

GSI

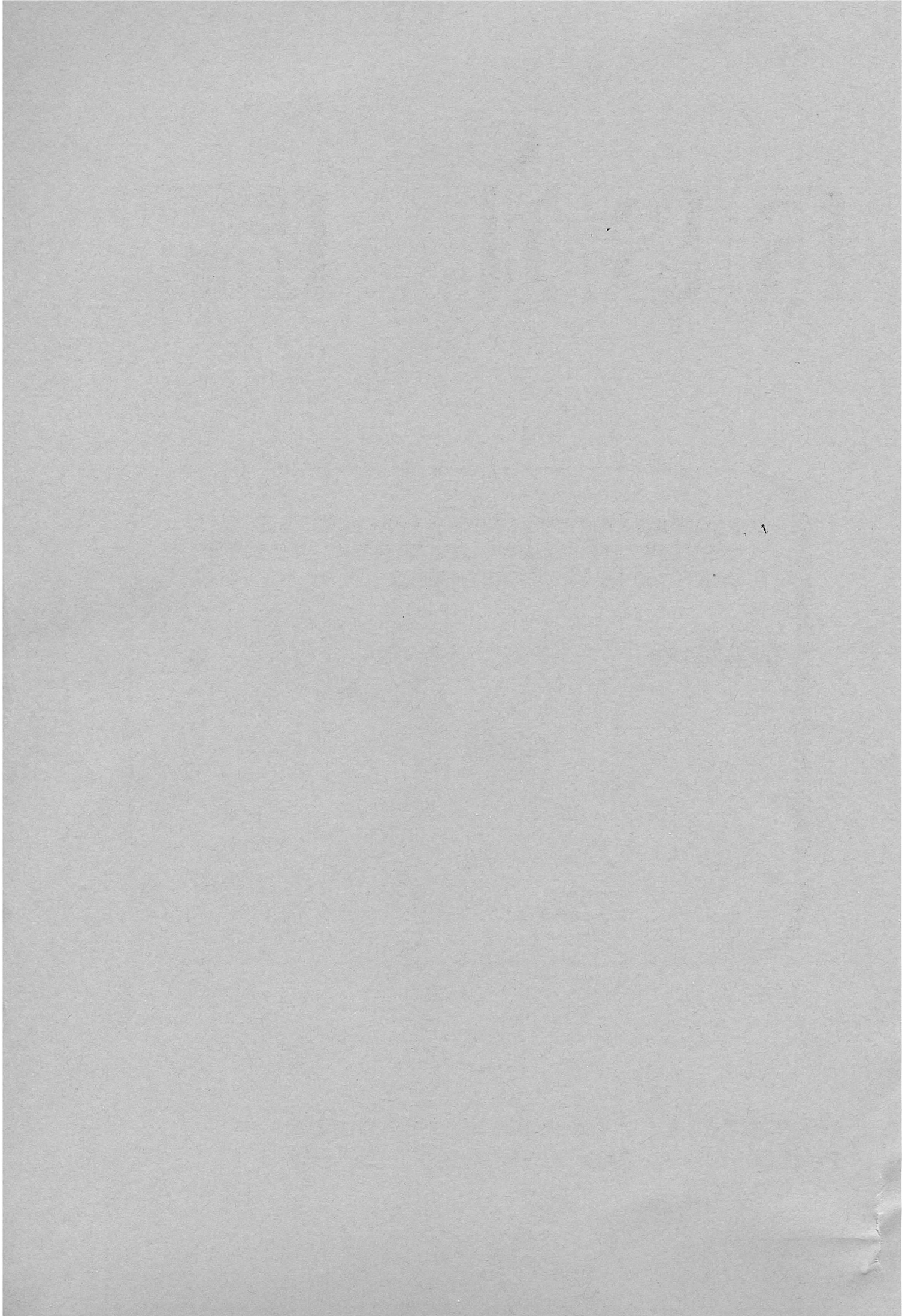
GSI-93-26
REPORT
JULI 1993
ISSN 0171-4546

**PRODUKTIONSWIRKUNGSQUERSCHNITTE UND
IMPULSVERTEILUNGEN DER PROJEKTILFRAGMENTE
EINES 500 MeV/u ^{86}Kr -STRAHLS**

M. WEBER

(Doktorarbeit, TH Darmstadt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Postfach 1105 52 · D-64220 Darmstadt · Germany



Produktionswirkungsquerschnitte und Impulsverteilungen der Projektilfragmente eines 500 MeV/u ^{86}Kr -Strahls

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Hochschule Darmstadt

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

genehmigte Dissertation
angefertigt von
Dipl.-Ing. Martin Weber
aus Bad Soden-Salmünster/Main-Kinzig-Kreis

Referent: Prof. Dr. K. Wien
1. Korreferent: Prof. Dr. E. Roeckl
2. Korreferent: Prof. Dr. P. Armbruster

Tag der Einreichung: 10.02.1993
Tag der Prüfung: 18.06.1993

Darmstadt 1993
D 17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie der Projektilfragmentation	6
2.1	Fragmentation: Ein Zweistufenprozeß	6
2.2	Modelle für den Fragmentationswirkungsquerschnitt	7
2.2.1	Intranukleares Kaskadenmodell: ISApacé	7
2.2.2	Semi-empirisches Modell: EPAX	12
2.2.3	Abrasionsmodelle	14
2.3	Modelle zur Reaktionskinematik	17
2.3.1	Goldhaber-Modell	17
2.3.2	Morrissey-Systematik	18
2.3.3	Kollektives Röhrenmodell CTM	19
3	Experimenteller Aufbau und Durchführung	21
3.1	Der Projektil-Fragmentseparator FRS	21
3.1.1	Prinzip der räumlichen Isotopentrennung $B\rho-\Delta E-B\rho$	21
3.1.2	Standardeinstellung und Detektorsystem des FRS	23
3.1.3	Datenaufnahme am FRS	23
3.1.4	Modifikationen des FRS für das hier beschriebene Experiment	24
3.2	Detektoren am FRS	25
3.2.1	Sekundärelektronen-Transmissionsmonitor SEETRAM	25
3.2.2	Parallelplattenkammer PPAC	26
3.2.3	Plastikszintillator	26

3.2.4	Vielfach-Ionisationskammer MUSIC	27
3.2.5	Vieldrahtproportionalkammer MWPC	27
3.2.6	Strahldiagnosedetektoren mit Gasverstärkung und Stromauslese . .	29
3.3	Versuchsablauf	35
3.3.1	Kalibrierung des SEETRAM's	35
3.3.2	Strahljustage, Ionenoptik und Detektortests	36
3.3.3	Systematische Messung der Produktionswirkungsquerschnitte	37
4	Isotopenidentifikation	40
4.1	Die $B\rho$ -TOF- ΔE -Methode zur Isotopenidentifikation	40
4.2	Überprüfung der Isotopenidentifikation	44
5	Ergebnisse	46
5.1	Identifikation neuer neutronenreicher Isotope der Elemente Scandium bis Nickel	46
5.2	Produktionswirkungsquerschnitte	48
5.2.1	Experimentelle Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte .	48
5.2.2	Fehlerabschätzung der Produktionswirkungsquerschnitte	50
5.3	Impulsverteilung	51
5.3.1	Experimentelle Bestimmung der Impulsverteilungen	51
5.3.2	Korrekturen der Impulsverbreiterung	55
5.3.3	Fehlerabschätzung der Impulsverteilungen	57
6	Diskussion	60
6.1	Produktionswirkungsquerschnitte	60
6.1.1	Vorbemerkung	60
6.1.2	Isotopenverteilungen	60
6.1.3	N=50-Isotone	67
6.1.4	Gerade-Ungerade-Effekt	69
6.1.5	Einfluß des Targetmaterials	71
6.2	Parallelimpulsverteilungen	73

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	3
6.2.1 Parallelimpulsverbreiterung	73
6.2.2 Mittlerer paralleler Impulstransfer	76
6.3 Ladungsaustauschreaktionen	78
6.3.1 Produktionwirkungsquerschnitte der Ladungsaustauschprodukte . .	81
6.3.2 Impulsverteilungen der Ladungsaustauschprodukte	83
7 Zusammenfassung	88
A Tabellierte Meßwerte	90

Kapitel 1

Einleitung

Für die Elementsynthese in der Astrophysik und den Test von Kernstrukturmodellen ist es von großem Interesse, weiter in den Bereich sehr neutronenreicher und neutronenarmer Isotope vorzudringen. Als Beispiel seien hier Untersuchungen zum Verlauf der astrophysikalischen r- und rp-Prozesse und die Suche nach neuen Schalenabschlüssen oder seltenen Kernzerfällen genannt. Ein Überblick über Experimente an Kernen fernab der β -Stabilitätslinie, den sogenannten exotischen Kernen, findet man in Referenz [Roec92].

Bereits die ersten Experimente mit Produkten aus der Projektilfragmentation von schweren Ionen relativistischer Energie am BEVALAC [Symo79, West79] haben gezeigt, daß die Fokussierung der Produktstrahlen in Strahlrichtung erlaubt, mit einem Magnetspektrometer exotische Kerne herzustellen und zu untersuchen. Inzwischen existieren solche Spektrometer mit der zusätzlichen Möglichkeit, die Projektilfragmente nach A und Z mittels einer dicken Materieschicht in der intermediären dispersiven Bildebene zu separieren. Diese Spektrometer kamen erfolgreich im Mittelenergiebereich (bis zu 100 MeV/u) an den Beschleunigeranlagen von GANIL [Anne87, Muel91], RIKEN [Kubo91] und MSU [Sher90, Moha91] zum Einsatz.

