

Produktionswirkungsquerschnitte und
longitudinale Impulsverteilungen
neutronenarmer Fragmente in der Reaktion
 $^{129}\text{Xe} + ^{27}\text{Al}$ bei $E_{\text{Lab}}=790\text{A}\cdot\text{MeV}$

Jörg Reinhold

24 Oktober 1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen zur Physik der Projektil- und Targetfragmentation	3
2.1	Historische Entwicklung	3
2.2	Phänomenologische Beschreibung	6
2.2.1	Produktionswirkungsquerschnitte	6
2.2.2	Impulsverteilungen	8
2.2.3	Zweistufen-Modell der Projektilfragmentation	11
2.3	Offene Fragen	14
3	Das Experiment	15
3.1	Prinzip des Meßaufbaus	15
3.1.1	Fragmentseparator	16
3.1.2	Target und Strahlmonitor	17
3.1.3	Halbleiterdetektor	17
3.1.4	Cherenkovdetektor	19
3.1.5	Datenaufnahme	20
3.2	Durchführung der Messung	20
3.2.1	$B\rho$ -Eichung	21
3.2.2	Geschwindigkeitseichung	22
3.2.3	Kernladungsbestimmung	22
3.2.4	Massenbestimmung	25
3.3	Meßergebnisse und Fehlerdiskussion	26
3.3.1	Wirkungsquerschnitte	26
3.3.2	Impulsverteilungen	30
4	Diskussion der Daten	35
4.1	Vergleich mit empirischen Parametrisierungen	35
4.1.1	Produktionswirkungsquerschnitte	35
4.1.2	Abschätzung zur Produktion extrem neutronenarmer Kerne	38
4.1.3	Longitudinale Impulsverteilungen	41
4.1.4	Zusammenfassung	43
4.2	Vergleich mit Kaskaden-Rechnungen	45

4.2.1	Das intranukleare Kaskaden- & Verdampfungsmodell ISAPACE	46
4.2.2	Ladungsändernde Reaktionsquerschnitte	49
4.2.3	Produktionswirkungsquerschnitte einzelner Isotope	50
4.2.4	Ladungsaustauschreaktionen $Z_{Frag} > Z_{Proj}$	52
4.2.5	Longitudinale Impulsverteilungen	54
4.2.6	Modifikation und Ergänzung des Modells	57
4.2.7	Prefragmentverteilungen nach ISAPACE	65
5	Zusammenfassung und Ausblick	74
A		76
A.1	Empirische Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte: EPAX	76
A.2	Produktionsrate bei Sekundärfragmentation	77
A.3	Eingabeparameter des Kaskadenmodells ISAPACE	78
B	Tabellierte Meßergebnisse	79
	Literaturverzeichnis	80

Zusammenfassung

Es wurde die Produktion neutronenarmer Kerne durch Projekttilfragmentation in der Reaktion $^{129}\text{Xe}+^{27}\text{Al}$ bei einer Laborenergie von 101.9 GeV (=790 A·MeV) untersucht. Das Experiment wurde am Schwerionensynchrotron SIS und dem Fragmentseparator FRS, einem 0° -Magnetspektrometer, der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH in Darmstadt durchgeführt.

Es konnten ca. 200 Isotope im Bereich $40 \leq Z \leq 55$ und $84 \leq A \leq 129$ identifiziert werden. Neben dem Produktionsquerschnitt wurde auch die longitudinale Impulsverteilung der einzelnen Isotope bestimmt.

Die gemessenen Produktionsquerschnitte werden im allgemeinen recht gut von einer Parametrisierung beschrieben, die durch Anpassung an Daten zur Targetfragmentation entstand. Durch Vergleich mit der Fragmentation von ^{136}Xe konnte zum ersten Mal eine prognostizierte Abhängigkeit der Fragmentausbeuten vom Neutronenüberschuß des Projektils („Memory-Effekt“) im Massenbereich $A \geq 100$ bestätigt werden. Auf der extrem neutronenarmen Flanke der Isotopenverteilungen wurden höhere Querschnitte gemessen, als durch die Parametrisierung erwartet. Zusammen mit dem auch für neutronenarme Projektilen vorhergesagten „Memory-Effekt“ lassen sich damit bei Verwendung eines ^{124}Xe - oder ^{112}Sn -Strahls Produktionsquerschnitte abschätzen, die es erlauben sollten, auch Isotope mit $A \approx 100$ nahe der Stabilitätsgrenze gegen Protonenzerfall („proton-dripline“) mit vernünftigen Raten zu erzeugen. Ein Experiment zum erstmaligen Nachweis von ^{100}Sn konnte daraufhin inzwischen erfolgreich durchgeführt werden.

Die gemessenen longitudinalen Impulsüberträge folgen nur im allgemeinen Trend den bisherigen Systematiken. In diesem Experiment konnte in Isobarenketten eine bisher nicht studierte Abhängigkeit des Impulsübertrags vom Neutronendefizit der Isobare beobachtet werden. Dies deutet darauf hin, daß sehr neutronenarme Fragmente durch höhere Anregung des Projektils erzeugt werden als bisher angenommen. Diese Beobachtung wird in einem Zwei-Stufenmodell, bestehend aus einer intranuklearen Kaskadenrechnung und einem statistischen Verdampfungsmodell, bestätigt. Jedoch wird der absolute Wert des Impulsübertrags um etwa einen Faktor 2 unterschätzt. Um dies zu erklären, wurden bisher nicht berücksichtigte Effekte in das Kaskadenmodell implementiert. Dabei zeigte sich, daß die Berücksichtigung des Impulsübertrags, der durch das Aufbrechen der Bindungsenergie beim Herausschlagen von Nukleonen verursacht wird, zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung mit dem Experiment führt.

Die Isotopenverteilungen werden von dem Zwei-Stufenmodell über einen Bereich von vier Größenordnungen zufriedenstellend beschrieben. Der Vergleich dieses Modells mit den beobachteten Ladungsaustauschreaktionen $Z_{\text{Frag}} = Z_{\text{Proj}} + 1$ zeigt, daß zumindest in der Nähe des Projektils die Anregung der Δ -Resonanz entscheidenden Einfluß auf die beobachteten Isotopenverteilungen hat.

Kapitel 1

Einleitung

Eine der zentralen Fragestellungen der aktuellen Kernphysik läßt sich ganz allgemein unter dem Begriff „Eigenschaften von Kernen bzw. Kernmaterie unter extremen Bedingungen“ zusammenfassen. Dieses Arbeitsfeld umfaßt Gebiete wie die Spektroskopie schnell rotierender Kerne, das Verhalten von Kernen an den Grenzen der Teilchen-Stabilität und das Studium hoch angeregter, komprimierter Kernmaterie.

Zur Produktion exotischer Kerne, weitab vom Massental der β -Stabilität, standen anfangs hauptsächlich Spaltung schwerer und Fusion leichter Kerne als erzeugende Reaktionsmechanismen zur Verfügung. Da schwere Kerne ein höheres Neutron zu Proton Verhältnis aufweisen als leichte, werden durch die Spaltung verstärkt Isotope auf der neutronenreichen Seite des Stabilitätstals gebildet. Die Massenverteilung der Spaltprodukte, z.B. von ^{235}U hat dabei zwei Maxima im Bereich $A=95-100$ und $A=135-140$. Im Gegensatz dazu können bei der Fusion leichter Kerne bevorzugt neutronenarme Isotope mit $A \leq 100$ gebildet werden.

Einen alternativen Reaktionsprozess stellen die Spallationsreaktionen (Targetfragmentation) dar, das heißt der Aufbruch eines schweren Targets bei Beschuß mit hochenergetischen Protonen bzw. leichten Ionen. Auch damit lassen sich eine Vielzahl von Radioisotopen erzeugen, wobei das Maximum der Verteilungen auf der neutronenarmen Seite des Stabilitätstals liegt. Die Targets in geeignete Ionenquellen zu implementieren ist eine der gängigen Methoden radioaktive Sekundärstrahlen zu erzeugen.

Die kinematische Umkehrung dieser Reaktion – also die Fragmentation schwerer, hochenergetischer Projektile bei Beschuß leichter Targets – bringt einige Vorteile, die es erlauben, mit hoher Ausbeute die Reaktionsprodukte als Sekundärstrahl zu erhalten. Die hohe Geschwindigkeit der Projektile führt hierbei zu einer kinematischen Fokussierung der erzeugten Fragmente. Diese können so in geeigneten Spektrometern mit Ausbeuten von nahezu 100% selektiert werden. Die große Energie erlaubt weiter die Verwendung sehr dicker Targets im Bereich von mehreren g/cm^2 Massenbelegung. Weiterhin ist es möglich Isotope mit sehr geringem natürlichen Vorkommen aus geeigneten Ionenquellen als Projektil zu extrahieren. Man erhofft sich, dadurch die Ausbeute exotischer Fragmente gezielt erhöhen zu können. Dicke

Targets aus diesen Isotopen herzustellen ist dagegen mit aufwendigen Trennverfahren verbunden und in der Regel sehr teuer.

Eine Vielzahl von Experimenten, hauptsächlich zur Fragmentation leichterer Kerne $A < 100$, führte zu empirischen Parametrisierungen und phänomenologischen Beschreibungen, die die Produktionsquerschnitte und Impulsverteilungen grob wiedergeben.

Um jedoch verlässliche Vorhersagen zu Ausbeuten im Massenbereich $A \geq 100$ zu erhalten, war es notwendig, systematische Untersuchungen von Produktionsquerschnitten in diesem Massenbereich durchzuführen. Erst in jüngster Zeit ist es gelungen, mit der Photospaltung hochenergetischer Uranprojekteile Zugang zum extrem neutronenreichen Teil der Nuklidkarte in diesem Bereich zu finden [Arm94].

Das Ziel dieser Arbeit war es, durch Verwendung der Projektilfragmentation Zugang zum extrem neutronenarmen Teil der Nuklidkarte zu erhalten. Es wurde daher die Fragmentation von ^{129}Xe an ^{27}Al bei einer Energie von $E_{\text{Lab}} = 790A \cdot \text{MeV}$ untersucht. Von besonderem Interesse war hierbei die Abhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte an den Flanken der Isotopenverteilungen vom Neutronenüberschuß bzw. -defizit des Projektils. Es wurde daher ein Vergleich mit den Resultaten vorhergehender Experimente mit ^{136}Xe angestrebt.

Ein zentrales Ziel der Untersuchungen war, über präzise Messung der Reaktionskinematik, in diesem Fall der longitudinalen Impulsverteilungen, und durch Vergleich mit einem geeigneten Modell zu einem besseren Verständnis des Reaktionsablaufs zu gelangen.

Nach den Grundlagen der Projektilfragmentation im folgenden Kapitel wird zunächst Experimentaufbau und -durchführung beschrieben (Kap. 3). In Kap. 4 werden die Meßergebnisse sowohl mit empirischen Systematiken als auch schwerpunktmäßig mit Rechnungen nach dem ISAPACE Modellcode [Bla92, Fau92] verglichen und diskutiert. Eine zusammenfassende Darstellung des Reaktionsablaufs und ein Ausblick auf zukünftige Experimente schließt sich in Kap. 5 an.

Kapitel 2

Grundlagen zur Physik der Projektile- und Targetfragmentation

2.1 Historische Entwicklung

Stöße zwischen relativistischen Schwerionen wurden schon Ende der 40er Jahre bei der Untersuchung der kosmischen Höhenstrahlung in ballongestützten Experimenten beobachtet [Fre48, Bra48]. Zwei verschiedene Klassen von Reaktionen wurden dabei beobachtet [Bra49]:¹

- Das Projektil wird vollständig zerstört, und im Ausgangskanal werden nur noch leichte Teilchen, wie Nukleonen und Mesonen, beobachtet.
- In der ursprünglichen Flugrichtung des Projektils wird, mit annähernd Projektilgeschwindigkeit, ein schweres, projektilähnliches Fragment oder mehrere leichtere Fragmente nachgewiesen.

Der erste Prozess wurde zentralen Stößen zwischen Projektil- und Targetkern zugeordnet. Demgegenüber wurde angenommen, daß das Überleben eines relativ großen Bruchstückes des Projektils auf eine stark periphere Reaktion, also mit hohem Stoßparameter, zurückzuführen ist. Diese Reaktionen werden allgemein mit Spallation oder Targetfragmentation bezeichnet. Als Beispiel einer solchen Reaktion ist in

¹Zitat aus [Bra49]: „(a) The incoming nucleus can proceed almost undeflected with undiminished charge. In this case a few nucleons may be ejected from the target nucleus...

(b) The incoming nucleus may be completely destroyed in a large nuclear explosion...

(c) Part of the incoming nucleus may be sheared off in the collision. The remaining nuclear matter proceeds with its original momentum either as a compact nucleus of reduced charge or partially or completely dissociated. This type of collision results therefore in a *narrow penetrating shower* consisting in general of relativistic protons, α -particles and heavy fragments.“

Abb. 2.1 die Fragmentation eines relativistischen Schwefel-Kerns in einer Kernspuremulsion gezeigt.

Im Labor standen hochenergetische Schwerionen zum damaligen Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung. Jedoch konnte in ersten Untersuchungen von Deuteron-Kern [Cun47] und Helium-Kern [Sea47] Stößen am 184-Inch Zyklotron in Berkeley, Kalifornien, der entsprechende Aufbruch des Targets studiert werden. Aufgrund dieser Experimente formulierte Serber [Ser47] eine Modellvorstellung, welche die Reaktion in zwei getrennten Stufen behandelt:

- In einer Stoßphase, gekennzeichnet durch voneinander unabhängige Nukleon-Nukleon Stöße, werden Nukleonen aus dem Kern entfernt. Dies führt zu einem angeregten Prefragment.
- In der nachfolgenden Abregungsphase verliert das Prefragment dann seine Anregungsenergie durch die Emission von Nukleonen und γ -Quanten.

Diese Vorstellung bildet die Grundlage für alle weiteren Beschreibungen dieser Reaktionen. In der Folge begannen detaillierte Untersuchungen über die Verteilung der Reaktionsprodukte des Targets (Spallation, Targetfragmentation). Da diese aufgrund des geringen Impulsübertrags (siehe Abschn. 2.2.2) nur schwer mit Detektoren nachzuweisen sind, wurden radiochemische Verfahren zur Identifikation eingesetzt. Dies setzt aber eine gewisse Mindestlebensdauer der untersuchten Kerne voraus. Daher bezieht sich ein Großteil der Daten auf Isotope nahe der β -Stabilität. Kurzlebige Isotope können zwar mit dem sogenannten ISOL-Verfahren² („Isotope-Separation On-Line“) nachgewiesen werden, jedoch eignet sich diese Methode kaum zum Studium der Reaktion an sich, als vielmehr zur Erzeugung radioaktiver Sekundärstrahlen.

Der Beschuß von Targets mit schweren Ionen wurde erst Anfang der 70er Jahre durch den Ausbau von Protonen-Beschleunigern zu Hochenergie-Schwerionen-Beschleunigern möglich (z.B. Bevatron/Bevalac am LBL in Berkeley, Kalifornien [Ghi73]). Damit konnten auch die Projektilfragmente im Flug mit Hilfe von Detektoren identifiziert werden [Hec72]. Hierzu gibt es eine Vielzahl von Experimenten. Isotopenaufgelöste Untersuchungen wurden jedoch hauptsächlich für leichte Projektile im Bereich Helium bis Sauerstoff durchgeführt (z.B. [Hec72, Gre75]). Die meisten Experimente im Bereich $A \geq 100$ beschränkten sich auf die Zuordnung der Kernladungszahl Z . Übersichtsartikel, die einen Großteil der bisherigen Experimente zur Target- und Projektilfragmentation zusammenfassen, finden sich z.B. in [Gol78, Nag84, Hüf85].

Seit einigen Jahren stehen nun verschiedene Spektrometer zur Verfügung, die es auch erlauben, die Massenzahl der Fragmente eindeutig zu bestimmen (siehe z.B. den Übersichtsartikel [Mün92] und Referenzen dort). Davon ist der Fragmentseparator (FRS) [Gei92] der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt

²Einige moderne ISOL Anlagen werden z.B. in Nuclear Instruments and Methods B70, S. 41ff vorgestellt.

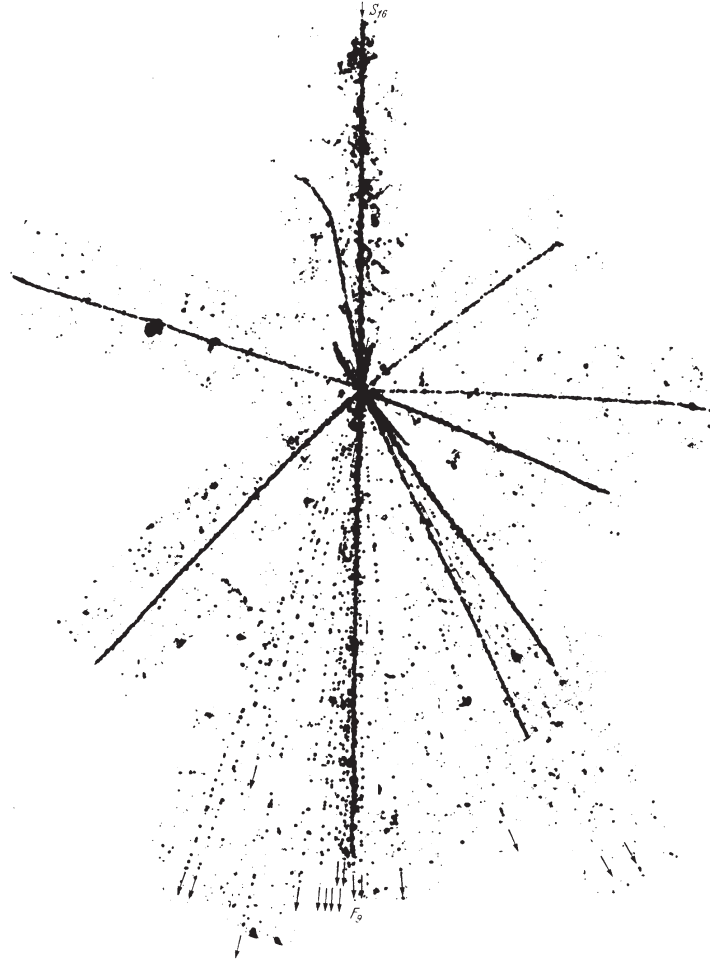


Abbildung 2.1: *Fragmentation eines Schwefel-Kerns, von oben kommend, in einer Filmplatte. In Vorwärtsrichtung (nach unten) ist die Spur eines Fluor-Kerns (dicke Spur) und mehrere leichte Teilchen (Nukleonen und Mesonen) mit hoher Geschwindigkeit (dünne Spuren) zu sehen. Die isotrop verteilten dicken Spuren, die nach kurzer Reichweite enden, gehören zu Teilchen mit niedriger Geschwindigkeit und daher hoher Ionisationsdichte. Sie werden Bruchstücken des Targetkerns zugeordnet. Sehr schön läßt sich anhand dieses Bildes die isotrope Verteilung der Targetprodukte und die Vorwärtsfokussierung der Projektilprodukte im Laborsystem erkennen. Die Abbildung ist der Monographie von Powel [Pow59] entnommen, in der sich eine Vielzahl sehr anschaulicher Bilder befindet.*

das einzige Spektrometer, das noch in der Lage ist, selbst Uranfragmente bei einer Energie von $1A \cdot \text{GeV}$ abzulenken. Bei gleichzeitig sehr guter Impulsauflösung ist es ein ideales Instrument sowohl zur Identifikation von Fragmenten als auch zum Studi-

um der Reaktionskinematik der Projektilfragmentation. Einige bisher veröffentlichte Ergebnisse zu Fragmentationsexperimenten am FRS finden sich in [Gei92, ScK92, Web92, Bro92, Cle92, Bln92, Fri93a, ScK93, Han93, Bln93b, Arm94, ScR94].

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die bisherigen Ergebnisse aus den Systematiken zur Target- und Projektilfragmentation im Hinblick auf Produktionsquerschnitte und Impulsverteilungen zusammengefaßt.

2.2 Phänomenologische Beschreibung

2.2.1 Produktionswirkungsquerschnitte

Der Großteil der bisher zur Verfügung stehenden Daten bezieht sich auf die Fragmentation von Targetkernen bei Beschuß mit Protonen oder leichten Kernen. Systematiken zeigen, daß die Isobarenverteilungen der Fragmente gaußartig sind. Die Maxima der Verteilungen liegen auf der neutronenarmen ³ Seite des Stabilitätstals (s. Abb. 2.2). Dies läßt sich durch die fehlende Coulombbarriere für die Emission von Neutronen aus einem angeregten Kern erklären. Die Verteilungen sind nicht symmetrisch, sondern fallen auf der neutronenarmen Seite steiler ab. Weiter zeigt sich eine Abhängigkeit der Lage der Verteilungen vom Neutronenüberschuß des Projektils relativ zum allgemeinen Verlauf der β -Stabilität [Wes79, Por64, KuK77]. Die Fragmente besitzen also eine gewisse Erinnerung an das Target, weshalb dieses Verhalten auch „Memory-Effekt“ genannt wird. Dies ist in Abb. 2.2 am Beispiel dreier $A=72$ Isobarenverteilungen aus der Targetfragmentation von drei $A=96$ Isobaren [Por64] dargestellt. Es fällt hierbei auf, daß die Verschiebung der Verteilung relativ zu den ⁹⁶Mo-Fragmenten für das neutronenärmere Projektil ⁹⁶Ru schwächer ausfällt als für das neutronenreichere ⁹⁶Zr, obwohl sie beide den gleichen Abstand $|\Delta Z| = 2$ vom isobaren Projektil ⁹⁶Mo aufweisen. Da auch die Fragmentverteilung des Isobars ⁹⁶Mo auf der neutronenarmen Seite des Stabilitätstals liegt, ist es eher möglich, diese Verteilung durch Verwendung eines neutronenreicheren Projektils in Richtung Stabilität zu verschieben, als durch Verwendung eines neutronenärmeren Projektils Kerne zu erzeugen, die noch schwächer gebunden sind.

Um die Vielzahl der Daten übersichtlich zusammenzufassen, und um verlässliche Vorhersagen für unbekanntes Produktionsquerschnitte zu erhalten, wurde schon sehr früh damit begonnen, die experimentellen Daten durch einfache Funktionen anzupassen (siehe z.B. [Rud66]). Zwei weitere Beobachtungen dienen als Grundlage für diese Parametrisierungen:

³Die Verwendung des Attributs „neutronenarm“ bzw. „neutronenreich“ ist im folgenden immer relativ zum Stabilitätstal oder auch zum Maximum der Verteilungen zu verstehen. Selbst sehr „neutronenarme“ Kerne bestehen, im für diese Arbeit relevanten Massenbereich ($A \approx 100$), in der Regel aus mehr Neutronen als Protonen.

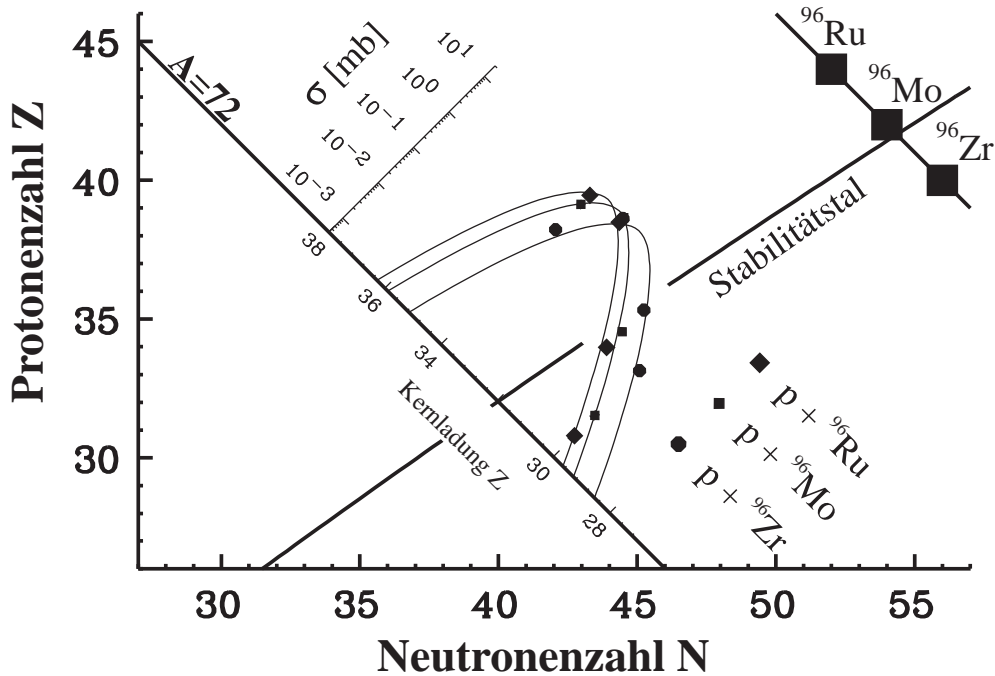


Abbildung 2.2: Targetfragmentation von drei $A=96$ Isobaren bei Beschuß mit Protonen. Die Daten sind entnommen aus [Por64]. Die durchgezogenen Linien sind eine Parametrisierung, die das Neutron zu Proton Verhältnis des Targets berücksichtigt [Süm90]. Die mit Stabilitätstal gekennzeichnete Linie gibt den generellen Verlauf der β -Stabilität wieder (siehe z.B.[MKu84] und Gl. A.8).

- Für hohe Energien $E_{Lab} \geq 500-600A \cdot \text{MeV}$ werden die Fragmentverteilungen nahezu unabhängig von der Einschußenergie des Projektils („limiting fragmentation“⁴).
- Die Fragmentverteilungen bei Beschuß eines Targets mit verschiedenen Projektilen unterscheiden sich nur durch einen konstanten Faktor („factorization“⁵). Der Produktionsquerschnitt für Targetfragmente läßt sich dann in zwei Faktoren aufspalten. Dabei hängt ein Faktor nur vom Target und dem beobachteten Fragment ab, während der andere nur von Target und Projektil abhängt: $\sigma(\text{Fragment}) = \gamma(\text{Target}, \text{Fragment}) \cdot \gamma(\text{Target}, \text{Projektil})$ [Fes73].

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines bestimmten Targetfragments wird

⁴„Limiting fragmentation“ wurde zuerst als Hypothese in hochenergetischen Lepton-Hadron und Hadron-Hadron Reaktionen vorgestellt [Ben69].

⁵Der Begriff „factorization“ wurde ebenfalls schon in der Hadron-Hadron Streuung bei hohen Energien eingeführt [Gel62, Gri62].

dann üblicherweise folgendermaßen geschrieben:

$$\sigma(A, Z) = \sigma_R(A_{Proj.}, A_{Tar.}) \cdot P(A, A_{Tar.}) \cdot \phi(A, Z) \quad (2.1)$$

Dabei ist σ_R der einzige Term, der von der Masse des Projektils abhängt und die Bedeutung eines Gesamtquerschnitts für Fragmentation hat. Die folgenden Faktoren geben dann die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß wenn eine Fragmentationsreaktion eintritt, das Fragment (A,Z) gebildet wird. $P(A, A_{Tar.})$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Fragment mit der Masse A zu bilden, und $\phi(A, Z)$ ist die Ladungsverteilung für Isobare der Massenzahl A. Da Projekttilfragmentation nichts anderes ist als Targetfragmentation bzw. Spallation, nur in inverser Kinematik, sollten die Parametrisierungen auch dafür die Verteilungen beschreiben können. Hier wird im folgenden die Parametrisierung von Sümmerer [Süm90] verwendet, die auch mit einem Parameter den „Memory-Effekt“ berücksichtigt. Da die Anpassung dieses einen Parameters sich auf nur zwei Messungen bei Targetmassen von A=48 [Wes79] und A=96 [Por64] stützt, ist es im Hinblick auf die Erzeugung radioaktiver Sekundärstrahlen von besonderem Interesse, diesen Effekt auch für schwerere Massen zu studieren.

2.2.2 Impulsverteilungen

Schon das Studium hochenergetischer Hadron-Hadron Reaktionen zeigte, daß einige Reaktionsprodukte von der Einschußenergie unabhängige Impulsverteilungen annehmen, wenn diese im Laborsystem oder im Ruhesystem des Projektils betrachtet werden („limiting fragmentation“ [Ben69]). Dieses Verhalten konnte auch für Fragmente aus relativistischen Schwerionenstößen bestätigt werden [Gre75]. Es ist daher üblich, Impulsverteilungen im Laborsystem anzugeben, wenn das Fragment aus dem Targetaufbruch entsteht, und im Ruhesystem des Projektils, wenn es dem Projektil entspringt. In der weiteren Diskussion ist, wenn nicht explizit anders angegeben, der Impuls gemeint, den das Fragment im Ruhesystem des Kerns hat, aus dem es entstand. Folgende Ergebnisse lassen sich aus den bisherigen Systematiken zusammenfassen (siehe z.B. folgende Übersichtsartikel [Gol78, Nag84, Hüf85, Mor89]):

- Die Verteilungen hängen nicht vom jeweiligen Stoßpartner oder der Einschußenergie ab („factorization“ und „limiting fragmentation“).
- Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma(A, Z)/dP_{\parallel}$ folgen in guter Näherung einer Gaußverteilung. P_{\parallel} ist hierbei die Impulskomponente in Strahlrichtung, im folgenden auch als longitudinaler Impuls bezeichnet.
- Der Schwerpunkt der Verteilungen $\langle P_{\parallel} \rangle$ liegt –für Projekttilfragmente– in der Nähe des Projekttilimpulses. Die Verschiebung ist proportional zum Massenverlust ΔA und liegt im Ruhesystem des Projektils in der Größenordnung $\langle P_{\parallel} \rangle \approx \Delta A \cdot 8MeV/c$. Für die Komponente senkrecht zur Strahlrichtung gilt aus Symmetriegründen $\langle P_{\perp} \rangle = 0$.

- Die Breite der Verteilung $\sigma_{P_{\parallel}}$ hängt vom beobachteten Fragment ab, maßgeblich von seiner Masse ⁶. Der allgemeine Trend zeigt ein Verhalten [Mor89]:

$$\sigma_{P_{\parallel}} \approx 87 \text{ MeV}/c \cdot \sqrt{A_{Proj.} - A_{Frag.}} \quad (2.2)$$

- die Verteilungen sind isotrop, d.h. die Breite in Strahlrichtung (longitudinal) unterscheidet sich nicht wesentlich von der in einer beliebigen Richtung senkrecht dazu (transversal): $\sigma_{P_{\perp}} \approx \sigma_{P_{\parallel}} \pm 10\%$.

Diese Beobachtungen konnten schon sehr früh durch einfache Modelle in ihrem allgemeinen Verhalten beschrieben werden.

Goldhaber zeigte [Gol74], daß das Prinzip der Impulserhaltung, angewendet auf die Nukleonen des Projektils, zu einer Breite der longitudinalen Impulsverteilung der Form

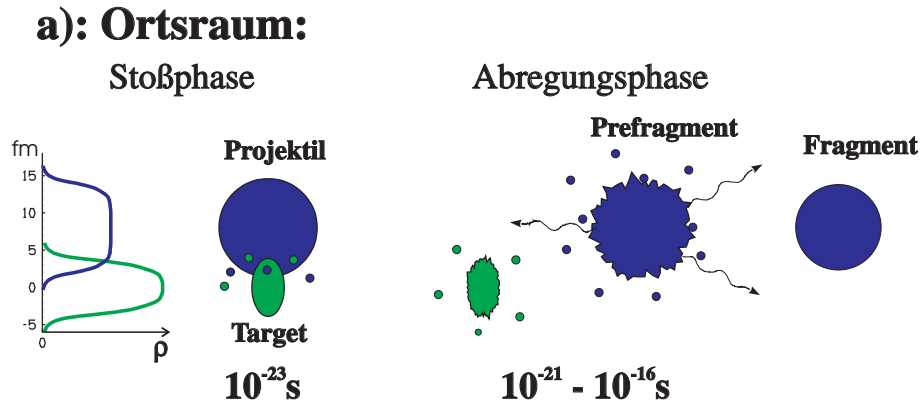
$$\sigma_{P_{\parallel}} = \sqrt{\frac{1}{5}} P_{Fermi} \cdot \sqrt{\frac{A_{Frag.} (A_{Proj.} - A_{Frag.})}{A_{Proj.} - 1}} \quad (2.3)$$

führt (für den Gesamtimpuls ergibt sich entsprechend $\sigma_P = \sqrt{3} \sigma_{P_{\parallel}}$). Für große Massen und $A_{Frag.} \approx A_{Proj.}$ ist dies sehr ähnlich zu Gl. 2.2. Er nahm dazu an, daß das Fragment aus $A_{Frag.}$ zufällig ausgewählten Nukleonen der Fermiverteilung der $A_{Proj.}$ Nukleonen des Projektils gebildet wird. Mit anderen Worten, die Fermiverteilung des Projektils erhält ($A_{Proj.} - A_{Frag.}$) Löcher (s. Abb. 2.3b). Dabei ist $\frac{1}{5} P_{Fermi}^2 = \langle p_{\parallel}^2 \rangle$ der mittlere quadratische Longitudinalimpuls eines Nukleons der Fermiverteilung. Mit einem Fermiimpuls in der Größe von etwa 260 MeV/c für Kerne in der Gegend $A=100$ [Mon71] erhält man $\sqrt{\frac{1}{5}} P_{Fermi} = 116 \text{ MeV}/c$. Gleichung 2.3 ist in guter Übereinstimmung mit Daten zur Fragmentation leichterer Kerne [Gre75] und den sehr projektilähnlichen Fragmenten schwerster Kerne [ScK92]. Für größere Massenverluste ΔA sind die Verteilungen jedoch um ca. 10-20% schmaler und werden besser durch Gl. 2.2 wiedergegeben. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß ein Teil der Nukleonen erst in einer zweiten Reaktionsphase aus einem angeregten Kern im thermischen Gleichgewicht emittiert wird. So erzeugt die Emission eines Neutrons mit 2 MeV kinetischer Energie einen Rückstoßimpuls von

$$\sigma_{P_{\parallel}} = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \sqrt{2 \text{ MeV} \cdot 2 \cdot 939.6 \text{ MeV}/c^2} = 35.4 \text{ MeV}/c \quad (2.4)$$

und ist damit deutlich kleiner als im Goldhaber-Modell. Andere Autoren geben als zusätzlichen Grund für schmalere Impulsverteilungen Pauli-Korrelationen [Ber81], Phasenraumbeschneidungen [Mur84] und Bindungsenergien [Fri83] an. Auf alle Fälle sollte für größere Massenverluste der Einfluß der Verdampfungsphase auf die beobachtete Fragmentmasse steigen, so daß Gl. 2.3 strenggenommen nur für die vorübergehend gebildeten Prefragmente gilt. Wenn nun aber der Beitrag der Verdampfungsphase zur Breite der Impulsverteilung vernachlässigbar gegenüber der ersten Stufe

⁶Das Symbol „ σ “ wird für die Standardabweichung und den Wirkungsquerschnitt benutzt. Die jeweilige Bedeutung sollte jedoch aus dem Zusammenhang klar werden.



b): Stoßphase im Impulsraum:

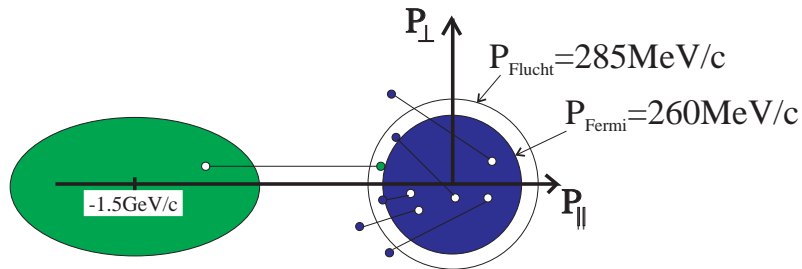


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Reaktion im **Ruhsystem des Projektils**. Im Ortsraum ist das Target in Flugrichtung lorentzkontrahiert. Im Impulsraum ist die Fermiverteilung dagegen um den Faktor γ gestreckt. In der Stoßphase werden durch das Entfernen von Nukleonen Löcher in der Fermiverteilung erzeugt. Die entsprechenden Nukleonen verlassen entweder das Projektil oder werden oberhalb des Fermiimpulses eingefangen. Um das Kernpotential verlassen zu können, benötigen die Nukleonen den Impuls P_{Flucht} , der sich aus der Summe von Fermienergie und mittlerer Bindungsenergie ableitet. Protonen müssen zusätzlich die Coulombbarriere überwinden.

sein sollte, so ermöglicht dies eventuell, durch den Vergleich mit dem Goldhaber-Modell auf den Massenverlust in der ersten Stufe zu schließen.

