinstimmung der Isotopenverteilungen der p+Xe und Au+Al Experimente kann als Hinweis gewertet werden, daß die Primärreaktion keinen wesentlichen Einfluß auf die Massenverteilungen hat.

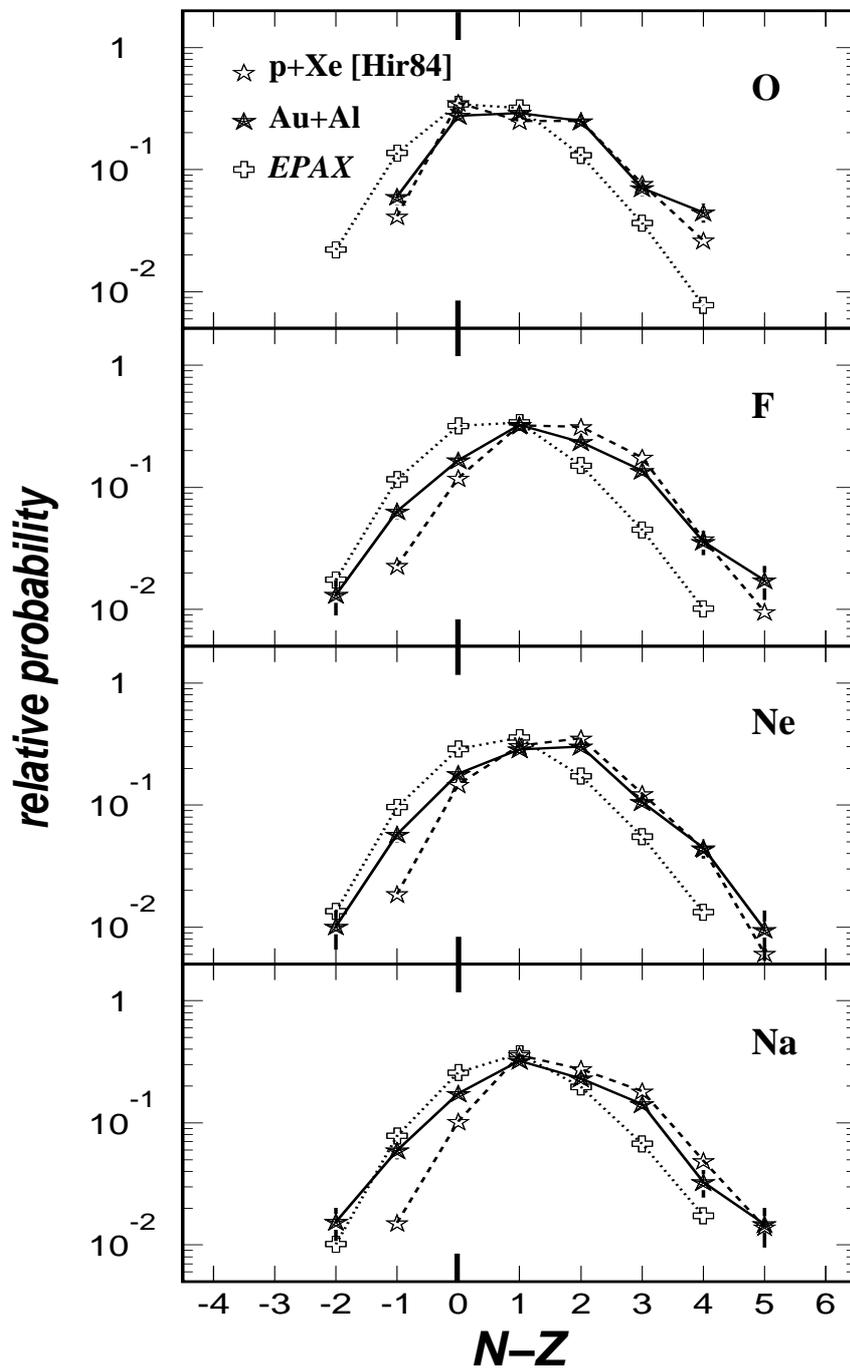


Abbildung 3.4: Vergleich der relativen Isotopenverteilungen von Au+Al mit p+Xe [Hir84] und der Parametrisierung EPAX [Süm90]. Die verschiedenen Meßpunkte wurden zur Verbesserung der Übersichtlichkeit miteinander verbunden. Das Integral aller Isotopenverteilungen wurde zum Vergleich auf eins normiert. Die Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar. Sie sind, sofern kein Fehlerbalken angegeben ist, kleiner als die Symbolgröße. Zum besseren Vergleich der Verteilungen der einzelnen Elemente wurde auf der Abszisse NZ aufgetragen.

Als weiterer Vergleich mit experimentellen Ergebnissen wurde in Abbildung 3.4 noch die empirische Parametrisierung *EPAX* [Süm90] eingetragen (offene Kreuze). Die Autoren geben an, daß die Abweichung der gemessenen Produktionsquerschnitte von ihrer Parametrisierung kleiner als ein Faktor 2 ist. Diese Parametrisierung beschreibt die Isotopenverteilungen von Target-Fragmenten bei Beschuß mit leichten Ionen wie P, C, N und Ar im GeV-Bereich. Allerdings handelt es sich dabei um Spallationsreaktionen, bei denen Fragmente produziert werden, deren Ladung und Masse größer als $2/3$ der Ladung und Masse des Targets [Hüf85] sind. Abbildung 3.4 zeigt, daß die Breiten der Isotopenverteilungen ungefähr wiedergegeben werden, daß aber die Mittelwerte der Isotopenverteilungen um etwa ein Neutron zur neutronenarmen Seite hin verschoben sind.

Um zu untersuchen, wie die Massenverteilungen von der Fragmentationsart abhängen, wurden die mittlere Masse und die Isotopenverteilungsbreite als Funktion verschiedener Größen berechnet, die das entsprechende Ereignis global beschreiben. Dies ist zunächst die Summe aller nachgewiesenen Ladungen ausschließlich der Wasserstofffragmente. Diese Größe wird als Z_{bound} bezeichnet. Sie spiegelt sowohl die Größe als auch die Anregungsenergie des zerfallenden Projektilrestkernes [Ogi91, Hub92] wider, wobei ein abnehmendes Z_{bound} eine abnehmende Größe des Projektilrestes und eine zunehmende Anregungsenergie bedeutet. Da bei diesem Experiment der Vielfachaufbruch von Kernmaterie untersucht wurde, wurden die Massenverteilungen auch als Funktion einer diese Eigenschaft beschreibenden Observablen - der Multiplizität mittelschwerer Fragmente mit $3 \leq Z \leq 30$ $\langle M_{imf} \rangle$ - untersucht. In der Arbeit [Hub92] wurde gezeigt, daß es einen universellen Zusammenhang zwischen $\langle M_{imf} \rangle$ und Z_{bound} gibt. Da für ein gegebenes Z_{bound} und somit eine gegebene Anregung verschiedene M_{imf} möglich sind ($\langle M_{imf} \rangle = 3.5 \hat{=} \sigma(M_{imf}) = 2$ [Hub92]), kann mit M_{imf} das Aufbruchs-Szenario assoziiert werden.

Abbildung 3.5 zeigt den mittleren Neutronenüberschuß $\langle N \rangle / Z$ und die Breite der Isotopenverteilung der Fragmente O bis Na für die Targets Al und Cu als Funktion von Z_{bound} und M_{imf} . Im Rahmen der Fehler hängen weder die mittleren Massen noch die Breiten vom Target beziehungsweise von Z_{bound} oder M_{imf} ab. Die mittleren Massen entsprechen einem N/Z -Verhältnis von 1.15 ± 0.03 .

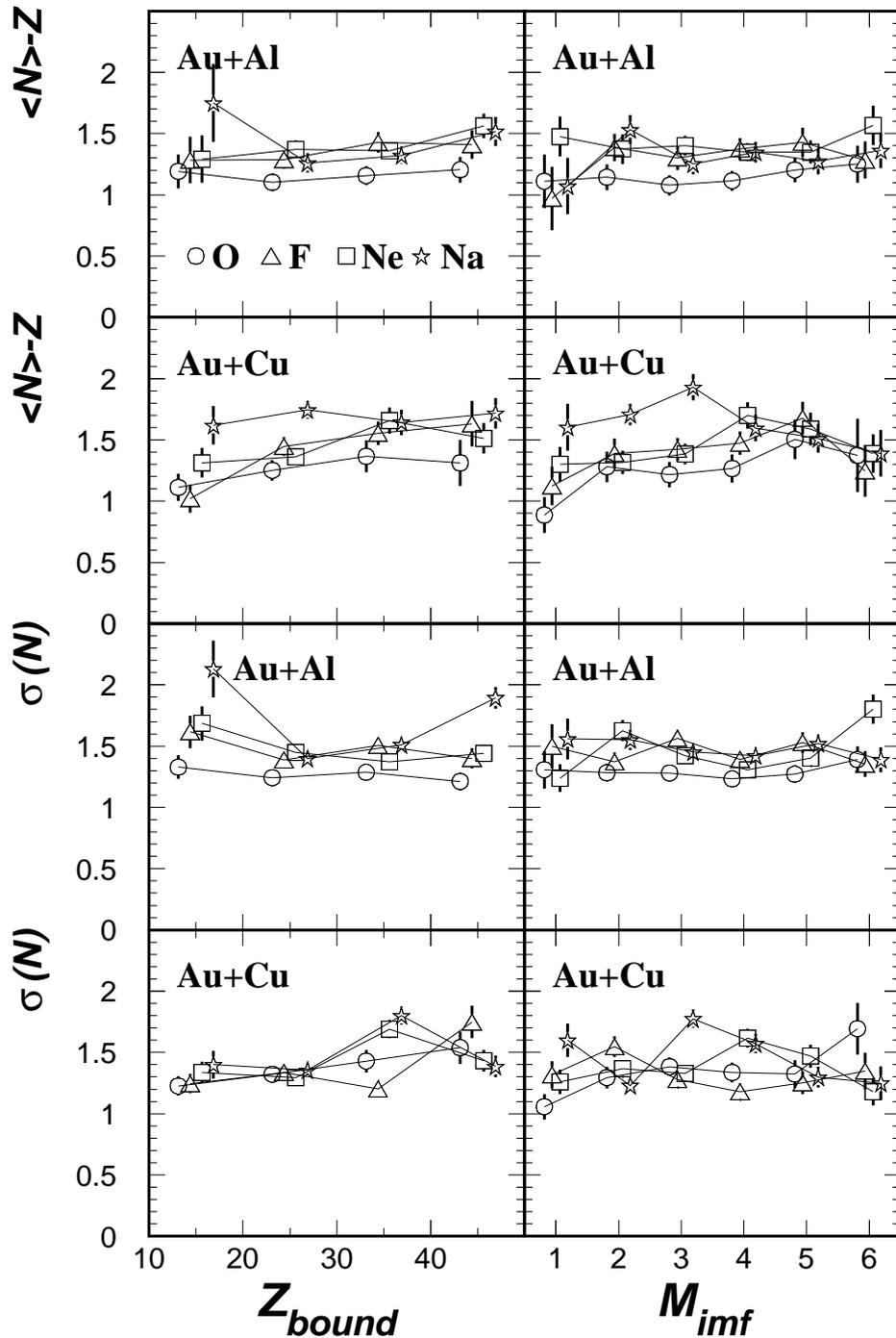


Abbildung 3.5: Die Verteilungen der mittleren Massen und Massenbreiten als Funktion von Z_{bound} und M_{imf} für die Targets Al und Cu. Zum Vergleich der Verteilungen der einzelnen Elemente wurde auf der Ordinate $\langle N \rangle - Z$ aufgetragen. Es wurden zur besseren Übersichtlichkeit bei der Darstellung alle Meßpunkte unterdrückt, zu denen weniger als 20 Ereignisse beigetragen haben. Die verschiedenen Datengruppen wurden zur Verbesserung der Übersichtlichkeit leicht gegeneinander verschoben (siehe Abschnitt B.3).

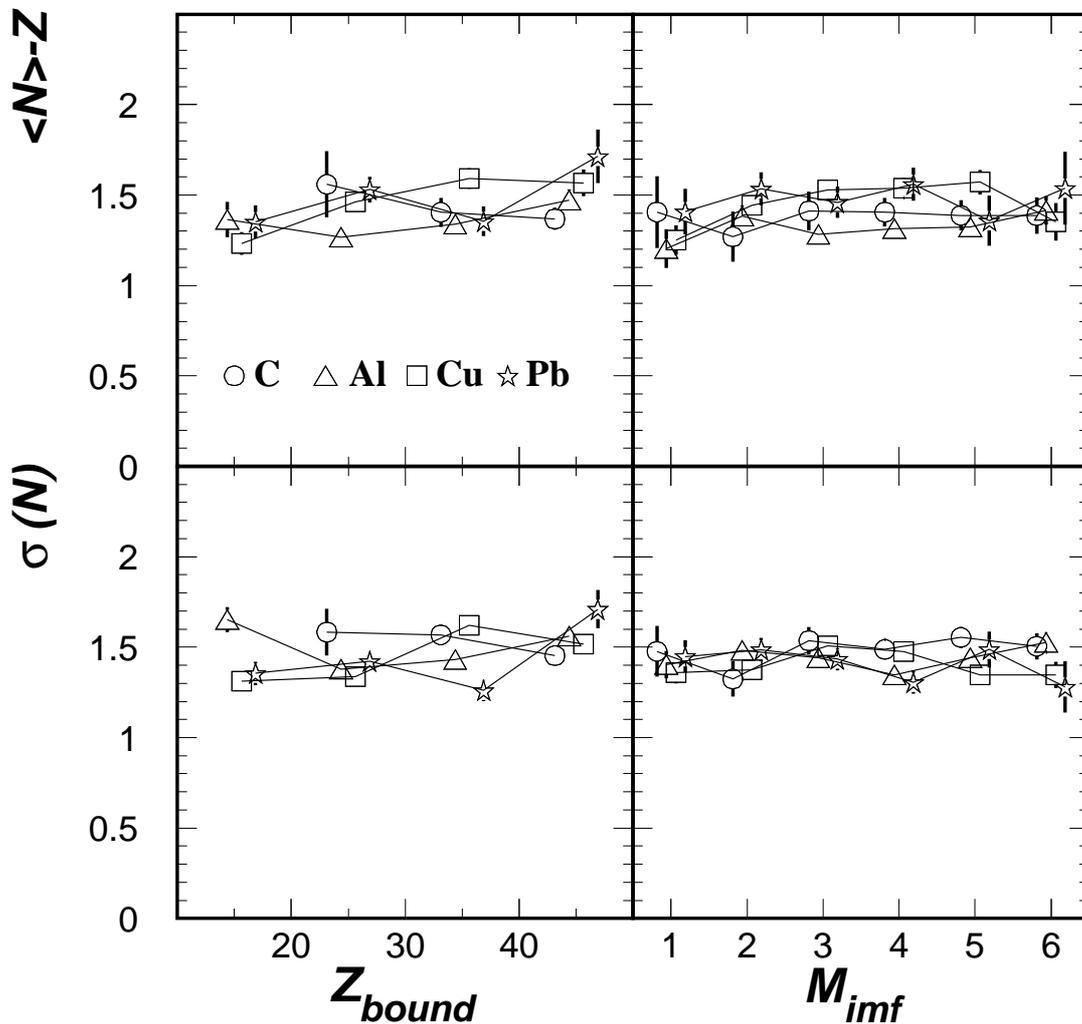


Abbildung 3.6: Die von $Z=8$ bis 11 aufsummierten mittleren Neutronenüberschüsse und Breiten der Isotopenverteilungen als Funktion von Z_{bound} und M_{imf} . Es wurden zur besseren Übersichtlichkeit bei der Darstellung alle Meßpunkte unterdrückt, zu denen weniger als 20 Ereignisse beigetragen haben. Zur Darstellung siehe Abschnitt B.3.

Um die Statistik zu verbessern und um eventuelle Target-Abhängigkeiten genauer zu untersuchen, wurde die mittlere Masse und Massenbreite bestimmt, wobei über die Fragmente O bis Na summiert wurde. Basierend auf den mittleren Massen aus der Weizsäckerschen Massenformel [Wap58] würde man eine Variation des N/Z -Verhältnisses der vier verwendeten Elemente von etwa 1% erwarten. Die Summation ist also zulässig. Abbildung 3.6 zeigt das Ergebnis. Die mittleren Massen- und Breiten sind innerhalb der Fehler konstant. Darüber hinaus ist auch keine signifikante Target-Abhängigkeit zu erkennen.

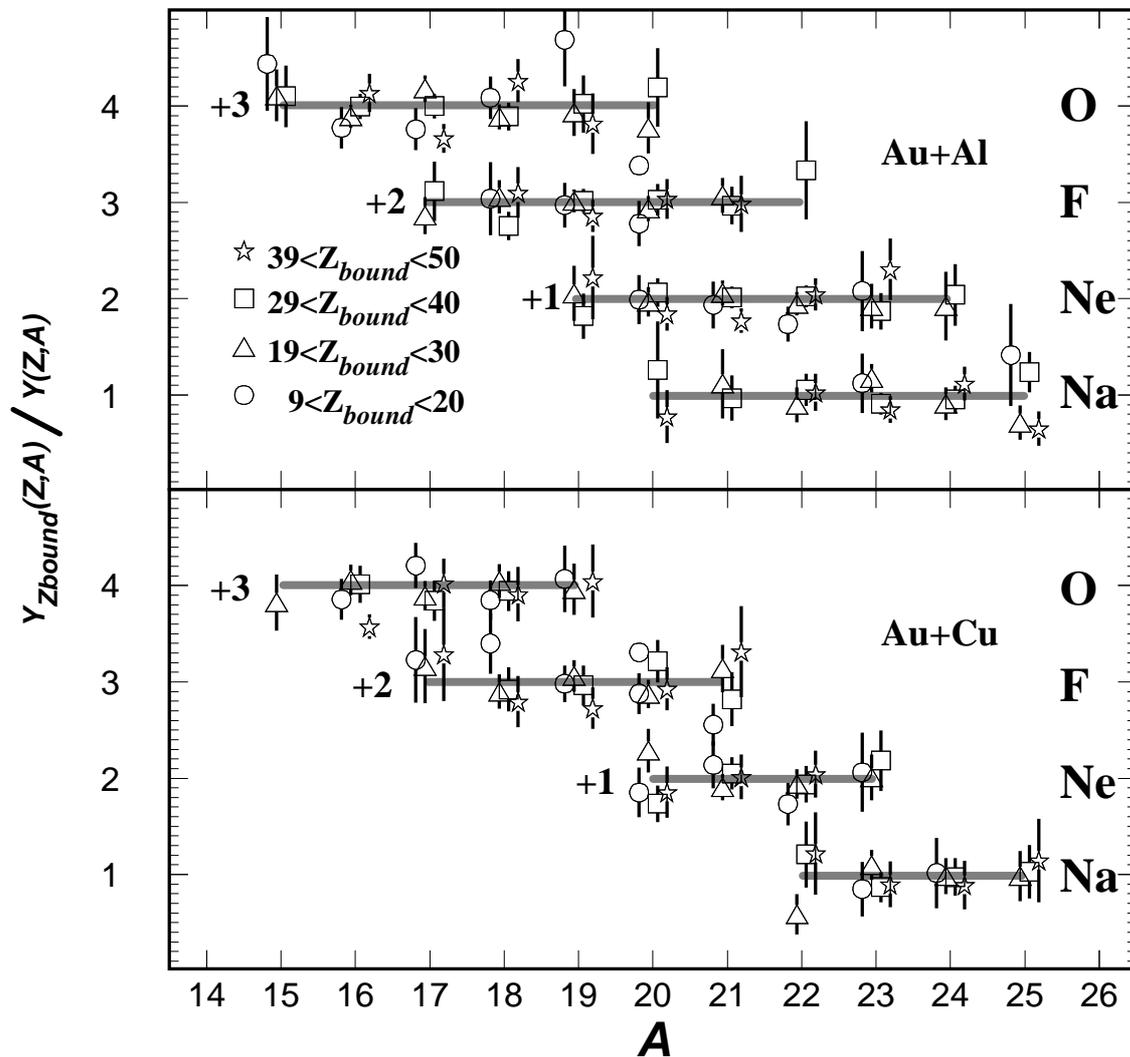


Abbildung 3.7: Das Verhältnis der auf eins normierten Isotopenverteilung der Fragmente O bis Na, die innerhalb der angegebenen Z_{bound} Bereiche liegen, mit der entsprechenden inklusiven Isotopenverteilung für die Reaktionen Al+Al und Au+Cu. Die Verhältnisse wurden wie in der Abbildung angedeutet zur Darstellung um ein bis drei Einheiten verschoben. Zusätzlich wurden noch beim Verhältnis eins schraffierte Geraden zum Vergleich eingezeichnet. Auch hier wurden Datenpunkte kleiner statistischer Signifikanz unterdrückt.

Nachdem gezeigt wurde, daß die ersten und zweiten Momente der Isotopenverteilungen konstant sind, wurden, um die sich in den Verteilungsschwänzen bemerkbar machenden Abhängigkeiten höherer Ordnung zu untersuchen, die Verhältnisse der normierten Isotopenverteilungen für verschiedene Z_{bound} mit den inklusiven normierten Isotopenverteilungen (Abbildung 3.4) bestimmt. Abbildung 3.7 zeigt das Resultat. Die Integrale der Isotopenverteilungen wurden für jeden Bereich in Z_{bound} und M_{imf} individuell auf eins normiert. Innerhalb der Fehler ist keine Abweichung vom konstanten Wert zu erkennen.

3.2 Massenverteilungen für Fragmente ohne Isotopenauflösung

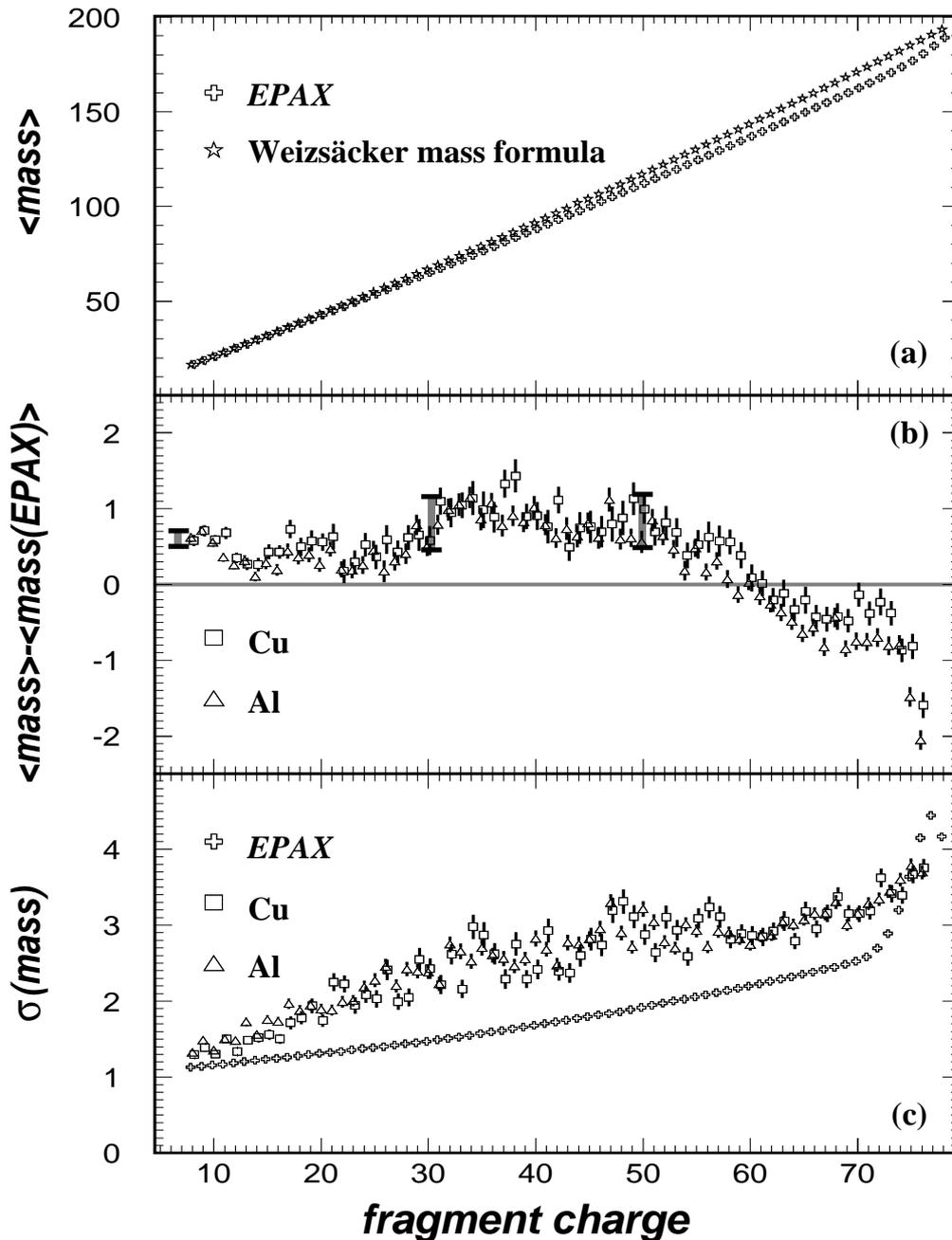


Abbildung 3.8: Vergleich der inklusiven Massenverteilungen (b) und -Breiten (c) mit den Vorhersagen der EPAX-Parametrisierung (a) [Süm90]. Zum Vergleich sind in Teil (a) die mittleren Massen des Tals der β -Stabilität, welches sich gemäß der Weizsäckerschen Massenformel [Wap58] ergibt, eingetragen. Die Balken in den Spektren der mittleren Massen (b) stellen eine Abschätzung der möglichen systematischen Fehler dar.

Abbildung 3.8 zeigt die mittleren Massen und Breiten als Funktion der Fragment-Ladung für Reaktionen mit den Targets Al und Cu. Es kann weder für die mittleren Massen (Teil b) noch für die mittleren Massen-Breiten (Teil c) eine Target-Abhängigkeit erkannt werden. Die Massenverteilungen der Fragmente mit $Z > 70$ sind durch den Trigger beeinflusst (siehe Abbildung 1.6), da dadurch magnetisch steife und somit neutronenreiche Fragmente unterdrückt werden. Die mittleren Massen sind also durch den Flugzeit-Veto-Trigger zur neutronenarmen Seite hin verschoben, und die Breiten der Massenverteilung sind verringert.

Die in die Spektren der mittleren Massen eingetragenen Balken sind eine Abschätzung der systematischen Fehler, die im Bereich von Fragment-Ladungen um 40 am größten sind. Innerhalb dieser Fehler ergibt sich für Fragmentladungen, die kleiner als 70 sind, eine grobe Übereinstimmung mit der *EPAX*-Parametrisierung [Süm90], wenn auch im Mittel eine um etwa eins größere Neutronenzahl gemessen wurde. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß ebenso wie die *EPAX*-Rechnungen auch die vorliegenden Daten deutlich vom Tal der β -Stabilität abweichen (siehe Teil a in Abbildung 3.8).

Die gemessenen Massenbreiten sind für $Z < 70$ größer als die *EPAX*-Parametrisierung. Diese Abweichung kann nicht durch die apparative Massenauflösung erklärt werden. Unter der Annahme einer Massenauflösung von $\Delta A/A = 3\%$ (FWHM) ergibt sich beispielsweise für $Z = 40$ eine korrigierte gemessene Massenbreite von 2.3 (statt 2.6) im Vergleich zur *EPAX*-Massenbreite von 1.7. Die Massenbreiten der gemessenen Sauerstoff-Isotopenverteilungen (Abbildung 3.5 und 3.6) betrug 1.5, während die *EPAX*-Parametrisierung den Wert 1.1 ergibt. Es werden also bei diesem Experiment bei den schwereren Fragmenten ($Z > 20$) im Vergleich zu *EPAX* signifikant größere Isotopenverteilungsbreiten beobachtet.

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt wurde, sind in allen bisher gezeigten Spektren Ereignisse, bei denen mehrere Fragmente in der *MUSIC* nachgewiesen wurden, ausgeschlossen. In den folgenden Kapiteln 5 und 6 werden Ereignisse, bei denen mehr als ein Fragment in der *MUSIC* nachgewiesen wurde, näher analysiert. Als Vorgreif auf diese Kapitel zeigt Abbildung 3.9 entsprechend zu Abbildung 3.8 die Massenverteilung der Fragmente aus bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle binären Reaktionen. Um typische Spalt Ereignisse mit zwei etwa gleich großen Fragmenten halber Projektillmasse (siehe Abbildung 5.1) getrennt untersuchen zu können, wurde diese Ereignisklasse in zwei Untergruppen unterteilt. Abgesehen von den Spalt Ereignissen entsprechen die mittleren Massen und Massenbreiten denen aus Abbildung 3.8. Die Spaltfragmente sind hingegen deutlich neutronenreicher. Die Breite der Isotopenverteilung der Spaltfragmente ist vergleichbar mit der anderer Fragmente. Eine mögliche Ursache für das relativ große N/Z -Verhältnis der *typischen* Spaltfragmente ist, daß sie durch pe-

riphere Reaktionen entstehen, und es so zu einem kalten Aufbruch des Gold-Kerns kommt. Durch die geringe Energiedeposition geht somit die Information des großen N/Z-Verhältnisses des zerfallenden Projektilrestkernes nicht völlig verloren.

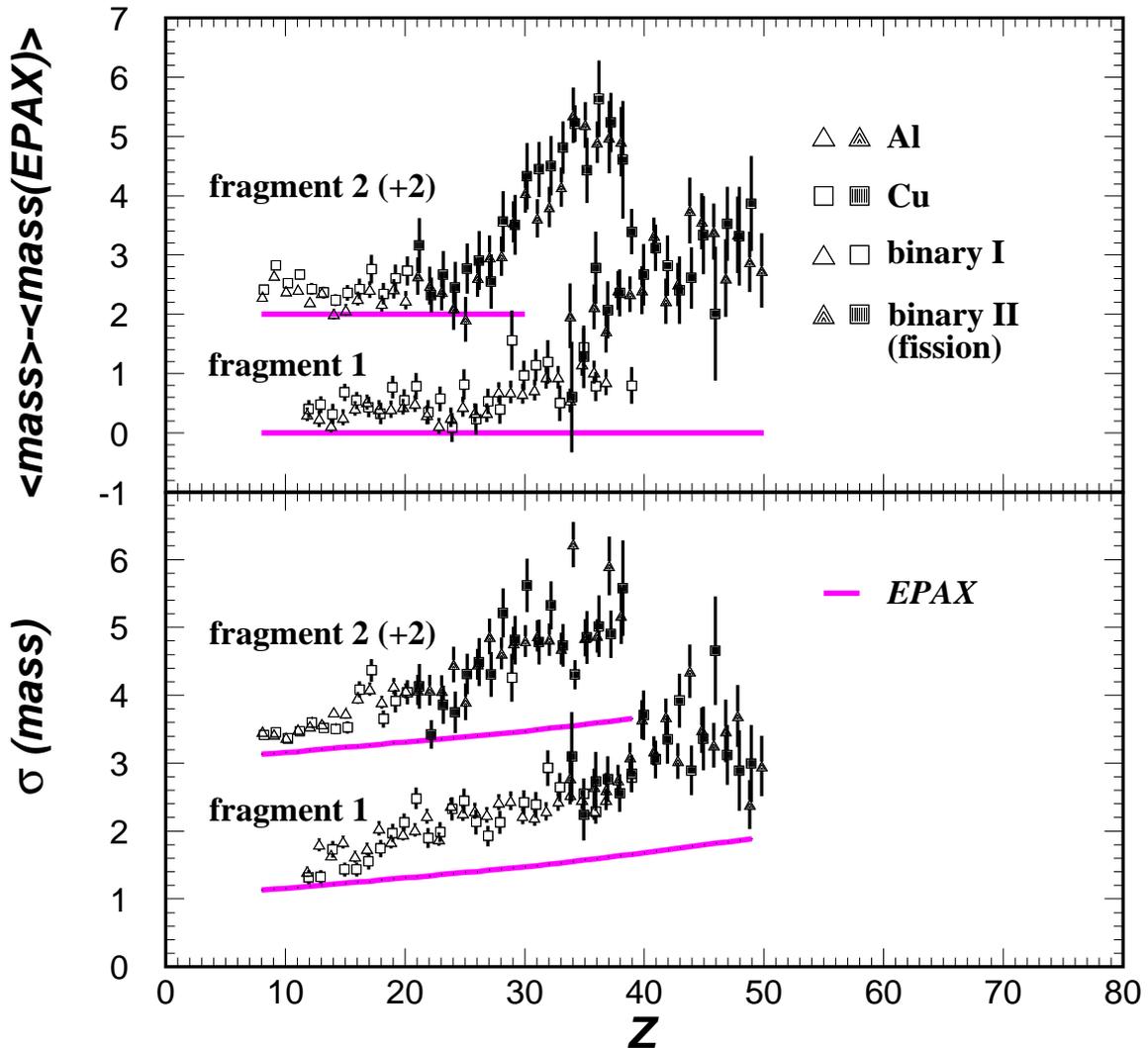


Abbildung 3.9: Die mittleren Massen und Massenbreiten entsprechend Abbildung 3.8 der Fragmente aus bezüglich der MUSIC-Nachweisschwelle binären Reaktionen. Bezüglich der Bedingung für Spaltung siehe Abbildung 5.1. Die beiden Fragmente wurden bezüglich ihrer Ladungszahl sortiert ($Z(\text{Fragment 1}) \geq Z(\text{Fragment 2})$).

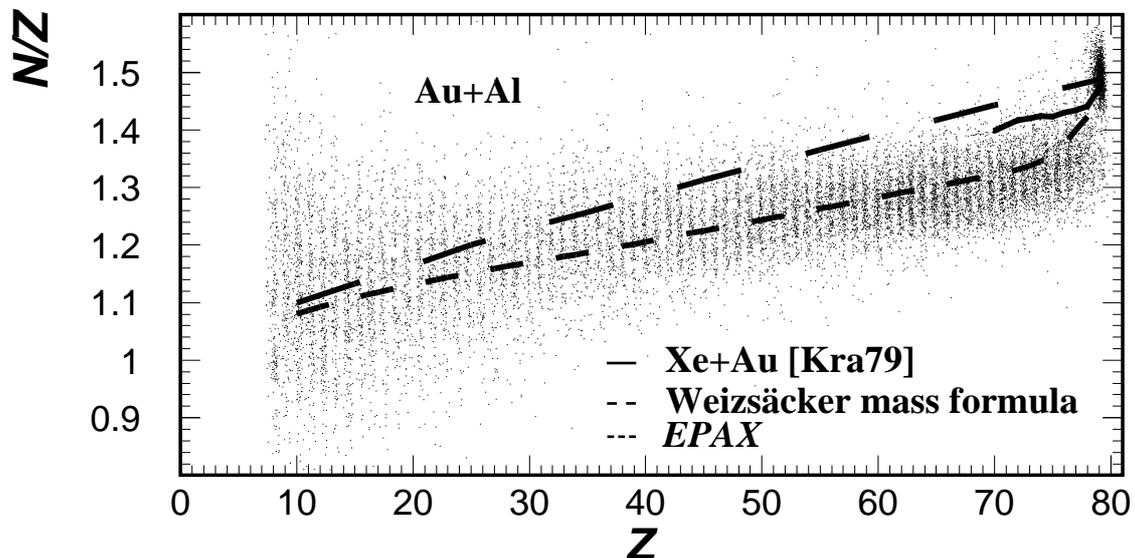


Abbildung 3.10: N/Z -Verteilung der Fragmente der Reaktion $Au+Al$ als Funktion der Fragmentladung. Die senkrechte Liniensstruktur ist durch die Ladungsauflösung der MUSIC bedingt. In der rechten oberen Ecke bei $N/Z=1.5$ befinden sich die im Wechselwirkungstrigger untersetzten Strahlteilchen. Zum Vergleich sind noch die N/Z -Verteilung des Tals der β -Stabilität nach der Weizsäckerschen Massenformel und die empirische Parametrisierung EPAX eingezeichnet. Das durchgezogene Polygon stellt die N/Z -Verhältnisse der Targetfragmente aus Reaktionen $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ nahe der Barriere dar [Kra79].

Die inklusive N/Z -Verteilung aller Fragmente und der Strahlteilchen ist in Abbildung 3.10 als Funktion ihrer Ladung für die Reaktion $Au+Al$ dargestellt. Die N/Z -Verhältnisse der Fragmente mit $Z>70$ sind durch den Trigger (siehe Abbildung 2.6) zur neutronenarmen Seite hin verschoben. Da es sich hierbei aber um Spallationsreaktionen handelt, sollen im folgenden für die mittleren N/Z -Verhältnisse dieser Fragmente die Werte der EPAX-Parametrisierung angenommen werden. Es fällt der starke Abfall des N/Z -Verhältnisses bei den schwersten Fragmenten auf, der einem Verlust von 8-10 Neutronen entspricht. Diese Eigenschaft konnte schon qualitativ in Abbildung 2.6 beobachtet werden. Die gestrichelte Kurve in Abbildung 3.10 stellt das N/Z -Verhältnis im Tal der β -Stabilität nach der Weizsäckerschen Massenformel dar. Die schweren Fragmente oberhalb von $Z=40$ sind deutlich neutronenärmer, während die Isotope bei $Z=10$ im Mittel neutronenreicher sind. Die Variation des N/Z -Verhältnisses mit der Fragmentladung ist in den experimentellen Daten also deutlich geringer als die des Tals der β -Stabilität.

Um diese N/Z-Abhängigkeit weiter zu untersuchen, wurden die mittleren N/Z-Verhältnisse für verschiedene Bereiche in Z_{bound} als Funktion der Fragmentladung bestimmt. Sie sind in Abbildung 3.11 oben für alle verwendeten Targets und fünf Bereiche in Z_{bound} dargestellt. Die sich ergebenden Verteilungen zeigen eine nahezu lineare Abhängigkeit von Z_{bound} . Da die N/Z-Verhältnisse von der Elementladungszahl abhängen und die verschiedenen Elemente mit verschiedenen Wahrscheinlichkeiten $\sigma(Z)$ gebildet werden, können die N/Z-Verhältnisse nicht über einen großen Fragmentladungsbereich gemittelt werden. Um jedoch statistische Schwankungen zu unterdrücken, wurden an die N/Z-Verteilungen Geraden angepaßt. Diese Anpassungen sind in Abbildung 3.11 oben eingezeichnet. Die relativen Fehler des Achsenabschnitts und der Steigung der Regressionsgeraden wurden abhängig von Z_{bound} zu zwischen 1- und 2% beziehungsweise zu 5- und 10% abgeschätzt. Die sich aus den Parametern dieser Geraden-Anpassungen ergebenden mittleren N/Z-Werte sind in Abbildung 3.11 unten für die Fragmentladungen 8, 41 und 75 als Funktion von Z_{bound} dargestellt. Hierbei wurde zum Vergleich auch in Bereiche extrapoliert, in denen es keine Daten gibt. Es kann weder eine signifikante Target- noch eine signifikante Z_{bound} -Abhängigkeit festgestellt werden. Die N/Z-Verhältnisse sind innerhalb eines Bereiches von ± 0.03 konstant. Insbesondere stimmt das mittlere N/Z-Verhältnis von Sauerstoff (1.13 ± 0.03) mit dem in Abbildung 3.5 gezeigten Wert überein.

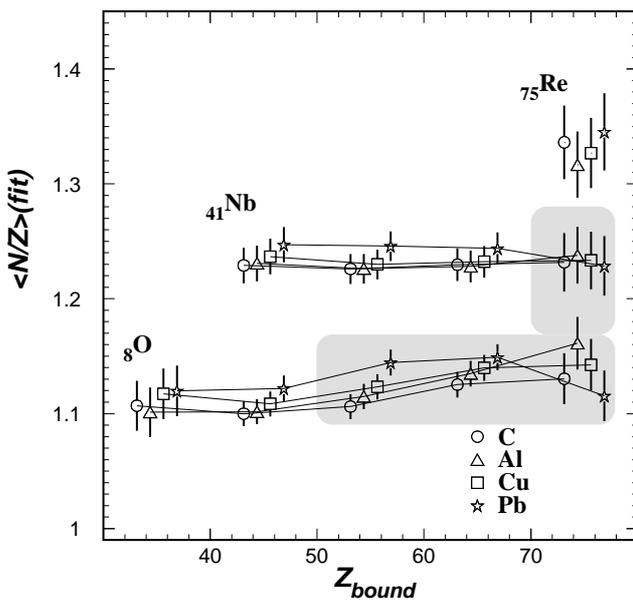
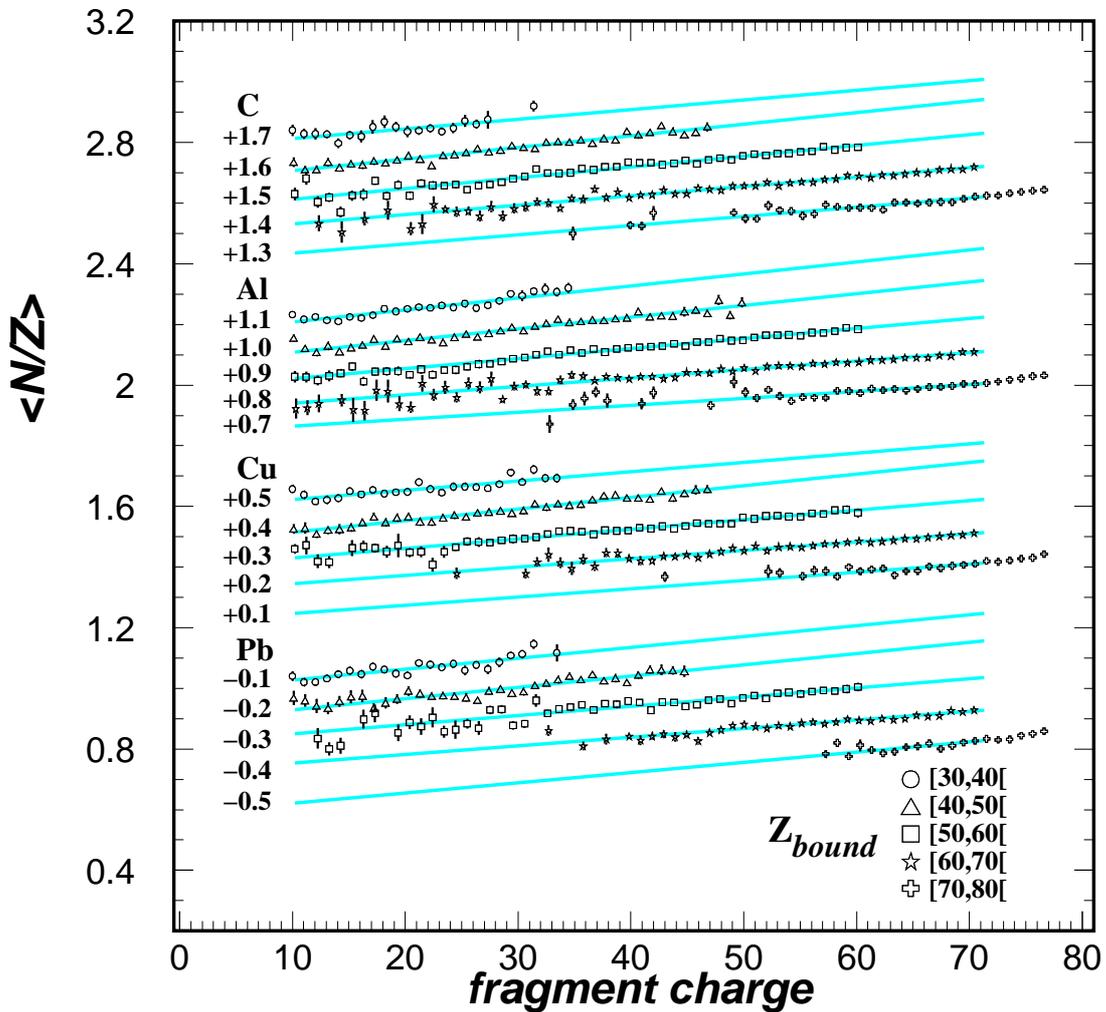


Abbildung 3.11:

oben: Die Abhängigkeit des mittleren N/Z von der Fragment-Ladung für verschiedene Bereiche in Z_{bound} .

links: Die aus den Geraden oben berechneten mittleren N/Z -Verhältnisse für die Fragmente O ($Z=8$), Nb ($Z=41$), Re ($Z=75$) als Funktion von Z_{bound} . Die grau unterlegten Bereiche stellen Extrapolationen in Bereiche dar, in denen keine Daten ausreichender Statistik vorlagen.

3.3 Isotopenverteilungen – Abbild des Primärfragments?

Eine erste qualitative Antwort auf diese Frage ergibt sich aus einem Vergleich der vorliegenden Daten beziehungsweise der *EPAX*-Parametrisierung mit den mittleren N/Z-Verhältnissen von Targetfragmenten aus Reaktionen von $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ nahe der Wechselwirkungsbarriere [Kra79] (Abbildung 3.10). Die Goldfragmente der Reaktion $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ sind deutlich neutronenreicher als die mit *EPAX* parametrisierten Spallationsfragmente. Die Erklärung für diese Beobachtung ergibt sich aus der unterschiedlichen Energiedeposition in die Prefragmente und durch den unterschiedlichen zeitlichen Verlauf der Reaktion.

Bei der Reaktion $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ nahe der Wechselwirkungsbarriere kommt es zur Bildung eines dinuklearen Systems aus Xenon und Gold, wobei Protonen ebenso wie Neutronen ausgetauscht werden können. Der Nukleonenaustausch zwischen Projektil und Target erfolgt statistisch und spiegelt, da die Reaktion relativ langsam abläuft, die N/Z-Verhältnisse der beteiligten Kerne wider. Dementsprechend ist das mittlere N/Z-Verhältnis der Isotopenverteilungen aus $^{132}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ [Kra79] im Vergleich zu der in Abbildung 3.10 gezeigten Verteilung von $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ um $\Delta(N/Z)\cong 0.013$ zur neutronenreicheren Seite hin verschoben, was etwa 2.4 Neutronen entspricht. Bei diesen Kernreaktionen nahe der Wechselwirkungsbarriere werden die verschiedenen Elemente offensichtlich mit so geringer Anregungsenergie erzeugt, daß nur eine kleine Zahl von Nukleonen – überwiegend Neutronen – verdampft, so daß eine Erinnerung an das primäre N/Z-Verhältnis zurückbleibt.

Im Gegensatz dazu sind die durch schnelle Abrasion eines Teils des Gold-Projektils erzeugten Prefragmente bei den hier untersuchten Reaktionen wesentlich höher angeregt. Auch in diesen peripheren Stößen wird die Anregungsenergie überwiegend durch Neutronen-Verdampfung abgebaut, aber die Anregungsenergie der Prefragmente ist deutlich größer als in den Xe+Au Reaktionen nahe der Wechselwirkungsbarriere.

Die Größe dieser Anregungsenergie kann unter Vernachlässigung der Coulomb-Barriere grob mit $\langle E^* \rangle \cong \varepsilon_2 \cdot \Delta N$ abgeschätzt werden, wobei ΔN die Anzahl der abgedampften Nukleonen und ε_2 der Energieverlust pro aus dem Au-Kern entfernten Nukleon ist. Mit $\varepsilon_2 \cong 8\text{MeV}$ kann die Anregungsenergie bei peripheren Reaktionen grob zu 100MeV abgeschätzt werden. Bedingt durch diese Anregungsenergie ergibt sich schon bei den periphersten Reaktionen ein größerer Sprung im N/Z-Verhältnis und somit im Mittel für ein gegebenes Element ein kleineres N/Z-Verhältnis als bei den Xe+Au Reaktionen. Im Vergleich zu den Xe+Au Reaktionen ist bei diesem Experiment also die Verdampfung wichtiger, wodurch die Sensitivität auf die Massen der Primärfragmente reduziert wird.

Die Beobachtung, daß alle in diesem Abschnitt untersuchten Massenspektren vom Target unabhängig sind, ist konsistent mit der Annahme, daß die untersuchten Kernreaktionen in verschiedenen Stufen ablaufen. In der ersten Stufe wird durch die sehr kurze Projektil-Target-Wechselwirkungszeit von einigen 10fm/c je nach Stoßparameter ein Teil des Projektils weggeschlagen, wobei ein deformierter angeregter Projektil-Restkern entsteht. Der Projektil-Restkern "erfährt" also nichts vom N/Z-Verhältnis des Wechselwirkungspartners. Die Beobachtung, daß weder eine Abhängigkeit der verschiedenen Massenverteilungen von M_{inf} noch von Z_{bound} beobachtet wurde, deutet darauf hin, daß in einer zweiten Reaktionsstufe der angeregte Projektil-Restkern unabhängig von der Stoßgeometrie in angeregte Fragmente zerfällt, die dann selbst weiter durch die Verdampfung leichter Teilchen weiterzerfallen. Die im *ALADIN*-Spektrometer analysierten Massenverteilungen der Zerfallsendprodukte können so durch sequentielle Prozesse dominiert werden.