In dieser Arbeit wird ein Experiment beschrieben, bei dem am Projektilfragmentseparator FRS [Geis92] der GSI mit Hilfe eines 500 MeV/u ^{86}Kr -Strahls vom Schwerionensynchrotron SIS Projektilfragmente produziert wurden. Die Fragmente wurden mit einer simultanen Messung der magnetischen Steifigkeit, der Flugzeit und des Energieverlusts identifiziert. Es wird gezeigt werden, daß bereits in der Phase der ersten Experimente am FRS und bei relativ niedrigen SIS-Strahlintensitäten von maximal einigen 10^7 pro Sekunde die Produktion von neuen neutronenreichen Isotopen in dem Gebiet zwischen Scandium und Nickel nachgewiesen werden konnte.

Weiter werden die experimentell gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte und die longitudinalen Impulsverteilungen der Projektilfragmente mit empirischen Systematiken

und Modellvoraussagen verglichen. Dieser Vergleich soll einen Beitrag zum Verständnis des Fragmentationsprozesses leisten, aber auch die Planung und Abschätzung der Realisierbarkeit von zukünftigen Experimenten mit exotischen Kernstrahlen am FRS unterstützen.

Was die Gliederung dieser Arbeit anbetrifft, so werden im folgenden Kapitel 2 zunächst Modelle zur Vorhersage von Produktionswirkungsquerschnitte vorgestellt. Jeweils ein Vertreter der drei möglichen Modelltypen, nämlich ein makroskopisches, ein mikroskopisches und ein semi-empirisches Modell, werden beschrieben. Zwei Modelle zur Reaktionskinematik folgen zum Abschluß des 2. Kapitels. Kapitel 3 stellt das Prinzip des Projektilfragmentseparators der GSI und dessen Standardeinstellung vor und erläutert die Modifikationen der Standardeinstellung für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment zur 500 MeV/u ^{86}Kr -Fragmentation. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt in der Beschreibung der Strahldiagnose-Detektoren, deren Aufbau, Montage und erste Testmessungen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Auswertung des oben erwähnten ^{86}Kr -Experiments sowie der Vergleich der Meßergebnisse mit Modellvorhersagen (Kapitel 4 bis 6). Das 7. und letzte Kapitel bietet eine Zusammenfassung dieser Arbeit und einen Ausblick auf weitere Experimente am FRS. Die wesentlichen Ergebnisse, wie z.B. die Produktionswirkungsquerschnitte, die longitudinale Impulsverschiebungen und -verbreiterungen der Projektilfragmente, sind in Anhang A tabelliert.

Kapitel 2

Theorie der Projektilfragmentation

2.1 Fragmentation: Ein Zweistufenprozeß

Serber [Serb47] hat bereits 1947 vorgeschlagen, inelastische Kernreaktionen bei relativistischen Energien in zwei zeitlich getrennten Stufen zu beschreiben. In der ersten spontanen Wechselwirkung wird die Zusammensetzung der Reaktionspartner modifiziert und eine bestimmte Anregungsenergie in das System deponiert. Für diese Wechselwirkung ist eine Reaktionszeit von einigen 10^{-23} s typisch. In der folgenden zweiten Reaktionsstufe ordnet sich das System neu, d.h. es thermalisiert und regt sich durch das Abdampfen von Neutronen, Protonen, α -Teilchen und leichteren Kernen, aber auch durch die Emission von γ -Quanten und durch Spaltung ab. Je nach Anregungsenergie dauert der zweite Schritt zwischen 10^{-16} s und 10^{-21} s.

Die verschiedenen Reaktionsmöglichkeiten können mittels des Stoßparameters klassifiziert werden. Periphere Kernstöße führen zu einem einzigen Prefragment pro Reaktionspartner. In einem solchen peripheren Stoß werden typischerweise nur ein oder wenige Nukleonen in der ersten Stufe abgeschert und viele weitere Nukleonen in der Abregungsphase abgedampft. Der durch das Abdampfen von leichteren Kernen und durch Spaltung entstehende Beitrag kann für die Fragmentation von leichten und mittelschweren Projektilen vernachlässigt werden.

Im folgenden wird nur die Projektilfragmentation betrachtet, wobei aber erwähnt sei, daß die Targetfragmentation physikalisch identisch ist, wenn man die Bezugssysteme vertauscht. Hier sollte darauf hingewiesen werden, daß auch Ladungsaustausch-Reaktionen behandelt werden, während Fragmentation ausschließlich zu Produkten mit Neutronen- und bzw. oder Protonenzahlen unter denen des Projektils führt.

2.2 Modelle für den Fragmentationswirkungsquerschnitt

2.2.1 Intranukleares Kaskadenmodell: ISApac

Da die oben beschriebenen zwei Prozesse der Projektilfragmentation von unterschiedlicher Natur sind, werden sie auch mit verschiedenen Modellen beschrieben. Das in dieser Arbeit zum Vergleich mit den gemessenen Daten herangezogene Modell ISApac [Fau92] verwendet zur Simulation der ersten, schnellen Stufe der Reaktion ein intranukleares Kaskadenmodell (INC), d.h. es betrachtet Stoßprozesse zwischen einzelnen Nukleonen. Am Ende dieser INC liegen hochangeregte Primärfragmente oder auch Prefragmente vor, die sowohl durch ihre Masse, Kernladungszahl und Anregungsenergie, wie auch durch ihren linearen Impuls und Drehimpuls charakterisiert sind. Die Abregung dieser Prefragmente wird dann mit einem statistischen Verdampfungsmodell beschrieben. ISApac stellt eine Kombination und Modifikation des INC-Modells ISABEL [Yari79] mit dem statistischen Verdampfungsmodell PACE [Gavr80] dar. Im folgenden werden die Grundlagen und Besonderheiten des ISABEL- und des PACE-Modells vorgestellt. Abb. 2.1 zeigt die mit ISApac errechneten Wirkungsquerschnittsverteilungen einer ^{86}Kr -Fragmentation, und zwar sowohl für Prefragmente als auch für die nach der Verdampfungsstufe vorliegenden Fragmente. Hierbei sei erwähnt, daß ISApac nicht nur Voraussagen für die Projektilfragmente im herkömmlichen Sinne, sondern auch für Produkte eines Ladungsaustausches macht (siehe Kapitel 6.3).

INC-Modell: ISABEL

In allen INC-Modellen werden Schwerionenstöße als eine Sequenz voneinander unabhängiger Nukleon-Nukleon-Stöße zwischen Target- und Projektilnukleonen beschrieben. Die Rechnungen werden relativistisch, jedoch nicht quantenmechanisch durchgeführt. Daß die stoßenden Nukleonen als klassische Teilchen betrachtet werden können, ist jedoch nur unter den folgenden Voraussetzungen erlaubt:

- Die Reichweite der Kernkraft R_K muß klein sein gegenüber der mittleren freien Weglänge λ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nukleon-Nukleon-Stößen,

$$\lambda \gg R_K = \frac{h}{m_\pi c} \approx 1,5 fm, \quad (2.1)$$

wobei die maximale Reichweite R_K grob aus der Masse des Pions m_π , des Vermittlers des langreichweitigen Teils der Kernkraft, abgeschätzt wird.

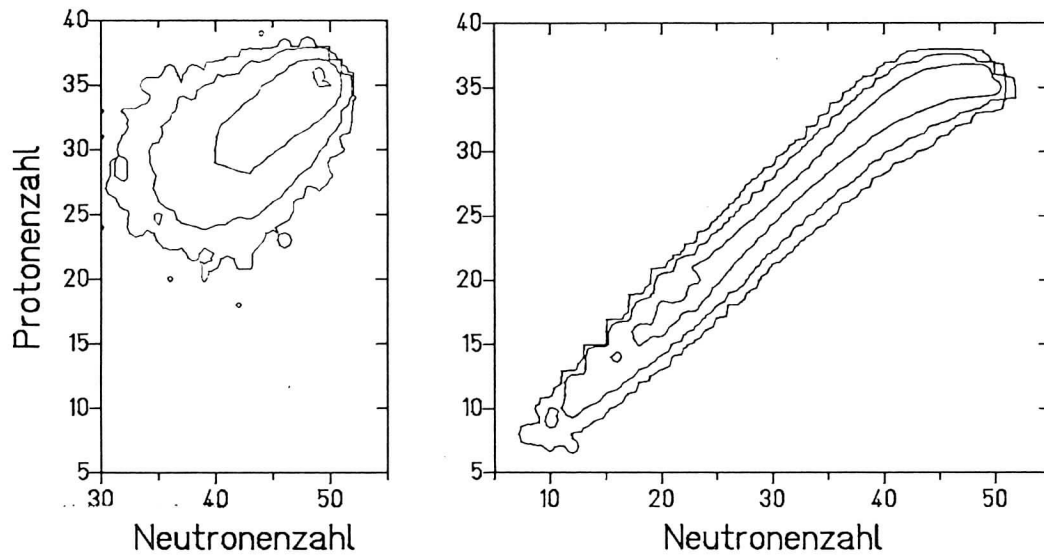


Abbildung 2.1: Konturdarstellung der Wirkungsquerschnitte für die Projekttilfragmentation von ^{86}Kr -Ionen in Beryllium errechnet mit ISApac [Faue92]. Der linke Teil der Graphik zeigt die Verteilung der Prefragmente, der rechte Teil die Verteilung der Fragmente nach dem langsamen Teil der Reaktion, nämlich der Verdampfung. Die Konturlinien stehen für Wirkungsquerschnitte von 0.1, 1, 10 und 100 mb.