Im Gegensatz zur Breite der Verteilung sollte ihr Schwerpunkt $\langle P_{\parallel} \rangle$ nur durch die erste Phase beeinflusst werden. Die nachfolgende Verdampfung von Nukleonen sollte isotrop geschehen und zu keiner weiteren Änderung führen. Das Goldhaber-Modell liefert für den mittleren Impuls $\langle P_{\parallel} \rangle = 0$, da die erzeugten Löcher in der Fermiverteilung als statistisch gleichverteilt angenommen werden. Impulsüberträge ergeben sich im Fermigasbild aus dem Einfang von Nukleonen oberhalb der Fermikante und durch den Verlust der Bindungsenergie für Nukleonen, die den Kern verlassen [Abu76a]

(s. Abb. 2.3b). Beides sollte gerichtet geschehen, und zwar in Flugrichtung des jeweiligen Stoßpartners (siehe Abb. 2.3b). Andere Autoren [Mas77, Cum80] haben den Impulsübertrag mit der auf Projektil und Target übertragenen Anregungsenergie in Verbindung gebracht. Aus Impuls und Energieerhaltung kann man eine Gleichung folgender Form für den Impulsübertrag q im Ruhesystem des Projektils ableiten [Mas77]:

$$q_{Proj}c = \frac{1}{\beta} \left[E_{Proj}^* + \frac{E_{Tar}^*}{\gamma} \right] \quad (2.5)$$

Dabei sind E_{Proj}^* und E_{Tar}^* die auf Projektil und Target übertragene Anregungsenergie und β die Geschwindigkeit des Projektils in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$). Unter der Annahme $E_{Tar}^* \approx E_{Proj}^*$ erhält man

$$E_{Proj}^* = q_{Proj}c \frac{\beta\gamma}{\gamma+1} \quad (2.6)$$

Morrissey [Mor89] schlägt daher vor, die Daten in der Größe

$$\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle \equiv M_{Proj} \cdot \underbrace{\langle \beta_{\parallel} \rangle}_k c \frac{\beta\gamma}{\gamma+1} \quad (2.7)$$

darzustellen. Dabei ist $\langle \beta_{\parallel} \rangle$ die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Fragmente im Ruhesystem des Projektils. Unter Vernachlässigung des Massenverlustes in der ersten Phase der Reaktion ist $M_{Proj} \cdot \langle \beta_{\parallel} \rangle c$ der mittlere longitudinale Impuls des angeregten Prefragments. Der kinematische Faktor k geht bei hohen Projektilenergien gegen 1 und wird damit energieunabhängig („limiting fragmentation“). Das Studium der Impulsverteilung in der Größe $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$, also eigentlich der Geschwindigkeitsverteilung der Fragmente im Ruhesystem des Projektils, ist auch insofern sinnvoll, als der Massenverlust während der zweiten Reaktionsphase den Impuls ändert, ohne daß im eigentlichen Sinn ein Impulsübertrag auftritt. Die mittlere Geschwindigkeit sollte sich jedoch aufgrund der isotropen Emission der Nukleonen nicht ändern. Nach Gl. 2.6 sollte $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$ dann ein Maß für die auf das Projektil übertragene Anregungsenergie sein. Morrissey erhält durch Vergleich mit einer Vielzahl von Daten zur Target- und Projektilfragmentation eine Massenabhängigkeit von $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle = 8MeV/c \cdot \Delta A$. Wenn nun $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle = E^*/c$ gilt, dann bedeutet dies, daß pro verlorenem Nukleon ungefähr seine Bindungsenergie aufgebracht werden muß.

2.2.3 Zweistufen-Modell der Projektilfragmentation

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurden einfache Modelle und Systematiken vorgestellt, die entweder die Isotopen- oder Impulsverteilungen behandeln. Daher soll nun der zugrundeliegende Reaktionsmechanismus etwas genauer beschrieben werden. Dabei liegt das Interesse auf den peripheren Stößen. Allgemein wird die Reaktion in zwei Stufen betrachtet.

Stoßphase

In der ersten Stufe, der Stoßphase, berühren sich Projektil und Target an ihren Oberflächen. Die Dauer der Stoßphase ist gegeben durch $t \approx$ einige $\text{fm}/c \approx 10^{-23}\text{s}$. Aufgrund des großen Stoßparameters sind dabei nur Bereiche relativ niedriger Nukleonendichte beteiligt (Abb. 2.3a links). In den sich überschneidenden Gebieten werden Nukleonen durch Stöße aus ihrem jeweiligen Kernverband entfernt. Die ersten einfacheren Modelle, die sogenannten „Abrasion-Ablations“-Modelle⁷ [Bow74], beschrieben den Massenverlust in der Stoßphase durch eine rein geometrische Betrachtung. Alle Nukleonen in den überlappenden Bereichen werden dabei entfernt. Wegen der hohen Projektilgeschwindigkeit – im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit der Nukleonen im Kern – werden die Nukleonen außerhalb der Stoßzone kaum beeinflusst. Diese „Zuschauer“ fliegen als angeregter Kern mit nahezu unveränderter Geschwindigkeit in ihrer ursprünglichen Richtung weiter. Die Anregungsenergie der so gebildeten Prefragmente wurde dann mit dem Tröpfchenmodell aus der zusätzlichen Oberflächenenergie des deformierten Kerns [Bow74] und durch Reibungseffekte, vermittelt durch in den Kern gestreute Nukleonen, beschrieben [Oli79]. Eine neuere Version [Gai91] dieses Modells berechnet die Anregung aus der mittleren Energie der erzeugten Löcher in der Fermiverteilung der Nukleonen des Projektils ($\langle E_{Loch} \rangle \approx 13\text{MeV}$). Jedoch zeigte sich, daß etwa doppelt so hohe Anregungsenergien ($E_{Prefrag}^* \approx \Delta A_{Prefrag} \cdot 26\text{MeV}/c$) nötig sind, um die beobachteten Isotopenverteilungen zu erklären [ScK93].

Ein realistischerer Ansatz zur Beschreibungen der Stoßphase wird schon in dem Artikel von Serber [Ser47] angedeutet. Dort wird von individuellen Nukleon-Nukleon Stößen ausgegangen. Eine Rechtfertigung ergibt sich aus der De Broglie-Wellenlänge λ eines Nukleons bei den hier relevanten Energien $E_{kin.} > 100A \cdot \text{MeV}$. Der Impuls des einzelnen Nukleons beträgt dann:

$$P = \frac{1}{c} \sqrt{E_{total}^2 - (mc)^2} = \sqrt{1031.5^2 - 931.5^2} \text{MeV}/c = 443 \text{MeV}/c \quad (2.8)$$

Damit wird:

$$\lambda = \frac{\hbar}{P} = \frac{197 \text{MeV fm}/c}{443 \text{MeV}/c} = 0.4 \text{fm} \quad (2.9)$$

Dies liegt deutlich unter der Reichweite der Kernkräfte von $R_K \approx 1.4 \text{fm}$. Jedoch können die Stöße nur dann als unabhängig angesehen werden, wenn die mittlere freie Weglänge \bar{l}_{frei} zwischen zwei Stößen größer ist als die Reichweite der Kernkräfte. Bei einer Nukleonendichte von $0.15/\text{fm}^3$ und einem Sättigungsquerschnitt für die Nukleon-Nukleon Streuung von ca. 40mb (s. Abb. 4.6) ist $\bar{l}_{frei} = 1/(0.15 \text{fm}^{-3} \cdot 4 \text{fm}^2) \approx 1.7 \text{fm}$, also in der gleichen Größenordnung wie R_K . In peripheren Reaktionen, bei denen die Nukleon-Nukleon Stöße in Bereichen niedrigerer Nukleonendichte stattfinden, kann \bar{l}_{frei} jedoch größer sein und die Annahme

⁷Die beiden Begriffe „Abrasion“ und „Ablation“ stammen aus dem Lateinischen und stehen jeweils für „Abtragung“ und „Abschmelzung“.

der Unabhängigkeit annähernd erfüllt sein. In dem Fall kann die Stoßphase durch ein intranukleares Kaskadenmodell (siehe Kap. 4.2) beschrieben werden. Erste Arbeiten hierzu sind zum Beispiel in [Gol48, Met58] zu finden. Diese Beschreibungen liefern als Ergebnis einen Kern, mit in der Regel verringerter Masse und Kernladung, der hoch angeregt ist, das sogenannte Prefragment. Bei zentraleren Stößen sollte man dagegen die moderneren Transporttheorien (z.B.: BUU, VUU, QMD) verwenden (für eine Übersicht und weitere Literatur siehe z.B. [Bon94]).

Abregungsphase

In der zweiten Stufe der Reaktion (s. Abb 2.3a rechts) verliert das Prefragment dann seine Anregungsenergie durch Emission von γ -Quanten und leichten Teilchen (p, n, α). Insofern sich der Kern dabei in einem thermischen Gleichgewicht befindet, kann dies durch das statistische Modell [Boh36] beschrieben werden. Dabei werden bevorzugt Neutronen emittiert, da sie nicht durch die Coulombbarriere behindert werden. Dies führt dazu, daß der Schwerpunkt der beobachteten Isotopenverteilungen auf der neutronenarmen Seite des Stabilitätstals liegt.

Die stark unterschiedlichen Zeitskalen auf denen diese beiden Reaktionsstufen dann ablaufen – ca. $10^{-23}s$ für die Stoßphase und $10^{-20}s - 10^{-16}s$ für die Abregung – sind die Rechtfertigung für die Einteilung in zwei getrennte Reaktionsschritte.

2.3 Offene Fragen

Auch wenn es schon eine Vielzahl von verschiedenen Experimenten zur Target- und Projektilfragmentation gibt, bleiben doch noch einige offene Fragen, was den genauen Ablauf der Reaktion angeht. Allein die Isotopenverteilungen zu studieren, bringt hier wenig Aufschluß, da auch Modelle, die den genauen Charakter der Nukleon-Nukleon Streuung vollkommen vernachlässigen (z.B. die „Abrasion-Ablations“-Modelle [Bow74, Gai91]), die beobachteten Verteilungen recht gut wiedergeben. Auch die einfachen Vorstellungen zur Beschreibung der Impulse lassen Doppeldeutigkeiten zu. So konnte Goldhaber [Gol74] zeigen, daß die Emission der Fragmente aus einem thermisch equilibrierten System zu der gleichen Massenabhängigkeit der Impulsverteilungen führt wie Gl. 2.3, also auf den genauen Ablauf des Prozesses nicht unbedingt sensitiv ist.

Zu einem verbesserten Verständnis der ablaufenden Prozesse ist es daher notwendig, neben den Isotopenverteilungen auch die entsprechenden Impulsverteilungen im Hinblick auf Impulsübertrag und Breite möglichst genau zu bestimmen. Dadurch lassen sich dann eventuell Rückschlüsse auf die zugrundeliegende Verteilung der gebildeten Zwischenfragmente ziehen. Da diese Prefragmente in der Regel hoch angeregt sind und Nukleonen emittieren, können sie im Experiment nicht direkt beobachtet werden. Dabei gibt es folgende ungeklärte Fragen:

- Wie hoch sind die Anregungsenergien dieser Prefragmente? Kann aus dem mittleren Impulsübertrag auf diese Anregungsenergie geschlossen werden?
- Welche Masse haben die Prefragmente? Wie groß ist das Verhältnis von herausgeschlagenen zu abgedampften Nukleonen? Kann dies unter Zuhilfenahme des Modells von Goldhaber aus den Breiten der Impulsverteilungen abgeleitet werden?

Weiter ist es zur Vervollständigung der Systematiken interessant, den genauen Verlauf der Isotopenverteilungen im Massenbereich $A \geq 100$ zu untersuchen. Insbesondere gilt zu klären, ob es auch hier einen Einfluß des Neutronenüberschuß bzw. -defizits auf die Fragmentausbeuten gibt, und wenn ja, wie weit es damit möglich ist, an die Grenzen der Stabilität vorzudringen. Diesen Fragen widmet sich die vorliegende Arbeit.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Prinzip des Meßaufbaus

Aus der erwarteten Reaktionskinematik ergeben sich direkt die experimentellen Anforderungen zur Identifikation von Projekttilfragmenten. Da die Impulsüberträge in der Reaktion klein gegenüber dem Laborimpuls sind, bewegen sich die Fragmente im Laborsystem in einem engen Raumwinkelbereich um die Strahlrichtung. Dies ermöglicht es, nahezu 100% eines bestimmten Isotops in einem 0° -Spektrometer vom Strahl zu trennen, um es dann mit Detektoren nachzuweisen und zu identifizieren. Dabei erlaubt die scharfe Geschwindigkeit der Fragmente die Bestimmung der Kernladungszahl allein durch eine Messung des Energieverlustes in geeigneten Detektoren

$$Z \propto v\sqrt{\Delta E} \quad (3.1)$$

Bei den hier diskutierten Energien sind die Ionen nach Passieren des Targets zu 99% vollständig ionisiert [Stö91]. Daher kann ihre Ladung $Q=Ze$ gesetzt werden. Im Magnetfeld B des Spektrometers berechnet sich die Masse des Fragments dann aus dem Radius ρ der Flugbahn und seiner Geschwindigkeit v zu:

$$M_0 = \frac{B\rho \cdot Ze}{\gamma v} \quad \text{mit} \quad \gamma = \sqrt{1 - (v/c)^2} . \quad (3.2)$$

Das Experiment wurde am Schwerionensynchrotron SIS18 und dem Fragmentseparator (FRS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Es wurde ein ^{129}Xe Strahl mit einer kinetischen Energie von $E_{Proj}=101.9\text{GeV}$ ($= 790 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) auf ein 803mg/cm^2 ^{27}Al Target fokussiert. Im Experiment wurde die erste Hälfte des FRS zur magnetischen Selektion der Fragmente benutzt, wobei der Primärstrahl im Eisenjoch des ersten Dipols gestoppt wurde. In der zentralen dispersiven Fokalebene nach dem zweiten Dipol wurde die Position der Fragmente, daß heißt ihre magnetische Steifigkeit $B\rho$, und der Energieverlust in einem Halbleiter-Detektor-System gemessen. Die zweite Stufe des FRS (Dipol 3 und 4) wurde in einer achromatischen Einstellung betrieben, die es erlaubte, die in

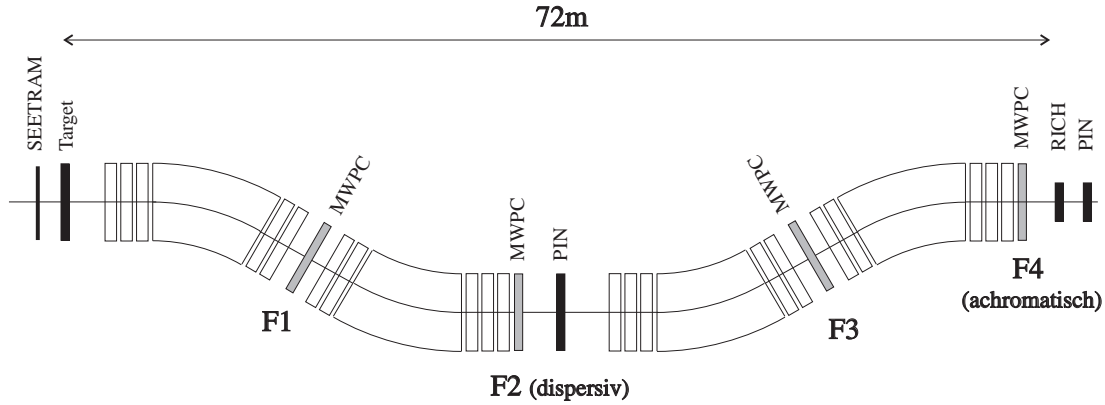


Abbildung 3.1: Anordnung der Detektoren im Fragmentseparator (schematisch, nicht maßstabgetreu). Die Vieldrahtproportionalzähler (MWPC) wurden nur zum Fädeln des Strahls und zu Transmissionsmessungen verwendet. Die Halbleiterdetektoren (PIN) und der Cherenkovdetektor (RICH) befanden sich im dispersiven bzw. achromatischen Fokus.

der zentralen Fokalebene nachgewiesenen Fragmente, unabhängig von ihrem Impuls, auf einen Ring-abbildenden Cherenkovdetektor (RICH) zu fokussieren. Mit diesem wurde die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die oben angesprochenen Komponenten im einzelnen beschrieben, sowie die Isotopenidentifikation demonstriert. Eine schematische Übersicht des gesamten Aufbaus ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

3.1.1 Fragmentseparator

Der Fragmentseparator [Gei92] ist ein hochauflösendes Magnetspektrometer, bestehend aus vier 30° Dipolen und mehreren Quadrupolen und Hexapolen als Fokussierungselementen. Das Gerät kann achromatisch betrieben werden, das heißt dispersionsfrei in der letzten Fokalebene (F4). In der achromatischen Standard-einstellung erhält man hinter jedem Dipol eine Abbildung der Targetposition in horizontaler Richtung (x), jedoch nur in der zentralen und der letzten Fokalebene (F2 und F4) auch in vertikaler Richtung (y). Die Dispersion ist in dieser Einstellung in der zentralen Fokalebene am größten und beträgt etwa $\Delta x / (\Delta B\rho / B\rho) = 6.8 \text{ cm}/\%$. Die Standardparameter sind in Tabelle 3.1 gegeben. In jeder Fokalebene befinden sich Vieldrahtproportionalzähler (MWPC) [Ste91], mit denen die Position des Strahls in horizontaler und vertikaler Richtung mit einer Genauigkeit von $\Delta x = 1 \text{ mm}$ bestimmt werden kann. An der Targetposition befinden sich zusätzlich Stromgitter [Ann90, Web93], die es auch bei hohen Strahlströmen erlauben, die Fokussierung am Target zu messen.

Tabelle 3.1: *Parameter der achromatischen Standardeinstellung des FRS*

x und y Fokus	$\pm 2.7\text{mm}$
Emittanzakzeptanz	$20\pi \text{ mm mrad}$
Impulsakzeptanz	$\pm 1\%$
Raumwinkel Ω	0.32msr
Maximale magnetische Steifigkeit $B\rho$	18Tm
Dispersion an F2	$-6.81\text{cm}/\%$
Dispersion an F4	$0\text{cm}/\%$

3.1.2 Target und Strahlmonitor

Die höchsten Transmissionen und damit auch Fragmentausbeuten lassen sich mit leichten Targets (z.B. Be) erreichen, da diese bei gleicher Teilchenbelegung pro Flächeneinheit eine geringere Massenbelegung und Elektronendichte aufweisen. Dies führt zu einer geringeren Energieverschmierung des Fragmentstrahls durch den unterschiedlichen Energieverlust von Projektil und Fragment. Daher wäre ein dünnes Beryllium-Target am günstigsten gewesen. Da die Daten aber auch im Hinblick auf den „Memory-Effekt“ mit einem früheren Experiment [Fri93a] verglichen werden sollten, wurde ein $(803\pm 2)\text{mg}/\text{cm}^2$ Aluminium-Target [Fol92] gewählt.

Vor dem Target befand sich ein Sekundärelektronenmonitor (SEETRAM [Han90, Zie91]), der den einfallenden Strahlstrom zur Normierung bestimmte. Seine Massenbelegung beträgt $8.9\text{mg}/\text{cm}^2$ Aluminium. Die effektive Targetdicke ist dann die Summe von Target und Strahlmonitor. Bei einem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{total}=3.5\text{barn}$ nach der Parametrisierung von Kox [Kox85] ergibt sich eine Reaktionsrate von

$$\frac{N_{\text{Reaktion}}}{N_{\text{Strahl}}} = \frac{\rho_{\square} \cdot \sigma_{total}}{A_{\text{Al}} \cdot amu} = \frac{0.812\text{g}/\text{cm}^2 \cdot 3.5 \cdot 10^{-24}\text{cm}^2}{27 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24}\text{g}} = 0.063 \quad (3.3)$$

Das heißt, daß 6.3% des Strahls im Target eine Reaktion durchführt. Ein dickeres Target würde zwar zu einer höheren Fragmentausbeute führen, jedoch die stärkere Energieverschmierung ein genaues Studium der Reaktionskinematik verhindern.

3.1.3 Halbleiterdetektor

Der Ort der Fragmente in der zentralen Fokalebene (\Rightarrow magnetische Steifigkeit $B\rho$) und ihr Energieverlust (\Rightarrow Kernladungszahl Z) wurden mit einem Halbleiterdetektor gemessen. Der Halbleiterdetektor [Rei90] besteht aus 64 Silizium PIN-Photodioden (Siemens F109D) mit einer aktiven Fläche von $F=10 \cdot 10\text{mm}^2$ und einer Dicke von $d=220\mu\text{m}$. Die geometrische Abmessung einer Diode beträgt $11 \cdot 11\text{mm}^2$, so daß sich eine Randzone von etwa 0.5mm ergibt, in der mit einer unvollständigen Ladungs-

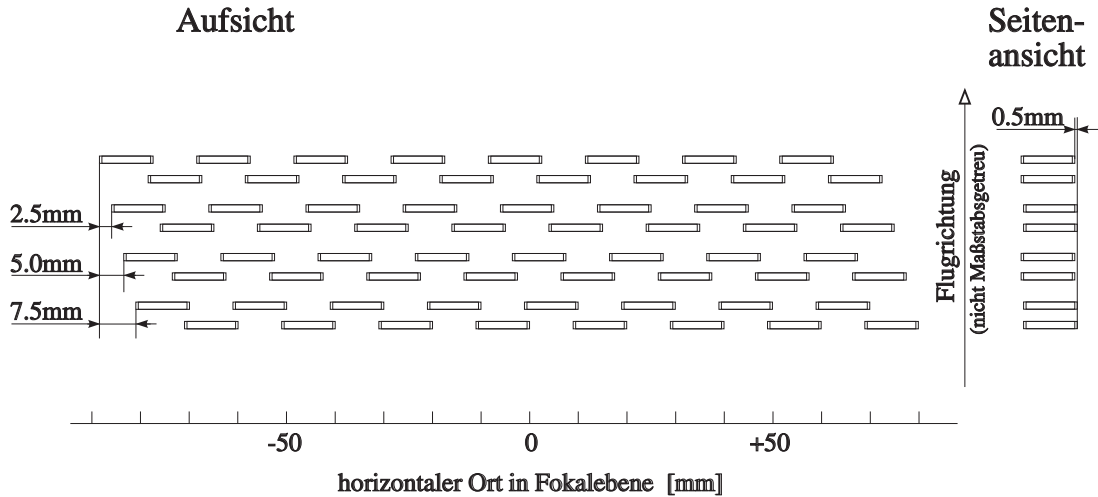


Abbildung 3.2: *Aufbau des Halbleiterdetektors (schematisch)*

sammlung gerechnet werden muß. Abb.3.2 zeigt den schematischen Aufbau des Detektors. Jeweils 8 Dioden befinden sich in einer Zeile mit einem Abstand von 20mm von Diode zu Diode. Der Detektor besteht aus 8 solcher Zeilen, von denen jeweils zwei hintereinanderliegende zusammen die Fokalebene des Fragmentseparators von $16 \cdot 1 \text{cm}^2$ abdecken. Die jeweils nächstfolgende Detektorebene aus zwei Diodenzeilen ist in horizontaler Richtung um 2.5mm und in vertikaler Richtung um 0.5mm versetzt. Dies ermöglicht eine Ortsauflösung von 2.5mm und einen Überlapp der vertikalen und horizontalen Randzonen. Durch diese Anordnung ist eine aktive Kollimation der durchfliegenden Teilchen auf die sensitiven Diodenbereiche möglich. Ein Nachteil dieser Anordnung ist die durch den Randzonenüberlapp bedingte Inhomogenität des Detektors. Dies führt zu einer Störung der achromatischen Einstellung des Separators für Fragmente, die 5 Dioden treffen, anstatt der geforderten 4 Dioden. Der Fokus in der letzten Fokalebene (F4) für solche Fragmente verschiebt sich dadurch um 20mm, liegt aber immer noch im Akzeptanzbereich des Cherenkovdetektors.

Die Energieverlustsignale wurden mit speziell für diesen Zweck entwickelten Verstärkerkarten [Fri93b], bestehend aus ladungsempfindlichem Voverstärker und pulsformendem Hauptverstärker, ausgelesen. Die Analogsignale wurden dann mit 12-Bit CAMAC ¹ Analog-Digital-Wandlern (SILENA 4418V) weiterverarbeitet. Die 16 Dioden der beiden ersten Detektorzeilen wurden einzeln ausgelesen, während in den folgenden 6 Zeilen immer alle 8 Dioden zusammengefaßt waren. Aus dem Treffermuster läßt sich auch für die hinteren Ebenen eindeutig die getroffene Diode

¹CAMAC = „Computer Applications to Measurement and Control“ ist ein genormtes Einschubsystem für Nuklearelektronik

ermitteln. Dadurch reduzierte sich der elektronische Aufwand auf 22 Kanäle.

3.1.4 Cherenkovdetektor

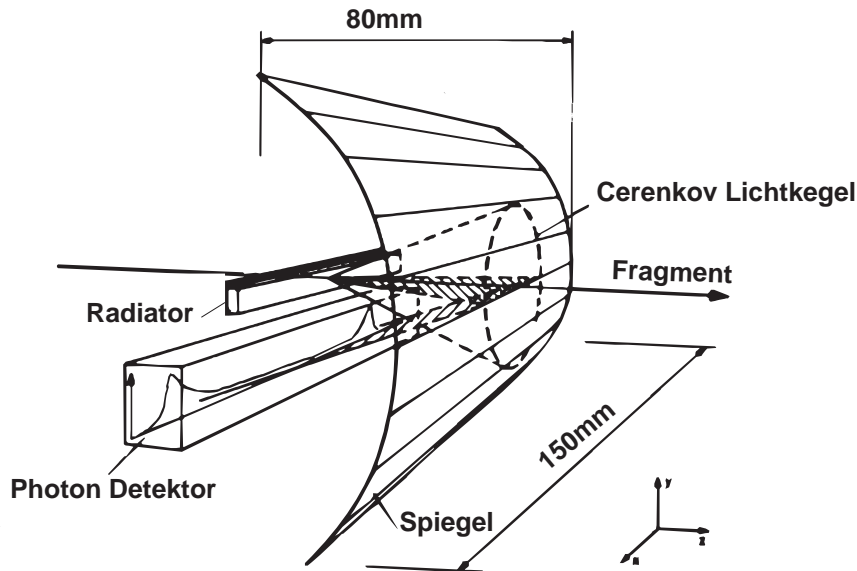


Abbildung 3.3: Schemazeichnung des Cherenkovdetektors.

Zur Geschwindigkeitsmessung wurde ein hochauflösender Ring-abbildender Cherenkovdetektor (RICH-Detektor [Zei93, Zei92]) eingesetzt. In einem 8mm dicken C_6F_{14} -Flüssigkeitsradiator erzeugen die durchfliegenden Ionen Cherenkovlicht, dessen Emissionswinkel θ von der Geschwindigkeit $v=\beta c$ und dem Brechungsindex n der Flüssigkeit abhängt ($\cos(\theta) = \frac{1}{\beta \cdot n}$). Ein zylindrischer Spiegel fokussiert den Lichtkegel auf eine eindimensional ortsauflösende Viendrahtproportionalkammer, in der die Photonen mit Hilfe eines photosensitiven Gases (TMAE²) nachgewiesen werden (siehe Abb. 3.3). Die Breite der dort gemessenen Verteilung ist dann ein Maß für die Geschwindigkeit des Ions.

Die 115 Anodendrähte des Photonendetektors wurden mit Vor- und Hauptverstärkerkarten in Hybridtechnik [MPI85] ausgelesen. Die Weiterverarbeitung geschah dann mit an der TU-München entwickelten Analog-Digital-Wandlern, welche über ein PC-gesteuertes Transputersystem an eine CAMAC-Schnittstelle übergeben wurden [ScR91].

²TMAE = Tetrakis(dimethyl)aminoäthylen ist eine organische Flüssigkeit mit hohem Dampfdruck

Da die räumliche Akzeptanz des Detektors von 20mm in vertikaler (y) und 40mm in horizontaler (x) Richtung nicht ausreichte, um die gesamte dispersive Fokalebene abzudecken, wurde der Zähler am letzten, achromatischen Fokus plaziert. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors findet sich in [Zei93, Zei92].

Hinter dem Cherenkovdetektor befand sich noch ein zweiter PIN-Dioden-Detektor. Er bestand aus zwei Ebenen der gleichen Dioden wie der Detektor an der zentralen Fokalebene, jedoch mit einer Fläche von $60 \cdot 30 \text{mm}^2$. Er hatte damit eine etwas größere räumliche Akzeptanz als der Cherenkovdetektor und diente als zusätzlicher Start-Detektor für die Datenaufnahme.

3.1.5 Datenaufnahme

Die 22 CAMAC-ADC Kanäle des Halbleiterdetektors und die CAMAC-Schnittstelle des Cherenkovdetektors wurden über VME-Prozessoren [Hof89] ausgelesen und an einen „Micro-Vax“-Rechner übergeben. Dort wurden sie auf Magnetband geschrieben und gleichzeitig der „Online“-Datenanalyse zugeführt. Mit demselben System wurden auch die Detektoren des Fragmentseparators (SEETRAM, MWPC's) und Zähler zur Bestimmung der Totzeit ausgelesen. Dabei bestand die Möglichkeit, die Datenaufnahme wahlweise mit den MWPC's oder den Halbleiterdetektoren zu starten.

3.2 Durchführung der Messung

Das Experiment wurde im Februar 1992 durchgeführt. Die Intensität des einfallenden $790 \text{A} \cdot \text{MeV}$ ^{129}Xe -Strahls betrug bis zu 10^8 Teilchen pro Synchrotronzyklus, daß heißt ca. alle 4 Sekunden. Zu Beginn des Experiments wurde das Spektrometer mit Hilfe der MWPC's und abgeschwächtem Primärstrahl (ca. 10^3 Teilchen/Synchrotronzyklus) eingestellt. Diese Messungen dienen zur Bestimmung der Dispersion und lieferten definierte Eichpunkte für die verschiedenen Detektoren. In der Folge wurde das Spektrometer auf bestimmte Fragmente eingestellt. Dazu wurden die erwarteten Energieverluste in den verschiedenen Materieschichten [ScT91] sowie die resultierenden Steifigkeiten $B\rho_{Frag.}$ des gewünschten Fragments in den einzelnen Stufen berechnet und auch die bisherigen Systematiken [Mor89] zu Impulsüberträgen berücksichtigt. Die entsprechenden Felder der Dipole und Quadrupole wurden dann mit dem Faktor $B\rho_{Frag.}/B\rho_{Strahl}$ skaliert. Es wurde nacheinander auf die Sn-Isotope der Massenzahl $A_{Soll}=123,116,114,112,110,108,106,104$ und 102 eingestellt (siehe Tab. 3.2). Dabei erlaubte die Impulsakzeptanz des Spektrometers von $\pm 1\%$, auch die beiden jeweils benachbarten Isotope mit $A = A_{Soll} \pm 1$ zu messen. Gleichzeitig konnten alle Isotope mit ähnlicher magnetischer Steifigkeit, daß heißt ähnlichem A/Z , das Spektrometer passieren. Jedoch war für Fragmente mit $Z \neq 50$ durch den unterschiedlichen Energieverlust in den Detektoren an der zentralen dispersiven Fokalebene die achro-

matische Einstellung nicht mehr erfüllt. Dies führte dazu, daß sie in der hinteren Fokalebene versetzt abgebildet wurden. Die Verschiebung betrug etwa $\Delta x \approx 1.5\text{mm}$ für $\Delta Z = 1$. Aus diesem Grund konnte eine verlässliche Auswertung der Daten nur für Isotope mit $Z \geq 40$ durchgeführt werden. Auf die Sn-Isotope im Bereich $A \approx \frac{129}{54} \cdot 50 = 119.4$ konnte das Spektrometer nicht mit ausreichender Strahlintensität eingestellt werden, da dann auch der Primärstrahl die Detektoren getroffen hätte. Im folgenden wird die Auswertung der Daten dargelegt und die Meßfehler diskutiert.

Tabelle 3.2: *Einstellungen des Spektrometers und entsprechender Primärfluß ^{129}Xe .*

Sollisotop	$B\rho$ [Tm]		N_{Strahl}
	Dipol 1&2	Dipol 3&4	
^{123}Sn	11.566	11.410	$9.2 \cdot 10^{10}$
^{116}Sn	10.866	10.743	$2.5 \cdot 10^8$
^{114}Sn	10.676	10.553	$2.9 \cdot 10^8$
^{112}Sn	10.486	10.363	$4.5 \cdot 10^8$
^{110}Sn	10.297	10.173	$2.5 \cdot 10^8$
^{108}Sn	10.107	9.983	$1.1 \cdot 10^9$
^{106}Sn	9.924	9.800	$3.8 \cdot 10^9$
^{104}Sn	9.742	9.604	$1.5 \cdot 10^{10}$
^{102}Sn	9.489	9.363	$4.8 \cdot 10^{11}$

3.2.1 $B\rho$ -Eichung

Das magnetische Feld der Dipole wurde durch Hallsonden mit einer Genauigkeit von $\Delta B = 10^{-4}$ Tesla gemessen [Gei92]. Da die Streufelder der Dipole und die Fokussierungselemente (Quadrupole) die wirksame Länge der Dipole verändern, wurde der eingestellte $B\rho$ -Wert nicht mit dem geometrischen Radius ($\rho = 11.25\text{m}$) berechnet, sondern es wurde mit fokussiertem Primärstrahl aus den Strahlparametern und der Feldmessung ein effektiver Radius bestimmt ($\rho_{\text{eff}, \text{Dipol1}} = 11.43\text{m}$ und $\rho_{\text{eff}, \text{Dipol2}} = 11.42\text{m}$). Die magnetische Steifigkeit von Ionen, welche die Fokalebene am Ort $x=0\text{mm}$ passieren, ist dann $B\rho_0 = B \cdot \langle \rho_{\text{eff}} \rangle$. Die Abhängigkeit des Ortes x in der Fokalebene von der magnetischen Steifigkeit der Ionen, die Dispersion D , wurde mit dem Primärstrahl bei verschiedenen Feldeinstellungen bestimmt (siehe Abb. 3.4). Es ergibt sich $D = \frac{\Delta x}{\Delta B\rho / B\rho_0} = (74.58 \pm 0.65)\text{mm}/\%$. Das stimmt nicht ganz mit dem in Tabelle 3.1 angegebenen Wert überein. Doch wurde auch, abweichend von der Standardeinstellung, der Fokus in der zentralen Fokalebene (F2) um 0.5m nach hinten verlegt, da keine Möglichkeit bestand, den Detektor an der Sollposition zu montieren. Bei bekannter Ladung des Ions ergibt sich sein Impuls dann aus einer

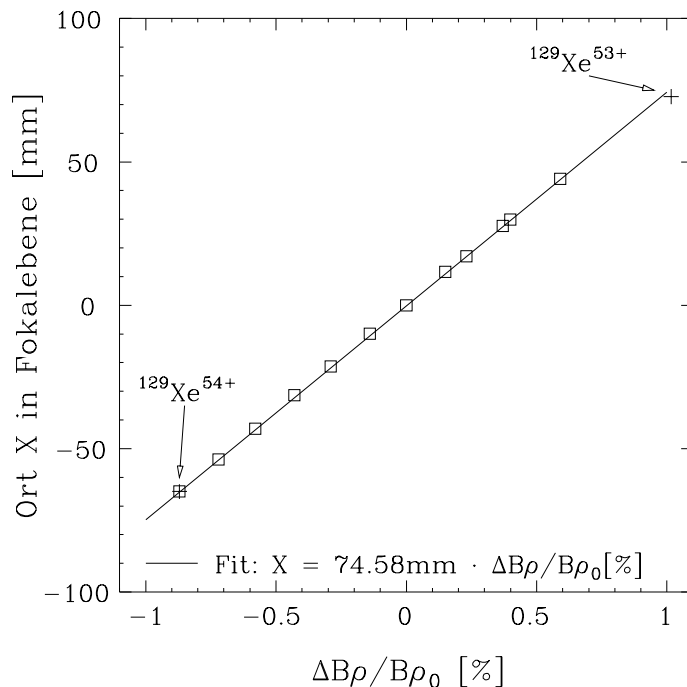


Abbildung 3.4: Dispersionsmessung: Es wurden ausgehend von der Solleinstellung für den Primärstrahl ^{129}Xe die Magnetfelder variiert und dann der Ort in der Fokalebene bestimmt (\square). In einer Einstellung (+) konnte auch der Ladungszustand $Q=+53$ noch in der Fokalebene abgebildet werden, was zu einer unabhängigen Kontrolle führt, da so die Dispersion in einer einzigen Feldeinstellung gemessen wird.