Um den Einfluß sequentieller Prozesse abzuschätzen, wurden Rechnungen mit dem schematischen Modell von Nayak und Mitarbeitern [Nay92] durchgeführt. In diesem Modell, das eine Erweiterung des Fields Modells [Fie87] darstellt, werden für jedes Isotop angeregte Teilchenzustände bevölkert und anschließend sequentiell verdampft. Für nicht vermessene Zustände der Isotope (es wurden etwa 2600 bekannte tabellierte Zustände verwendet) wurde eine Kontinuumsnäherung verwendet [Nay92]. Insgesamt wurden etwa 10^5 Zustände berücksichtigt. Die primären Zustände wurden mit der Wahrscheinlichkeit $P_i(A_i, Z_i, E_i^*, J_i)$ bevölkert,

$$P_i(A_i, Z_i, E_i^*, J_i) \sim e^{-\frac{fV_c}{T_{em}} + \frac{Q}{T_{em}}} \cdot (2J_i + 1) \cdot e^{-\frac{E_i^*}{T_{em}}} \quad (3.2)$$

wobei Z_i und A_i die Ladungs- und Massenzahlen, E_i^* und J_i die Anregungsenergie und der Spin des Zustands i sind. Es wurden wie in [Nay92] maximale Anregungsenergien von $E^* = 5 \text{ A MeV}$ zugelassen. Höhere Anregungsenergien sind mit der Annahme eines Zweistufen-Reaktionsprozesses nicht mehr kompatibel. Q bezeichnet den Grundzustands Q -Wert.

$$Q = (B(A_p - A_i, Z_p - Z_i) + B_i) - B(A_p, Z_p) \quad (3.3)$$

Hier sind Z_p und A_p die Ladungs- und Massenzahl des Prefragmentes. Die Bindungsenergie B der Kerne wurde der aus der Weizsäckerschen Massenformel [Wap58] berechnet. Zur Berechnung der Coulomb-Barriere V_c wurde der Radiusparameter $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ eingesetzt.

$$V_c = \frac{Z_i (Z_p - Z_i) e^2}{r_0 (A_i^{1/3} + (A_p - A_i)^{1/3})} \quad (3.4)$$

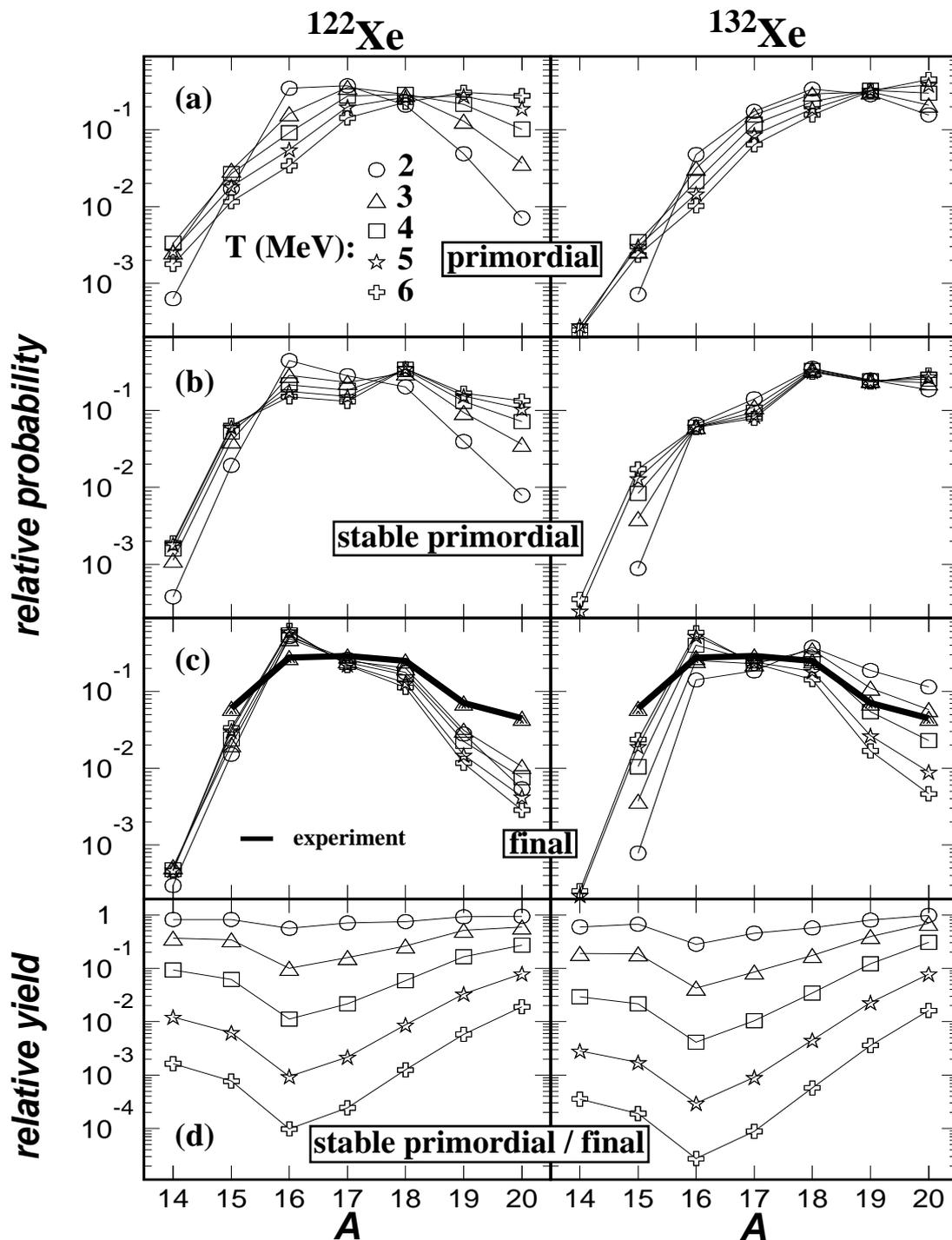


Abbildung 3.12: Abschätzung des sequentiellen Anteils der in dieser Arbeit untersuchten Sauerstoff-Isotopenverteilungen. Die Rechnungen wurden analog zu [Nay92] durchgeführt. Das Integral der in den Teilen (a) bis (c) gezeigten Isotopenverteilungen wurde zum Vergleich auf Eins normiert.

Um den Einfluß des N/Z-Verhältnisses des Prefragments zu untersuchen, wurden die Rechnungen für zwei verschiedene Prefragmente ^{122}Xe und ^{132}Xe durchgeführt. Der Temperatur-Parameter T_{em} wurde zwischen 2 und 6 MeV variiert. Der Coulomb-Energie-Parameter f wurde für jeden Wert von T_{em} so eingestellt, daß die τ -Werte der experimentellen Ladungs-Verteilungen [Kre92] möglichst gut wiedergegeben werden. Hierbei ergaben sich Werte, die dem 0.9-fachen der f -Werte von [Nay92] entsprechen. Die experimentellen mittleren τ -Werte sind 2.2 ± 0.2 . Sie sind unabhängig vom Target, schwanken jedoch je nach Z_{bound} -Wert zwischen 2 und 5 [Kre92]. Die sich aus den Rechnungen ergebenden τ -Werte liegen außer für $T=2\text{MeV}$ bei 2.5 ± 0.2 . Der τ -Wert für $T=2\text{MeV}$ beträgt 4.

Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Im oberen Teil (a) von Abbildung 3.12 ist die primordiale Sauerstoff-Isotopenverteilung dargestellt. Darunter sind die Verteilungen der teilchenstabilen primordialen Sauerstoff-Isotope gezeigt (b). In der dritten Reihe (c) ist die nach den sequentiellen Zerfällen zu beobachtende Isotopenverteilung zusammen mit den experimentellen Daten aus der Reaktion Au+Al (durchgezogene schwarze Linie) gezeigt. Die Integrale der Isotopenverteilungen in Teil (a-c) von Abbildung 3.12 wurden für jede Temperatur auf Eins normiert. Es fällt auf, daß die Endverteilungen im Vergleich zu den primordialen Verteilungen zur neutronenarmen Seite hin verschoben sind.

Der Temperatur-Parameter des Prefragments kann offensichtlich nicht eindeutig festgelegt werden, da größere N/Z-Verhältnisse in den Massenverteilungen (siehe Abbildung 3.12) durch größere Temperatur-Parameter kompensiert werden können. Es gelingt allerdings nicht, die gesamte experimentelle Sauerstoff-Isotopenverteilung durch einen Ausgangskern zu beschreiben. Aus Abbildung 3.12 (c) folgt nämlich, daß die experimentelle Sauerstoff-Isotopenverteilung breiter ist als die für ein gegebenes N/Z-Verhältnis des Prefragmetes berechnete Isotopenverteilung. Es kann je nach N/Z-Verhältnis des Xe entweder nur der neutronenreiche oder der neutronenarme Teil der experimentellen Isotopenverteilung wiedergegeben werden. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß die in der Kernreaktion produzierten Prefragmente kein scharfes N/Z-Verhältnis haben, sondern daß sie vielmehr eine endliche N/Z-Verteilungsbreite haben. Selbst wenn die Prefragmente mit einem festen N/Z-Verhältnis gebildet würden, dann würden Fluktuationen des Stoßparameters zu Fluktuationen des N/Z-Verhältnisses führen. Möglicherweise verschiedene Reaktionsmechanismen können auch die Massenverteilung des Prefragments beeinflussen.

Um den Effekt der sequentiellen Zerfälle zu illustrieren, ist im unteren Teil (d) von Abbildung 3.12 das mit den Modellrechnungen vorhergesagte Verhältnis der Isotopenhäufigkeit der primordialen stabilen zu den Endzustands-Isotopen gezeigt. Für Temperatur-Parameter von 3 bis 4 MeV, mit denen die experimentelle Isotopenverteilung am besten wiedergegeben wird, sinkt der relative Anteil der primären Isotope im

Bereich des Tals der β -Stabilität auf unter 10^{-2} . Nur die besonders neutronenreichen oder -armen Isotope haben noch einen signifikanten Anteil der Primordialverteilung von bis zu 40%. Diese Rechnungen bestätigen somit die eingangs angestellte Vermutung, daß die Verteilung der Massen nahe am β -Stabilitätstal und damit auch das mittlere N/Z-Verhältnis durch sequentielle Prozesse dominiert ist.

Bisher wurden die Isotopenverteilungen derjenigen Reaktionen untersucht, bei denen nur ein schweres Fragment gebildet wird. Es konnte aber gezeigt werden, daß sich die mittleren Massen und Massenbreiten der Fragmente aus binären Ereignissen nicht signifikant von diesen Verteilungen unterscheiden. Die Statistik der ternären Ereignisse ist zu gering, um eine entsprechende Aussage machen zu können (siehe Abschnitt 2.3). Allerdings ist es möglich, bei den Ereignissen, bei denen zwei Fragmente in der *MUSIC* nachgewiesen wurden, Korrelationen der N/Z-Verhältnisse innerhalb eines Ereignisses zu untersuchen.

Falls das N/Z-Verhältnis der Prefragmente stark variiert und sich die beiden Fragmente, die bei einem binären Aufbruch entstehen, im chemischen Gleichgewicht befinden, erwartet man eine positive Korrelation. Das heißt beide Fragmente spiegeln gleichermaßen das N/Z-Verhältnis des Prefragments wider. Darüber hinaus führt allerdings bei einem gegebenen N/Z-Verhältnis des Prefragments die Massenerhaltung zu einer Antikorrelation. Sequentielle Prozesse und/oder Zerfälle höherer Ordnung bewirken außerdem eine Abschwächung jedweder Korrelation. Auch wenn dadurch eine quantitative Interpretation von N/Z-Korrelationen erschwert wird, so läßt sich zumindest qualitativ untersuchen, welcher der beiden Effekte – Antikorrelation durch Massenerhaltung oder Korrelation durch Variation des N/Z-Verhältnisses des Prefragments – dominieren.

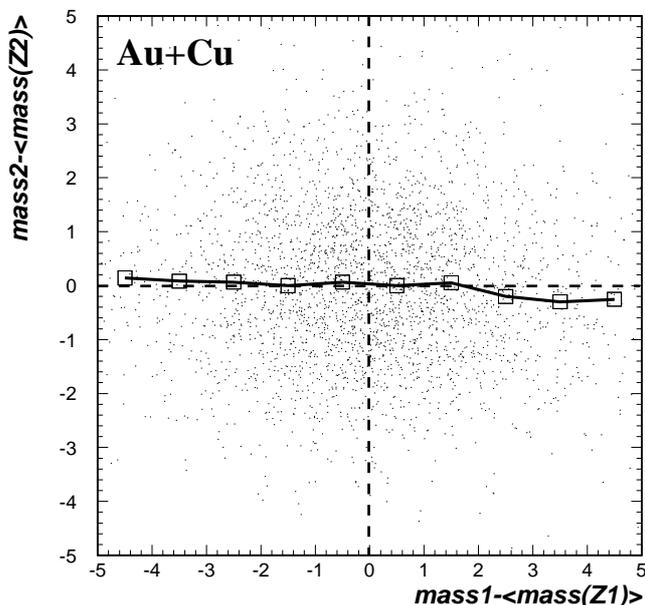


Abbildung 3.13: Massenkorrelationen der binären Ereignisse vom Typ I. Es ist die Differenz zwischen der Masse des Fragments und dem Mittelwert der gemessenen Massenverteilung des entsprechenden Elements dargestellt. Die Fragmente wurden nach ihrer Ladungszahl sortiert, wobei Fragment 1 die größere Ladungszahl hat.

In Abbildung 3.13 ist für jene binäre Ereignisse, bei denen Spaltungsreaktionen ausgeschlossen sind (siehe Abbildung 5.1), die Korrelation der mittleren Massen der beiden beobachteten Fragmente dargestellt. Hierbei wurde von der gemessenen Massenzahl die mittlere Masse des entsprechenden Elements subtrahiert.

$$\Delta M_i = M_i - \langle M(Z_i) \rangle \quad (3.5)$$

Es handelt sich hierbei also um eine auf das mittlere N/Z-Verhältnis der entsprechenden Elemente bezogene Neutronendifferenz. Mit Fragment 1 wird das Fragment mit der größten Ladungszahl eines gegebenen Ereignisses bezeichnet. Die ΔM_i -Verteilungen sind nahezu symmetrisch bezüglich der Achsen $\Delta M_i=0$. Um eventuell geringe Abweichungen von der Symmetrie zu verdeutlichen, wurde der Mittelwert der ΔM_2 -Verteilung als Funktion der Neutronendifferenz des ersten Fragments ΔM_1 als Polygonzug eingezeichnet. Es ergibt sich eine schwache Antikorrelation.

Um diese Abhängigkeiten weiter zu untersuchen, wurde der Korrelationskoeffizient der in Gleichung 3.5 definierten Größe berechnet.

$$\rho(\Delta M_1, \Delta M_2) = \frac{\langle \Delta M_1 \cdot \Delta M_2 \rangle - \langle \Delta M_1 \rangle \langle \Delta M_2 \rangle}{\sqrt{(\langle \Delta M_1^2 \rangle - \langle \Delta M_1 \rangle^2) \cdot (\langle \Delta M_2^2 \rangle - \langle \Delta M_2 \rangle^2)}} \quad (3.6)$$

Hierbei wurde auch zwischen den beiden in Abschnitt 5.1 definierten binären Ereignisklassen unterschieden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die Fehler stellen eine Abschätzung der statistischen Fehler dar. Innerhalb dieser Fehler ergibt sich keine signifikante Target-Abhängigkeit. Die Korrelationskoeffizienten der Spaltreignisse sind im Mittel, mit allerdings geringer Signifikanz, positiv. Das ist mit einem langsam ablaufenden Spaltprozeß konsistent, bei dem die Fragmente im chemischen Gleichge-

wicht erzeugt werden. In diesem Szenario wäre die Massen-Korrelation der Fragmente durch die N/Z-Verteilung des Prefragments nur gering durch sequentielle Prozesse abgeschwächt. Die binären Typ I Reaktionen zeigen dagegen einen mittleren Korrelationskoeffizienten von -0.04 . Hier scheint also der Einfluß der Massenerhaltung nicht völlig durch die Fluktuationen während der Zerfallsprozesse ausgelöscht zu werden. Eine mögliche Erklärung dieser Beobachtung ist, daß der Zerfall des Projektilprefragments schneller als die N/Z-Equilibrierungszeit ($\approx 100\text{fm}/c$ [Gob80, Fre84]) abläuft.

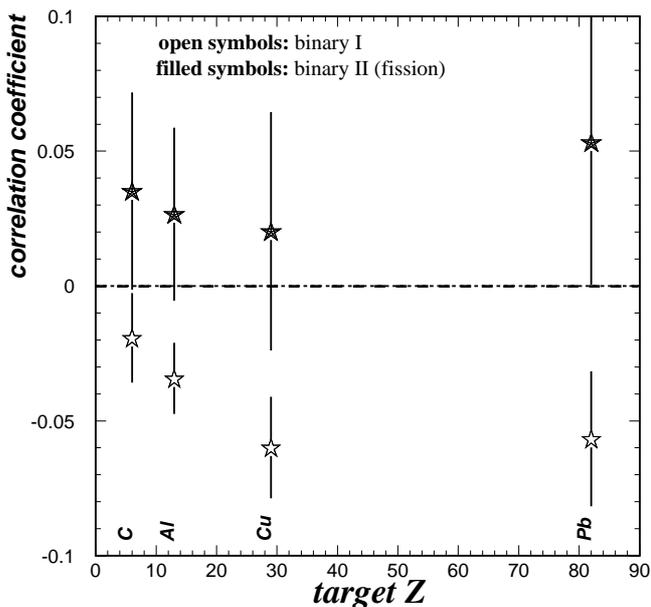


Abbildung 3.14: Der Korrelationskoeffizient der in Abbildung 3.13 gezeigten Verteilung für die Reaktionen mit den verschiedenen Targets.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß man zum Studium der primären Massenverteilung möglichst diejenigen Isotope untersuchen muß, die weit außerhalb des Tals der β -Stabilität liegen. In zukünftigen Experimenten wird es außerdem interessant sein, die Breite der Isotopenverteilungen als Funktion von Z_{bound} mit besserer Statistik zu untersuchen, da die Hoffnung besteht, daß Z_{bound} mit dem primären N/Z-Verhältnis des fragmentierenden Systems verknüpft ist. Darüber hinaus ist die Korrelation der Massen der Fragmente aus Mehrfachaufbruchs-Reaktionen eine wichtige Observable, mit der möglicherweise auf die Größe der primordialen und sekundären Massen-Fluktuationen geschlossen werden kann. Hierzu ist es allerdings unabdingbar, die Massenverteilungen mit wesentlich besserer Statistik zu messen.

4 Die schwersten Fragmente

Bei dem überwiegenden Teil der in unserem Experiment nachgewiesenen Reaktionen wurde nur ein Projektilfragment in der *MUSIC* nachgewiesen (siehe Kapitel 1.1.1). In diesem Fall hatten alle anderen Projektilfragmente eine Ladungszahl, die unter der *MUSIC*-Nachweisschwelle von $Z=8$ lag. Jedoch wurden diese leichten Fragmente in der Flugzeitwand nachgewiesen und zur exklusiven Ereignisklassifizierung Z_{bound} und M_{inf} verwendet.

In diesem Kapitel sollen nun einige Observablen des schwersten Fragments von denjenigen Kernreaktionen besprochen werden, bei denen genau ein Fragment mit einer Ladungszahl von mindestens acht erzeugt wird. In den anschließenden Kapiteln 5, 6 und 7 werden dann die Ereignisse, bei denen mehr als ein Fragment in der *MUSIC* nachgewiesen werden konnte, näher untersucht.

4.1 Geschwindigkeits-Verteilungen

Abbildung 4.1 zeigt die mittleren Geschwindigkeiten der schwersten Fragmente im Laborsystem aus solchen Reaktionen. Diese wurden auf den Energieverlust im Target und in der Materie zwischen Target und Flugzeitwand (zum Beispiel das Druckfenster und das *MUSIC*-Zählgas; Abbildung 2.1) korrigiert. Hierbei wurde angenommen, daß die Kernreaktion, bei der das Fragment produziert wurde, in der Targetmitte stattfand. Zur Orientierung ist die Geschwindigkeit des Gold-Projektils in der Target-Mitte als gestrichelte Linie eingetragen. Da die Targets einen unterschiedlichen Energieverlust erzeugten, nimmt diese Geschwindigkeit je nach Target Werte zwischen $\beta=0.785$ und $\beta=0.791$ an. Die schraffierten Balken stellen eine Abschätzung der systematischen Fehler (siehe Kapitel 2.2, 2.5) dar. Diese ergibt sich aus den Z -abhängigen Unsicherheiten der *Walk*-Korrektur [Ogi92], die aus der Flugzeitdifferenz zwischen dem vorderen und hinteren Teil der Flugzeitwand und aus der Streuung der Walkkorrekturen der verschiedenen Röhren abgeschätzt wurden.

Die Variation der mittleren Geschwindigkeiten ist kleiner als $\pm 0.5 \cdot 10^{-2}c$ und weicht um weniger als $1 \cdot 10^{-2}c$ von der Strahlgeschwindigkeit ab. Ähnliche Geschwindigkeitsverteilungen wurden auch von [Bro92, Kau80, Mil91] gemessen. Es kann weder eine Abhängigkeit vom Stoßparameter (Z_{bound}) noch vom Target festgestellt werden. Die Reaktionsgeometrie scheint demnach kaum Einfluß auf die mittleren Geschwindigkeiten zu haben.

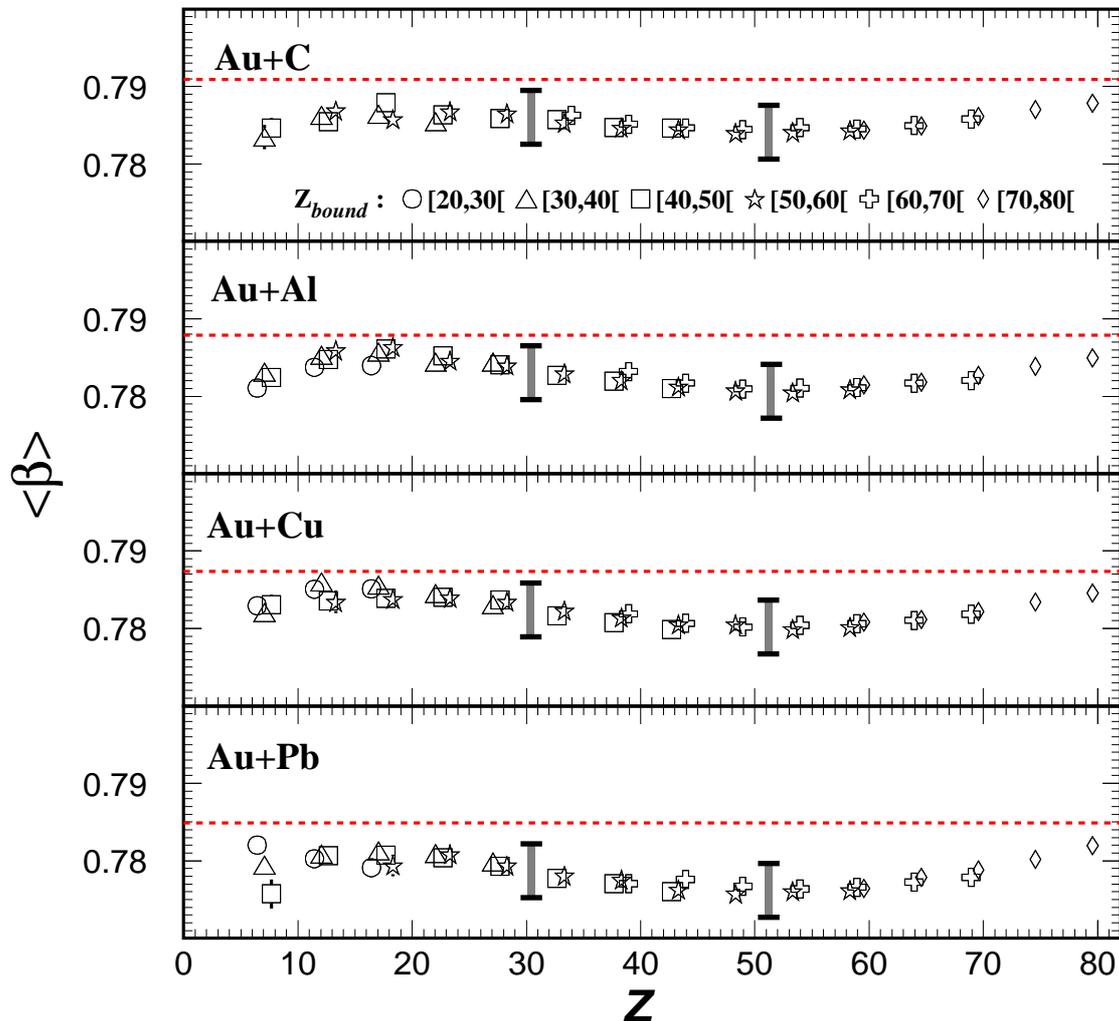


Abbildung 4.1: Die Geschwindigkeitsverteilung der schwersten Fragmente aus Reaktionen, bei denen die Ladungszahl aller anderen Fragmente unterhalb der MUSIC-Nachweisschwelle von $Z=8$ liegen. Zum Vergleich ist die Geschwindigkeit des Gold-Projektils in der Targetmitte als gestrichelte Linie eingetragen. Die Balken stellen eine Abschätzung der möglichen systematischen Fehler dar.

Da die Geschwindigkeitsverteilungen aller Projektil-Fragmente konsistent mit der Annahme einer gemeinsamen Quelle sind, die sich mit fast Strahlgeschwindigkeit bewegt¹, wurden die Geschwindigkeiten für die weitere Analyse in dieses Quellen-System transformiert. Bei der hierzu notwendigen Lorentz-Transformation wurde als Quellengeschwindigkeit die Geschwindigkeit der Gold-Projektile β_0 in der Targetmitte (gestri-

¹ Fragmente mit mittlerer Rapidity und Target Rapidity sind in dem vom ALADIN-Spektrometer abgedeckten Vorwärtswinkel- und Steifigkeitsbereich stark unterdrückt.

chelte Linien in Abbildung 4.1) verwendet. In diesem System sind alle Geschwindigkeiten kleiner als $3 \cdot 10^{-2}c$ und somit nichtrelativistisch. Technisch wurden die Geschwindigkeiten im Quellsystem wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned}
 \beta &= \frac{path}{tof} \cdot \frac{1}{c} & path: & \text{Flugstrecke} & (4.1) \\
 v_y &= \gamma_0 \cdot \beta \cdot \frac{\Delta y_{MUSIC}}{\Delta z_{MUSIC}} \cdot c & tof: & \text{Flugzeit} \\
 & & \Delta y_{MUSIC}: & \text{vertikale Position in MUSIC} \\
 & & \Delta z_{MUSIC}: & \text{Abstand Target/MUSIC-Mitte } (\cong 4680 \text{ mm}) \\
 v_z &= \frac{\beta - \beta_0}{1 - \beta \cdot \beta_0} \cdot c & c: & \text{Lichtgeschwindigkeit} \\
 & & \beta_0: & \text{Projektilgeschwindigkeit in Targetmitte} \\
 & & \gamma_0: & \gamma \text{ der Projektilgeschwindigkeit in Targetmitte}
 \end{aligned}$$

Um eine Abschätzung der Isotropie der Fragmentemission zu erhalten, wurden die Geschwindigkeitsbreiten aller Fragmente in diesem Quellsystem in relativ zum Strahl longitudinaler $\sigma(\beta_z)$ und transversaler $\sigma(\beta_y)$ Richtung bestimmt. Die y- und z- Geschwindigkeitsbreiten werden allerdings durch Auflösung beziehungsweise durch Energieverlust- und Winkelstreuung vergrößert. Diese aufbaubedingte Geschwindigkeitsverbreiterung wurde als Funktion der Fragmentladung abgeschätzt und quadratisch von den gemessenen Geschwindigkeitsbreiten subtrahiert.

Als Auflösungskorrektur von $\sigma(\beta_z)$ wurde die Flugzeitauflösung [Hub92] verwendet. Es ergeben sich hieraus Korrekturen zwischen $0.4 \cdot 10^{-2}c$ und $0.8 \cdot 10^{-2}c$. Da der Energieverlust proportional dem Quadrat der Teilchenladung ist, hängt die Energie eines Teilchens von der Reaktionstiefe im Target ab. Diese Korrektur, welche durch die Variation des Produktionsorts im Target notwendig ist, ist also bei Fragmenten mit kleiner Ladungszahl am größten. Sie beträgt bei leichten Fragmenten ($Z \cong 10$) je nach Target zwischen $0.6 \cdot 10^{-2}c$ und $1.2 \cdot 10^{-2}c$ und ist vernachlässigbar für projektil-ähnliche Fragmente.

Die Vergrößerung von $\sigma(\beta_y)$ aufgrund der begrenzten Auflösung ist vernachlässigbar, da hier nur der y-Ort im MUSIC-Detektor und die Geometrie des Aufbaus eingeht. Die transversalen Geschwindigkeiten werden jedoch durch Kleinwinkel-Streuung im Target vergrößert [Par88]. Je nach Target ergeben sich Korrekturen für $\sigma(\beta_y)$ von $0.03 \cdot 10^{-2}c$ bis $0.17 \cdot 10^{-2}c$.

Die korrigierten Geschwindigkeitsbreiten im Quellsystem sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Wie bei den mittleren Geschwindigkeiten ist keine signifikante Target- oder Z_{bound} -Abhängigkeit festzustellen. Die Geschwindigkeitsbreiten nehmen mit abnehmender Fragmentladung zu. Bezüglich sowohl der Form als auch des Betrages der Geschwindigkeitsbreiten kann - abgesehen von den Reaktionen am Blei-Target - kein markanter Unterschied zwischen der longitudinalen und der transversalen Richtung festgestellt werden.

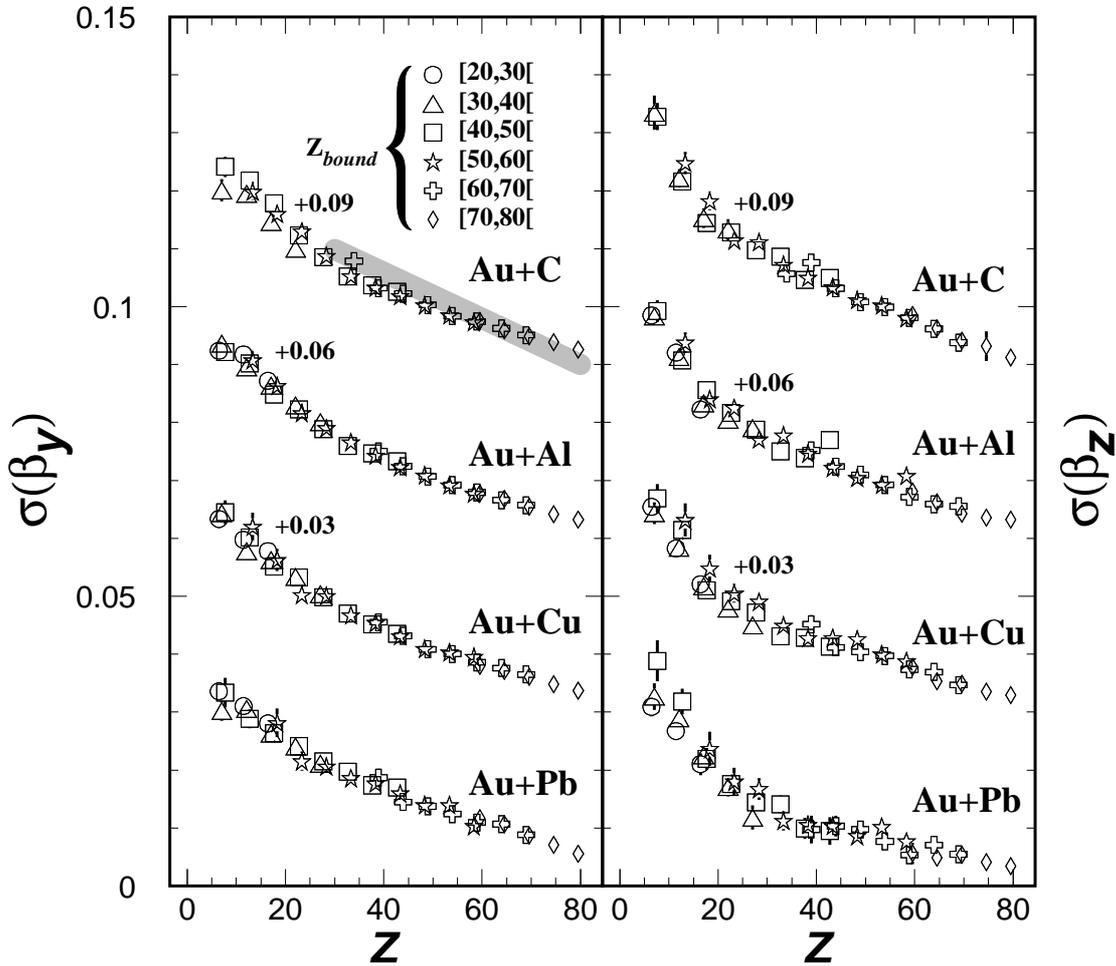


Abbildung 4.2: Die Verteilung der korrigierten Geschwindigkeitsbreiten (zur Berechnung siehe Abschnitt B.2) (links: senkrecht zur Biegeebene des Magneten, rechts: parallel zur Strahlrichtung) als Funktion der Fragmentladung. Zur besseren Darstellung wurden die Messungen der verschiedenen Targets um je $3 \cdot 10^{-2}c$ verschoben. Die Geschwindigkeiten wurden in einem System berechnet, das sich mit Strahlgeschwindigkeit (siehe Abbildung 4.1, gestrichelte Linien) bewegt. Zusätzlich ist die transversale Schwerpunkts-Geschwindigkeit der binären Ereignisse (Gleichung 5.2) beim Kohlenstofftarget als Balken eingezeichnet.

Um diese Beobachtung quantitativ zu untersuchen, werden in Abbildung 4.3 die Verhältnisse der Geschwindigkeitsbreiten von transversaler zu longitudinaler Richtung gezeigt. Da sich hier die Fehler von $\sigma(\beta_y)$ und $\sigma(\beta_z)$ addieren, wurden nur drei Gruppen von Z_{bound} gewählt. Abgesehen vom Blei-Target weichen die transversalen- und longitudinalen Geschwindigkeitsbreiten für alle Z_{bound} -Ereignisklassen, Fragmente und Targets um weniger als 20% voneinander ab. Im Falle des Blei-Targets kann das im Vergleich zu $\sigma(\beta_z)$ um 30 bis 50% größere $\sigma(\beta_y)$ durch die im wesentlichen transversal wirkende Coulomb-Wechselwirkung mit dem Target-Kern erklärt werden. Dies soll am

Beispiel eines ^{168}Er Fragments erläutert werden. Aus einfachen Coulomb-Trajektorien-Rechnungen (Details werden im folgenden Abschnitt 4.2 erläutert) folgt zum Beispiel für ^{168}Er -Fragmente ein mittlerer transversaler Impulsübertrag von $P_{\perp}=1.45\text{GeV}/c$. Dies entspricht einer transversalen Geschwindigkeitsbreite von $\sigma(\beta_y)=0.67 \cdot 10^{-2}c$. Mit den gemessenen Geschwindigkeitsbreiten der ^{168}Er -Fragmente von $\sigma(\beta_y)=0.87 \cdot 10^{-2}c$ und $\sigma(\beta_z)=0.53 \cdot 10^{-2}c$ ergibt sich bei quadratischer Korrektur ein Verhältnis der Geschwindigkeiten von $\sigma_{corr}(\beta_y)/\sigma(\beta_z)=1.05$. Entsprechend sinkt das Geschwindigkeitsbreitenverhältnis der ^{168}Er Fragmente beim Cu-Target (P_{\perp} (Coulomb)= $0.72\text{GeV}/c$) von 1.3 auf etwa 1.1.

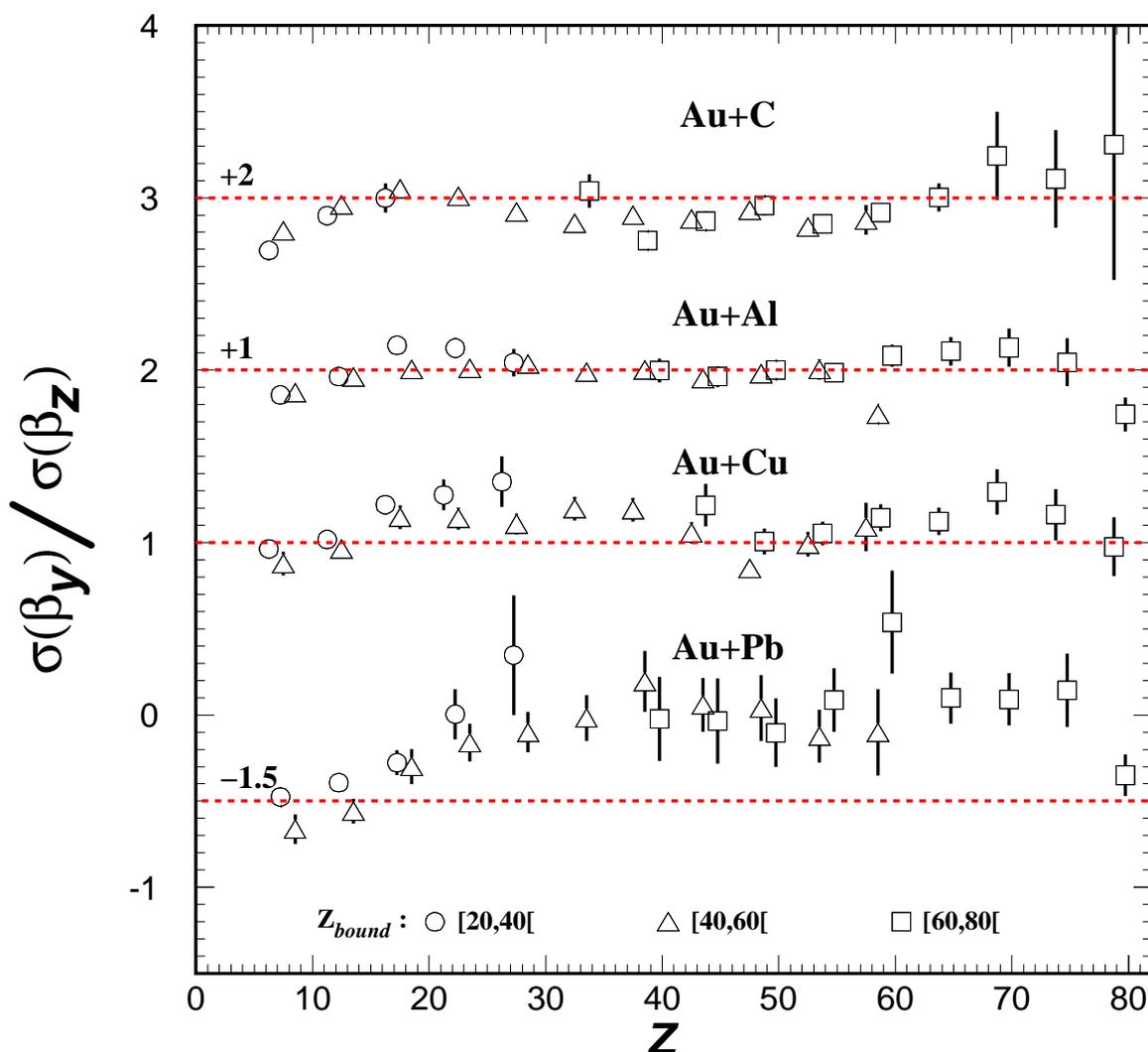


Abbildung 4.3: Das Verhältnis der Geschwindigkeitsbreiten im Quellsystem von transversaler zu longitudinaler Richtung. Zur Orientierung sind beim Verhältnis 1 gestrichelte Geraden eingezeichnet.

Korrigiert man den Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target, so stimmen also die Geschwindigkeitsverteilungsbreiten in longitudinaler und transversaler Richtung überein. Diese Isotropie impliziert, daß das System beim Aufbruch keine Abhängigkeit mehr von der Reaktionsgeometrie zeigt, und daß die Impulsverteilungen der Nukleonen equilibriert ist, wenn es zum Zerfall des Projektilrestkernes kommt.

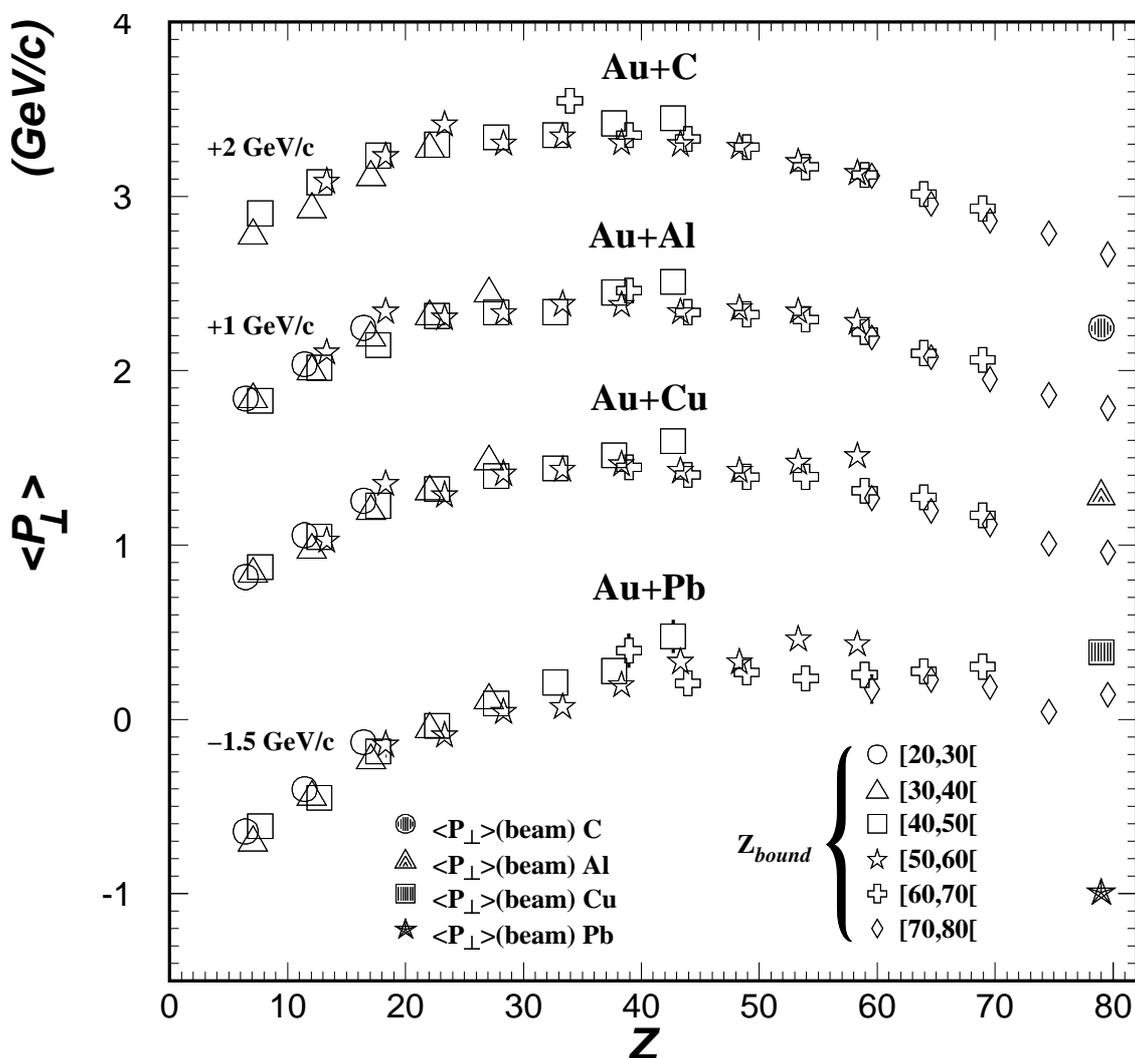


Abbildung 4.4: Die mittleren Transversalimpulsverteilungen für Fragmente aus Reaktionen mit den verschiedenen Targets und Stoßparametern (Z_{bound}). Die ausgefüllten Symbole markieren die mittleren Transversalimpulse der im Reaktionstrigger untersetzten Strahlteilchen.

4.2 Transversalimpuls-Verteilungen

Abbildung 4.4 zeigt die mittleren Transversalimpulse der schwersten Fragmente aus Reaktionen, bei denen kein zweites schweres Fragment oberhalb $Z=7$ beobachtet wurde. Zum Vergleich sind die mittleren Transversalimpulse der im Trigger unteretzten Strahlteilchen durch die ausgefüllten Symbole markiert. Die Größe dieser Transversalimpulse kann als Abschätzung der durch Auflösung und Strahldivergenz bedingten Fehler angesehen werden. Für ein gegebenes Target ist keine Abhängigkeit der mittleren Transversalimpulse vom Stoßparameter (Z_{bound}) zu erkennen. Die mittleren Transversalimpulse der leichten Fragmente sind vom Target unabhängig, während die mittleren Transversalimpulse der schweren Fragmente mit der Ladungszahl des Targets zunehmen.

Diese Beobachtung legt die Vermutung nahe, daß die großen mittleren Transversalimpulse der schweren Fragmente, die bei Wechselwirkungen mit schweren Targets entstanden, durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target bedingt werden. Um den dadurch bedingten Transversalimpuls abzuschätzen, wurde eine einfache zweistufige Coulomb-Trajektorien-Rechnung durchgeführt (siehe Abbildung 4.5):

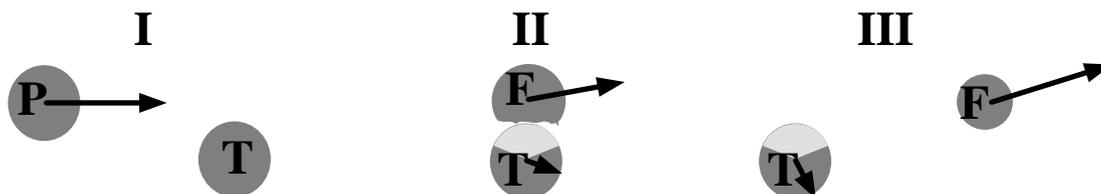


Abbildung 4.5: Das Prinzip der Coulomb-Trajektorien-Rechnungen. Das Projektil (P) bewegt sich im Laborsystem auf das Target (T) zu. Am Zeitpunkt des kleinsten Abstandes von Projektil und Target wird das Fragment (F) gebildet. Die Pfeile sollen die Impulsvektoren andeuten.

Im ersten Schritt bewegt sich das Gold-Projektil mit Strahlgeschwindigkeit auf klassischen Coulomb-Trajektorien auf das Target zu und erfährt dabei je nach Stoßparameter verschiedene Transversalimpulse. Es wurden diejenigen Stoßparameter verwendet, die für das jeweilige Target mit den Werten von $Z_{bound}=25,35,\dots,75$ assoziiert sind [Hub92, Kre92]. Wenn Projektil und Target den minimalen Abstand erreicht haben, wird die Ladungszahl des Projektils durch die des zu produzierenden Fragments ersetzt. Die Masse dieses Fragmentes wird nach der Weizsäckerschen Massenformel [Wap58] berechnet. Die Geschwindigkeit des Fragments wird der des Gold-Projektils vor dem Zerfall gleich gesetzt. Die Ladung und Masse des Targets bleiben unverändert. Danach wird im zweiten Schritt das Fragment solange propagiert, bis das Coulomb-Feld des Targets vernachlässigbar ist. In diesem Szenario wird der Einfluß des bei der Kernreaktion erzeugten "Feuerballs" vernachlässigt, denn die Target-participants werden zum

Target gezählt, das nicht zerfällt, während der Einfluß der Projektil-*participants* ignoriert wird. Die dadurch bedingten Fehler sollten jedoch klein sein, da sich bei schweren Fragmenten, bei denen der Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung am größten ist, nur wenige Nukleonen im Feuerball befinden. Bei zentralen Stößen aber, wenn sich eine große Zahl von Nukleonen im Feuerball befindet, werden nur leichte Fragmente gebildet, die eine entsprechend schwache Coulomb-Wechselwirkung haben.