- Die de-Broglie-Wellenlänge der stoßenden Nukleonen muß klein gegenüber der mittleren freien Weglänge sein, um so die Möglichkeit der gleichzeitigen Kollision eines Nukleons mit mehreren anderen und auch Interferenzen zwischen aufeinanderfolgenden Stößen auszuschließen,

$$\lambda \gg \frac{h}{p_{CM}} \approx 1,2 \text{ fm}, \quad (2.2)$$

wobei p_{CM} der Schwerpunktsimpuls eines Projektilnukleons ist. Im Fall der 500 MeV/u $^{86}\text{Kr}+^9\text{Be}$ -Reaktion kann der Fermi-Impuls eines Nukleons $p_F = 260 \text{ MeV}/c$ gegenüber dem Schwerpunktsimpuls $p_{CM} = 1000 \text{ MeV}/c$ eines Projektilnukleons vernachlässigt werden.

Die de-Broglie-Wellenlänge liegt somit unterhalb der Reichweite der Kernkraft. Zur Überprüfung der obengenannten Forderungen wird folgende Abschätzung für die mittlere freie Weglänge herangezogen:

$$\lambda = \frac{1}{\rho \sigma_{ij}} \approx 1,7 \text{ fm} \quad i, j = n, p. \quad (2.3)$$

σ_{ij} ist hier der totale Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen ungebundenen Nukleonen und erreicht, wie experimentell bestimmt, für Energien $E > 300 \text{ MeV}/u$ einen Sättigungswert von 40 mb. Die Kerndichte wurde mit $0,15 \text{ fm}^{-3}$ angesetzt. Die Forderung (2.1), nach der die mittlere freie Weglänge wesentlich größer sein soll als die Reichweite der Kernkraft, ist demnach nicht erfüllt. Dies ändert sich jedoch, wenn man eine Verschmierung des Kernrands und damit eine Verringerung der Kerndichte in dessen Nähe in Betracht zieht.

Der totale Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt steigt für Energien unterhalb von $E < 100 \text{ MeV}/u$ merklich an, so daß die Forderung (2.1) auch für solche Fälle verletzt ist. Für sehr hohe implantierte Energien dagegen kann Kernmaterie komprimiert werden, was zur Verkleinerung der mittleren freien Weglänge in Gleichung (2.3) führt. Auch dann ist die Forderung (2.1) jedoch nicht erfüllt.

Damit lassen sich folgende Einschränkungen für den Einsatzbereichs des INC-Modells machen:

- Es können nur periphere Kernstöße betrachtet werden.
- Die Einschußenergie sollte zwischen einigen hundert und tausend MeV/u liegen.

In nahezu allen bekannten INC-Modellen werden Pionenproduktion und Absorption berücksichtigt. Es werden somit auch inelastische Nukleon-Nukleon-Stöße beachtet, bei denen ein Nukleon in einen angeregten Zustand versetzt wird. Bei dem in Frage kommenden Energiebereich ist dies hauptsächlich der erste angeregte Zustand, nämlich die $\Delta(3,3)$ -Resonanz, welche zu 99,4% in ein Nukleon und ein Pion zerfällt. Durch diese Reaktion ist es möglich, Isobare des Projektils mit anderen Ladungszuständen zu erzeugen, d.h. es können Reaktionsprodukte entstehen, die mehr Protonen oder Neutronen als das ursprüngliche Projektil besitzen (siehe Kapitel 6.3).

Das in dieser Arbeit zum Vergleich mit den Meßdaten herangezogene INC-Modell ISABEL weist einige Besonderheiten auf, die nachstehend kurz dargestellt werden. ISABEL behandelt Kern-Kern-Stöße als Wechselwirkung zwischen einem diskreten Teilchen und einer kontinuierlichen Dichteverteilung. Letztere besteht aus denjenigen Projektil- und der Targetnukleonenverteilungen, in denen sich die Teilchen befinden, die noch nicht wechselgewirkt haben. Diese Betrachtungsweise hat den Vorteil, daß nicht alle, sondern nur solche Nukleonen verfolgt werden müssen, die auch tatsächlich wechselwirken. Im Gegensatz zu anderen INC-Modellen besitzt ISABEL keine konstante Dichteverteilung, sondern berücksichtigt die Verschmierung des Kernrands. Das Gesamtmodell ISApac wählt folgende Optionen des INC-Teils ISABEL:

- Es werden nur dann Stöße erlaubt, wenn die beteiligten Nukleonen seit der letzten Wechselwirkung mindestens die Strecke d zurückgelegt haben:

$$d \geq \left(\frac{4\pi}{3}\rho\right)^{-\frac{1}{3}}, \quad (2.4)$$

wobei ρ die jeweilige Kerndichte ist. Diese Option stellt sicher, daß in einer Volumenzelle der Größe ρ^{-1} , dem Kernvolumen, in dem sich gerade ein Nukleon aufhält, nur eine Kollision stattfindet. So ist gewährleistet, daß die Anzahl der zur Verfügung stehenden möglichen Reaktionspartner nicht größer als die Nukleonenzahl im Kern wird.

- Die Rechnung wurde mit dem uniformen Fermi-Gas-Modell (UFG) durchgeführt, d.h. die Nukleonen bewegen sich überall im Kern mit gleichem Impuls bzw. die räumliche Verteilung der Nukleonen im Kern ist von der Impulsverteilung entkoppelt.

Mit diesen Optionen liefert der INC-Teil die charakteristischen Größen für die Prefragmentverteilung. Hierbei fallen vor allem zwei Punkte auf, die im Widerspruch zu den Vorhersagen aus makroskopischen Fragmentationsmodellen [Gaim91] stehen. So finden

bei ISABEL im Mittel drei Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen statt, bevor ein Nukleon den Kernverband verläßt. Bei makroskopischen Modellen werden dagegen sämtliche Nukleonen innerhalb des geometrischen Überlapps abgeschert. Der zweite wesentliche Unterschied ist die berechnete Anregungsenergie des Prefragments pro verlorenem Nukleon. Mit den oben verwandten Optionen berechnet ISABEL etwa 42 MeV pro abgeschertem Nukleon, welches um ein Vielfaches größer ist als der Wert, der von verschiedenen Varianten des sogenannten Abrasion-Ablation-Modells vorausgesagt wird.

Verdampfungsstufe des ISApac-Programmes

ISApac teilt die Behandlung der Verdampfungsphase in drei verschiedene Bereiche ein, die über die Zeit direkt mit der Anregungsenergie des Prefragments verknüpft sind:

1. $E^* > 1000$ MeV:

Hohe Anregungsenergien E^* korrelieren eindeutig mit sehr kleinen Stoßparametern. Da das INC-Modell sich aus oben genannten Gründen auf periphere Stöße beschränkt, werden die Prefragmente mit Anregungsenergien größer als 1000 MeV nicht weiter berücksichtigt.

2. $300 \leq E^* < 1000$ MeV:

In diesem Energiebereich erfolgt die Abregung der Prefragmente über eine schnelle Verdampfungskaskade. In einer solchen Kaskade, mit der die Preäquilibrium-Emission von Teilchen auf einfache Weise simuliert wird, hängt die Auswahl der emittierten Teilchens (Neutron oder Proton) von der Anzahl der Protonen und Neutronen im Kern ab. Das Energiespektrum dieser Teilchen wird als Maxwell-Verteilung angenommen und der Drehimpuls zu $2/3$ des maximal möglichen Drehimpulses (d.h. bei Emission tangential zur Kernoberfläche) abgeschätzt. Es wird außerdem angenommen, daß die Teilchen im Schwerpunktsystem des Prefragments isotrop emittiert werden.

3. $E^* < 300$ MeV:

Die Abregung des Prefragments erfolgt hier über das statistische Verdampfungsprogramm PACE [Gavr80]. Die Grundannahme eines jeden statistischen Verdampfungsmodells ist, daß das System seinen Gleichgewichtszustand erreicht, bevor es durch Teilchenevaporation zerfällt. Eine weitere wichtige Annahme ist die des sequentiellen Zerfalles: Wenn mehrere Zerfälle geschehen, laufen diese nacheinander ab. Der zerfallende Kern muß zwischen den einzelnen Zerfällen genügend Zeit haben, um einen thermischen Gleichgewichtszustand zu erreichen. PACE gehört zu den „modernerer“ Verdampfungsprogrammen. Es berücksichtigt explizit den Drehimpuls des Prefragments und kann bis zu einer Anregungsenergie von 600 MeV verwendet werden. Hier sei noch erwähnt, daß für Energien $E^* < 150$ MeV das Verdampfungsprogramm die Spaltung als möglichen Zerfallskanal zuläßt, welches aber

für mittelschwere Projektile wie z.B. ^{86}Kr keine Rolle spielt.

Das vorgestellte mikroskopische Modell zur Projektilfragmentation ISApac hat den Vorteil, daß es nicht nur Vorhersagen für die Produktionswirkungsquerschnitte liefert, sondern daß sich aus ihm auch Impulsverteilungen der entstandenen Projektilfragmente extrahieren lassen. Letzteres ist mit Abrasions-Ablationsmodellen erst in jüngster Zeit durch das statistische Abrasionsmodell [Schm93] gelungen. Ein weiterer Vorteil ist die Berücksichtigung von Pionenproduktion und Absorption, welches Vorhersagen über die Produkte eines Ladungsaustausches während eines peripheren Kernstoßes ermöglicht. Wie bei allen Monte-Carlo-Methoden ist die Anwendbarkeit des Modells auf Fragmente mit relativ großen Produktionswirkungsquerschnitten beschränkt.