Ortsmessung in der dispersiven Fokalebene zu

$$P = Qe \cdot B\rho_0 \left(1 + \frac{x}{D}\right) \quad (3.4)$$

3.2.2 Geschwindigkeitseichung

Die Eichung des Cherenkovdetektors wurde mit dem Primärstrahl ^{129}Xe bei drei verschiedenen Energien durchgeführt. Die Energievariation geschah durch Verwendung verschieden dicker Targets. Die jeweilige Strahlgeschwindigkeit im Zentrum des Radiators wurde dann durch Berechnung [ScT91] des Energieverlustes bestimmt. Die durch die Targets eingeführte Verbreiterung der Energieverteilung wurde durch eine zusätzliche Analysebedingung von $\Delta x = 2.5\text{mm}$ auf den Ort der Teilchen in der zentralen dispersiven Fokalebene kompensiert. Es wurde eine Geschwindigkeitsauflösung von $\Delta v/v = 1.8 \cdot 10^{-3}$ gemessen (siehe Abb. 3.5).

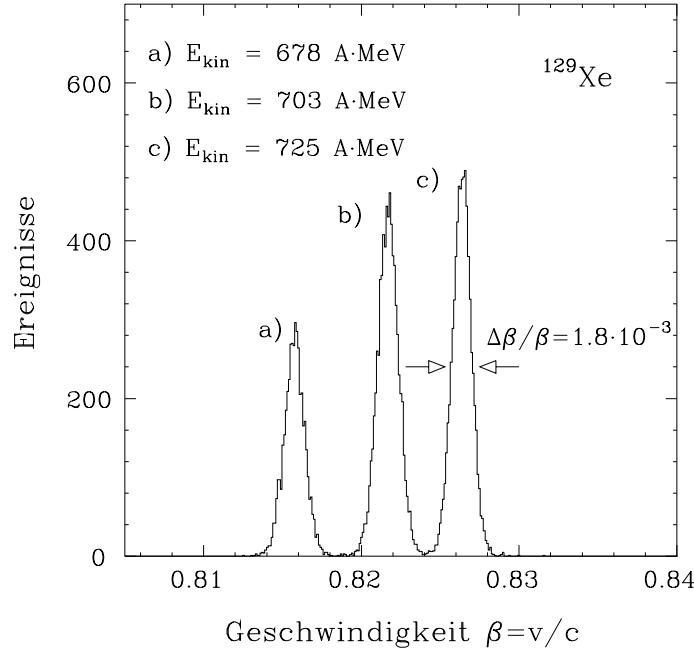


Abbildung 3.5: Geschwindigkeitseichung des Cherenkovdetektors mit ^{129}Xe Primärstrahl bei verschiedenen Energien.

3.2.3 Kernladungsbestimmung

Der Halbleiterdetektor in der zentralen Fokalebene (F2) wurde mit dem Primärstrahl ^{129}Xe geeicht. Dies lieferte einen Eichpunkt für $Z=54$ (Abb. 3.6a). Danach wurde ein gemessenes Energieverlustspektrum von Fragmentationsprodukten mit diesem Eichpunkt verglichen, und die weiteren Z -Werte durch Abzählen bestimmt (Abb. 3.6b). So wurden alle 16 Dioden der ersten Reihe in Einheiten der Kernladungszahl Z geeicht. Die Eichung der hinteren 6 Zeilen geschah dann durch Korrelation mit den vorderen 16 Dioden. Zur Analyse einer bestimmten Isotopenverteilung wurden nur Ereignisse akzeptiert, die in mindestens 4 verschiedenen Zeilen Signale lieferten, die alle im gleichen Z -Fenster $\Delta E(Z) \pm 3\sigma$ lagen. Dabei ist σ die Standardabweichung der zugehörigen Z -Verteilung in einer einzelnen Diode. Im Gegensatz zu einer einzigen Bedingung auf das Summenspektrum können durch diese vierfach Bedingung Randzonentreffer und Sekundärreaktionen im Detektor besser unterdrückt werden. Die Fehlzuordnung in der Kernladungszahl läßt sich folgendermaßen abschätzen:

Unter Annahme einer gaußverteilten Energieverlustverteilung liegen innerhalb des $\pm 3\sigma$ -Fensters

$$N_{Z,3\sigma} = \int_{Z-3\sigma}^{Z+3\sigma} N_Z(x) dx = 0.9973 \cdot N_Z^{total} \quad (\text{siehe z.B. [Bro81]}) \quad (3.5)$$

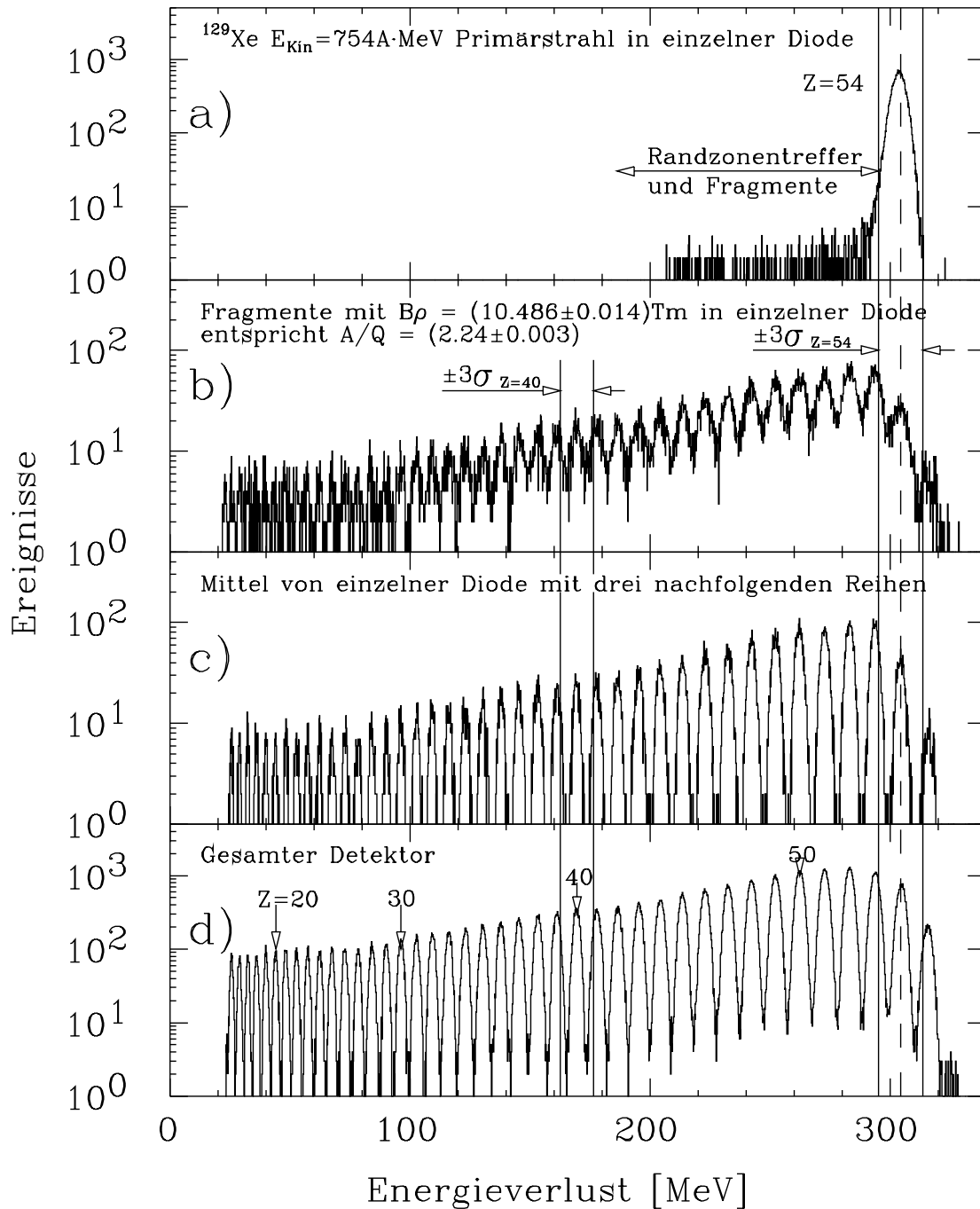


Abbildung 3.6: Energieverlustspektren des Halbleiterdetektors an F2:

- a): Die Eichung mit dem Primärstrahl lieferte einen Eichpunkt für $Z=54$.
 b): Dann wurden die Schwerpunkte der weiteren Z -Verteilungen bestimmt
 c): Wenn die Signale von vier Dioden im gleichen 3σ -Fenster lagen, wurden diese Signale gemittelt.
 d): Auflösungsvermögen des gesamten Detektors für Fragmente mit $B\rho = (10.486 \pm 0.105)\text{Tm}$, entsprechend $A/Q \approx (2.24 \pm 0.02)$.

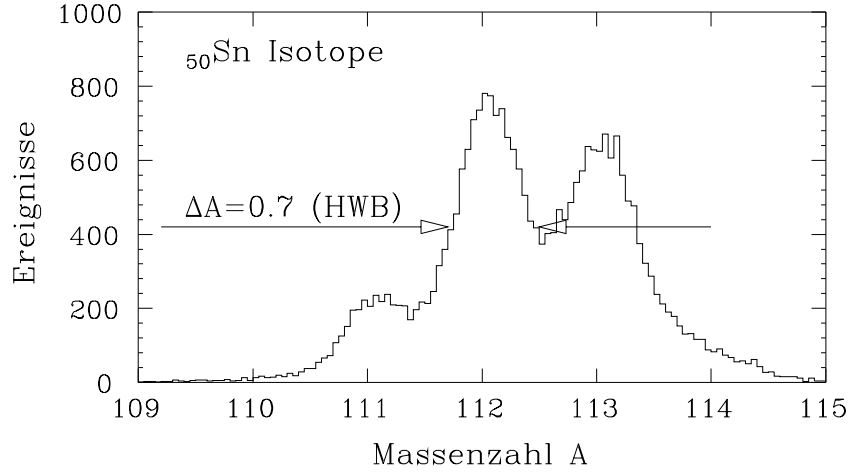


Abbildung 3.7: Massenzahlspektrum für Sn Isotope, aufgenommen in der Einstellung auf ^{112}Sn .

Ereignisse. Damit werden durch diese Bedingung immer noch $0.9973^4 = 98.9\%$ der wahren Ereignisse mit der Kernladungszahl Z identifiziert. Bei einer Z -Auflösung von $\sigma_Z \approx 0.28$ für die einfache Messung können von der benachbarten Verteilung N_{Z-1}

$$\begin{aligned}
 N_{Z-1,3\sigma} &= 0.5 \cdot N_{Z-1}^{\text{total}} - \int_{Z-1}^{Z-3\sigma_Z} N_{Z-1}(x) dx && \begin{array}{c} \pm 3\sigma \\ \text{---} \\ Z-1 \quad Z \end{array} \\
 &= 0.5 \cdot N_{Z-1}^{\text{total}} - \int_{Z-1}^{(Z-1)+0.57 \cdot \sigma_Z} N_{Z-1}(x) dx \approx 0.3 \cdot N_{Z-1}^{\text{total}} && (3.6)
 \end{aligned}$$

Ereignisse den einfachen Filter passieren. Da die Intensität der benachbarten Verteilungen etwa in der gleichen Größenordnung sind, beträgt die Fehlzuordnung etwa $\mathcal{P}_{\text{fehl}} = \mathcal{P}_{\text{fehl}}(Z-1) + \mathcal{P}_{\text{fehl}}(Z+1) = 2 \cdot 0.3^4 = 1.6\%$. Im Rahmen dieser Unsicherheit wurde dann in der weiteren Analyse der Daten mit einer diskreten Kernladung Z weitergerechnet.

3.2.4 Massenbestimmung

Aus der gemessenen magnetischen Steifigkeit $B\rho$, der Kernladungszahl Z und der Geschwindigkeit v läßt sich nach

$$A = \frac{B\rho \cdot Ze}{m_{\text{Nukleon}} \gamma \cdot v} \quad (3.7)$$

die Massenzahl A der Fragmente berechnen. Ein solches Spektrum ist in Abb. 3.7 gezeigt. Der Separator war dabei auf ^{112}Sn Isotope eingestellt. Durch die Impulsakzeptanz (bei gleicher Geschwindigkeit auch Massenakzeptanz) von $\Delta P/P = \pm 1\%$ können in der Massengegend um $A \approx 100$ noch zwei benachbarte Isotope den Separator passieren. Die gezeigten Intensitätsverhältnisse sind jedoch kein Maß für die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte, da nur die zentrale Masse – hier $A=112$ – eine Transmission von nahezu 100% hat. Die erreichte Auflösung von $\Delta A=0.7$ (Halbwertsbreite) erlaubt eine gute Trennung der einzelnen Isotope.

3.3 Meßergebnisse und Fehlerdiskussion

3.3.1 Wirkungsquerschnitte

Durch Anpassung der gemessenen Massenverteilung eines Elements (s. Abb. 3.7) durch Gaußfunktionen wurde die nachgewiesene Anzahl $N(Z,A)$ eines bestimmten Isotops bestimmt. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/(dAdZ)$, im folgenden einfach $\sigma(A, Z)$, errechnet sich dann nach:

$$\sigma(A, Z) = \frac{N(Z, A)}{N_{\text{Strahl}} \cdot (dN_{\text{Target}}/dF) \cdot \epsilon(A, Z)} \quad (3.8)$$

Die Zahl der einfallenden Strahlteilchen N_{Strahl} wurde mit dem SEETRAM-Detektor bestimmt. Die effektive Targetdicke dN_{Target}/dF ergibt sich aus der Summe von Target (803mg/cm² Al) und SEETRAM (8.9mg/cm² Al) zu:

$$\frac{dN_{\text{Target}}}{dF} = \frac{\rho d_{\text{Tar.}}}{M_{\text{Al}}} = \frac{812 \cdot 10^{-3} \text{g/cm}^2}{27 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} \text{g}} = \frac{1.81 \cdot 10^{22}}{\text{cm}^2} = \frac{1.81 \cdot 10^{-2}}{\text{barn}} \quad (3.9)$$

$\epsilon(A, Z)$ ist ein Korrekturfaktor, der die totale Nachweiswahrscheinlichkeit darstellt und sich folgendermaßen zusammensetzt:

$$\epsilon(A, Z) = \epsilon_{\text{Trans.}}(A, Z) \cdot \epsilon_{\text{Tot.}} \cdot \epsilon_{\text{Det.}} \cdot \epsilon_{\text{Ana.}}(Z) \cdot \epsilon_{\text{Target}} \cdot \epsilon_{\text{PIN-Reak.}} \cdot \epsilon_{\text{Cher.-Reak.}} \cdot \epsilon_{\text{Uml.}} \quad (3.10)$$

Die einzelnen Faktoren sind alle kleiner als 1 und haben folgende Bedeutung:

$\epsilon_{\text{Trans.}}(A, Z)$: Die Transmission eines Isotops durch das Spektrometer konnte zwar mit einer „Monte-Carlo“-Simulation [ScT91] abgeschätzt werden, doch ist hierzu die genaue Kenntnis der Reaktionskinematik erforderlich. Diese ist jedoch nur aus Parametrisierungen [Mor89] und einfachen Modellen [Gol74] bekannt und sollte in diesem Experiment erst genauer bestimmt werden. Daher wurde die Transmission aus den gemessenen Ortsverteilungen in der zentralen Fokalebene (F2) extrahiert. Dazu wurden die Ereignisse in einem korrelierten Geschwindigkeits-Orts-Spektrum aufgetragen (Abb. 3.8) und dann für jedes Isotop getrennt auf die Ortsachse projiziert. Diese Ortsspektren wurden

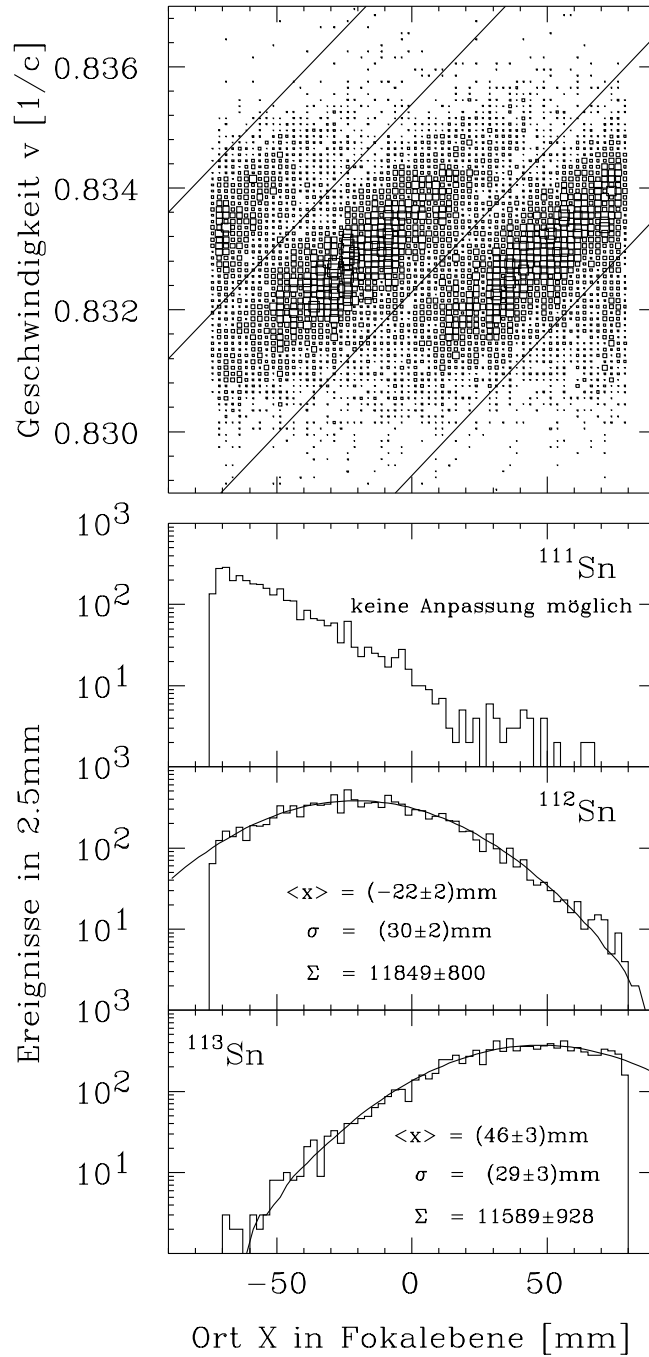


Abbildung 3.8: Gemessene Ortsverteilung an F2 für Sn-Isotope mit $B\rho = (10.486 \pm 0.105)Tm$. Die Verteilungen wurden zur Bestimmung der Transmission und der Impulsverteilung durch die Faltung einer Rechteck- mit einer Gaußverteilung angepasst. Die Verteilung für das ^{111}Sn -Isotop ist zu stark angeschnitten, um brauchbare Aussagen treffen zu können. Sie ist aber in der benachbarten Spektrometereinstellung auf das Sollisotop ^{110}Sn besser zu sehen.

durch die Faltung einer Gauß- mit einer Rechteckverteilung angepaßt. Die Rechteckverteilung berücksichtigt dabei die Impulsverschmierung durch den unterschiedlichen Reaktionsort im Target. Ihre Breite wurde als fester Parameter vorgegeben und ergab sich aus der berechneten Energiedifferenz der Fragmente, die am Targetbeginn erzeugt wurden, zu denen, die erst am Ende entstanden. Die Transmission eines Isotops durch das Spektrometer ist dann durch das Verhältnis von nachgewiesenen Kernen zu der Summe der Anpassung der Ortsverteilung gegeben. Dadurch werden jedoch Transmissionsverluste in vertikaler Richtung, durch Teilchen die über oder unter den Detektoren vorbeifliegen, nicht erfaßt. Daher wurde zeitweise die Datenaufnahme mit den großflächigen MWPC's (s. Abb. 3.1) gestartet. Das Verhältnis von korrelierten zu nicht korrelierten Ereignissen mit diesen Detektoren ergab einen zusätzlichen Korrekturfaktor von 0.95.

- ϵ_{Tot} : Zur Bestimmung der Totzeit der Datenaufnahme wurde die Anzahl der aufgenommenen Ereignisse mit den freien Ereignissen verglichen. Es ergaben sich, je nach Einstellung des Spektrometers, Totzeiten zwischen 20% und 50%, also $\epsilon_{Tot} = 0.5 - 0.8$.
- $\epsilon_{Det.}$: Es wurden nur Isotope mit $Z \geq 40$ ausgewertet (s. Kap. 3.2). Die Detektorsignale dieser Teilchen liegen weit über den Schwellen der nachfolgenden Elektronik. Für die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren wurde daher $\epsilon_{Det.} = 1$ angenommen.
- ϵ_{Target} : Die Intensität sowohl des Primärstrahls als auch der Fragmente reduziert sich durch Reaktionen im Target. Dabei haben Strahl und Fragment einen ähnlichen totalen Querschnitt mit dem Target. Dies führt nach Gl. 3.3 zu einem effektiven Verlust von 6%, also $\epsilon_{Target} = 0.94$.
- $\epsilon_{Ana.}(Z)$: Da Fragmente mit verschiedener Kernladung Z – aufgrund der Materie (PIN) in der zentralen Fokalebene (F2) – unterschiedlich auf den Cherenkovdetektor abgebildet werden, kann dies zu einer Z -abhängigen Analyseeffizienz der Cherenkovdetektor-Signale führen. Daher wird ein ohne jede Bedingung aufgenommenes Energieverlustspektrum (s. Abb. 3.6b) mit einem Spektrum verglichen, auf das alle Analysebedingungen wirken. Es ergeben sich Werte von $\epsilon_{Ana.}(Z) \approx 0.8$, im schlechtesten Fall ca. 0.5.
- $\epsilon_{PIN-Reak.}$: Der Halbleiterdetektor in der zentralen Fokalebene hat eine Massenbelegung von ca. $200\text{mg}/\text{cm}^2$ Si. Dies führt zu einer Reaktionsrate von 1.5%. Wenn die Datenaufnahme mit dem Halbleiterdetektor in der letzten Fokalebene gestartet wurde, können diese Reaktionsprodukte nicht mehr nachgewiesen werden, und es ist $\epsilon_{PIN-Reak.} = 0.985$.
- $\epsilon_{Cher.-Reak.}$: Teilchen, die im Cherenkovdetektor reagieren, werden von diesem trotzdem noch nachgewiesen und von der Datenaufnahme ausgelesen. Die Signale

sollten dann aber in Verteilung und Pulshöhe nicht mehr mit den erwarteten übereinstimmen und so in der Analyse unterdrückt werden. Sie gehen damit in $\epsilon_{Ana.}$ ein. Ebenso werden die Reaktionsprodukte von dem dahinterstehenden Halbleiterdetektor registriert. Dies wurde durch Koinzidenzmessungen mit der MWPC in der letzten Fokalebene (F4) überprüft. Daher $\epsilon_{Cher.-Reak.} = 1$.

$\epsilon_{Uml.}$: Vom Primärstrahl liegen nach Passieren des Targets etwa 1% der Ionen im wasserstoffähnlichen Ladungszustand ${}_{54}^{129}Xe^{53+}$ vor [Stö91]. Für Ionen mit geringerer Kernladung Z und daher auch niedrigeren Bindungsenergien der Elektronen sollte dieser Wert noch kleiner sein. Von den in der zentralen Fokalebene nachgewiesenen, vollständig ionisierten Fragmenten werden dann noch einmal ca. 1% im Halbleiterdetektor durch Elektroneneinfang umgeladen und nicht mehr auf den Cherenkovdetektor abgebildet. Daher ergibt sich $\epsilon_{Uml.} = 0.99^2 = 0.98$.

Die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit liegt damit in der Größenordnung von 60%. Eine Tabelle aller gemessenen Wirkungsquerschnitte findet sich in Anhang B. Einen Überblick zeigt Abb. 3.9.

Fehlerdiskussion

Der relative Fehler zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ergibt sich nach Gl. 3.8 zu

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Fragment}^2 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Strahl}^2 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{Target}^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2} \quad (3.11)$$

Dabei ist $(\Delta N/N)_{Fragment}$ durch den statistischen Fehler $1/\sqrt{N}$ und die Fehlzuordnung (s.Gl. 3.6) gegeben, also mindestens $\approx 2\%$. Der Beitrag durch die Normierung beträgt je nach Strahlintensität $(\Delta N/N)_{Strahl} = 5-17\%$. Der Fehler der Targetdicke ist $(\Delta N/N)_{Target} < 1\%$. Der dominierende Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit liegt in der Bestimmung der Transmission. Hierbei ergeben sich aus der Anpassung (s.Abb. 3.8) Werte von ca. 10% bis 50%. Bei Fehlern in der Gegend von 50% ist es jedoch meist möglich, in der benachbarten Spektrometereinstellung das gleiche Fragment mit höherer Transmission und so auch geringerem Fehler nachzuweisen.

3.3.2 Impulsverteilungen

Der Impuls eines Fragments im Laborsystem ergibt sich aus dem gemessenen Ort in der zentralen dispersiven Fokalebene zu (s. Kap. 3.2.1):

$$\vec{P}_{Lab.} = Ze \cdot B\rho_{Soll}\left(1 + \frac{x}{D}\right) \quad (3.12)$$

Aus der Anpassung der Ortsverteilungen (Abb. 3.8) wurde so der mittlere Impuls und die Breite der Impulsverteilung im Laborsystem bestimmt. Um mit den Modellen und Systematiken vergleichen zu können, müssen diese Größen noch in das

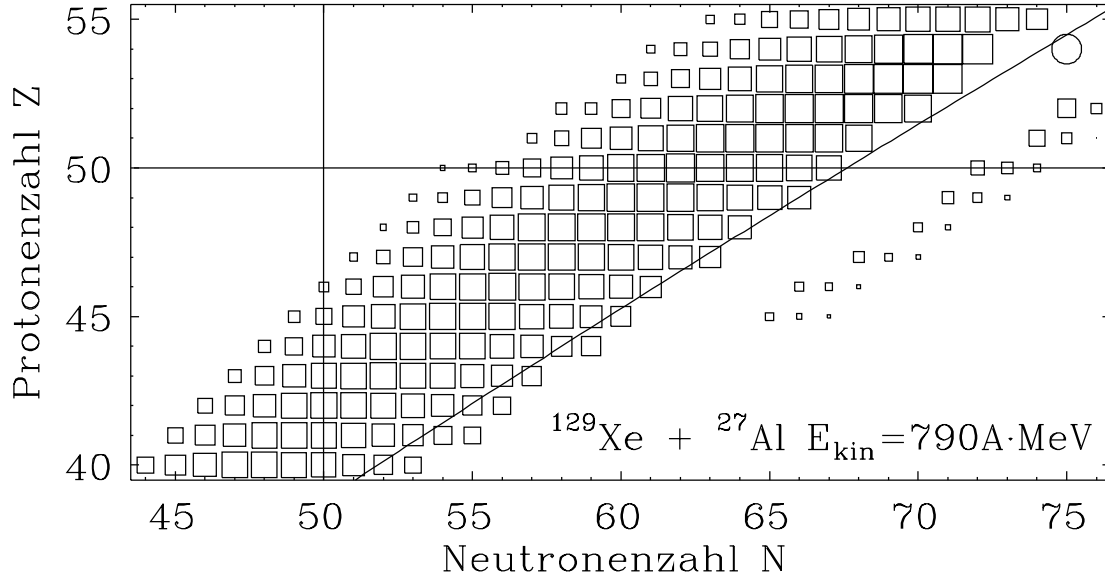


Abbildung 3.9: Übersicht über alle gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte. Die Fläche der einzelnen Quadrate ist ein Maß für den Wirkungsquerschnitt auf einer logarithmischen Skala. Der Kreis markiert das Projektil ^{129}Xe . Die diagonale Linie ist eine Parametrisierung des allgemeinen Verlaufes der β -Stabilität (siehe z.B. [MKu84]). Die horizontale und die vertikale Linie markieren jeweils den Schalenabschluß für Protonen bzw. Neutronen $Z=50$ und $N=50$. Die Lücke zwischen dem Stabilitätstal und den neutronenreichen Fragmenten ist experimentell bedingt: eine Einstellung auf diese Isotope würde es dem Primärstrahl erlauben, den Separator zu passieren und die Detektoren zu treffen.

Ruhesystem des Projektils am mittleren Reaktionsort, das heißt in der Targetmitte, transformiert werden. Dazu wird betrachtet, wie der Impuls im Laborsystem von den einzelnen Komponenten im Projektilsystem abhängt (siehe z.B. [Mar73]):

$$\vec{P}_{\text{Lab}} = \begin{pmatrix} P_{\text{Lab},x} \\ P_{\text{Lab},y} \\ P_{\text{Lab},z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{\text{PS},x} \\ P_{\text{PS},y} \\ \gamma(P_{\text{PS},z} + m_0 c \beta \sqrt{1 + \left(\frac{\vec{P}_{\text{PS}}}{m_0 c}\right)^2} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Hierbei ist $c\beta$ die Geschwindigkeit des Projektilsystems im Labor, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ und m_0 die Ruhemasse des Fragments. Die Indizes „Lab“ und „PS“ beziehen sich jeweils auf das Laborsystem und das Projektilsystem. Es ändert sich also nur die Impulskomponente in Strahlrichtung (z). Wie sich zeigen wird, ist $\left|\frac{\vec{P}_{\text{PS}}}{m_0 c}\right| < \frac{1000 \text{MeV}/c}{\approx 100 \cdot 931.5 \text{MeV}/c} \approx 10^{-2}$. Daher kann in Gl. 3.13 der Ausdruck unter der

Wurzel entwickelt werden:

$$\begin{aligned}
P_{Lab,z} &\approx \gamma \left(P_{PS,z} + m_0 c \beta \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\vec{P}_{PS}}{m_0 c} \right)^2 \right] \right) \\
&= m_0 c \gamma \beta \left[1 + \underbrace{\frac{P_{PS,z}}{m_0 c \beta}}_{<10^{-2}} + \underbrace{\frac{1}{2} \left(\frac{\vec{P}_{PS}}{m_0 c} \right)^2}_{<10^{-4}} \right] \\
&\approx m_0 c \gamma \beta \left[1 + \frac{P_{PS,z}}{m_0 c \beta} \right]
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Der Ort eines bestimmten Fragments in der dispersiven Fokalebene hängt vom Betrag seines Impulses ab. Gemessen wurde also:

$$\begin{aligned}
|\vec{P}_{Lab}| &= \sqrt{P_{Lab,x}^2 + P_{Lab,y}^2 + P_{Lab,z}^2} = \sqrt{P_{PS,x}^2 + P_{PS,y}^2 + P_{Lab,z}^2} \\
&= P_{Lab,z} \sqrt{\frac{P_{PS,x}^2 + P_{PS,y}^2}{P_{Lab,z}^2} + 1} \approx P_{Lab,z} \left[1 + \frac{1}{2} \underbrace{\frac{P_{PS,x}^2 + P_{PS,y}^2}{P_{Lab,z}^2}}_{<10^{-4}} \right] \\
&\approx P_{Lab,z} = m_0 c \gamma \beta + \gamma P_{PS,z}
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Der Beitrag der transversalen Komponenten liegt mit 10^{-4} unter der Auflösung des Spektrometers und kann daher vernachlässigt werden. Der im Laborsystem gemessene Impuls hängt also in erster Näherung nur von der Impulskomponente in Strahlrichtung im Projektilsystem ab. Die Geschwindigkeit der Projektile am mittleren Reaktionsort im Target, das heißt in der Mitte des Targets, ergibt sich aus der errechneten Energie [ScT91] von $E_{Proj.,kin.} = 771.613A \cdot MeV$ zu $\gamma = 1.828$ und $\beta = 0.8371$. Um den Einfluß der zweiten Hälfte des Targets zu berücksichtigen, der unabhängig von der Reaktionskinematik zu einer Impulsänderung führt, wird zur genauen Bestimmung von γ der Energieverlust für jedes Fragment im Target berechnet. Es ist dann:

$$\hat{\gamma} = 1 + \frac{771.613 MeV \cdot A_{Frg} - \Delta E(A_{Frg}, Z_{Frg})}{931.5 MeV \cdot A_{Frg}} \tag{3.16}$$

Der parallele Impuls eines Fragments, das heißt in Strahlrichtung, im „Ruhesystem des Projektils“ hängt dann vom gemessenen Impuls im Laborsystem folgendermaßen ab:

$$P_{\parallel,PS} = \frac{|\vec{P}_{Lab}|}{\hat{\gamma}} - m_0 c \hat{\beta} \tag{3.17}$$

Zum Vergleich mit dem Goldhaber-Modell [Gol74] und der Morrissey-Systematik [Mor89] wird jeweils die Breite der Impulsverteilung und die mittlere

longitudinale Geschwindigkeit der Fragmente im Projektilsystem benötigt. Sie ergeben sich nach Gl. 3.17 zu:

$$\sigma_{P_{\parallel,PS}} = \frac{\sigma_{|\vec{P}_{Lab}|}}{\hat{\gamma}} \quad \text{und} \quad \langle \beta_{\parallel,PS} \rangle = \frac{\langle |\vec{P}_{Lab}| \rangle}{m_0 c \hat{\gamma}} - \hat{\beta} \quad (3.18)$$

Aus der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit wird dann folgende Größe berechnet (siehe Gl. 2.7):

$$\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle = m_{Proj} \langle \beta_{\parallel,PS} \rangle \left(\frac{\beta \gamma}{\gamma + 1} \right)_{Projektil} = m_{Proj} \cdot \langle \beta_{\parallel,PS} \rangle \cdot 0.5411 \quad (3.19)$$

Der Faktor 0.5411 ergibt sich dabei aus den kinematischen Größen des Projektils in der Targetmitte, nicht zu verwechseln mit den Größen für das Projektilsystem hinter dem Target $\hat{\beta}$ und $\hat{\gamma}$.

Für alle identifizierten Fragmente, die genug Statistik aufwiesen, um die Impulsverteilung anzupassen (siehe auch Abb.3.8), wurde $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$ und $\sigma_{P_{\parallel}}$ bestimmt. Diese Daten sind im Anhang aufgelistet. Auf die Bestimmung dieser Werte durch die Berechnung des 1. und 2. Moments bei geringer Statistik wurde verzichtet, da hierzu sichergestellt sein muß, daß die Impulsverteilung vollständig nachgewiesen wurde.