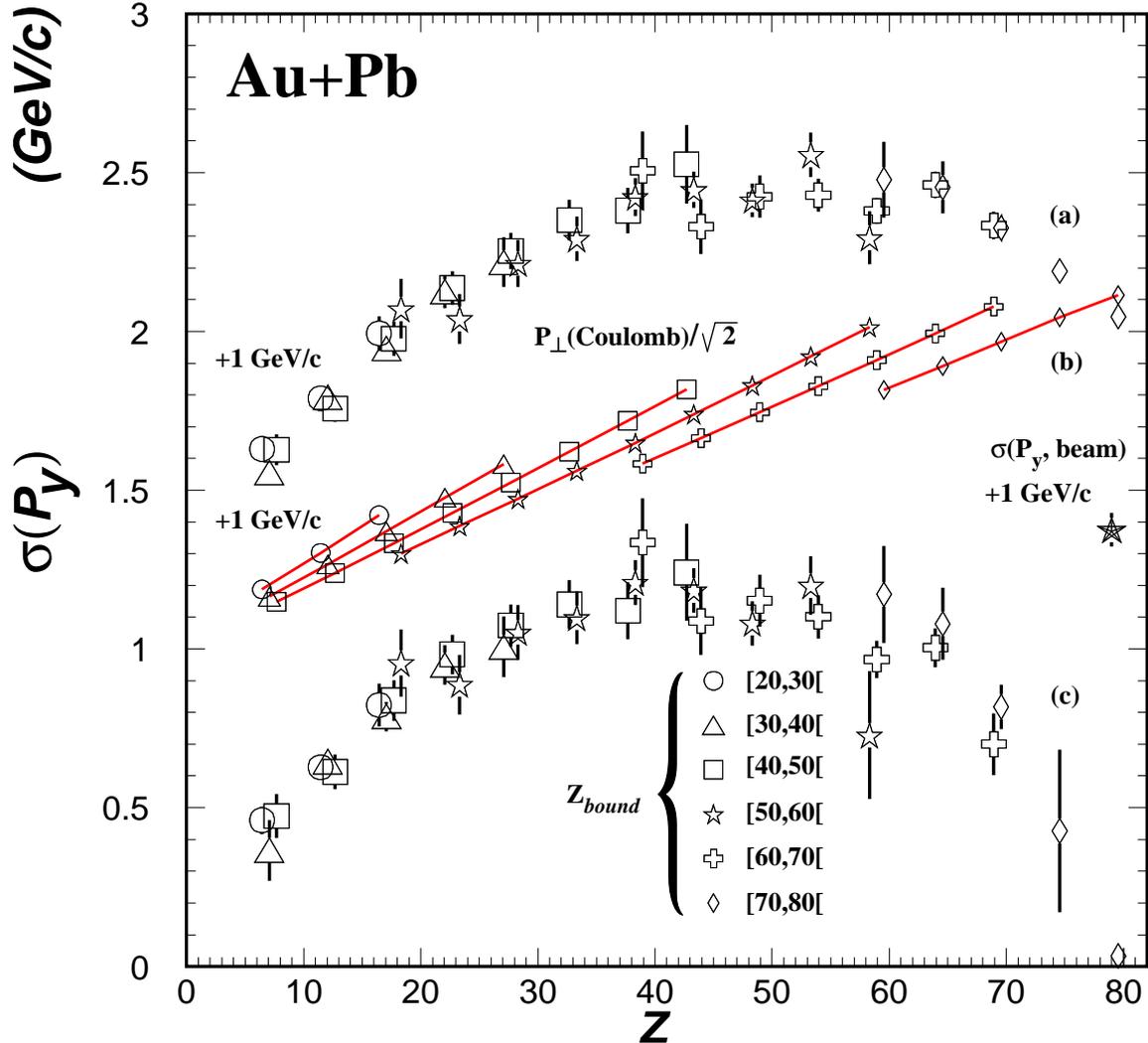


Abbildung 4.6: Zur Abschätzung der durch Coulomb-Wechselwirkung mit dem Target erzeugten Impulsbreite der Fragmente. Im oberen Teil (a) ist die unkorrigierte Impulsverteilungsbreite der Fragmente dargestellt. Darunter (b) sind die sich aus der Coulomb-Trajektorien-Rechnung ergebenden Transversalimpulse für die verschiedenen zu Z_{bound} äquivalenten Stoßparameter als verbundene Datenpunkte dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung (c) schließlich ist die Impulsbreite der Fragmente gezeigt, die sich nach quadratischer Subtraktion von Coulomb P_{\perp} und Strahl $\sigma(P_y)$ von der Verteilung im oberen Teil ergibt.

Um die transversalen Impulsbreiten der Fragmente aus Reaktionen mit den verschiedenen Targets vergleichen zu können, wurden die Impulsbreiten auf den Coulomb-Beitrag korrigiert. Der sich aus den Coulomb-Trajektorien-Rechnungen ergebende Transversalimpuls ist am Beispiel des Blei-Targets, wo der Coulomb-Beitrag am größten ist, in Abbildung 4.6 (b) im Vergleich mit den Impulsverteilungsbreiten der entsprechenden Fragmente (a) gezeigt. Die unkorrigierten Impulsverteilungsbreiten sind im oberen Teil der Abbildung 4.6 gezeigt. Sie sind durch die Auflösung des Spektrometers, die mit Strahlteilchen bestimmt wurde (ausgefüllter Stern), und die durch Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target erzeugten Transversalimpulse verbreitert. Nach quadratischer Subtraktion¹ der genannten Effekte ergibt sich eine *intrinsic* Impulsverteilungsbreite, die im unteren Teil der Abbildung 4.6 dargestellt ist. Die quadratische Subtraktion des Coulomb-Beitrages setzt voraus, daß der *intrinsic* Transversalimpuls von der Richtung des (radialen) Coulomb-Rückstoßes unabhängig ist, daß also zum Beispiel der Beitrag des durch die starke Wechselwirkung bewirkten nuklearen *bounce-off* [Sch91], der ebenfalls wie der Coulomb-Rückstoß vom Stoßparameter-Vektor abhängt, klein ist.

Wendet man die besprochenen Korrekturen entsprechend auf die Impulsbreiten der Fragmente aus Reaktionen mit den anderen Targets an, so ergeben sich die in Abbildung 4.7 dargestellten Verteilungen. Es fällt auf, daß die Coulomb-korrigierten Impulsverteilungsbreiten keine signifikante Target-Abhängigkeit mehr zeigen. Außerdem ist keine Abhängigkeit von der Größe der Anregungsenergie des Prefragments, die monoton mit Z_{bound} verknüpft ist, zu erkennen.

Die Impulsverteilungsbreiten in Abbildung 4.7 zeigen die für diese Größe charakteristische Parabelform [Gol74,Gre75,Sto84,Mor89]. Diese Form wird durch ein Modell gut beschrieben, das von Swiatecki, Hüfner und Goldhaber entwickelt wurde. Bei diesem Modell wird angenommen, daß ein Kern aus A Nukleonen besteht, die sich mit Impulsen \vec{p}_i bewegen. Für diese Impulsvektoren gilt die Randbedingung $\vec{P}_A = \sum \vec{p}_i = 0$. Nimmt man an, daß die Impulse \vec{p}_i statistisch unabhängig sind, und greift man F Nukleonen zufällig aus den A Nukleonen des Projektils heraus, so folgt für die Breite der Impulsverteilung der F Nukleonen:

$$\sigma(P_i, F) = \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{F \cdot (A - F)}{(A - 1)}} \quad (4.2)$$

Hierbei ist σ_0 der rms-Wert der individuellen Impulse \vec{p}_i . Legt man eine Fermiverteilung

¹ $\sigma^2(P_{y,intr}) = \sigma^2(P_y) - \sigma^2(P_{y,resolution})^{1/2} \cdot P_{Coulomb}^2$

lung zugrunde, so ist σ_0 gemäß der Beziehung $\sigma_0 = P_F / \sqrt{5}$ mit dem Fermiimpuls verknüpft. Er kann aus quasielastischer Elektronenstreuung bestimmt werden und ergibt sich für Gold zu [Mon71] $P_F = 265 \pm 5 \text{ MeV/c}$.

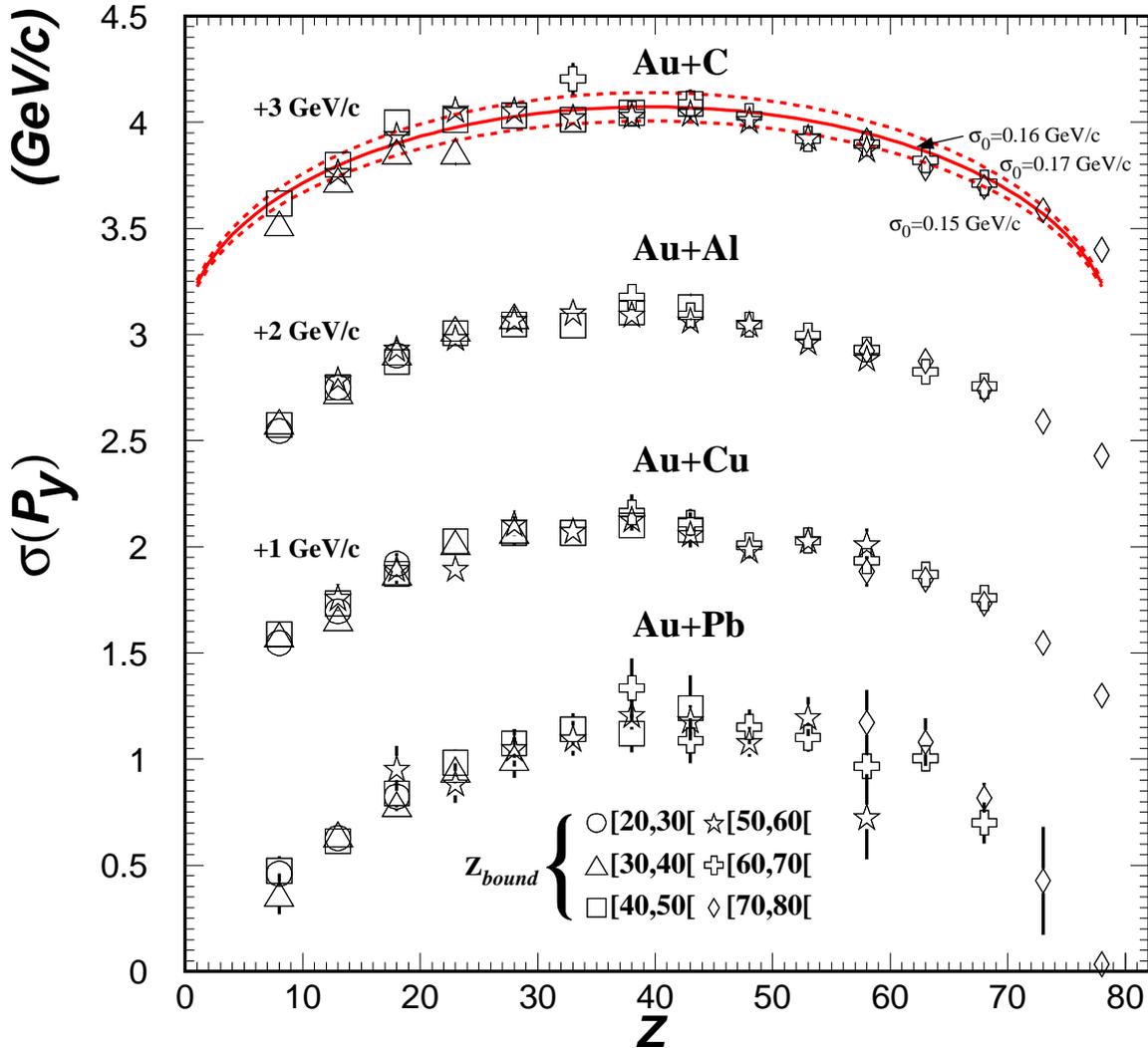


Abbildung 4.7: Die auf Auflösung und Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target korrigierten Impulsverteilungsbreiten (zur Berechnung siehe Abschnitt B.2) für Fragmente aus Reaktionen mit allen verwendeten Targets und verschiedenen Stoßparameter-Bereichen (Z_{bound}). Bei den Reaktionen mit dem Kohlenstoff-Target ist noch zusätzlich eine Parametrisierung nach Goldhaber [Gol74] eingezeichnet.

Da das Goldhaber-Modell die Impulsverteilungsbreiten als Funktion der Masse des Fragments beschreibt, aber aus Gründen der Statistik in dieser Arbeit die Impulsverteilungsbreiten als Funktion der Fragmentladung dargestellt sind, wurde die Beziehung (4.2) modifiziert, indem die Massenzahlen durch ein mittleres A/Z Verhältnis von 2.28

in Ladungszahlen umgeformt wurden. Mit der Kernladungszahl 79 von Gold folgt (da die Winkelverteilung der Fragmente im Quellensystem isotrop ist (siehe Abschnitt 4.1) wurde hier die genauer gemessene Impulskomponente P_y verwendet):

$$\sigma(P_y, Z) = \sigma_0 \cdot \sqrt{2.28 \cdot \frac{Z \cdot (79 - Z)}{79}} \quad (4.3)$$

Da die Korrekturen der Impulsverteilungsbreiten der Fragmente aus Reaktionen mit dem Kohlenstoff-Target am kleinsten sind, wurden in Abbildung 4.7 die nach der modifizierten Goldhaber-Beziehung (4.3) berechneten Impulsverteilungsbreiten eingezeichnet. Man erkennt, daß die Daten gut durch das Goldhaber-Modell wiedergegeben werden. Der Parameter σ_0 der Funktion in Abbildung 4.7 wurde so bestimmt, daß die Daten und das Modell im Maximum der Impulsbreitenverteilung - also etwa bei $Z=40$ - übereinstimmen. Für diesen Elementbereich ist auch das mittlere A/Z Verhältnis von 2.28 angepaßt. Es ergibt sich ein Impulsverteilungsbreiten-Parameter für Projektilfragmente aus Reaktionen von Au+C,Al,Cu,Pb von $\sigma_0=160\pm 10\text{MeV/c}$. Dieser Wert wird in Abschnitt 4.4 im Zusammenhang mit Ergebnissen anderer Experimente diskutiert.

4.3 Temperatur-Parameter

Mit der Zufallsbewegung der Nukleonen im Kern kann im Goldhaber-Modell anstelle des Fermiimpulses P_F ($\sigma_0=P_F/\sqrt{5}$ [Gol74]) auch eine thermische Bewegung der Nukleonen im zerfallenden Kern assoziiert werden ($\sigma_0 = \sqrt{m_N \cdot T}$ [Gol74]). Aus dem dem Fermiimpuls entsprechenden $\sigma_0=119\pm 3\text{MeV/c}$ ergibt sich ein Temperatur-Parameter von $15\pm 1\text{MeV}$, der experimentelle Wert dieser Arbeit von $\sigma_0=160\pm 10\text{MeV/c}$ entspricht einem Temperatur-Parameter von $27\pm 4\text{MeV}$. Auffällig ist, daß es in Abbildung 4.7 keine Abhängigkeit der reduzierten Impulsbreiten σ_0 von Z_{bound} gibt. Im Temperaturbild des Goldhaber-Modells bedeutet dies, daß alle Fragmente bei einer konstanten Temperatur unabhängig von der Anregungsenergie gebildet werden.

Ein Temperatur-Parameter der Fragmente kann auch aus ihren kinetischen Energiespektren durch *moving-source*-Anpassungen bestimmt werden. Dazu werden die kinetischen Energien verschiedener Element- und Z_{bound} -Gruppen in einem System bestimmt, das sich mit Strahlgeschwindigkeit bewegt. Die eigentliche Quellengeschwindigkeit des Projektilrestkernes ist in diesem System kleiner als $10^{-2}c$ (siehe Abbildung 4.1). Bei der *moving-source*-Anpassung ergibt sich der Temperatur-Parameter aus der Steigung der kinetischen Energie-Spektren. Bei diesem Verfahren ist im Gegensatz zu den Breiten der Impulsverteilungen die Coulomb-Abstoßung des emit-

tierenden Systems durch einen konstanten Energieoffset berücksichtigt. Die Steigung - und damit der Temperatur-Parameter - sind also relativ unsensitiv auf diesen Coulomb-Beitrag zur Energie der Fragmente.

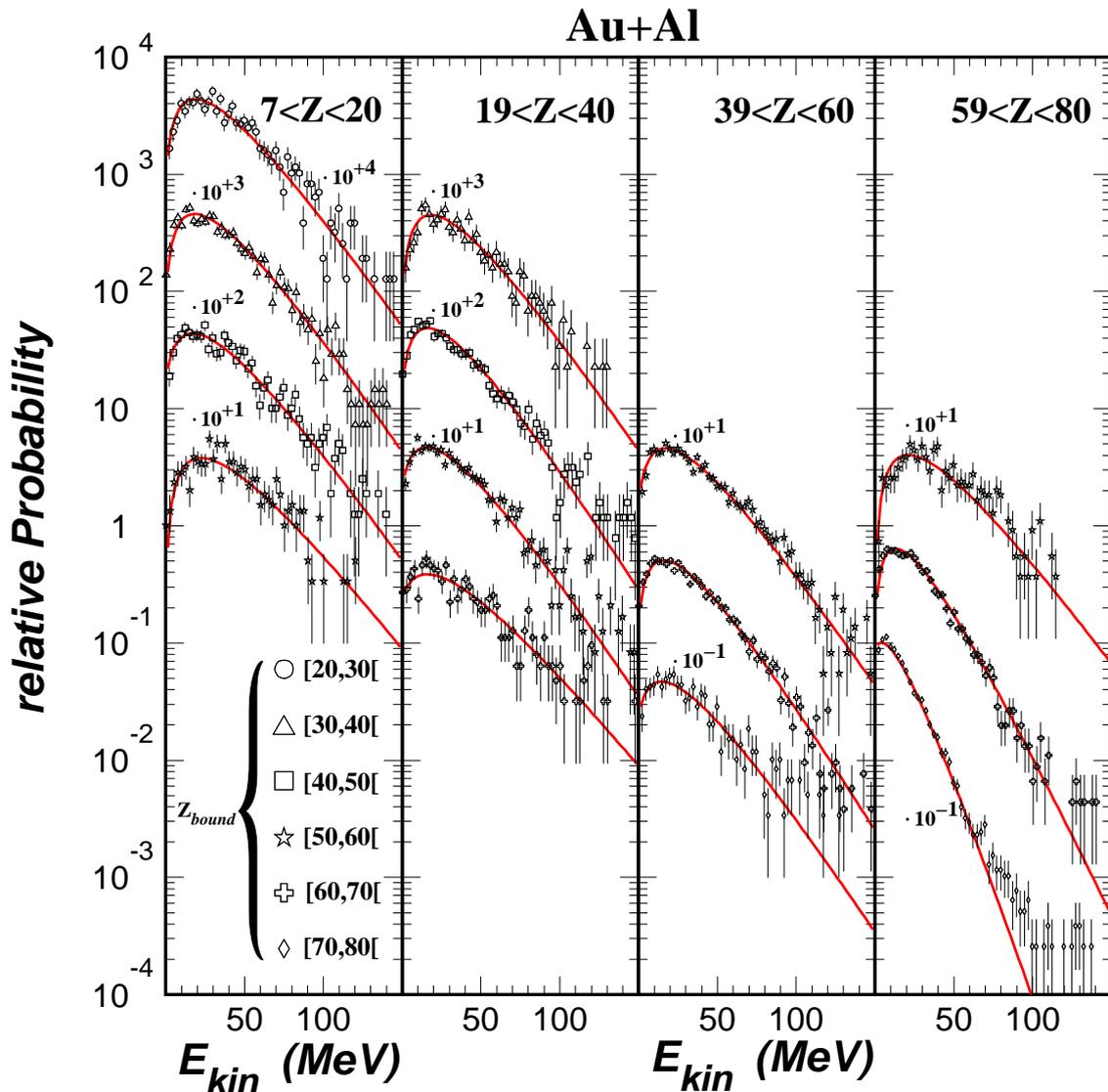


Abbildung 4.8: Kinetische Energiespektren für verschiedene Elementgruppen und Bereiche in Z_{bound} . Die kinetischen Energien wurden in einem System berechnet, das sich mit Strahlgeschwindigkeit bewegt (siehe Abbildung 4.1). Die Integrale aller Energiespektren wurden zum Vergleich auf eins normiert. Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse einer "moving-source" Anpassung.

Abbildung 4.8 zeigt als Beispiel die Spektren der kinetischen Energie für Fragmente aus Reaktionen mit dem Al-Target. An diese Verteilungen wurde nach [Lec50] folgende Funktion angepaßt:

$$P(E_{kin}) = P_0 \cdot \frac{(E_{kin} - E_C)}{T^2} \cdot e^{-\frac{(E_{kin} - E_C)}{T}} \quad (4.4)$$

E_{kin} : Fragmentenergie
 P_0 : Normierung
 E_C : Coulomb-Energie
 T : Temperatur-Parameter

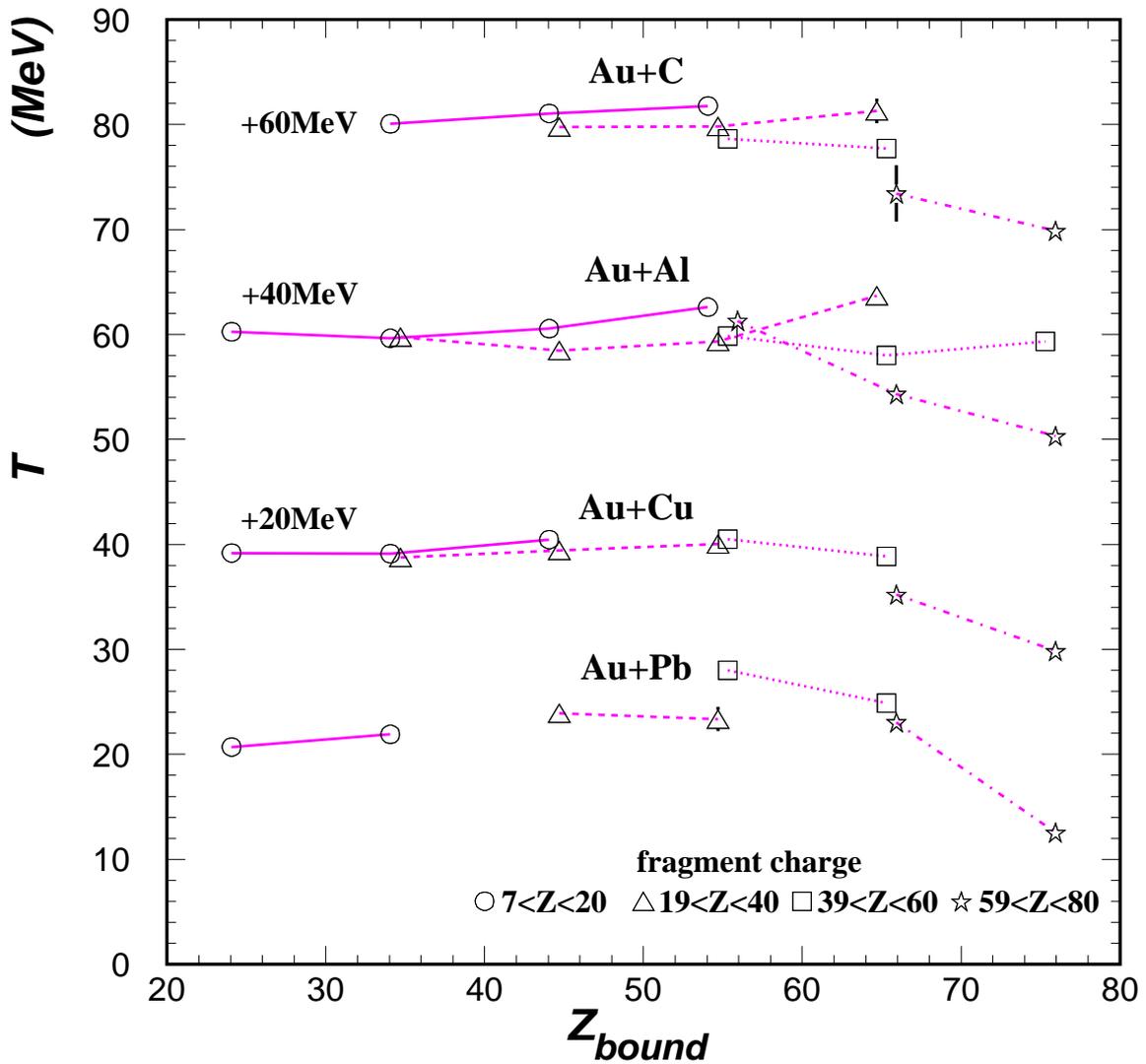


Abbildung 4.9: Die sich aus den "moving-source" Anpassungen ergebenden Temperatur-Parameter als Funktion von Z_{bound} für Fragmente aus Reaktionen des Gold-Projektils mit allen verwendeten Targets.

Die sich daraus ergebenden Temperatur-Parameter sind in Abbildung 4.9 als Funktion von Z_{bound} aufgetragen. Abgesehen von peripheren Reaktionen ($Z_{bound} > 70$ und $Z > 59$), bei denen der Temperatur-Parameter auf etwa 10 ± 3 MeV fällt, sind die Temperatur-Parameter unabhängig von der Reaktionsgeometrie (Target) und der Anre-

gungsenergie (Z_{bound}) etwa konstant $20 \pm 3 \text{ MeV}$. Dieses Ergebnis stimmt innerhalb der Fehler mit dem aus den Impulsbreiten bestimmten Temperatur-Parameter von $27 \pm 7 \text{ MeV}$ überein.

4.4 Zusammenfassende Diskussion

Im ersten Teil dieses Abschnitts wurde gezeigt, daß die Geschwindigkeitsverteilungen der Fragmente kompatibel mit der Annahme einer gemeinsamen Quelle sind. Die Geschwindigkeit dieser Quelle weicht nur geringfügig von der Strahlgeschwindigkeit ab. Die Geschwindigkeitsverteilungen der Fragmente in diesem Quellensystem sind abgesehen von der Projektil-Target Coulomb-Wechselwirkung, die die transversalen Geschwindigkeitsbreiten vergrößert, isotrop.

Die sich aus dem Impulsbreitenparameter σ_0 beziehungsweise den *moving-source*-Anpassungen ergebenden Temperatur-Parameter, die unabhängig von der Fragmentgröße, der Reaktionsgeometrie und dem Stoßparameter beziehungsweise der Anregungsenergie sind, liegen bei etwa 20 MeV . Aus der Breite der totalen kinetischen Energien der Fragmente aus binären (einschließlich Spaltung) und ternären Ereignissen (siehe Abschnitt 5 und 6) ergibt sich ebenfalls ein Temperatur-Parameter von 20 MeV . Aus BUU-Rechnungen [Bau88] ergibt sich zum Vergleich ein deutlich niedrigerer Temperatur-Parameter, der von der Zentralität der Reaktion abhängt, von typisch 8 MeV (siehe Gleichung 7.18). Auf die verschiedenen Prozesse, die zu einer Vergrößerung der Energie- und Impulsverteilungsbreiten führen, wird in Abschnitt 7 aufgrund von Coulomb-Trajektorien-Rechnungen quantitativ eingegangen. Vorwegnehmend kann gesagt werden, daß sich hier Temperaturen ergeben, die von Z_{bound} abhängen und etwa 20% über denen der BUU-Rechnungen liegen. Offensichtlich stimmen die aus den Impuls- beziehungsweise Energieverteilungen bestimmten Temperatur-Parameter nicht mit der Temperatur des Systems überein.

Aus Abschnitt 2 ergibt sich, daß die Transversalimpulsverteilungen nach Korrektur auf den Coulomb-Rückstoß durch das Target weder vom Target noch von Z_{bound} abhängen. Sie haben als Funktion der Fragmentladungszahl die Form einer Parabel, die nach dem Goldhaber-Modell einem Impulsbreitenparameter von $\sigma_0 = 160 \pm 10 \text{ MeV}/c$ hat. Dieser Wert ist deutlich größer als der sich aus dem Fermi-Impuls der Nukleonen im Goldkern ergebende Wert ($\sigma_0 = P_F / \sqrt{5}$ [Gol74]) von $\sigma_0 = 119 \pm 3 \text{ MeV}/c$. Abbildung 4.10 zeigt eine Zusammenstellung von Impulsbreiten-Parametern σ_0 aus anderen Experimenten. Die vollständige Liste der hier verwendeten Referenzen und Daten befindet sich im Anhang B.1. Aus dem oberen Teil der Abbildung ergibt sich keine eindeutige Abhän-

gigkeit der σ_0 von der Einschußenergie. Nur bei niedrigen Einschußenergien und leichten Projektilen gibt es eine enge Beziehung zwischen σ_0 und der Einschußenergie [Sto84], die grob mit einem Modell von W.A. Friedman [Fri82] übereinstimmt.

Die Streuung der Daten im oberen Teil der Abbildung 4.10 belegt eindrucksvoll, daß es verschiedene physikalische Prozesse gibt, die die Breite der Impulsverteilung der Fragmente beeinflussen. Einige dieser Effekte sollen anhand von Beispielen im folgenden erläutert werden. Zunächst können die physikalischen Prozesse, die zur Verbreiterung der Impulsverteilung führen, in zwei Gruppen aufgeteilt werden. Zum einen sind dies die Effekte, die die Breite der Impulsverteilung der Prefragmente bestimmen. Darüberhinaus gibt es dann die Gruppe von Effekten, bei denen durch den Zerfall der Prefragmente die Breite der Impulsverteilung der beobachteten Fragmente vergrößert wird.

Die Breite der Impulsverteilung der Fragmente kann in vielen Fällen aus dem Fermiimpuls des Projektils mit Hilfe des Goldhaber-Modells abgeleitet werden. Hierbei geht aber die Annahme ein, daß bei der Reaktion alle Nukleonen des Kernes statistisch an der Reaktion beteiligt sind. Struktureffekte werden also nicht berücksichtigt. Solche Struktureffekte zeigen sich aber deutlich beim Studium des neutronenreichen Kernes ^{11}Li . Zum Beispiel wurden bei 790 A MeV ^{11}Li Projektilfragmentation [Kob88] Impulsbreitenverteilungen gemessen, die nur durch zwei Gaußverteilungen mit verschiedenen Breiten beschrieben werden konnten.

Die breite Komponente entsprach einem mit dem "üblichen" ^{11}Li -Fermiimpuls (169 MeV/c) konsistenten σ_0 -Wert von 71 ± 9 MeV/c. Die schmale Komponente entsprach Impulsbreitenparametern von ungefähr 20 MeV/c. Die Erklärung dieser Beobachtung ergibt sich aus der Tatsache, daß die Fragmente der beiden verschiedenen Impulsverteilungsbreiten aufgrund der Struktur des ^{11}Li -Kernes auf verschiedene Reaktionsmechanismen basieren. Die Fragmente der breiten Komponente entstehen durch Herausschlagen von *normal* gebundenen Nukleonen aus dem ^{11}Li -Kern oder durch den Zerfall von ^{10}Li oder ^9Li . Die schmale Impulsbreitenkomponente der ^8Li und ^9Li Fragmente entsteht durch Abscheren der beiden äußeren schwach gebundenen Neutronen des ^{11}Li -Kernes. Diese Valenz-Neutronen haben eine wesentlich kleinere Impulsunschärfe als die restlichen Neutronen.

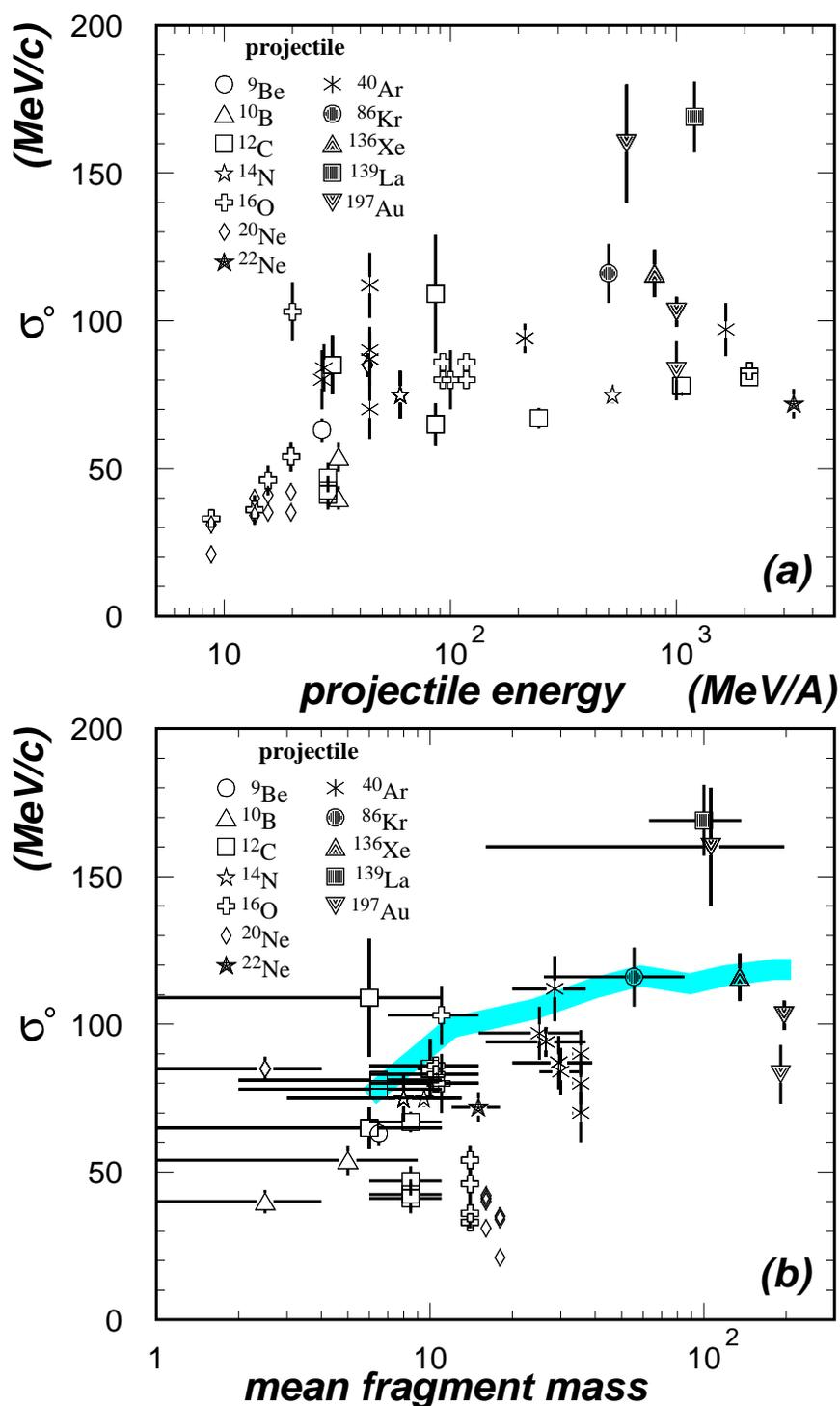


Abbildung 4.10: Eine Zusammenstellung von Impulsbreiten-Parametern σ_0 nach Goldhaber [Gol74] aus anderen Experimenten. Im unteren Teil ist der Bereich der Fragmentmassen, von denen σ_0 bestimmt wurde, als horizontaler Fehler dargestellt. Der Polygonzug stellt die σ_0 -Parameter dar, die sich aus dem Fermiimpuls der entsprechenden Kerne ergeben.

In ähnlicher Weise kann die Breite der Impulsverteilung der beobachteten Fragmente durch Selektion spezieller Ereignis- beziehungsweise Reaktionsklassen eingeschränkt werden. Verlangt man nur, daß die Impulsverteilungen der Nukleonen in den beiden gebildeten Fragmenten im Goldhaber-Modell selbst Fermi-Verteilungen sind, das Fragment also gebunden ist, ergeben sich kleinere Breitenparameter σ_0 [Mur84]. An dieser Stelle soll auch auf eine andere Messung von Impulsbreitenverteilungen von Goldfragmenten bei $E/A=1\text{GeV}$, die am Fragmentseparator der GSI durchgeführt wurde [Sch92], hingewiesen werden. Aus dieser Messung ergibt sich deutlich abweichend zu den Ergebnissen dieser Arbeit $\sigma_0=103\pm 5\text{MeV}/c$. Hier wurden allerdings nur Isotope untersucht, bei denen das Gold-Projektile genau ein- beziehungsweise zwei Protonen verlor. Es handelt sich dabei also um äußerst periphere Reaktionen.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt (siehe zum Beispiel Abbildung 4.6), daß die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target je nach Projektil- und Target-Kernladungszahl und je nach Stoßparameter zu einer wesentlichen Vergrößerung der transversalen Impulsbreiten führt. Die longitudinale Impulsbreite wird allerdings in erster Ordnung nicht beeinflusst. Bei niedrigen Einschußenergien können darüberhinaus die attraktiven Kernkräfte während der Kollision zwischen Projektil und Target zu einer drastischen Vergrößerung der Impulsbreiten führen. Als Beispiel seien die Ergebnisse aus $^{197}\text{Au}+^{129}\text{Xe}$ [Yok92] zitiert. Bei diesen tief-inelastischen Reaktionen wurden Impulsbreitenparameter von etwa $300\text{MeV}/c$ beobachtet. Bei hohen Einschußenergien wird die transversale Impulsbreite zusätzlich durch den nuklearen *bounce-off* [Bon84,Gut89] in Abhängigkeit von der Einschußenergie beeinflusst.

Die in dem dieser Arbeit zugrunde liegenden Experiment produzierten Fragmente sind hoch angeregt. Durch die Bedingung einer Leichtteilchenmultiplizität von mindestens eins (siehe Abschnitt 2.3) wird diese Anregungsenergie im Mittel noch besonders bei den peripheren Stößen zu größeren Werten hin verschoben. Die Breite der Impulsverteilung wird daher auch durch die Leichtteilchenevaporation dieser angeregten Prefragmente vergrößert. Die bisher genannten Effekte - und damit insbesondere die Goldhaber-Beziehung - sind also nur als untere Grenze anzusehen. Wenn die durch Teilchenverdampfung erzeugte Impulsverteilungsbreite der Fragmente im Endzustand eine Rolle spielt, dann sollte die Größe des σ_0 -Parameters sowohl von der Systemgröße als auch vom mittleren Massenverlust der gemessenen Fragmente abhängen. Um diese Hypothese zu überprüfen, wurden im unteren Teil von Abbildung 4.10 die Impulsbreitenparameter σ_0 als Funktion der mittleren Fragmentmassen dargestellt. Die horizontalen Fehlerbalken sollen den Bereich der Isotopenmassen, die zur Bestimmung von σ_0 beitragen, darstellen. Es ergibt sich grob eine logarithmische Abhängigkeit von der

Fragmentmasse. Die Impulsbreitenparameter σ_0 von Experimenten, bei denen nur ein in der Regel projektilähnliches Isotop gemessen wurde, die also einen sehr kleinen Massen- und Ladungsverlust haben, sind im Vergleich dazu deutlich kleiner.

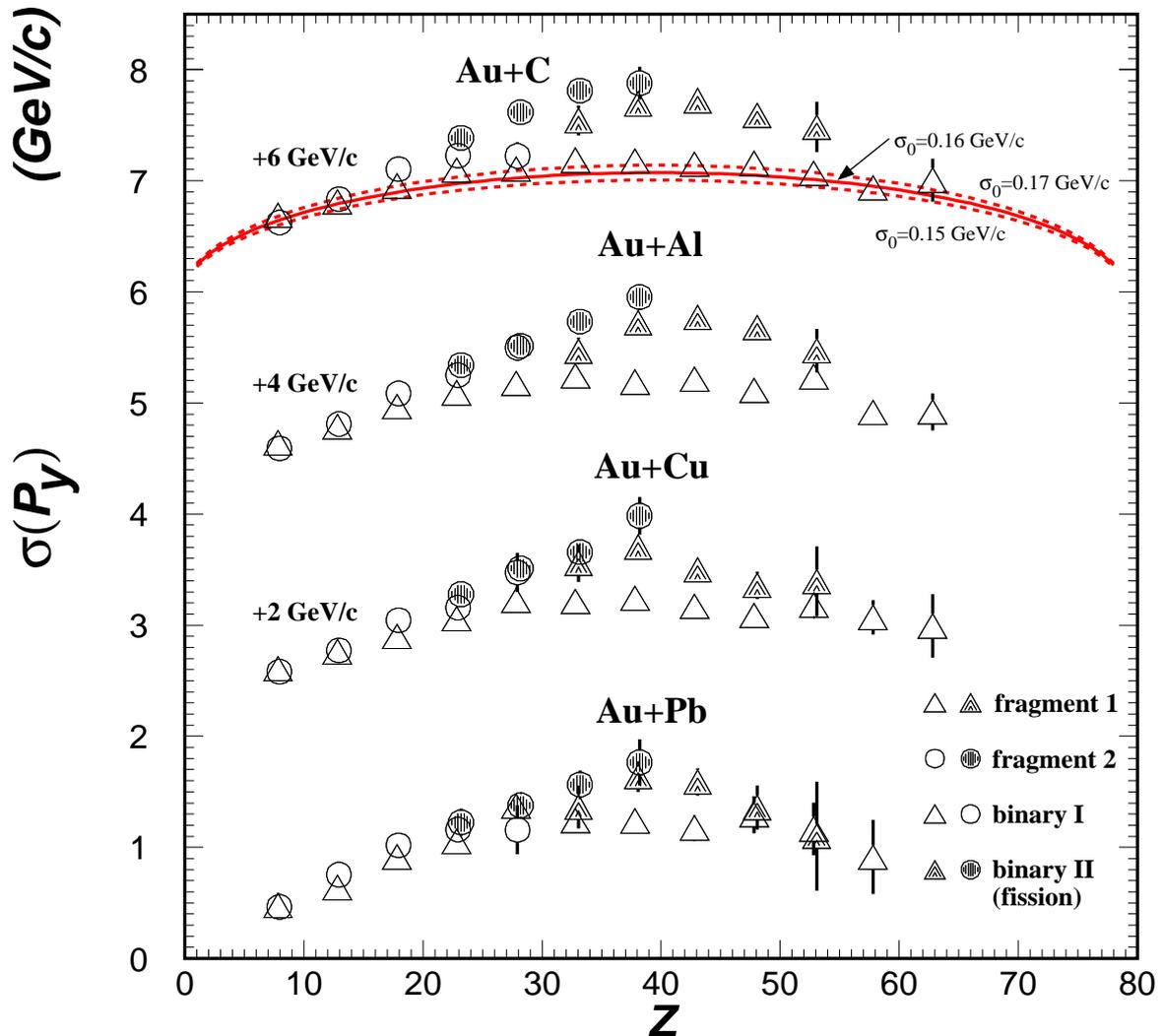


Abbildung 4.11: Die auf Auflösung und Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target korrigierten Impulsverteilungsbreiten (zur Berechnung siehe Abschnitt B.2) für Fragmente aus binären Reaktionen mit allen verwendeten Targets. Bei den Reaktionen mit dem Kohlenstoff-Target ist noch zusätzlich eine Parametrisierung nach Goldhaber [Gol74] eingezeichnet, die die Daten mit nur einem schweren Fragment gut beschreibt..

Beim Zerfall des angeregten Prefragments führt bei der Emission komplexer Fragmente der durch die Coulomb-Wechselwirkung entstehende kollektive Rückstoß zu einer starken Verbreiterung der Impulsverteilung. In Abbildung 4.11 ist entsprechend Abbildung 4.7 die Breite der transversalen Impulsverteilung der Fragmente aus der binären Ereignisklasse aufgetragen. Eine genaue Diskussion dieser Ereignisklasse folgt im anschließenden Kapitel 5. (Zur Abschätzung des Stoßparameters wurde ein mittleres

Z_{bound} von 55 angenommen.) Hierbei wurden Spaltereignisse (siehe Abbildung 5.1) getrennt behandelt. Die Fragmente dieser Ereignisklasse sind nach ihrer Ladungszahl sortiert, wobei Fragment Nummer 1 das schwerere ist. Die transversalen Impulsbreiten der schweren Fragmente für die binäre Ereignisklasse vom Typ I (für Details siehe Abbildung 5.1) entsprechen nahezu den Verteilungen aus Abbildung 4.7. Zur Orientierung wurde deren Parametrisierung nach Goldhaber mit $\sigma_0=160\text{MeV}/c$ eingezeichnet. Die leichten Fragmente haben allerdings eine systematisch größere Impulsbreite als die schwereren Fragmente einer Ereignisklasse. Die Breite der transversalen Impulsverteilung der Spaltfragmente ist nochmals deutlich größer. Die Spaltreaktionen bilden eine Ereignisklasse, die aus peripheren Stößen entsteht und bei der zwei schwere Fragmente mit im Mittel der halben Projektil-Kernladungszahl produziert werden. Die große transversale Impulsbreite der Spaltfragmente ergibt sich also aus dem großen wechselseitigen Coulomb-Rückstoß des niedrig angeregten Prefragments. Quantitativ folgt nämlich aus der Relativgeschwindigkeit der Spaltfragmente von $7.8 \cdot 10^{-2}c$ (siehe Abbildung 5.8) bei einem symmetrischen Aufbruch in zwei $^{87}_{38}\text{Sr}$ -Fragmente für jedes Fragment eine transversale Impulsbreite $\sigma(P_y)=1.8\text{GeV}/c$, was gut mit dem experimentellen Ergebnis übereinstimmt. Um zu illustrieren, daß diese großen Impulsbreiten nicht vom Prefragment stammen, wurde in Abbildung 4.2 die transversale Geschwindigkeitsbreite des Schwerpunktsvektors der beiden Fragmente für das Kohlenstoff-Target als graue Gerade eingezeichnet (siehe Abschnitt 5, Abbildung 5.4). Es zeigt sich keine signifikante Abweichung von den Ereignissen, bei denen nur ein Fragment in der *MUSIC* nachgewiesen wurde.

Dieser letzte Punkt macht besonders deutlich, daß zur Untersuchung kinematischer Observablen des Vielfachaufbruchs eines Kerns möglichst vollständige exklusive Messungen durchgeführt werden müssen. Nur so kann man hoffen, die verschiedenen physikalischen Prozesse voneinander trennen zu können.

5 Binäre Reaktionen

In diesem Abschnitt sollen Ereignisse untersucht werden, bei denen genau zwei Fragmente in der *MUSIC* nachgewiesen wurden.

5.1 Klassifikation der binären Reaktionen

Diese bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle binären Ereignisse enthalten auch Spaltreaktionen, die sich allerdings anhand ihrer Ladungen klar von den sonstigen binären Ereignissen abtrennen lassen (siehe Abbildung 5.1). Die Ladungssumme der beiden schwersten Fragmente aus den binären Ereignissen ohne Spaltung, die im folgenden als binäre Ereignisse vom Typ I bezeichnet werden sollen, liegt im wesentlichen zwischen 20 und 60. Die Differenz zwischen Z_{bound} und dieser Ladungssumme beträgt im Mittel $\Delta Z=13$ mit einer Breite von $\sigma(\Delta Z)=7$ Ladungseinheiten. In dieser Ereignisklasse wird also der größte Teil der Ladungen des Prefragments in der *MUSIC* nachgewiesen. Im folgenden werden verschiedene Observablen dieser binären Reaktionen vom Typ I mit denen der Spaltreaktionen (Typ II) verglichen. Abbildung 5.1 zeigt die Z -Verteilung der bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle binären Reaktionen. Die Ladungsschwelle von $Z=8$ ist deutlich zu erkennen. Die im Vergleich niedrigere Statistik entlang der ersten Diagonalen in Abbildung 5.1 ist durch Ineffizienzen der Spurrekonstruktion bedingt (siehe Kapitel 2.4.2).

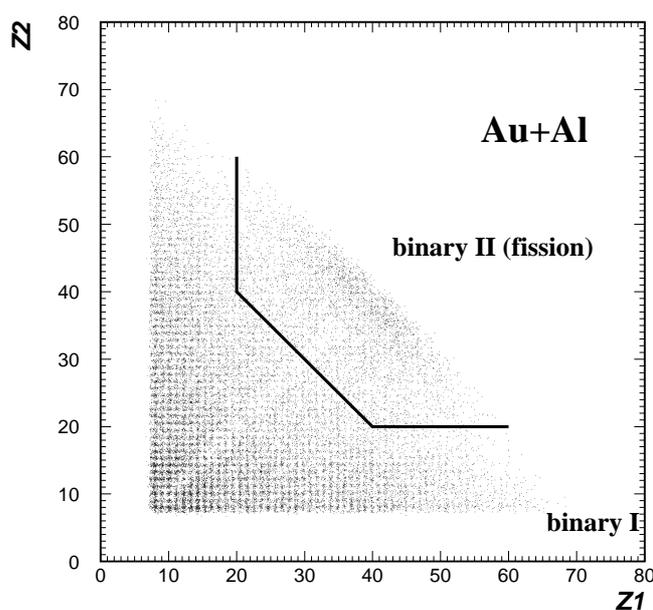


Abbildung 5.1: Die Z -Verteilung der bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle binären Reaktionen mit dem Al Target. Zusätzlich ist noch die im weiteren verwendete Bedingung zur Abtrennung der Spaltreaktionen als Polygon eingezeichnet.

Im Bereich von $Z_1 \cong Z_2 \cong 40$ zeichnet sich die Gruppe der Spalttereignisse (Typ II) deutlich ab (siehe auch [Kre92] Abbildung 4.8 und 4.13). Im weiteren soll die Bedingung $(Z_1 > 20) \wedge (Z_2 > 20) \wedge (Z_1 + Z_2 > 60)$ zur Definition von Spalttereignissen verwendet werden. Die entsprechende Grenze ist in Abbildung 5.1 als Polygon eingezeichnet.