2.2.2 Semi-empirisches Modell: EPAX

Basierend auf der Parametrisierung von Rudstam [Ruds66] haben Sümmerer et al. [Suem90] experimentelle Daten aus protoneninduzierten Targetfragmentationen verwendet, um Produktionswirkungsquerschnitte zu interpolieren. Die so erhaltene empirische Formel EPAX beschreibt daher den Produktionswirkungsquerschnitt der Targetfragmentation. Durch Vertauschen der Kernladungs- und Massenzahl von Projektil und Target läßt sich daraus auch der Wirkungsquerschnitt für die Projektilfragmentation bestimmen. EPAX schließt die Multifragmentation und Kernspaltung in seiner Vorhersage aus. Außerdem gilt sie nur für Energien größer als einige hundert MeV/u, d.h. in einem Bereich, in dem der Produktionswirkungsquerschnitt unabhängig von der Projektilenergie ist [Cumm78].

Der Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma(A, Z)$ eines Kerns mit der Masse A und der Kernladung Z , welcher durch die Fragmentation eines Projektilkerns (A_p, Z_p) erzeugt wurde, wird wie folgt angegeben:

$$\sigma(A, Z) = Y(A)N_0 \exp(-R|Z_{prob} - Z|^U). \quad (2.5)$$

Hierbei sind $Y(A)$ der totale Wirkungsquerschnitt für alle Isobare mit der Masse A , N_0 ein Faktor zur Normierung der Z -Verteilung, R die Breite der Kernladungsverteilung und Z_{prob} die wahrscheinlichste Kernladungszahl bei konstanter Masse A . U besitzt für die Produktion von neutronenreichen Fragmenten den Wert 1,5 und für die Produktion von neutronenarmen den Wert 2. Der totale Wirkungsquerschnitt $Y(A)$ für alle Isobare läßt sich parametrisieren durch

$$Y(A) = \sigma_N P \exp(-P \cdot (A_p - A)), \quad (2.6)$$

wobei A_p die Massenzahl des Projektils ist und σ_N für periphere Kernstöße gegeben ist durch:

$$\sigma_N = 450(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 2,38)mb. \quad (2.7)$$

A_t ist dabei die Massenzahl des Produktionstargets. Der Steigungsparameter P ist gegeben durch:

$$P = \exp(-7,57 \cdot 10^{-3} A_p - 2,584). \quad (2.8)$$

Für die wahrscheinlichste Kernladungszahl Z_{prob} gibt EPAX folgende Beziehung:

$$Z_{prob} = Z_\beta + f_\Delta \Delta + \Delta_m, \quad (2.9)$$

wobei Z_β das Tal der β -Stabilität charakterisiert. Experimentell wurde erkannt, daß die Abweichung Δ vom Tal der β -Stabilität nur eine Funktion der Massenzahl A ist und die Maxima der Isotopenverteilungen auf die neutronenarmen Seite der Nuklidkarte verschiebt. Dies erklärt sich mit der Natur des Verdampfungsprozesses, der bevorzugt Neutronen evaporiert, da die Protonenemission durch die Coulomb-Barriere behindert wird. Diese Abweichung Δ vom Tal der β -Stabilität ist folgendermaßen parametrisiert:

$$\Delta = \begin{cases} 2,041 \cdot 10^{-4} A^2 & \text{für } A < 66, \\ 2,703 \cdot 10^{-2} A - 0,895 & \text{für } A \geq 66. \end{cases} \quad (2.10)$$

Diese Abhängigkeit muß für Fragmente nahe der Projektilmasse mit dem Faktor f_Δ korrigiert werden:

$$f_\Delta = -51(A/A_p - 0,86)^2 + 1 \text{ für } A > 0,86A_p. \quad (2.11)$$

Es bleibt eine weitere Verschiebung Δ_m aufgrund des Neutronen- bzw. Protonenüberschusses des Projektils relativ zum Tal der β -Stabilität übrig. EPAX macht für diesen sogenannten Memory-Effekt einen Ansatz, bei dem die wahrscheinlichste Kernladungszahl Z_{prob} um einen bestimmten Anteil der Differenz zwischen den Kernladungszahlen des Projektils Z_p und der β -Stabilitätsline Z_β verschoben wird, wobei die Form der Isobarenverteilung erhalten bleibt. Für Fragmente nahe dem Projektil sollte der normierte Memory-Effekt ($\Delta_m/(Z_p - Z_\beta)$) nahe 1 sein, während er für größere Massenverluste verschwinden sollte, da dann jeglicher Neutronenüberschuß durch den Verdampfungsprozeß verwaschen ist:

$$\Delta_m = (0,4(A/A_p)^2 + 0,6(A/A_p)^4)(Z_p - Z_\beta). \quad (2.12)$$

Die Faktoren 0,4 und 0,6 sind Ergebnisse einer Anpassung, die aus einer Analyse von ^{48}Ca -Fragmentationsdaten [West79] gewonnen wurde.

Neben Z_{prob} ist in diesem Modell auch die Verteilungsbreite R nur eine Funktion der Fragmentmasse A und muß für geringe Massenverluste mit einem Faktor f_R korrigiert werden:

$$R = 2,1779 \cdot \exp(-6,770 \cdot 10^{-3} A) \cdot f_R, \quad (2.13)$$

$$f_R = 20(A/A_p - 0,86)^2 + 1 \quad \text{für } A > 0,86A_p. \quad (2.14)$$

Die Vorteile dieses semi-empirischen Modells EPAX liegen in der Einfachheit der Rechenformeln und in der guten Übereinstimmung mit bis jetzt vorhandenen Meßdaten aus Target- und Projektilfragmentation bei relativistischen Energien [Cumm78, Viyo79].

2.2.3 Abrasionsmodelle

Im folgenden wird das Abrasions-Ablationsmodell von Campi und Hüfner [Camp81] und eine überarbeitete Version, das Abrasions-Diffusionsmodell von Gaimard und Schmidt [Gaim91], vorgestellt. Das Abrasionsmodell unterscheidet zwischen zwei geometrischen Reaktionsgebieten: Die Überlappzone zwischen Target und Projektil, die auch die Teilnehmerzone genannt wird, und die sogenannte Zuschauerzone (siehe Abb. 2.2). Aus der Zuschauerzone entstehen die Prefragmente des Projektils, die sich nahezu ungestört mit der ursprünglichen Geschwindigkeit weiter bewegen. Die Massenzahl des Projektilprefragments wird durch den Stoßparameter bestimmt. Seine Anregungsenergie ist durch den Überschuss an Oberflächenenergie des deformierten Prefragments verglichen mit einem sphärischen Kern gleichem Volumens gegeben. Das beschriebene Modell macht nur eine Aussage über die Anzahl der abgestreiften Nukleonen vom ursprünglichen Kern, aber legt nicht das Verhältnis zwischen Protonen- und Neutronenzahl fest. Um dieses Verhältnis zu bestimmen gibt es verschiedene Ansätze:

- Das Verhältnis von Protonen- und Neutronenzahl im Prefragment ist exakt das gleiche wie es im Projektil vorlag. Diese Annahme setzt eine vollständige Korrelation zwischen Protonen und Neutronen voraus.

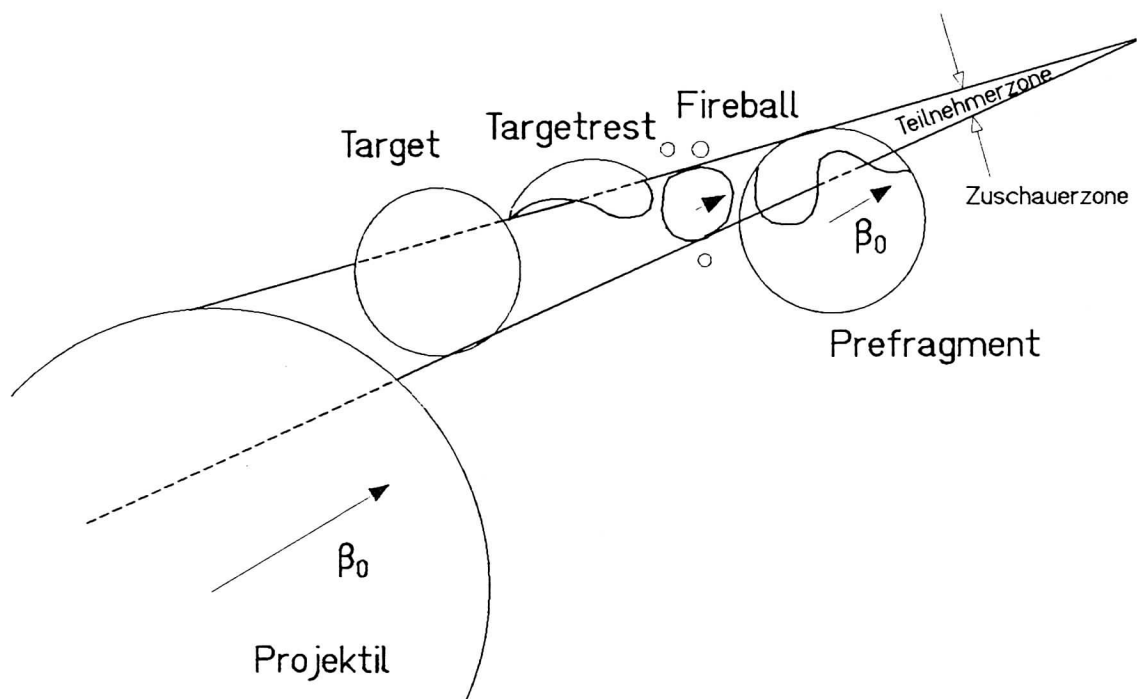


Abbildung 2.2: Ein Krypton-Kern trifft mit der Geschwindigkeit β_0 auf ein Beryllium-Target, das im Laborsystem ruht. Die vom Target und Projektil abgesicherten Nucleonen nennt man Feuerball [West76]. Sie bilden den sogenannten Teilnehmer der Fragmentation. Die sogenannten Zuschauer sind der ruhende Targetrest und das sich mit nahezu ursprünglicher Geschwindigkeit β_0 fortbewegende Prefragment.