Fehlerdiskussion

Die Genauigkeit der Impulsbestimmung hängt ab von der Hallsondenmessung des Magnetfeldes, der Dispersionseichung, dem Strahlfleck am Target und der Energieverlustrechnung zur Bestimmung der Geschwindigkeit des Projektilsystems. Nach Gl. 3.12 ist der Fehler des Impulses im Laborsystem:

$$\frac{\Delta |\vec{P}_{Lab}|}{|\vec{P}_{Lab}|} = \frac{1}{|\vec{P}_{Lab}|} \sqrt{\left(\frac{d|\vec{P}_{Lab}|}{dB\rho_0} \Delta B\rho_0 \right)^2 + \left(\frac{d|\vec{P}_{Lab}|}{dx} \Delta x \right)^2 + \left(\frac{d|\vec{P}_{Lab}|}{dD} \Delta D \right)^2} \quad (3.20)$$

Bei Dipolfeldern von $B \approx 1T$ und einem Fehler von $\Delta B = 10^{-4}T$ ist der Anteil durch die Hallsondenmessung:

$$\left| \frac{\Delta |\vec{P}_{Lab}|}{|\vec{P}_{Lab}|} \right|_{B\rho_0} = \frac{\Delta B\rho_0}{B\rho_0} \approx \frac{10^{-4}T}{1T} = 10^{-4} \quad (3.21)$$

Die Ortsmessung liefert einen Beitrag von:

$$\left| \frac{\Delta |\vec{P}_{Lab}|}{|\vec{P}_{Lab}|} \right|_x = \frac{\Delta x}{D(1 + \frac{x}{D})} \quad (3.22)$$

Mit einer Ortsauflösung des Halbleiterdetektors von $\pm 1.25mm$ und einem Strahlfleck am Target von $\pm 2.7mm$ ist $\Delta x = \sqrt{(1.25mm)^2 + (2.7mm)^2} = 3mm$. Aus der

horizontalen Ausdehnung der Fokalebene von $x=\pm 75\text{mm}$ und der Dispersion von $74.58\text{mm}/\%$ folgt $|x/D| \leq 0.01$ und damit:

$$\left| \frac{\Delta|\vec{P}_{Lab}|}{|\vec{P}_{Lab}|} \right|_x \approx \frac{\Delta x}{D} = \frac{3\text{mm}}{74.58/10^{-2}} = 4 \cdot 10^{-4} \quad (3.23)$$

Der Fehler der Dispersionseichung beträgt $0.65\text{mm}/\%$ und liefert:

$$\left| \frac{\Delta|\vec{P}_{Lab}|}{|\vec{P}_{Lab}|} \right|_D = \frac{x \cdot \Delta D}{D^2(1 + \frac{x}{D})} \approx \frac{x \cdot \Delta D}{D^2} \leq \frac{75\text{mm} \cdot 0.65\text{mm}/10^{-2}}{(74.58\text{mm}/10^{-2})^2} = 8.8 \cdot 10^{-5} \quad (3.24)$$

Das heißt der relative Fehler im Laborimpuls ist:

$$\frac{\Delta|\vec{P}_{Lab}|}{|\vec{P}_{Lab}|} = \sqrt{(10^{-4})^2 + (4 \cdot 10^{-4})^2 + (8.8 \cdot 10^{-5})^2} = 4.2 \cdot 10^{-4} \quad (3.25)$$

Bei einer Fragmentmasse von $A \approx 100$ ist der absolute Fehler also:

$$\begin{aligned} \Delta|\vec{P}_{Lab}| &= m_0 c \gamma \beta \cdot 4.2 \cdot 10^{-4} \\ &= 100 \cdot 931.5\text{MeV}/c \cdot 1.8 \cdot 0.83 \cdot 4.2 \cdot 10^{-4} = 58\text{MeV}/c \end{aligned} \quad (3.26)$$

Im Ruhesystem des Projektils entspricht das einem Fehler von:

$$\Delta P_{\parallel,PS} = \frac{\Delta|\vec{P}_{Lab}|}{\hat{\gamma}} = \frac{58\text{MeV}/c}{1.8} = 32\text{MeV}/c \quad (3.27)$$

Jedoch muß auch ein möglicher Beitrag der Energieverlustrechnung bei der Transformation in das Ruhesystem des Projektils berücksichtigt werden. Für einen $780\text{A} \cdot \text{MeV}$ ^{136}Xe Strahl wurde eine Übereinstimmung mit dem verwendeten Programm [ScT91] von besser als 2% [Gei92] im spezifischen Energieverlust gemessen. Der gesamte Energieverlust im Target für den $790\text{A} \cdot \text{MeV}$ ^{129}Xe Strahl beträgt etwa $40\text{A} \cdot \text{MeV}$. Die Energie kann daher auf ca. $2\% \cdot 40/750 = 0.1\%$ genau berechnet werden. Dies ist damit in der gleichen Größenordnung wie die Energieschärfe des Strahls.

Für die kinematischen Größen des Projektilsystems ergibt sich dann aus $\gamma = 1 + (E[A \cdot \text{MeV}]/931.5) \approx 1.8$ und $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} = 0.83$ ein Fehler von:

$$\Delta\hat{\gamma} = \frac{750 \cdot 0.1\%}{931.5} = 8.1 \cdot 10^{-4} \quad \text{und} \quad \Delta\hat{\beta} = \frac{\Delta\hat{\gamma}}{\hat{\gamma}^3 \hat{\beta}} = 1.7 \cdot 10^{-4} \quad (3.28)$$

Der Einfluß davon auf die Bestimmung der parallelen Geschwindigkeit im Projektilsystem (s. Gl. 3.18) ist:

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{\parallel,PS} &= \left| \frac{d}{d\hat{\beta}} \left(\frac{|\vec{P}_{Lab}| \sqrt{1-\hat{\beta}^2}}{m_0 c} - \hat{\beta} \right) \right| \cdot \Delta\hat{\beta} = \left(\frac{|\vec{P}_{Lab}| (\hat{\gamma} \hat{\beta})^2}{m_0 c \hat{\gamma}^3 \hat{\beta}} + 1 \right) \cdot \Delta\hat{\beta} \\ &\approx [(\hat{\gamma} \hat{\beta})^2 + 1] \cdot \Delta\hat{\beta} = 5.5 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Der Fehler im Laborimpuls trägt bei mit:

$$\Delta\beta_{\parallel,PS} = \frac{\Delta|\vec{P}_{Lab}|}{\hat{\gamma}m_0c} \approx \frac{58MeV/c}{1.8 \cdot 100 \cdot 931.5MeV/c} = 3.5 \cdot 10^{-4} \quad (3.30)$$

Für unsere Meßgröße \tilde{P}_{\parallel} (s. Gl. 3.19) gibt das letztendlich einen Gesamtfehler von:

$$\Delta\tilde{P}_{\parallel} \approx 100 \cdot 931.5 \cdot \sqrt{(5.5 \cdot 10^{-4})^2 + (3.5 \cdot 10^{-4})^2} \cdot 0.5411 = 33MeV/c \quad (3.31)$$

Jedoch muß hier bemerkt werden, daß sich zum Teil sehr viel größere Fehler für $\sigma_{P_{\parallel}}$ und $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$ aus dem Ergebnis der Anpassung der Verteilungen ergeben (s. Abb. 3.8). Dies ist besonders für Fragmente mit geringer Statistik oder für solche der Fall, deren Impulsverteilung stark angeschnitten ist.

Kapitel 4

Diskussion der Daten

Die genaue Diskussion der Daten und der Vergleich mit den Modellen und Systematiken soll in zwei getrennten Abschnitten durchgeführt werden. Zuerst erfolgt in Kapitel 4.1 ein Vergleich mit den Systematiken aus älteren Experimenten zur Projektil- und Targetfragmentation. Im darauffolgenden Kapitel 4.2 wird dann ein zweistufiges Kaskadenmodell vorgestellt und die experimentellen Daten einer Rechnung mit diesem Modell gegenübergestellt. Dabei werden Stärken und Schwächen dieses Modells diskutiert und Ansätze zur Verbesserung gegeben.

4.1 Vergleich mit empirischen Parametrisierungen

4.1.1 Produktionswirkungsquerschnitte

Zum Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Systematiken wird die EPAX-Formel [Süm90] verwendet. Diese Parametrisierung entstand durch Anpassung an eine Vielzahl von Messungen zur Target- und Projektilfragmentation. Sie ist in der Lage, bisher verfügbare Messungen zur Fragmentation von Kernen – hauptsächlich Targetfragmentation – im Massenbereich $40 \leq A \leq 232$ innerhalb eines Faktors 2 zu beschreiben. Außerdem enthält sie einen Parameter, der den Einfluß des Neutronenüberschusses bzw. -defizits des Targets bzw. Projektils auf die Fragmentverteilungen berücksichtigt. Die genaue Formel und ihre Parameter sind in Anhang A.1 gegeben.

Ladungsändernde Reaktionen

Einen ersten Überblick liefert der Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Kernladung ändernde Reaktionen $\sigma(Z_{Frag} \neq Z_{Proj})$ mit der EPAX-Systematik und einer Messung am Bevalac in Berkeley, Kalifornien, zur Fragmentation von ^{132}Xe Projektilen [Bin87] an verschiedenen Targets, unter anderem auch ein

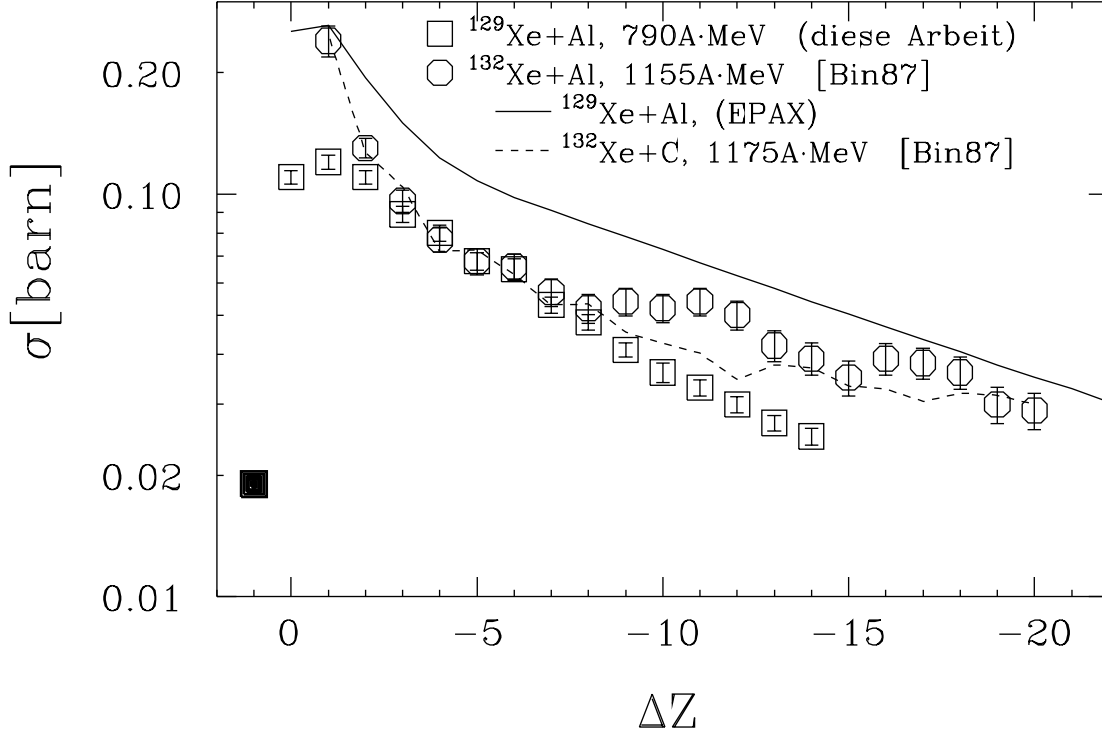


Abbildung 4.1: Gemessene Reaktionsquerschnitte für Kernladungsänderung im Vergleich zu zwei älteren Messungen und der EPAX Parametrisierung. Der hier beobachtete Ladungsaustausch $\Delta Z = +1$ (■) kann durch die Parametrisierung (EPAX) nicht beschrieben werden. Auch wurde in den beiden anderen Messungen [Bin87] hierfür kein Querschnitt angegeben.

Aluminium-Target. In diesem Experiment wurde nur die Kernladung, jedoch nicht die Masse der Fragmente bestimmt. Da sich die beiden Kerne ^{129}Xe und ^{132}Xe nur um drei Neutronen unterscheiden, sollten sie sich bezüglich Ladungsänderung ähnlich verhalten. In Abb. 4.1 sind die Ergebnisse der beiden Messungen im Vergleich zur EPAX-Parametrisierung dargestellt. Dazu wurden die im vorliegenden Experiment gemessenen Isotopenverteilungen aufsummiert:

$$\sigma(Z) = \sum_A \sigma(A, Z) \quad (4.1)$$

Im Bereich $-3 \geq \Delta Z \geq -8$ stimmen die Daten der beiden Experimente sehr gut überein. Die Abweichung in der Nähe des Projektils ($\Delta Z=1$) ist darauf zurückzuführen, daß die Maxima der entsprechenden Isotopenverteilungen aus experimentellen Gründen (s. Kap. 3.2) in diesem Experiment nicht nachgewiesen werden konnten. Im Bereich $-9 \geq \Delta Z \geq -14$ liefert die Messung mit dem ^{132}Xe -Strahl bis zu einem Faktor 1.5 höhere Querschnitte. Neben dem Aluminium-Target wurde in dem

Berkeley-Experiment [Bin87] auch ein Kohlenstoff-Target verwendet (gestrichelte Linie in Abb. 4.1). Diese Daten sind auch zu großen Ladungsänderungen hin noch mit dem vorliegenden Experiment verträglich. Da vom bisherigen Verständnis des Reaktionsmechanismus eine Änderung der Form der Verteilungen bei Verwendung verschiedener Targets nicht zu erwarten ist, könnten die Abweichungen auch auf Unstimmigkeiten in dem Berkeley-Experiment zurückzuführen sein. So führt zum Beispiel eine nur geringe Unterschätzung der Produktion von leichteren Fragmenten, verursacht durch sekundäre Reaktionen schwererer Fragmente in den Detektoren, zu einer scheinbaren Erhöhung der Querschnitte für größere Ladungsänderung. Dagegen ändert sich die Zahl der nachgewiesenen schweren Fragmente, die zu diesen Reaktionen beitragen, kaum.

Die EPAX-Parametrisierung überschätzt die gemessenen Querschnitte signifikant um bis zu einem Faktor 2. Dies liegt jedoch noch innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit dieser Parametrisierung [Süm90]. Eine vergleichbare Abweichung wurde auch in einem Experiment zur Fragmentation eines ^{86}Kr -Strahls [Web93] beobachtet. Dieses Experiment wurde ebenfalls am Fragmentseparator der GSI durchgeführt und verwendete denselben Strahlmonitor zur Normierung. Das führte zu dem Verdacht auf einen unbekannt systematischen Fehler in der Eichung dieses Detektors. Da die Eichung des Monitors jeweils bei niedriger Intensität durchgeführt und davon ausgehend dann über mehrere Größenordnungen extrapoliert wurde, könnte ein nichtlineares Ansprechverhalten dieses Detektors zu einem solchen Fehler führen. Dagegen spricht, daß bei der Einstellung des Spektrometers auf diejenigen Isotope, die dominant zu einer bestimmten Ladungsänderung beitragen, aufgrund des hohen Querschnitts nur mit relativ niedriger Strahlintensität gemessen wurde. Die gute Übereinstimmung mit dem ^{132}Xe -Experiment, durchgeführt an einem anderen Labor, stärkt jedoch das Vertrauen in die hier vorgenommene Normierung.

Der Ladungsaustausch $\Delta Z = +1$ (volles Symbol in Abb. 4.1) kann durch EPAX nicht beschrieben werden, da hier auch andere Reaktionsmechanismen als reine Fragmentation eine Rolle spielen sollten. Die Parametrisierung wurde dagegen nur an Reaktionen angepasst, die zu einer Verringerung der Kernladung führen. In den beiden Experimenten mit dem ^{132}Xe -Strahl [Bin87] konnten Reaktionsprodukte mit höherer Ladung anscheinend nicht beobachtet oder nicht ausgewertet werden. Jedoch konnten von derselben Gruppe in weiteren Experimenten zur Fragmentation schwerer Projektile auch Ladungsaustauschreaktionen gemessen werden [Cum90]

Die in diesem Experiment gemessenen Produktionsquerschnitte für Cäsium-Isotope ($\Delta Z = +1$) werden in Kap. 4.2.4 mit den Ergebnissen einer intranuklearen Kaskadenrechnung gesondert verglichen und der zugrundeliegende Reaktionsmechanismus diskutiert.

Isotopenverteilungen und „Memory-Effekt“

Mit einem ähnlichen Aufbau wurde von unserer Gruppe ein Experiment zur Reaktion $^{136}\text{Xe} + \text{Al}$ ($E_{kin} = 760 \text{ A} \cdot \text{MeV}$) durchgeführt [Fri93a, Zei92]. ^{136}Xe ist das

neutronenreichste stabile Xenon-Isotop. Gegenüber dem allgemeinen Verlauf der β -Stabilität (Gleichung A.8 und z.B. [MKu84]) zeichnet es sich durch einen Überschuß von 7 Neutronen aus. Ein Vergleich dieses Experiments mit den vorliegenden Daten zur Fragmentation von ^{129}Xe ermöglicht es, den „Memory-Effekt“, wie er in der EPAX-Parametrisierung implementiert ist, einem direkten experimentellen Vergleich zu unterziehen. Dies ist in Abb. 4.2 für drei beispielhafte Isotopenverteilungen zu sehen.

Das ^{136}Xe -Experiment beschränkte sich auf den Nachweis von neutronenreichen Fragmenten. Daher kann nur der Verlauf der neutronenreichen Flanken der Verteilungen direkt miteinander verglichen werden. In der Nähe des Projektils (Tellur-Isotope in Abb. 4.2) bleibt der Überschuß von 7 Neutronen des ^{136}Xe -Projektils gegenüber ^{129}Xe voll erhalten. Selbst beim Verlust von ca. 20 Nukleonen (Rhodium-Isotope in Abb. 4.2) ist das neutronenreiche Fragment des ^{136}Xe -Projektils noch um etwa 4 Masseneinheiten verschoben. Dies ist die erste Bestätigung des „Memory-Effekts“ für neutronenreiche Projektile in diesem Massenbereich.

Die EPAX-Parametrisierung gibt allgemein den Verlauf der Isotopenverteilungen gut wieder. Die gemessenen Verteilungen des ^{129}Xe -Experiments werden im Maximum um einen Faktor 2 überschätzt. Dies reflektiert die in Abb. 4.1 beobachtete Abweichung für ladungsändernde Reaktionsquerschnitte. Für die neutronenreichen Fragmente, die sich durch reinen Protonenverlust oder Ladungsaustausch ($\Delta A=1$ aber $\Delta Z=2$) auszeichnen (Tellur-Isotope), überschätzt EPAX die Querschnitte um bis zu mehrere Größenordnungen. Dieses Verhalten wurde auch in anderen Experimenten festgestellt [Sck92]. Diese Reaktionen sollten durch die erste Reaktionsstufe dominiert werden, wobei relativ niedrig angeregte Prefragmente gebildet werden müssen, die nachfolgend keine Neutronen durch Verdampfung verlieren. Die zugrundeliegenden Reaktionsmechanismen sollten sich daher systematisch vom allgemeinen Verhalten der Fragmentation unterscheiden. Es ist nicht zu erwarten, daß eine Parametrisierung, die hauptsächlich an protoninduzierte Reaktionen angepasst wurde, diese Prozesse richtig vorhersagt. Trotzdem wird die relative Verschiebung der Verteilungen noch gut wiedergegeben. Für größere Massenverluste (Zinn- und Rhodium-Isotope in Abb. 4.2) werden die neutronenreichen Flanken zunehmend besser wiedergegeben.

Dies läßt hoffen, das EPAX auch in der Lage ist, die Fragmentverteilungen neutronenarmer Projektile richtig zu beschreiben. Konsequenzen, die sich daraus für die Produktion sehr neutronenarmer Kerne ergeben, werden gesondert im folgenden Kapitel diskutiert.

4.1.2 Abschätzung zur Produktion extrem neutronenarmer Kerne

In Abb. 4.3 sind nochmal die gemessenen Produktionsquerschnitte für neutronenarme Zinn-Isotope im Vergleich zur EPAX-Parametrisierung (durchgezogene Linie)

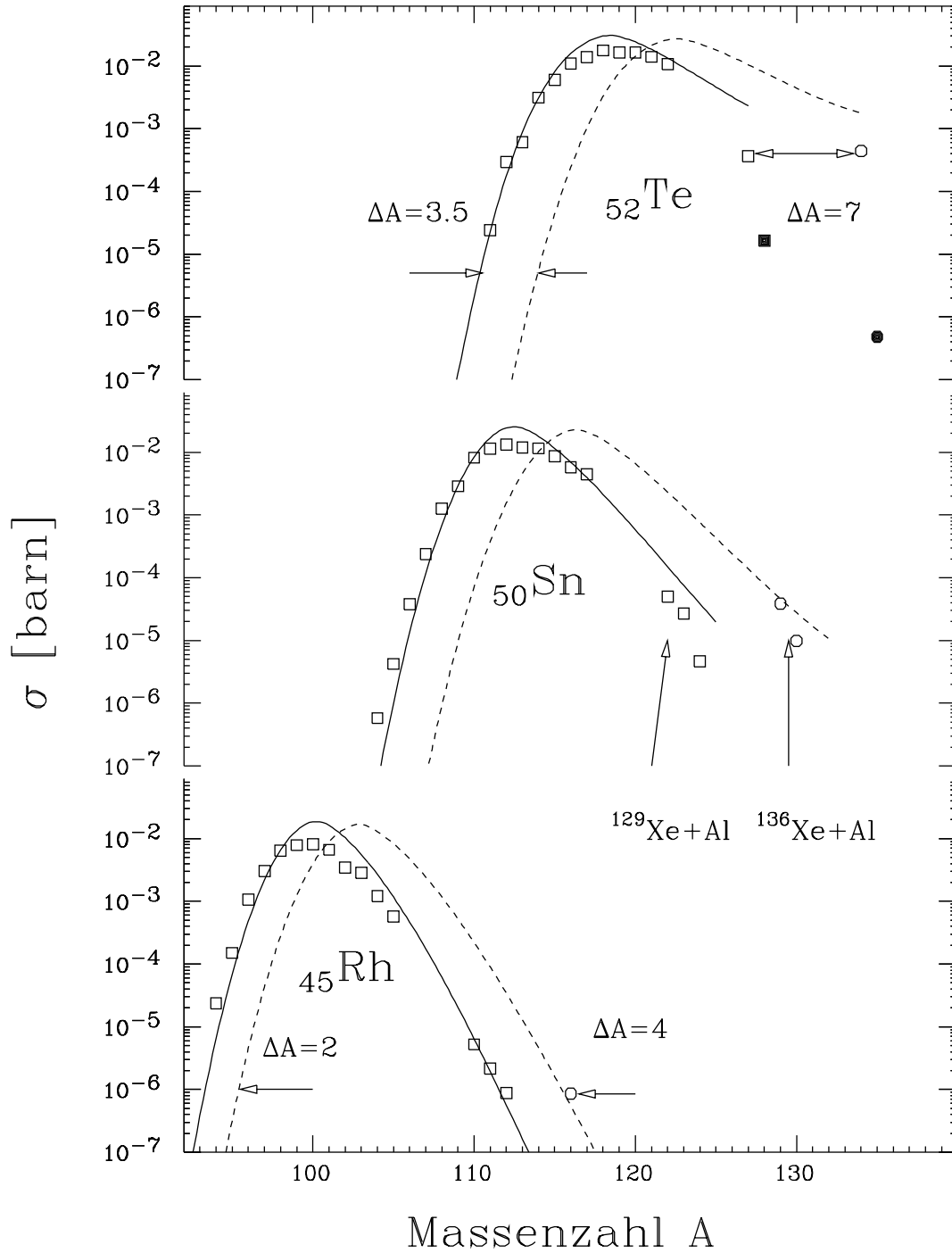


Abbildung 4.2: Gemessene Produktionsquerschnitte (Symbole) für $^{136}\text{Xe}+\text{Al}$ ($E_{kin} = 760A \cdot \text{MeV}$) [Fri93a, Zei92] und $^{129}\text{Xe}+\text{Al}$ ($E_{kin} = 790A \cdot \text{MeV}$) im Vergleich mit der EPAX Vorhersage (Linien). Aus der insgesamt vorliegenden Datenmenge wurden Isotopenverteilungen für drei beispielhafte Elemente ausgewählt. Die vollen Symbole (■, ●; neutronenreiche Tellur-Isotope) stellen keine reinen Fragmentationsreaktionen dar, da $\Delta A=1$ aber $\Delta Z=2$.

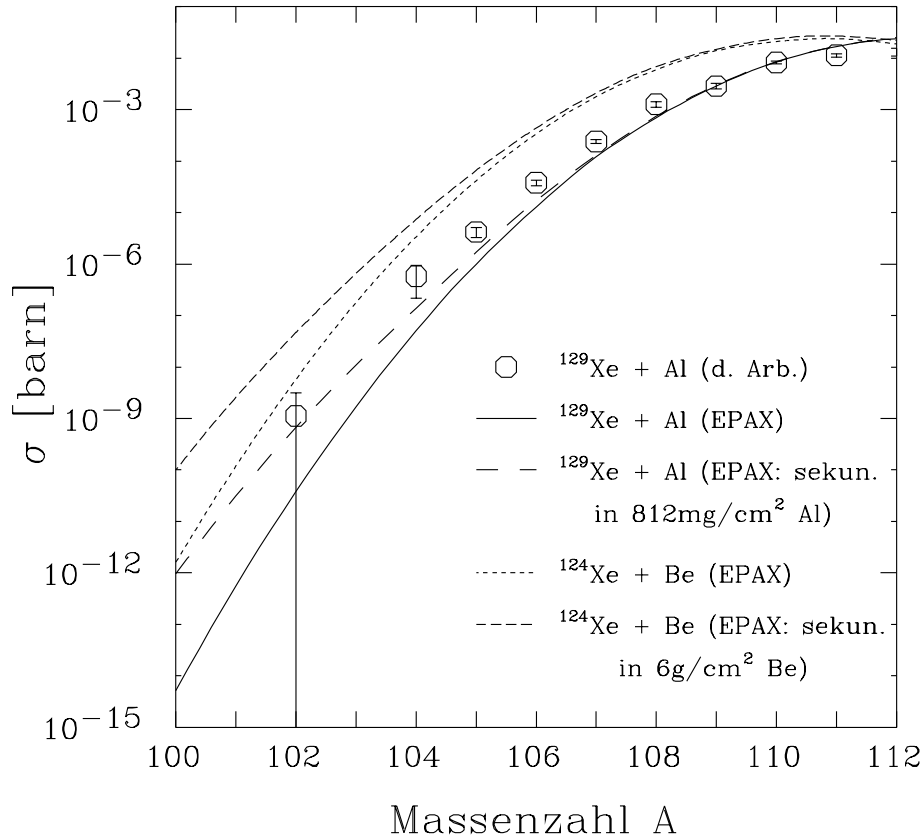


Abbildung 4.3: Produktionsquerschnitte für neutronenarme Sn-Isotope. Die EPAX Vorhersage für sekundäre Reaktionen stellt streng genommen keinen Wirkungsquerschnitt dar, da hierbei die Reaktionsrate nicht linear von der Targetdicke abhängt.

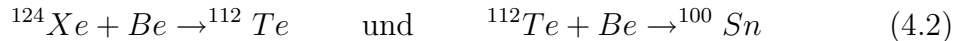
gezeigt. Die Zinn-Isotope sind von besonderem Interesse, da sie eine abgeschlossene Protonenschale $Z=50$ haben, also „einfach magisch“ sind, und die beiden Kerne ^{132}Sn und ^{100}Sn mit jeweils $N=50$ und $N=82$ auch eine abgeschlossene Neutronenschale besitzen. Aus dem Experiment mit dem ^{136}Xe -Strahl konnte für ^{132}Sn ein Produktionsquerschnitt von $0.4\mu\text{b}$ extrapoliert werden [Zei92, Fri93a].

Eine zentrale Frage des vorliegenden Experiments im Hinblick auf die Systematik der Produktionsquerschnitte war es, zu klären, inwieweit es der Prozess der Projekttilfragmentation gestattet, auch sehr neutronenarme Kerne an den Grenzen der Teilchen-Stabilität zu produzieren. Die EPAX-Prognose $\sigma \approx 5\text{fb}$ für die Reaktion $^{129}\text{Xe} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{100}\text{Sn}$ ließ bei den bis jetzt zur Verfügung stehenden Strahlintensitäten bei der GSI (maximal $5 \cdot 10^8$ Teilchen pro Synchrotronzyklus) die Produktion des bislang unentdeckten „doppelt magischen“ Kerns ^{100}Sn nicht erwarten.

Die im vorliegenden Experiment gemessenen Querschnitte für extrem neutronenarme Fragmente liegen aber deutlich über der EPAX-Vorhersage. Ein ähnliches Ver-

halten wurde auch in der Fragmentation von ^{86}Kr [Web93] und ^{58}Ni [Bln93a] Strahlen beobachtet. Dies ließe sich zum einen dadurch erklären, daß die Anpassung der EPAX-Formel hauptsächlich an Fragmente nahe der Stabilität vorgenommen wurde und daher nicht unbedingt auf die extrem neutronenarme Flanke der Fragmentverteilungen zu übertragen ist. Eine weitere Möglichkeit ist eine erhöhte Produktion durch sekundäre Reaktionen. So könnte ein schwereres Fragment (Z', A'), das im vorderen Bereich des Targets erzeugt wurde, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein zweites Mal im Target reagieren, und so zur Anzahl der beobachteten Fragmente (Z, A) beitragen. Dieser Effekt sollte dann von der Dicke des Targets abhängen. Die gestrichelte Linie in Abb 4.3 zeigt eine Rechnung, die den Beitrag der sekundären Reaktionen aller Fragmente (Z', A') mit $A \leq A' \leq 129$ und $50 \leq Z' \leq 54$ in einem $812\text{mg}/\text{cm}^2$ Aluminium-Target berücksichtigt. Die dazu verwendeten Formeln sind im Anhang A.2 gegeben. Die errechnete größere Ausbeute auf der neutronenarmen Flanke ist auf den „Memory-Effekt“ der neutronenarmen Zwischenfragmente zurückzuführen. Die Übereinstimmung mit der Messung ist damit schon sehr viel besser. Die prognostizierte Produktionsrate für den Kern ^{100}Sn liegt jetzt um mehr als zwei Größenordnungen über der einfachen Vorhersage.

Damit könnte es möglich werden, ^{100}Sn durch Fragmentation von ^{124}Xe , dem neutronenärmsten stabilen Xenon-Isotop, zu erzeugen. In einem Beryllium-Target errechnet sich ein Maximum der Ausbeute von $2.7 \cdot 10^{-3}$ ^{100}Sn -Kernen pro 10^8 Projektilen bei einer Targetdicke von $13\text{g}/\text{cm}^2$. Jedoch muß auch der Einfluß eines derart dicken Targets auf die zu erwartenden Transmissionen im Spektrometer berücksichtigt werden. Einen Kompromiss stellt dabei ein $6\text{g}/\text{cm}^2$ Beryllium-Target dar. Die errechnete Reaktionsrate liegt dann bei $1.7 \cdot 10^{-3}$ ^{100}Sn pro 10^8 Projektilen. Der Hauptanteil aus dem Sekundärprozeß käme dabei dominant über die beiden Reaktionen:



Dieses Experiment wurde inzwischen erfolgreich durchgeführt, jedoch konnte die hier abgeschätzte Produktionsrate nicht bestätigt werden (siehe Ausblick, Kap. 5).

4.1.3 Longitudinale Impulsverteilungen

Mittlerer longitudinaler Impuls

Der mittlere Impuls der Fragmente wird hier in Anlehnung an die Systematik von Morrissey [Mor89] dargestellt. Dazu wurde im Experiment die Größe

$$\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle \equiv M_{Proj} \cdot \langle \beta_{\parallel} \rangle c \frac{\beta \gamma}{\gamma + 1} \quad (4.3)$$

ermittelt (s. Kap. 3.3.2). Es soll noch einmal betont werden, daß diese Größe *nicht* den Impuls des Fragments wiedergibt, sondern seine mittlere longitudinale Geschwindigkeit – im Ruhesystem des Projektils – multipliziert mit einem konstanten

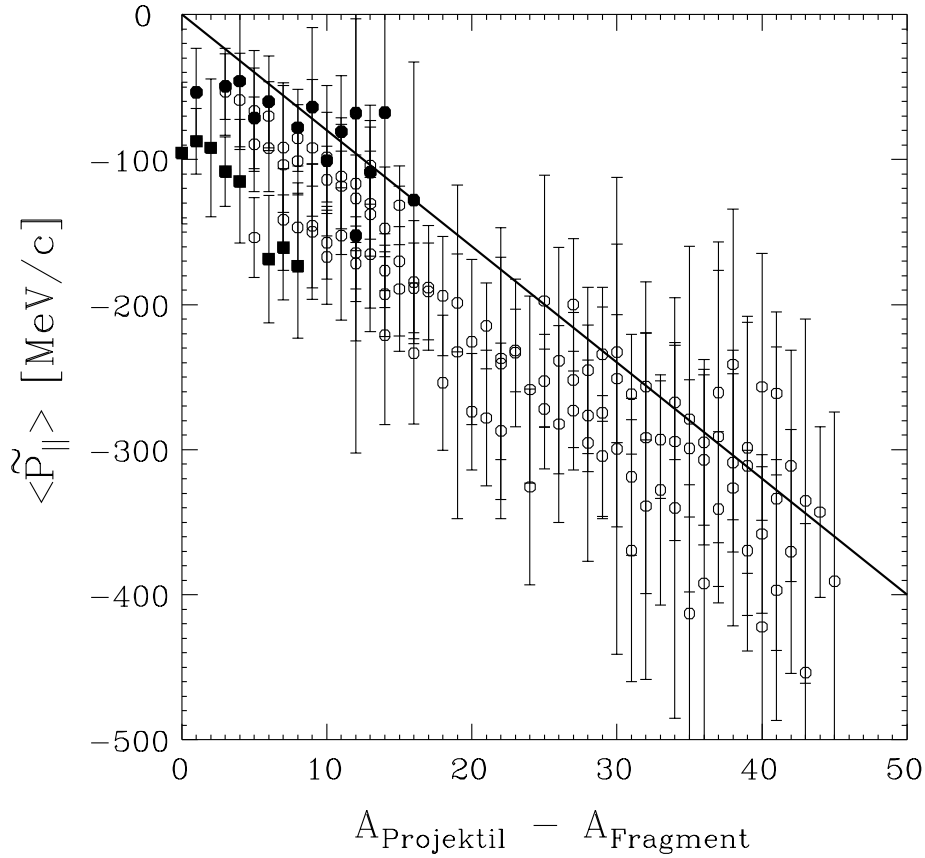


Abbildung 4.4: Mittlerer longitudinaler „Impuls“ der Fragmente im Ruhesystem des Projektils im Vergleich zur Systematik von Morrissey [Mor89].

- : neutronenarme Fragmente.
- : neutronenreiche Fragmente.
- : Cs-Isotope, $\Delta Z = +1$.