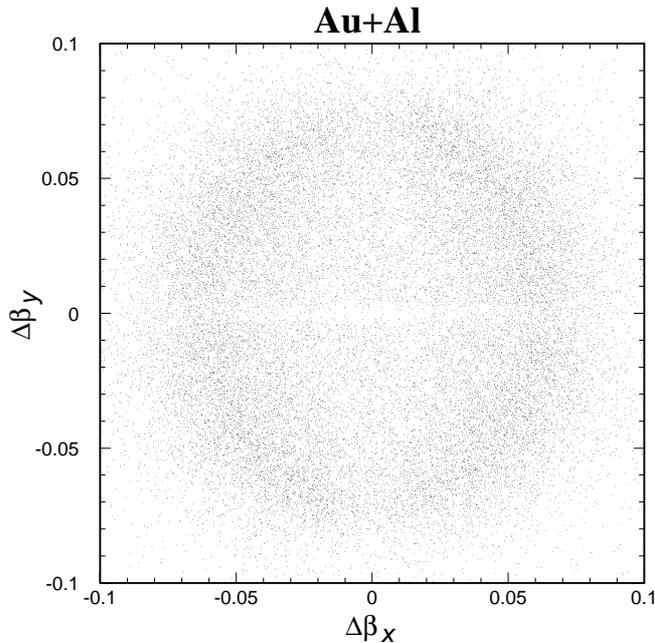


Abbildung 5.2: Die transversale Relativgeschwindigkeitsverteilung im Strahlsystem der bezüglich der MUSIC-Nachweisschwelle binären Reaktionen mit dem Al Target.

Damit zwei Fragmente in der *MUSIC* getrennt nachgewiesen werden können, müssen ihre Trajektorien in der Driftkammer um mindestens 40mm auseinander liegen. Ansonsten haben die Trajektorien der Fragmente einen zu großen Überlapp und werden als eine Spur mit einer entsprechend größeren Amplitude rekonstruiert. Um eine Abschätzung dieser Ineffizienzen der *MUSIC* zu bekommen, wird in Abbildung 5.2 die transversale Relativgeschwindigkeit der beiden Fragmente im Strahlsystem gezeigt. Kleine Relativgeschwindigkeiten sind durch die gegenseitige Coulomb-Wechselwirkung unterdrückt. Es bildet sich daher eine ringförmige Verteilung mit einer wahrscheinlichsten transversalen Relativgeschwindigkeit von etwa $\beta = v/c = 0.06$. Die sich aus der *MUSIC*-Ineffizienz bei kleinen Fragment-Abständen ergebende Unterdrückung kleiner Relativgeschwindigkeiten ist als Kreuz bei $\Delta v_x = 0$ und $\Delta v_y = 0$ mit einer Breite von $\Delta v_{\perp} \cong 0.01$ zu erkennen. Der Anteil der Ereignisse, bei denen transversale Relativgeschwindigkeiten von weniger als $\beta = 0.02$ beobachtet wurden, ist kleiner als 3%. Der Einfluß dieser *MUSIC*-Ineffizienz kann also als klein angesehen werden.

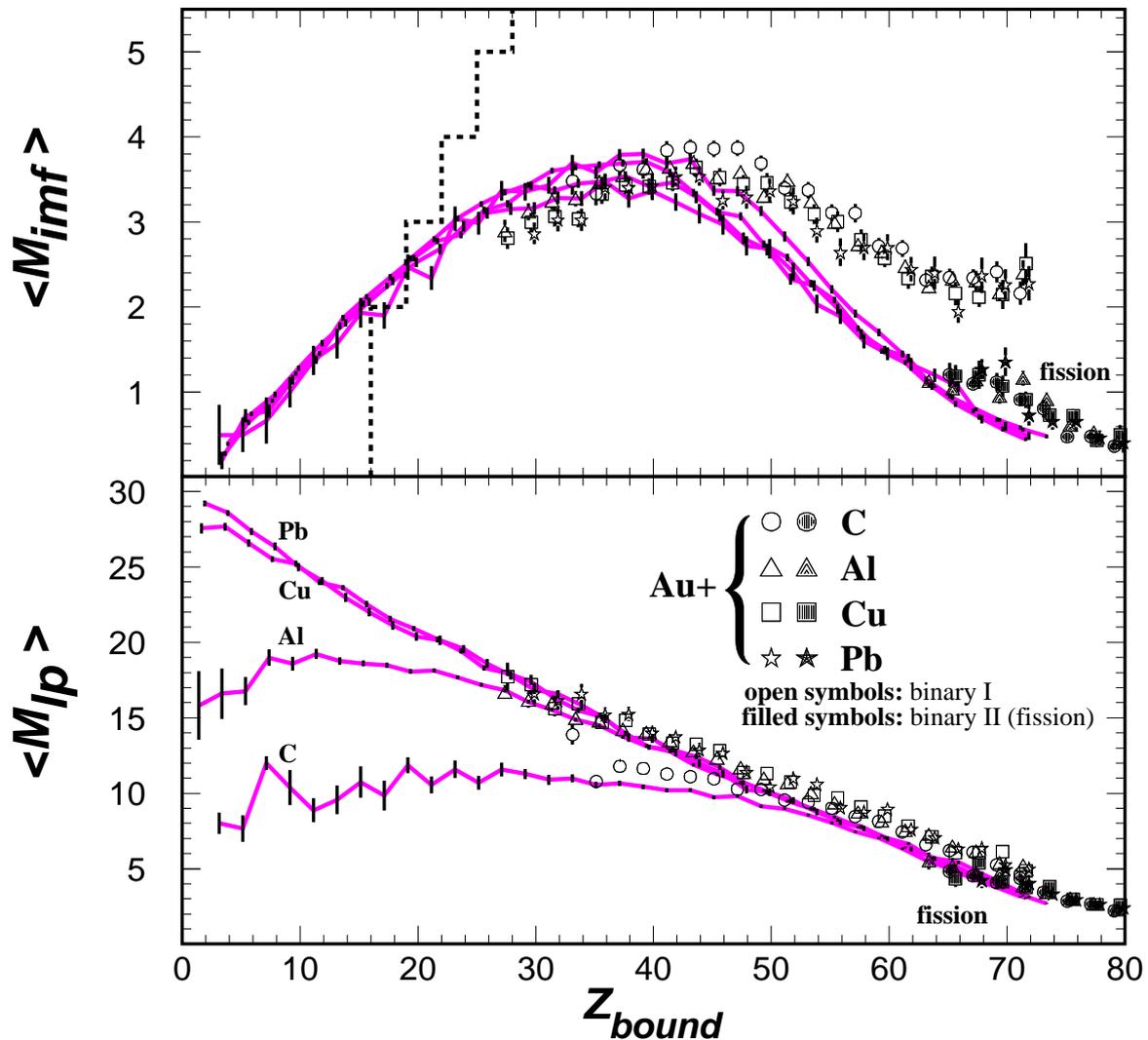


Abbildung 5.3: Zur Klassifikation der bezüglich der MUSIC-Nachweisschwelle binären Reaktionen mit den verschiedenen Targets. Die durchgezogenen Linien stellen die inklusiven Verteilungen [Hub92] dar. Die Symbole ergeben die Verteilungen der Reaktionen, bei denen genau zwei Fragmente in der MUSIC nachgewiesen wurden. Hierbei wurden Spaltreaktionen (ausgefüllte Symbole) (siehe Abbildung 5.1) getrennt behandelt. Im oberen Teil der Abbildung ist die Beschränkung von M_{imf} durch die hier verwendete Ereignisklasse nach Gleichung 5.1 als gestricheltes Polygon dargestellt.

Abbildung 5.3 zeigt zur Klassifikation der binären Ereignisse die mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente $\langle M_{imf} \rangle$ und die mittlere Multiplizität leichter Teilchen mittlerer Rapidität $\langle M_{lp} \rangle$ als Funktion von Z_{bound} . Hierbei wurden Spaltreaktionen getrennt untersucht. Zum Vergleich sind noch die entsprechenden inklusiven Verteilungen [Hub92, Kre92] dargestellt. Die mittlere IMF-Multiplizität der binären Ereignisse ist im Bereich großer Z_{bound} größer als bei den inklusiven Ereignissen. Dies ist eine triviale

Konsequenz der Bedingung, zwei schwere Fragmente ($Z \geq 8$), die im allgemeinen beide der *IMF*-Bedingung ($3 \leq Z \leq 30$) genügen, nachgewiesen zu haben. Die mittlere *IMF*-Multiplizität der Spalt Ereignisse ist dagegen durch die Bedingung der hohen Ladungssumme der beiden Fragmente bedeutend kleiner ($Z_{sum} > 60$ bedingt $M_{imf} \leq 1$). Sie gleicht nahezu der inklusiven Verteilung. Im Bereich kleinerer Z_{bound} ergibt sich folgende Einschränkung, wenn eine Ereignisklasse vorliegt, bei der N Fragmente eine Ladungszahl oberhalb der *MUSIC*-Nachweisschwelle Z_{thr} haben.

$$M_{imf} \leq \text{int} \left(\frac{1}{3} \cdot (Z_{bound} - N \cdot Z_{thr}) \right) + N \quad (5.1)$$

Aus $Z_{thr}=8$ und $N=2$ ergibt sich die im oberen Teil der Abbildung 5.3 eingezeichnete Grenze. Hierdurch erklärt sich das mit fallendem Z_{bound} im Vergleich zu den inklusiven Daten frühere Abfallen von $\langle M_{imf} \rangle$.

Im Gegensatz zu $\langle M_{imf} \rangle$ ist die Multiplizität leichter Teilchen bei mittlerer Rapidität $\langle M_{lp} \rangle$ eine vom Zerfallskanal des Projektil-*spectators* unabhängige Größe, die somit nicht direkt durch die implizite Bedingung der binären Reaktionen beeinflusst wird. Aus dem unteren Teil von Abbildung 5.3 ergibt sich, daß sowohl die Verteilung von $\langle M_{lp} \rangle$ als auch die der binären Ereignisse vom Typ I und der Spalt Ereignisse der inklusiven Verteilung gleicht. Durch die Randbedingungen der *MUSIC*-Kammer wird bei den binären Ereignissen also keine exotische Ereignisklasse selektiert. Die binären Reaktionen vom Typ I und die Spaltreaktionen sind offensichtlich konkurrierende Prozesse.

Im oberen Teil von Abbildung 5.4 ist die Z_{bound} -Verteilung der binären Ereignisse vom Typ I und die der Spalt Ereignisse im Vergleich zu der inklusiven Z_{bound} -Verteilung [Kre92] für alle vier Targets dargestellt. Der Abfall der Wirkungsquerschnitte der inklusiven Z_{bound} -Verteilungen oberhalb von $Z_{bound}=70$ ergibt sich durch die Triggerbedingung (siehe Abbildung 2.6). Diese Triggerbedingung, die periphere Spallationsreaktionen im Orts- Ladungsraum der Flugzeitwand unterdrückt (siehe Abbildung 2.6), beeinflusst den Wirkungsquerschnitt der binären Ereignisse nur gering. Die Spaltreaktionen liegen durch die sie definierende Ladungsbedingung (Abbildung 5.1) bei Z_{bound} -Werten oberhalb 60. Entsprechend beginnt die Z_{bound} -Verteilung der Typ I Reaktionen bei $Z_{bound}=20$.

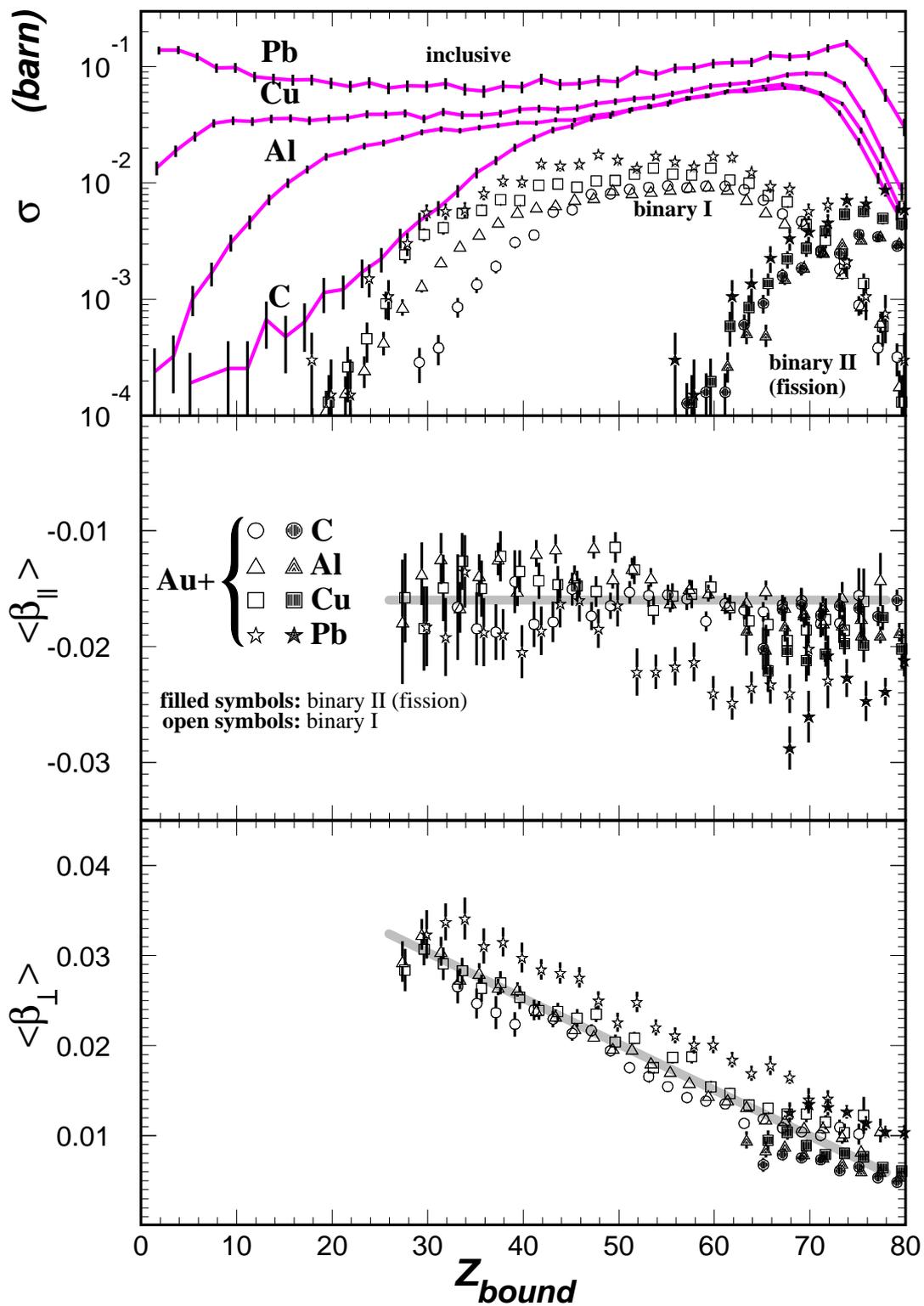


Abbildung 5.4: Produktionswirkungsquerschnitt und mittlere Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeit des Schwerpunkts der Fragmente im Strahlsystem aus binären Ereignissen als Funktion von Z_{bound}

5.2 Observablen im Schwerpunkts-System

Zur Bestimmung des Schwerpunkts-Systems der beiden Fragmente wurden zunächst deren Geschwindigkeitsvektoren durch eine Lorenztransformation in ein System transformiert, das sich mit Strahlgeschwindigkeit (Strahlsystem) bewegt (siehe Abbildung 4.1). Dann wurde von den Geschwindigkeitsvektoren der Fragmente der Schwerpunkts-Geschwindigkeitsvektor in diesem System subtrahiert.

Die Größe dieser Schwerpunkts-Geschwindigkeit im Strahlsystem in longitudinaler- und transversaler Richtung ist in Abbildung 5.4 zusammen mit der Z_{bound} -Verteilung dargestellt. Im mittleren Teil von Abbildung 5.4 ist die mittlere longitudinale Schwerpunkts-Geschwindigkeit als Funktion von Z_{bound} für alle vier verwendeten Targets gezeigt. Abgesehen vom Blei-Target ergibt sich eine von Z_{bound} und vom Target unabhängige mittlere longitudinale Schwerpunkts-Geschwindigkeit von $\beta = (4.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$. Aufgrund der möglichen systematischen Unsicherheit der Flugzeit von 100ps (siehe auch Abschnitt 2.2) im Bereich mittlerer Fragmentladungszahlen, was bei dieser Ereignisklasse großen Z_{bound} -Werten entspricht, ergeben sich systematische Unsicherheiten im Strahlsystem von $\Delta\beta_{||} = 0.8 \cdot 10^{-2}$.

Die mittleren transversalen Schwerpunkts-Geschwindigkeiten, die im unteren Teil von Abbildung 5.4 dargestellt sind, zeigen abgesehen vom Blei-Target einen vom Target unabhängigen annähernd linearen Zusammenhang mit Z_{bound} , der mit

$$\langle \beta_{\perp} \rangle = a_0^{\beta} + a_1^{\beta} \cdot (80 - Z_{bound}) \quad (5.2)$$

$$a_0^{\beta} = (0.5 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \quad a_1^{\beta} = (0.05 \pm 0.001) \cdot 10^{-2}$$

parametrisiert werden kann. Die transversalen Schwerpunkts-Geschwindigkeiten der Fragmente aus Reaktionen mit dem Blei-Target, die einen größeren Rückstoß von $\langle \beta_{||} \rangle \cong 0.7 \cdot 10^{-2}$ zeigen, sind um $\langle \beta_{\perp} \rangle \cong 0.5 \cdot 10^{-2}$ systematisch größer. Die von Null verschiedene transversale Schwerpunkts-Geschwindigkeit bei $Z_{bound} = 80$ (a_0^{β}) ist auf die Auflösung des Spektrometers und auf die Triggerbedingung $M_{lp} > 0$ (siehe Abschnitt 2.3) zurückzuführen. Die transversalen Geschwindigkeits- und Impulsverteilungen und die physikalischen Prozesse, die zu deren Verbreiterung führen, wurden in Abschnitt 4 (siehe insbesondere Abbildung 4.2, 4.4 und 4.7) ausführlich diskutiert. Insbesondere ist die sich aus der Parametrisierung 5.2 ergebende transversale Schwerpunkts-Geschwindigkeitsbreite in Abbildung 4.2 zum Vergleich mit eingezeichnet. Hierbei wurde Z_{bound} als Ladungszahl des Prefragments eingesetzt. Da in Abbildung 4.2 auf Auflösungseffekte korrigiert wurde, wurde bei der Darstellung der Parametrisierung 5.2 der auflösungsbedingte Achsenabschnitt a_0^{β} ebenfalls unterdrückt. Die Breite der Geraden in Abbildung 4.2 entspricht etwa der Streuung der Daten im unteren Teil von Abbil-

dung 5.4. Es zeigt sich kein signifikanter Unterschied der transversalen Geschwindigkeitsbreiten zwischen der binären Ereinskasse und den Ereignissen, bei denen nur ein schweres Fragment produziert wurde.

Als Abschätzung für die Geschwindigkeitsauflösung der einzelnen Fragmente im Strahlsystem ergibt sich für die longitudinale Komponente aus der Flugzeitauflösung von $\Delta t=200\text{ps}$ (FWHM) und der mittleren Flugzeit von $t_0=26\text{ns}$ ein Wert $\Delta\beta_{||}=1.6\cdot 10^{-2}$ (FWHM). Aus der mittleren transversalen Geschwindigkeit bei $Z_{bound}=80$ ergibt sich für Gaußverteilungen $\Delta\beta_{\perp}=\sqrt{2}\cdot\Delta\beta_y=2/\sqrt{\pi}\cdot\langle\beta_{\perp}\rangle\approx 0.6\cdot 10^{-2}$ (FWHM) und somit eine Geschwindigkeitsauflösung von $\Delta\beta=(1.7\pm 0.2)\cdot 10^{-2}$ (FWHM). Die Fehler der Geschwindigkeiten der Fragmente im Schwerpunkts-System lassen sich nicht analytisch nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnen. Systematische Fehler werden durch die Transformation in das Schwerpunkts-System in erster Ordnung kompensiert. Die durch Auflösung bedingten Fehler der verschiedenen im folgenden gezeigten Größen im Schwerpunkts-System wurden mit Hilfe einer *Monte-Carlo*-Rechnung abgeschätzt. Hierzu wurde zu jeder Geschwindigkeitskomponente der verschiedenen Fragmente im Strahlsystem eine gaußverteilte Zufallszahl addiert. Für die Breiten dieser Gaußverteilungen wurde die experimentelle Auflösung im Strahlsystem eingesetzt - nämlich $\sigma_{\beta_x}=0.17\cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\beta_y}=0.17\cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\beta_z}=0.68\cdot 10^{-2}$. Die so zusätzlich auflösungsverbreiterten Geschwindigkeitsvektoren der Fragmente im Strahlsystem wurden dann in deren Schwerpunkts-System transformiert, wo alle weiteren Observablen berechnet wurden. Der Unterschied zwischen der aus den auflösungsverbreiterten Geschwindigkeiten berechneten Größe und der aus den unveränderten Daten berechneten Größe ergibt dann eine Abschätzung der durch Auflösung bedingten Fehler. Die so ermittelten Fehler werden im folgenden bei den verschiedenen Spektren angegeben.

5.2.1 Drehimpulsausrichtung

Bei der Kernreaktion zwischen Projektil und Target kann ein Teil des Bahndrehimpulses auf die Projektil- und Target-Restkerne übertragen werden. Dies könnte eine vom Drehimpuls des zerfallenden Kernes abhängige Anisotropie der Fragmentemission relativ zur Reaktionsebene bewirken. Die Reaktionsebene ist näherungsweise durch die Streuebene, die experimentell durch die Strahlachse und den Schwerpunkts-Vektor definiert ist, bestimmt. Um dies zu untersuchen, wird der Polarwinkel Θ zwischen der Spaltachse n_{12} der beiden Fragmente und dem Normalenvektor der Streuebene n_{sp} berechnet (Abbildung 5.5).

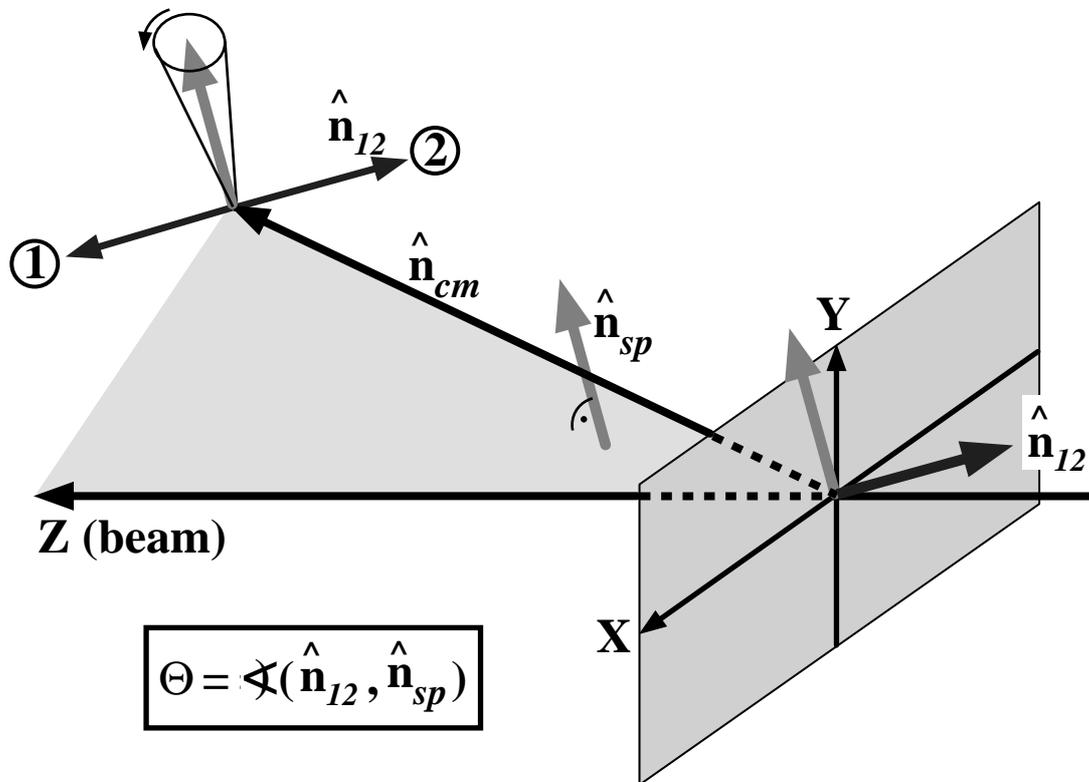


Abbildung 5.5: Definition des Polarwinkels Θ zwischen der Spaltachse n_{12} und dem Normalenvektor der Streuebene n_{sp} .

Die experimentellen Winkel-Verteilungen sind in Abbildung 5.6 für die beiden binären Ereignisklassen (Abbildung 5.1) dargestellt. Bei beiden Ereignisklassen ist keine Target-Abhängigkeit zu erkennen. Abgesehen von Winkeln oberhalb von 65° der Ereignisklasse I lassen sich die Winkelverteilungen durch eine Sinusverteilung (Linien in Abbildung 5.6) beschreiben, was einer isotropen Orientierung der Spaltachse relativ zur Streuebene entspricht. Die Unterdrückung großer Winkel für die binäre Ereignisklasse vom Typ I ist auf Nachweisineffizienzen bei der *MUSIC*-Spurrekonstruktion zurückzuführen.

Große Werte von Θ ergeben sich unter anderem durch in Strahlrichtung emittierte Fragment-Paare mit kleiner Ladungszahl, die dann in derselben Höhe in der *MUSIC* erscheinen und dadurch nicht mehr voneinander getrennt werden können (siehe auch Abbildung 5.1 und 5.2).

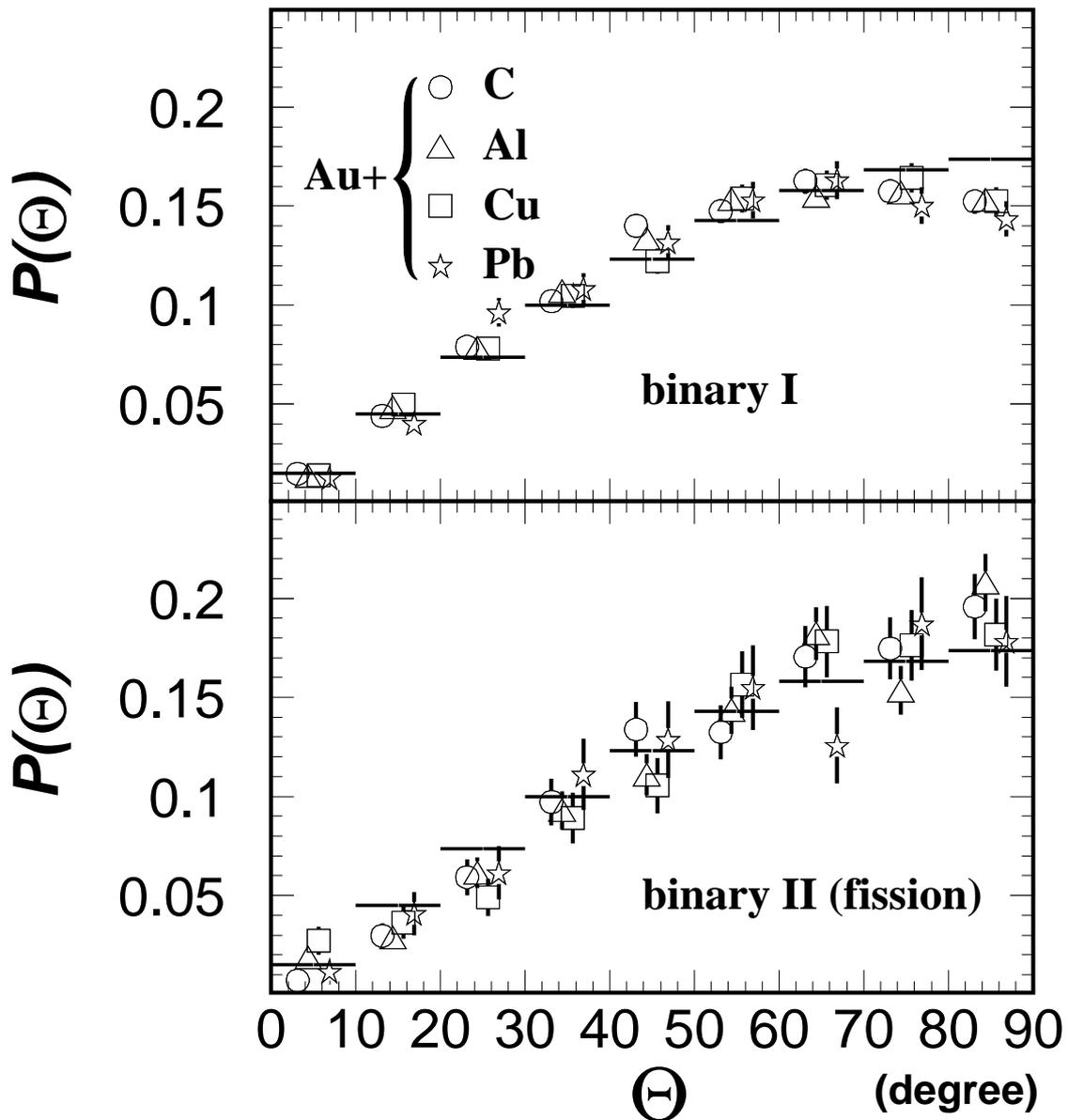


Abbildung 5.6: Die polare Winkelverteilung der Spaltungsachse relativ zur Normalen der Streuebene. Zum Vergleich ist noch eine Sinusfunktion als Histogramm eingezeichnet.

Die Θ -Winkelauflösung wurde mit einem *Monte-Carlo*-Verfahren (siehe oben) abgeschätzt. Hierzu wurden die Geschwindigkeitsvektoren der beiden nachgewiesenen Fragmente in jedem Ereignis so gedreht, daß die Spaltachse parallel zum Normalenvektor der Streuebene war. Die Verbreiterung dieser δ -förmigen Winkelverteilung durch Addition der experimentellen Auflösung ergibt eine Winkelauflösung von $\Delta\Theta=12^\circ$ (FWHM).

Die Winkelverteilung der Spaltachse weicht um weniger als 20% von einer sich für Isotropie ergebenden Sinusverteilung ab. Aus dieser Beobachtung kann mit der Annahme der völligen Ausrichtung des Drehimpulsvektors parallel zum Normalenvektor der Streuebene eine obere Grenze für den Drehimpuls des zerfallenden Kernes abgeschätzt werden. Definiert man als Anisotropiekonstante A das Verhältnis der auf die Sinusverteilung normierten Θ -Winkelausbeuten von $\Theta=90^\circ$ zu $\Theta=0^\circ$ so ergibt sich [Eck88, Bro79]:

$$A = e \frac{\hbar^2 \cdot I^2}{2\Theta_{eff} \cdot T} \quad (5.3)$$

Mit dem effektiven Trägheitsmoment von Gold $\Theta_{eff}=1.68 \cdot 10^6 \text{MeV} \cdot \text{fm}^2/c^2$ [Fre87] und einer Anisotropiekonstante $A_{max}=1.2$ ergibt sich für den Drehimpuls des Goldkernes am Sattelpunkt ein sehr kleiner maximaler Drehimpuls von $I_{max}=4 \cdot \sqrt{T} \cdot \hbar$. Nimmt man als obere Schranke der Temperatur 10MeV an, dann ergibt sich somit $I_{max}=13 \hbar$.

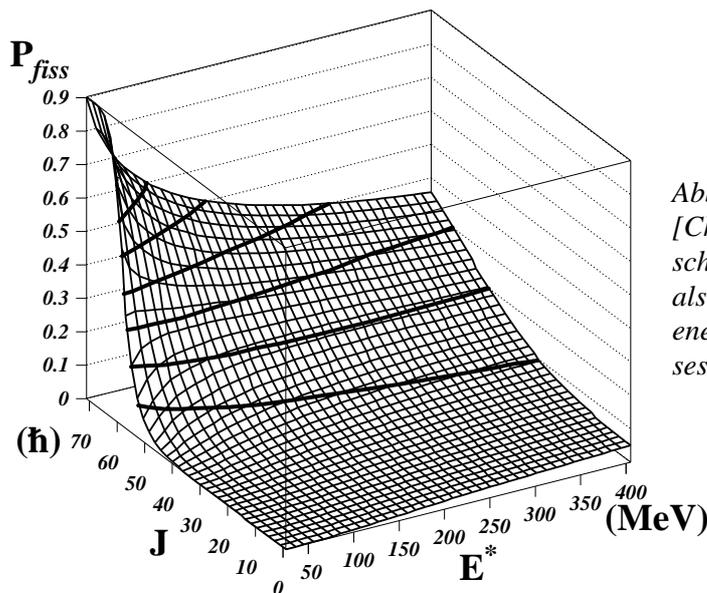


Abbildung 5.7: Die mit GEMINI [Cha88] berechnete Spaltwahrscheinlichkeit eines Gold-Kernes als Funktion von seiner Anregungsenergie E^* und seines Drehimpulses J .

Eine andere Abschätzung des Drehimpulses des Gold-Kernes bei der Spaltung kann aus dessen Spaltwahrscheinlichkeit gewonnen werden. Aus Abbildung 5.4 ergibt sich als Spaltwahrscheinlichkeit etwa $P_{fiss}=(3 \pm 2) \cdot 10^{-2}$. Bei dieser Abschätzung von P_{fiss} ist allerdings zu beachten, daß gleiche Werte von Z_{bound} bei Spalt- und Spallationsreaktionen nicht gleiche Stoßparameter beziehungsweise Anregungsenergien bedeuten müssen [Spe81]. Abbildung 5.7 zeigt eine Abschätzung der mit GEMINI [Cha88] bestimmten Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Anregungsenergie E^* und des Drehimpulses J . Die Anregungsenergie des spaltenden Prefragments kann aus dem mittleren Neutronenverlust der Spaltfragmente abgeschätzt werden und ergibt etwa 200MeV . Aus Abbildung 5.7 folgt, daß die gegebene experimentelle Spaltwahrscheinlichkeit von

$P_{fiss}=(3\pm 2)\cdot 10^{-2}$ dann Drehimpulsen von höchstens $30\hbar$ entsprechen, aber auch mit $0\hbar$ verträglich sind. Allerdings ergeben BUU-Rechnungen, daß bei diesen peripheren Reaktionen (Au+Cu $b=10\text{fm}$) ein Drehimpuls von etwa $50\hbar$ auf das Projektil übertragen wird, daß es aber sowohl bei der Größe als auch der Ausrichtung des Drehimpulsvektors relativ zur Streuebene große Fluktuationen gibt.

5.2.2 Relativgeschwindigkeit und Energie der Fragmente

Die Relativgeschwindigkeit der beiden Fragmente im Schwerpunkts-System ist für binäre Reaktionen vom Typ I und Spaltreaktionen für alle Targets in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Relativgeschwindigkeit hängt nicht vom Target ab. Die mittlere Relativgeschwindigkeit der Spalt Ereignisse ist $\beta_{rel}(\text{Spaltung})=(7.8\pm 0.2)\cdot 10^{-2}$. Zum Vergleich ist noch die mittlere Relativgeschwindigkeit von Spalt Ereignissen als Pfeil eingetragen, die sich nach der Parametrisierung von Viola [Vio85] ergibt, wenn man annimmt, daß der Gold-Kern in zwei etwa gleich große Fragmente der halben Gold-Masse zerfällt.

Da die Fragmente aus binären Ereignissen vom Typ I eine größere Variation ihrer Ladung und Masse als die Fragmente aus Spalt Ereignissen aufweisen, ist die Breite der Relativgeschwindigkeits-Verteilung dieser Fragmente größer als die der Spaltfragmente. Die Halbwertsbreite der Relativgeschwindigkeits-Verteilung für Spalt Ereignisse beträgt $(2.8\pm 0.3)\cdot 10^{-2}c$. Die Halbwertsbreite der Relativgeschwindigkeits-Verteilung der Spaltfragmente steigt auf $(3.1\pm 0.3)\cdot 10^{-2}c$, wenn man mit dem oben beschriebenen *Monte-Carlo*-Verfahren die Spektrometer-Auflösung addiert. Die mittlere Relativgeschwindigkeit verändert sich um weniger als $0.1\cdot 10^{-2}c$. Mit dieser Abschätzung der Auflösung kann auf die intrinsische Relativgeschwindigkeits-Halbwertsbreite der Spaltfragmente korrigiert werden. Sie ergibt sich zu $(2.5\pm 0.6)\cdot 10^{-2}c$.

Die Parametrisierung von Viola [Vio85] basiert auf der Berechnung der Relativgeschwindigkeit der beiden Spaltfragmente aus dem Coulomb-Potential, das sich ergibt, wenn die beiden Fragmente am Spaltungspunkt als sich berührende Kugeln angenommen werden. Um eine Abschätzung dieses Coulomb-Beitrages aller zweifach-Reaktionen zu bekommen, soll im folgenden die Abhängigkeit der totalen kinetischen Energie der beiden schwersten Fragmente von ihrem Coulomb-Potential untersucht werden. Hierzu wurden folgende Größen im Schwerpunkts-System der beiden Fragmente definiert:

$$TKE2 = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} A_i \cdot M_0 \cdot \beta_i^2$$

$$E_{C2} = e^2 \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2}{r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (5.4)$$

$TKE2$: totale kinetische CM-Energie
 E_{C2} : wechselseitiges Coulomb-Potential
 A_i : Massenzahl von Fragment i
 Z_i : Ladungszahl von Fragment i
 β_i : CM-Geschwindigkeit von Fragment i

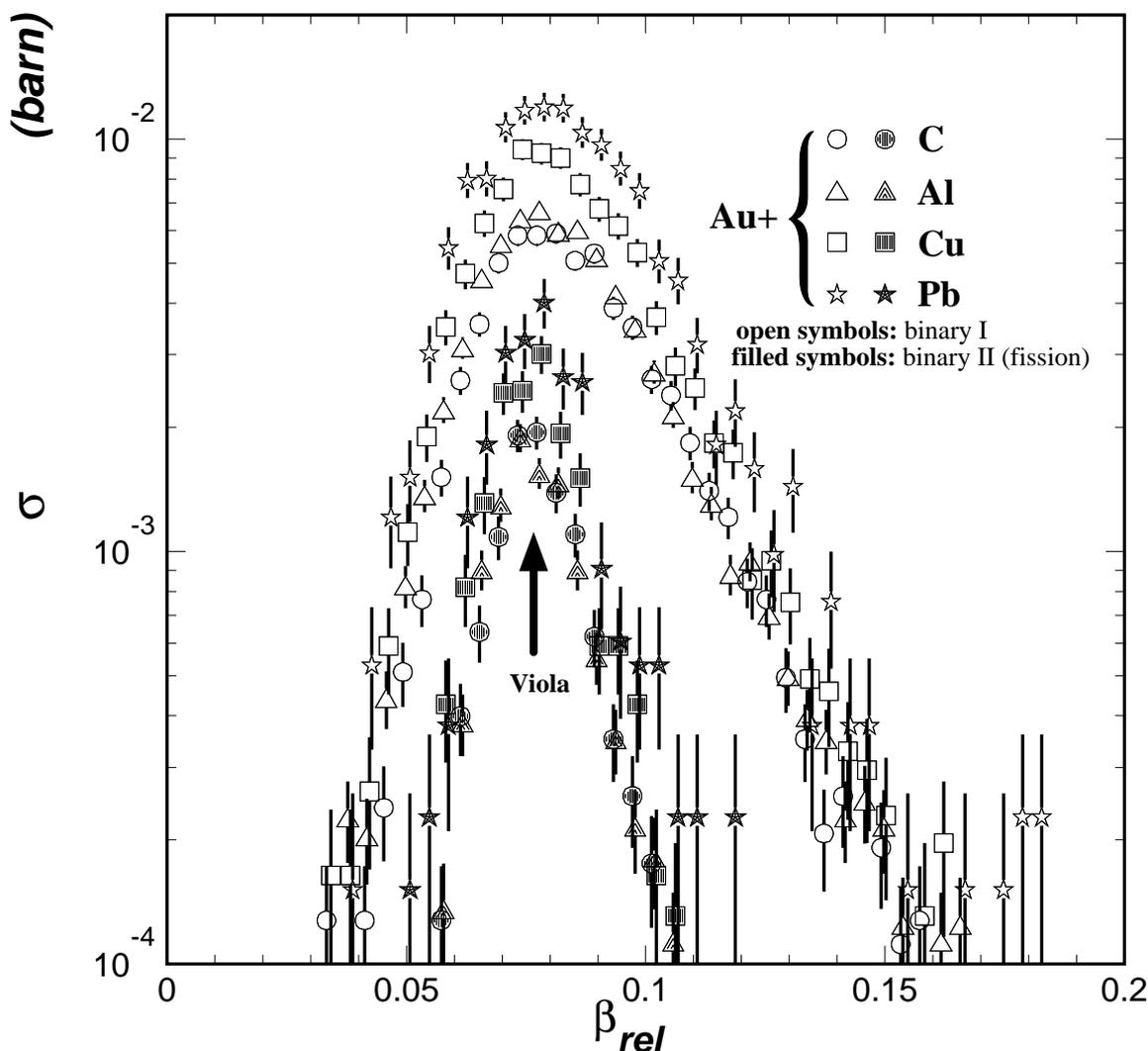


Abbildung 5.8: Die Relativgeschwindigkeit der beiden Fragmente einer binären Reaktion vom Typ I oder II in Einheiten von c . Zum Vergleich ist noch die Relativgeschwindigkeit eingezeichnet, die sich nach der Parametrisierung von Viola [Vio85] für Gold-Kerne ergibt.

Als Parameter wurden die atomare Masseneinheit $M_0=931.5\text{MeV}/c^2$, als Radiusparameter $r_0=1.4\text{fm}$ und als Coulomb-Energie $e^2=1.44\text{MeV}\cdot\text{fm}$ eingesetzt. Die Unsicherheit der Coulomb-Energie E_{C2} hängt im wesentlichen vom Fehler der Fragmentmassen A_1 und A_2 ab, da die Unsicherheiten der Fragmentladungszahlen Z_1 und Z_2 im Vergleich dazu vernachlässigbar sind. Aus der gegebenen Massenauflösung (siehe Abschnitt 3.2) ergibt sich als relativer Fehler $\Delta E_{C2}/E_{C2}<2\cdot 10^{-2}$. Der durch Auflösung bedingte Fehler von TKE2 und $\sigma(\text{TKE2})$ ergibt sich aus der *Monte-Carlo*-Rechnung zu:

	$\Delta\langle\text{TKE2}\rangle$ (MeV)	$\Delta\sigma(\text{TKE2})$ (MeV)
binäre Reaktionen Typ I	1 ± 1	2 ± 2
Spaltung (Typ II)	2 ± 2	4 ± 1

Abbildung 5.9 zeigt die auf die hier angegebenen systematischen Fehler korrigierte mittlere kinetische Energie $\langle\text{TKE2}\rangle$ der Fragmente im Schwerpunkts-System und deren Breite $\sigma(\text{TKE2})$ als Funktion von E_{C2} . Es ergibt sich ein vom Target unabhängiger linearer Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie der Fragmente und ihrer wechselseitigen Coulomb-Energie, der wie folgt parametrisiert werden kann:

$$\langle\text{TKE2}\rangle = a_0^{\wedge 2} + a_1^{\wedge 2} \cdot E_{C2} \quad (5.5)$$

$$a_0^{\wedge 2} = 33 \pm 3 \text{ MeV} \quad a_1^{\wedge 2} = 0.5 \pm 0.05$$

Es fällt auf, daß die Steigung dieser Geraden kleiner als eins ist. Das ist zu verstehen, da durch das attraktive Kernpotential die effektive Potential-Barriere erniedrigt wird. Bei der Viola-Parametrisierung wird dieses Phänomen berücksichtigt, indem der Radiusparameter zu $r_0=1.91\text{fm}$ angepaßt wird. Aus der Viola-Parametrisierung ergibt sich eine mittlere kinetische Energie der Spaltfragmente von $\langle\text{TKE2}\rangle=135\text{MeV}$, was der in Abbildung 5.8 eingezeichneten Relativgeschwindigkeit entspricht, sofern man symmetrische Spaltung des Gold-Projektiles annimmt und darüber hinaus Ladungs- und Massenverluste durch Verdampfung vernachlässigt. Aus Abbildung 5.9 ergibt sich aber eine obere Grenze der kinetischen Energie der Spaltfragmente von etwa 125MeV . Dieser im Vergleich niedrige Wert ist eine Folge des Massenverlusts und der damit verbundenen Reduktion der kinetischen Energie durch Evaporation. Da die Leichtteilchenemission isotrop ist, wird die Relativgeschwindigkeit dadurch nicht beeinflußt.

Die Breite der kinetischen Energie ist ebenfalls unabhängig vom Target und konstant $\sigma(\text{TKE2})=(27\pm 3)\text{MeV}$. Nimmt man eine thermische Verteilung von TKE2 an [Gol78]:

$$P(\text{TKE2}) = \frac{\text{TKE2}}{T^2} \cdot e^{-\frac{\text{TKE2}}{T}} \quad (5.6)$$

dann folgt mit $\langle\text{TKE2}\rangle=2T$ und $\sigma(\text{TKE2})=\sqrt{2} T$ für das Verhältnis des Mittelwertes und der Breite der kinetischen Energie $\langle\text{TKE2}\rangle/\sigma(\text{TKE2})=\sqrt{2}$. Das experimentelle

Verhältnis $\langle \text{TKE2} \rangle (E_{C2}=0) / \sigma(\text{TKE2}) = 1.22 \pm 0.2$ stimmt grob mit dieser Überlegung überein. Die Breite der kinetischen Energie $\sigma(\text{TKE2}) = (27 \pm 3) \text{ MeV}$ entspricht dann einer Temperatur von etwa $(19 \pm 3) \text{ MeV}$. Diese thermische Interpretation ist nur im Bereich kleiner E_{C2} , die auch kleinen $Z_{\text{bound}} r$ -Werten entsprechen, sinnvoll. Da nämlich $\sigma(\text{TKE2})$ von E_{C2} nahezu unabhängig ist, ergeben sich in diesem thermischen Bild für $E_{C2} \cong 150 \text{ MeV}$ - also für Spaltreaktionen - ebenfalls Temperaturen im Bereich von 20 MeV , die sicher zu groß sind. Die verschiedenen Prozesse, die die totale kinetische Energie und Energiebreite im Schwerpunktsystem beeinflussen, werden in Abschnitt 7 mit Hilfe von Coulomb-Trajektorien-Rechnungen untersucht (siehe insbesondere hierzu Abbildung 7.12).

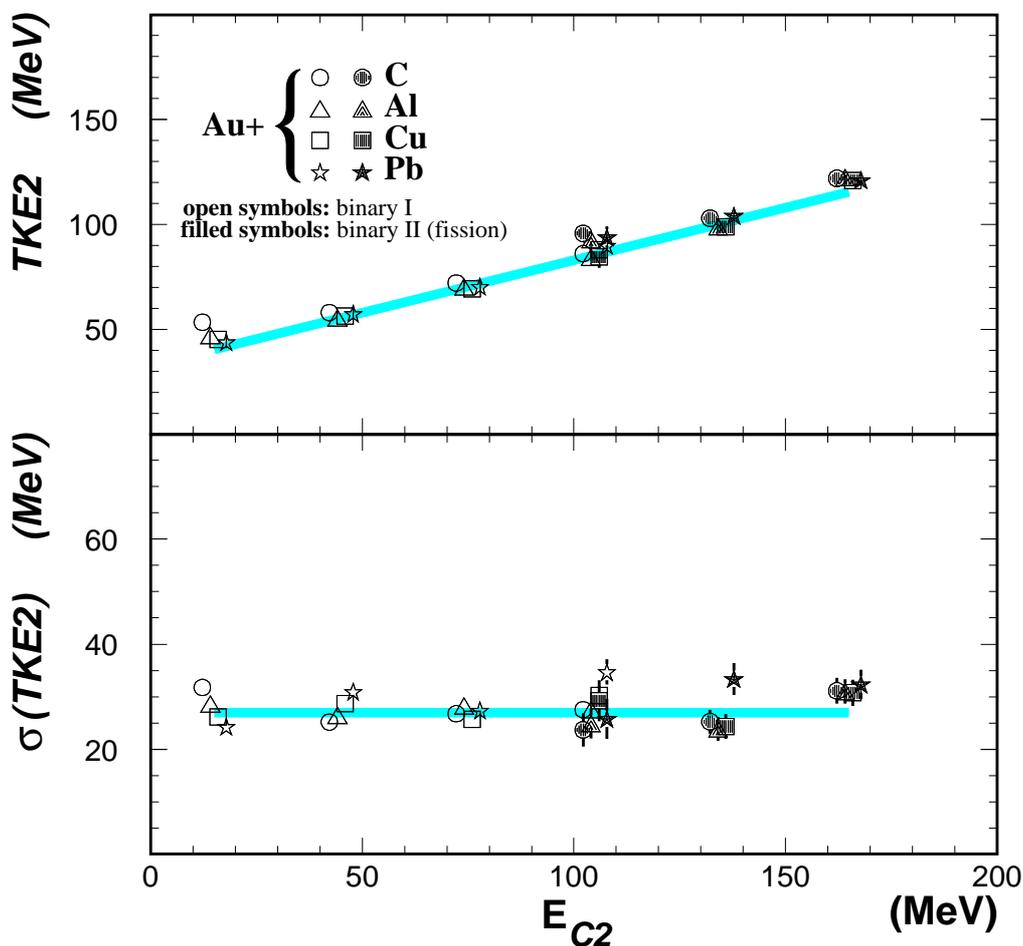


Abbildung 5.9: Die totale kinetische Energie im Schwerpunkts-System der bezüglich der MUSIC-Nachweisschwelle binären Reaktionen als Funktion ihres Coulomb-Potentials. Das Coulomb-Potential ergibt sich aus der Ladung und Masse der beiden Fragmente unter der Annahme, daß die beiden Fragmente zum Aufbruchzeitpunkt sich berührende Kugeln darstellen.