- Ein hypergeometrisches Modell, bei dem die Nukleonen während der Abrasion vollständig entkoppelt sind. Es liefert die breitesten aller möglichen Kernladungsverteilungen.
- Einen Kompromiß zwischen diesen beiden Extremen: Eine Kopplung der Nukleonen, die man aus der Nullpunktsoszillation der Riesendipolresonanz (GDR) oder aus hydrodynamischen Modellen gewinnt.

Die Anregungsenergie der Prefragmente wird in diesem Abrasionsmodell unterschätzt. Als mögliche Mechanismen, die zusätzliche Anregungsenergie für die Prefragmente schaffen, wurden Reibungsvorgänge zwischen den zwei Zonen und das Streuen von Nukleonen aus der Teilnehmer- in die Zuschauerzone vorgeschlagen [Huef75, Morr78]. Nach der ersten Reaktionsstufe können die Prefragmente als ein Ensemble betrachtet werden, das durch die makroskopischen Variablen Massenzahl, Neutronenüberschuß und Anregungsenergie klassifiziert ist. Diese makroskopische Betrachtung des Verdampfungsprozesses führt auf eine Diffusionsgleichung. Die Verdampfungskette bricht dann ab, wenn die Anregungsenergie unter die minimale Separationsenergie für ein Teilchen im Restkern gesunken ist.

Kürzlich haben Gaimard und Schmidt dieses Modell wesentlich modifiziert [Gaim91, Schm92]. Die Summe der Energien aller Löcher relativ zur Fermikante, die während der spontanen Abrasion erzeugt werden, ergeben die gesamte Anregungsenergie des Prefragments. Diese Löchererzeugung geschieht statistisch in der Besetzung der Kernniveaus, wobei eine Niveaudichte eines Woods-Saxon-Potentials angenommen wird. Hiermit ergibt sich eine mittlere Anregungsenergie von 13.3 MeV pro erzeugtem Loch. Der Drehimpuls der Prefragmente wird zusätzlich berücksichtigt und mit einem statistischen Modell abgeschätzt, welches ähnlich dem von Goldhaber (siehe Kapitel 2.3.1) für die Impulse ist. Das Verdampfungsmodell von Campi und Hüfner wurde verbessert, in dem die Endzustände für die Emission von verschiedenen Teilchen statistisch gewichtet und in den mikroskopische Strukturen aufgrund von Paar- und Schaleneffekte eingeführt wurden. In einer weiteren Modifikation dieses Abrasions-Diffusionsmodells wurde von Schmidt et. al. [Schm93] die analytische Berechnung der Verdampfungsstufe durch ein herkömmliches statistisches Verdampfungsprogramm ersetzt. Die Voraussagen dieses sogenannten statistischen Abrasionsmodells werden in Kapitel 6.1.2 mit den im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell ermittelten Produktionswirkungsquerschnitten verglichen.

Vorteile der Abrasionsmodelle sind die Einfachheit und Transparenz mit der sie Kernfragmentation beschreiben. Nachteilig ist allerdings, daß die vorhergesagten Produktionswirkungsquerschnitte stark von der Anregungsenergie der Prefragmente abhängen. Bis jetzt können verschiedene Projektilfragmentationen noch nicht mit einem einheitlichen Wert

für die mittlere Anregungsenergie pro abgeschertem Nukleonen befriedigend vorausgesagt werden.

2.3 Modelle zur Reaktionskinematik

Projektilfragmente fliegen nach peripheren Schwerionenstöße bei relativistischen Einschußenergien mit annähernd der Projektilgeschwindigkeit weiter. Daher bietet sich das Ruhesystem des Projektils besonders an, um die Kinematik der Fragmentation zu untersuchen. Greiner et al. [Grei75] wiesen nach, daß die longitudinale Impulsverteilung der Projektilfragmente im Projektilruhesystem in guter Näherung durch eine gaußförmige Verteilung beschrieben werden kann. Die Meßgrößen dieser Gaußverteilung sind die longitudinale Impulsverbreiterung σ_{\parallel} und der mittlere longitudinale Impulsverlust $\langle q_{\parallel} \rangle$. Beiden Werten kommt eine große Bedeutung für die Planung und Ausführung von Experimenten an Fragment-Separatoren zu. Nur wenn die Reaktionskinematik bekannt ist, kann man für Spektrometer, die nur eine begrenzte Impulsakzeptanz besitzen, die Transmission und somit die Produktionsrate eines gewünschten Isotops verlässlich voraussagen bzw. die Produktionswirkungsquerschnitte aus den am Fokus des Spektrometers gemessenen Raten bestimmen. Aus diesem Grund ist im folgenden Abschnitt ein Überblick über die theoretische Behandlung der Reaktionskinematik gegeben.

2.3.1 Goldhaber-Modell

Eines der ersten theoretischen Modelle zur Beschreibung der longitudinalen Impulsverbreiterung durch den Fragmentationsprozeß war das statistische Abrasionsmodell von Goldhaber [Gold74]. Es basiert auf einer Arbeit von Feshbach und Huang [FeHu73], deren Modell aber experimentelle Daten noch nicht reproduzieren konnte. Das Goldhaber-Modell dient als Basis für zahlreiche andere theoretischen Überlegungen und wird deshalb hier etwas ausführlicher vorgestellt. Folgende Annahmen liegen dem Modell zugrunde:

- Der Kern läßt sich als Fermi-Gaskugel darstellen.
- Die einzelnen Nukleonen des Kerns unterliegen einer minimalen Korrelation.
- Die einzelnen Fermi-Impulse der Nukleonen addieren sich zu dem Gesamtimpuls $\langle P \rangle = 0$.
- In der Reaktion wird ein einziges Fragment so entfernt, daß der Gesamtimpuls des Restkerns (Prefragment) erhalten bleibt.

Unter diesen Annahmen findet Goldhaber für die mittlere quadratische Schwankung des Fragmentimpulses die Beziehung:

$$\langle P^2 \rangle = \frac{3}{5} \cdot p_F^2 \cdot \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1} \quad (2.15)$$

Den Fermi-Impuls p_F eines Nukleons im Atomkern kann man aus quasielastischen Elektronenstreuexperimenten [Mori71] gewinnen. A_f und A_p sind die Massenzahlen für das Prefragment und für das Projektil. Experimentell zeigt sich, daß die Breiten der Impulsverteilung in allen drei Raumrichtungen innerhalb von 10% gleich groß sind. Somit läßt sich obige Gleichung (2.15) für die mittlere Schwankung des Impulses projiziert auf die Strahlachse wie folgt ausdrücken:

$$\sigma_{\parallel} = \frac{p_F}{\sqrt{5}} \cdot \sqrt{\frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}} \quad (2.16)$$

Ein Vergleich mit experimentellen Daten [Vio79] zeigt, daß die allgemeine Form der obigen Gleichung (2.16) bestätigt wird, daß jedoch die Theorie die Daten um etwa 10% überschätzt. Die Abweichung der experimentellen Ergebnisse von der einfachen Annahme eines Fermi-Gasmodells wird in neueren theoretischen Arbeiten auf verschiedene Effekte zurückgeführt:

- Eine Beachtung des Pauli-Prinzips kann die Impulsverbreiterung merklich verringern [Bert81].
- Betrachtet man die Impulsbreiten in einem geometrischem Bild, wobei berücksichtigt wird, daß die Nukleonen hauptsächlich vom Rand des Kerns entfernt werden, so führt dies ebenso zu einer Reduzierung [HueN81], [Frie83].
- Nukleonen, die das erzeugte Fragment bilden, müssen in diesem gebunden sein. [Murp84], [Gan90] zeigen, daß auch diese Tatsache die Impulsbreiten verkleinert.

2.3.2 Morrissey-Systematik

Morrissey [Mor89] sammelte alle bis zum Jahre 1989 vorhandenen experimentelle Daten über longitudinale Impulsverteilungen, sowohl Target- als auch Projektilfragmentation betreffend, und stellte Systematiken für die longitudinale Impulsverbreiterung und für den Impulstransfer auf. Für die mittlere Schwankung des Impulses projiziert auf die Strahlachse erhielt er folgende empirische Formel:

$$\sigma_{\parallel} = 87 \cdot \sqrt{(A_p - A_f)} (MeV/c) \quad (2.17)$$

Durch eine Anpassung an Daten für Massenverluste $(A_p - A_f) < 50$, wobei A_f nun die Massenzahl des beobachteten Fragments ist, erhielt Morrissey folgende Gleichung für den longitudinalen Impulsübertrag:

$$q_{\parallel} = -8MeV/c \cdot (A_p - A_f) \cdot \frac{(\gamma + 1)}{\beta\gamma}. \quad (2.18)$$

Dabei sind β und γ die relativistischen Parameter der Projektilgeschwindigkeit. Die Beziehung (2.18) wird in Kapitel 2.3.3 im einzelnen hergeleitet. Beide Gleichungen beziehen sich auf die Impulse im Ruhesystem des Projektils.