Faktor. Unter vereinfachenden Annahmen ist diese Größe mit der auf das Projektil übertragenen Anregungsenergie verknüpft (s. Kap. 2.2.2):

$$\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle = -\frac{E^*}{c} \quad (4.4)$$

In Abb. 4.4 sind die experimentell bestimmten Werte $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$ gezeigt. Die Voraussage der Systematik [Mor89] von $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle \approx -8 \text{ MeV}/c \cdot \Delta A$ gibt nur die mittlere Steigung der Daten wieder, überschätzt diese jedoch größtenteils deutlich. Deshalb sei nochmals darauf hingewiesen, daß die meisten Experimente, auf die sich die Systematik von Morrissey stützt, Messungen zur Targetfragmentation mit radiochemischen Methoden sind. Sehr neutronenarme Fragmente, mit kurzen Halbwertszeiten, wie sie im vorliegenden Experiment nachgewiesen wurden, sind in diesen Systematiken kaum

enthalten. Diese neutronenarmen Fragmente sollten durch eine höhere Anregung des Projektils und nachfolgende Emission von Neutronen gebildet werden. Eine höhere Anregungsenergie würde dann auch größere Impulsüberträge erklären. So liegen dann auch die in der Spektrometereinstellung für ^{123}Sn nachgewiesenen neutronenreichen Isotope (●) sehr viel näher an der Systematik, zum Teil sogar darüber. Dieses anscheinend unterschiedliche Verhalten neutronenreicher und -armer Fragmente wird in Kap. 4.2.5 genauer diskutiert.

Besonders große Abweichungen von der Systematik zeigen die Cäsium-Isotope (■), also die Ladungsaustauschreaktionen mit $\Delta Z = +1$. Für den reinen Ladungsaustausch $^{129}\text{Xe} + \text{Al} \rightarrow ^{129}\text{Cs} + \text{X}$ wurde ein Wert von $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle = -95 \text{ MeV}/c$ gemessen. Ein Impulsübertrag dieser Größe würde — wenn $E^* = -\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle c$ gilt — im Vergleich zu den restlichen Fragmenten erwarten lassen, daß das entsprechende Prefragment genug Anregungsenergie ($E^* \approx 95 \text{ MeV}$) besitzt, um Neutronen zu emittieren. Es wird daher vermutet, daß zumindest ein Teil dieser Reaktionen über die Anregung einer Δ -Resonanz und nachfolgender Emission eines negativen Pions erfolgt. Der mittlere Impulsübertrag wäre dann durch die Anregung der Resonanz verursacht. Das emittierte Pion könnte danach die überschüssige Anregungsenergie wegtragen. Der Einfluß der Resonanzen auf den Reaktionsmechanismus wird genauer in Kapitel 4.2.4 diskutiert.

Breite der longitudinalen Impulsverteilungen

In Abb. 4.5 ist die gemessene Breite der Impulsverteilungen im Ruhesystem des Projektils (s. Kap. 3.3.2)

$$\sigma_{P_{\parallel}} = \frac{\sigma_{\tilde{P}_{Lab}}}{\gamma} \quad (4.5)$$

gegenüber dem Massenverlust aufgetragen. Zum Vergleich sind die Vorhersagen des Modells von Goldhaber [Gol74] und der Systematik von Morrissey [Mor89] eingetragen (s. Kap. 2.2.2). Wie aus den Systematiken erwartet, überschätzt das Goldhaber-Modell die gemessenen Breiten deutlich. Dagegen stellt die Parametrisierung von Morrissey $\sigma_{P_{\parallel}} = 87 \text{ MeV}/c \cdot \sqrt{\Delta A}$ eine recht gute Beschreibung der beobachteten Verteilungen dar. Die leichte Überschätzung kann wieder darauf zurückgeführt werden, daß hier im Vergleich zur Systematik im Mittel neutronenärmere Fragmente nachgewiesen wurden. Der starke Beitrag der Neutronenemission aus einem angeregten Prefragment zum beobachteten Massenverlust könnte dieses Verhalten erklären. Die dabei auftretenden Rückstoßimpulse sind geringer als beim Entfernen von Nukleonen in der Stoßphase (s. Kap. 2.2.2).

4.1.4 Zusammenfassung

Die in diesem Experiment gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte und longitudinalen Impulsverteilungen liegen allgemein recht gut im Rahmen der Erwartung

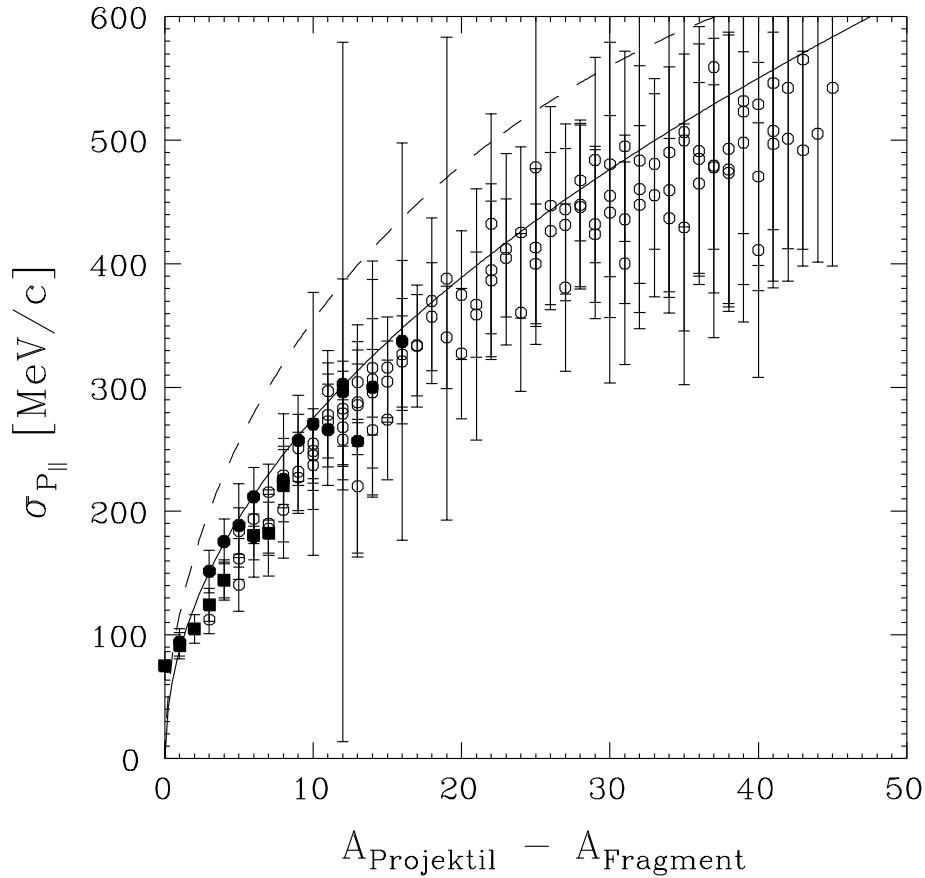


Abbildung 4.5: Breite (eine Standardabweichung) der longitudinalen Impulsverteilungen im Ruhesystem des Projektils in Abhängigkeit vom Massenverlust. Durchgezogene Linie: Systematik [Mor89]. Gestrichelte Linie: Modell von Goldhaber.

○: neutronenarme Fragmente.

●: neutronenreiche Fragmente.

■: Cs-Isotope, $\Delta Z = +1$.

aus bisherigen Systematiken. Dies war auch nicht anders zu erwarten, da diese Systematiken auf eine große Zahl von Experimenten basieren. Doch konnten, im Gegensatz zu den meisten älteren Experimenten, hier isotopenaufgelöste Daten sowohl für die Wirkungsquerschnitte, als auch für die Impulsverteilungen gemessen werden. So zeigen sich im Detail doch erhebliche Unterschiede.

Die stark durch Protonenverlust gekennzeichneten Querschnitte werden von den Parametrisierungen unzureichend beschrieben. Diese Reaktionen sollten durch die erste Stufe der Reaktion, die Stoßphase, dominiert werden. Auch die Beobachtung von Reaktionsprodukten mit höherer Kernladung als das Projektil muß auf den genauen Ablauf dieser Phase zurückgeführt werden.

Bei den Impulsverteilungen deutet sich eine Abhängigkeit, zumindest der Impulsüberträge, vom Neutronendefizit des Fragments an. Mittlere Impulsüberträge sollten, wie auch schon in Kapitel 2 erläutert, ebenfalls sensitiv auf den ersten Schritt der Reaktion sein.

In ihrer Gesamtheit bieten die hier vorliegenden Daten also eine sehr gute Grundlage für einen Vergleich mit einer Beschreibung der Projektilfragmentation, die die verschiedenen Reaktionsmechanismen in einer realistischeren Weise berücksichtigt. Dies soll im zweiten Abschnitt dieses Kapitels vorgenommen werden.

4.2 Vergleich mit Kaskaden-Rechnungen

In diesem Abschnitt sollen die Daten mit einem Modell verglichen werden, das eine möglichst realistische Beschreibung der Projektilfragmentation bietet. Es sollte in der Lage sein, nicht nur die reinen Fragmentationsreaktionen zu beschreiben, sondern auch die beobachteten Fragmente mit Kernladungen größer als der des Projektils (Ladungsaustauschreaktionen $\Delta Z = +1$). Aus diesem Grund scheiden die geometrischen „Abrasion-Ablation“-Modelle aus, da sie in der Stoßphase nur Nukleonen aus dem Projektil herausschneiden, ohne den genauen Charakter der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung zu berücksichtigen.

Die wohl am weitesten entwickelten Modelle zur Behandlung der Stoßphase sind die modernen Transporttheorien (BUU, VUU, QMD,... siehe z.B. [Bon94]). Neben einer realistischen Beschreibung der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung berücksichtigen sie auch den Einfluß der umgebenden Kernmaterie auf die relevanten Prozesse. Jedoch zeichnen sich diese Programme durch einen sehr großen Aufwand an Rechenzeit aus, und es ist daher nicht zu erwarten, mit ihnen auch kleine Wirkungsquerschnitte mit ausreichender Statistik zu simulieren.

Daher wird hier auf ein etwas älteres Modell, die sogenannte intranukleare Kaskade zurückgegriffen. Ein großer Vorteil dieses Modells ist, daß die Verschmierung des Kernrandes von Projektil und Target auf sehr einfache Weise durch die Vorgabe von Dichteverteilungen berücksichtigt werden kann (s. z.B. Abb. 4.6 links). Durch diese Eigenschaft eignet es sich besonders zur Beschreibung stark peripherer Reaktionen, die hauptsächlich an den Kernoberflächen stattfinden.

Zur Beschreibung der zweiten Reaktionsstufe dient ein statistisches Verdampfungsmodell. Aufgrund der breiten Anwendung dieser Modelle in der Simulation der Abregung angeregter Kerne aus Fusionsreaktionen stehen hierzu eine Vielzahl verschiedener, gleichwertiger Programme zur Verfügung.

Im Folgenden werden das intranukleare Kaskaden- und das Verdampfungsmodell kurz erläutert. Danach folgt ein detaillierter Vergleich mit den Messergebnissen und Vorschläge zur Verbesserung des Modells.

4.2.1 Das intranukleare Kaskaden- & Verdampfungsmodell ISAPACE

ISABEL

Das intranukleare Kaskadenmodell ISABEL [Yar79] ist die Verallgemeinerung einer „Monte Carlo“-Simulation zur Beschreibung von Hadron-Kern Stößen [Che68] auf Kern-Kern Stöße. Die Rechnung basiert auf relativistischer, klassischer Mechanik, d.h. die Impuls- und Ortskoordinaten der Teilchen werden klassisch berechnet. Dabei wird angenommen, daß die Reaktion als eine Abfolge unabhängiger Nukleon-Nukleon Stöße betrachtet werden kann. Projektil und Target werden im Anfangszustand als kalte Fermi-Gase in ihren jeweiligen Potentialtöpfen betrachtet. Hierbei bietet das Programm zwei unterschiedliche Beschreibungen als Option an. Zum einen kann mit einer konstanten Fermienergie über das Kernvolumen gerechnet werden (uniformes Fermigas = UFG), zum anderen mit einer dichteabhängigen (lokales Fermigas = LFG). Letzteres führt zu einem niedrigeren Fermiimpuls der Nukleonen an der Kernoberfläche. Pion-Produktion und Absorption werden über die Anregung und den Zerfall der niedrigsten Nukleon-Resonanz, der $\Delta(3,3)$ -Resonanz, berücksichtigt. Höhere Resonanzen werden vernachlässigt, spielen aber bei den hier zu diskutierenden Energien auch keine Rolle. Das einzige quantenmechanische Konzept, welches in die Rechnung einfließt, ist das Pauli-Prinzip. Es werden alle Stöße verboten, in denen einer der beiden Stoßpartner nach der Kollision einen niedrigeren Impuls als den Fermi-Impuls des Targets bzw. Projektils besitzt. Für alle Teilchen (p, n, π , Δ) werden die freien Massen und Wirkungsquerschnitte verwendet. Die Nukleon-Nukleon Streuquerschnitte sind in Abb. 4.6 rechts zu sehen.

Die Simulation einer Reaktion beginnt mit der Bestimmung eines zufälligen oder fest vorgewählten Stoßparameters. Die einzelnen Teilchen werden dann solange weiterverfolgt, bis zwischen Projektil und Target kein Überlapp mehr besteht und alle angestoßenen Nukleonen die beiden Kerne verlassen haben oder in diesen gebunden sind. Verlassen kann ein Nukleon den Kern nur, wenn seine kinetische Energie innerhalb des Kerns größer ist als die Summe aus Fermienergie und mittlerer Bindungsenergie. Der Nullpunkt der Energieskala ist hierbei der Boden des Potentials. Für Protonen erhöht sich diese Energie um die Coulombbarriere. Die Anregungsenergie der so gebildeten Prefragmente berechnet sich dann aus der Summe der Energien der Löcher in der Fermi-Verteilung und der Energie der oberhalb der Fermi-Kante eingefangenen Nukleonen. Analog dazu wird der Impuls des Prefragments bestimmt. Nachfolgend sind alle berücksichtigten Stoßprozesse aufgelistet, wobei „N“ für Nukleon (Proton oder Neutron) steht:

- $N + N \longrightarrow N + N$ (elastisch)
- $N + N \longrightarrow \Delta + N$ (inelastisch)
- $\Delta \longrightarrow \pi + N$ (Δ -Zerfall)

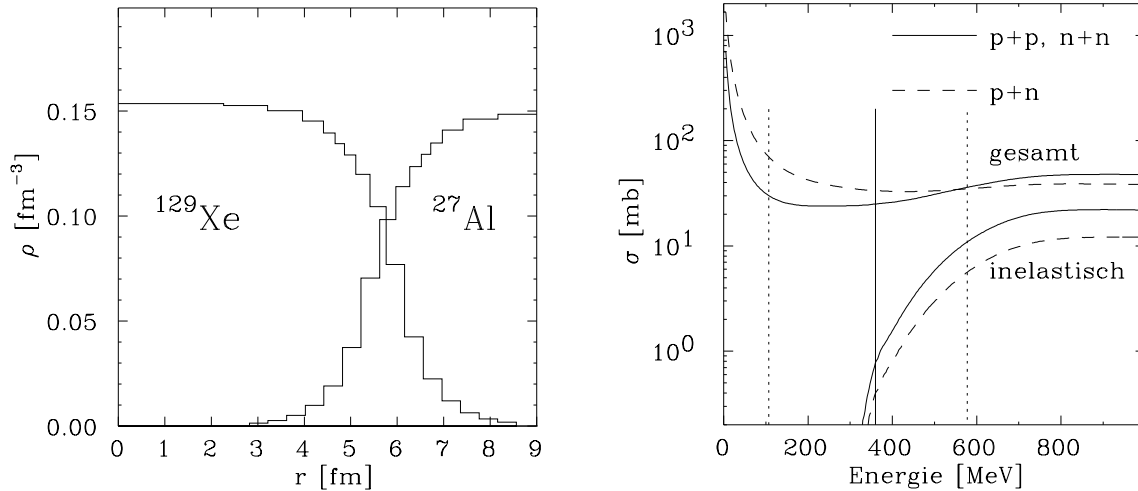


Abbildung 4.6: **Links:** Von ISABEL verwendete Nukleonendichteverteilung bei einem Stoßparameter $b=9\text{fm}$. Während der Rechnung wird die Verteilung des Projektils durch Lorentztransformation kontrahiert.

Rechts: Parametrisierung des Nukleon-Nukleon Reaktionsquerschnitts, wie er in ISABEL verwendet wird. Die beiden unteren Kurven sind der Anteil an inelastischem Querschnitt, also Reaktionen, die zur Bildung von Resonanzen führen. Die beiden oberen Kurven stellen den gesamten Querschnitt dar. Die senkrechte durchgezogene Linie gibt die Schwerpunktsenergie im Nukleon-Nukleon-Stoß bei einer Laborenergie von 790MeV wieder. Die beiden senkrechten gepunkteten Linien umfassen den Bereich möglicher Schwerpunktsenergien bei Berücksichtigung des Fermiimpulses der Nukleonen in ihrem jeweiligen Kern.

- $\pi + N \longrightarrow \Delta$ (Pion Absorption)
- $\Delta + N \longrightarrow N + N$ (Δ -Absorption)
- $\Delta_1 + N_1 \longrightarrow \Delta_2 + N_2$ (Ladungsaustausch)

PACE

Unter der Annahme, daß sich das gebildete Prefragment im thermischen Gleichgewicht befindet, kann die zweite Reaktionsstufe durch ein statistisches Verdampfungsmodell beschrieben werden. Diese Modelle wurden hauptsächlich dazu verwendet, die Abregung von angeregten Kernen aus Fusionsreaktionen zu beschreiben. Dabei geht man davon aus, daß die Anregungsenergie unabhängig von der Entstehungsgeschichte auf alle Freiheitsgrade des Systems verteilt ist. Neben der Höhe der Anregungsenergie ist die einzige „Erinnerung“ an den Eingangskanal der Drehimpuls. Diese Unabhängigkeit vom Produktionsmechanismus sollte es somit auch erlauben,

die in einer Schwerionenkollision erzeugten Prefragmente durch das statistische Modell zu beschreiben. Die Abregung geschieht dann durch die sequentielle Emission von leichten Teilchen (n,p und α) und γ -Quanten. Spaltung als konkurrierender Kanal kann in dem hier besprochenen Massenbereich aufgrund der relativ geringen Drehimpulse der Prefragmente vernachlässigt werden (siehe auch Abb. 4.22), wird in dem hier verwendeten Programm aber berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen zu emittieren, ist durch das Verhältnis der Zustandsdichten $\rho(E, J)$ von End- zu Anfangszustand und dem entsprechenden Transmissionskoeffizienten T_l des Teilchens gegeben:

$$P(E_a, J_a, E_e, J_e) = \frac{1}{h} \frac{\rho(E_e, J_e)}{\rho(E_a, J_a)} \sum_s \sum_l T_l. \quad (4.6)$$

Dabei muß über alle erlaubten Orientierungen des Drehimpulses l und des Spins s des emittierten Teilchens summiert werden. Die Zustandsdichte ist dabei gegeben durch:

$$\rho(E, J) \propto (2J + 1) e^{2\sqrt{a(E - E_{rot}(J))}} \quad (4.7)$$

wobei $E_{rot}(J)$ die Rotationsenergie des Kerns mit Drehimpuls J , und a der Niveaudichteparameter ist. Als Erfahrungswert gilt $a = A/(8.5MeV)$ (A := Massenzahl).

Ursprünglich wurde das hier verwendete INC-Programm ISABEL zusammen mit dem Verdampfungsprogramm EVA [Dos59] betrieben. Dieses Modell bietet aber keine korrekte Behandlung des Drehimpulses. Bei einem Vergleich [Fau92] mit neueren Programmen [Gav80, Rei81] zeigten sich deutliche Abweichungen. Daher wird hier das Programm PACE [Gav80] verwendet, zumal auch schon andere Autoren [Bla92, Fau92] dieses Programm zusammen mit ISABEL verwendet haben und daher eine kombinierte Version zur Verfügung stand. Im folgenden wird für das Programmpaket ISABEL+PACE der Name ISAPACE verwendet.

Die Annahme eines Kerns im thermischen Gleichgewicht liefert eine obere Grenze für die Anregungsenergie, bei der das Statistische Modell noch anwendbar ist. Daher wurde von Blaich u.a. [Bla92] eine zusätzliche schnelle Kaskade eingeführt, die oberhalb einer wählbaren Energie die Abregung beschreibt. Als Grenzenergie wird dabei $E^* \geq 300MeV$ vorgeschlagen, da ab dieser Energie die Lebensdauer für den Zerfall durch Neutronenemission in der Größenordnung der Zeit liegt, die ein Nukleon mit der Fermienergie benötigt, den Kern zu durchlaufen. Es wird sich aber zeigen, daß die meisten der in dieser Arbeit studierten Fragmente mit Anregungsenergien $E^* < 300MeV$ gebildet werden (Abb. 4.22).

Durchführung der Simulation

Es wurden jeweils 165000 ISABEL-Kaskaden mit dem lokalen Fermigas-Modell (LFG) und 187500 Kaskaden mit dem uniformen Fermigas-Modell (UFG) simuliert. Im Anschluß daran wurden zu jeder ISABEL-Kaskade 10 Verdampfungskaskaden mit dem PACE-Programm gerechnet. Die Eingabeparameter der beiden Modelle

Tabelle 4.1: *Gesamtstatistik der ISAPACE-Rechnungen im Vergleich zur Parametrisierung von Kox [Kox85] : $\sigma_{Kox} = 3529\text{mb}$.*

Modell	$N_{\text{simuliert}}$	σ_{Reaktion} [mb]	$\frac{\sigma - \sigma_{Kox}}{\sigma_{Kox}}$	$\sigma_{1\text{Ereignis}}$ [μb]
UFG	1875000	3322 ± 8	-5.7%	1.77
LFG	1650000	3646 ± 9	+3.3%	2.21

wurden dabei so gewählt, wie sie von Fauerbach [Fau92] vorgeschlagen wurden. Sie können dem Anhang A.3 entnommen werden. Die damit simulierten totalen Reaktionsquerschnitte sind in Tab. 4.1 mit einer Parametrisierung verglichen, welche die „Transparenz“ der Kernoberfläche bei hohen Energien berücksichtigt [Kox85].

Das LFG-Modell liefert einen etwa 10% höheren totalen Querschnitt als das UFG-Modell. Dies läßt sich dadurch erklären, daß im UFG-Modell aufgrund der höheren Fermienergie an der Kernoberfläche mehr Nukleon-Nukleon Stöße durch das Pauliprinzip verhindert werden. Dadurch wird die Kernoberfläche „transparenter“ und der Reaktionsquerschnitt erniedrigt. Doch sind beide Beschreibungen mit der Parametrisierung verträglich. Die kleinsten noch simulierten Querschnitte für ein Ereignis liegen in beiden Rechnungen bei ca. $2\mu\text{b}$.

Neben den genauen Isotopenverteilungen liefert die ISAPACE-Rechnung auch für jedes einzelne Ereignis den Impuls des Fragments und eine Vielzahl weiterer Parameter, wie z.B. die Identität, den Impuls und die Anregungsenergie des entsprechenden Prefragments. Um einen korrekten Vergleich mit den Daten zu erhalten, wurde der Impuls \vec{P}_{Lab} der Fragmente im Laborsystem berechnet und daraus wie in Kapitel 3.3.2 dargelegt die beiden Messgrößen $\sigma_{P_{||}}$ und $\langle \dot{P}_{||} \rangle$ berechnet (Gl. 3.18 und 3.19). Die simulierten Querschnitte und Impulsverteilungen sind im Anhang B den Daten tabellarisch gegenübergestellt.

4.2.2 Ladungsändernde Reaktionsquerschnitte

Einen ersten Überblick liefern wieder die Querschnitte für ladungsändernde Reaktionen $\sigma(\Delta Z)$. In Abb. 4.7 sind die mit dem UFG- bzw. LFG-Modell berechneten Querschnitte im Vergleich zu den Daten gezeigt (vergl. mit Abb. 4.1). Es ergeben sich keine signifikanten Unterschiede in den beiden Fermigasbeschreibungen. Im Bereich $-3 \geq \Delta Z \geq -8$ wird der Verlauf der Messung mit einer leichten Überschätzung von ca. 10–20% gut reproduziert. Die Abweichung für $0 \geq \Delta Z \geq -2$ sind darauf zurückzuführen, daß die entsprechenden Isotopenverteilungen in der Messung nicht vollständig erfaßt wurden (s. Kap. 3.2). Dagegen konnten für den Ladungsaustausch $\Delta Z = +1$ alle Isotope mit $118 \leq A \leq A_{Proj.} = 129$ nachgewiesen werden. Dieser Querschnitt wird von beiden Fermigasbeschreibungen sehr gut wiedergegeben. Daher kann davon ausgegangen werden, daß das ISAPACE-Modell in der Lage ist, alle Ladungsänderungsquerschnitte mit $+1 \geq \Delta Z \geq -8$ zufriedenstellend zu be-

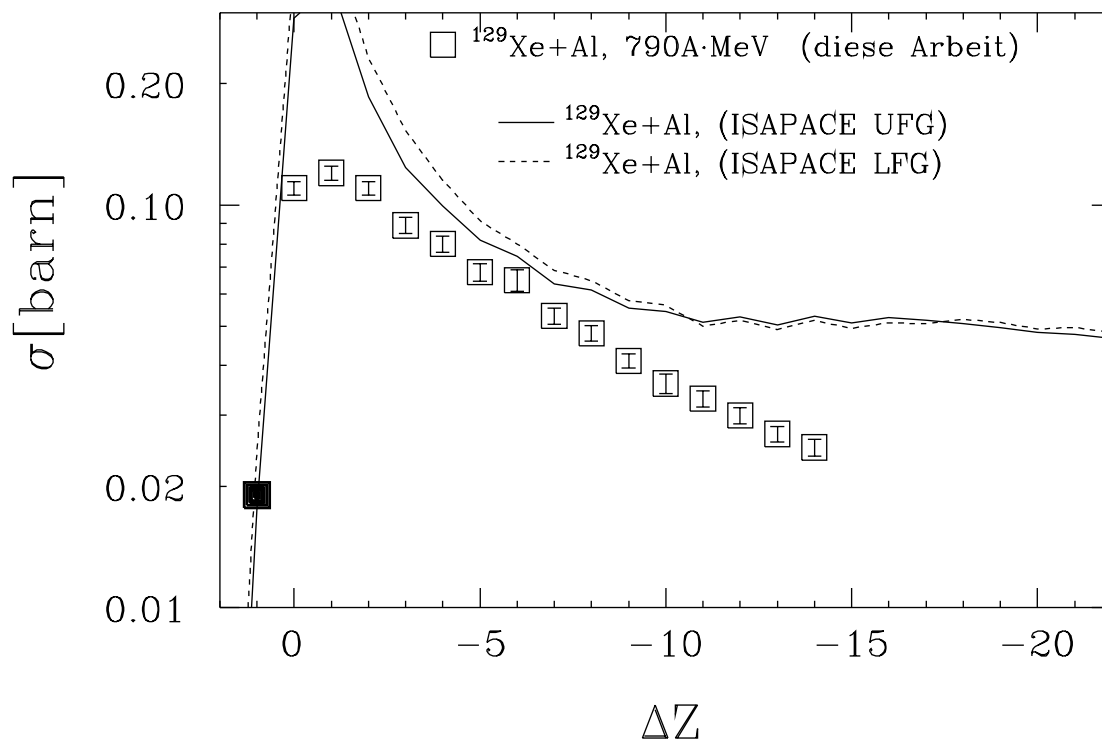


Abbildung 4.7: Gemessene Reaktionsquerschnitte für Kernladungsänderung im Vergleich zu ISAPACE-Rechnungen. Im Gegensatz zu EPAX (4.1) kann der Ladungsaustausch $\Delta Z = +1$ (■) durch das ISAPACE-Modell beschrieben werden.

schreiben. Die Abweichungen der Simulation für große Ladungsänderungen dürfen nicht zu kritisch betrachtet werden, da die Näherungen dieses Programms in diesem Bereich ihre Gültigkeit verlieren sollten. Größere Ladungsänderung sollte auch mit einem stärkeren Überlapp von Projektil und Target verbunden sein. Dadurch wird die Unabhängigkeit der Nukleon-Nukleon Stöße immer mehr in Frage gestellt. Auch werden weitere Reaktionskanäle, wie zum Beispiel Multifragmentation, als Abregungsmechanismus von sehr hoch angeregten Zwischensystemen nicht berücksichtigt.

4.2.3 Produktionswirkungsquerschnitte einzelner Isotope

In Abb. 4.8 werden die Produktionsquerschnitte vier gemessener Isotopenverteilungen mit den ISAPACE-Rechnungen verglichen. Beide Fermigasbeschreibungen geben die Verteilungen im Hinblick auf die Lage des Schwerpunktes und den Verlauf der Flanken gut wieder.

Die größten Unterschiede treten für neutronenreiche Fragmente nahe der Projektilmasse auf (Sn-Isotope in Abb 4.8). Für diese Reaktionskanäle, die durch Protonen-

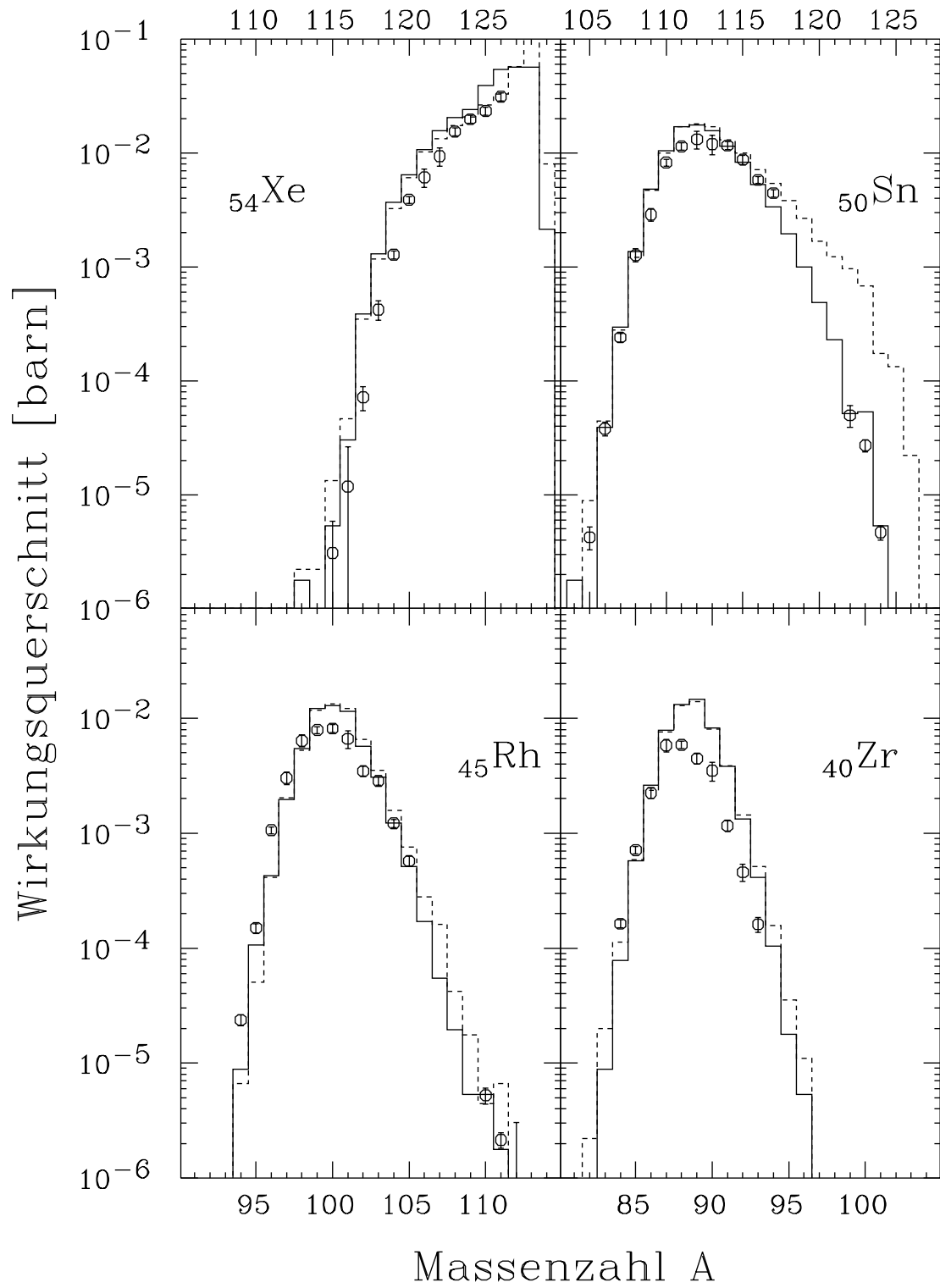


Abbildung 4.8: Vier gemessene Isotopenverteilungen im Vergleich zu ISAPACE-Rechnungen mit dem uniformen Fermigas-Modell (durchgezogene Linie) und dem lokalen Fermigas-Modell (gestrichelte Linie). Die Breite der Massenskala ist in allen vier Bildern gleich, so daß die Isotopenverteilungen direkt miteinander verglichen werden können.

verlust dominiert werden, überschätzt das LFG-Modell den gemessenen Querschnitt um bis zu mehr als eine Größenordnung. Es zeigte sich auch schon in Experimenten zu reinen Protonenverlust-Reaktionen, daß das uniforme Fermigasmodell eine bessere Beschreibung sowohl der Wirkungsquerschnitte als auch der Breite der longitudinalen Impulsverteilungen liefert [ScK92, Fau92]. Gerade in diesen stark peripheren Reaktionen (kleiner Massenverlust) sollten sich auch die Unterschiede der beiden Fermigas-Beschreibungen bemerkbar machen. Im LFG-Modell führt das Entfernen eines Nukleons unmittelbar an der Kernoberfläche durch die Annahme einer geringeren Fermienergie auch zu niedrigeren Anregungsenergien. In der Folge werden dann weniger Neutronen in der Verdampfungsphase (hier PACE) emittiert, was dazu führt, daß mehr neutronenreiche Prefragmente die Abregungsphase überleben.

Die Produktion projektilähnlicher neutronenarmer Fragmente wird besonders durch das UFG-Modell überschätzt (Xenon-Isotope in Abb. 4.8). Ein ähnliches Verhalten zeigte sich auch schon in der Fragmentation von ^{86}Kr [Web93]- und ^{197}Au -Projektilen [ScK93] (s. auch [Fau92]). Hier zeigt sich, daß die Xenon-Projektilen in unmittelbarer Nähe des Projektils ($A=123-126$) durch das LFG-Modell besser beschrieben werden. Dies könnte aber auch in einer starken Überschätzung des Querschnitts für die beiden – in diesem Experiment nicht nachgewiesenen – Isotope ^{127}Xe und ^{128}Xe begründet sein. Eine unterschätzte Neutronenemission aus diesen beiden Fragmenten führt zu niedrigeren Querschnitten für die neutronenärmeren Xenon-Isotope. Insgesamt ist die Abweichung jedoch nicht so drastisch wie für die neutronenreichen projektilähnlichen Fragmente.

Beide Modelle überschätzen deutlich das Maximum der Verteilungen der leichteren Isotopenreihen und reflektieren damit die stark wachsende Diskrepanz in Abb. 4.7. Trotzdem sollte hervorgehoben werden, daß die Simulation in der Lage ist, den qualitativen Verlauf der Querschnitte über einen Bereich von immerhin vier Größenordnungen zu beschreiben.

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte favorisiert also die Annahme eines konstanten Fermiimpulses über das gesamte Kernvolumen (UFG-Modell). Jedoch könnte diese Diskrepanz auch auf eine unzureichende Beschreibung der Verdampfungsphase zurückzuführen sein. Diese Modelle sind hauptsächlich zur Beschreibung von angeregten Kernen aus Fusionsreaktionen geschrieben worden. Fusionsreaktionen führen aber tendenziell zu neutronenarmen Kernen. Daher ist eine Unterschätzung der Neutronenemission für neutronenreiche Kerne niedriger Anregungsenergie nicht unbedingt auszuschließen. Es wurde auch schon darauf hingewiesen, daß eine zu hohe Coulombbarriere im Verdampfungsmodell (PACE) die überhöhten Querschnitte der neutronenarmen projektilähnlichen Fragmente erklären könnte [Fau92].