6 Ternäre Reaktionen

In diesem Abschnitt werden die Ereignisse näher untersucht, bei denen genau drei Fragmente in der *MUSIC* nachgewiesen wurden. Die Ladungssumme dieser drei schwersten in der *MUSIC* nachgewiesenen Fragmente variiert zwischen 30 und 60. Die Differenz zwischen Z_{bound} und dieser Ladungssumme beträgt im Mittel $\Delta Z=10$ mit einer Breite von $\sigma(\Delta Z)=6$ Ladungseinheiten. In dieser Ereignisklasse wird also der größte Teil der geladenen Teilchen des Projektil-Restkernes in der *MUSIC* nachgewiesen.

6.1 Klassifikation der ternären Reaktionen

Abbildung 6.1 zeigt als Dalitz-Diagramm die Korrelation zwischen den Ladungen der drei in der *MUSIC* nachgewiesenen Fragmente. In diesem Diagramm ist der Abstand eines Punktes von den Seiten des gleichseitigen Dreiecks durch $Z_i/(Z_1+Z_2+Z_3)$ gegeben. Die Schwelle von $Z=8$ macht sich als freier Rand in Abbildung 6.1 bemerkbar. Im Mittel treten ein schweres Fragment mit $\langle Z_1 \rangle=22.3$, $\langle A_1 \rangle=48.1$ und zwei etwa halb so große Fragmente mit $\langle Z_2 \rangle=13.4$, $\langle Z_3 \rangle=9.5$, $\langle A_2 \rangle=28.6$, $\langle A_3 \rangle=20.2$ auf. Die scheinbare Unterdrückung von Reaktionen mit mehreren gleich schweren Fragmenten (entlang der Mittelsenkrechten des gleichseitigen Dreiecks) ist auf Ineffizienzen der Spurrekonstruktion zurückzuführen (siehe Kapitel 2.4.2).

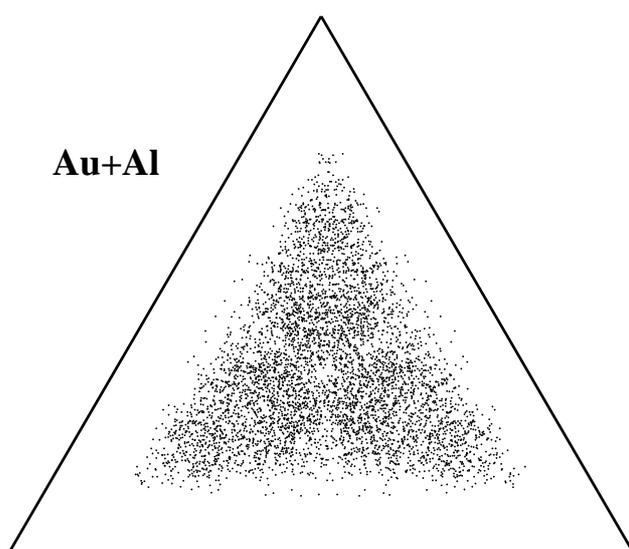


Abbildung 6.1: Dalitz-Diagramm der Z -Verteilung der bezüglich der *MUSIC*-Nachweisschwelle ternären Reaktionen mit dem Al Target.

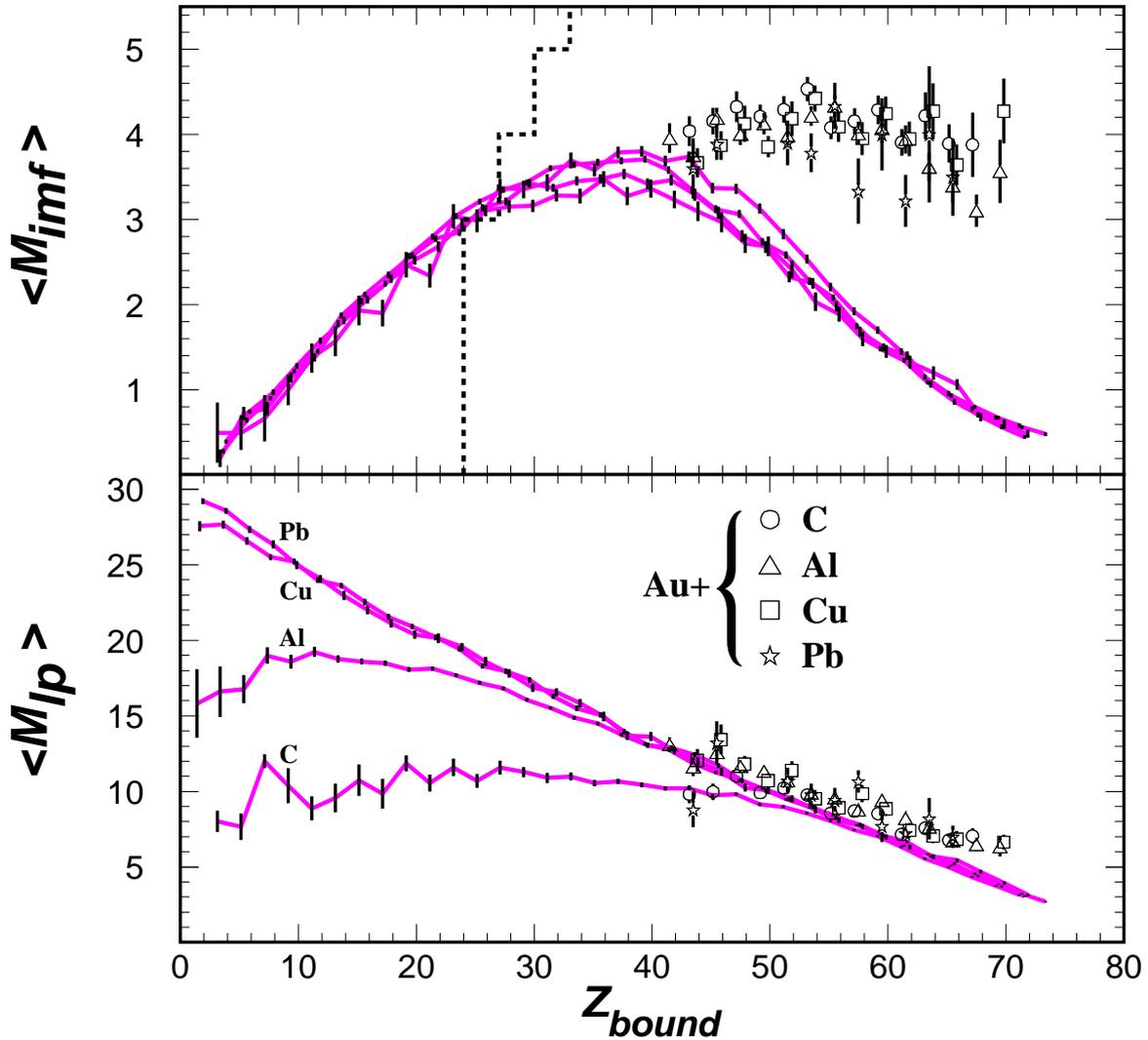


Abbildung 6.2: Zur Klassifikation der bezüglich der MUSIC-Nachweisschwelle ternären Reaktionen mit den verschiedenen Targets. Die offenen Symbole stellen die inklusiven Verteilungen [Hub92] dar. Die ausgefüllten Symbole ergeben die Verteilungen der Reaktionen, bei denen genau drei Fragmente in der MUSIC nachgewiesen wurden. Im oberen Teil der Abbildung ist die Beschränkung von M_{imf} durch die hier verwendete Ereignisklasse nach Gleichung 5.1 ($N=3$) als gestrichelte Grenze dargestellt.

Entsprechend Abbildung 5.3 zeigt Abbildung 6.2 zur Klassifikation der ternären Ereignisse $\langle M_{imf} \rangle$ und $\langle M_{lp} \rangle$ als Funktion von Z_{bound} . Auch bei dieser Ereignisklasse zeigt sich bezüglich der dargestellten Observablen keine Abhängigkeit vom Target. Summiert man die Ereignisse aller Targets auf, so ergibt sich $\langle M_{imf} \rangle = 4.0$ und $\langle Z_{bound} \rangle = 55$. Die mittlere IMF-Multiplizität ist hier noch stärker durch die Autokorrelation mit Z_{bound} beeinflusst als bei den binären Ereignissen (vergleiche Abbildung 4.3). Die Leichteilchenmultiplizität gleicht hingegen auch hier der inklusiven Verteilung.

Die im Vergleich zur inklusiven Verteilung leichte Überhöhung von $\langle M_{lp} \rangle$ für ternäre Ereignisse um $\Delta \langle M_{lp} \rangle \cong 1.5$ bei $Z_{bound} > 65$ ist darauf zurückzuführen, daß bei der inklusiven Verteilung in diesem Z_{bound} -Bereich Spallations-Reaktionen überwiegen (siehe [Hub92]). Im Vergleich dazu werden durch die Bedingung, daß das Ereignis ternär ist, Fragmentations-Reaktionen aus diesem Ensemble selektiert, die einen größeren Anregungsenergiebereich als Spallations-Reaktionen haben.

Durch die Ladungsschwelle der *MUSIC* ist die Z_{bound} -Verteilung der ternären Ereignisse im Vergleich zu den binären Ereignissen zu größeren Werten verschoben (siehe Abbildung 6.3). Weiterhin ist die Z_{bound} -Verteilung der ternären Ereignisse im Bereich großer Z_{bound} -Werte oberhalb 65 im Vergleich zur entsprechenden Verteilung der binären Reaktionen stärker unterdrückt. Ebenso wie die erhöhte Multiplizität leichter Teilchen bei mittleren Rapiditäten, so ist auch diese Beobachtung mit der Annahme konsistent, daß für einen Dreifach-Aufbruch höhere Anregungsenergien erforderlich sind als beim Zweifach-Aufbruch. Der totale Wirkungsquerschnitt für einen Dreifach-Aufbruch in drei schwere Fragmente ist etwa eine Größenordnung kleiner als der entsprechende Wirkungsquerschnitt für binäre Reaktionen.

6.2 Observablen im Schwerpunkts-System

Die Geschwindigkeitsvektoren der drei Fragmente im Labor-System wurden in deren Schwerpunkts-System transformiert. Hierbei wurde analog zu den binären Ereignissen verfahren (siehe Abschnitt 5.2). Entsprechend Abbildung 5.4 ist in Abbildung 6.3 die mittlere longitudinale und transversale Schwerpunkts-Geschwindigkeit im Strahlsystem als Funktion von Z_{bound} dargestellt.

Abgesehen davon, daß ein kleinerer Z_{bound} -Bereich abgedeckt wird, gleichen die Geschwindigkeitsverteilungen denen der binären Reaktionen (siehe Abbildung 5.4). Die grauen Geraden im mittleren und unteren Teil der Abbildung deuten die in Gleichung 5.2 definierte Parametrisierung der Schwerpunkts-Geschwindigkeiten der binären Ereignisse an. Als Beobachtung soll hier festgestellt werden, daß sich die Schwerpunkts-Geschwindigkeitsverteilungen der ternären und binären Ereignisklassen entsprechen. Wenn man weiterhin Z_{bound} , das mit der Größe des Prefragments korreliert ist [Hub92], mit der Ladungszahl der Fragmente identifiziert, die aus Ereignissen stammen, bei denen nur ein Fragment in der *MUSIC* nachgewiesen wurde, dann stimmen die Breiten der Schwerpunkts-Geschwindigkeiten mit denen dieser Fragmente überein (siehe Abbildung 4.2). Es scheint also, daß diese verschiedenen Reaktionskanäle als konkurrierende Prozesse aus demselben Zustand des Prefragments entstehen.

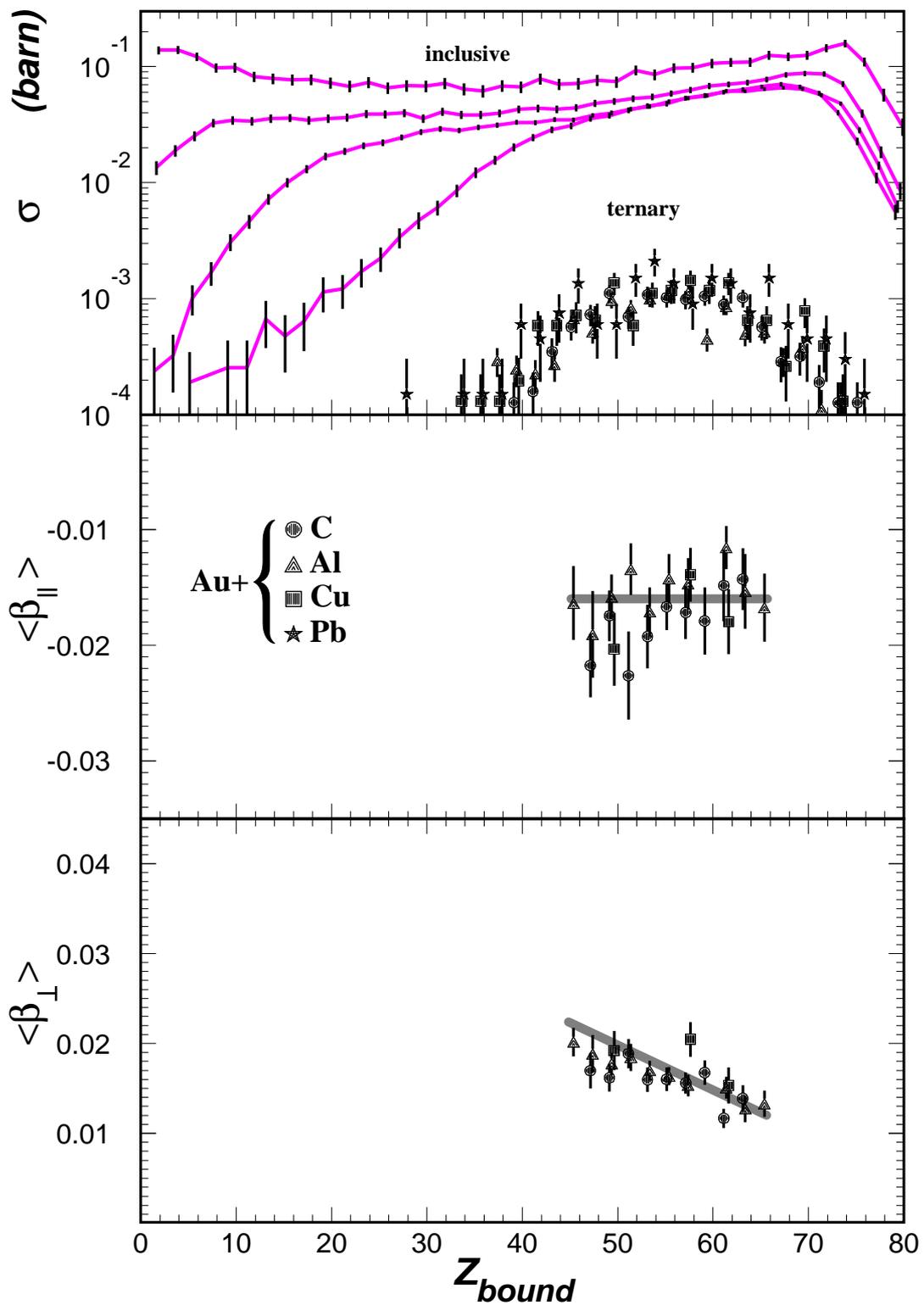


Abbildung 6.3: Produktionswirkungsquerschnitt und mittlere Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeit des Schwerpunkts der ternären Ereignisse als Funktion von Z_{bound} . Die Geraden stellen die gleiche Parametrisierung wie in Abbildung 5.4 dar.

6.2.1 Drehimpulsausrichtung

Die Geschwindigkeits- und Impulsvektoren der drei Fragmente bilden im Schwerpunkts-System eine Ebene. Um die Orientierung dieser Ebene relativ zur Streuebene, die in dieser Analyse durch die Strahlachse und den Schwerpunkts-Vektor definiert ist, zu untersuchen, wurden die in Abbildung 6.4 dargestellten Winkel Θ und Φ definiert:

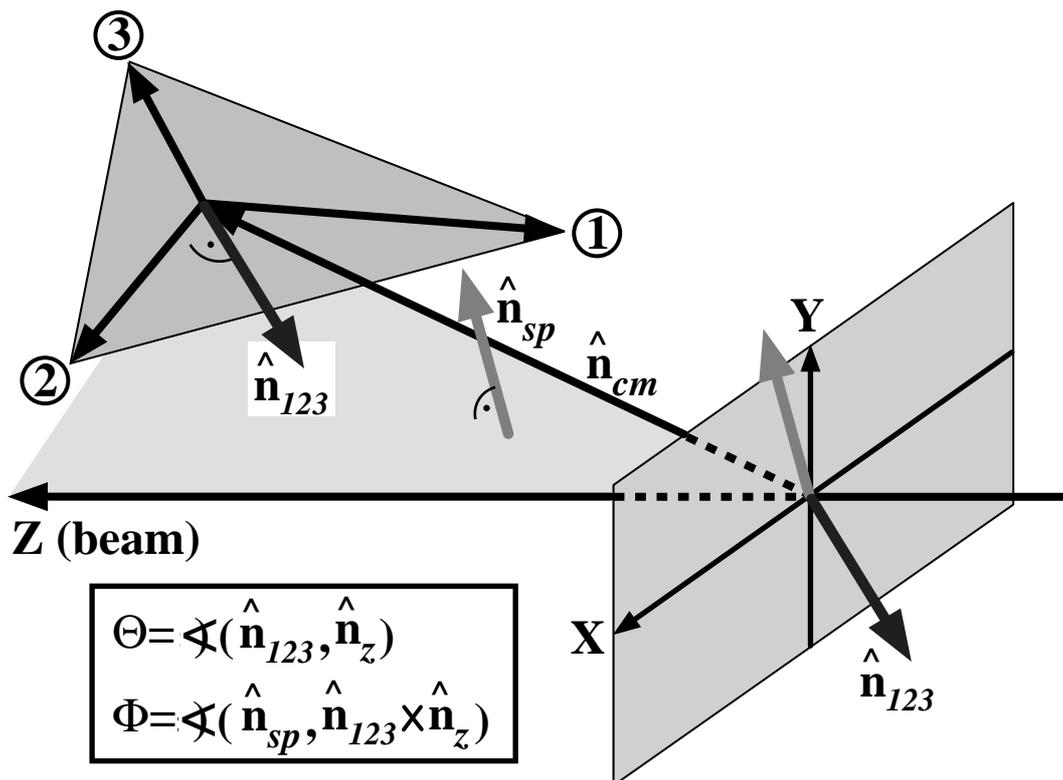


Abbildung 6.4: Definition der verschiedenen Winkel und Ebenen.

Θ ist der Polarwinkel zwischen dem Normalenvektor der Schwerpunkts-Ebene $\hat{\mathbf{n}}_{123}$ und der Strahlachse. Der Azimutalwinkel Φ bezeichnet den Winkel zwischen dem Normalenvektor der Reaktions-Ebene und dem durch das Vektorprodukt mit der Strahlachse in die x,y-Ebene projizierten Normalenvektor der Schwerpunkts-Ebene. Die beiden so definierten Winkel nehmen also 90° an, wenn die Streuebene und die Schwerpunkts-Ebene identisch sind.

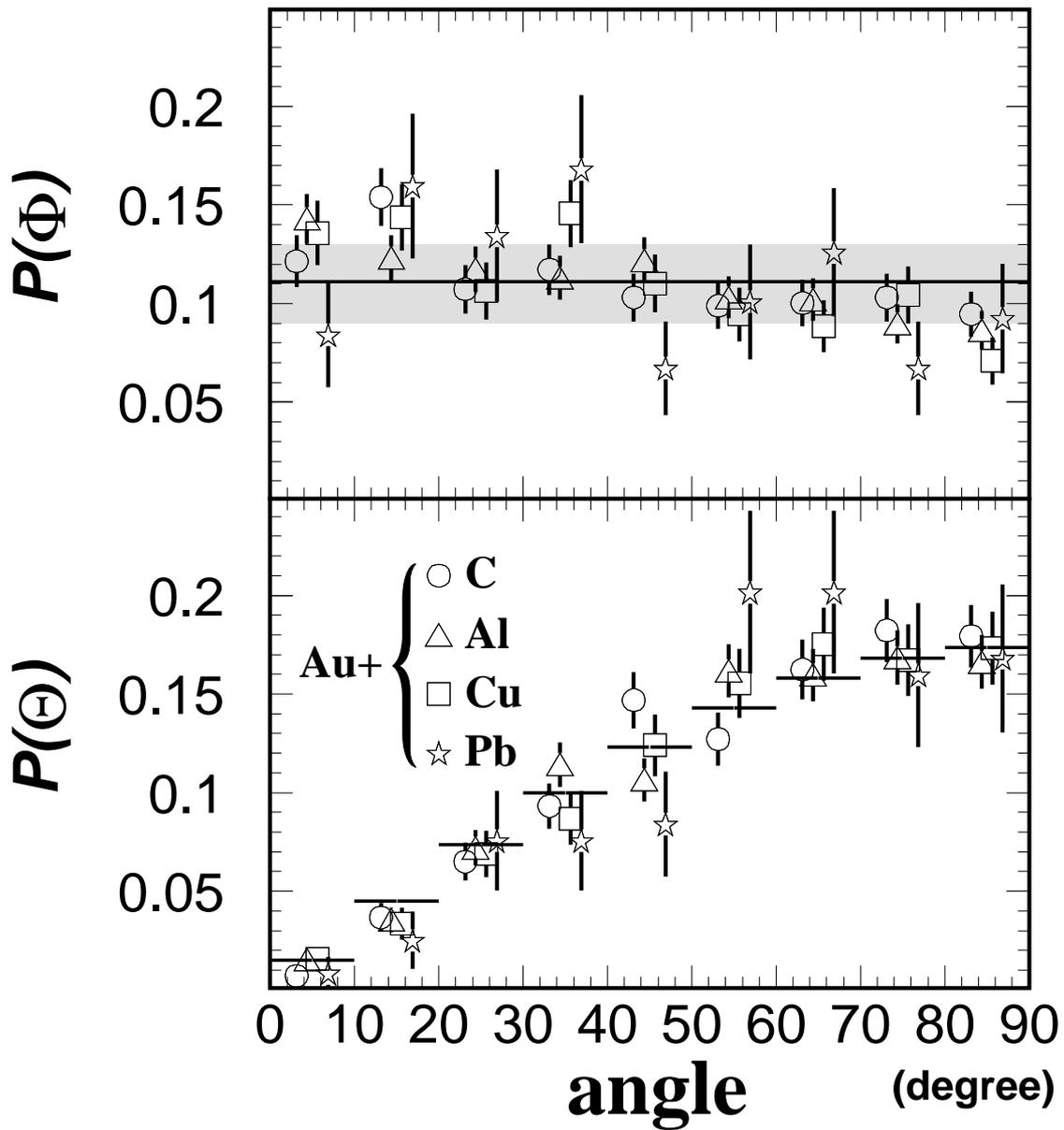


Abbildung 6.5: Die azimutale- und polare Winkelverteilung der Schwerpunkts-Ebene relativ zur Reaktionsebene. Die Winkel Θ und Φ werden in Abbildung 6.4 definiert. Zum Vergleich wurde bei der Polarwinkelverteilung im unteren Teil der Abbildung eine Sinus-Funktion eingezeichnet.

Abbildung 6.5 zeigt die Verteilungen der in Abbildung 6.4 definierten Azimutal- und Polarwinkel zwischen der Schwerpunkts-Ebene und der Streuebene. Es zeigt sich keine Abhängigkeit vom Target. Die im oberen Teil der Abbildung gezeigte Azimutalwinkelverteilung weicht um weniger als 20% vom Mittelwert ab, was durch die grau hinterlegte Fläche angedeutet ist. Die im unteren Teil von Abbildung 6.5 dargestellte Polarwinkelverteilung stimmt ebenfalls innerhalb von 20% mit der sich für Isotropie ergebenden Sinusfunktion überein.

Um zunächst den erwarteten Einfluß der experimentellen Geschwindigkeitsauflösung auf die Θ und Φ -Verteilungen zu untersuchen, wurde analog zum Fall der binären Ereignisse (siehe Abschnitt 5.2) ein *Monte-Carlo*-Verfahren verwendet. Hierbei wurden die gemessenen Geschwindigkeitsvektoren im Schwerpunkts-System so gedreht, daß die Schwerpunkts-Ebene in der x,z -Ebene liegt. Die Streuebene wurde in die y,z -Ebene gedreht. Danach wurden die Geschwindigkeitsvektoren im Schwerpunkts-System durch den rotierten Schwerpunkts-Vektor ins Strahlensystem rücktransformiert. Auf diese Geschwindigkeitsvektoren im Strahlensystem wurden dann gaußverteilte Zufallszahlen addiert. Für die Breiten dieser Gaußverteilungen wurde die experimentelle Auflösung im Strahlensystem eingesetzt ($\sigma_{\beta x}=0.17 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\beta y}=0.17 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\beta z}=0.68 \cdot 10^{-2}$). Die Breite der aus diesen doppelt auflösungsverbreiterten Geschwindigkeitsvektoren berechneten Winkelverteilungen ist ein Maß für die Winkelauflösung des Spektrometers. Es ergibt sich eine Azimutalwinkel-Auflösung von $\Delta\Phi=7.8^\circ$ (FWHM) und eine Polarwinkel-Auflösung von $\Delta\Theta=8.7^\circ$ (FWHM).

Angesichts dieser guten Winkelauflösung wird deutlich, daß die Orientierung der Schwerpunktsebene der drei Fragmente bezüglich der Streuebene nahezu isotrop ist. Insbesondere muß der übertragene Drehimpuls klein sein (siehe auch die Winkelverteilung der Spaltachse in Kapitel 5.2). Im oberen Teil von Abbildung 6.5 zeigt sich ein schwacher Trend, der kleine Φ -Werte bevorzugt. Eine mögliche Erklärung für diese Beobachtung ergibt sich aus der Tatsache, daß das zerfallende Prefragment, das durch Abrasion entsteht, eine oblate Form hat. Instabilitäten dieses deformierten Kernes (siehe hierzu auch [Mor92,Bau92]) könnten dann zu einer bevorzugten Emission der Fragmente in einer Ebene führen, die senkrecht auf dem Hauptträgheitsmoment des oblaten Rest-Kernes steht. Da dieser Rest-Kern durch Abrasion entsteht, steht diese Ebene senkrecht auf der Streuebene, was kleinen Φ -Werten entspricht. Aus der Target-Unabhängigkeit der Winkelverteilungen in Abbildung 6.5 ergibt sich, daß das zerfallende System unabhängig von der Reaktionsgeometrie ist.

6.2.2 Energie der Fragmente

Um die Kinematik der ternären und binären Ereignisse vergleichen zu können, wurde entsprechend Gleichung 5.4 die totale kinetische Energie und die Coulomb-Energie der drei Fragmente im Schwerpunkts-System wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
 TKE3 &= \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2} A_i \cdot M_0 \cdot \beta_i^2 \\
 E_{C3} &= e^2 \cdot \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^3 \frac{Z_i \cdot Z_j}{r_0 \cdot (A_i^{1/3} + A_j^{1/3})}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Hierbei wurden dieselben Variablen wie in Abschnitt 5.2 verwendet. Die zur Fehlerabschätzung durchgeführten *Monte-Carlo*-Rechnungen ergeben als systematische Fehler $\Delta \langle TKE3 \rangle = 2 \pm 1$ MeV und $\Delta \sigma(TKE3) = 1.5 \pm 1$ MeV. Die in Abschnitt 5.2 angestellten Überlegungen zur Auflösung von E_{C2} sind auf E_{C3} übertragbar und ergeben $\Delta E_{C3}/E_{C3} < 2.5 \cdot 10^{-2}$.

Die auf die systematischen, auflösungsbedingten Fehler hin korrigierte mittlere kinetische Energie und Energiebreite der drei Fragmente im Schwerpunkts-System ist in Abbildung 6.6 als Funktion von E_{C3} dargestellt. Sowohl die mittlere kinetische Energie $\langle TKE3 \rangle$ als auch die Breite $\sigma(TKE3)$ weist keine signifikante Target-Abhängigkeit auf. Die mittlere totale kinetische Energie $\langle TKE3 \rangle$ hängt wie bei der binären Ereignisklasse (siehe Gleichung 5.5) näherungsweise linear von der Coulomb-Energie E_{C3} ab:

$$\begin{aligned}
 \langle TKE3 \rangle &= a_0^{\diamond 3} + a_1^{\diamond 3} \cdot E_{C3} \\
 a_0^{\diamond 3} &= 76 \pm 5 \text{ MeV} & a_1^{\diamond 3} &= 0.36 \pm 0.04
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

Die Breite der kinetischen Energie $\sigma(TKE3)$ zeigt im Gegensatz zu $\sigma(TKE2)$ eine, wenn auch nur schwache, Abhängigkeit von E_{C3} :

$$\begin{aligned}
 \sigma(TKE3) &= a_0^{\sigma 3} + a_1^{\sigma 3} \cdot E_{C3} \\
 a_0^{\sigma 3} &= 44 \pm 4 \text{ MeV} & a_1^{\sigma 3} &= -0.07 \pm 0.01
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Da bei dieser Ereignisklasse im Vergleich zu den binären Ereignissen ein kinetischer Freiheitsgrad mehr existiert, ergibt sich analog zu Abschnitt 5.2 (siehe Gleichung 5.6) unter der Annahme einer thermischen Energieverteilung der Fragmente $\langle TKE3 \rangle = 4T$ und $\sigma(TKE3) = 2T^1$. Daraus folgt für das Verhältnis des Mittelwertes und der Breite der kinetischen Energie $\langle TKE3 \rangle / \sigma(TKE3) = 2$. Das experimentelle Verhältnis ist

¹ Die Breiten der Verteilungen addieren sich quadratisch.

$\langle \text{TKE3} \rangle (E_{C3}=0) / \sigma(\text{TKE3})^1 = 1.73 \pm 0.2$. Die mittlere Breite der kinetischen Energie $\sigma(\text{TKE3}) = (37 \pm 5) \text{ MeV}$ entspricht dann einer Temperatur von etwa $(19 \pm 3) \text{ MeV}$. Im folgenden Kapitel wird allerdings gezeigt, daß diese *thermische* Interpretation von TKE3 und $\sigma(\text{TKE3})$ insbesondere für große E_{C3} zu naiv ist.

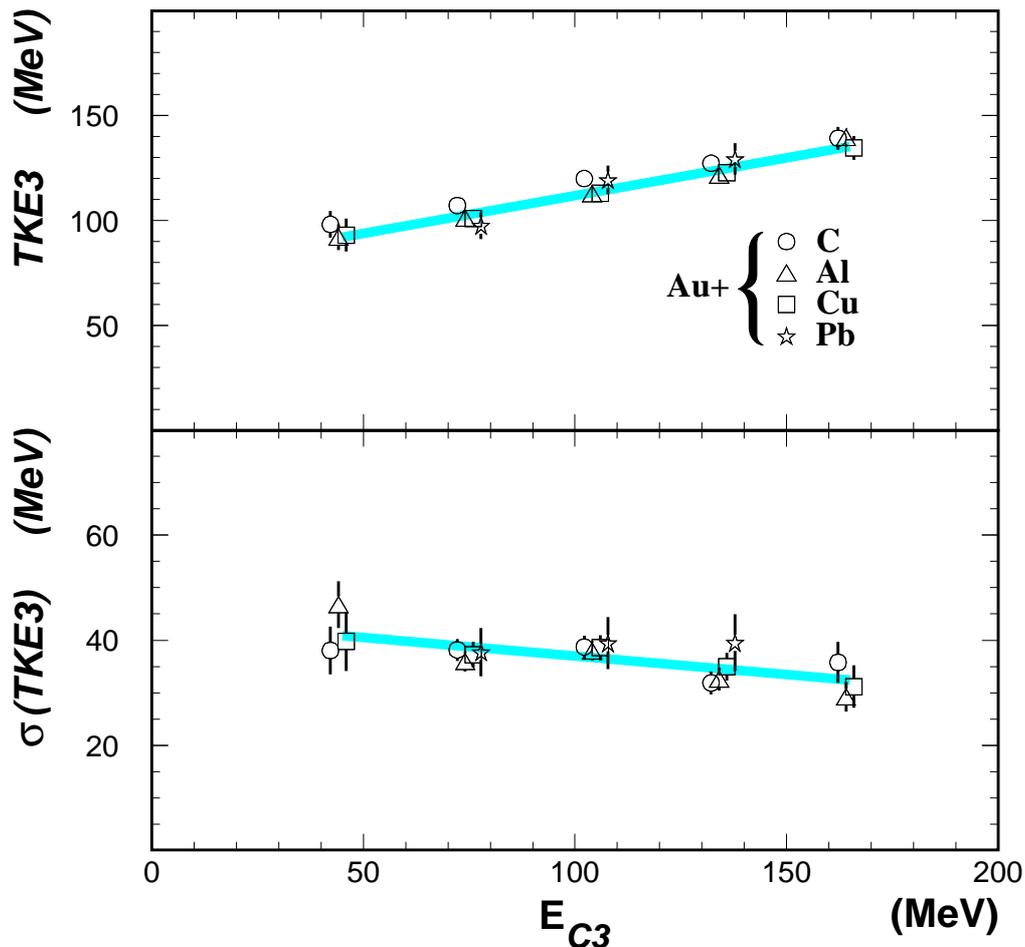


Abbildung 6.6: Die totale kinetische Energie im Schwerpunkts-System der bezüglich der MUSIC-Nachweisschwelle ternären Reaktionen als Funktion ihres Coulomb-Potentials. Das Coulomb-Potential ergibt sich aus der Ladung und Masse der Fragmente unter der Annahme, daß die Fragmente zum Aufbruchzeitpunkt sich berührende Kugeln darstellen.

¹ Hier wurde als Mittelwert der Breite von TKE3 38 MeV eingesetzt.

7 Dreikörper-Modellrechnungen

Zur quantitativen Untersuchung der beobachteten Abhängigkeit zwischen TKE3 und E_{C3} (siehe Abbildung 6.6) wurden zwei Typen von Trajektorien-Rechnungen durchgeführt [Poc92], die sich im wesentlichen durch ihre Initialisierung unterscheiden. Zum einen wird der Dreifachaufbruch durch zwei sequentielle binäre Aufbrüche des Prefragments simuliert (siehe Abbildung 7.1). Als Alternative wird auch die gleichzeitige Emission der drei Fragmente aus einem vorgegebenem Volumen untersucht (siehe Abbildung 7.2). In beiden Fällen haben die Fragmente bei ihrer Entstehung eine voneinander unabhängige isotrope, thermische Geschwindigkeitsverteilung. Diese Annahme der isotropen Emission der Fragmente wird unter anderem durch deren Winkelverteilungen (siehe Abbildung 6.5, 5.6) gestützt. Die Fragmente werden nach ihrer Erzeugung in ihrem wechselseitigen Feld propagiert. Als letzter Schritt folgt die sequentielle Verdampfung leichter Teilchen.

7.1 Die Modelle

7.1.1 Bestimmung der Ladungs- und Massenzahlen

Da im letzten Simulationsschritt die Anregungsenergie der Fragmente durch Teilchenverdampfung abgebaut wird, wurden die Trajektorienrechnungen mit primordialen Ladungs- und Massenzahlen (Z_{prim} , A_{prim}) durchgeführt, so daß sich nach der Verdampfung die experimentellen Isotopenverteilungen (Z_{exp} , A_{exp}) ergeben. Hierbei wurden als experimentelle Verteilungen die Ladungs- und Massenzahlen der Fragmente aus den Reaktionen mit dem Al-Target (siehe Abbildung 6.6) verwendet. Bei diesen Simulationen entfallen also die Unsicherheiten, die normalerweise durch die Ereignisgeneration entstehen. Dadurch werden zwangsweise auch die experimentellen Ladungs- und Massenkorrelationen reproduziert.

Die primordialen Ladungen und Massen ergeben sich aus den experimentellen Verteilungen und der Anzahl der verdampften Nukleonen ΔA unter der vereinfachenden Annahme, daß sich bei der Verdampfung das N/Z-Verhältnis der Fragmente nicht ändert:

$$Z_{prim} = \frac{A_{prim}}{A_{exp}} \cdot Z_{exp} \qquad A_{prim} = \Delta A + A_{exp} \qquad (7.1)$$

Aus der Anregungsenergie des Prefragments E_x und unter der Annahme, daß sich pro emittiertem Nukleon die Anregungsenergie im Mittel um eine konstante Energie ϵ reduziert, folgt für ΔA ein Wert von E_x/ϵ . Die Energie ϵ wird aus der mittleren Separationsenergie pro Nukleon $E_S=8\text{MeV}$, der mittleren Barriere pro Nukleon $E_B=4\text{MeV}$ und dem Temperatur-Parameter des sequentiell zerfallenden Kernes T zu $\epsilon=2T+E_S+E_B$ abgeschätzt. Unter der vereinfachenden Annahme eines konstanten Niveaudichteparameters von $a=10\text{MeV}$ ergibt sich dann als Anregungsenergie des Prefragments

$$E_x = \frac{A_{prim}}{a} T^2 \quad (7.2)$$

und als Anzahl der abgedampften Nukleonen.

$$\Delta A = \frac{A_{prim} T^2}{a \epsilon} \quad (7.3)$$

Aus Gleichung 7.1 folgt somit:

$$\Delta A = A_{exp} \cdot \frac{1}{a \epsilon / T^2 - 1} \quad (7.4)$$

7.1.2 Initialisierung der Orts- und Impulskoordinaten

Alle Kerne werden als Kugeln mit einem Radius von $r_0 \cdot A_i^{1/3}$ angenommen, wobei als Radiusparameter $r_0=1.4$ fm eingesetzt wurde.

Sequentieller Aufbruch

In diesem Modell werden die drei Fragmente durch zwei sukzessive Zerfälle des Pre-fragments gebildet. Abbildung 7.1 soll dieses Szenario graphisch illustrieren. Die Rei-

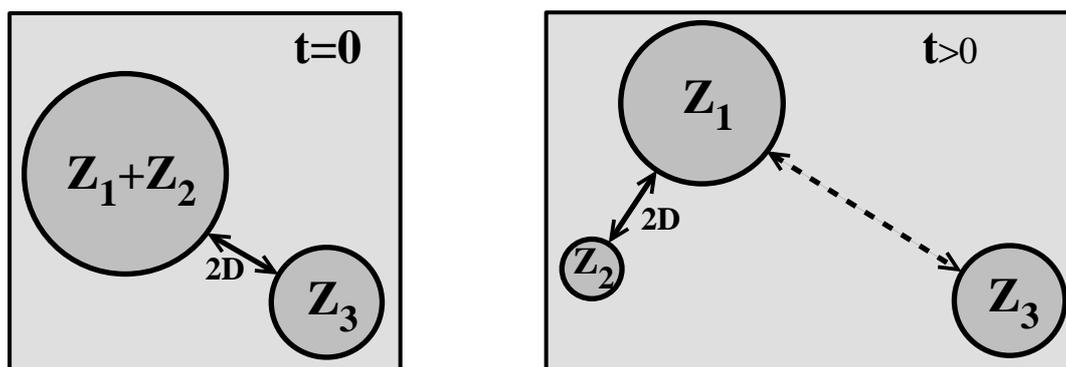


Abbildung 7.1: Das Szenario der Coulomb-Trajektorien-Rechnung des sequentiellen Aufbruchs. Die Details werden im Text beschrieben.

henfolge der produzierten Fragmente ist zufällig. (Es wurden zum Vergleich auch Rechnungen durchgeführt, bei denen die Reihenfolge der emittierten Fragmente von ihrer Größe abhing. Hierbei ergab sich allerdings kein signifikanter Unterschied zur zufälligen Emission der Fragmente.) Die Orte der Fragmente werden zum Aufbruchszeitpunkt so initialisiert, daß ihre Oberflächen einen konstanten Abstand von $2D$ haben. Der zeitliche Abstand zwischen den beiden Aufbrüchen $P(t)$ wurde mit folgender Verteilungsfunktion gewürfelt:

$$P(t) = \frac{\tau}{\ln 2} \cdot e^{-\ln 2 \cdot \frac{t}{\tau}} \quad (7.5)$$

Für die Relativenergie E_{rel} wird unter der Annahme einer Oberflächenemission [Gol78] eine Verteilung der Form

$$P(E_{rel}) = T \cdot E_{rel} \cdot e^{-E_{rel}/T} \quad E_{rel} = \frac{1}{2} \mu v_{rel}^2 \quad (7.6)$$

angenommen. Hierbei wurde die Orientierung der beiden Aufbruchsachsen zufällig gewählt. Das Modell hat also drei Eingabeparameter: den relativen Abstand D der Fragmente beim Aufbruch, den Temperatur-Parameter T und die Zeitkonstante τ des zeitlichen Abstands der beiden Aufbrüche.

Simultaner Aufbruch

Die Fragmentschwerpunkte der drei Fragmente werden bei der Rechnung des simultanen Aufbruchs zufällig so in eine Kugel mit dem Radius R gesetzt, daß sich die Fragmente nicht überlappen. Es entsteht somit das in Abbildung 7.2 dargestellte Szenario.

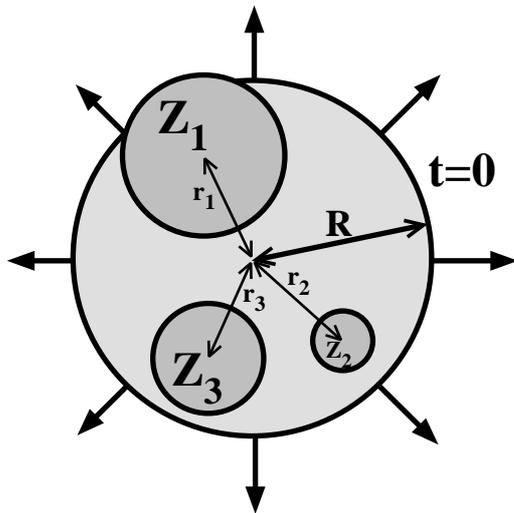


Abbildung 7.2: Das Szenario der Coulomb-Trajektorien-Rechnung zum simultanen Aufbruch. Die Details werden im Text beschrieben.

Die isotrope thermische Geschwindigkeitsverteilung $v_{i \text{ therm}}$ der drei Fragmente ergibt sich entsprechend Gleichung 7.6 zu:

$$|\vec{v}_{i \text{ therm}}| = \sqrt{2m_i E_i}, \quad P(E_i) = T \cdot E_i \cdot e^{-E_i/T} \quad (7.7)$$

Zusätzlich zu der thermischen Geschwindigkeitsverteilung $v_{i \text{ therm}}$ wird eine radiale Flußgeschwindigkeit $v_{i \text{ flow}}$ addiert:

$$\vec{v}_{i \text{ flow}} = \frac{\vec{r}_i}{R} \cdot \sqrt{\frac{2\epsilon_f}{M_0}} \quad (7.8)$$

Da durch diese Initialisierung das Gesamtsystem einen von Null verschiedenen Impuls bekommt, wurden die Geschwindigkeitsvektoren der drei Fragmente in ihr Schwerpunkts-System transformiert. Der Schwerpunkts-Vektor wird bei den weiteren Rechnungen nicht verwendet. Um die Sensitivität der Ergebnisse auf die Form der thermischen Energieverteilung (Gleichung 7.6) zu untersuchen, wurden auch Rechnungen mit einer Energieverteilung

$$P(E_i) = T \cdot \sqrt{E_i} \cdot e^{-E_i/T} \quad (7.9)$$

durchgeführt. Auch dieses Modell hat also drei Parameter, den Radius des Emissionsvolumens R , den radialen Flußenergie-Parameter ϵ_f und den Temperatur-Parameter T .

7.1.3 Propagation der Fragmente

Die Fragmente werden nach ihrer Initialisierung in ihrem gegenseitigen Potential propagiert. Dieses Potential wird als Summe der entsprechenden Zwei-Teilchen-Potentiale berechnet. Die Rechnungen werden abgebrochen, wenn der Abstand der drei Fragmente so groß geworden ist, daß ihr Potential kleiner als 1MeV ist. In jedem Zeitschritt wird geprüft, ob der Abstand der Schwerpunkte von je zwei Fragmenten kleiner als die Summe ihrer Radien $r_0 \cdot A_i^{1/3}$ ist. Wenn dies im Verlauf der Trajektorien-Rechnung geschieht, sich also zwei Fragmente überlappen, wird das Ereignis verworfen.

Bei kleinen Abständen¹ $r < r_{max}$ wird anstelle des reinen Coulomb-Potentials ein Zweiteilchen-*Proximity*-Potential [Lop89,Swi81] verwendet, das bei $r=r_{max}$ in das Coulomb-Potential übergeht. Die Form dieses Potentials ist zusammen mit dem Coulomb-Potential in Abbildung 7.3 für ein typisches Fragment-Paar als Funktion des Abstands der Teilchenschwerpunkte dargestellt.

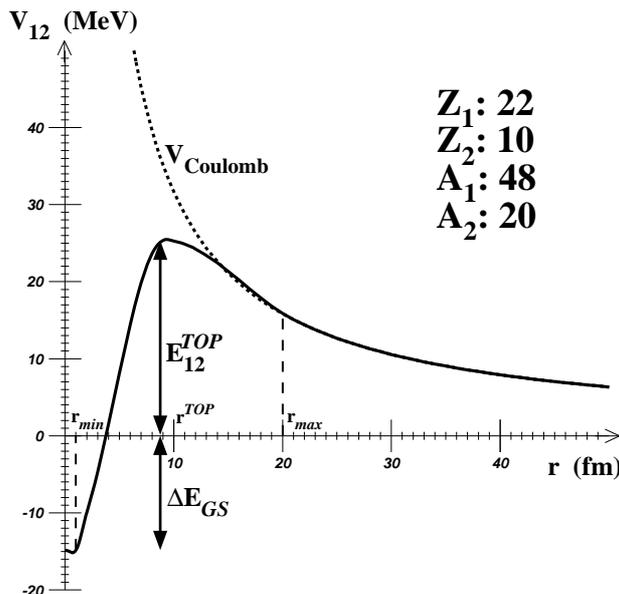


Abbildung 7.3: Zur Veranschaulichung des verwendeten Zweiteilchen-Potentials wurde dessen Form für eine Kombination der mittleren experimentellen Ladungs- und Massenzahlen gezeichnet (siehe Abschnitt 6.1).