2.3.3 Kollektives Röhrenmodell CTM

Cumming [Cumm80] benutzt das kollektive Röhrenmodell (collective tube model) CTM, um den longitudinalen Impulstransfer während einer hadroneninduzierten Targetfragmentation zu analysieren. Das CTM geht von der Tatsache aus, daß das Projektil das Target aufgrund der Lorentz-Kontraktion als eine dünne Scheibe sieht. Deshalb werden die Nukleonen, die auf dem Weg des eingeschossenen Hadrons liegen, als ein Kollektiv, d.h. in erster Ordnung als ein einziges Objekt angesehen. Eine Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Modells ist, daß der Projektilimpuls wesentlich größer sein muß, als der Impulsübertrag auf das Prefragment.

In einer solchen Reaktion wechselwirkt ein Projektil der Masse m_p , mit dem Impuls P und der totalen Energie E mit einem Target der Masse m_t . Vom Target wird eine Masse Δm abgeschert, so daß ein Prefragment entsteht, das sich mit dem Impuls q und unter dem Winkel Θ zur Strahlachse wegbewegt. Der Rest des Systems wird als ein einziges Objekt mit der totalen Energie w behandelt. Diese Energie w beinhaltet die Massen des Projektils und der abgestreiften Nukleonen, alle möglicherweise bei der Kollision erzeugten Teilchen und die gesamte relative kinetische Energie im Schwerpunktsystem. Aus Energie- und Impulserhaltung kann man folgende Beziehung für den longitudinalen Impulstransfer $q_{\parallel} (= q \cos \Theta)$ aufstellen:

$$2Pq_{\parallel} = 2E\Delta E - \Delta E^2 + q^2 + w^2 + m_p^2 - \Delta m^2 - 2(E - \Delta E)\Delta m. \quad (2.19)$$

In dieser Gleichung steht der Energieübertrag ΔE für die Summe aus der Anregungsenergie der Prefragmente E^* , der Separationsenergie E_s , die man braucht, um Δm von m_t zu lösen, und der kinetischen Energie T :

$$\Delta E = E^* + E_s + T. \quad (2.20)$$

Für w^2 benutzt Cumming folgende Gleichung:

$$w^2 = m_p^2 + \Delta m^2 + 2E\Delta m. \quad (2.21)$$

Hierbei ist der Term $2E\Delta m$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie, die zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht. Kombiniert man nun die Gleichungen (2.19 und 2.21) und setzt man die übrigbliebenen quadratischen Glieder gleich Null, erhält man die Beziehung:

$$q_{\parallel} = \Delta E \cdot (E/P + \Delta m/P). \quad (2.22)$$

Oder anders ausgedrückt:

$$q_{\parallel} = \frac{\Delta E}{\beta} \cdot \left(1 + \frac{\Delta m}{\gamma m_p}\right). \quad (2.23)$$

Morrissey überträgt diese Ergebnisse in das Bild der Projektilfragmentation [Morr89]. Für periphere Kernstöße können m_p als Masse des Targetsüberlapps und Δm als Masse des Projektilüberlapps interpretiert werden und nahezu gleich gesetzt werden, $m_p \simeq \Delta m$. q_{\parallel} ist der Impuls des Projektilfragments im Projektilsystem und ΔE der Energieübertrag auf das Projektilfragment. Morrissey definiert einen mittleren parallelen Impulstransfer für den mit Gleichung (2.23) gilt:

$$\langle P'_{\parallel} \rangle \equiv \frac{\Delta E}{c} = q_{\parallel} \cdot \frac{\beta\gamma}{(\gamma + 1)} \quad (2.24)$$

Nach Anpassung dieser Formel an experimentelle Daten findet Morrissey einen linearen Zusammenhang zwischen diesem mittleren parallelen Impulstransfer und dem Massenverlust:

$$\langle P'_{\parallel} \rangle \simeq -8MeV/c \cdot (A_p - A_f). \quad (2.25)$$

Bei größeren Massendifferenzen ($(A_p - A_f) > 50$) verschwindet diese globale Abhängigkeit und der mittlere parallele Impulstransfer unterliegt zwischen den einzelnen Fragmentmassen starken Schwankungen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau und Durchführung

3.1 Der Projektil-Fragmentseparator FRS

Der Projektil-Fragmentseparator FRS [Geis92] der GSI Darmstadt wurde im Oktober 1990 fertiggestellt. Der FRS kann exotische Fragmentstrahlen über das gesamte Periodensystem produzieren und isotopenrein separieren. Die Separation erfolgt mittels hochauflösender Analyse der magnetischen Steifigkeit ($B\rho$) nach dem Produktionstarget und nach einem Abbremsler in der dispersiven Mittelebene des ionenoptischen Systems. Nach dieser $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ Separation können die gewünschten Sekundärstrahlen direkt am FRS, im ESR oder in Einrichtungen der sogenannten Targethalle (siehe Abb. 3.1) untersucht werden. Die Methode der Abtrennung wird ebenfalls bei mittleren Energien erfolgreich eingesetzt [Anne87, Kubo91, Sher90, Blan91].

3.1.1 Prinzip der räumlichen Isotopentrennung $B\rho$ - ΔE - $B\rho$

Die Separation der Projektilfragmente im FRS erfolgt in folgender Weise: Ein relativistischer Primärstrahl trifft auf ein Produktionstarget, das üblicherweise eine Dicke von etwa 10% der Projektilreichweite besitzt. Im ersten Teil des Spektrometers erfolgt eine magnetische $B\rho$ -Analyse. Da die Projektilfragmente annähernd konstante Geschwindigkeit besitzen, erreichen alle Kerne mit konstantem A/Z einen bestimmten Ort am dispersiven Zwischenfokus. Dort befindet sich eine Materieschicht („Degradier“), deren Dicke typischerweise etwa die Hälfte der Reichweite des zu separierenden Fragments in diesem Material entspricht. Der elektronische Energieverlust wird danach in der zweiten dispersiven, ionenoptischen Stufe gemessen. Die Kombination der beiden $B\rho$ -Messungen

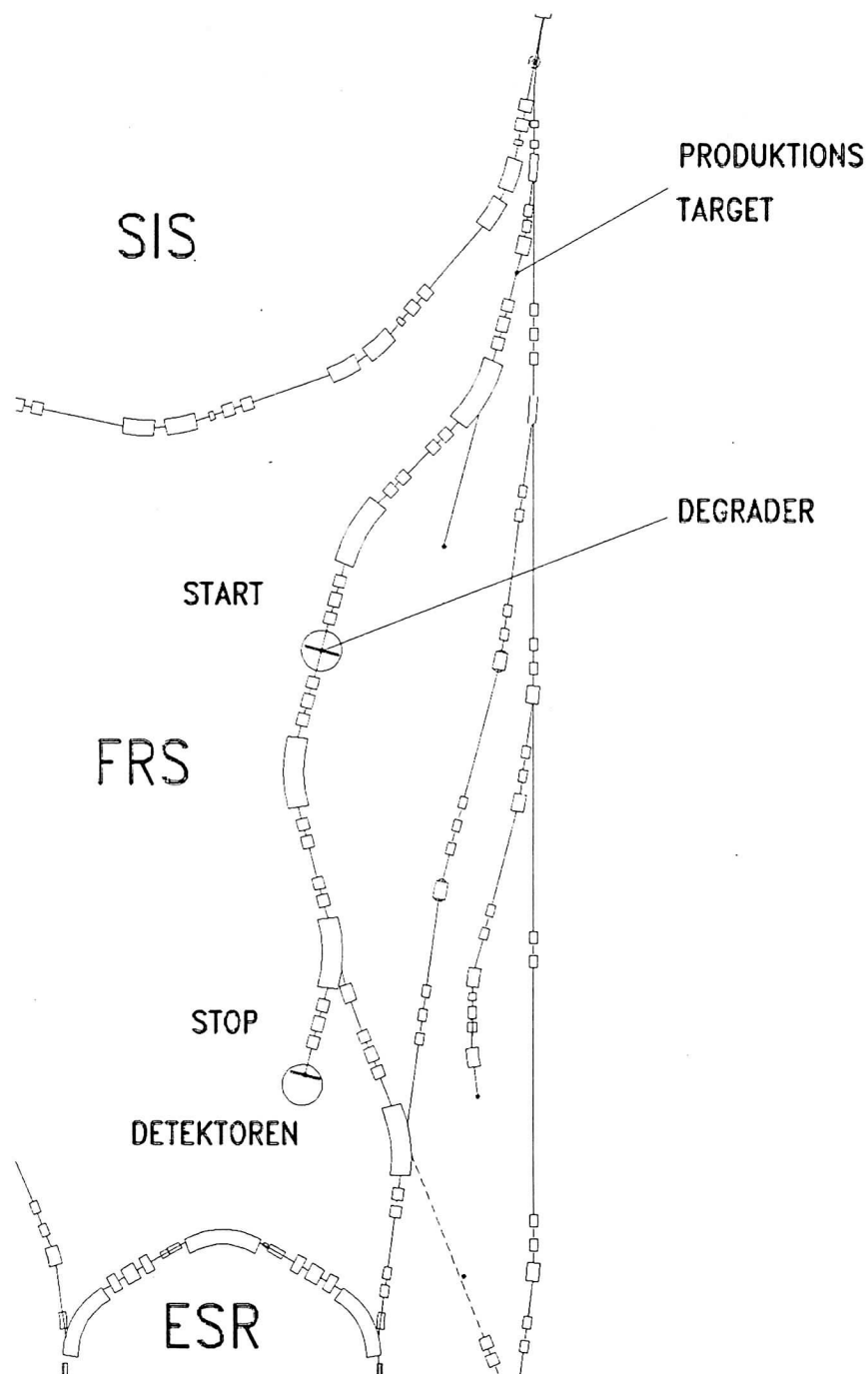


Abbildung 3.1: Der Projekttil-Fragmentseparator FRS der GSI-Darmstadt verbindet das Schwerionensynchrotron SIS mit dem Experimentierspeicherring ESR. Die Gesamtlänge des FRS vom Target bis zum Endfokus beträgt etwa 73 m.