4.2.4 Ladungsaustauschreaktionen $Z_{Frag} > Z_{Proj}$

Wie der Vergleich der Ladungsänderungsquerschnitte schon zeigte, lassen sich mit dem ISAPACE-Modell auch die Ladungsaustauschreaktionen $Z_{Frag} > Z_{Proj}$ gut beschreiben. In Abb. 4.9 ist nun die Verteilung für die Cäsium-Isotope im Detail

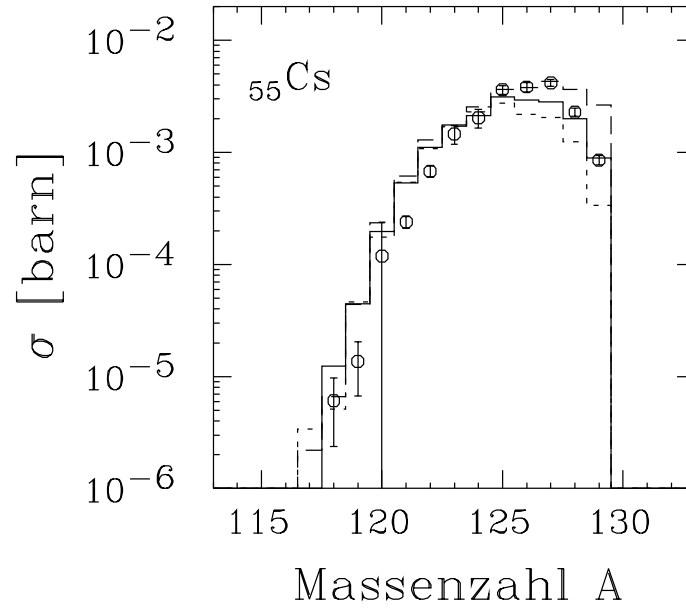
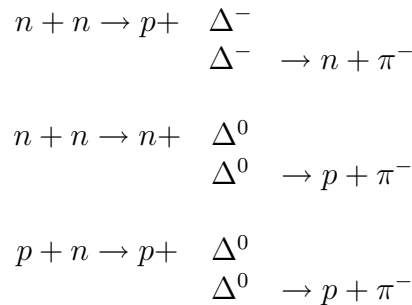


Abbildung 4.9: Gemessene Verteilung für Cäsium-Isotope ($\Delta Z = +1$). Durchgezogen: UFG-Modell. Gestrichelt: LFG-Modell. Gepunktet: UFG-Modell, Anregung von Resonanzen abgeschaltet.

zu sehen. In der lokalen Fermigas-Beschreibung wird der reine Ladungsaustausch $^{129}\text{Xe} \rightarrow ^{129}\text{Cs}$ vergleichbar zu den neutronenreichen, projektilähnlichen Fragmenten überschätzt. Auf der neutronenarmen Flanke sind keine Unterschiede festzustellen. Beide Fermigas-Modelle liefern hier ähnlich zu den Neutronenverlustkanälen $^{129}\text{Xe} \rightarrow ^A\text{Xe}$ (Abb. 4.8) tendenziell zu hohe Querschnitte.

Ein genauere Analyse der Rechnungen ergibt, daß etwa 50% der Cäsium-Isotope unter Emission eines negativen Pions erzeugt werden. Negative Pionen werden in ISABEL über die inelastische Nukleon-Nukleon Streuung, d.h. über die Anregung und den Zerfall der Δ -Resonanz gebildet:



Alle diese Reaktionen laufen darauf hinaus, daß ein Neutron in ein Proton umgewandelt wird. Wenn das π^- den Kern verlassen kann und nicht wieder eingefangen wird,

so erhöhen diese Prozesse die Kernladung des Projektils. Der zweite ladungsändernde Prozess ist der Austausch von geladenen Pionen in der elastischen Nukleon-Nukleon Streuung. Bei den Cäsium-Isotopen macht er die fehlenden 50% aus. Um diesen Einfluß genauer zu studieren, wurde in einer weiteren Simulation mit dem UFG-Modell die Anregung von Δ 's abgeschaltet (gepunktete Linie in Abb. 4.9). Dabei wurde angenommen, daß zum gesamten Nukleon-Nukleon Streuquerschnitt lediglich die elastische Streuung beiträgt. Deutliche Abweichungen bis zu einem Faktor 2 in der Isotopenverteilung zeigen sich nur für die Ladungsaustauschreaktionen in der unmittelbaren Nähe des Projektils. Dagegen bleibt die neutronenarme Flanke der Verteilung nahezu unverändert. Auch die Isotopenverteilungen für $Z \leq 54$ zeigen keine statistisch signifikanten Unterschiede, daß heißt sie sind nicht empfindlich auf den genauen Charakter der Nukleon-Nukleon Streuung. Dieses Verhalten erklärt daher auch den teilweise guten Erfolg der geometrischen „Abrasion-Ablation“-Modelle (z.B. [Gai91]), die die Details der Nukleon-Nukleon Streuung nicht explizit berücksichtigen.

In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, inwieweit die Anregung von Δ -Resonanzen allgemein eine Rolle in der Produktion von exotischen Fragmenten spielt. Dazu wurde eine genaue Analyse der Simulation durchgeführt und ermittelt, wieviele Δ -Resonanzen im Mittel in einer Kaskade erzeugt wurden. Dies ist für die vier möglichen Ladungszustände der Δ -Resonanz in Abb. 4.10 für vier verschiedene Isobaren-Verteilungen gezeigt. Danach werden die protonenreichen Fragmente unter verstärkter Beteiligung der Δ^- und Δ^0 Resonanzen gebildet, wogegen die neutronenreichen Fragmente über Anregung der Δ^+ und Δ^{++} Resonanzen erzeugt werden. Es zeigt sich weiter, daß auch bei diesen peripheren Reaktionen im Mittel pro Schwerionenkollision mindestens eine Δ -Resonanz angeregt wird.

In einem Experiment zur Fragmentation eines 500A·MeV Kr-Strahls [Web93] wurde in den longitudinalen Impulsverteilungen des reinen Ladungsaustausches $^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Rb}$ zwei gegeneinander verschobene Komponenten beobachtet. Diese wurden nach Vergleich mit einer ISAPACE-Rechnung den beiden Prozessen Δ -Resonanz-Anregung und Ladungsaustausch in der elastischen Streuung zugeordnet. Ein derartiges Verhalten konnte hier nicht bestätigt werden. Die Impulsverteilung der ^{129}Cs -Isotope weist sowohl im Experiment als auch in der Simulation nur eine einzige, gaußartig verteilte Komponente auf. Eine genauere Klärung dieses unterschiedlichen Verhaltens steht noch aus.

4.2.5 Longitudinale Impulsverteilungen

Mittlerer longitudinaler Impuls

In Abb. 4.4 hat sich schon gezeigt, daß die Annahme, der Impulsübertrag sei nur vom Massenverlust abhängig ($\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle = -8\text{MeV}/c \cdot \Delta A$), dem genauen Verlauf der Daten nicht gerecht wird. Daher sind jetzt in Abb. 4.11 die gemessenen Impulsüberträge für vier Isobarenketten im Vergleich zu ISAPACE-Rechnungen gezeigt. Deutlich ist der

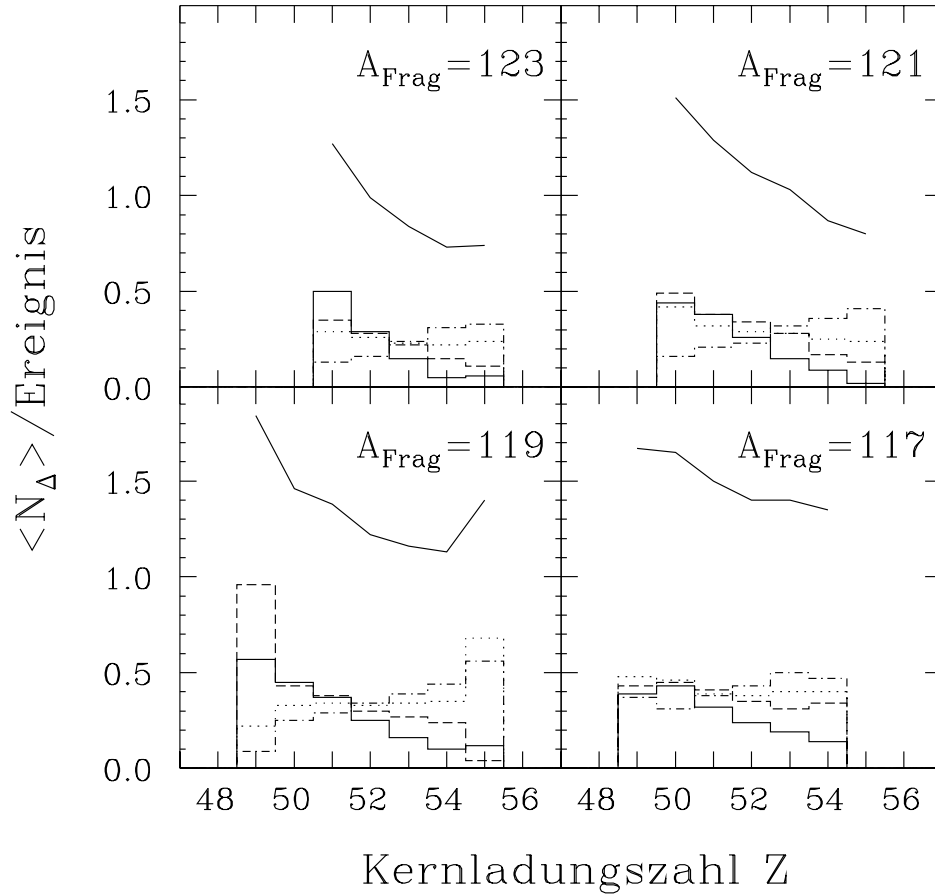


Abbildung 4.10: In einer ISAPACE-Rechnung mit dem UFG-Modell bestimmte mittlere Anzahl der Δ -Resonanzen pro einzeltem Ereignis.

Histogramme: —: Δ^{++} , - - -: Δ^{+} , \dots : Δ^0 , -·-·: Δ^{-} .

Linien: Summe der einzelnen Beiträge.

höhere Impuls der neutronenarmen Fragmente (hohe Kernladungszahl) zu erkennen. Die Simulation gibt in beiden Fermigasmodellen (UFG und LFG) die Steigung gut wieder. Der absolute Betrag wird jedoch um mehr als einen Faktor 2 unterschätzt. Mögliche Erklärungen dafür werden in Kap. 4.2.6 diskutiert.

In Kap. 2.2.2 wurde die Hypothese vorgestellt, die Größe $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$ sei ein direktes Maß für die in der Stoßphase auf das Projektil übertragene Anregungsenergie. In Abb. 4.11 ist zu den mittleren Impulsen der Fragmente die mittlere Anregungsenergie der entsprechenden Prefragmente (UFG-Modell) eingetragen (gepunktete Linie und rechte Achsenskala). Die Anregungsenergien zeigen das gleiche Verhalten wie die mittleren Impulse. Neutronenarme Fragmente zeichnen sich durch höhere Anregung des entsprechenden Prefragments aus. Dies erhärtet die Vermutung, daß diese

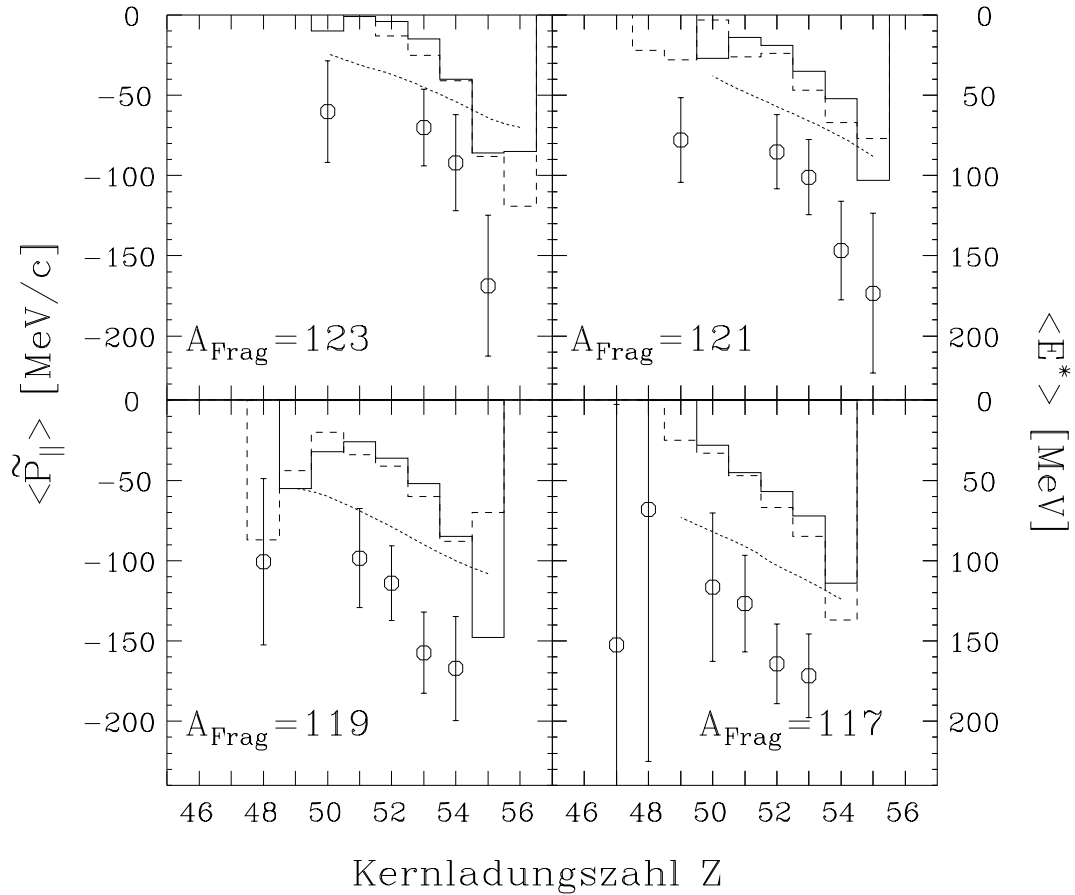


Abbildung 4.11: Mittlerer longitudinaler „Impuls“ der Fragmente im Ruhesystem des Projektils im Vergleich zur ISAPACE Simulation. Durchgezogen: UFG-Modell. Gestrichelt: LFG-Modell. Gepunktete Linie (rechte Achsenskala): mittlere Anregungsenergie der entsprechenden Prefragmente (UFG-Modell).

Fragmente verstärkt durch Neutronenabdampfung gebildet werden.

Wenn die Anregungsenergien wie die berechneten Impulsüberträge auch das gleiche Verhalten zeigen, so ist doch $\langle E^* \rangle > c \langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$. Das heißt, eine Bestimmung der Anregungsenergie durch die Größe $\langle \tilde{P}_{\parallel} \rangle$ ist nach der vorliegenden Version des ISAPACE-Modells nicht möglich. Jedoch kann dies auch auf die unzureichende Beschreibung der Impulse zurückzuführen sein.

Breite der longitudinalen Impulsverteilung

Abb. 4.12 vergleicht die gemessene Breite der longitudinalen Impulsverteilungen für vier Isobarenketten mit der ISAPACE-Simulation. Im Gegensatz zu den mittleren Impulsen läßt sich eine nur schwache Abhängigkeit vom Neutron zu Proton Verhält-

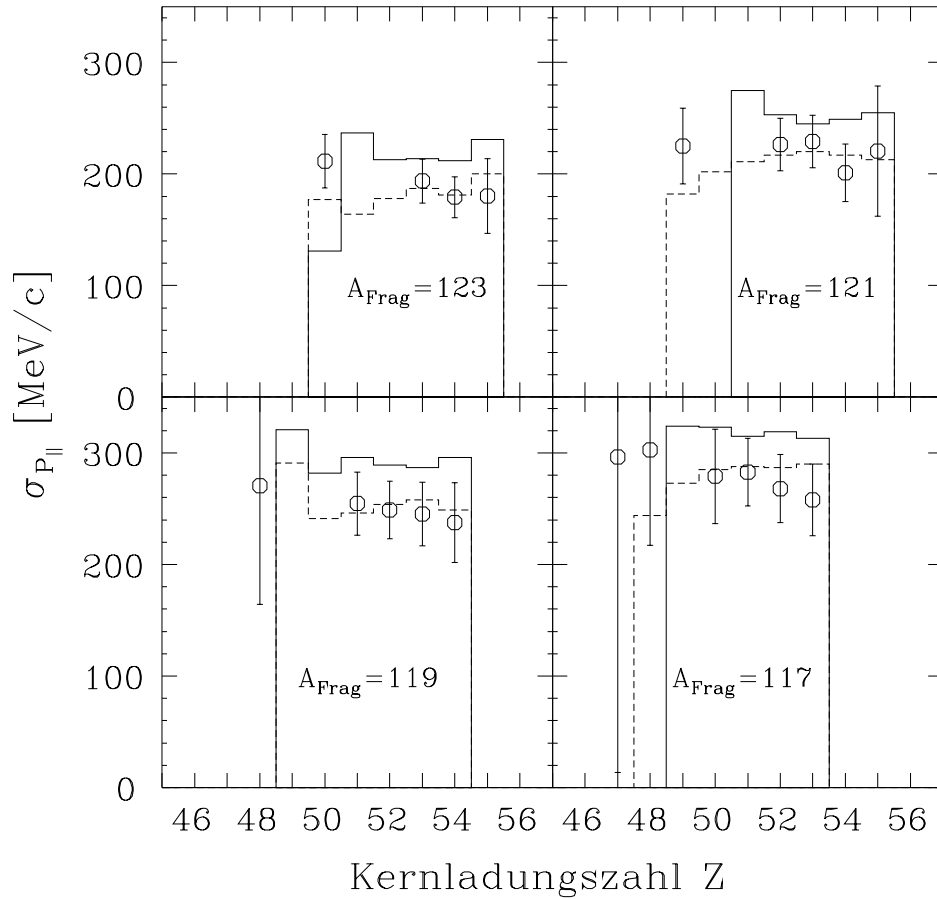


Abbildung 4.12: Gemessene Breite der longitudinalen Impulsverteilungen im Vergleich zu ISAPACE-Rechnungen. Durchgezogen: UFG Modell. Gestrichelt: LFG Modell.

nis erkennen. Der Trend deutet auf geringere Breiten für die neutronenarmen Fragmente hin. Dies kann wieder auf einen stärkeren Beitrag der Abregungsphase durch Emission von Neutronen aus einem angeregten Prefragment zurückgeführt werden. Das LFG-Modell liefert aufgrund des niedrigeren Fermiimpulses an der Kernoberfläche schmalere Impulsverteilungen als das UFG-Modell und ist in besserer Übereinstimmung mit den Daten. Das UFG-Modell überschätzt die gemessenen Breiten systematisch um ca. 10–20%, ist aber im Rahmen der Fehler auch noch mit den Daten verträglich.

4.2.6 Modifikation und Ergänzung des Modells

In der Folge soll versucht werden, die deutliche Diskrepanz des ISAPACE-Modells in der Beschreibung des mittleren Impulsübertrags zu verstehen. Dabei wird davon

ausgegangen, daß die Verdampfungsphase durch das PACE Programm zufriedenstellend beschrieben wird. Dieses Modell sollte durch den Vergleich mit einer Vielzahl von Experimenten zu Fusionsreaktionen gut verstanden sein. Doch muß man sich in der folgenden Diskussion immer vor Augen halten, daß der Verdampfungsschritt zwar die mittlere Geschwindigkeit der Prefragmente auf die Fragmente überführen sollte, aber Modifikationen in diesem Modell dazu führen können, daß andere Prefragmentverteilungen zur Bildung eines bestimmten Fragments beitragen. Dies kann dann sehr wohl die Impulsverteilungen beeinflussen.

Im folgenden soll also die Stoßphase (ISABEL) etwas genauer betrachtet werden. Hierzu wird daran erinnert, wie ISABEL den Impuls der Prefragmente bestimmt. Er ergibt sich aus der Summe der Impulse der in der Fermiverteilung gebildeten Löcher und der Impulse der eingefangenen Nukleonen, die zwar über die Fermienergie angehoben wurden, aber nicht genug Energie besitzen, das Projektil zu verlassen:

$$\vec{P}_{Pref} = \sum_i -\vec{P}_{Loch,i} + \sum_j \vec{P}_{Einfang,j} \quad (4.8)$$

Dabei ist $\vec{P}_{Loch,i}$ der Impuls, den ein Nukleon an der Stelle des Lochs hätte und $\vec{P}_{Einfang,j}$ der Impuls des eingefangenen Nukleons. Verlassen kann ein Nukleon das Projektil, wenn seine kinetische Energie im Kern größer ist als die Summe vom Fermienergie und mittlerer Bindungsenergie. Für Protonen erhöht sich dies noch um die Coulombbarriere:

$$E_{kin} > \underbrace{E_{Fermi} + E_{Bindung}}_{Kernpotential} + E_{Coulomb} \quad (4.9)$$

Drei Punkte fallen hierbei auf:

- Der Beitrag der Coulombstreuung von Projektil bzw. Prefragment mit dem Target wird nicht berücksichtigt.
- Auch Nukleonen, die das Projektil verlassen, sollten zu einem Impulsübertrag führen, da sich dabei ihre kinetische Energie ändert (s. z.B. [Abu76a]).
- Nukleonen mit einem nichtverschwindenden Drehimpuls sollten zusätzlich durch die Zentrifugalbarriere am Verlassen des Projektils gehindert werden.

Diese drei Effekte sollen jetzt diskutiert werden.

Coulombstreuung

Eine obere Grenze für den Impulsübertrag eines relativistischen Projektils auf ein ruhendes Target durch Coulombwechselwirkung läßt sich folgendermaßen abschätzen (siehe Abb.4.13):

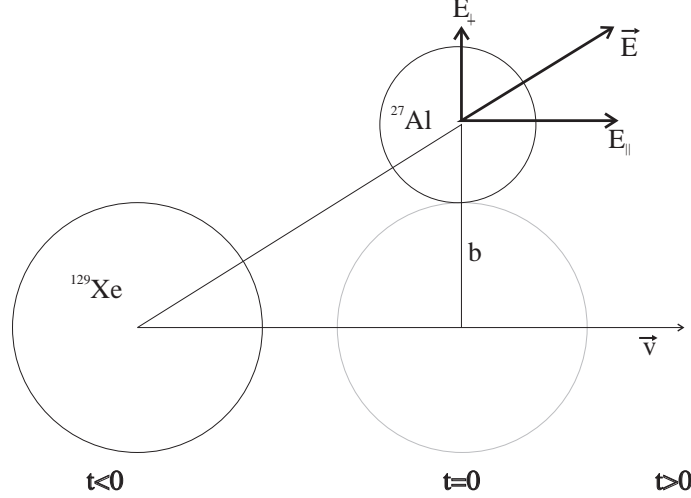


Abbildung 4.13: Coulombstreuung zwischen Projektil und Target. Die dick durchgezogenen Vektoren bezeichnen das elektrische Feld \vec{E} des Projektils am Ort des Targets und seine longitudinale E_{\parallel} und transversale E_{\perp} Komponente.

Für das lorentztransformierte elektrische Feld des Projektils am Ort des Targets im Laborsystem zum Zeitpunkt t gilt (siehe z.B. [Jac83], S. 659):

$$E_{\parallel} = -\frac{Z_{Proj}e\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad , \quad E_{\perp} = \frac{\gamma Z_{Proj}eb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad (4.10)$$

Dabei ist b der Stoßparameter, v die Geschwindigkeit des Projektils, $Z_{Proj}e$ seine Ladung und $\gamma = \sqrt{1 - (v/c)^2}$. Der Stoß findet beim kleinsten Abstand zwischen Projektil und Target zum Zeitpunkt $t=0$ statt. In erster Näherung wird angenommen, daß sich die Trajektorie des Projektils während des Stoßes nicht ändert und das Target in Ruhe bleibt. Betrachtet werden sollen der daraus resultierende transversale und longitudinale Impulsübertrag an das Target.

Der transversale Impulsübertrag errechnet sich mit $\Delta\vec{P} = \int \vec{F} dt$ zu (siehe z.B. [Jac83], S. 741):

$$\begin{aligned} \Delta P_{\perp} &= \int_{-\infty}^{+\infty} Z_{Tar}eE_{\perp} dt = \frac{Z_{Proj}Z_{Tar}e^2 b}{\gamma^2 v^3} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{\left(\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} + t^2\right)^{3/2}} \\ &= 1 \cdot \frac{Z_{Proj}Z_{Tar}e^2 b}{\gamma^2 v^3} \cdot \frac{t}{\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} \sqrt{\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} + t^2}} \Bigg|_{t=-\infty}^{+\infty} = \frac{2Z_{Proj}Z_{Tar}e^2}{bv} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Hierbei fällt auf, daß der Impulsübertrag weder von der Masse der Ionen noch vom γ des Projektils abhängt. Außerdem ist ein transversaler Impuls nach Gl. 3.13 vom Bezugssystem unabhängig. Die in diesem Experiment beobachteten Fragmente mit $Z \geq 40$ werden in der ISAPACE-Rechnung alle mit Stoßparametern $b > 7fm$ produziert (siehe auch Abb. 4.22). Dies führt zu einem Überlapp der Ladungsverteilungen der beiden Kerne. Dadurch wird das elektrische Potential zwischen Target und Projektil im Vergleich zu zwei Punktladungen reduziert. Daher stellt Gl. 4.11 eine obere Grenze für den Impulsübertrag durch Coulombstreuung dar. Es ergibt sich:

$$\Delta P_{\perp} = \frac{2 \cdot 54 \cdot 13 \cdot 1.44MeV \cdot fm}{7fm \cdot 0.84c} = 344MeV/c \quad (4.12)$$

Anhand dieses Ergebnisses kann überprüft werden, ob die Annahmen – Target bleibt in Ruhe und Trajektorie des Projektils ändert sich nicht – zutreffen. Ein Maß für die Stoßzeit ist $\Delta t = b/(\gamma v) \approx 2 \cdot 10^{-23}s$. Bei einer mittleren Geschwindigkeit des Targets von $\langle v_{\perp} \rangle \approx \frac{1}{2}(\Delta P_{\perp}/M_{Tar})$ ist die Strecke, die das Target in dieser Zeit durchläuft etwa:

$$d = \frac{\Delta P_{\perp} \Delta t}{2M_{Tar}} = \frac{344MeV/c \cdot 2 \cdot 10^{-23}s}{2 \cdot 27 \cdot 931.5MeV/c^2} = 1.4 \cdot 10^{-25}s \cdot c = 0.04fm \ll b \quad (4.13)$$

In erster Näherung verändert das leichte Target während der Stoßzeit seinen Relativabstand zum Projektil also nicht. Der Einfluß auf die Trajektorie des Projektils ist wegen dessen größerer Masse noch geringer. Die Näherungen sind also gerechtfertigt. Ein transversaler Impulsübertrag in dieser Größenordnung ist jedoch nach Gl. 3.15 unterhalb der experimentellen Auflösung.

Nun zum longitudinalen Impulsübertrag. Bei elastischer Streuung verschwindet das Zeitintegral $\Delta P_{\parallel} = \int Z_{Tar}e \cdot E_{\parallel} dt$, da sich die Impulsänderungen bei Annäherung und Entfernung vom Target gerade aufheben. Selbst bei einem Aufbruch des Targets in ein oder mehrere Bruchstücke mit $\sum Z_i = Z_{Tar}$ ändert sich die Situation nicht wesentlich, da sich nach Gleichung 4.13 die räumliche Ladungsverteilung des Targets während der Stoßphase kaum ändert. Anders ist es beim Projektil. Der Verlust von Protonen während der Kontaktzeit ($t=0$) führt zu einem geringeren Impulsübertrag auf das Prefragment für $t > 0$. Das Abstreifen von Neutronen ändert zwar nicht den Impulsübertrag, beeinflusst aber aufgrund der verringerten Masse die Geschwindigkeitsverteilung der Prefragmente. Es ist daher sinnvoll den parallelen

¹Zur Lösung des Integrals siehe z.B. [Bro81], S. 47.

Impulsübertrag für $t < 0$ und $t > 0$ getrennt zu berechnen.

$$\begin{aligned}
\Delta P_{\parallel, t < 0}^{Tar} &= \int_{-\infty}^0 Z_{Tar} e E_{\parallel} dt = \frac{-Z_{Proj} Z_{Tar} e^2}{\gamma^2 v^2} \cdot \int_{-\infty}^0 \frac{t dt}{\left(\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} + t^2\right)^{3/2}} \\
&= \frac{-Z_{Proj} Z_{Tar} e^2}{\gamma^2 v^2} \cdot \frac{-1}{\sqrt{\frac{b^2}{\gamma^2 v^2} + t^2}} \Bigg|_{t=-\infty}^0 = \frac{Z_{Proj} Z_{Tar} e^2}{\gamma b v}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Der Impulsübertrag durch das auslaufende Prefragment ist dagegen:

$$\Delta P_{\parallel, t > 0}^{Tar} = \frac{-Z_{Prefrag} Z_{Tar} e^2}{\gamma b v} \tag{4.15}$$

Für das Projektil ergibt sich dann in seinem Ruhesystem (s. Gl 3.14): $\Delta P_{\parallel, PS}^{Proj} = -\Delta P_{\parallel}^{Tar} / \gamma$. Um den Einfluß auf die Größe \tilde{P}_{\parallel} in Abb. 4.4 und Abb. 4.11 zu studieren, muß die resultierende Geschwindigkeitsänderung berechnet werden:

$$\Delta v_{\parallel} = \Delta v_{\parallel, t < 0} + \Delta v_{\parallel, t > 0} = \frac{\Delta P_{\parallel, t < 0}^{Proj}}{M_{Proj}} + \frac{\Delta P_{\parallel, t > 0}^{Prefrag}}{M_{Prefrag}} = \frac{Z_{Tar} e^2}{\gamma^2 b v} \cdot \left(\frac{Z_{Prefrag}}{M_{Prefrag}} - \frac{Z_{Proj}}{M_{Proj}} \right) \tag{4.16}$$

Damit wird (siehe Gl. 3.19):

$$\tilde{P}_{\parallel} = \frac{Z_{Tar} e^2 \cdot A_{Proj} \cdot 0.5411}{\gamma^2 b v} \cdot \left(\frac{Z_{Prefrag}}{A_{Prefrag}} - \frac{Z_{Proj}}{A_{Proj}} \right) \tag{4.17}$$

Für den Verlust von z.B. 5 Protonen erhält man:

$$\tilde{P}_{\parallel} = \frac{13 \cdot 1.44 \text{ MeV fm} \cdot 129 \cdot 0.5411}{1.83^2 \cdot 9 \text{ fm} \cdot 0.84} \cdot \left(\frac{49}{124} - \frac{54}{129} \right) = -1.6 \text{ MeV}/c \tag{4.18}$$

und entsprechend für den Verlust von 5 Neutronen $\tilde{P}_{\parallel} = +1.1 \text{ MeV}/c$. Dieser Effekt ist zu gering, um die beobachteten Diskrepanzen im longitudinalen Impuls zu erklären.

Impulsübertrag durch Bindungsaufbruch

ISABEL berücksichtigt zwar den Energieverlust eines Nukleons, welches das Kernpotential verläßt, jedoch nicht den damit verbundenen Impulsübertrag [Abu76a].

Das Nukleon bewege sich innerhalb des Kernpotentials mit der kinetischen Energie E_i^{kin} . Wenn diese Energie ausreicht, den Kern zu verlassen, dann ist die Energie

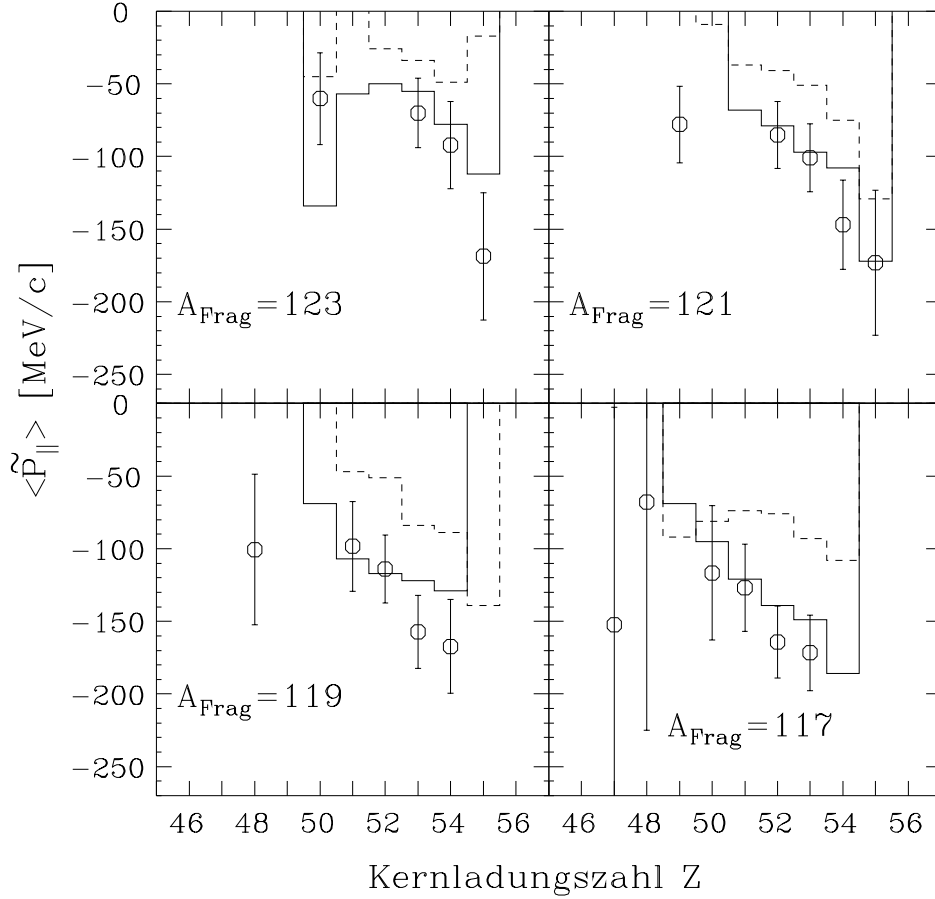


Abbildung 4.14: Mittlerer longitudinaler „Impuls“ mit zusätzlichem Impulsübertrag durch Bindungsaufbruch. Durchgezogen: UFG Modell. Gestrichelt: LFG Modell.

außerhalb:

$$E_a^{kin} = E_i^{kin} - U \quad \text{mit} \quad U = E_{Fermi} + E_{Bindung}$$
(4.19)

Mit der totalen Energien $E = \sqrt{(m_N c^2)^2 + (pc)^2}$, ist die Impulsänderung des Nukleons:

$$q_{Nukleon} = P_a - P_i = \frac{1}{c} \left(\sqrt{(E_i - U)^2 - (m_N c^2)^2} - \sqrt{E_i^2 - (m_N c^2)^2} \right) \quad (4.20)$$

Der Impulsübertrag auf das Prefragment von $q_{Pref.} = -q_{Nukleon}$ erfolgt dabei in Flugrichtung des Nukleons. Da $M_{Prefrg.}/m_N \approx 100$, kann der kinetische Energieübertrag auf das Prefragment in erster Näherung vernachlässigt werden. Den

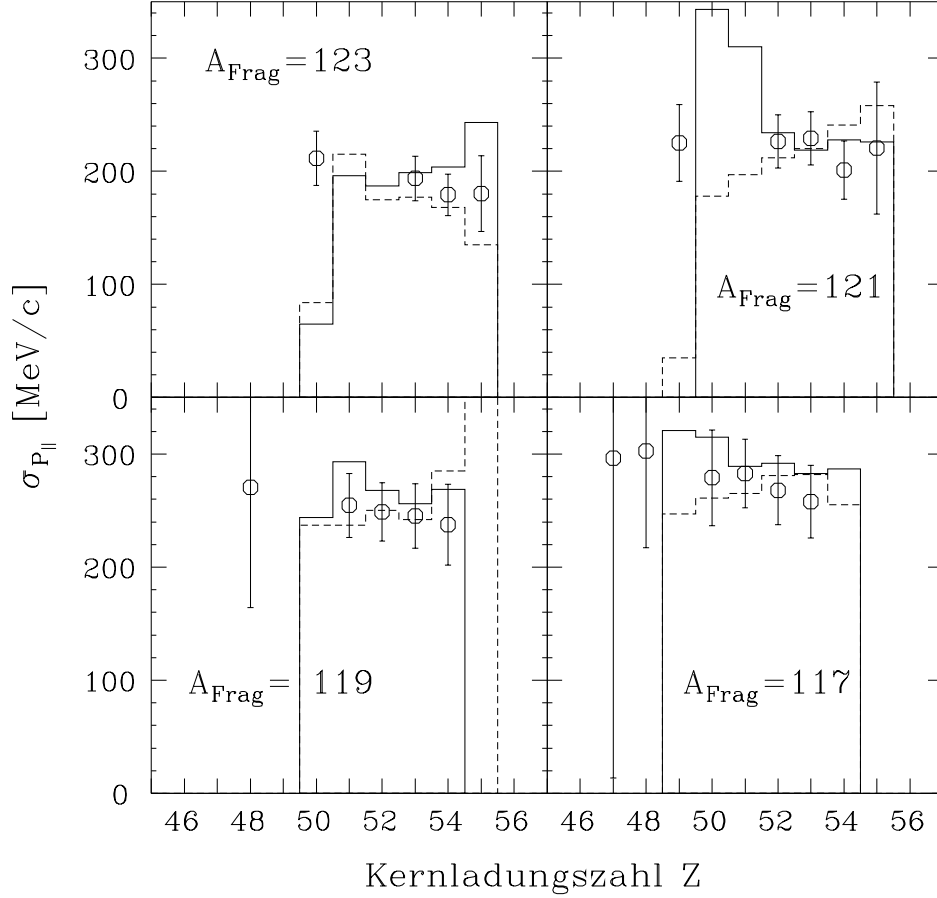


Abbildung 4.15: Breite der longitudinalen Impulsverteilung mit zusätzlichem Impulsübertrag durch Bindungsaufbruch. Durchgezogen: UFG Modell. Gestrichelt: LFG Modell.

maximalen Impulsübertrag erhält man für $P_a = 0$, also $E_i = U + m_N c^2$. Mit einer Fermienergie von $E_{Fermi} \approx 36 \text{ MeV}$, einer mittleren Bindungsenergie von $E_{Bindung} \approx 7.8 \text{ MeV}$ und $m_N c^2 \approx 938 \text{ MeV}$ ergibt das:

$$q_{Pref.,max} = \frac{1}{c} \sqrt{(981.8 \text{ MeV})^2 - (938 \text{ MeV})^2} = 290 \text{ MeV}/c \quad (4.21)$$

Dies ist Gleichzeitig der maximale Impuls, den ein Nukleon auf das Prefragment übertragen kann, das wieder vom Kern eingefangen wird.