Die Form dieses Zweiteilchen-Potentials ergibt sich aus folgenden Randbedingungen: Für kleinere Abstände als $r_{min}=|R_1-R_2|$, also bei vollständigem Überlapp der beiden Fragmentkugeln, muß dieses Potential $V_{12}(r)$ die Differenz der Grundzustandsenergien der entsprechenden Kerne $\Delta E_{GS}=E_0(A_1+A_2)-E_0(A_1)-E_0(A_2)$ annehmen. Die Grundzustandsenergien $E_0(A_i)$ selbst wurden nach der Lysekil Massen-Formel [Lop89] berech-

¹ r_{max} wird weiter unten definiert.

net¹:

$$E_0(A,Z)=(-a_1A+a_2A^{2/3})\cdot(1-\kappa I^2)+c_3Z^2A^{1/3} \quad (\text{MeV}) \quad (7.10)$$

$$a_1=15.4941 \quad a_2=17.9439 \quad \kappa=1.7826 \quad c_3=0.70535 \quad I=(N-Z)/A$$

Das *Proximity*-Potential $E_{12}(r)$ hat beim Abstand r^{TOP} der Fragmentschwerpunkte ein Maximum.

$$E_{12}^{TOP} = 4\pi\gamma R_0^2 \cdot \left(u^2 + w^2 - 1 + \frac{12}{5}x_0 \left(u^5 + w^5 - 1 + \frac{5}{3} \frac{u^3w^3}{u+w} \right) + \right. \quad (7.11)$$

$$\left. 2 \left(\frac{uw}{u+w} \right)^2 \cdot \left(-x_{eff}^2 + x_{eff}^3 - \sigma_1 x_{eff} (1 - x_{eff})^2 \right) \right)$$

$$r^{TOP} = (R_1 + R_2) \cdot \left((1 - \Delta^2) \cdot \left(2x_{eff} - 3x_{eff}^2 + \sigma_1 (1 - 4x_{eff} + 3x_{eff}^2) \right) + 1 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Der standard- und der effektive Spaltungsparameter x_0 und x_{eff} nach Swiatecki [Swi81] sind

$$x_0 = \frac{6}{5} \frac{e^2 Z^2}{16\pi\gamma R_0^3} \quad x_{eff} = \frac{6}{5} \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4\pi\gamma \bar{R} (R_1 + R_2)^2} \quad (7.12)$$

mit

$$\bar{R} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (7.13)$$

Hierbei sind $R_i = r_0 \cdot A_i^{1/3}$ und $R_0 = r_0 \cdot A^{1/3}$ die scharfen Radien der Fragmente und des Compound-Kernes, wobei der Radiusparameter hier $r_0 = 1.225$ gesetzt wurde, um den Rechnungen in [Lop89] zu entsprechen. Als Abkürzung wurde noch $u = R_1/R_0$ und $w = R_2/R_0$ verwendet. Als spezifische Oberflächenspannung γ und als Massenasymmetrietherm Δ wurde

$$\gamma = \frac{a_2}{4\pi r_0^2} \quad \Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \quad (7.14)$$

eingesetzt.

Jenseits des Spaltungs-Sattelpunkts r^{TOP} verschwindet das *Proximity*-Potential bei hinreichend großen Abständen $r_{max} > r^{TOP} + R_1 + R_2$. Für Abstände zwischen r^{TOP} und r_{max} wird durch eine kubische Spline-Funktion so interpoliert, daß $E^{12}(r)$ bei $r = r^{TOP}$ ein Maximum hat und bei $r = r_{max}$ stetig differenzierbar in die Funktion des Coulomb-Potentials übergeht. Für kleine Abstände wurde in Abbildung 7.1 entsprechend zwischen r^{TOP} und r_{min} interpoliert. Dieser Bereich wird allerdings in den Rechnungen

¹ Die Gleichungen werden hier noch einmal zitiert, da sich in [Lop89] einige Druckfehler eingeschlichen haben!

durch die Bedingung, daß sich die Fragmente nicht überlappen dürfen¹ (siehe oben) ausgeschlossen. Das gesamte Zweiteilchen-Potential $V_{12}(r)$ ergibt sich dann als Summe des *Proximity-Potentials* $E_{12}(r)$ und des Aufbruchs-Q-Wertes ΔE_{GS} zu $V_{12}(r) = E_{12}(r) + \Delta E_{GS}$.

7.1.4 Einfluß der Teilchenevaporation auf die Energieverteilung

Mit der vereinfachenden Annahme, daß bei der in Abschnitt 7.1.1 beschriebenen Teilchenevaporation nur Nukleonen abgedampft werden ($\delta A=1$), kann der auf den Restkern übertragene Rückstoß abgeschätzt werden. Pro abgedampftem Nukleon ergibt sich als Rückstoßgeschwindigkeit des Restkernes δv_1 :

$$\delta v_1 = \frac{\delta A}{\delta A + \bar{A}} \sqrt{\frac{1}{M_0} \frac{\delta A + \bar{A}}{\delta A \cdot \bar{A}} \cdot 4T} \quad (7.15)$$

wobei

$$\mu = M_0 \frac{\delta A \cdot \bar{A}}{\delta A + \bar{A}} \quad \bar{A} = \frac{1}{2} (A_{prim} + A_{exp}) \quad (7.16)$$

sind. Zur Berechnung der reduzierten Masse μ wurde als Massenzahl $M_0=931.5\text{MeV}$ eingesetzt. Mit $\Delta A = \delta A \cdot \Delta N$ ergibt sich als Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung der Fragmente $\sigma_{evap} = \delta v_1 \cdot \sqrt{\Delta N}$. Auf die Geschwindigkeitsvektoren jedes Fragments wurde nach dessen Propagation zufällig eine isotrop verteilte Geschwindigkeit addiert, deren Betrag einer Gaußverteilung folgt, wobei die Breite der Gaußverteilung durch σ_{evap} gegeben ist. Danach wurden die drei Fragmente wieder in ihr Schwerpunkts-System transformiert, wo dann die Größen TKE_3 , $\sigma(TKE_3)$ und E_{C3} berechnet wurden, die im folgenden mit den entsprechenden experimentellen Werten verglichen werden sollen.

¹ Zur Berechnung der Fragmentradien wurde ebenso wie zur Berechnung von E_{C3} ein Radiusparameter von $r_0=1.4\text{fm}$ verwendet.

7.2 Ergebnisse der Modellrechnungen

In diesem Abschnitt wird versucht, durch Anpassung der Modell-Parameter den experimentell beobachteten Zusammenhang zwischen $\langle \text{TKE3} \rangle$ beziehungsweise $\sigma(\text{TKE3})$ und der Coulombenergie E_{C3} (siehe Abbildung 6.6) sowie die mittlere Relativgeschwindigkeit der beiden leichten Fragmente zu reproduzieren. Als Maß der Übereinstimmung zwischen den Daten und den Modell-Rechnungen wird folgender Ausdruck verwendet:

$$\chi^2 = \frac{1}{5} \cdot \left(\frac{a_0^{\wedge 3} - a_0^{\wedge 3}(\text{model})}{\Delta a_0^{\wedge 3}} + \frac{a_1^{\wedge 3} - a_1^{\wedge 3}(\text{model})}{\Delta a_1^{\wedge 3}} + \frac{a_0^{\sigma 3} - a_0^{\sigma 3}(\text{model})}{\Delta a_0^{\sigma 3}} + \frac{a_1^{\sigma 3} - a_1^{\sigma 3}(\text{model})}{\Delta a_1^{\sigma 3}} + \frac{\langle v_{23} \rangle - \langle v_{23} \rangle(\text{model})}{\Delta \langle v_{23} \rangle} \right)^2 \quad (7.17)$$

Hierbei bezeichnen die a_i^* ($i=0,1$ $^*=\langle \rangle, \sigma$) die Koeffizienten der Geraden in Abbildung 6.6. Sie werden in den Gleichungen 6.2 und 6.3 definiert. $\langle v_{23} \rangle$ ist die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden leichtesten Fragmenten zwei und drei des ternären Ereignisses (siehe Abbildung 7.7b $\langle v_{23} \rangle = 0.0206 \pm 0.0005$). Die experimentellen Unsicherheiten dieser Größen wurden mit Δa_i^* beziehungsweise $\Delta \langle v_{23} \rangle$ bezeichnet. Die entsprechenden Ergebnisse der Modellrechnungen sind mit dem Zusatz "(model)" gekennzeichnet.

Zunächst wurde versucht, die Daten mit Hilfe einer allen Dreifachaufbrüchen gemeinsamen konstanten Temperatur T zu beschreiben. Sowohl im sequentiellen als auch im simultanen Szenario wurde unabhängig von den anderen Modell-Parametern die bestmögliche Beschreibung der Daten mit $T \approx 20 \text{ MeV}$ erreicht. Allerdings lag selbst in diesen Fällen das χ^2 bei einem Wert von etwa 17. Darüberhinaus erscheint eine Temperatur von 20 MeV auch zu hoch zu sein. So sagen mikroskopische Rechnungen basierend auf der BUU-Gleichung [Bau88] eine mit der Zentralität der Reaktion ansteigende Temperatur des Prefragments voraus [Kre92]. In den peripheren Reaktionen liegt diese Temperatur allerdings weit unter 20 MeV. Die von der BUU-Rechnung vorhergesagte Z_{bound} -Abhängigkeit der Temperatur des Prefragments in dem relevanten Bereich von $40 \leq Z_{\text{bound}} \leq 75$ wird durch die Beziehung 7.18 beschrieben.

$$T_{\text{BUU}}(Z_{\text{bound}}) = \sqrt{2 \cdot (79 - Z_{\text{bound}})} \quad (7.18)$$

In den im folgenden beschriebenen Rechnungen wurde daher eine Z_{bound} -Abhängigkeit der Temperaturen gemäß der Gleichung 7.18 verwendet. Um den Unsicherheiten der BUU-Rechnungen, sowie den möglichen Variationen des Niveaudichteparameters, der den Zusammenhang zwischen der Anregungsenergie und der Tempera-

tur festlegt, Rechnung zu tragen, wurden alle Temperaturen mit einem konstanten Faktor $f_T = T/T_{BUU}$ skaliert, der anstelle von T nun der dritte Parameter der Modellrechnungen ist.

7.2.1 Sequentieller Aufbruch

Abbildung 7.4 zeigt die Werte von χ^2 (siehe Gleichung 7.17) als Funktion des Skalierungsfaktors der Temperatur f_T und des Abstandsparameters der Fragmentemission D .

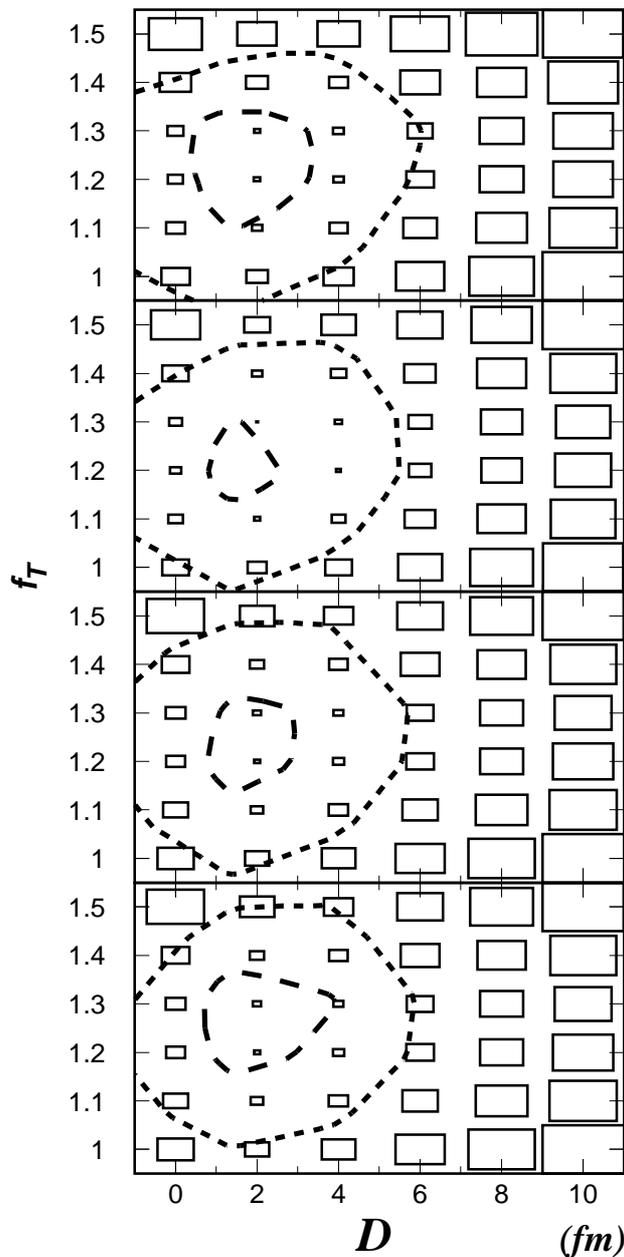


Abbildung 7.4: Die Übereinstimmung des Modells des sequentiellen Aufbruchs mit den experimentellen Werten. Die Größe χ^2 wurde nach Gleichung 7.17 berechnet. Von oben nach unten wurden folgende Emissionszeit-Parameter verwendet:

$$\tau = 100, 500, 1000, 2000 \text{ fm/c}$$

Zur Übersichtlichkeit wurden die Konturlinien für $\chi^2 = 4$ und 10 eingezeichnet

Die Rechnungen wurden für vier verschiedene Lebensdauer-Parameter $\tau=100, 500, 1000$ und 2000 fm/c durchgeführt. Die Kästchengröße hängt linear von χ^2 ab; die maximale Kästchengröße entspricht einem χ^2 von 50. Zur Orientierung sind Konturlinien für $\chi^2=4$ und 10 eingezeichnet. Für alle Werte von τ ist ein ausgeprägtes Minimum bei $D\cong 2$ und $f_T\cong 1.25$ zu erkennen.

Die Minima der zweidimensionalen χ^2 -Verteilung in Abbildung 7.4 sind in Abbildung 7.5 als Funktion von τ aufgetragen. Leider erweist sich das minimale χ^2 als nahezu unabhängig vom Lebensdauer-Parameter τ und liegt zwischen 1.2 und 2.0. Eine Bestimmung der Lebensdauer kann daher auf dieser Basis nicht erfolgen. Es können lediglich Emissionszeit-Parameter größer 2000 fm/c ausgeschlossen werden.

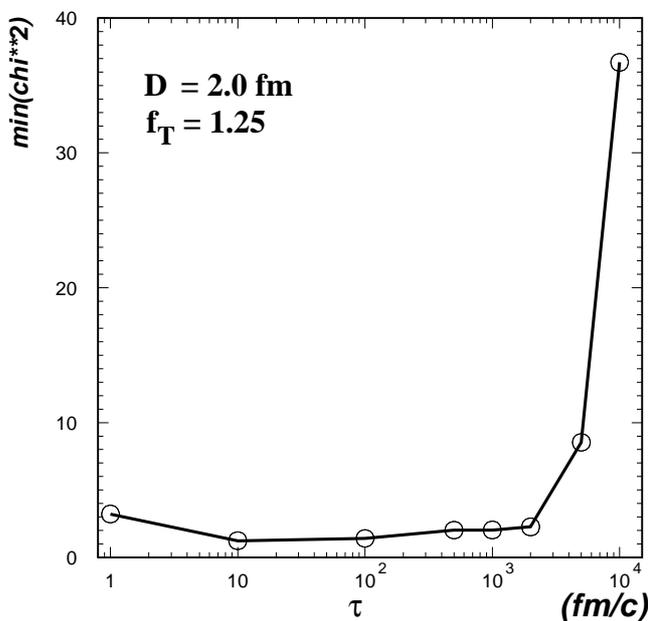


Abbildung 7.5: Die Minima der χ^2 -Verteilung aus Abbildung 7.4 als Funktion des Emissionszeit-Parameters τ .

Dies bestätigt sich auch bei einem unmittelbaren Vergleich der Vorhersagen des Modells des sequentiellen Aufbruchs mit den experimentellen Daten (Abbildung 7.6). Dem Ergebnis aus Abbildung 7.5 entsprechend wird für alle Emissionszeit-Parameter außer $\tau=10^4$ fm/c eine sehr gute Übereinstimmung der Modell-Rechnungen mit den experimentellen Daten erzielt.

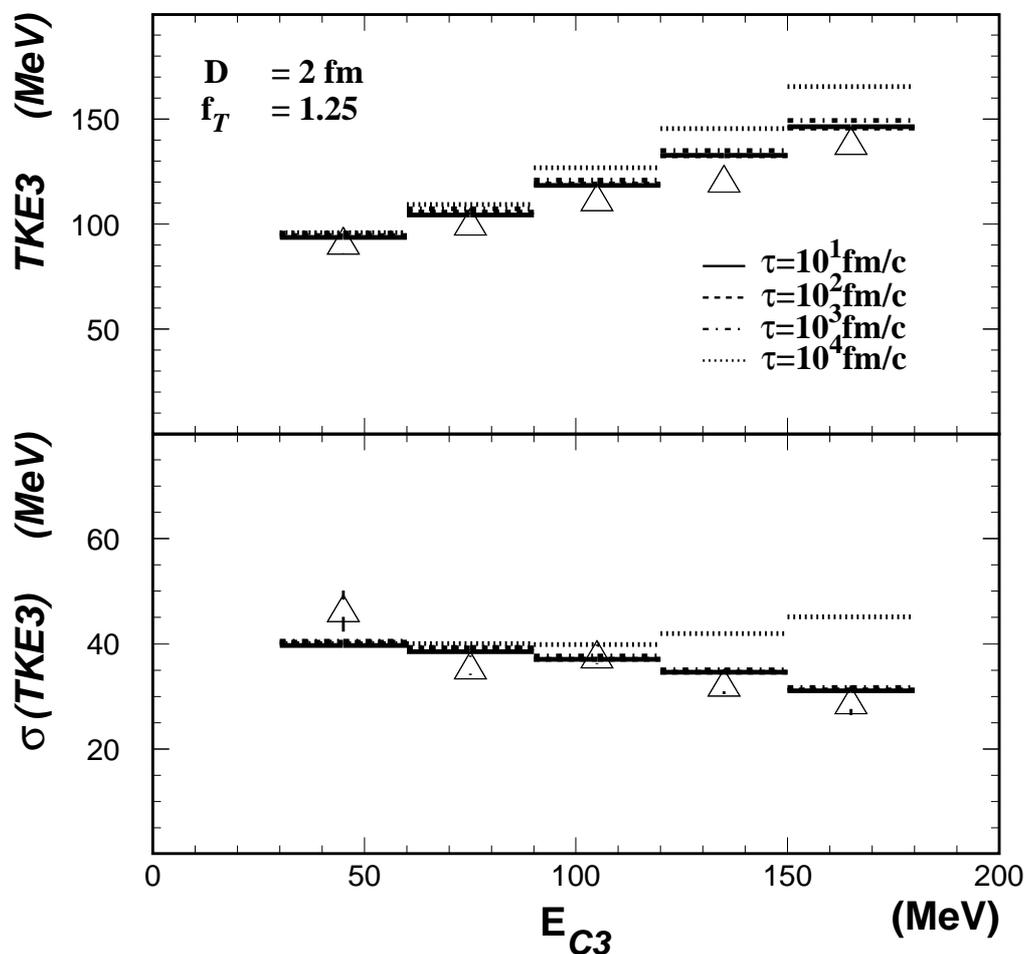


Abbildung 7.6: Vergleich der Vorhersagen des Modells des sequentiellen Aufbruchs für verschiedene Emissionszeit-Parameter τ mit den Al Daten. Die verwendeten Parameter D und f_T sind im oberen Teil der Abbildung angegeben. Alle Histogramme haben dieselbe Kanalbreite.

Frühere Analysen [Tro87,Glä83,Kim92] lassen vermuten, daß die Korrelationsfunktionen der Relativgeschwindigkeiten der Fragmente besonders sensitiv auf die relativen Emissionszeiten sind. Entsprechend wurde die Korrelationsfunktion R_{23}

$$R_{23} = N_{23} \cdot \frac{Y_{23}(v_{red})}{Y_{23,mixed}(v_{red})} \quad (7.19)$$

der reduzierten Relativgeschwindigkeit β_{red} der beiden leichtesten Fragmente der ternären Ereignisse im Schwerpunkts-System bestimmt. β_{red} ist gegeben durch:

$$\beta_{red} = \frac{\vec{\beta}_2 - \vec{\beta}_3}{\sqrt{Z_2 + Z_3}} \quad (7.20)$$

Hierbei sind Y_{23} die Koinzidenzausbeute, $Y_{23,mixed}$ die Ausbeute der gemischten Ereignisse und N_{23} eine Normierungskonstante. Beim Mischen der Ereignisse wurden die

Schwerpunkts-Geschwindigkeiten β_2 mit den Schwerpunkts-Geschwindigkeiten β_3 aus allen anderen Ereignissen kombiniert, bei denen sich sowohl Z_{max} als auch Z_{bound} um weniger als 10 Ladungseinheiten unterschieden. Zusätzlich wurde noch verlangt, daß die Trajektorien der beiden kombinierten Fragmente um mindestens 20mm in x- und y-Richtung in der *MUSIC* getrennt waren, sie in verschiedenen Flugzeitwand-Slats nachgewiesen wurden, und daß die Ladungszahlen der kombinierten Fragmente der Bedingung $Z_2 \geq Z_3$ genügten.

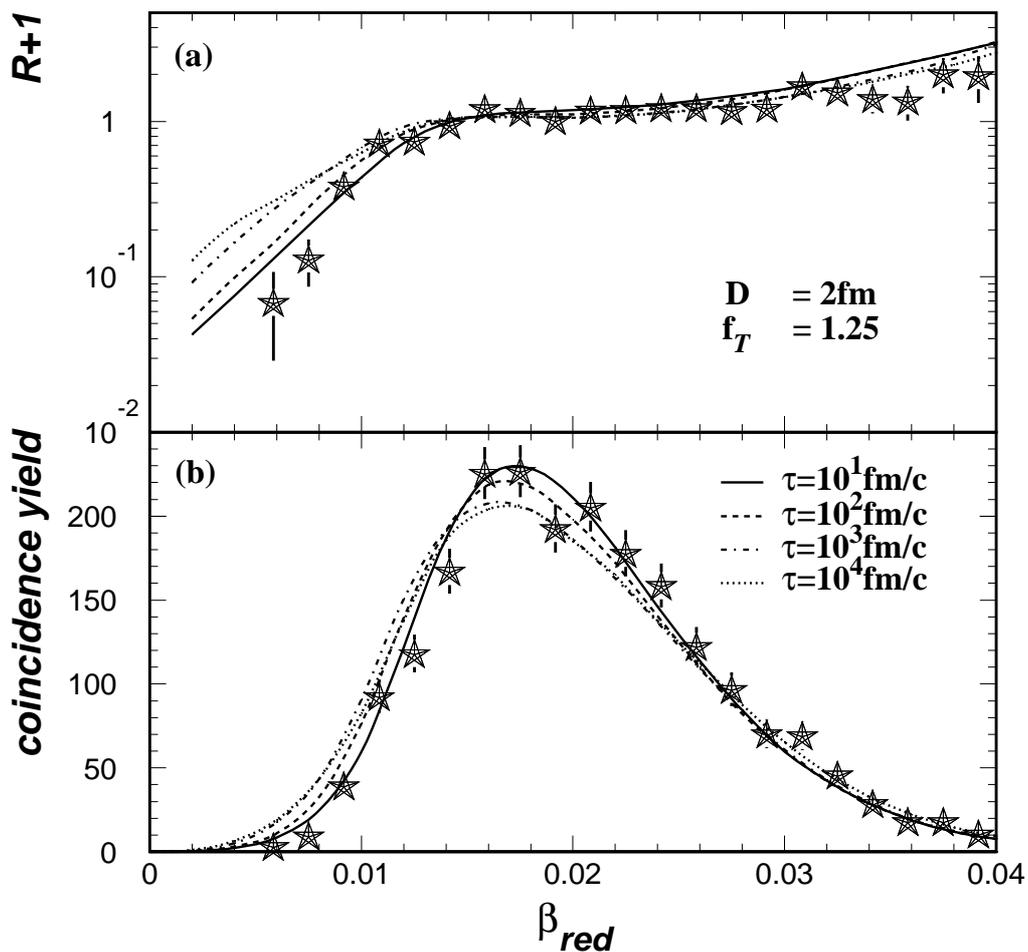


Abbildung 7.7: Die Korrelationsfunktion (a) (Gleichung 7.19) und die Koinzidenzausbeute (b) der reduzierten Relativgeschwindigkeit (Gleichung 7.20) der beiden leichten Fragmente der ternären Ereignisse. Die Datenpunkte stellen die Summe aller Ereignisse aus Reaktionen mit allen verwendeten Targets dar. Die bei den Rechnungen verwendeten Parameter D und f_T sind im oberen Teil (a) der Abbildung angegeben.

Abbildung 7.7 zeigt die entsprechenden experimentellen Verteilungen im Vergleich mit den Rechnungen für Emissionszeitparameter zwischen 10 und 10^4 fm/c. Um die statistischen Fehler zu minimieren, wurde hier über alle Reaktionen mit allen Targets aufsummiert. Bei den Trajektorien-Rechnungen wurden die Parameter $D=2$ fm und $f_T=1.25$ verwendet, was den Minima der χ^2 -Verteilung in Abbildung 7.4 entspricht.

Sowohl die Koinzidenzausbeute der reduzierten Relativgeschwindigkeit β_{red} (b) als auch die Korrelationsfunktion $R+1$ (a) wird durch den kleinsten Emissionszeitparameter $\tau=10$ fm/c am besten wiedergegeben. Der Emissionszeitparameter von 10^3 fm/c weicht bei kleinen Relativgeschwindigkeiten um mehr als das Vierfache des statistischen Fehlers vom experimentellen Wert ab. Auch die Koinzidenzausbeute der reduzierten Relativgeschwindigkeit wird im Vergleich zu $\tau=10$ fm/c schlechter wiedergegeben. Emissionszeitparameter von mehr als 10^3 fm/c können also im Rahmen dieses Szenarios mit hoher Konfidenz ausgeschlossen werden. Die allerdings nur geringe Abhängigkeit der Korrelationsfunktion der Trajektorienrechnungen von τ legt nahe, die entsprechende Messung mit wesentlich besserer Statistik zu wiederholen.

7.2.2 Simultaner Aufbruch

Abbildung 7.8 zeigt analog Abbildung 7.4 die Werte von χ^2 (siehe Gleichung 7.17) der Rechnungen zum simultanen Aufbruchs-Szenario als Funktion des Skalierungsfaktors der Temperatur f_T und des Radius-Parameters des Emissionsvolumens R . Die Rechnungen wurden für vier verschiedene Flußenergie-Parameter $\varepsilon_f=0, 0.5, 1.0$ und 1.5MeV pro Nukleon durchgeführt. Zur Orientierung sind Konturlinien für $\chi^2=2, 4$ und 10 eingezeichnet. Für jede Flußenergie ergibt sich ein deutliches χ^2 -Minimum.

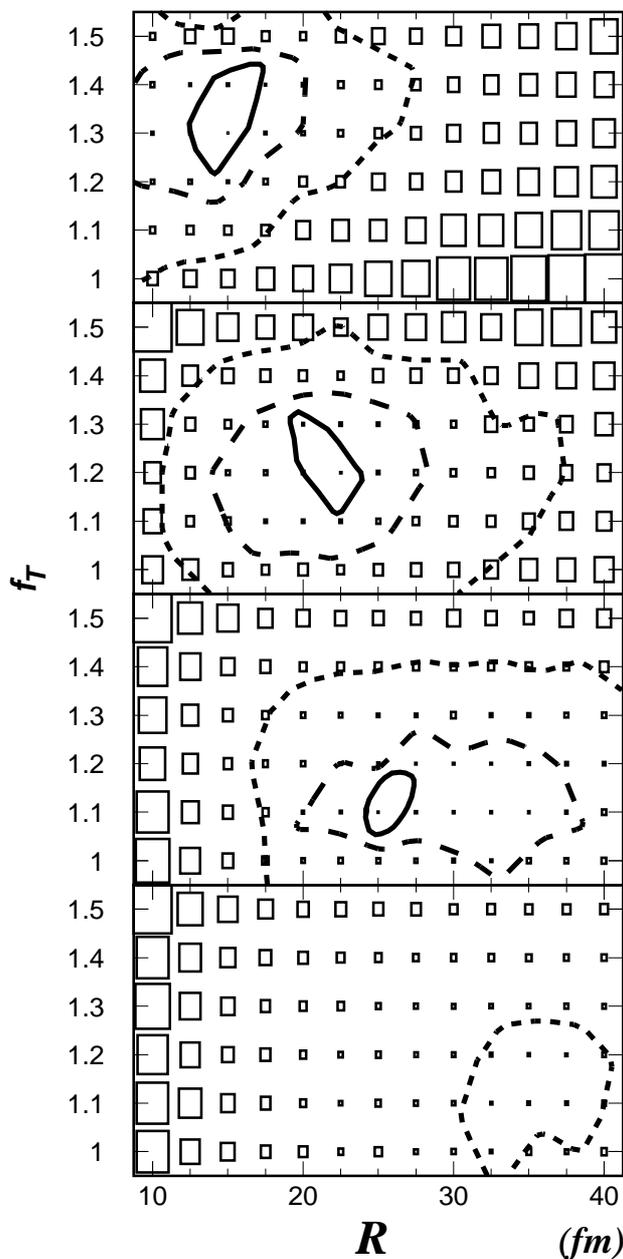


Abbildung 7.8: Die Übereinstimmung des Modells des simultanen Aufbruchs mit den experimentellen Werten. Die Größe χ^2 wurde nach Gleichung 7.17 berechnet. Von oben nach unten wurden folgende Flußenergie-Parameter verwendet:
 $\varepsilon_f=0, 0.5, 1.0, 1.5\text{ MeV}$
 Zur Übersichtlichkeit wurden noch Konturlinien bei $\chi^2=2, 4$ und 10 eingezeichnet

Die Modell-Parameter f_T und R hängen von der Flußenergie ϵ_f ab. Große Flußenergien entsprechen offensichtlich kleinen Coulomb-Energie- beziehungsweise Temperatur-Parametern und umgekehrt.

Die Minima dieser χ^2 -Verteilung sind in Abbildung 7.9 als Funktion des Flußenergie-Parameters als ausgefüllte Symbole dargestellt. Zusätzlich wurden die Rechnungen noch zum Vergleich mit einer thermischen Energieverteilung durchgeführt, die einer Volumenemission [Gol78] entspricht (siehe auch Gleichung 7.7):

$$P(E_i) = T \cdot \sqrt{E_i} \cdot e^{-E_i/T} \tag{7.21}$$

Die entsprechenden χ^2 -Werte sind in Abbildung 7.9 als offene Symbole dargestellt. Bei kleinen Flußenergien stimmen die Vorhersagen der Rechnungen, die mit der auf Oberflächenemission basierenden Energieverteilung gerechnet wurden, besser mit den Daten überein. Große Flußenergien von mehr als 1MeV können in beiden Fällen ausgeschlossen werden.

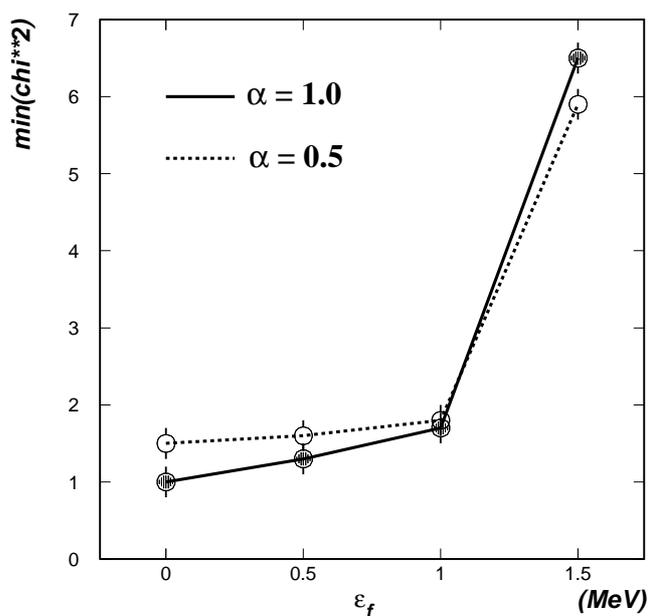


Abbildung 7.9: Die Minima der χ^2 -Verteilung aus Abbildung 7.8 als Funktion des Flußenergie-Parameters ϵ_f . Die gestrichelte Verteilung ergibt sich bei Verwendung der thermischen Energieverteilung Gleichung 7.21.

Zur Verdeutlichung der sich aus Abbildung 7.8 ergebenden Korrelation der Modell-Parameter sind in Abbildung 7.10 die $\chi^2=2$ -Konturlinien für verschiedene Flußenergie-Parameter als Funktion von f_T und R dargestellt. Die gestrichelten Konturen ergeben sich aus den Rechnungen mit der Temperaturverteilung Gleichung 7.21. Es ergeben sich nur geringfügige Abweichungen. Die Ergebnisse der Trajektorien-Rechnungen hängen also nur wenig von der Form der thermischen Energieverteilung ab. Aus Abbildung 7.10 ergibt sich ein enger Zusammenhang zwischen f_T , R und ϵ_f . Offensichtlich können kleine Flußenergien ϵ_f und kleine Emissionsvolumen R , die großen Coulomb-Energien

entsprechen, nicht von großen R mit entsprechend großen E_f unterschieden werden. Es ergeben sich in diesem Szenario also Mehrdeutigkeiten zwischen der Flußenergie und der Coulomb-Energie.

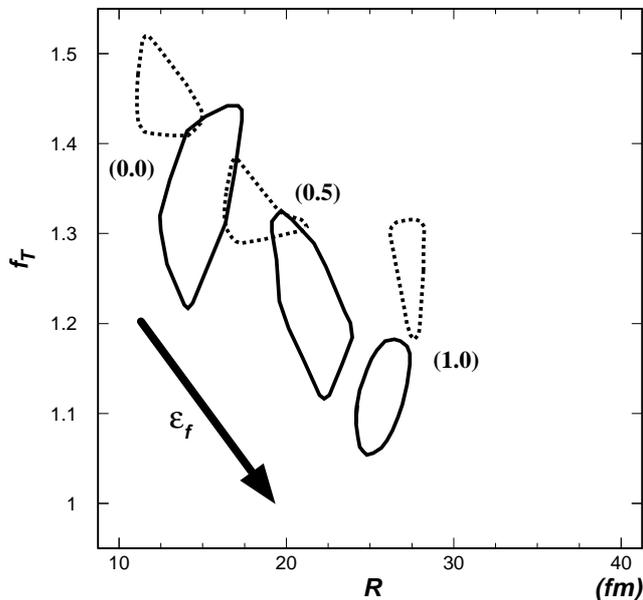


Abbildung 7.10: Die sich aus den Minima der χ^2 -Verteilung aus Abbildung 7.8 ergebende Korrelation von f_T und R . Die Konturlinien entsprechen $\chi^2=2$. Die gestrichelten Konturlinien wurden zum Vergleich mit der in Gleichung 7.21 definierten thermischen Energieverteilung gerechnet.

Um die Flußenergie eventuell weiter einschränken zu können, wurde die Korrelationsfunktion (siehe Abschnitt 7.2.1) für die verschiedenen Flußenergie-Parameter berechnet. Hierbei wurden die folgenden Modell-Parameter eingesetzt. Sie entsprechen den Minima der χ^2 -Verteilung in Abbildung 7.8.

ϵ_f (MeV)	R (fm)	f_T
0	15	1.35
0.5	22.5	1.20
1	26	1.15

Das Ergebnis ist in Abbildung 7.11 im Vergleich mit den entsprechenden experimentellen Verteilungen dargestellt. Es ergibt sich nur eine sehr schwache Abhängigkeit der Koinzidenzausbeute (Abbildung 7.11 b) vom Flußenergie-Parameter. $\epsilon_f=0\text{MeV}$ beschreibt die Daten zwar am besten, jedoch können auf Grund der experimentellen Fehler die anderen Flußenergie-Parameter nicht ausgeschlossen werden. Die Korrelationsfunktion (Abbildung 7.11 a) ist praktisch unabhängig vom Flußenergie-Parameter und stimmt nur grob mit den experimentellen Daten überein (siehe auch Abbildung 7.6). Aus dem Vergleich dieser Korrelationsfunktionen ergibt sich, daß bei den Vorhersagen

der Modellrechnungen kleine Relativgeschwindigkeiten weniger unterdrückt sind als in den experimentellen Daten. Möglicherweise ist die Annahme, daß die Fragmente bei ihrer Entstehung in einer Kugel gleichverteilt sind, zu vereinfachend.

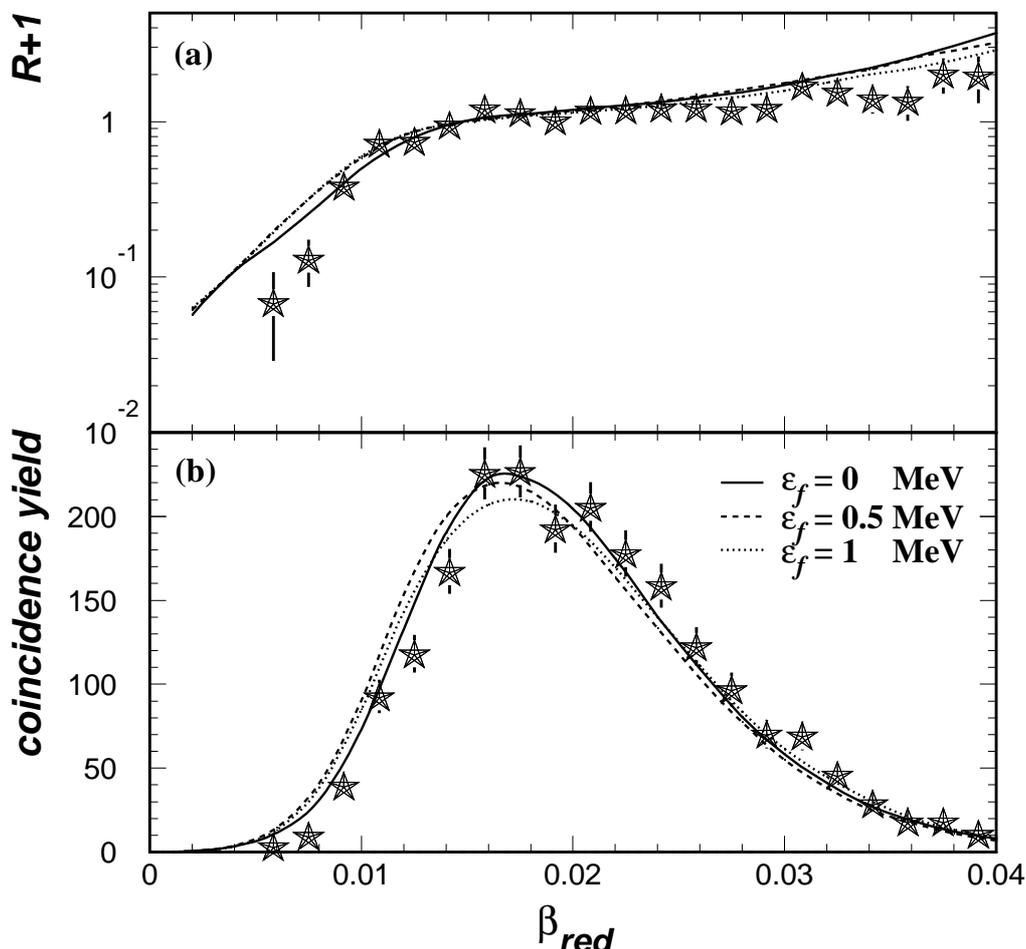


Abbildung 7.11: Die Korrelationsfunktion (a) (Gleichung 7.19) und die Koinzidenzausbeute (b) der reduzierten Relativgeschwindigkeit (Gleichung 7.20) der beiden leichten Fragmente der ternären Ereignisse. Die Datenpunkte stellen die Summe aller Ereignisse aus Reaktionen mit allen verwendeten Targets dar. Die bei den Rechnungen verwendeten Parameter R und f_T sind im Text angegeben.

Abbildung 7.12 zeigt analog zu Abbildung 6.6 den Vergleich der Vorhersagen des Modells des simultanen Aufbruchs mit den experimentellen Daten. Die optimalen Modell-Parameter sind im oberen Teil von Abbildung 7.12 angegeben. Um die einzelnen Beiträge der verschiedenen Prozesse in diesen Rechnungen abzuschätzen, wurden sie mehrmals durchgeführt, wobei sukzessive zusätzlich zur Temperatur (T), die Evaporation (E), der radiale Fluß (F), und die Coulomb-Energie (C) berücksichtigt wurden.

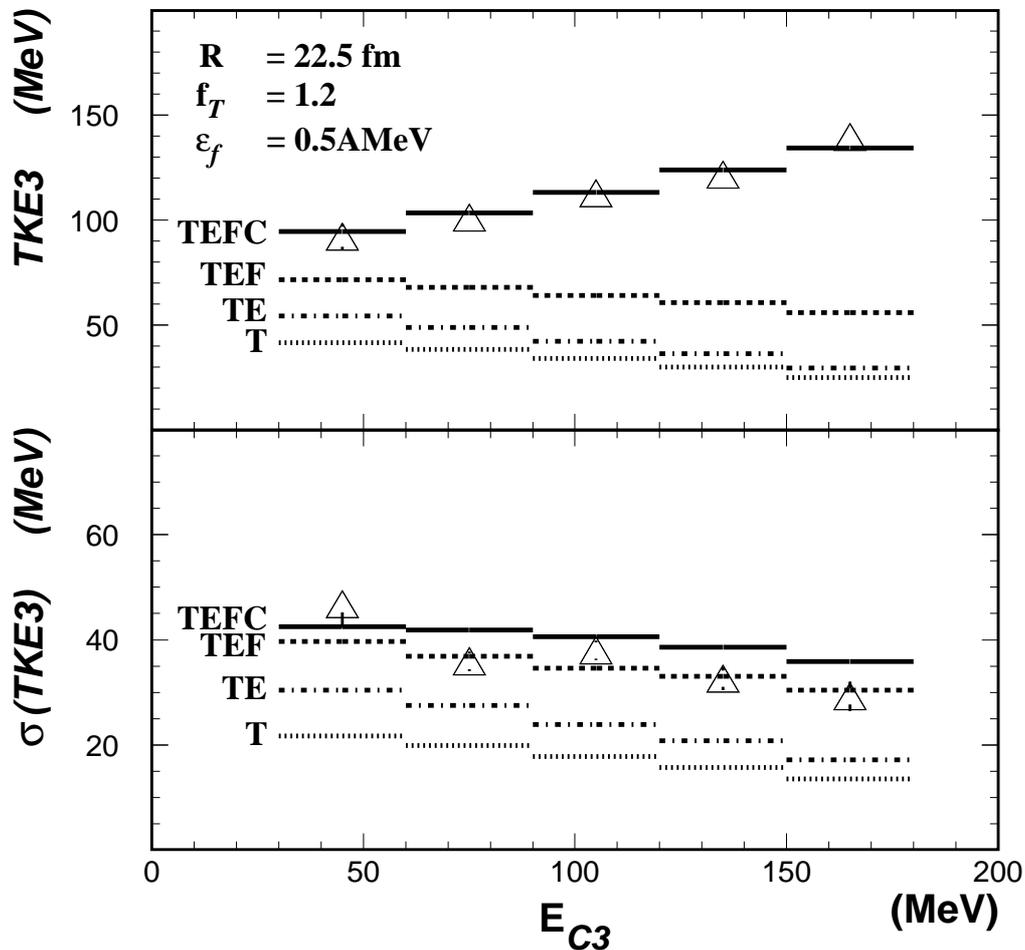


Abbildung 7.12: Vergleich der Vorhersagen des Modells des simultanen Aufbruchs mit den Al Daten. Die verwendeten Parameter R , f_T und ϵ_f sind im oberen Teil der Abbildung angegeben. Um eine Abschätzung zu erhalten, wie groß der Beitrag von Temperatur (T), Evaporation (E), Fluß-Energie (F) und Coulomb-Energie (C) ist, wurden diese Komponenten bei dieser Rechnung sukzessive eingeschaltet

Dem Bild ist zu entnehmen, daß der Hauptbeitrag zur totalen kinetischen Energie der drei Fragmente im Schwerpunkts-System TKE3 auf der Coulomb-Energie basiert. Durch die Z_{bound} -Abhängigkeit der Temperatur wird die Steigung von TKE3 als Funktion von E_{C3} verringert (kleine Coulomb-Potentiale E_{C3} entsprechen in der Regel kleineren Systemgrößen und somit kleineren Z_{bound} -Werten - siehe hierzu auch Abbildung 5.9). Vergleicht man Rechnungen ohne (T) und mit sequentieller Teilchenevaporation (TE), so erkennt man, die Evaporation die Werte von TKE3 nur wenig beeinflusst.

Demgegenüber wird der größte Anteil der Breite von TKE3 durch die Temperatur gebildet. Der Einfluß der Z_{bound} -abhängigen Temperatur nimmt mit abnehmendem E_{C3} zu. Die Coulomb-Energie der drei Teilchen beim Aufbruch liefert nur einen geringen Beitrag zu $\sigma(\text{TKE3})$.

Im rechten Teil von Abbildung 7.13 wird die totale kinetische Energie der Fragmente aus symmetrischen Aufbrüchen als Funktion des Coulomb-Potentials ihres Prefragments $Z^2/A^{1/3}$ mit der entsprechenden Parametrisierung für Spaltreaktionen von Viola [Vio85] (graue Gerade) verglichen. Die Steigung (a_1) und Achsenabschnitte (a_0) der ternären Daten sind (in MeV) $a_1=0.10\pm 0.01$ und $a_0=66\pm 6$, die der binären sind $a_1=0.08\pm 0.005$ und $a_0=36\pm 4$. Die entsprechenden Parameter der Viola Parametrisierung sind $a_1=0.1189\pm 0.0011$ und $a_0=7.3\pm 1.5$. Die kleinere Steigung a_1 der Viola Systematik kann damit erklärt werden, daß die hierbei zugrundeliegenden Daten Spaltreaktionen sind, die vergleichsweise niedrige Anregungsenergien und entsprechend niedrige Temperaturen haben. Bei den Daten dieser Arbeit wird, wie in Abbildung 7.12 gezeigt, die Steigung der totalen kinetischen Energie durch die Z_{bound} abhängige Temperatur verringert und der Achsenabschnitt vergrößert.

Zu einem vergleichbaren Ergebnis kommen auch G. Royer, F. Haddad und J. Mignen mit ihrem Modell des symmetrischen Vielfachaufbruchs [Roy92,Had92]. Hierbei wird mit Hilfe des Tröpfchenmodells die potentielle Energie der Fragmente beim Aufbruch abgeschätzt. Die kinetische Energie der Fragmente aufgrund ihrer Temperatur bleibt unberücksichtigt. Die Vorhersagen dieses Modells sind im linken Teil von Abbildung 7.13 dargestellt. Für den Dreifachaufbruch wurde sowohl ein oblates ($\text{O}^{\text{O}}_{\text{O}}$) als auch ein prolates (OOO) Aufbruchs-Szenario gerechnet. Zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen wurde bei den Daten im rechten Teil der Abbildung als Symmetriebedingung $\sigma(Z)<5$ verlangt.

Die Steigung der sich aus dem Modell ergebenden potentiellen Energie E_{pot} als Funktion des Coulomb-Terms $Z^2/A^{1/3}$ ist deutlich größer als die Steigung der aus den Daten berechneten kinetischen Energie E_{kin} (Abbildung 7.13), da die Rechnungen einerseits mit einer festen Temperatur durchgeführt wurden, und andererseits die auf der Temperatur basierende kinetische Energie der Fragmente nicht berücksichtigt wurde.

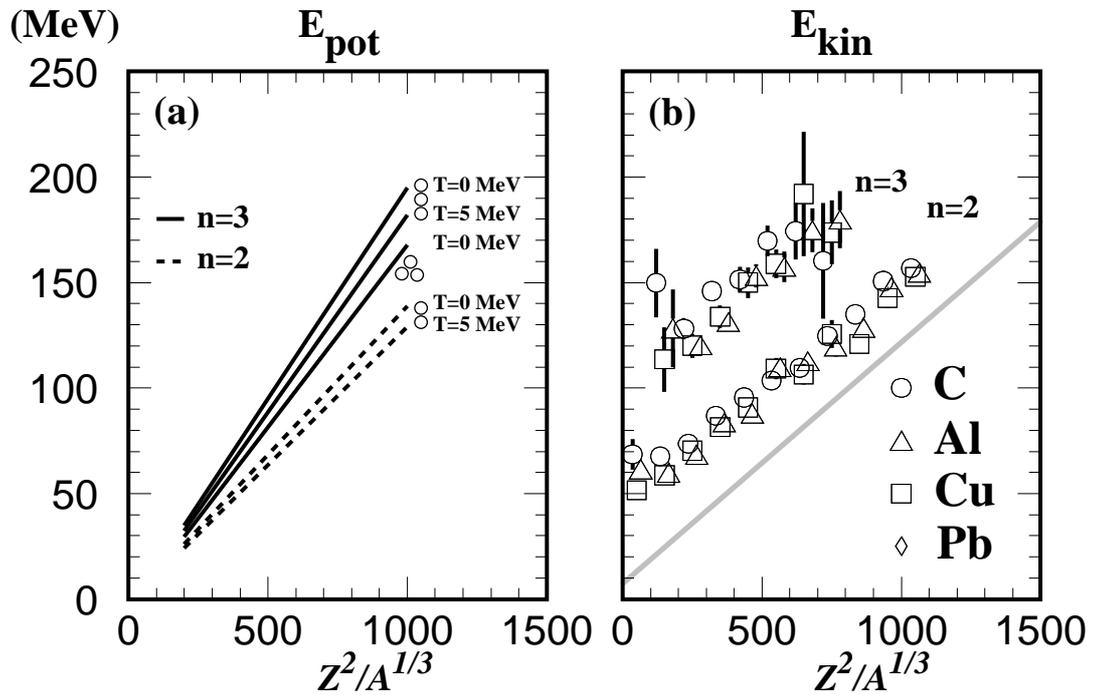


Abbildung 7.13: Vergleich der Rechnungen von [Roy92] (a) mit den Ergebnissen dieser Arbeit (b). Bei den hier dargestellten Daten wurde als Symmetriebedingung für jedes Ereignis $\sigma(Z) < 5$ verlangt. Die graue Gerade stellt die Parametrisierung der totalen kinetischen Energie von Spaltfragmenten nach Viola [Vio85] dar. Die offenen Kreise im linken Teil der Abbildung sollen die verschiedenen Aufbruchs-Szenarien der Rechnungen andeuten. Z und A sind die Summe der Ladungs- und Massenzahlen der Fragmente.