erlaubt eine räumliche, isotoopenreine Trennung der Fragmente im Flug. Der FRS besteht ionenoptisch aus einem achromatischen Magnetsystem, um die Bildgröße am Endfokus unabhängig von der Impulsbreite der Reaktionsprodukte zu erhalten. Eine spezielle Form des Degraders ermöglicht die Erhaltung der Achromasie.

3.1.2 Standardeinstellung und Detektorsystem des FRS

Der FRS besitzt vier magnetische Sektionen, bestehend aus je einem 30°-Dipolmagnet und Quadrupolen, die für die gewünschte Abbildung des Ionenstrahls auf die Fokalebene sowie für das optimale Ausleuchten der Ablenkmagnete sorgen. Die maximale magnetische Steifigkeit beträgt $B\rho=18\text{ Tm}$, die Dispersion im Zwischenfokus ist $D=6.7\text{ cm}/\%B\rho$, welches zu einer Impulsakzeptanz von $\Delta p/p=\pm 1\%$ führt. Typische Werte für die horizontale und vertikale Emittanzen sind jeweils $\epsilon_x=20\ \pi\ \text{mm mrad}$ und $\epsilon_y=10\ \pi\ \text{mm mrad}$. Der Separator ist mit einer Targetleiter für 15 Targets mit einem Durchmesser von je 20 mm ausgestattet. Ein Sekundärelektronen-Transmissionsmonitor (SEETRAM) [Zieg90] mißt permanent die auf das Target treffende Strahlintensität. Die Strahljustierung wird mittels paarweise angeordneter zweidimensionaler Strahldiagnose-Detektoren mit Gasverstärkung [Anne91] kontrolliert. Diese Strahldiagnose-Detektoren sind auf Preßluftdurchführungen an jedem der vier Zwischenfoki des FRS installiert und sind derzeit die einzigen Strahlmonitore für schnell extrahierte Fragmentstrahlen auf dem Weg zum ESR. Für Einzelteilchenmessungen mit dem langsam extrahierten Strahl sind Vieldrahtproportionalzählkammern (MWPC) [Ste91] mit Ausnahme des Targetbereichs an allen Zwischenfoki installiert. An diesen Orten befinden sich zusätzlich jeweils 15 cm dicke, fahrbare Densimet-Blenden. Der Degradier besteht aus drei Komponenten [Weck90]: Eine fahrbare Leiter mit verschiedenen Platten für die grobe Einstellung der Dicke, zwei gegenläufige Keile zur Feinjustage und zwei drehbare, keilförmige Scheiben zur Formgebung. Das Standardsystem zur Isotopenidentifikation besteht aus einer Vielfach-Ionisationskammer (MUSIC) und zwei Flugzeitdetektoren [Pfue90]. Diese bestehen aus zwei großflächigen Plastikszintillatoren; jeweils einer (5 mm dick) am Mittel- und einer (5 mm dick) am Endfokus, etwa 36 m Fluglänge voneinander entfernt.

3.1.3 Datenaufnahme am FRS

Die oben aufgeführten FRS-Komponenten werden über Fernsteuerung und computergesteuerte Auslese bedient. Viele dieser Komponenten (wie z.B. Magnete, Blenden, Strahldiagnose-Detektoren und Preßluftdurchführungen) entsprechen solchen, wie sie auch in anderen Teilen des UNILAC-SIS-ESR-Komplexes zum Einsatz kommen. Aus diesem

Grund wurde die Hard- und Software [Scha90], übernommen, die bereits für die Beschleunigersteuerung entwickelt wurde. Mit dieser Peripherie kann man die Geräte einzeln ansteuern (z.B. Magnetstrom, Positionen der Blenden, u.s.w.), Statusinformationen oder Strahlprofile graphisch darstellen, Magneteinstellungen auf Datensätze wegspeichern und die magnetischen Felder eines beliebigen Teils des Separators mit einem konstanten Faktor skalieren.

Alle am FRS verwendeten Teilchendetektoren werden mit einer Kombination von VME-Prozessoren und CAMAC-Crates ausgelesen [Hoff89]. Die Daten werden mit einer Leitung hoher Übertragungsgeschwindigkeit an einem Micro-Vax-Computer übertragen. Die Online-Analyse erfolgt mit Hilfe der Software GOOSY (GSI Online Offline System), und die anfallenden Daten werden dabei Ereignis für Ereignis auf Magnetband geschrieben. Um größere Totzeiten bei der Datenaufnahme zu vermeiden, mußte die Ereignisrate unter 1000 s^{-1} gehalten werden.

3.1.4 Modifikationen des FRS für das hier beschriebene Experiment

Das Hauptziel des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments ist die Messung von Produktionswirkungsquerschnitten und Impulsverteilungen von Projektilfragmenten. Dabei möchte man keineswegs einen räumlich getrennten isotoopenreinen Strahl am Endfokus des FRS separieren, sondern möglichst viele verschiedene Isotope erzeugen und Event-by-Event identifizieren. Demnach wurde das Experiment ohne Verwendung des Degrader durchgeführt.

Eine weitere Anforderung an das Experiment war, die Korrekturen der gemessenen Fragmentationswirkungsquerschnitte und Impulsverteilungen klein zu halten. Es wurde daher versucht, sekundäre Fragmentationprozesse in der im Strahl befindlichen Materie, die Impulsverbreiterung aufgrund unterschiedlicher Energieverluste von Projektil und Fragment sowie Energieverlust- und Kleinwinkelstreuung möglichst gering halten. Dies kann nur realisiert werden, indem man ein möglichst dünnes Produktionstarget verwendet und möglichst wenig Materie in den Strahlengang der Fragmente bringt. Während des Experiments wurde deshalb ein Target mit einer Dicke verwendet, die nur 2% der Reichweite des Projektils im Targetmaterial entspricht. Üblicherweise werden für Separationsexperimente am FRS Targetdicken benutzt, die 10-20% der Reichweite des Projektils entsprechen. Des weiteren wurde der relativ dicke Plastiksintillator am Zwischenfokus durch eine Parallelplattenkammer PPAC ersetzt, die durch hohe Dickenhomogenität und geringe Schichtdicke ausgezeichnet ist. Nur für eine Teilmessung wurde ein 2 g/cm^2 Beryllium-Target verwandt. Ziel dieser Teilmessung war die Produktion und Identifikation neuer

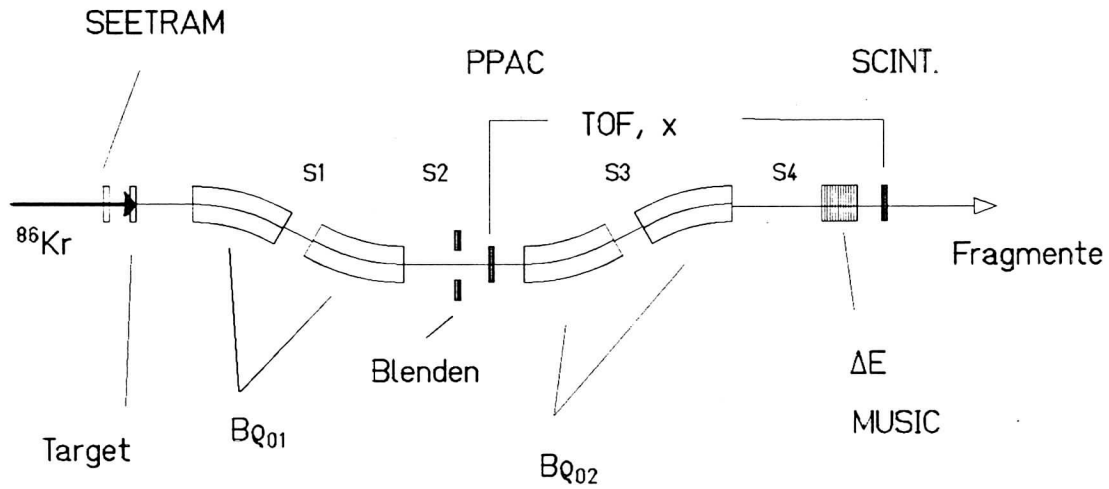


Abbildung 3.2: Schematischer Versuchsaufbau am Projektilfragmentseparator FRS

neutronenreicher Isotope, so daß das Target auf maximale Produktionsrate optimiert war. Ein weiteres Ziel des Experiments war es, den Einfluß des Targetmaterials auf den Produktionswirkungsquerschnitt zu bestimmen. Dazu wurden neben dem hauptsächlich eingesetzten 187 mg/cm^2 Beryllium-Target, ein 247 mg/cm^2 Kupfer- und ein 260 mg/cm^2 Tantal-Target verwendet. Die Dicken wurden so gewählt, daß der 500 MeV/u ^{86}Kr -Strahl in jedem dieser Targets den gleichen Energieverlust erfährt. Daher war die Messung bestimmter Isotope mit verschiedenen Targets ohne Änderung der Magneteinstellung des FRS möglich.