Abb. 4.14 zeigt das Ergebnis einer ISAPACE-Rechnung mit diesem zusätzlichen Impulsübertrag. Die Übereinstimmung des UFG-Modells mit den Daten ist jetzt im Vergleich zur Standardversion des Programms (Abb. 4.11) sehr gut. Dagegen zeigt sich im LFG-Modell nur eine geringe Verbesserung, da der angesprochene Effekt hier durch die niedrigere Fermienergie schwächer ausfällt. In Abb. 4.15 sind die

simulierten Breiten der Impulsverteilung den Daten gegenübergestellt. Das UFG-Modell liefert jetzt etwas schmalere Impulsverteilungen als in Abb. 4.12, was auch zu einer besseren Beschreibung der longitudinalen Impulsbreiten führt. Dies ließe sich erklären, wenn der zusätzliche Impulsübertrag durch das entfernte Nukleon mit dem entsprechenden Impuls des erzeugten Loches in der Fermiverteilung korreliert ist. Dies würde zu einem geringeren Nettoimpulsübertrag führen. Darauf soll am Ende dieses Kapitels noch etwas genauer eingegangen werden.

Die Übereinstimmung mit den Daten ist also inzwischen sehr zufriedenstellend. Hervorzuheben ist dabei, daß die vorgenommene Änderung im Programm weder die Verteilung der erzeugten Prefragmente, noch deren Anregungsenergie beeinflußt. Daher bleibt die gute Wiedergabe der Produktionswirkungsquerschnitte erhalten (Abb. 4.8).

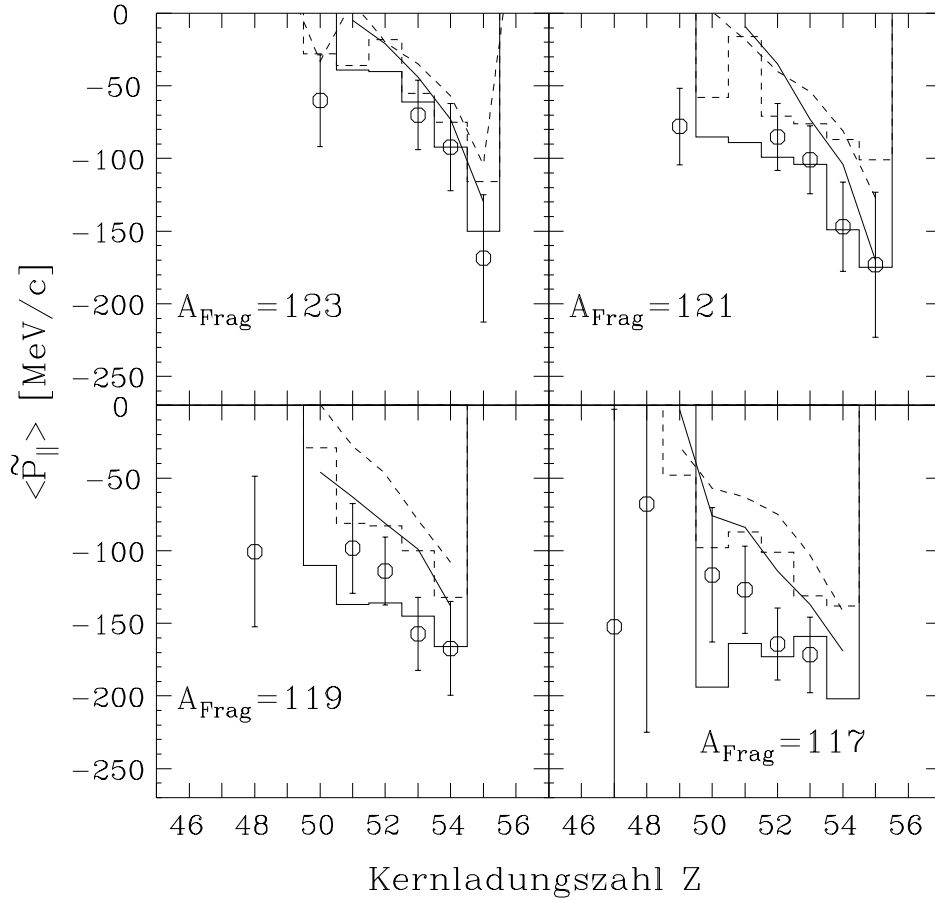


Abbildung 4.16: Mittlerer longitudinaler „Impuls“ bei Berücksichtigung der Zentrifugalbarriere und des Bindungsaufbruchs in ISABEL (Histogram). Eine Rechnung, die nur die Zentrifugalbarriere berücksichtigt ist durch die Linien dargestellt. Durchgezogen: UFG-Modell. Gestrichelt: LFG-Modell.

Zentrifugalbarriere

ISABEL berücksichtigt nicht den Drehimpuls der Nukleonen, die das Projektil verlassen. Drehimpulserhaltung für diese Nukleonen kommt einer Zentrifugalbarriere gleich. Es können dann nur noch Nukleonen den Kern verlassen, für deren totale Energie E gilt:

$$(E - U)^2 > (m_{NC}c^2)^2 + P_{tang}^2 \quad (4.22)$$

Dabei ist P_{tang} die Impulskomponente tangential zur Kernoberfläche. Dies führt dazu, daß Nukleonen auch mit höherer Energie im Kern gefangen bleiben. Im Gegensatz zum vorhergehenden Abschnitt beeinflusst das jetzt auch die Verteilung der Prefragmente und deren Anregungsenergien.

Abb. 4.16 zeigt die Ergebnisse von Rechnungen, in denen beide Effekte unterschiedlich berücksichtigt wurden: Zentrifugalbarriere alleine als auch zusammen mit dem Bindungsaufbruch. Wie erwartet, ergeben sich durch die Zentrifugalbarriere größere Impulsüberträge. Die Übereinstimmung des UFG-Modells mit den Daten ist jedoch schlechter, wenn beide Effekte berücksichtigt werden. Diese Rechnung beschreibt die Impulsverteilungen der beiden schwereren Isobarenverteilungen gut, gibt aber bei größerem Massenverlust die Steigung der Verteilungen immer schlechter wieder. Das LFG-Modell erreicht auch mit Zentrifugalbarriere nicht die Übereinstimmung des UFG-Modells allein bei Berücksichtigung des Bindungsaufbruchs (Abb. 4.14).

Der größte Nachteil dieser Rechnung jedoch ist, daß die Wirkungsquerschnitte nicht mehr so gut wiedergegeben werden, wie dies in der Standardversion des Modells und auch bei Berücksichtigung des Bindungsaufbruchs der Fall war Abb. 4.8. Die gerechneten Isotopenverteilungen in der Nähe des Projektils sind jetzt zu neutronenärmeren Isotopen verschoben. Besonders stark betroffen sind die Cäsium-Isotope ($Z_{Frag}=Z_{Proj}+1$), die um etwa einen Faktor 4 schlechter beschrieben werden. Dies muß auf die höhere Anregungsenergie der Prefragmente zurückgeführt werden. Dadurch werden tendenziell in der zweiten Reaktionsphase mehr Neutronen emittiert. In Tab. 4.2 ist diese Abweichung im Vergleich zur Standardversion quantitativ wiedergegeben.

Tabelle 4.2: Mittlere und maximale relative Abweichung der mit ISAPACE simulierten Wirkungsquerschnitte (UFG-Modell) vom Experiment.

Z	Standardversion		mit Drehimpulserhaltung	
	$\left\langle \left \frac{\sigma_{ISA} - \sigma_{Exp}}{\sigma_{Exp}} \right \right\rangle$	$\left \frac{\sigma_{ISA} - \sigma_{Exp}}{\sigma_{Exp}} \right _{max}$	$\left\langle \left \frac{\sigma_{ISA} - \sigma_{Exp}}{\sigma_{Exp}} \right \right\rangle$	$\left \frac{\sigma_{ISA} - \sigma_{Exp}}{\sigma_{Exp}} \right _{max}$
55	0.58	2.30	2.10	8.80
50	0.26	0.66	0.50	1.10
45	0.35	0.74	0.43	0.80
40	1.20	2.30	1.40	2.80

Gesamt betrachtet ist die Übereinstimmung mit den Daten durch die zusätzliche Drehimpulsbarriere also schlechter geworden. Obwohl Drehimpulserhaltung eigentlich gelten sollte, stellt die hier eingeführte Änderung sicher nur eine stark vereinfachte Beschreibung dar. Der Drehimpuls eines Nukleons wurde erst dann betrachtet, wenn es versuchte, das Kernpotential zu verlassen. Eine korrekte Behandlung sollte während der gesamten Rechnung den Drehimpuls der Nukleonen berücksichtigen. Dies ist nur durch einen größeren Eingriff in das Programm zu bewerkstelligen.

4.2.7 Prefragmentverteilungen nach ISAPACE

In den vorangehenden Abschnitten hat sich gezeigt, daß das ISAPACE-Modell eine sehr gute Beschreibung der Projektilfragmentation bietet. Daher sollen zum Abschluß die Prefragmentverteilungen, die sich einem direkten experimentellen Zugang entziehen, mit diesem Modell untersucht werden.

In Abb. 4.17 werden die gerechnete Prefragment- und Fragmentverteilung auf der Nuklidkarte miteinander verglichen. Die Prefragmentverteilung ist etwa symmetrisch zur Linie $Z_{Frag} = (Z_{Proj}/N_{Proj}) \cdot N_{Frag}$ und erstreckt sich zu sehr viel exotischeren Kernen als dies für die Fragmente der Fall ist. Die mit zunehmender Entfernung vom Stabilitätstal abnehmende Bindungsenergie wirkt hier anscheinend in der Verdampfungsphase als „rücktreibende Kraft“. Dadurch kommen die Fragmentverteilungen wieder sehr viel näher am Stabilitätstal zu liegen. Deutliche Verschiebungen – zur neutronenarmen Seite – sind nur in der Nähe des Projektils zu beobachten. Mit zunehmendem Massenverlust läuft die Fragmentverteilung dann wieder in das Stabilitätstal zurück. Dies verdeutlicht die Bedeutung der richtigen Wahl des Projektils, wenn man die Projektilfragmentation nutzen will, um gezielt einen bestimmten Kern weitab der Stabilität als Strahl zu erzeugen.

Die Verbindung zwischen den beiden Verteilungen ist in Abb. 4.18 zu sehen. Dort ist die mittlere Prefragmentmasse gegenüber der Fragmentmasse aufgetragen. Dabei wurde für jedes Isobar der gerechneten Fragmentverteilung getrennt die mittlere Prefragmentmasse eingetragen. Vertikal übereinanderliegende Punkte entsprechen also verschiedenen Kernladungszahlen der Fragmente. Es zeigt sich, daß die extrem neutronenarmen Fragmente stärker durch Verdampfungsprozesse gebildet werden als die neutronenreichen. Ab einem Massenverlust von 5 Nukleonen werden jedoch die gesamten Isobarenverteilungen durch Nukleonenabdampfung in der zweiten Reaktionsstufe dominiert, wobei der mittlere Massenverlust in der ersten Stufe bei 33% liegt. Dieses Verhalten reflektiert den mit zunehmendem Massenverlust schwächer werdenden „Memory-Effekt“ in Abb. 4.2.

In Kap. 2.2.2 wurde die Hypothese aufgestellt, daß ein Vergleich der Impulsverteilungen mit dem Goldhaber-Modell es erlauben könnte, die Masse des Prefragments zu bestimmen. Ob dies möglich ist soll hier anhand des ISAPACE Modells untersucht werden. Voraussetzung hierfür ist, daß die Breite der Impulsverteilung durch die erste Stufe dominiert wird. Da jedoch der Massenverlust in der zweiten Reaktionsstufe auch ohne eigentlichen Impulsübertrag den Impuls der Fragmente verändert, sollte man daher anstatt der Impuls- die Geschwindigkeitsverteilungen der Prefragmente und Fragmente vergleichen. Hierzu ist in Abb. 4.19 das Verhältnis $\sigma_{v_{\parallel},Frag}/\sigma_{v_{\parallel},Pref}$ in Abhängigkeit des Massenverlustes dargestellt. Die Rechnung dazu wurde mit dem UFG-Modell unter Berücksichtigung des Impulsübertrages durch den Bindungsaufbruch der Nukleonen durchgeführt. Für $\Delta A \leq 10$ ist die Fragmentverteilung weniger als 10% breiter als die Prefragmentverteilung. Für größere Massenverluste nähert sich dieser Wert 30–40% an, was bedeutet, daß die Verdampfungsphase etwa den gleichen Beitrag liefert wie die Stoßphase ($\sqrt{2}\sigma_{v_{\parallel},Pref} \approx 1.4 \cdot \sigma_{v_{\parallel},Pref}$). Ein direkter

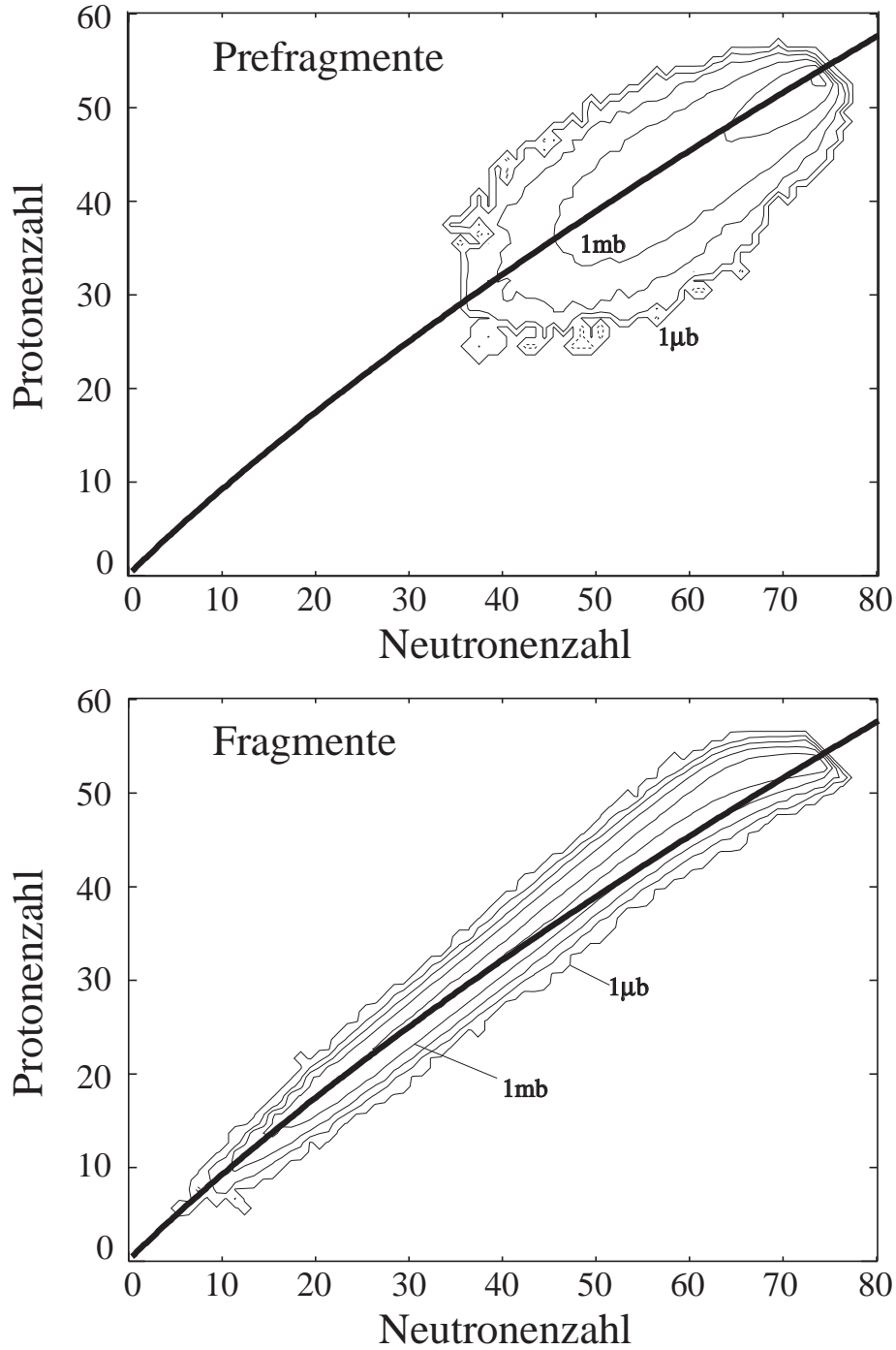


Abbildung 4.17: Vergleich zwischen gerechneter (ISAPACE) Prefragment- und Fragmentverteilung. Hierbei ist zu bemerken, daß der untere Massenbereich der Fragmentverteilung nicht unbedingt richtig wiedergegeben wird, da Zerfallskanäle wie z.B. Multifragmentation nicht berücksichtigt werden.

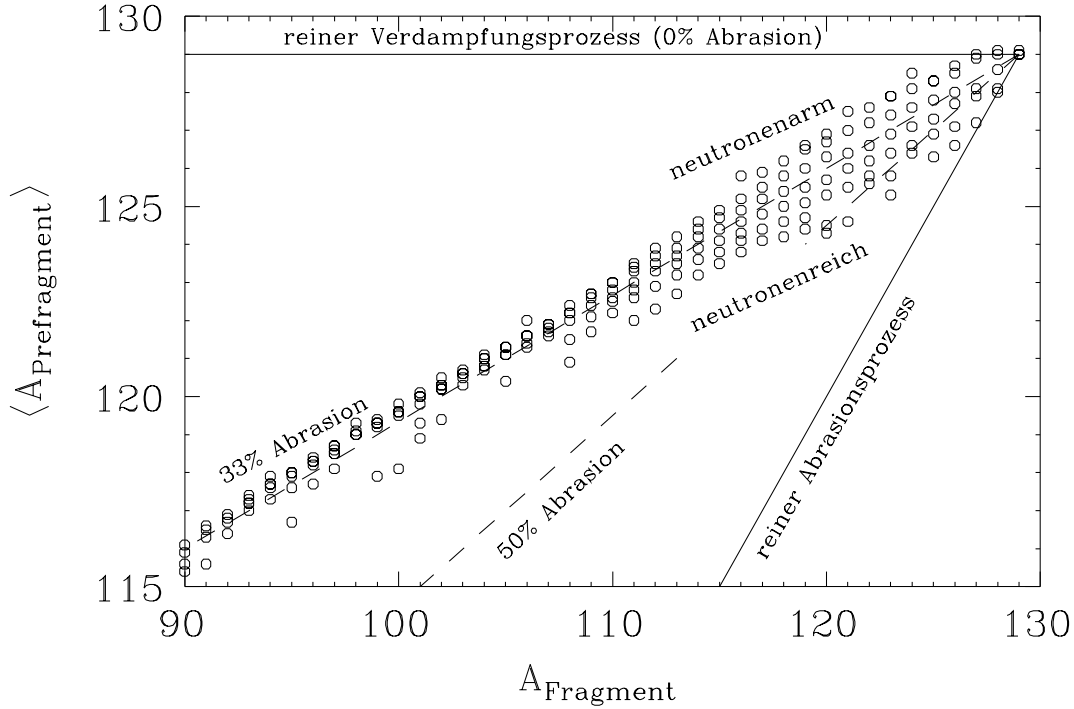


Abbildung 4.18: Mittlere Prefragmentmasse in Abhängigkeit der Fragmentmasse, gerechnet mit ISAPACE UFG Modell. Die verschiedenen Isobare der Fragmentverteilung sind dabei getrennt eingetragen, wobei sich zeigt, daß neutronenarme Fragmente tendenziell aus schwereren Prefragmenten gebildet werden als neutronenreiche. Die horizontale Linie $\langle A_{\text{Pre}} \rangle = 129$ entspricht reinen Verdampfungsprozessen. Die unterste der diagonalen Linien gibt den reinen Abrasionsprozess wieder ($\langle A_{\text{Pre}} \rangle = A_{\text{Frag}}$), also ohne nachfolgende Abdampfung von Nukleonen.

Aufschluß aus den Breiten der Impulsverteilungen auf die erste Stufe läßt sich also nur für geringe Massenverluste erwarten.

Wie sehen nun die Prefragmentverteilungen im Vergleich zu den erwarteten Geschwindigkeitsverteilungen nach dem Modell von Goldhaber aus. Dies ist in Abb. 4.20 für die longitudinale und in Abb. 4.21 für die transversale Geschwindigkeitskomponente gezeigt. Die longitudinale Komponente liegt ca. 20–30% über der Vorhersage von Goldhaber. Die Abweichungen für die transversale Komponente sind mit bis zu einem Faktor 2 noch drastischer. Dies läßt sich dadurch verstehen, daß ein Teil der angetoßenen Nukleonen nicht genug Energie erhält, um das Projektil zu verlassen. In der Fermigasbeschreibung des ISAPACE-Modells entspricht dies der Erzeugung eines Loches im Fermisee und dem Einfang eines Nukleons oberhalb der Fermikante ($E_{\text{Fermi}} < E_{\text{kin}} < E_{\text{Fermi}} + E_{\text{Bindung}}$). Der dabei übertragene Impuls ist $\Delta \vec{P}_{\text{Einf}} = \vec{P}_N - \vec{P}_{\text{Loch}}$, wobei \vec{P}_N der Impuls des Nukleons oberhalb der Fermikante

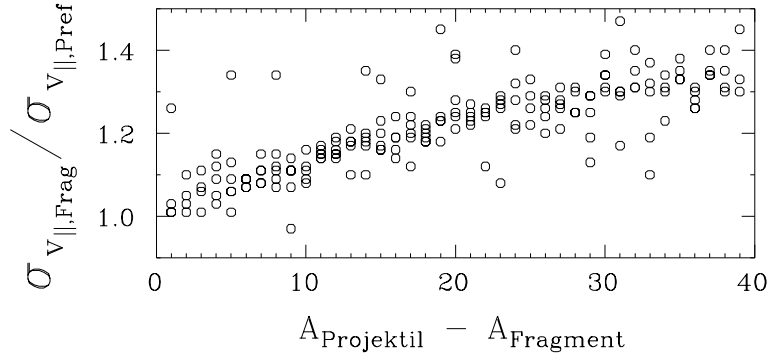


Abbildung 4.19: Verhältnis der mit ISAPACE simulierten Breiten der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Fragments und entsprechendem Prefragment (UFG-Modell mit Impulsübertrag durch Bindungsaufbruch).

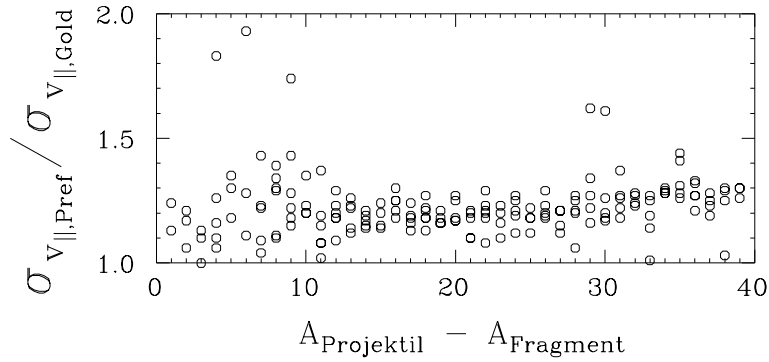


Abbildung 4.20: Verhältnis der mit ISAPACE simulierten Breiten der **longitudinalen** Geschwindigkeitsverteilung des Prefragments zur Vorhersage des Goldhaber-Modells (UFG-Modell mit Impulsübertrag durch Bindungsaufbruch).

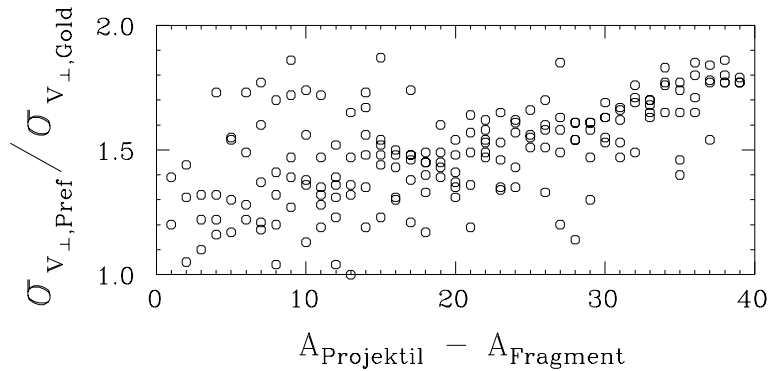


Abbildung 4.21: Verhältnis der mit ISAPACE simulierten Breiten der **transversalen** Geschwindigkeitsverteilung des Prefragments zur Vorhersage des Goldhaber-Modells (UFG-Modell mit Impulsübertrag durch Bindungsaufbruch).

und \vec{P}_{Loch} der Impuls eines Nukleons an der Stelle des Lochs in der Fermiverteilung ist. Der hieraus resultierende Beitrag zur Breite der Impulsverteilung läßt sich folgendermaßen abschätzen:

$$\sigma_{P,Einf}^2 = \langle \Delta P_{Einf}^2 \rangle = \langle P_N^2 \rangle + \langle P_{Loch}^2 \rangle - 2\langle \vec{P}_N \cdot \vec{P}_{Loch} \rangle \quad (4.23)$$

Für den Beitrag des Lochs erhält man analog zu Goldhaber $\langle P_{Loch}^2 \rangle = \frac{3}{5} P_{Fermi}^2$. Für das eingefangene Nukleon ergibt sich:

$$\langle P_N^2 \rangle = \frac{\int_{P_{Fermi}}^{P_{Flucht}} 4\pi P^2 \cdot P^2 dP}{\int_{P_{Fermi}}^{P_{Flucht}} 4\pi P^2 dP} = \frac{\frac{1}{5}(P_{Flucht}^5 - P_{Fermi}^5)}{\frac{1}{3}(P_{Flucht}^3 - P_{Fermi}^3)} = \frac{3}{5} P_{Fermi}^2 \frac{\left(\frac{P_{Flucht}}{P_{Fermi}}\right)^5 - 1}{\left(\frac{P_{Flucht}}{P_{Fermi}}\right)^3 - 1} \quad (4.24)$$

Dabei ist P_{Flucht} der Impuls, den ein Nukleon benötigt um den Kern zu verlassen (s. z.B. Abb. 2.3). Mit $E_{Bindung} = 7.8 MeV$ und $P_{Fermi} = 260 MeV/c$ ($\Rightarrow E_{Fermi} = 36 MeV$) ist $P_{Bind} = \sqrt{(938 + 43.8)^2 - 938^2} MeV/c = 290 MeV/c$. Also:

$$\langle P_N^2 \rangle = \frac{3}{5} P_{Fermi}^2 \cdot 1.87 \quad (4.25)$$

Genaugenommen stellt dies nur eine untere Grenze dar, da auch Nukleonen mit höherer Energie wieder im Kern eingefangen werden können, indem sie ihre Energie durch Stöße auf weitere Nukleonen verteilen. Der Term $\langle \vec{P}_N \cdot \vec{P}_{Loch} \rangle$ hängt von der genauen Winkelverteilung zwischen Lochimpuls und Nukleonenimpuls ab. Er liegt, je nachdem ob die Impulse korreliert, unkorreliert oder antikorreliert sind, in den Grenzen:

$$\begin{aligned} \pm \langle |\vec{P}_N| \cdot |\vec{P}_{Loch}| \rangle &= \frac{\int_0^{P_{Fermi}} 4\pi P_{Loch}^2 dP_{Loch} \int_{P_{Fermi}}^{P_{Flucht}} 4\pi P_N^2 dP_N \cdot P_{Loch} P_N}{\int_0^{P_{Fermi}} 4\pi P_{Loch}^2 dP_{Loch} \int_{P_{Fermi}}^{P_{Flucht}} 4\pi P_N^2 dP_N} \\ &= \frac{\frac{1}{4} P_{Fermi}^4 \cdot \frac{1}{4} (P_{Flucht}^4 - P_{Fermi}^4)}{\frac{1}{3} P_{Fermi}^3 \cdot \frac{1}{3} (P_{Flucht}^3 - P_{Fermi}^3)} \\ &= \frac{3}{5} P_{Fermi}^2 \cdot \frac{3 \cdot 5}{4^2} \frac{\left(\frac{P_{Flucht}}{P_{Fermi}}\right)^4 - 1}{\left(\frac{P_{Flucht}}{P_{Fermi}}\right)^3 - 1} \end{aligned} \quad (4.26)$$

Dies stellt nur eine sehr vereinfachte Beschreibung des Problems dar. Der Ansatz soll auch nur dazu dienen, ungefähr die Größenordnung des Effektes abzuschätzen. Damit ergibt sich

$$\langle |\vec{P}_N| \cdot |\vec{P}_{Loch}| \rangle = \frac{3}{5} P_{Fermi}^2 \cdot \begin{cases} +1.32 & \text{korreliert} \\ 0 & \text{unkorreliert} \\ -1.32 & \text{antikorreliert} \end{cases} \quad (4.27)$$

also insgesamt

$$\begin{aligned}
\sigma_{P_{Einf.}} &= \sqrt{\langle P_{Einf.}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3}{5}} P_{Fermi} \sqrt{(1 + 1.87 - 2 \cdot \begin{cases} +1.32 \\ 0 \\ -1.32 \end{cases})} \\
&= \sqrt{\frac{3}{5}} P_{Fermi} \cdot \begin{cases} +0.48 & \text{korr.} \\ +1.69 & \text{unkorr.} \\ +2.35 & \text{antikorr.} \end{cases}
\end{aligned} \tag{4.28}$$

Der Beitrag durch eingefangene Nukleonen liegt also innerhalb eines Faktors 2 in derselben Größenordnung wie der durch das reine Erzeugen von Löchern (Goldhaber). Hierbei ist noch zu berücksichtigen, daß in der ISABEL-Simulation pro herausgeschlagenem Nukleon in der Stoßphase im Mittel 3 Nukleon-Nukleon Stöße stattgefunden haben. Das heißt, die Anzahl der wieder eingefangenen Nukleonen ist größer als die der herausgestoßenen.

Die Anfangs gestellte Frage, ob ein Vergleich der Breite der Impulsverteilung mit dem Goldhabermodell direkt Aufschluß über die Masse des Prefragments liefert, muß also verneint werden. Die Prefragmentbreiten, besonders in transversaler Richtung, werden stark durch in den Kern gestreute Nukleonen beeinflusst. Woher kommt nun aber die teilweise doch gute Übereinstimmung, z.B. mit Fragmenten, die nur Protonen verloren haben (siehe z.B. [ScK92]). Die dabei beteiligten Prefragmente sollten sehr niedrige Anregungsenergien haben, da sie sonst Neutronen emittieren würden. Es dürfen also während der Stoßphase keine Nukleonen in den Kern gestreut werden. Das heißt, es wird nur eine begrenzte Untermenge der Prefragmentverteilung betrachtet, die durch Prozesse erzeugt werden, für die das Goldhaber Modell dann wieder anwendbar ist.

Zum Abschluß werden in Abb. 4.22 die Mittelwerte einiger mit ISAPACE berechneter Parameter in Abhängigkeit vom Stoßparameter gezeigt. Die eingetragenen Balken sind dabei ein Maß für die Breite der Verteilungen (eine Standardabweichung).

Im untersten Bild ist die mittlere Änderung der Kernladung der Fragmente zu sehen. Die horizontale Linie stellt die Grenze der in diesem Experiment noch beobachteten Fragmente mit $+1 \geq \Delta Z \geq -14$ dar. Daraus erkennt man, daß diese Kerne alle bei Stoßparametern $b > 7fm$ gebildet werden.

Die gestrichelte Linie im Bild der mittleren Anregungsenergie der Prefragmente ist die Grenze vom 300MeV, oberhalb der in der Verdampfungsrechnung die Abregung über eine „schnelle Kaskade“ [Bla92] geschieht (s. Kap. 4.2.1). Bis auf die Stöße mit $b \leq 7fm$ wird die Abregung aller Prefragmente durch eine „normale“ Verdampfungsrechnung beschrieben. Die Anregungsenergie für noch kleinere Stoßparameter geht nur scheinbar in Sättigung, da Anregungsenergien größer 1000MeV in der Verdampfungsrechnung nicht mehr behandelt wurden.

Die auf das Prefragment übertragenen Drehimpulse sind im Vergleich zu Fusionsreaktionen eher gering.