7.3 Vergleich der Szenarien

Beide in diesem Kapitel beschriebenen Aufbruchsszenarien beschreiben die Daten verhältnismäßig gut. Hierbei entsprechen beide Modelle einem schnellen Aufbruch eines verdünnten Systems bei Temperaturen, die etwa 20% über den aus BUU-Rechnungen gewonnenen Werten liegen. Allerdings haben sie einen wesentlichen qualitativen Unterschied: das sequentielle Szenario entspricht einem Vielfachaufbruch bei konstanter Dichte, sozusagen einem Zerfließen des Kernes (siehe auch Abbildung 1.1c), während das simultane Szenario mit einer Kondensation konsistent ist. Es ist also interessant, zu versuchen, diese beiden Varianten voneinander zu unterscheiden.

Die χ^2 -Werte des simultanen Szenarios sind zwar geringfügig kleiner als diejenigen der Rechnungen zum sequentiellen Aufbruch (Abbildung 7.5 und 7.9). Allerdings wird die Korrelationsfunktion der Daten von den Vorhersagen des sequentiellen Szenarios etwas besser wiedergegeben (Abbildung 7.7 und 7.11). Die beiden Modellannahmen können möglicherweise noch besser experimentell voneinander getrennt werden, wenn man die reduzierte Relativgeschwindigkeit der beiden leichten Fragmente (2,3) der ternären Ereignisse als Funktion der Ladungsasymmetrie a_3 [Kre92] untersucht.

$$a_3 = \frac{\sqrt{(Z_1 - \langle Z \rangle)^2 + (Z_2 - \langle Z \rangle)^2 + (Z_3 - \langle Z \rangle)^2}}{\sqrt{6} \langle Z \rangle} \quad (7.22)$$

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{3} \cdot (Z_1 + Z_2 + Z_3)$$

Hierbei entspricht ein symmetrischer Aufbruch mit drei gleichen Ladungszahlen $a_3=0$, während ein asymmetrischer Aufbruch im Extremfall mit $Z_2=Z_3=0$ $a_3=1$ entspricht. Abbildung 7.14 zeigt das Ergebnis für beide Modellvarianten. Der Asymmetrieparameter a_3 ist durch die *MUSIC*-Schwelle von $Z=8$ fast ausnahmslos auf 0.6 begrenzt. Es wurden dieselben Parameter, die auch zur Berechnung der Korrelationsfunktion verwendet wurden (siehe Abbildung 7.7 und 7.11), und die minimale χ^2 -Werte ergaben, eingesetzt. Die Daten werden von beiden Modellen verhältnismäßig gut wiedergegeben. Allerdings ergeben auch hier die Vorhersagen der Rechnungen zum sequentiellen Szenario (mit $\tau=10\text{fm}/c$) die beste Übereinstimmung mit den Daten.

Mit den vorliegenden Daten kann zwar keine eindeutige Aussage gemacht werden, welches der beiden diskutierten Aufbruchmodelle die Daten am besten beschreibt. Es ergibt aber sich ein mit der Ladungsasymmetrie zunehmender Unterschied der mittleren reduzierten Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Aufbruchs-Szenarien. Daher besteht die Aussicht, in zukünftigen Strahlzeiten, bei denen man hofft, die Ladungs-

schwelle der *MUSIC* auf drei senken zu können, man also noch größere a_3 -Werte untersuchen kann, mit besserer Statistik eine eindeutige Aussage machen zu können, welches Aufbruchs-Szenario vorliegt.

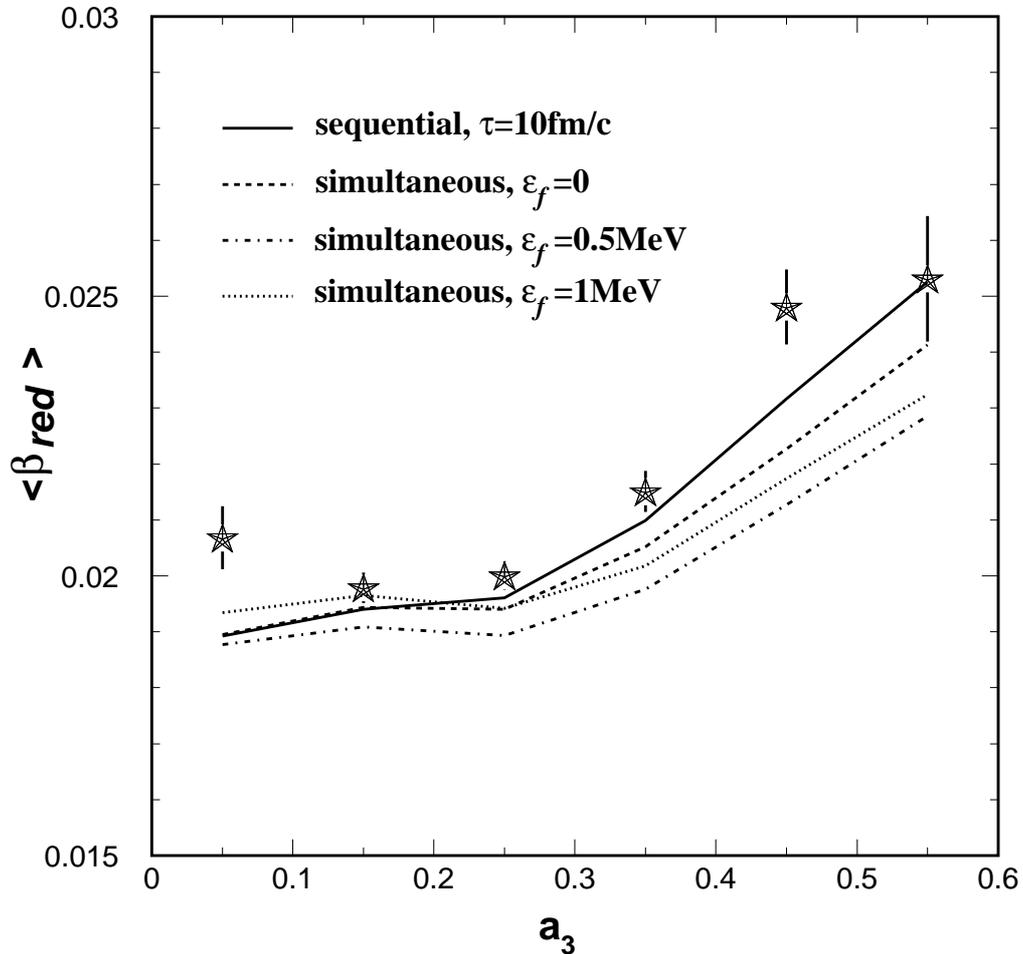


Abbildung 7.14: Zum Vergleich der beiden Aufbruchs-Szenarien ist die reduzierte Relativgeschwindigkeit der beiden leichten Fragmente der ternären Ereignisse als Funktion der Ladungs-Asymmetrie a_3 (Gleichung 7.22) dargestellt.

8 Was haben wir gelernt - Was bleibt zu tun?

In den Arbeiten [Kre92,Hub92] wurde gezeigt, daß die beobachteten Ladungsverteilungen der Projektilfragmente mit der Annahme eines zweistufigen Prozesses konsistent sind. In diesem Szenario wird zunächst ein Teil des Projektilkernes bei der Wechselwirkung mit dem Target weggeschlagen, und dann zerfällt das dabei entstehende angeregte Prefragment. Es wurden verschiedene Modellrechnungen durchgeführt, die allerdings alle die gemeinsame Annahme beinhalten, daß sich dieses Prefragment im Gleichgewicht befindet. Diese Annahme stützte sich allerdings nur auf die Tatsache, daß die Ladungsverteilungen der Fragmente unabhängig vom Target und damit unabhängig von der Reaktionsgeometrie waren.

Mit den Ergebnissen der in dieser Arbeit untersuchten dynamischen Observablen und der Massenverteilungen der Fragmente kann diese Annahme eines equilibrierten Prefragments auch bezüglich dieser Observablen bestätigt werden. Zunächst wurde in Abschnitt 4.1 gezeigt, daß die Geschwindigkeitsverteilungen der Fragmente im Strahlsystem isotrop sind (Abbildung 4.3), wenn man auf den Beitrag der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target korrigiert (Abschnitt 4.2). Der Projektil-Restkern hat also bei seinem Zerfall keine Erinnerung mehr an die Wechselwirkung mit dem Target. Die Winkelverteilungen der Fragmente aus binären und ternären Ereignissen zeigen relativ zur Streuebene ebenfalls keine Anisotropien (siehe Abschnitt 5.2.1, 6.2.1, Abbildung 5.6, 6.5). Alle in dieser Arbeit vorgestellten Observablen sind abgesehen von der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target vom Target unabhängig. Die Annahme eines zweistufigen Prozesses wird also auch durch die dynamischen Observablen untermauert.

In [Hub92] wurde gezeigt, daß Z_{bound} eine Größe ist, die den Stoßparameter und damit die Anregungsenergie widerspiegelt, wobei gleiche Z_{bound} -Werte bei verschiedenen Targets mit gleiche Anregungsenergien aber verschiedene Stoßparameter widerspiegeln. Die mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente zeigt unabhängig vom Target ein Maximum von etwa 4 bei $Z_{bound}=40$. Ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist, daß bei gegebenem Z_{bound} , das heißt bei im Mittel gegebener Anregungsenergie, die verschiedenen Aufbruchkanäle des Prefragments konkurrierende Prozesse darstellen: Es konnte gezeigt werden, daß die Schwerpunkts-Geschwindigkeitsverteilungen der binären und ternären Ereignisse als Funktion von Z_{bound} keine Unterschiede zeigen (Ab-

schnitt 5.1, 6.1 Abbildung 5.4, 6.3). Da Z_{bound} etwa der Größe des Prefragments entspricht, können die transversalen Geschwindigkeiten der Fragmente aus den Reaktionen, bei denen nur ein Fragment in der *MUSIC* nachgewiesen wurde, mit der Schwerpunktsgeschwindigkeitsbreite der binären und ternären Ereignisse verglichen werden. Es ergibt sich eine grobe Übereinstimmung (Abbildung 4.2).

In dieser Arbeit wurden Impulsverteilungsbreiten von Projektilfragmenten bis zu Sauerstoff gezeigt (Abschnitt 4.2). Sie haben die vom Goldhaber-Modell [Gol74] vorhergesagte charakteristische Parabelform. Die Verteilungen erwiesen sich als vom Target unabhängig, wenn man auf die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target korrigiert. Als Breitenparameter ergab sich ein Wert von $\sigma_0 = 160 \pm 10 \text{ MeV}/c$. Aus dem Goldhaber-Modell ergibt sich für einen Gold-Kern deutlich abweichend $\sigma_0 = 119 \pm 3 \text{ MeV}/c$. Es konnte gezeigt werden (siehe auch Abbildung 4.11), daß der Impulsbreitenparameter σ_0 unter anderem vom Zerfallsmodus stark beeinflusst werden kann (Abschnitt 4.4). Aus *moving-source*-Anpassungen an die kinetischen Energien der Fragmente im Strahlsystem ergab sich ein Temperatur-Parameter von $T = 20 \pm 3 \text{ MeV}$. Der Impulsbreitenparameter $\sigma_0 = 160 \pm 10 \text{ MeV}/c$ entspricht einer Temperatur von $T = 27 \pm 4 \text{ MeV}$. Die Breiten der totalen kinetischen Energie der Fragmente aus binären und ternären Ereignissen entsprechen ebenfalls einem Temperatur-Parameter von etwa 20 MeV . Diese Werte sind allerdings deutlich zu groß, nicht zuletzt weil sie bei den binären Ereignissen auch für Spaltung gelten (siehe Abbildung 5.8). Auf die verschiedenen Prozesse, die die Impuls- und Energieverteilungen der Fragmente beeinflussen, wie Leichtteilchenverdampfung, Temperatur oder Vielteilchen-Coulomb-Wechselwirkung wurde in Abschnitt 7 (siehe Abbildung 7.11) eingegangen. Hier ergibt sich, daß die Daten am besten wiedergegeben werden, wenn man Temperaturen annimmt, die etwa 20% über den von BUU-Rechnungen vorhergesagten Werten (siehe Gleichung 7.18) liegen. Eine für diese Daten typische Temperatur beim Mehrfachaufbruch ergibt sich somit zu etwa 9 MeV .

Es ergab sich bei den Untersuchungen in dieser Arbeit kein Hinweis auf Nichtgleichgewichtsprozesse. Dieses Ergebnis ist nicht offensichtlich, wenn man berücksichtigt, daß bei dem wahrscheinlich ablaufenden zweistufigen Prozeß möglicherweise zunächst ein stark deformierter Kern durch Herausschlagen von Nukleonen gebildet wird. Bei hohen Einschußenergien ist die Reaktionszeit zwischen Projektil und Target mit einigen $10 \text{ fm}/c$ sehr kurz. Die Wechselwirkung erfolgt wahrscheinlich durch überwiegend elastische Nukleon-Nukleon-Streuung, deren Winkelverteilung bei großen Relativimpulsen vorwärts gerichtet ist [Cug81,Igo78]. Hierbei wird also ein Transversalimpuls (Größenordnung $200 \text{ MeV}/c$) auf die Nukleonen übertragen. Dieses Szenario soll mit Abbildung 8.1 verdeutlicht werden. Bei der gegenseitigen Streuung der Nukleonen im Überlappbe-

reich der beiden Kerne werden insbesondere in dessen Randbereich Nukleonen in die Restkerne gestreut, wo sie ihre Energie (Größenordnung 20MeV) vollständig deponieren. Der dabei übertragene Drehimpuls ist klein und hat wahrscheinlich keine bevorzugte Ausrichtung relativ zur Reaktionsebene. Bei niedrigen Einschußenergien von etwa 10AMeV wurden jedoch deutliche Anisotropien der Winkelverteilungen der Fragmente relativ zur Streuebene beobachtet [Har79,Spe81,Glä83]. Allerdings ist der Reaktionsmechanismus bei den unterschiedlichen Einschußenergiebereichen verschieden. Die Kernreaktionen bei niedrigen Einschußenergien laufen relativ langsam ab. Es kommt hier zu einem dinuklearen System, in dessen *mean field* Nukleonen ausgetauscht werden können. Dabei kann ein großer Drehimpuls übertragen werden, dessen Ausrichtung vorzugsweise senkrecht zur Reaktionsebene ist.

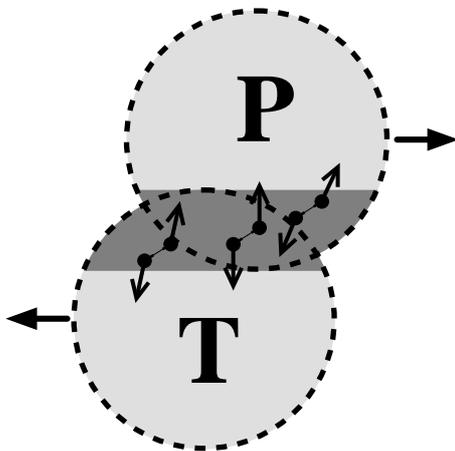


Abbildung 8.1: Zur Illustration des Wechselwirkungs-Szenarios zwischen Projektil und Target.

Wenn diese Überlegungen stimmen, sollte es zusätzlich zu der wechselseitigen Coulomb-Wechselwirkung innerhalb eines gegebenen Ereignisses Korrelationen zwischen dem Transversalimpuls von Projektil- und Targetrestkern geben. Diese Frage wird möglicherweise unter anderem mit den Daten aus der *ALADIN-Miniball*-Strahlzeit bei der GSI vom Herbst 1991 [Kun93] und der *TPC-MUSIC*-Strahlzeit (Sommer 1992) am Bevalac [TPC90] untersucht werden können.

Ein anderer, besonders interessanter Aspekt des Vielfachaufbruchs ist seine Reaktionsdynamik und die Aufbruchskonfiguration. Eine qualitative Information über die Zeitskala des Aufbruchs kann aus der Massenkorrelation der Fragmente gewonnen werden. Da die Equilibrierungszeiten des N/Z-Verhältnisses sehr kurz sind ($\tau \approx 100\text{fm}/c$) [Gob80,Fre84], würde ein langsamer Aufbruchsprozeß, bei dem es zu nur geringen Fluktuationen des N/Z-Verhältnisses der Fragmente kommt, durch die N/Z-Fluktuationen des Prefragments zu einer positiven Korrelation der Fragmentmassen kommen. Im Gegensatz dazu würden Fluktuationen bei einem sehr schnell ablaufenden Aufbruchsprozeß durch Massenerhaltung zu einer Antikorrelation der N/Z-Verhältnisse

der Fragmente führen, wenn im Vergleich dazu die Fluktuationen des N/Z-Verhältnisses des Prefragments klein sind. In Abschnitt 3.3 wird gezeigt (Abbildung 3.14), daß die Massen der Fragmente aus binären Reaktionen leicht antikorreliert sind, was also mit einem schnellen Aufbruch verträglich ist.

Eine Aussage bezüglich der Aufbruchskonfiguration und dessen Zeitskala kann mit Hilfe von Coulomb-Trajektorien-Rechnungen gemacht werden (Abschnitt 7). Es wurde hierbei versucht, die experimentelle Abhängigkeit der totalen kinetischen Energie der Fragmente und deren Breite als Funktion des Coulomb-Potentials beim Aufbruch und die Relativgeschwindigkeit der Fragmente aus ternären Ereignissen zu beschreiben. Dabei wurden die experimentellen Ladungs- und Massenverteilungen verwendet, um Unsicherheiten bei der Ereignisgenerierung zu vermeiden. Es wurde ein sequentielles und ein simultanes Szenario simuliert. Bei beiden Aufbruchs-Szenarien erwiesen sich Temperatur-Parameter, die etwa 20% über den mit BUU-Rechnungen abgeschätzten Temperaturen liegen, als optimal. Ein wichtiges, sich aus den Rechnungen zum sequentiellen Szenario ergebendes Resultat ist, daß mit diesen Rechnungen die Größe des Systems beziehungsweise, der Abstand der Fragmente bei ihrer Entstehung, unabhängig von den relativen Emissionszeiten bestimmt werden kann. Die sich aus diesem Bild ergebenden relativen Emissionszeiten weisen auf einen gleichzeitigen Aufbruch hin. Deshalb wurden noch Rechnungen durchgeführt, bei denen a priori ein simultaner Aufbruch aus einem gegebenen Emissionsvolumen angenommen wurde, bei dem als zusätzlicher Parameter eine radiale Flußgeschwindigkeit der Fragmente eingeführt wurde. Mit diesem Szenario werden die experimentellen Ergebnisse im Vergleich zum sequentiellen Bild etwas besser wiedergegeben. Hier ergibt sich allerdings eine Zweideutigkeit zwischen der Größe des Emissionsvolumens, was das Coulomb-Potential der Fragmente beim Aufbruch bestimmt, und der Flußgeschwindigkeit der Fragmente. Die beiden Modell-Parameter sind antikorreliert, die Fragmente kommen also entweder aus einer verhältnismäßig kompakten Quelle ($r=15\text{fm}$) ohne radialen Fluß oder aus einer ausgedehnten Quelle ($r=25\text{fm}$) mit einem radialen Fluß von etwa 1MeV pro Nukleon. In einem großkanonischen klassischen Bild würde das simultane Szenario einer Kondensation von verdünnter Kernmaterie entsprechen, während das sequentielle Aufbruchsmodell mehr einem Zerfließen des Kernes bei einer konstanten Kerndichte (die Fragmente werden im sequentiellen Bild bei einem festen Oberflächenabstand von 4fm gebildet) entspräche. Da sich aus dem Vergleich der Korrelationsfunktionen (Abbildung 7.7, 7.11) der beiden Aufbruchsmodelle eine gewisse Sensitivität ergibt, besteht die Hoffnung, zwischen diesen beiden Szenarien unterscheiden zu können. Allerdings muß dann das Experiment mit deutlich besserer Statistik wiederholt werden. Aus den

Daten dieser Arbeit ergibt sich höchstens ein Hinweis, daß das Bild des Zerfließens des Kernes, bei dem es durch Instabilitäten zur Bildung von Fragmenten kommt, die wahrscheinlichere Variante darstellt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit weisen also darauf hin, daß der Mehrfachaufbruch ein schneller Zerfall eines equilibrierten Systems ist. Es besteht die Hoffnung, mit besserer Statistik eine Aussage machen zu können, ob der Vielfachaufbruch durch Instabilitäten eines zerfließenden Kernes entsteht, oder ob bei diesem Prozeß ein Übergang von einer expandierten gasförmigen zu einer flüssigen Phase stattfindet. Bei solchen Experimenten kann man sich allerdings auf die Untersuchung der Wechselwirkungen mit einem Target beschränken, da die Targetunabhängigkeit hinreichend belegt wurde.

Die Ergebnisse der in Abschnitt 7 vorgestellten Rechnungen zu den beiden verschiedenen Aufbruchs-Szenarien beschreiben die Daten verhältnismäßig gut. Allerdings stellen diese beiden Szenarien keineswegs die einzigen möglichen Varianten dar. Insbesondere wurden bei diesen klassischen Coulomb-Trajektorien-Rechnungen keine kernphysikalischen Effekte berücksichtigt. Dies legt nahe, die experimentellen Beobachtungen mit komplexeren Modellen zu vergleichen. Hier bieten sich zunächst statistische Modelle wie GEMINI [Cha88], SMF (Berlin) [Gro90] und SMF (Copenhagen) [Bon85] an. Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die hierfür notwendige Voraussetzung –eine equilibrierte Quelle –gegeben ist. Bei diesen statistischen Modellen wird der Zerfall eines equilibrierten Prefragments durch sequentielle binäre Aufbrüche (GEMINI) oder durch einen simultanen statistischen Vielfach-Aufbruch (SMM Berlin und SMM Copenhagen) simuliert. Alle diese statistischen Modelle gehen von idealisierten Anfangsbedingungen, einem Prefragment mit bestimmtem (E_x , A, Z) aus. Diese Startbedingungen werden entweder aus Einteilchenrechnungen wie BUU bestimmt oder an experimentelle Observablen angepaßt [Bar93, Li93]. Hierbei werden aber Fluktuationen dieser Anfangsbedingungen bei gegebenem Stoßparameter vernachlässigt. Erste Hinweise, daß solche Fluktuationen nicht vernachlässigbar sind, ergaben sich jedoch aus der Untersuchung der Sauerstoff-Isotopenverteilungen in Abschnitt 3.3. Ein experimenteller Zugang zur Untersuchung solcher Fluktuationen ist der Vergleich der Target- und Projektilfragmenten aus symmetrischen Systemen [Kun93]. Um solche Fluktuationen und deren Einfluß auf die Dynamik der Multifragmentation theoretisch zu verstehen, bieten sich Rechnungen mit Vielteilchenmodellen wie QMD [Pei89, Kon93] an. Da eine vollständige Theorie auch die Dynamik der Multifragmentation beschreiben sollte, stellen die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse also einen wertvollen Test dieser Modelle dar.

A Datenaufnahme

A.1 Das Konzept

Die Datenaufnahme des *ALADIN*-Experiments erfolgte mit dem Programmpaket *TDAS* [TDAS90]. Es wurde für die Experimente des Meßplatzes *CAVE-B* der GSI (*ALADIN*, *FOPI*, *LAND*) in Zusammenarbeit von Mitgliedern der genannten Arbeitsgruppen entwickelt. Hierbei wurden folgende Schwerpunkte gesetzt:

- Camac-, Fastbus- sowie VME-Module mußten ausgelesen werden können.
- das Datenaufnahmesystem sollte "*stand alone*"- fähig sein. Alle verwendeten Prozessoren sollten über ihr eigenes Betriebs- und Filesystem verfügen.
- intelligente Sub/Fremdsysteme mußten einfach an das Datenaufnahmesystem anschließbar sein.
- die eingelesenen Daten sollten auf ein lokal anzuschließendes Magnetband gespeichert werden können.
- es mußte "*online*"- Datenüberwachung und -Experimentsteuerung von verschiedenen Workstation- beziehungsweise Rechner-Typen aus möglich sein.
- das Datenaufnahmesystem sollte leicht konfigurierbar sein und leicht in unabhängige Teilsysteme zerlegt werden können.

Als Hardwareplattform wurde ein VME-Prozessor [ELT90] gewählt, der über genügend Hauptspeicher (mindestens 4MB) und die notwendigen Schnittstellen (VME [VME87], VSB [VSB86], SCSI [ANS86] und Ethernet) verfügt. Die eigentlichen Digitalisierungsmodule wurden über einen im Hause entwickelten Standardbus, den differentiellen VSB Bus (δ VSB), angeschlossen. Die notwendigen Converter und Controller zum Anschluß von Camac, Fastbus [FAS83] und VME (über VSB/VME Dual-Ported-Memory) wurden von der Elektronik Gruppe *ELEX* der GSI bereitgestellt [HOF90].

Die verschiedenen Anforderungen an die Datenaufnahme, wie zum Beispiel das Einlesen und Speichern der Experiment-Daten sowie die Experimentkontrolle- und -Steuerung lassen sich gut mit verschiedenen Prozessen realisieren. Deshalb kam das *multi-tasking* Betriebssystem OS9 [MIC87] zum Einsatz. Das Filesystem aller Mikroprozessoren wird mit Serverprozessen durch Ethernet auf Hostrechner abgebildet. Damit entfällt die Notwendigkeit, speziell für die Mikroprozessoren Datensicherung zu betreiben und der *frontend*-Prozessor ist nur durch Anschluß von Ethernet betriebsbereit.. Auf allen *frontend*-Prozessoren wurde Internet installiert, um sich von einer beliebigen *Workstation* darauf einloggen zu können. Außerdem wurde TCP/IP benutzt, um *online*

Daten zu einer Analyseroutine auf einer beliebigen *Workstation* zu senden. Die eigentlichen Datenaufnahmeprogramme werden direkt auf dem Mikroprozessor gestartet und überwacht. Es stehen hierfür verschiedene Diagnostik-Programme zur Verfügung. Es wurde auch eine Reihe von Test-Programmen entwickelt, um *Hardware*-Probleme so weit wie möglich auszuschließen.

Die Implementierung intelligenter Subsysteme ist aus verschiedenen Gründen wichtig. Zunächst kann durch Einsatz solcher Subprozessoren die Totzeit reduziert werden, indem die Auslese und Datenreduktion verschiedener Detektorgruppen parallelisiert wird. Im *ALADIN*-Experiment waren zum Beispiel der Fastbus, mit dem im wesentlichen die Flugzeitwand ausgelesen wurde, und das *Flash-ADC*-System [Bie90] der *MUSIC* solche Subsysteme. Sie bestehen aus verschiedenen 68k Prozessoren [MOT88], die über ein Dual-Ported-Memory an den eigentlichen Datenaufnahmeprozessor, der im Folgenden *event-builder* genannt werden soll, angeschlossen sind. Es gibt nur sehr wenige Beschränkungen bezüglich der Hard- und Software eines solchen Subsystems. Es muß lediglich über ein *Dual-Ported-Memory* verfügen und das bewußt sehr einfach gehaltene Kommunikationsprotokoll mit dem *event-event-builder* unterstützen. Daher kann die Hardware einer Gast-Gruppe bei einem gemeinsamen Experiment einfach nach dem "*black box*"-Prinzip in das bestehende Datenaufnahmesystem integriert werden.

Die Speicherung der Meßdaten geschieht über den lokalen SCSI [ANS86] Bus. Als Speichermedium werden Exabyte Drives [EXA] eingesetzt. Es handelt sich hierbei um 8mm Video-Band-Laufwerke mit einer Speicherkapazität von 2, beziehungsweise in der *high-Density*-Version, 4 Gigabyte. Die Medienkosten sind dadurch vernachlässigbar. Die maximale Datenaufzeichnungsrate beträgt 250 oder 500 Kilobyte pro Sekunde. Das logische Aufzeichnungsformat genügt dem Ansi Standard [ANS73], so daß die Magnetbänder direkt auf anderen Rechnern gelesen werden können.

Bei großen Experimenten muß die Möglichkeit bestehen, während des laufenden Experimentes online-Daten zu analysieren. Besonders während der Aufbau- und Einstellphase muß eine Vielzahl von Parametern eingestellt werden. Hierzu wurde ein Kommunikations-Protokoll definiert, mit dem ein beliebiger anderer Rechner - typischerweise eine *Workstation* - auf (Teil-)Ereignisse direkt aus dem Datenstrom zugreifen kann. Dieses Protokoll basiert auf TCP/IP und wird somit von allen gängigen Rechnerarten unterstützt. Als Alternativprotokoll wurde noch das RPC Paket vom CERN implementiert. Normalerweise werden diese online-Daten über Ethernet transportiert. Der Datenzugriff geschieht im *sampling* Modus. Diese *Sampler*-Prozesse, die *TDASuccess* genannt wurden, laufen auf dem *event-builder* unter niedriger Priorität, so daß sie nicht die Auslese- (*TDASacquire*) und Speicherprozesse (*TDASarchive*) behindern. Es entsteht also keine zusätzliche Totzeit. Allerdings kann somit auch nicht garantiert wer-

den, daß alle Daten zur *Workstation* gesendet werden. Um trotzdem hohe Effizienz und kleine Ethernet-Belastung zu haben, kann ein Ereignis-Filter definiert werden, so daß nur relevante Daten übertragen werden.

Ein Großteil der einzustellenden Module, wie zum Beispiel Diskriminatoren, Multiplexer und Netzteile sind Camac Geräte oder haben Camac Schnittstellen. Hierfür wurde ein Programmpaket entwickelt [TDAS90], mit dem von einem beliebigen Rechner aus Camac-Kommandos gegeben werden können. Es basiert auf dem Esone Standard. Als Transport-Protokoll wurde das CERN RPC Paket verwendet. Durch die Entkopplung von Camac-*Client* und -*Server* kann auf Datenbankprogramme zurückgegriffen werden, die auf den verschiedensten Maschinen implementiert sind, um die Vielzahl der experiment- und detektorspezifischen Parameter zu verwalten. Es existieren Programme, mit denen ein Parametersatz direkt von einer Datenbank in das entsprechende Camac-Modul geladen werden kann. Die dafür notwendigen Adressen wie *crate*- und *station*-Nummer sind ebenfalls in der Datenbank gespeichert. Es ist somit einfach, alle Parameter einer Detektorgruppe zu laden oder zu verändern, ohne alle Details der verschiedenen assoziierten Module zu kennen.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Notwendigkeit, unkompliziert den bestehenden Aufbau in autarke Untersysteme zerlegen zu können. Gerade während der Einstellphase unseres Experiments hat es sich als sehr nützlich erwiesen, den MUSIC-Detektor und die Flugzeitwand unabhängig voneinander betreiben zu können. Erst kurz vor Beginn des Experimentes wurden üblicherweise die einzelnen Subsysteme, die dann selbst *event-builder* waren, an den zentralen Datenaufnahmeprozessor angeschlossen.

Für die Auslese der Fastbus-Module wurde ein spezielles Programm entwickelt, das vollständig tabellengetrieben ist. Neben einer auf kleine Totzeit optimierten Auslese werden noch *Pedestals* von den Daten abgezogen und *online* Nullen unterdrückt.

Die Camac-Auslese-Routine wird direkt in C geschrieben. Es steht dafür eine Reihe von C-Preprozessor-Macros zur Verfügung. Daher ist eine spezielle Camac Ausleseroutine einfach tabellenähnlich zu schreiben, ohne tiefe Kenntnisse dieser Programmiersprache zu besitzen. Trotzdem steht aber die volle Flexibilität einer Hochsprache zur Verfügung.

A.2 Softwarerealisierung

Abbildung A.1 zeigt einen Überblick über die die Softwarearchitektur des besprochenen Datenaufnahmesystems *TDAS*.

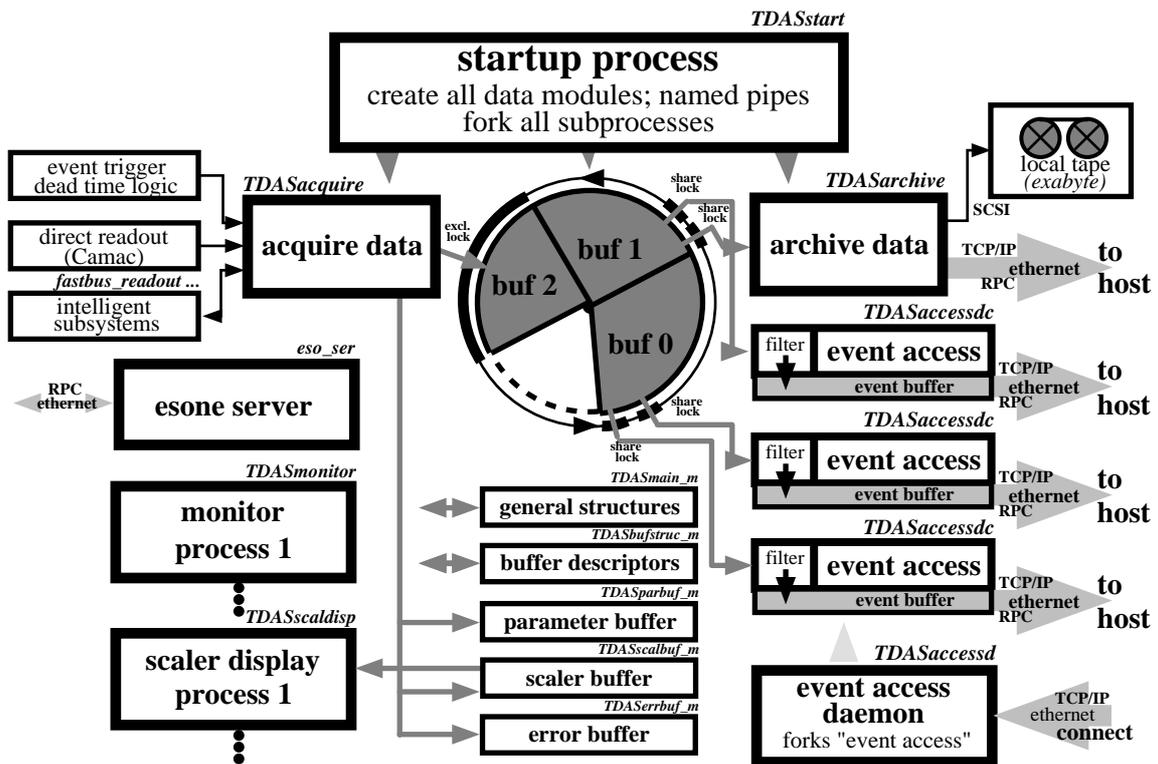


Abbildung A.1: Softwarelayout des Datenaufnahmesystems *TDAS*. Die Namen der Prozesse und Datenobjekte sind in kursiver Schrift mit angegeben.

Es besteht aus verschiedenen Gruppen von Prozessen (die Prozeß-Namen sind im folgenden in Klammern mit angegeben):

- Start- und Monitor-Prozesse (*TDASstart*, *TDASmonitor*, *TDASscaldisp*)
- Daten-Ausleseprozesse (*TDASacquire*, *TDASacquire_s*, *fastbus_readout*, ...)
- Daten-Speicherprozeß (*TDASarchive*)
- Prozesse für *online* Daten *sampling* (*TDASaccessd*, *TDASaccessdc*, *TDASaccess*)
- Asynchrone *Server*-Prozesse (*eso_ser*)

Der Startprozeß der Datenaufnahme (*TDASstart*) erzeugt die notwendige Infrastruktur¹ für alle Datenaufnahmeprozesse. Ohne diese Umgebung ist keiner der anderen Prozesse lauffähig. Konnten alle notwendigen Strukturen angelegt werden, werden die Datenauslese- und Speicherprozesse gestartet. Falls der *Daemon* für das Ereignis-Sampling (*TDASaccessd*) nicht schon existiert, wird er neu gestartet. Die letzte Aufgabe des Startprozesses ist, zu überwachen, ob alle Subprozesse korrekt laufen. Wenn nicht, werden alle anderen Prozesse informiert und dadurch die Datenaufnahme gestoppt. Auch das *shutdown*-Kommando wird vom Startprozeß ausgeführt. So kann zum Beispiel eine noch offene Datei auf dem Magnetband geschlossen werden, wenn in einem anderen Prozeß ein fataler Fehler auftritt.

Das *online-Daten-sampling* wird im wesentlichen von zwei Prozeßtypen ausgeführt. Der *Daemon* (*TDASaccessd*) wird beim Aufbau einer Verbindung zwischen einer *Workstation* und dem Datenaufnahmesystem benötigt. Er startet dann den eigentlichen Ereignis-Sampler-Prozeß (*TDASaccessdc*). Dieser liest von dem ihm übergebenen Pfad das Ereignisfilter. Danach wird mit der Datenübertragung begonnen. Der Ereignis-Sampler transferiert solange Daten, bis entweder die Ethernet-Verbindung unterbrochen² wird oder bis er gestoppt wird. Wenn nämlich die gesamte Datenaufnahme gestoppt wird, dann verlieren die *Sampler*-Prozesse, von denen es eine große Zahl geben kann, ihren Kontext. Daher wird in einem solchen Fall zuerst der *Sampler-Daemon* per Kommando informiert. Er stoppt dann alle anderen *Sampler*-Prozesse.

Der Prozeß *TDASarchive* speichert alle Meßdaten entweder auf ein an den *event-builder* lokal anzuschließendes Magnetband oder über Ethernet direkt in eine Datei. Hierzu muß allerdings auf dem entsprechenden Hostrechner ein *Server*-Prozeß gestartet werden. Als Kommunikations-Protokoll wurden TCP/IP und das CERN RPC Paket implementiert. Bei kleineren Testmessungen wird so das Umkopieren der Daten vom Magnetband überflüssig. Da die verwendeten Magnetbandlaufwerke eine sehr große Speicherkapazität (bis zu 4 Gigabyte) haben, ist es sinnvoll, die Meßdaten in mehrere Dateien zu unterteilen, da eine Datei der Größe 4GB nur sehr umständlich zu handhaben wäre. Hat die laufende Datei gerade die maximale Größe (typischerweise 150 Megabyte) erreicht, dann wird sie vom Speicherprozeß geschlossen und automatisch eine neue Datei angelegt. Da es nicht sinnvoll ist, während eines *runs* Parameter zu ändern, werden alle Setupparameter automatisch und nur zu Beginn eines Runs in die verschiedenen Module geladen. Für spätere Analysen werden diese Parameter als spezielles Ereignis beim *begin*- und zur Redundanz auch beim *end-run*-Kommando in den Datenstrom geschrieben. Damit nun eine Datei auch die vollständige Information enthält, muß

¹ Hierzu gehören Datenmodule, *events* (ein OS9 Verriegelungsmechanismus), *named pipes* und *logfiles*.

² Typischerweise ist das ein *pipe broken* Status, der von der *Workstation* ausgelöst wurde.

bei Erreichen der maximalen Dateigröße auch ein neuer *Run* begonnen werden. Der Speicherprozeß sendet hierzu rechtzeitig vor Erreichen dieser Maximalgröße die entsprechenden Kommandos an den Datenaufnahmeprozess (*TDASacquire*).

Die eigentliche Datenauslese wird von dem Prozeß *TDASacquire* durchgeführt. Normalerweise schläft dieser Prozeß. Nur wenn ein Ereignis von der Triggerlogik erkannt wurde, dann wird er durch einen Auslese-*interrupt* gestartet. Dieser *interrupt* wird von einem Camac-Modul,¹ das auch die notwendigen Signale zur Definition der gemeinsamen Totzeit liefert, erzeugt und über den differentiellen VSB-Bus an den *event-builder* weitergeleitet. Zu Beginn der Auslese wird der Auslesemodus² (*readout type*) bestimmt. Dazu wird ein Camac-Bitregister gelesen, das je nach Trigger entsprechend gesetzt wird. Es stehen 15 Auslesemodi zur Verfügung. Danach wird die Auslese der Subprozessoren sukzessive per Kommando gestartet. Die Kommunikation mit diesen Subprozessoren geschieht durch *dual-ported-memories*. Alle Subprozessoren *pollen* ein Befehlswort in ihrem dort definierten Kontrollbereich. Der *event-builder* startet nun die Auslese der Subprozessoren, indem er in diese Befehls Worte den Auslesetyp schreibt. Alle anderen Kommandotypen werden durch entsprechende andere Befehls Codes übergeben. Jeder Subprozessor antwortet nun in seinem Kontrollbereich mit einem Statuswort und einer Datenlänge. Der *event-builder* überträgt dann die entsprechende Datenmenge in seine Puffer. So werden so alle Subereignisse zu einem zusammenhängenden Gesamt ereignis zusammengefügt. Antwortet ein Subprozessor mit einem Fehlerstatus, dann wird das Fehlerbit im Ereignis-Kopf gesetzt, und somit das gesamte Ereignis markiert. Für mehr Diagnostik kann der Subprozessor im Fehlerfall an seine Daten einen Fehlerbeschreibungsteil anhängen, der vom *event-builder* mitkopiert wird. Dieser Fehlerbeschreibungsteil kann dann von jeder *Workstation* eingelesen und interpretiert werden³. Natürlich wird pro Subprozessor ein Fehlerzähler inkrementiert, so daß jederzeit die integrale Fehlerzahl pro Subsystem geprüft werden kann. Nachdem alle Subprozessoren gestartet wurden, wird die Camac Ausleseroutine ausgeführt. Ist ein bestimmter Auslesetyp getriggert worden, dann werden noch alle Camac Zähler ausgelesen. Dieses Zähler subereignis wird zusätzlich in einen Zählerpuffer kopiert, damit es asynchron angezeigt werden kann (*TDASscaldisp*). Nach der Camac Auslese werden alle Subprozessoren durch deren Dual-Ported-Memories ausgelesen. Die Totzeit wird frühestmöglich beendet - nämlich dann, wenn alle Subprozessoren in ihrem Statuswort signalisiert haben, daß sie ihre Module ausgelesen haben⁴.

¹ Dieses Modul, die sogenannte IO/LAM Box, ist eine GSI Entwicklung.

² Man kann so die Datenreduktion für jedes beispielsweise hundertste Ereignis ausschalten, um Drifts zu bestimmen, oder man kann bei Pulser und Zähler Ereignissen nur die relevanten Kanäle auslesen.

³ Es kann ein Filter für Fehlerereignisse definiert werden, um gute *sampling*-Wahrscheinlichkeit zu erhalten.

⁴ Typischerweise verbringen diese Subprozessoren dann noch einige Zeit mit der Datenkompression.

Es gibt zwei generische Statusprogramme (*TDASmonitor*, *TDASscaldisp*). Das erste zeigt den allgemeinen Datenaufnahmestatus (Größe und Füllgrad der Puffer und des Magnetbandes, Triggerzahl, Fehlerzahl der Subsysteme, ...) an. Das zweite Statusprogramm zeigt das letzte Zählerereignis an. Beide Programme benutzen das Terminal-Treiber-Paket *curses* und sind leicht an jedes gegebene Terminal anpaßbar. Um diese Programme zu benutzen, muß man sich also nur auf dem *event-builder* einloggen, und sie starten. Ihre Anzahl ist nur durch den verfügbaren Speicher des *event-builders* begrenzt.

Den Kern der beschriebenen Prozeßgruppe bildet eine Ringpufferstruktur. Sie ist so dimensioniert, daß ein Puffer die Daten eines Strahl-Pulses¹ aufnehmen kann. Dadurch wird ein Pufferwechsel, der immer auch Ver- und Entriegelungsmechanismen auslöst und somit langsam sein kann, in die Strahl-Puls-Pausen verlegt. Beim Strahl-Puls-Ende wird ein Pufferwechsel unabhängig von dessen Füllgrad erzwungen. Damit wird verhindert, daß sich bei kleinen Datenraten alte Daten in den Puffern ansammeln. Die Kontroll-Strukturen dieser Puffer sowie alle anderen globalen Datenstrukturen des Datenaufnahmesystems sind als Datenmodule ausgelegt. Es handelt sich dabei um globale Datenbereiche, die mit einem eindeutigen Namen systemweit definiert sind. Dadurch kann jeder Prozeß direkt auf diese Datenstrukturen zugreifen, sofern er deren Namen kennt. Dieses Feature ist für Status- und *sampler*-Prozesse, die ständig erzeugt und vernichtet werden können, besonders wichtig.

Da verschiedene Prozesse gleichzeitig diese Datenpuffer schreiben und lesen, ist ein Verriegelungsmechanismus notwendig. Er ist so konzipiert, daß der Ausleseprozeß *TDASacquire* seinen Datenpuffer exklusiv beschreibt. Alle anderen Prozesse können gleichzeitig auf alle verbleibenden Puffer zugreifen. Die Verriegelungsroutinen sind so implementiert, daß ein Prozeß solange angehalten wird, bis der angeforderte Verriegelungsmodus verfügbar ist. Beide Prozesse *TDASacquire* und *TDAsarchive* fordern immer erst den nächsten Puffer an, bevor sie den aktuellen Puffer freigeben. Sie halten also immer mindestens einen Puffer besetzt. Dadurch ist sichergestellt, daß sich diese beiden Prozesse nicht gegenseitig bezüglich der Puffersequenz überholen - es also nicht dazu kommt, daß entweder Puffer auf Band geschrieben werden, die nicht korrekt gefüllt sind, oder Puffer wieder überschrieben werden bevor sie auf Band gespeichert wurden. Durch diese Implementierung der Datenpufferverriegelung wird eine weitere Prozeßsynchronisation überflüssig. Die Ereignis-*sampler*-Prozesse verriegeln einen Puffer für möglichst kurze Zeit, um den Datenfluß nicht zu behindern. Sie prüfen in dieser Zeit

¹ Der Beschleuniger SIS der GSI liefert einen gepulsten Strahl. Das beste Puls/Pausenverhältnis war bisher 50% bei einer Pulslänge von ungefähr ein bis zwei Sekunden.

nur, ob sich in diesem Puffer ein Ereignis befindet, das dem Filterkriterium genügt. Ist ein solches Ereignis gefunden, dann wird es zum Weitertransport in einen lokalen Ereignispuffer kopiert und der Puffer freigegeben.

Alle Prozesse des Datenaufnahmesystems *TDAS* können asynchron Kommandos verarbeiten. Jedem dieser Prozesse ist eine bestimmte *named-pipe*¹ zugeordnet. Wird in diese *pipe* etwas geschrieben, dann wird der assoziierte Prozeß durch ein Signal² getriggert. Er liest dann das Kommando von dieser *pipe* und antwortet durch Erzeugen einer anderen *named-pipe*. Der Name dieser Antwort-*pipe* ist Bestandteil des Befehls. Ist der Befehl abgearbeitet, dann wird ein Ergebnis in die Antwort-*pipe* geschrieben und diese geschlossen. Der befehlende Benutzer oder Prozeß kann den Erfolg des Befehls aus dieser Antwort-*pipe* lesen, die dann vom Betriebssystem automatisch gelöscht wird. Da das Betriebssystem es unterstützt, Dateien und somit auch *pipes* auf fremden Knoten zu schreiben und lesen, kann in dieser Implementierung jeder Prozeß jedem anderen - auch auf fremden Prozessoren - Kommandos schicken, oder von jedem anderen Kommandos empfangen. Alle Befehle und deren möglichen Antworten sind durch Konvention lesbarer Text. Dadurch konnte einfach eine menügesteuerte Benutzerschnittstelle geschrieben werden, die auf standard *shell*-Prozeduren beruht.

¹ Es handelt sich dabei um eine Art Datei, in die nur sequentiell geschrieben werden kann, und aus der auch nur sequentiell gelesen werden kann.

² Signale sind Software-*interrupts*, die zur Ausführung einer vorher zu definierenden *handler*-Routine führen.

A.3 Hardwarerealisierung

Abbildung A.2 zeigt den schematischen *hardware*-Aufbau des Datenaufnahmesystems, wie es beim Experiment S022 zum Einsatz kam¹. Es bestand aus zehn Prozessoren, von denen acht direkt an der Datenaufnahme beteiligt waren. Der *event-builder*, an dem auch das Magnetband angeschlossen war, befand sich im Meßraum. Direkt an den *event-builder* waren die Fastbus-Systeme und einige Camac-*crates* angeschlossen. Die Fastbus-Systeme wurden mit je zwei Prozessoren ausgestattet, da so die Datenreduktionszeit so um einen Faktor zwei reduziert werden konnte. Eines der Camac-*crates* muß im *TDAS* Konzept drei bestimmte Module enthalten: eine IO/LAM-Box zum Generieren des Auslese-*interrupts* und zum Setzen der Totzeitsignale, ein Bitregister zum Definieren des Auslesemodus und ein Zähler-Modul zum Konsistenzvergleich der Auslesetrigger mit den ausgelesenen Ereignissen. Alle anderen Positionen dieses Camac-*crates* können beliebig benutzt werden. Dieses sogenannte *triggercrate* ist für jeden *event-builder* notwendig.