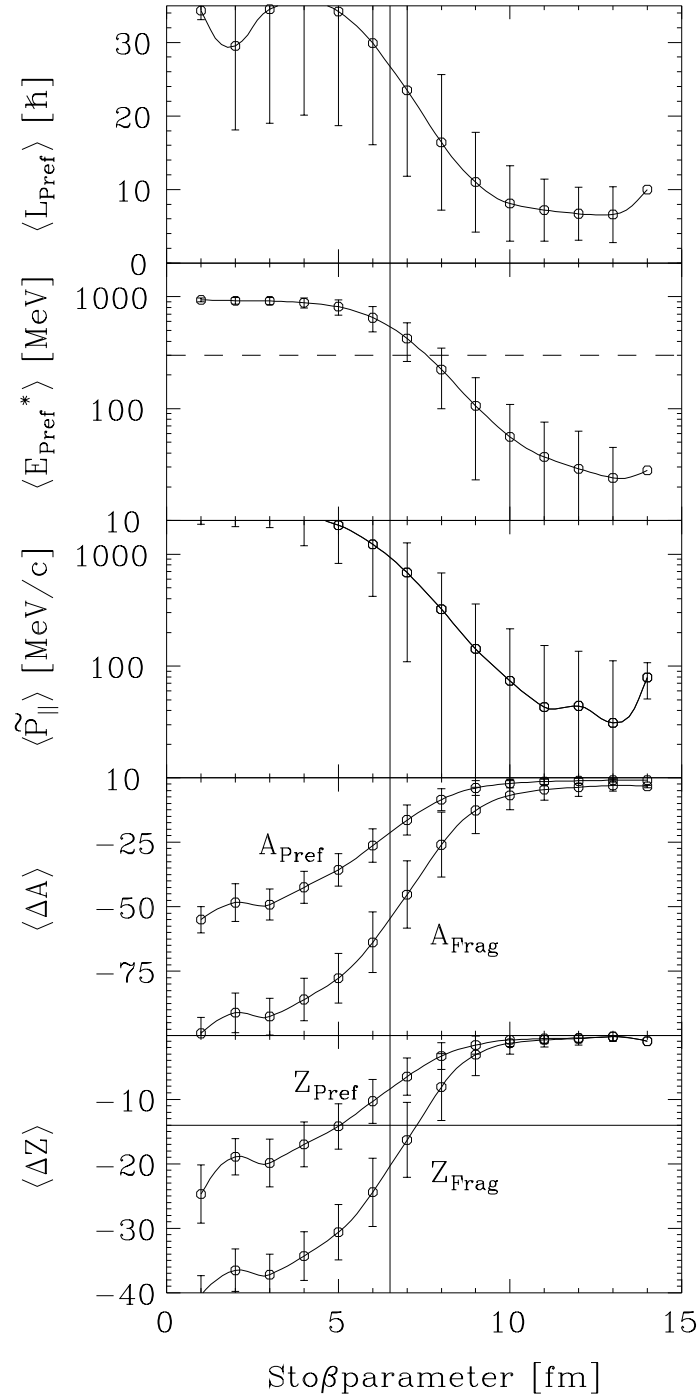


Abbildung 4.22: Mittelwerte bestimmter Parameter mit ISAPACE UFG Modell und zusätzlichem Impulsübertrag durch Bindungsenergie gerechnet. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die $\pm 1\sigma$ -Breite der zugrundeliegenden Verteilungen an.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die in diesem Experiment beobachteten Fragmente in Reaktionen mit Stoßparametern größer als 7fm gebildet werden. Die in der Stoßphase zwischenzeitlich gebildeten Prefragmente haben dabei Anregungsenergien von wenigen MeV bis 300MeV und Drehimpulse im Bereich $10-20\hbar$. In der Abregungsphase werden dann pro abradiertem Nukleon im mittel zwei weitere Nukleonen emittiert. Dabei führen höher angeregte Prefragmente tendenziell zu neutronenärmeren Fragmenten. Die beobachteten Impulsverteilungen werden nur für sehr projektilähnliche Fragmente von der Stoßphase dominiert. Dabei zeigt sich, daß in den Kern rückgestreute (eingefangene) Nukleonen diese Verteilungen stark beeinflussen und daher ein Vergleich mit einfachen Modellen (z.B. Goldhaber) nur in Ausnahmefällen möglich ist.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Es konnten in diesem Experiment für ca. 200 zum Großteil neutronenarme Isotope im Massenbereich $84 \leq A \leq 129$ Produktionsquerschnitte bestimmt werden. Dabei wurde auch der longitudinale Impulsübertrag der einzelnen Isotope gemessen. Neben einfachen Ladungsänderungen ($Z_{Frag} < Z_{Proj}$) konnten auch Ladungsaustauschreaktionen ($Z_{Frag} = Z_{Proj} + 1$) beobachtet werden.

Die gemessenen Daten werden sehr gut durch ein Zweistufenmodell (ISAPACE), bestehend aus einer intranuklearen Kaskadensimulation und einem statistischen Verdampfungsmodell, wiedergegeben. Dabei zeigt sich, daß für die Produktionsquerschnitte neutronenreicher Fragmente in der Nähe des Projektils eine bessere Übereinstimmung erreicht wird, wenn die Impulsverteilungen der Nukleonen im Projektil und Target während der Stoßphase durch ein dichteunabhängiges (uniformes) Fermigas beschrieben werden. Die dichteabhängige Beschreibung (lokales Fermigas), die durch niedrigere Fermiimpulse der Nukleonen an der Kernoberfläche gekennzeichnet ist, führt dagegen zu einer Überschätzung dieser Querschnitte. Die beobachteten Ladungsaustauschreaktionen ($Z_{Frag} = Z_{Proj} + 1$) lassen sich nur durch die Anregung von Δ -Resonanzen in der Stoßphase vollständig erklären.

Bei den gemessenen Impulsverteilungen stellte sich heraus, daß abweichend von den bisherigen Systematiken neutronenarme Fragmente einen höheren Impulsübertrag aufweisen als neutronenreiche Fragmente gleicher Masse. Dieser Trend wird durch das ISAPACE-Modell richtig beschrieben, aber seine absolute Größe erst richtig wiedergegeben, nachdem auch der Impulsübertrag durch den Aufbruch der Bindung in der Simulation der intranuklearen Kaskade berücksichtigt wurde. Auch hier wird mit dem uniformen Fermigasmodell eine bessere Übereinstimmung erreicht als mit dem lokalen Fermigasmodell. Ein genauer Vergleich mit den Rechnungen zeigt, daß verschiedenen Fragmente einer Isobarenkette durch unterschiedliche Anregung des Projektils gebildet werden. Neutronenarme Fragmente werden dabei durch eine höhere Anregung bei geringerem Massenverlust in der Stoßphase erzeugt als neutronenreiche Fragmente. Die in diesem Experiment beobachteten Fragmente mit $Z_{Frag} \geq (Z_{Proj} - 14)$ werden in der Simulation durch Anregung des Projektils bis zu $E_* \approx 300 \text{ MeV}$ gebildet. Dabei erfolgt im Mittel ein Drittel des gesamten Massenver-

lustes in der Stoßphase.

Die gemessenen Produktionsquerschnitte werden innerhalb eines Faktors 2 von einer empirischen Parametrisierung [Süm90] allgemein gut beschrieben. Auch die prognostizierte Abhängigkeit der Ausbeuten neutronenreicher Fragmente vom Neutronenüberschuß des Projektils („Memory-Effekt“) konnte erstmals in diesem Massenbereich ($A \approx 100$) bestätigt werden. Auf den neutronenarmen Flanken der Verteilungen wurden deutlich höhere Ausbeuten gemessen als erwartet. Zusammen mit dem ebenfalls erwarteten „Memory-Effekt“ für neutronenarme Projektile eröffnet dies die Möglichkeit, die Grenze der Stabilität gegen Protonenzerfall im Massenbereich $A \approx 100$ durch Fragmentation sehr neutronenarmer Projektile wie z.B. ^{124}Xe oder ^{112}Sn zu erreichen. Daraufhin konnte in einem Folgeexperiment ($^{124}\text{Xe} + ^9\text{Be}$, $E_{\text{Lab}} = 1.1 \text{A} \cdot \text{GeV}$) [ScR94] der bislang unentdeckte doppelt magische Kern ^{100}Sn erstmals nachgewiesen werden. Jedoch lag die beobachtete Ausbeute mit ca. 7 Kernen mehr als eine Größenordnung unter der Erwartung.

Etwa zur gleichen Zeit gelang der Nachweis von ^{100}Sn mit ähnlicher Ausbeute auch in der Reaktion $^{112}\text{Sn} + \text{Ni}$ ($E_{\text{Lab}} = 50 \text{A} \cdot \text{MeV}$) [Lew94]. Aufgrund der niedrigeren Energie spielen dabei eventuell auch andere Reaktionsmechanismen als „reine“ Projektilfragmentation eine Rolle.

Es stellt sich nun die Frage, ob es möglich ist, ^{100}Sn mit höheren Ausbeuten durch die Fragmentation eines hochenergetischen ^{112}Sn -Strahls an einem leichten Target (Beryllium) zu erzeugen. Zur Klärung dieser Frage ist jedoch ein besseres Verständnis der Fragmentverteilungen neutronenarmer Projektile nötig. Eine Antwort darauf kann erst nach vollständiger Auswertung des ^{124}Xe Experiments gegeben werden. Auch soll versucht werden durch systematische Untersuchungen mit dem ISAPACE-Modell die Fragmentausbeuten neutronenarmer Projektile besser vorherzusagen.

Anhang A

A.1 Empirische Parametrisierung der Wirkungsquerschnitte: EPAX

Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des Fragments (A, Z) aus der Fragmentation des Projektils (A_P, Z_P) an einem Target der Massenzahl A_T (unabhängig von Z_T) berechnet sich nach [Süm90] zu:

$$\sigma(A, Z) = Y(A) \cdot \sigma(\langle Z \rangle - Z) \quad (\text{A.1})$$

wobei:

$$Y(A) = \sigma_R P(A_P) e^{-P(A_P)(A_P - A)} \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_R = 450(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - 2.38)mb \quad (\text{A.3})$$

$$\ln P(A_P) = -7.57 \cdot 10^{-3} \cdot A_P - 2.548 \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma(\langle Z \rangle - Z) = \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot e^{R|\langle Z \rangle - Z|^U} \text{ mit:} \quad (\text{A.5})$$

$$\ln R = -6.77 \cdot 10^{-3} \cdot A + 0.778 \quad (\text{A.6})$$

$$\langle Z \rangle = Z_\beta(A) + \Delta + \Delta_m \quad (\text{A.7})$$

$$Z_\beta(A) = \frac{A}{1.98 + 0.0155 \cdot A^{2/3}} \quad (\text{A.8})$$

$$\Delta = \begin{cases} 2.041 \cdot 10^{-4} A^2 & \text{falls } A < 66 \\ 2.703 \cdot 10^{-2} A - 0.895 & \text{falls } A \geq 66 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

$$U = \begin{cases} 2 & \text{falls } (\langle Z \rangle - Z) < 0 \\ 1.5 & \text{falls } (\langle Z \rangle - Z) \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta_m = (Z_P - Z_\beta(A_P)) \cdot \left[c_1 \cdot \left(\frac{A}{A_P} \right)^2 + 0.6 \cdot \left(\frac{A}{A_P} \right)^4 \right] \quad (\text{A.11})$$

$$c_1 = \begin{cases} 0.4 & \text{für neutronenreiche Projektile} \\ 0.0 & \text{für neutronenarme Projektile} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

in Projektilnähe ($A/A_P > 0.86$):

$$R = f_R \cdot R \quad \text{mit:} \quad f_R = 20 \left(\frac{A}{A_P} - 0.86 \right)^2 + 1 \quad (\text{A.13})$$

$$\Delta = f_\Delta \cdot \Delta \quad \text{mit:} \quad f_\Delta = -51 \left(\frac{A}{A_P} - 0.86 \right)^2 + 1 \quad (\text{A.14})$$

A.2 Produktionsrate bei Sekundärfragmentation

Die Produktion von Fragmenten über sekundäre Prozesse, d.h. die weitere Fragmentation eines schon gebildeten Fragments in einer zweiten Reaktion, wird durch folgendes System von Differentialgleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned}
 \text{Primärstrahl} \quad \frac{dN(x)}{dx} &= -\sigma_{tot} \cdot N(x) \\
 \text{Fragmentstrahl} \quad \frac{dN_F(x)}{dx} &= \sigma_F \cdot N(x) - \sigma_{F,tot} \cdot N_F(x) \\
 \text{Sekundärstrahl} \quad \frac{dN_S(x)}{dx} &= \sigma_S \cdot N_F(x) - \sigma_{S,tot} \cdot N_S(x)
 \end{aligned} \tag{A.15}$$

Dabei sind σ_{tot} , $\sigma_{F,tot}$ und $\sigma_{S,tot}$ jeweils der totale Reaktionsquerschnitt von Strahl, Fragment und Sekundärfragment mit dem Targetkern. σ_F ist der Produktionsquerschnitt für das Fragment aus der Reaktion zwischen Strahl und Target. σ_S ist der Produktionsquerschnitt für das Sekundärfragment aus der Reaktion zwischen Fragment und Target. Der Ort x im Target ist hierbei in der Einheit [Atome/cm²] zu nehmen und der Wirkungsquerschnitt σ in [cm²]. Einen Ansatz zur Lösung dieses Gleichungssystems erhält man analog zur Bestimmung von Mutter- und Tochteraktivitäten im radioaktiven Zerfall (s. z.B. [MKu84]). Die Lösung ist:

$$\begin{aligned}
 N(x) &= N_0 \cdot e^{-\sigma_{tot} \cdot x} \\
 N_F(x) &= \frac{N_0 \cdot \sigma_F}{\sigma_{F,tot} - \sigma_{tot}} \left[e^{-\sigma_{tot} \cdot x} - e^{-\sigma_{F,tot} \cdot x} \right] \\
 N_S(x) &= N_0 \left[\frac{\sigma_S \sigma_F}{(\sigma_{F,tot} - \sigma_{tot})(\sigma_{S,tot} - \sigma_{tot})} e^{-\sigma_{tot} \cdot x} \right. \\
 &\quad - \frac{\sigma_S \sigma_F}{(\sigma_{F,tot} - \sigma_{tot})(\sigma_{S,tot} - \sigma_{F,tot})} e^{-\sigma_{F,tot} \cdot x} \\
 &\quad \left. + \frac{\sigma_S \sigma_F}{(\sigma_{S,tot} - \sigma_{tot})(\sigma_{S,tot} - \sigma_{F,tot})} e^{-\sigma_{S,tot} \cdot x} \right]
 \end{aligned} \tag{A.16}$$

wobei N_0 die auf das Target einfallende Anzahl von Strahlteilchen ist.

A.3 Eingabeparameter des Kaskadenmodells ISAPACE

ISABEL UFG Modell:

```
&GET CSA=0,1721.5,27.,13.,10.66,2500,MODEL=73,VPION=0.,IDEN=6,DXP=-2.5,  
AP=129,ZP=54.,YP=-99,MPRIN=0,NP=1,KNP=2,NTDEL=3,IPAULI=1,JKEY=0,VAP=0.,  
CSA(15)=7.58,TIMEF=20.,ITEN=10,NZMAN=9400,IRAND=-1789981961, $END
```

ISABEL LFG Modell:

```
&GET CSA=0,1721.5,27.,13.,10.66,2500,MODEL=73,VPION=0.,IDEN=5,DXP=-2.5,  
AP=129,ZP=54.,YP=-99,MPRIN=0,NP=1,KNP=2,NTDEL=3,IPAULI=1,JKEY=0,VAP=0.,  
CSA(15)=7.58,TIMEF=20.,ITEN=10,NZMAN=9400,IRAND=-1789981961, $END
```

PACE:

XE129AL

```
1, 10, 0, 0, 0,-1789981961  
1., -1., 1.01, 0, 8.5, 1, 0.67  
1000., 350., 100., 790.  
54,129
```

Anhang B

Tabellierte Meßergebnisse

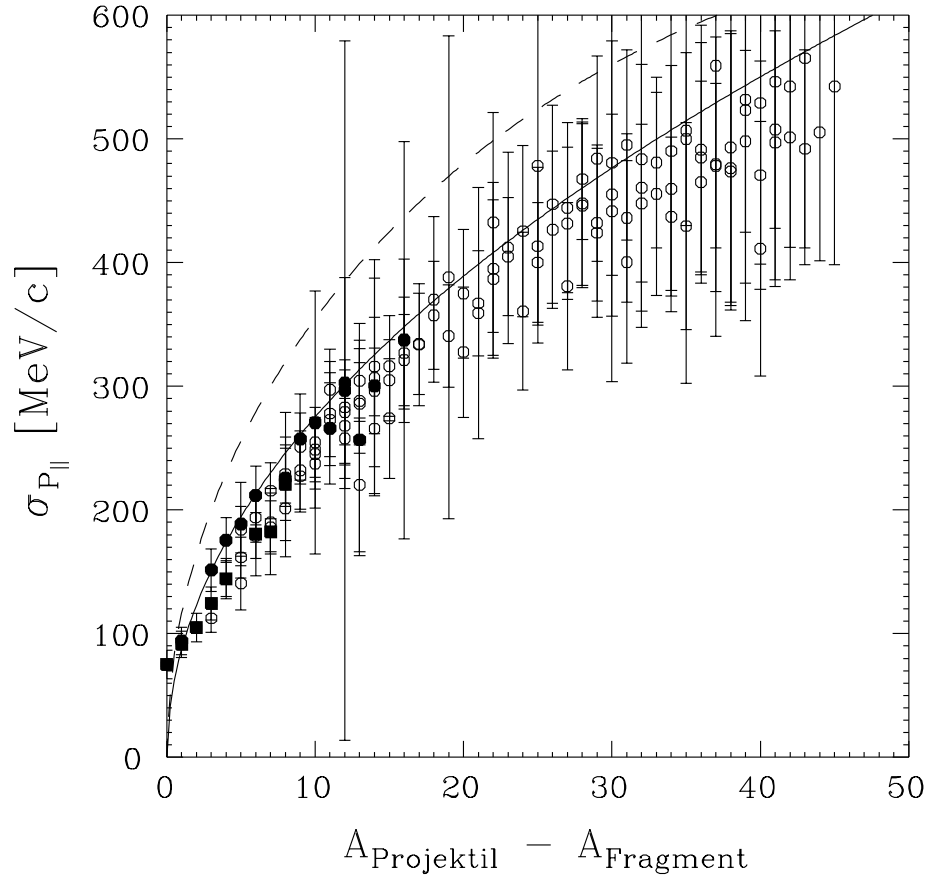


Abbildung B.1: Breite (eine Standardabweichung) der longitudinalen Impulsverteilungen im Ruhesystem des Projektils in Abhängigkeit vom Massenverlust. Durchgezogene Linie: Systematik [Mor89]. Gestrichelte Linie: Modell von Goldhaber.

- : neutronenarme Fragmente.
- : neutronenreiche Fragmente.
- : Cs-Isotope, $\Delta Z = +1$.

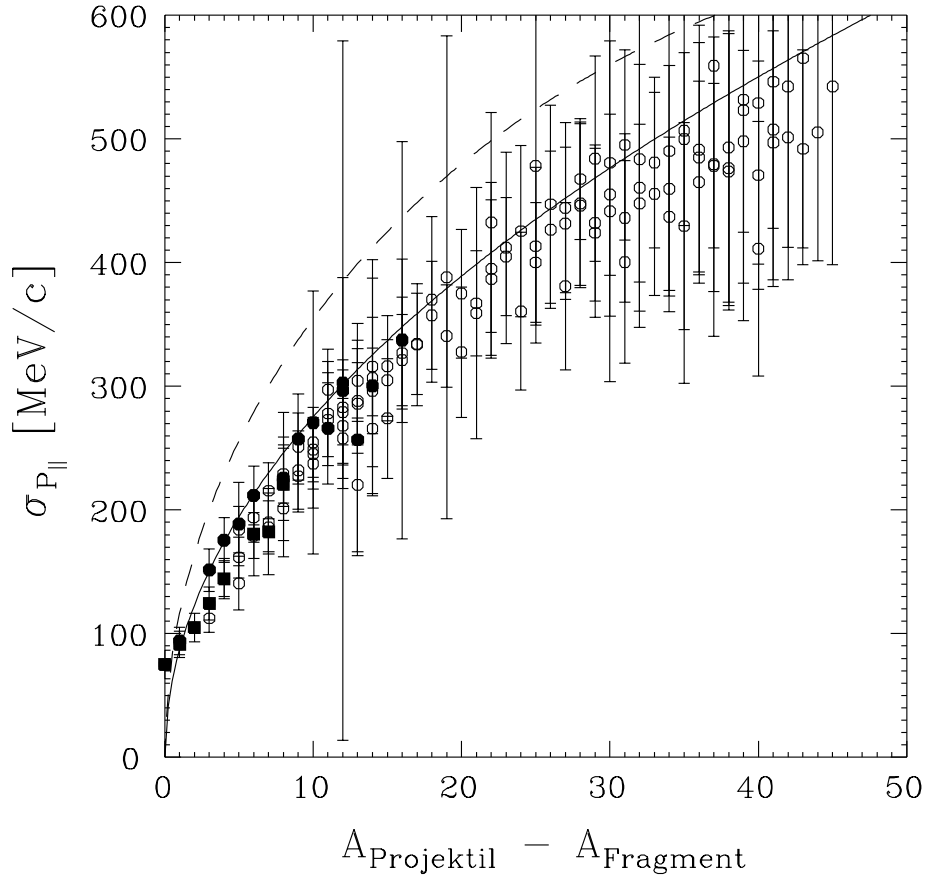


Abbildung B.2: Breite (eine Standardabweichung) der longitudinalen Impulsverteilungen im Ruhesystem des Projektils in Abhängigkeit vom Massenverlust. Durchgezogene Linie: Systematik [Mor89]. Gestrichelte Linie: Modell von Goldhaber.

- : neutronenarme Fragmente.
- : neutronenreiche Fragmente.
- : Cs-Isotope, $\Delta Z = +1$.

Literaturverzeichnis

- [Abu76a] A. Abul-Magd, J. Hüfner und B. Schürmann, Phys. Lett. 60B(1976)327.
- [Ann90] R. Anne, C. Bruske, K. Burkard, M. Fradj, H. Geissel, Y. Georget, R. Hue, R. Johäntges, R. Kirchner, A.C. Mueller, E. Roeckl, J. Rasmusson, K. Rykaczewski, M. Weber, GSI Scientific Report 1989, GSI-90-1(257)1990
- [Arm94] P. Armbruster, M. Bernas, S. Czajkowski, Ph. Dessagne, C. Donzaud, H.R. Faust, H. Geissel, E. Hanelt, A. Heinz, H. Hesse, C. Kozhuharov, Ch. Miede, G. Münzenberg, M. Pfützner, C. Röhl, K.-H. Schmidt, W. Schwab, C. Stéphan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, B. Voss, GSI Scientific Report 1993, GSI-94-1(1993)70.
- [Ben69] J. Benecke, T.T. Chou, C.N. Yang und E. Yen, Phys. Rev. 188(1969)2159.
- [Ber81] G. Bertsch, Phys. Rev. Lett. 46(1981)472.
- [Bin87] W.R. Binns, T.L. Garrard, M.H. Israel, M.P. Kertzmann, J. Klarmann, E.C. Stone und C.J. Waddington, Phys. Rev. C36(1987)1870.
- [Bla92] Th. Blaich, M. Begemann-Blaich, M.M. Fowler, J.B. Wilhelmy, H.C. Britt, D.J. Fields, L.F. Hansen, M.N. Namboodiri, T.C. Sangster und Z. Fraenkel, Phys. Rev. C45(1992)689.
- [Bln92] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, H.G. Clerc und M. Steiner, Z. Phys. A343(1992)375.
- [Bln93a] B. Blank et al., Poster presented at the „Third Intl. Conf. on Radioactive Nuclear Beams“, Michigan State University East Lansing, USA, May 24-27, 1993, CENBG 9307, Université de Bordeaux I, CNRS-IN2P3.
- [Bln93b] B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, K.-H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, H.G. Clerc und M. Steiner, Nucl. Phys. A555(1993)408.
- [Boh36] N. Bohr, Nature 137(1936)344.

- [Bon94] A. Bonasera, F. Gulminelli und J. Molitoris, Phys. Rep. 243(1994)1.
- [Bow74] J.D. Bowman, W.J. Swiatecki und C.F. Tsang, Nuclear Chemistry, Annual Report 1973, Lawrence Berkeley Laboratory, Univ. of California, Berkeley, California, LBL-2366(1974)163. (*Die Formeln dieser unveröffentlichten Arbeit sind zum Teil im Anhang von [Gos77] zu finden.*)
- [Bra48] H.L. Bradt und B. Peters, Phys. Rev. 74(1948)1828.
- [Bra49] H.L. Bradt und B. Peters, Phys.Rev.75 (1949) 1779
- [Bro92] T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Voss, Ch. Ziegler, B. Blank, R. Del Moral, J.-P. Dufour, L. Faux, C. Marchand, M.S. Pravikoff, K.-H. Schmidt, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, E. Roeckl, I. Schall, K. Sümmerer, D.J. Vieira und M. Weber, Nucl. Phys. A550(1992)540.
- [Bro81] I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 21. Aufl., hrsg. von G. Grosche, V. Ziegler und D. Ziegler, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1981.
- [Che68] K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grover, J.M. Miller und Y. Shimamoto, Phys.Rev. 166(1968)949.
- [Cle92] H.-G. Clerc, K.-H. Behr, T. Brohm, A. Brünle, K. Burkard, M. Chen, M. Fauerbach, H. Folger, B. Franczak, Y. Fujita, J.-J. Gaimard, H. Geissel, A. Grawe, E. Hanelt, B. Knödler, B. Langenbeck, A. Mangel, G. Münzenberg, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewski, I. Schall, D. Scharadt, K.-H. Schmidt, T. Schwab, K. Sümmerer, M. Steiner, D.J. Vieira, B. Voss, M. Weber, J. Weckermann, H. Wollnik und C. Ziegler, Nucl. Phys. A538(1992)367c.
- [Cum90] J.R. Cummings, W.R. Binns, T.L. Garrard, M.H. Israel, J. Klarmann, E.C. Stone und C.J. Waddington, Phys. Rev. C42(1990)2508.
- [Cum80] J.B. Cumming, Phys. Rev. Lett. 44(1980)17.
- [Cun47] B.B. Cunningham, H.H. Hopkins, M. Lindner, D.R. Miller, P.R. O'Connor, I. Perlman, G.T. Seaborg und R.C. Thompson, Phys. Rev. 72(1947)739.
- [Dos59] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel und G. Friedlander, Phys. Rev. 116(1959)683.
- [Fau92] M. Fauerbach, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt, September 1992.
- [Fes73] H. Feshbach und K. Huang, Phys. Lett. 47B(1973)300.

- [Fol92] H. Folger, GSI Targetlabor, private Mitteilung, Jan. 1992.
- [Fre48] P. Freier, E.J. Lofgren, E.P. Ney, F. Oppenheimer, H.L. Bradt und B. Peters, Phys. Rev. 74(1948)213.
- [Fri83] W.A. Friedmann, Phys. Rev. C27(1983)569.
- [Fri93a] J. Friese, H.-J. Körner, J. Reinhold, R. Schneider, H. Trieb, K. Zeitelhack, B. Blank, T. Brohm, Y. Fujita, H. Geissel, W. König, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, K. Rykaczewski, I. Schall, D. Schardt, A. Schröter, M. Steiner, K. Sümmerer, B. Voss und J. Weckenmann, Nucl. Phys. A553(1993)753c.
- [Fri93b] J. Friese, A. Gillitzer, H.J. Körner, M.R. Maier, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.40, No.4, August 1993, p.339
- [Gai91] J.-J. Gaimard und K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A531(1991)709.
- [Gav80] A. Gavron, Phys. Rev. C21(1980)230.
- [Gei92] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr, A. Brünle, K. Burkard, M. Chen, H. Folger, B. Franczak, H. Keller, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, E. Pfeng, M. Pfützner, E. Roeckl, K. Rykaczewski, I. Schall, D. Schardt, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, A. Schröter, T. Schwab, K. Sümmerer, M. Weber, G. Münzenberg, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Fauerbach, J.-J. Gaimard, A. Grewe, E. Hanelt, B. Knödler, M. Steiner, B. Voss, J. Weckenmann, C. Ziegler, A. Magel, H. Wollnik, J.P. Dufour, Y. Fujita, D.J. Vieira und B. Sherril, Nucl. Instr. Meth. B70(1992)286.
- [Gel62] M. Gell-Mann, Phys. Rev. Lett. 8(1962)263.
- [Ghi73] A. Ghiorso, H. Grunder, W. Hartsough, G. Lambertson, E. Lofgren, K. Lou, R. Main, R. Mobley, R. Morgado, W. Salsig und F. Selph, IEEE Trans. Nucl. Sci. 20(1973)155.
- [Gol48] M.L. Goldberger, Phys.Rev. 74(1948)1269.
- [Gol74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett B53(1974)306.
- [Gol78] A.S. Goldhaber und H.H. Heckmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28(1978)161.
- [Gos77] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock und G.D. Westfall, Phys. Rev. C16(1977)629.
- [Gre75] D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckmann, Bruce Cork und F.S. Bieser, Phys. Rev. Lett. 35(1975)152.

- [Gri62] V.N. Gribov und I.Ya. Pomeranchuk, Phys. Rev. Lett. 8(1962)343.
- [Han90] E. Hanelt, T. Brohm, H.-G. Clerc, B. Knoedler, K.-H. Schmidt, M. Steiner, B. Voss, GSI Scientific Report 1989, GSI-90-1(1990)279.
- [Han93] E. Hanelt, A. Grewe, K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfütznern, C. Scheidenberger, M. Steiner, K. Sümmerer, B. Voss, M. Weber, J. Weckenmann und C. Ziegler, Z. Phys. A346(1993)43.
- [Hec72] H.H. Heckmann, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom und F.S. Bieser, Phys. Rev. Lett. 28(1972)926.
- [Hof89] J. Hoffmann, M. Richter, D. Schall, H. Sohlbach, GSI Scientific Report 1989, Darmstadt, GSI-90-1(1990)306.
- [Hüf85] J. Hüfner, Phys. Rep. 125(1985)129.
- [Jac83] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. Aufl., Walter de Gruyter, Berlin · New York, 1983.
- [Kox85] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J.F. Bruandet, M. Buenerd, Y. El Masri, N. Longequeue und F. Merchez, Phys. Lett. 159B(1985)15.
- [KuK77] T.H. Ku und P.J. Karol, Phys. Rev. C16(1977)1984.
- [Lew94] M. Lewitowicz, R. Anne, G. Auger, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel, J.M. Corre, T. Dörfler, A. Fomichov, R. Gryzywacz, D. Guillemaud-Mueller, R. Hue, M. Huyse, Z. Janas, H. Keller, S. Lukyanov, A.C. Mueller, Yu. Penionzhkevich, M. Pfütznern, F. Pougheon, K. Rykaczewski, M.G. Saint-Laurent, K. Schmidt, W.D. Schmidt-Ott, O. Sorlin, J. Szerypo, O. Tarasov, J. Wauters, Z. Zylicz, Phys. Lett. B332(1994)20.
- [Mar73] P. Marmier, ETH Zürich, Abteilung für Mathematik und Physik, Verlag der Fachvereine an der ETH/Z 1973, 7. Aufl..
- [Mas77] N. Masuda und F. Uchiyama, Phys. Rev. C15(1977)1598.
- [Met58] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller und G. Friedlander, Phys. Rev. 110(1958)185,204.
- [MKu84] T. Mayer-Kuckuk, Teubner-Studienbücher: Physik, B.G. Teubner Stuttgart 1984, 4. Aufl..
- [Mon71] E.J. Moniz, I. Sick, R.R. Whitney, J.R. Ficenec, R.D. Kephart und W.P. Trower, Phys. Rev. Lett 26(1971)445.

- [Mor89] D.J. Morrissey, Phys. Rev. C39(1989)460.
- [MPI85] *Die Verstärker wurden vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München für die Auslese einer großen Driftkammer des ALEPH-Detektors am CERN entwickelt.*
- [Mue93] A.C. Mueller und B.M. Sherrill, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 43(1993)529.
- [Mün92] G. Münzenberg, Nucl. Instr. Meth. B70(1992)265.
- [Mur84] M.J. Murphy, Phys. Lett. B135(1984)25.
- [Nag84] S. Nagamiya, J. Randrup und T.J.M. Symons, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34(1984)155.
- [Oli79] L.F. Oliveira, R. Donangelo und J.O. Rasmussen, Phys. Rev. C19(1979)826.
- [Por64] N.T. Porile und L.B. Church, Phys. Rev. 133(1964)B310.
- [Pow59] C.F. Powel, P.H. Fowler und D.H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, H.H. Wills Physical Laboratory, University of Bristol, Pergamon Press, 1959.
- [Rei81] W. Reisdorf, Z. Phys. A300(1981)227.
- [Rei90] J. Reinhold, Diplomarbeit, Technische Universität München, 1990.
- [Rud66] G. Rudstam, Z. Naturforschung 21a(1966)1027.
- [ScK92] 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 und A. Magel, Nucl. Phys. A542(1992)699.
- [ScK93] K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, A. Magel, W. Morawek, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, D. Vieira, B. Voss und C. Ziegler, Phys. Lett. B300(1993)313.
- [ScT91] Th. Schwab, H. Geissel, M. Chen, H. Folger, A. Magel, F. Nickel, M. Steiner, K. Sümmerer und G. Münzenberg, GSI Scientific Report 1990, GSI-91-1(1991)290.
- [ScT91] T. Schwab, Doktorarbeit, Universität Gießen, Report GSI-91-10 (1991)
- [ScR91] R. Schneider, Diplomarbeit, TU München, 1991.

- [ScR94] R. Schneider, J. Friese, J. Reinhold, K. Zeitelhack, T. Faestermann, R. Gernhäuser, H. Gilg, F. Heine, J. Homolka, P. Kienle, H.J. Körner, H. Geissel, G. Münzenberg und K. Sümmerer, *Z. Phys.* A348(1994)241.
- [Sea47] G.T. Seaborg, B.B. Cunningham, H.H. Hopkins, M. Lindner, D.R. Miller, P.R. O'Connor, I. Perlman und R.C. Thompson, *Phys. Rev.* 72(1947)740.
- [Ser47] R. Serber, *Phys.Rev.* 72(1947)1114.
- [Ste91] M. Steiner, Diplomarbeit, TH Darmstadt, 1991
- [Stö91] Th. Stöhlker, H. Geissel, H. Folger, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, G. Münzenberg, D. Schardt, Th. Schwab, M. Steiner, H. Stelzer und K. Sümmerer, *Nucl. Instr. Meth.* B61(1991)408.
- [Süm90] K. Sümmerer, W. Bröchle, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, und Yang Weifan, *Phys. Rev.* C42(1990)2546.
- [Web92] M. Weber, C. Donzaud, J.P. Dufour, 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. Pravi-koff, E. Roeckl, K. Rykaczewski, M.G. Saint-Laurent, I. Schall, C. Stephan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, D.J. Vieira und B. Voss, *Z. Phys.* A343(1992)67.
- [Web93] M. Weber, Doktorarbeit, TH Darmstadt, GSI-93-26 Report, 1993
- [Wes79] G.D. Westfall, T.J.M. Symons, D.E. Greiner, H.H. Heckmann, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, A.C. Shotter, D.K. Scott, H.J. Crawford, C. McParland, T.C. Awes, C.K. Gelbke und J.M. Kidd, *Phys. Rev. Lett.* 43(1979)1859.
- [Yar79] Y. Yariv und Z. Fraenkel, *Phys. Rev.* C20(1979)2227.
- [Zei92] K. Zeitelhack, Doktorarbeit, TU München, GSI-92-25 Report, 1992.
- [Zei93] K. Zeitelhack, J. Friese, H.-J. Körner, J. Reinhold und R. Schneider, *Nucl. Instr. Meth.* A333(1993)458.
- [Zie91] C. Ziegler, T. Brohm, H.-G. Clerc, H. Geissel, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D.J. Vieira, B. Voss, GSI Scientific Report 1990, GSI-91-1(1991)291.