Es fällt in Abbildung A.2 auf, daß es sechs *triggercrates*, aber nur einen *event-builder* gab. Der Grund hierfür ist die Notwendigkeit, möglichst einfach den Gesamtaufbau in autarke Systeme zerlegen zu können. Im beschriebenen Fall gab es vier Detektorgruppen, nämlich die *ALADIN*-Flugzeitwand, den *MUSIC*- und *LAND* Detektor, und den *Miniball*. Die *Miniball*- und *MUSIC*-Detektoren, die im Gesamtaufbau Subsysteme waren, konnten als selbstständige Datenaufnahmesysteme konfiguriert werden. Hierzu war je ein *triggercrate* nötig. Die Fastbus-Ausleseprozessoren des *LAND* Detektors wurden je nach Betriebsmodus entweder an den *LAND*- oder an den Haupt-*event-builder* angeschlossen. Der *LAND event-builder* hatte ansonsten nur die Funktion des *esone-servers*.

Der Strahl-*event-builder* hatte einen Sonderstatus - er war sowohl selbstständiger *event-builder* als auch Subprozessor im zentralen Datenaufnahmesystem. Im Bereich des *ALADIN*-Aufbaus befanden sich einige Strahlidiagnose-Detektoren. Die Daten dieser Strahldetektoren mußten einerseits ständig im Hauptkontrollraum angezeigt werden, andererseits sollte ein Teil der Ereignisse mit dieser Strahlinformation zum späteren Eichen ausgelesen werden können. Beide *event-builder* hatten hierzu einen speziellen Koinzidenz-Auslesemodus, bei dem der Strahl-*event-builder* vom Haupt-*event-builder* als Subsystem behandelt wurde. Hierbei waren auf beiden Seiten maximale Synchronisationszeiten² definiert, so daß sich die beiden Datenaufnahmesysteme nicht gegenseitig blockieren konnten. Dieser Koinzidenzmodus ergab keine meßbare Vergrößerung der Totzeit.

¹ Die Daten dieser Arbeit wurden mit einem anderen, kleineren aber prinzipiell gleichen Aufbau aufgenommen.

² typischerweise 10 Millisekunden

Abgesehen von den Fastbus-Systemen befanden sich alle Dual-Ported-Memories zur Kommunikation mit den Subsystemen im VME-*crate* des *event-builders*. Sie wurden somit gleichzeitig von den verschiedenen Subprozessoren durch den verhältnismäßig langsamen¹ differentiellen VSB-Bus beschrieben und vom *event-builder* durch VME ausgelesen. Der effektive Durchsatz durch den differentiellen VSB-Bus konnte so wesentlich erhöht werden. Weil alle Kommunikationsstrukturen der verschiedenen Subsysteme im VME-*crate* des Haupt-*event-builders* zugänglich waren, konnten auch während der Strahlzeit, als der *cave* nicht zugänglich war, die Subsysteme mit Triggern, die im Meßraum generiert wurden, getestet werden. Eine typische Situation war zum Beispiel, wenn eines der Subsysteme nicht tolerierbar große Totzeiten verursachte. Während das entsprechende Subsystem mit der Test-CPU als *event-builder* getestet wurde, konnte die normale Datenaufnahme - wenn auch ohne dieses System - weiterlaufen. Das Test-Datenaufnahmesystem wurde dann mit realistischen Triggern aus dem Haupt-Datenaufnahmesystem betrieben.

¹ Die erreichte Datenrate liegt bei kurzem Kabel bei 4MB/s und bei langem Kabel (50m) bei 2MB/s

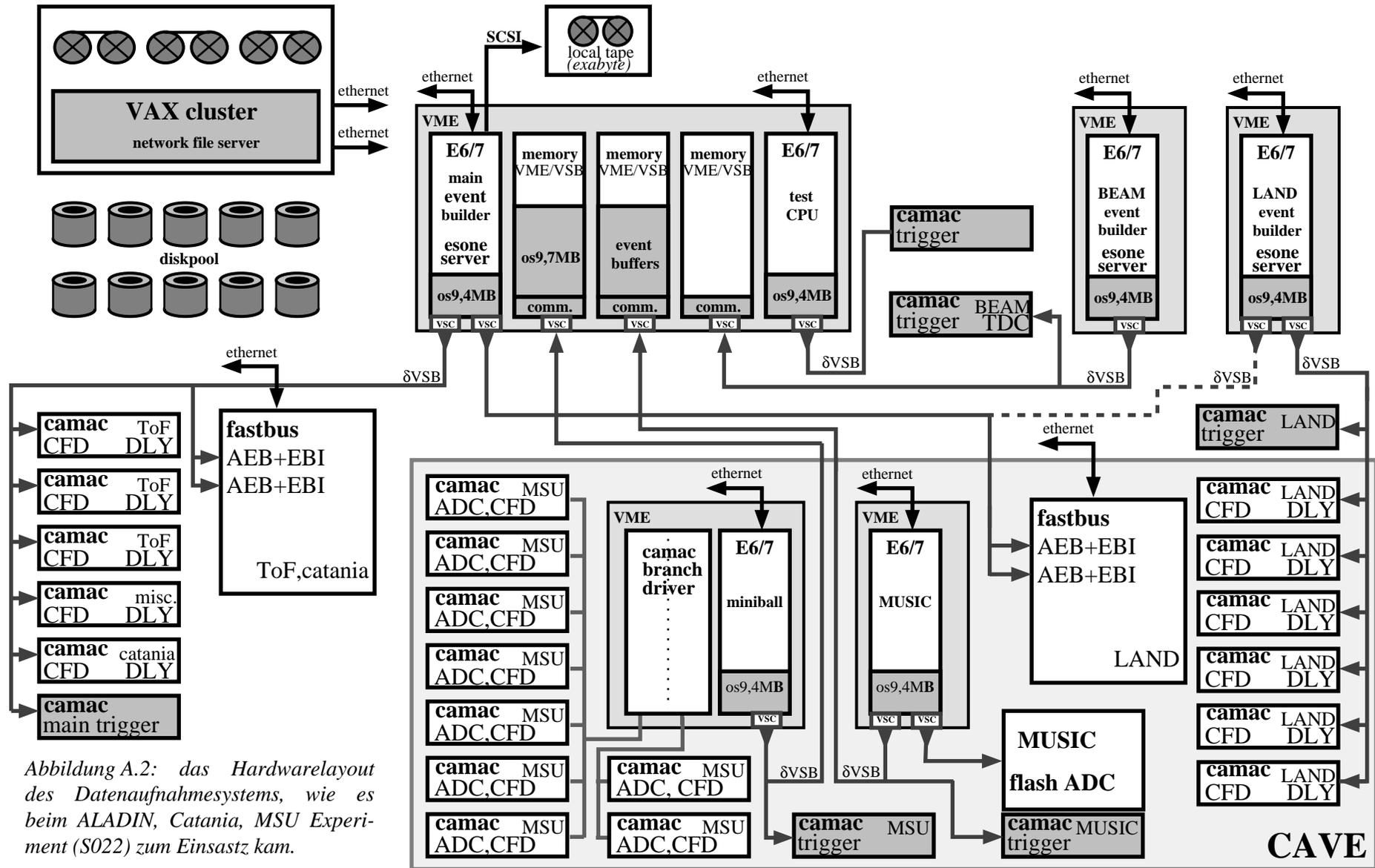


Abbildung A.2: das Hardwarelayout des Datenaufnahmesystems, wie es beim ALADIN, Catania, MSU Experiment (S022) zum Einsatz kam.

A.4 Zusammenfassung

Das Datenaufnahmesystem *TDAS* ist für Mikroprozessoren der Motorola 68000 Familie entwickelt worden. Es benötigt eine OS9 Umgebung mit einer TCP/IP Implementierung. Durch einen weitestmöglichen Einsatz von standard *hard-* und *software* ist das Programmpaket *TDAS* leicht auf den verschiedensten Plattformen implementierbar. Es wird zur Zeit auf dem intelligenten Camac-*crate controller CVI* und dem Fastbus Prozessor *AEB* implementiert. Die etwas umständliche Auslese-*interrupt*-Generierung durch die beschriebenen drei Camac-Module wird durch Einsatz des GSI Triggerbusses ersetzt¹. Bei Experimenten der Gruppen *ALADIN*, *FOPI* und *LAND* wird *TDAS* seit Sommer 1990 erfolgreich eingesetzt. Einige Leistungsmerkmale dieses Programmpaketes (wie beispielsweise das *online* Ereignis-*sampling* und die Unterstützung des lokalen SCSI Magnetbandes) werden zur Zeit in das GSI-Standard-Datenaufnahmesystem (*GOOSY*) integriert. Das System wurde ganz oder teilweise auch von Gruppen außerhalb der GSI übernommen.

An dieser Stelle soll eine wesentliche prinzipielle Einschränkung des *TDAS* Konzepts erwähnt werden. Der *event-builder* wird vom Ereignis-Trigger direkt gestartet und löst dann per Kommando die Auslese aller Subprozessoren aus. Er beendet auch die Totzeit nach der Konversion der Module. Das bedeutet, daß alle Prozessoren bezüglich der Auslese strikt synchron sind. Es ist kein Ereignis-*pipelining* möglich. Zum Beispiel können dadurch keine Prozessorfarmen unterstützt werden, die *online* Datenkompression betreiben. Ein solches Ereignis-*pipelining* Konzept ist nur dann sinnvoll implementierbar, wenn alle Ausleseprozessoren direkt vom Auslesetrigger gestartet werden. Hierzu aber ist ein Triggerbus notwendig¹.

¹ Zur Entwicklungszeit von *TDAS* war dieser Triggerbus zwar konzipiert, aber nicht verfügbar.

B Tabellen, Definitionen

B.1 Zusammenstellung der σ_0 Parameter

Ref.	System	E/A (MeV)	Größe	$\Delta A=$	σ_0 (MeV/c)	Bemerkungen
[Bar84]	$^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ $^{40}\text{Ar}+\text{nat}\text{Ti}$	44	$\sigma_{ }$	1-20	72 ± 5	
[Bib79]	$^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$	92.5 92.5 117.5 117.5	$\sigma_{ }$	1-10	86 ± 3 80 ± 3 86 ± 3 80 ± 3	
[Blu86]	$^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Ca}$ $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Ca}$	44 27 27	E_{lab}	2-7	90 ± 8 70 ± 10 80 ± 10	nur Z=16
[Bog91]	$^{22}\text{Ne}+^{108}\text{Ag}$	3300	$\sigma_{ }$	4-10	72 ± 5	
[Bor83]	$^{40}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$	44	$\sigma_{ }$	3-20	112 ± 11	
[Bra88]	$^{139}\text{La}+^{12}\text{C}$	1200	σ_{\perp}	2-76	169 ± 12	
[Czu91]	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ $^{12}\text{C}+^{58}\text{Ni}$	28.7	$\sigma_{ }$	1-6	42 ± 5 47 ± 5 41 ± 5	
[Ege81]	$^{20}\text{Ne}+^{197}\text{Au}$	19.7 15.6 13.6 8.75 19.7 15.6 13.6 8.75	E_{lab}	8 4	42 ± 3 41 ± 3 40 ± 3 31 ± 3 35 ± 3 35 ± 3 34 ± 3 21 ± 3	
[Gel77]	$^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	20	E_{lab}	1-9	103 ± 10	

Ref.	System	E/A (MeV)	Größe	$\Delta A =$	σ_0 (MeV/c)	Bemerkungen
[Gla90]	$^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$	60	E_{lab}	1-11	75 ± 8	
	$^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$					
	$^{14}\text{N}+^{58}\text{Ni}$					
	$^{14}\text{N}+^{90}\text{Zr}$					
	$^{14}\text{N}+^{208}\text{Pb}$					
[Gre75]	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	1050	$\sigma_{ }$	1-10	78 ± 3	
	$^{12}\text{C}+\text{CH}_2$					
	$^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$					
	$^{12}\text{C}+^{64}\text{Cu}$					
	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	2100			81 ± 2	
	$^{12}\text{C}+\text{CH}_2$					
	$^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$					
	$^{12}\text{C}+^{64}\text{Cu}$					
	$^{16}\text{O}+^{108}\text{Ag}$	2100			83 ± 2	
	$^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$					
[Har81]	$^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$	19.7	$\sigma_{ }$	4	54 ± 5	
		15.6			46 ± 5	
		13.6			36 ± 5	
		8.75			33 ± 5	
	$^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$	19.7			54 ± 5	
		15.6			46 ± 5	
		13.6			36 ± 5	
		8.75			33 ± 5	
[Kid88]	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	246	E_{lab}	1- 6	67 ± 4	
diese	$^{197}\text{Au}+^{12}\text{C}$	600	σ_{\perp}	1-181	160 ± 16	
Arbeit	$^{197}\text{Au}+^{27}\text{Al}$					
	$^{197}\text{Au}+^{64}\text{Cu}$					
	$^{197}\text{Au}+^{208}\text{Pb}$					
[Men83]	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	30	E_{lab}	1- 3	85 ± 10	
	$^{12}\text{C}+^{58}\text{Ni}$					
	$^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$					
[Mou81]	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	86	E_{lab}	1-11	109 ± 20	bei $\vartheta_{lab}=4^\circ$
	$^{12}\text{C}+^{108}\text{Ag}$					
	$^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$					
[Mur83]	$^9\text{Be}+^{197}\text{Au}$	27	E_{lab}	2, 3	63 ± 4	
[Nam83]	$^{10}\text{B}+^{181}\text{Ta}$	32	E_{lab}	1- 9	54 ± 5	

Ref.	System	E/A (MeV)	Größe	$\Delta A =$	σ_0 (MeV/c)	Bemerkungen
[Nat81]	$^{20}\text{Ne} + ^{58}\text{Ni}$ $^{20}\text{Ne} + ^{108}\text{Ag}$ $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$	43	E_{lab}	16-19	85 ± 4	
[Nat82]	$^{10}\text{B} + ^{181}\text{Ta}$	32	E_{lab}	6- 9	40 ± 4	
[Ram85]	$^{40}\text{Ar} + ^{65}\text{Zn}$ $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	27.6	E_{lab}	5-15	84 ± 8	
[Sch92]	$^{197}\text{Au} + ^9\text{Be}$ $^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al}$ $^{136}\text{Xe} + ^9\text{Be}$ $^{136}\text{Xe} + ^{27}\text{Al}$	1000 800	$\sigma_{ }$	1,2	103 ± 5 116 ± 8	
[Sco81]	$^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$	213	E_{lab}	3-24	94 ± 5	
[Sil88]	$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	100	$\sigma_{ }$	1- 9	80 ± 10	
[Süm92]	$^{197}\text{Au} + ^{27}\text{Al}$	1000	$\sigma_{ }$	1-11	83 ± 10	
[Tul90]	$^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$	213	$\sigma_{\perp, }$	3-24	94 ± 5	
[Viy79]	$^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$	213	E_{lab}	3-24	94 ± 5	=[Sco81]
[Web92]	$^{86}\text{Kr} + ^8\text{Be}$ $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Cu}$ $^{86}\text{Kr} + ^{181}\text{Ta}$	1650	$\sigma_{ }$	5-25	97 ± 9	
[Wef79]	$^{14}\text{N} + ^1\text{H}$	521	σ_{\perp}	2- 7	75 ± 3	

B.2 Berechnung der statistischen Größen

Die Mittelwerte, die Standardabweichung σ und deren statistische Fehler wurde wie folgt berechnet [Led84]:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \qquad E(\bar{x}) = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}}$$
$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2} \qquad E(\sigma_x) = \frac{\sigma_x}{\sqrt{2N}}$$

B.3 Zur Darstellung der Daten

Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit wurden die verschiedenen Daten-Gruppen (zum Beispiel verschiedene Targets) bei der Darstellung verschiedener Gruppen mit Scharparametern horizontal leicht gegeneinander versetzt. Das führt allerdings dazu, daß in Bereichen, wo nur Daten einer Gruppe existieren, die Datenpunkte dieser Gruppe entsprechend vom Bin-Mittelpunkt verschoben dargestellt werden (siehe beispielsweise Abbildung 4.4 und 4.6, $Z > 70$).

Zusätzlich wurden noch Datenpunkte geringer statistischer Signifikanz bei der Darstellung unterdrückt. Es wurde in der Regel verlangt, daß mindestens 20 oder 50 Ereignisse zu dem Datenpunkt beigetragen haben.

Literaturverzeichnis

- [ANS73] IBM
OS/VS Tape Labels Vs1 Release 3, VS2 Release 2
Edition GC26-3795-2
- [ANS86] SCSI
*American national Standard for Information Systems
Small Computer System Interface
ANSI X3.131-1986*
- [Bie90] Flash ADC System,
F. Bieser, Berkeley LBL private Mitteilungen
- [E6] Eltec Eurocom E6 User manual
Eltec, Mainz
- [EXA] EXABYTE 8200/8500 user manual
Exabyte Corporation
- [FAS83] Fastbus
*A modular high speed data acquisition system for high energy physics
and other applications
ESONE committee ESONE/FB/01
FASTBUS standard routines
U.S. NIM Committee DOE/ER-0367*
- [HOF90] J.Hofmann
*VSC VSB to differential VSB (δ VSB) controller,
CAV1000 Camac crate controller,
EBI Fastbus δ VSB interface
GSI Manuals*
- [M68K] M68020/30 32-Bit Microprocessor User's Manual
Motorola
- [OS9] OS9 operating system manuals
Microware Systems Corporation
- [TDAS90] Th. Blaich, R. Freifelder, N.Herrmann, J.G. Keller, P.Koczon, M.Krämer,
Y. Leifels, V. Lindenstruth, W.F.J. Müller, R. Schmidt, K. Teh
GSI Scientific Report, p. 311, Darmstadt, 1990
- [VME87] The VMEbus specification, IEE1014-87
VMEbus International Trade Association
- [VSB86] The parallel sub system bus of the IEC 821 BUS
VMEbus International Trade Association
-

- [Ala88] The ALADIN Collaboration
Proposal for a Forward Spectrometer at the 4π Detector
GSI-Report 88-08 (März 1988) ISSN 0171-4546
GSI-Nachrichten 02-89 (1988)
- [Bar84] J. Barrette, B. Berthier, E. Chavez, O. Cisse, R. Dayras, R. Legrain,
M.C. Mermaz, A. Pagano, E. Pollacco
Peripheral heavy-ion induced reactions at intermediate energies
 $20\text{MeV} < E/A < 100\text{MeV}$
XXII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio 1984
- [Bar92] H.W. Barz, W. Bauer, J.P. Bondorf, A.S. Botvina, R. Donangelo, H. Schulz
K. Sneppen
Charged-Particle Correlations in 600 AMeV Gold Induced Disassembly Reactions
A Statistical Multifragmentation Analysis
preprints of The Niels Bohr Institute NBI-92-88
- [Bau87] G. Bauer
Entwicklung einer orts- und ladungsempfindlichen Vielfach - Ionisationskammer
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1987)
- [Bau88] W. Bauer
Extraction of signals of a phase transition from nuclear multifragmentation
*Phys. Rev. C **38**, **3** 1297 (1988)*
- [Bau92] W. Bauer, G.F. Bertsch, H. Schulz
Bubble and Ring Formation in Nuclear Fragmentation
*Phys. Rev. Lett. **69**, **13** (1992)*
- [Beg91] M. Begemann-Blaich
private Mitteilungen
- [Ber88] G.F. Bertsch, S. das Gupta
A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions
*Phys. Rep. **160**, **4** 189 (1988)*
- [Bib79] K. Van Bibber, D.L. Hendrie, D.K. Scott, H.H. Weiman, L.S. Schroeder,
J.V. Geaga, S.A. Cessin, R. Treuhaft, Y.J. Grossiord, J.O. Rasmussen
Evidence for Orbital Dispersion in the Fragmentation of ^{16}O at
90 and 120 MeV/Nucleon
*Phys. Rev. Lett. **43**, **12** 840 (1979)*

- [Bla49] M. Blau, M.M. Block, J.E. Nafe
Heavy Particles in Cosmic-Ray Stars
Phys. Rev. **76** 860 (1949)
- [Blu86] Y. Blumenfeld, Ph. Chomaz, N. Frascaria, J.P. Garron, J.C. Jacmart,
J.C. Roynette, D. Ardouin, W. Mittig
Angular evolution of peripheral heavy ion reactions at intermediate energies
Nucl. Phys. A **455** 357 (1986)
- [Bog91] V.G. Bogdanov, V.A. Plyushchev, Z.I. Solov'eva
Study of the momentum characteristics of fragments of relativistic nuclei
 ^{22}Ne in the transverse reaction plane
Sov. J. Nucl. Phys. **53(4)** 557 (1991)
- [Bon84] J.P. Bondorf, J.N. De, G. Fai, A.O.T. Karvinen
Spectator recoil in intermediate-energy heavy-ion collisions
Nucl. Phys. A **430** 445 (1984)
- [Bon85] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz, K. Sneppen
Statistical Multifragmentation of Nuclei
(I) Formation of the model
Nucl. Phys. A **443** 321 (1985)
J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical Multifragmentation of Nuclei
(II) Application of the model to finite nuclei disassembly
Nucl. Phys. A **444** 460 (1985)
H.W. Barz, J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical Multifragmentation of Nuclei
(III) Decay of the fragments
Nucl. Phys. A **448** 753 (1986)
- [Bor83] V. Borrel, D. Guerreau, J. Galin, B. Gatty, D. Jacquet, X. Tarrago
Peripheral Ar Induced Reactions at 44MeV/u - Similarities and
Deviations with Respect to a High Energy Fragmentation Process
Z. Phys. A **314** 191 (1983)
- [Bow91] 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. McMahan, G.J. Wozniak, L.G. Moretto,
W.A. Friedman
Multifragment Disintegration of the $^{129}\text{Xe}+^{197}\text{Au}$ System at $E/A=50\text{MeV}$
Phys. Rev. Lett. **67, 12** 1527 (1991)

- [Bra81] Hans Braun
Rekombinationseffekte in Ionisationskammern
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1981)
- [Bra88] F.P. Brady, W.B. Christie, J.L. Romero, C.E. Tull, B. McEachern, M.L. Webb, J.C. Young, H.J. Crawford, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.Sann
Large P_T from the Fragmentation of 1.2-GeV/Nucleon ^{139}La Nuclei
Phys. Rev. Lett. **60**, *17* 1699 (1988)
- [Bre89] G. Brenn, A. Frohn
Tröpfchenkollisionen
Spektrum der Wissenschaft **12** 116 (1990)
- [Bro79] R.A. Broglia, G. Pollarolo, C.H. Dasso, T. Døssing
Angular Momentum Transfer in Deep-Inelastic Reactions as Inferred from Angular Distributions of Sequential-Fission Fragments
Phys. Rev. Lett. **43**, *22* 1649 (1979)
- [Bro92] M. Bronikowski, N.T. Porile
Recoil properties of target fragments from the interaction of silver with 218 GeV ^{16}O ions
Phys. Rev. C **45**, *3* 1389 (1992)
- [Bur92] A. Burrows, B.A. Fryxell
An Instability in Neutron Stars at Birth
Science **258** 430 (1992)
- [Cha88] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand
Systematics of Complex Fragment Emission in Niobium-Induced Reactions
Nucl. Phys. A **483** 371 (1988)
- [Cha92] S. Chapman, H. Pongracic, M. Disney, A. Nelson, J. Turner, A. Whitworth
The formation of binary and multiple star systems
Nature **359** 207 (1992)
- [Chr87] W.B. Christie, J.L. Romero, F.P. Brady, C.E. Tull, C.M. Castaneda, E.F. Barasch, M.L. Webb, J.R. Drummond, H.J. Crawford, I. Flores, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H. Sann, J.C. Young
A multiple sampling ionization chamber (MUSIC) for measuring the charge of relativistic heavy ions
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A **255** 466 (1987)

- [Czu91] J. Czudek, L. Jarczyk, B. Kamys, A. Magiera, R. Siudak, A. Strzalkowski, B. Styczen, J. Hebenstreit, W. Oelert, P. von Rossen, H. Seyfarth, A. Budzanowski, A. Szczurek
Fragmentation of ^{12}C projectiles interacting with ^{12}C , ^{27}Al , and ^{58}Ni nuclei at energy 28.7 MeV/nucleon
Phys. Rev. C **43**, 3 1248 (1991)
- [Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani, J. Vandermeulen
Equilibration in relativistic nuclear collisions. A monte carlo calculation.
Nucl. Phys. A **352** 505 (1981)
- [Dha81] A.K. Dhar, B.S. Nilsson, K.T.R. Davies S.E Koonin
Time-dependent hartree-fock study of $^{136}\text{Xe}+^{209}\text{Bi}$ collisions
Nucl. Phys. A **364** 105 (1981)
- [Eck88] Eva-Maria Eckert
Untersuchung von ^{40}Ar -induzierten peripheren Schwerionenstößen bei 30 MeV pro Nukleon
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1988)
- [Ege81] Ch. Egelhaaf, G. Bohlen, H. Fuchs, A. Gamp, H. Homeyer, H. Kluge
Small Momentum Widths in Heavy-Ion Fragmentation at 20 MeV/amu and Below
Phys. Rev. Lett. **46**, 13 813 (1981)
- [Fie87] D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, J. Pochodzalla
Nuclear fragmentation and sequential decay
Phys. Lett. B **187**, 3, 4 257 (1987)
- [Fin82] 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, F. Turkot
Nuclear Fragment Mass Yields from High-Energy Proton-Nucleus Interactions
Phys. Rev. Lett. **49**, 18 1321 (1982)
- [Fre84] H. Freisleben, J.V. Kratz
N/Z-equilibration and nucleon exchange in dissipative heavy-ion collisions
Phys. Rep. **106** 1 (1984)
- [Fre87] R. Freifelder, M. Prakash, J.M. Alexander
Interplay between theory and experiment for fission-fragment angular distributions from nuclei near the limits of stability
Phys. Rep. **133**, 5 315 (1986)
- [Fri82] W.A. Friedman
Heavy ion projectile fragmentation: A reexamination
Phys. Rev. C **27**, 2 569 (1983)

- [Gai91] J.J.Gaimard, K.H. Schmidt
A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction
GSI - preprint, GSI-91-14 (1991)
- [Gar89] R. Garrigos, P. Cheyssac, R. Kofman
Melting for lead particles of very small sizes; influence of surface phenomena
Z. Phys. D 12 497 (1989)
- [Gea] GEANT
Cernlib
- [Gel77] C.K. Gelbke, D.K. Scott, M. Bini, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney, M.C. Mermaz, C. Olmer
Influence of intrinsic nucleon motion on energy spectra and angular distributions for ^{16}O -induced reactions at 20 MeV/A
Phys. Lett. 70 B, 4 415 (1977)
- [Gla90] R. Glasow, D. Grzonka, R. Santo, H.G. Bohlen, W. von Oertzen, W. Weller, Y. Blumenfeld, J.C. Jacmart, N. Frascaria, J.C. Roynette, J.P. Garron
Projectile like fragment production in ^{14}N -induced reactions at projectile energies of 60 Mev/A
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 1089 (1990)
- [Glä83] P. Glässel, D.v. Harrach, H.J. Specht, L. Grodzins
Observation of Proximity- and Non-Equilibrium Effects in Ternary Heavy Ion Reactions
Z. Phys. A 310 189 (1983)
- [Gob80] A. Gobbi, W. Nörenberg
in Heavy Ion Collisions
Editor R. Bock (North-Holland, Amsterdam, 1980) Vol. 2, S.127
- [Gol74] A.S. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes
Phys. Lett. 53 B 306 (1974)
- [Gol78] A.S. Goldhaber
Volume versus surface sampling of Maxwellian distributions in nuclear reactions
Phys. Rev. C 17, 6 2243 (1978)
- [Gre75] D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckman, B. Cork, F.S. Bieser
Momentum Distributions of Isotopes Produced by Fragmentation of Relativistic ^{12}C and ^{16}O Projektils
Phys. Rev. Lett. 53, 3 152 (1975)

- [Gro86] S. Grossmann, H.J. Krappe
Rayleigh's criterion for the neck stability in heavy-ion reactions and fission
Phys. Rev. C **34,3** 914 (1986)
- [Gro90] D.H.E. Gross
Statistical decay of very hot nuclei - the production of large clusters
Rep. Prog. Phys. **53** 605 (1990)
- [Gut89] H.H. Gutbrod, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter
Plastic Ball experiments
Rep. Prog. Phys. **52** 1267 (1989)
- [Had92] F. Haddad, G. Royer
On the symmetric fragmentation barrier at finite temperature
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** L153 (1992)
- [Hag92] K. Hagel, M. Gonin, R. Wada, J.B. Natowitz, B.H. Sa, Y. Lou, M. Gui, D. Utley,
G. Nebbia, D. Fabris, G. Prete, J. Ruiz, D. Drain, B. Chambon, B. Cheynis,
D. Guinet, X.C. Hu, A. Demeyer, C. Pastor, A. Giorni, A. Lleres, P. Stassi,
J.B. Viano, P. Gonthier
Multifragmentation of $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$
Phys. Rev. Lett. **68, 14** 2141 1992
- [Hah86] D. Hahn, H. Stöcker
*The quantum statistical model of fragment formation:
entropy and temperature extraction in heavy ion collisions*
LBL-22378 Preprint
Multifragmentation and dissociation in heavy ion collisions
Phys. Rev. C **37, 3** 1048 (1988)
Temperatures in heavy-ion collisions from pion multiplicities
Nucl. Phys. A **452** 723 (1986)
- [Har79] D.V. Harrach, P. Glässel, Y. Civelekoglu, R. Männer, H.J. Specht
*Angular Momentum Transfer in Deeply Inelastic Collisions from
Exclusive Sequential-Fission Experiments*
Phys. Rev. Lett. **42,26** 1728 (1979)
- [Har81] B.G. Harvey
*Small Momentum Widths in Heavy-Ion Fragmentation at 20 MeV/nucleon
and Below*
Phys. Rev. Lett. **47, 6** 454 (1981)

- [Har91] A. Harris
Supernova leaves X-ray afterglow
New Scientist **19** 29 (1991)
- [Hir84] A. S. Hirsch, A. Bujak, J.E. Finn, L.J. Gutay, R.W. Minich, N.T. Porile,
R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, F. Turkot
*Experimental results from high energy proton-nucleus interactions,
critical phenomena, and the thermal liquid drop model of
fragment production*
Phys. Rev. C **29,2** 508 (1984)
- [Hof92] T. Hofmann
Suche nach Verunreinigungen von Zählgasen in Ionisationskammern
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1992)
GSI-92-07 REPORT März 1992 ISSN 0171-4546
- [Hub92] J.C. Hubele
*Untersuchung der Multifragment Produktion in asymmetrischen
Schwerionenreaktionen bei $E/A=600$ MeV*
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)
GSI-92-06 REPORT März 1992 ISSN 0171-4546
Z. Phys. A **340** 263 (1991)
Phys. Rev. C **46** R1577 (1992)
- [Hüf85] J. Hüfner
*Heavy Fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus
collisions at relativistic energies*
Phys. Rep. **125, 4** (1985) 129-185
- [Kau80] S.B. Kaufman E.P. Steinberg, B.D. Wilkins, D.J. Henderson
Target fragmentation of ^{197}Au by relativistic heavy ions
Phys. Rev. C **22, 5** 1897 (1980)
- [Igo78] G.J. Igo
Some recent intermediate- and high-energy proton-nucleus research
Rev. Mod. Phys. **50, 3** 523 (1978)
- [Kid88] J.M. Kidd, P.J. Lindstrom, H.J. Crawford, G. Woods
Fragmentation of carbon ions at 250 MeV/nucleon
Phys. Rev. C **37, 6** 2613 (1988)
- [Kim92] Y.D. Kim, R.T. de Souza, D.R. Bowman, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong,
W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, F. Zhu
Intermediate mass fragment emission in $^{36}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ collisions at $E/A=35\text{MeV}$
Phys. Rev. C **45, 1** 338 (1992)

- [Kob88] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, I. Tanihata
Projectile Fragmentation of the Extremely Neutron-Rich Nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon
Phys. Rev. Lett. **60**, **25** 2599 (1988)
- [Kon93] J. Konopka, G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner
Formation and Decay of Highly Excited Nuclear Clusters
Prog. Part. Phys. **30** 301 (1993)
- [Kra79] J.V. Kratz, W. Brüche, G. Franz, M. Schädel, I. Warnecke, G. Wirth, M. Weis
Study of the N/Z ratios of light and heavy fragments from collisions of ^{129}Xe , ^{132}Xe and ^{136}Xe with ^{197}Au near the interaction barrier
Nucl. Phys. A **332** 477 (1979)
- [Kre92] P. Kreutz
Ladungskorrelationen beim Aufbruch von Goldprojektile in Reaktionen bei $E/A=600\text{MeV}$
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1992)
GSI-92-22 REPORT September 1992 ISSN 0171-4546
- [Kul86] H.J. Kull
Rayleigh-Taylor instability: Modes and nonlinear evolution
Laser and Particle Beams **4** 3,4 473 (1986)
- [Kun93] G. Kunde
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (in Vorbereitung)
- [Lab90] P. Labastie, R.L. Whetten
Statistical Thermodynamics of the Cluster Solid-Liquid Transition
Phys. Rev. Lett. **65**,**13** 1567 (1990)
- [Led84] W. Ledermann
Handbook of applicable Mathematics Volume VI
John Wiley & Sons, New York
- [Lec50] K.J. LeCouteur
The Evaporation Theory of Nuclear Disintegrations
Proc. Phys. Soc. (London) A **63**, 259 (1950)
- [Len86] R.J. Lenk, V.R. Pandharipande
Disassembly of hot classical charged drops
Phys. Rev. C **34**,**1** 177 (1986)
- [Li93] B.A. Li, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross
Statistical model analysis of ALADIN multifragmentation data
Phys. Lett. B **303** 225 (1993)

- [Lop89] J. López, J. Randrup
Theory of nuclear multifragmentation
Nucl. Phys. A **503**, 183 (1989)
- [Lot92] B. Lott, S.P. Baldwin, B.M. Szabo, B.M. Quednau, W.U. Schröder, J. Töke,
L.G. Sobotka, J. Barreto, R.J. Charity, L. Gallamore, D.G. Sarantites,
D.W. Stracener, R.T. de Souza
Binary Character of Highly Dissipative $^{209}\text{Bi}+^{136}\text{Xe}$ Collisions
at $E_{\text{lab}}/A=28.2\text{MeV}$
Phys. Rev. Lett. **68,21** 3141 (1992)
- [Mat92] H. Matsuoka, T. Hirokawa, M. Matsui, M. Doyama
Solid-Liquid Transitions in Argon Clusters
Phys. Rev. Lett. **69** 297 (1992)
- [Melo89] F. Melo, J.F. Joanny, S. Fauve
Fingering Instability of Spinning Drops
Phys. Rev. Lett. **63, 18** 1958 (1989)
- [Men83] A. Menchaca-Rocha, M.E. Brandan, M. Buenerd, J. Chauvin, D. Lebrun,
P. Martin, P. de Santignon, J.C. Gondrand, I. Dorion, A. Lounis
Measurement of reactions induced by 30 MeV/A ^{12}C
Phys. Lett. **131 B** 31 (1983)
- [Met58] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander
Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades.
I. Low-Energy Studies
Phys. Rev. **110,1** 185 and 185 (1958)
II. High-Energy Studies and Pion Processes
Phys. Rev. **110,1** 185 and 204 (1958)
- [Mil91] U. Milkau, E. Berdermann, B. Berthier, P. Bouissou, C. Cerruti, A. Demeyer,
E.M. Eckert, D. Guinet, K.D. Hildenbrandt, J. Hubele, G. Imme, P. Kreutz,
A. Kühmichel, G.J. Kunde, S. Leray, P. Lhenoret, R. Lucas, U. Lynen,
C. Mazur, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.H. Pinkenburg, J. Pochodzalla, H.J. Rabe,
G. Raciti, M. Ribrag, H. Sann, H. Stelzer, E. Tomasi, W. Trautmann,
R. Trockel, R. Wada
Intermediate mass fragments from $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$:
Transition from the incomplete fusion to the participant spectator regime
Phys. Rev. C **44, 4** 1242 (1991)

- U. Milkau
Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwerionenstößen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)
GSI-91-34 REPORT November 1991 ISSN 0171-4546
- [Min82] R.W. Minich, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, J.E. Finn, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, F. Turkot
Critical phenomena in hadronic matter and experimental isotopic yields in high energy proton-nucleus collisions
*Phys. Lett. **118 B** 458 (1982)*
- [Mon71] E.J. Moniz, I. Sick, R.R. Whitney, J.R. Ficenec, R.D. Kephart, W.P. Trower
Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering
*Phys. Rev. Lett. **26, 8** 445 (1971)*
- [Mor92] L.G. Moretto, K. Tso, N. Colonna, G.J. Wozniak
New Rayleigh-Taylor-Like Surface Instability and Nuclear Multifragmentation
*Phys. Rev. Lett. **69, 13** 1884 (1992)*
- [Mor89] D.J. Morrissey
Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic ions
*Phys. Rev. **C 39, 2** 460 (1989)*
- [Mou81] J. Mougey, R. Ost, M. Buenert, A.J. Cole, C. Guet, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, M. Maurel, E. Monnard, H. Nifenecker, P. Perrin, J. Pinston, C. Ristori, P. de Saintignon, F. Schussler, L. Carlen, B. Jakobsson, A. Oskarsson, I. Otterlund, B. Scroder, H.A. Gustafsson, T. Johansson, H. Ryde, J.P. Bondorf, O.B. Nielsen, G. Tibell
Projectile fragments from 86 MeV/nucleon ^{12}C induced reactions
*Phys. Lett. **105 B** 25 (1981)*
- [Mül91] W.F.J. Müller
private Mitteilungen
- [Mur83] M.J. Murphy, R.G. Stokstad
Momentum widths of heavy-ion reaction products at 27.4 MeV/nucleon
*Phys. Rev. **C 28, 1** 428 (1983)*
- [Mur84] M.J. Murphy
Phase-space constraints on the momenta of projectile fragments
*Phys. Lett. **B 135** 25 (1984)*

- [Nam83] M.N. Namboodiri, R.K. Choudhury, J.B. Natowitz, K. Hagel, L. Adler, P.L. Gonthier, H. Simon, S. Kniffen, R. Patton, E. Tomasi, C. Ngo, C. Mazur, M. Ribrag
Momentum widths in the fragmentation of 32 MeV/u ^{10}B
Phys. Rev. C **28**, *1* 460 (1983)
- [Nat81] J.B. Natowitz, M.N. Namboodiri, L. Adler, R.P. Schmitt, R.L. Watson, S. Simon, M. Berlinger, R. Choudhury
Particle Emission at a ^{20}Ne Projectile Velocity Comparable to the Fermi Velocity
Phys. Rev. Lett. **47**, *16* 1114 (1981)
- [Nat82] J.B. Natowitz
Reaction mechanisms of 10 to 43 MeV/u heavy ions
Nucl. Phys. A **387** 65c (1982)
- [Nay92] T.K. Nayak, T. Murakami, W.G. Lynch, K. Swartz, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, J. Pochodzalla, M.B. Tsang, H.M. Xu, F. Zhu, K. Kwiatkowski
Emission temperatures from the decay of particle unstable complex nuclei
Phys. Rev. C **45**, *1* 132 (1992)
- [Ogi92] C.A. Ogilvie
private Mitteilungen
- [Ogi91] 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. Ngô, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
The rise and Fall of Multifragment Emission
Phys. Rev. Lett. **67**, *10* 1214 (1991)
- [Par88] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Phys. Lett. B **204** 64 (1988)
- [Pei89] G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, A. Rosenhauer, A. Bohnet, J. Aichelin
Multifragmentation, fragment flow, and the nuclear equation of state
Phys. Rev. C **39**, *4* 1402 (1989)
- [Per81] J.A.A.J. Perenboom, P. Wyder, F. Meier
Electronic properties of small metallic particles
Phys. Rep. **78**, *2* 173 (1981)

- [Pin89] C.H. Pinkenburg
Entwicklung eines Hodoskops zur Messung von Kleinwinkelkorrelationen leichter Teilchen aus Schwerionenreaktionen
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1989)
- [Poc91] J. Pochodzalla
Multifragmentation in asymmetrischen Schwerionenstößen
eine experimentelle Spurensuche
Habilitationsschrift, Universität Frankfurt
GSI-Report GSI-91-11 (1991)
- [Poc92] J. Pochodzalla
private Mitteilungen
- [Ram85] F. Rami, J.P. Coffin, G. Guillaume, B. Heusch, P. Wagner, A. Fahli, P. Fintz
Study of the $^{40}\text{Ar}+^{68}\text{Zn}$ reaction at 27.6 MeV/nucleon
Nucl. Phys. A **444** 325 (1985)
- [Ros90] ROSAT - First Light
Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik,
MPG - Presseinformation Pri Sp 4/90 (13) 1990)
- [Roy92] G. Royer, J. Mignen
Binary and ternary fission of hot and rotating nuclei
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** 1781 (1992)
- [Sau76] F. Sauli
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers
Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976
- [Sau91] W.A. Saunders, N. Dam
Liquid drop model of multiply charged metal cluster fission
Z. Phys. D **20** 111 (1991)
- [Sch74] W. Scheid, H. Müller, W. Greiner
Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **32**, **13** 741 (1974)
- [Sch91] H.R. Schmidt
The discovery of nuclear compression phenomena in relativistic heavy-ion collisions
Jou. Mod. Phys. A **6**, **22** 3865 (1991)

- [Sch92] K.H. Schmidt, K. Sümmerer, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, M. Weber, B. Voss, T. Brohm, H.G. Clerc, M. Fauerbach, J.J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, M. Steiner, J. Weckenmann, C. Ziegler, A. Magel
Proton removal in peripheral nuclear collisions at relativistic energies
Nucl. Phys. A **542** 699 (1992)
- [Sco81] D.K. Scott
Nuclear collisions at intermediate energy
Nucl. Phys. A **354** 375c (1981)
- [Sil88] J.D. Silk, H.D. Holmgren, D.L. Hendrie, T.J.M. Symons, G.D. Westfall, P.H. Stelson, S. Raman, R.L. Auble, J.R. Wu, K. Van Bibber
Fragmentation of ^{16}O projectiles at 100 MeV per nucleon
Phys. Rev. C **37**, **1** 158 (1988)
- [Spe81] H.J. Specht
Fission Phenomena in Deep Inelastic Collisions
Nuclear Structure and Heavy-Ion Collisions, 1981 LXXVII Corso
- [Ste91] H. Stelzer
Multiwire chambers with a two-stage gas amplification
Nucl. Inst. Meth. A **310** 103 (1991)
- [Sto84] R.G. Stokstad
The Momentum Distribution of Projectile Fragments
Comm. Nucl. Part. Phys. **13**, **5** 231 (1984)
- [Stö90] Th. Stöhlker
Equilibrium Charge State Distributions for Relativistic Heavy Ions
GSI Nachrichten 11-90
- [Süm90] K. Sümmerer, W. Brüchle, J.D. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, Y. Weifan
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons
Phys. Rev. C **42**, **6** 2546 (1990)
- [Süm92] K. Sümmerer
private Mitteilungen
- [Swi81] W.J. Swiatecki
The Dynamics of Nuclear Coalescence or Reseparation
Phys. Scripta. **24** 113 (1981)

- [TPC90] F. Bieser, D. Cebra, H.S. Matis, C. McParland, G. Odyniec, D.L. Olson, G. Rai, J. Rasmussen, H.G. Ritter, T.J.M. Symons, H.H. Wieman, B. Anderson, A. Baidwin, D. Keane, R. Madey, Y. Shao, J. Watson, W. Zhang, D. Carmony, Y. Choi, M. Gilkes, A. Hirsch, E. Hjort, N. Porile, R. Scharenberg, B. Srivastava, P. Warren, F.P. Brady, G.P. Grim, M.D. Partlan, J.L. Romero, S.Y. Fung, U. Lynen, W.F.J. Müller, H. Sann
An Exclusive Study of Nuclear Multifragmentation and the Search for Critical Phenomena, Using the Equation Of State Time Projection Chamber (EOS-TPC)
LBL proposal 4/26/90
F. Bieser, D. Cebra, H.S. Matis, C. McParland, G. Odyniec, D.L. Olson, G. Rai, J. Rasmussen, H.G. Ritter, T.J.M. Symons, H.H. Wieman, B. Anderson, A. Baidwin, D. Keane, R. Madey, Y. Shao, J. Watson, W. Zhang, D. Carmony, Y. Choi, M. Gilkes, A. Hirsch, E. Hjort, N. Porile, R. Scharenberg, B. Srivastava, P. Warren, F.P. Brady, G.P. Grim, M.D. Partlan, J.L. Romero, S.Y. Fung, U. Lynen, W.F.J. Müller, H. Sann
Study of high energy heavy ion collisions with the EOS-TPC
LBL proposal 5/4/90
- [Tro87] R. Trockel
Einsetzen dynamischer Fragmentationsprozesse in Schwerionenstößen bei mittleren Einschußenergien
Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1987)
GSI-87-17 REPORT September 1987 ISSN 0171-4546
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, R. Wada
Correlated Fragment Production on ^{18}O -Induced Reactions at $E/A=84\text{MeV}$
Phys. Rev. Lett. **59**, 25 2844 (1987)
- [Tul90] C.E. Tull
Relativistic Heavy Ion Fragmentation at HISS
Ph.D. Thesis, LBL Report No: 29718
- [Van73] R. Vandenbosch, J. Huizenga
Nuclear Fission
Academic Press New York / London 1973

- [Vio63] V.E. Viola, Jr., T. Sikkeland
Fragment Kinetic Energy Release in Heavy-Ion-Induced Fission Reactions
Phys. Rev. **130**, 5 2044 (1963)
- [Vio85] V.E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker
Systematics of fission fragment total kinetic energy release
Phys. Rev. C **31**, 4 1550 (1985)
- [Viy79] Y.P. Viyogi, T.J.M. Symons, P. Doll, D.E. Greiner, H.H. Heckman,
D.L. Hendrie, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, D.K. Scott, K. Van Bibber,
G.D. Westfall, H. Wieman, H.J. Crawford, C. McParland, C.K. Gelbke
Fragmentation of ^{40}Ar at 213 MeV/Nucleon
Phys. Rev. Lett **42**, 1 33 (1979)
- [Wad89] R. Wada, D. Fabris, K. Hagel, G. Nebbia, Y. Lou, M. Gonin, J.B. Natowitz,
R. Billerey, B. Cheynis, A. Demeyer, D. Drain, D. Guinet, C. Pastor, L. Vagneron,
K. Zaid, J. Alarja, A. Giorni, D. Heuer, C. Morand, B. Viano, C. Mazur, C. Ngo,
S. Leray, R. Lucas, M. Ribrag, E. Tomasi
*Temperatures and excitation energies of hot nuclei in the reactions of $^{32}\text{S}+\text{Ag}$ and
 $^{16}\text{O}+\text{Ag}$ at 30 MeV/nucleon*
Phys. Rev. C **39**, 2 497 (1989)
- [Wap58] Wapstra
Handbuch der Physik, Band 38, Teil 1 Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958
- [Web92] M. Weber, C. Donzaud, J.P. Dufour, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe,
D. Guillemaud-Mueller, H. Keller, M. Lewitowicz, A. Magel,
A.C. Mueller, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, A. Piechaczek,
M. Pravikoff, E. Roeckl, K. Rykaczewski, M.G. Saint-Laurent, I. Schall,
C. Stephan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, D.J. Vieira, B. Voss
*Production Cross-Sections and Momentum Distributions from
500 MeV/u ^{86}Kr Fragmentation
noch zu veröffentlichen*
- [Wef79] J.P. Wefel, J.M. Kidd, W. Schimmerling, K.G. Vosburgh
*Differential fragmentation cross sections for 7.3 GeV nitrogen ions
incident on protons*
Phys. Rev. C **19**, 4 1380 (1979)

- [Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock
Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relativistic Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **37**, **18** 1202 (1976)
- [Wil92] J.L. Wile, D.E. Fields, K. Kwiatkowski, S.J. Yennello, K.B. Morley, E. Renshaw, V.E. Viola, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, N. Carlin, H.M Xu, W.G. Gong, M.B. Tsang, J. Pochodzalla, R.T. deSouza, D.J. Fields, S.M. Austin
Excitation functions for complex fragment emission in the $E/A=20-100\text{MeV}$ $^{14}\text{N}+^{nat}\text{Ag}$, ^{197}Au reactions
Phys. Rev. C **45**, **5** 2300 (1992)
- [Yok92] A. Yokoyama, W. Loveland, J.O. Liljezén, K. Aleklett, D.J. Morrissey, G.T. Seaborg
Fragmentation of ^{197}Au by 21 MeV/nucleon ^{129}Xe
Phys. Rev. C **46**, **2** 647 (1992)