3.2 Detektoren am FRS

3.2.1 Sekundärelektronen-Transmissionsmonitor SEETRAM

Der Sekundärelektronen-Transmissionsmonitor (SEETRAM) [Zieg90] mißt die Emission von sekundären Elektronen, die von einem relativistischen Schwerionenstrahl erzeugt wurden, nachdem dieser eine dünne Aluminiumfolie durchquert hat. Die Sekundärionenausbeute ist über große Bereiche streng proportional dem zugehörigen spezifischen Energieverlust [Roth90]. Da dieser Detektor für hohe Strahlintensitäten entworfen wurde, wird der Sekundärelektronenstrom direkt gemessen. Das Zählen einzelner Teilchen ist mit dem SEETRAM nicht möglich. Die Empfindlichkeit der Ausleseelektronik ist auf 10^{-13} Coulomb beschränkt, welches einen Mindeststrom von etwa 1000 ^{86}Kr pro Ionenpaket bei 500 MeV/u Strahlenergie bedeutet. Die aktive Fläche des Detektors ist ein Kreis mit einem Durchmesser von 110 mm . Die Massenbelegung in dieser Fläche beträgt 8 mg/cm^2 . Zwei

äußeren Folien werden auf +80 Volt gehalten, so daß die in einer mittleren Folie erzeugten Elektronen zu diesen hin beschleunigt werden. Der so erzeugte elektrische Strom wird mit einem sehr empfindlichen Ladungsintegrator gemessen, der direkt mit der mittleren Folie verbunden ist. Um die so gewonnene SEETRAM-Zählrate in die Strahlintensität umzurechnen, benötigt man den spezifischen Energieverlust der Primärteilchen in Aluminium. Da die Ladungsmessung, besonders bei niedriger Intensität, sehr schwierig ist, wurde der SEETRAM vor dem eigentlichen Experiment mittels eines Szintillationszählers bei niedrigen Strahlintensitäten ($< 10^5/s$) kalibriert.

3.2.2 Parallelplattenkammer PPAC

Die Parallelplattenkammer PPAC [Step91] arbeitet mit Isobutan als Detektorgas bei einem Druck von 5 Torr. Die 4 Elektroden, 2 Kathoden und 2 Anoden, bestehen jeweils aus metallisierter 1,5 μm Mylar-Folie. Die Anoden liefern Zeitsignale für die Flugzeitmessung zwischen Mittel- und Endfokus und liegen auf einer Spannung von 600 V. Eine der Kathoden wird für die Ortsauslese benutzt und besitzt 63 aufgedampfte leitende Streifen von jeweils 2,54 mm Breite, so daß sich damit eine aktive Detektorfläche von $160 \times 110 \text{ mm}^2$ ergibt. Beide Kathoden sind geerdet. Das negative Anodensignal induziert ein positives Signal auf den gegenüberliegenden Kathodenstreifen. Diese Signale werden zur Ortsmessung über die Laufzeitmethode verwendet. Jeder der Kathodenstreifen ist elektrisch mit einem Anschluß in einer Verzögerungsleitung verbunden. Zwischen den einzelnen Anschlüssen beträgt die Zeitverzögerung etwa 2,1 ns. An den jeweiligen Enden der Verzögerungsleitung werden die Signale verstärkt und über einen Constant-Fraction-Diskriminator einem Zeit-Amplituden-Konverter zugeführt.

Das Volumen des PPAC's, der am Mittelfokus des FRS installiert wurde, wird mit zwei 6 μm dünnen Mylar-Folien gegen ein Vorvakuum von etwa 0,2 Torr abgeschlossen. Diese Vorvakuumkammern sind nochmals zur Sicherheit mit jeweils 100 μm Eisen-Fenstern gegen das Hochvakuum des FRS isoliert.

Der Vorteil des verwendeten PPAC's ist, daß er wenig Materie in den Strahlengang bringt (z.B. im Vergleich zu einem Szintillationszähler) und dennoch eine gute Dickenhomogenität (z.B. im Vergleich zu einer Vieldrahtkammer) bietet.

3.2.3 Plastiksintillator

Als Stopdetektor für die Flugzeitmessung, deren Startsignal mit dem PPAC am Zwischenfokus erzeugt wird, wurde ein großflächiger Plastiksintillator am Endfokus verwendet [Voss89]. Er hat die Maße von $200 \times 80 \times 5 \text{ mm}^3$ und besteht aus BC420 Plastik-

Szintillatormaterial. Das Szintillationslicht wird hinter einem vielstreifigen Lichtleiter aus Plexiglas von schnellen Photomultipliern H2431 der Firma HAMAMATSU verstärkt. Die Photomultiplier mit den Lichtleitern sind jeweils auf den gegenüberliegenden Seiten montiert und zusammen mit dem Szintillationsmaterial mit schwarzer Plastikfolie gegen Licht von außen abdichtet. Dieser Szintillator kann somit auch ortsempfindlich betrieben werden, indem man die Zeitdifferenz zwischen den Signalen in beiden Photomultipliern mißt. Für Argon-Isotope wurde z.B. eine Ortsauflösung von $\Delta x=6$ mm erreicht [Voss89]. Die mit einem einzigen Photomultiplier gemessene Zeitauflösung beträgt weniger als 90 ps (FWHM).

3.2.4 Vielfach-Ionisationskammer MUSIC

Die Vielfachionisationskammer MUSIC hat eine empfindliche Detektorfläche von 200×200 mm² und eine aktive Länge von 400 mm. Der Detektor wird mit P10-Gas (90%Ar + 10%CH₄) bei atmosphärischen Druck betrieben. Zwei Fenster bestehend aus 25 µm Kaptonfolie mit einer 40 µg/cm² Aluminium-Abdeckschicht, schließen das Gasvolumen gegen Luft ab.

Das elektrische Feld wird senkrecht zur Strahlrichtung angelegt. Die Anode ist in vier identische Segmente aufgeteilt, wobei jedes dieser Segmente mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verbunden ist. Die Strahlintensität sollte nicht mehr als 5000 Ionen pro Sekunde betragen, da die typische Driftzeit der erzeugten Elektronen zur Anode etwa 2 µs beträgt. Die Ausgangssignale der vier Vorverstärker werden verstärkt, mit ADC's konvertiert und anschließend gemittelt. Der so erhaltene Meßwert ist proportional zur Energie, die das Ion im Detektor deponiert hat, und damit proportional zum Quadrat der Kernladungszahl Z .

3.2.5 Vieldrahtproportionalkammer MWPC

Die Vieldrahtproportionalkammern MWPC [Ste191] arbeiten mit einem Argon-CO₂-Gasgemisch bei Atmosphärendruck im Proportionalbereich. Die Anodenebene besteht aus vergoldeten Wolframdrähten mit 20 µm Durchmesser in 2 mm Abstand voneinander. Die X- bzw. Y-Kathodendrähte sind aus dem gleichen Material, sind aber 50 µm dick und haben 1 mm Abstand voneinander. X- und Y-Drähte sind senkrecht bzw. waagrecht gespannt; die Anodendrähte verlaufen diagonal dazu. Die Ebenen haben einen Abstand von 5 mm zueinander. Zusätzlich zu dieser eigentlichen Vieldrahtkammer sind zwei weitere Ebenen aufgespannt, die aus einem vernickelten Polyestergewebe bestehen und 6 mm voneinander entfernt sind. Die Kunststoffasern haben eine Dicke von 36 µm, die lichte

Weite zwischen zwei Fasern beträgt $50 \mu\text{m}$. Zwischen diesem sogenannten 'Pregap' (pre-amplification gap) und der X-Kathode liegt eine Driftstrecke (transfer gap) von 18 mm. Typische Spannungen, die für minimal ionisierende Teilchen an diese Ebenen angelegt werden, sind $U_G = -10 \text{ kV}$, $U_T = -2.5 \text{ kV}$, $U_A = +2.9 \text{ kV}$. Die Kathoden, die für die Ortsauslese benutzt werden, liegen auf Erdpotential.

Ionisierende Teilchen erzeugen im Detektor Primärelektronen, die im elektrischen Feld des Pregap eine erste Ladungslawine hervorrufen. Die Gasverstärkung in dieser Stufe beträgt ca. 100. Die so erzeugte Lawine driftet durch das schwächere Feld des Transfer-gap und erreicht die erste Kathodenebene mit einer Effizienz von etwa 15 %. Wenn die Ladungswolke die Anodenebene erreicht, findet eine zweite Gasverstärkung von ca. 1000 statt. Die Elektronenwolke verbreitert sich entlang der Driftstrecke, so daß typischerweise zwei benachbarte Anodendrähte getroffen werden. Das negative Anodensignal induziert ein positives Signal auf den benachbarten Kathodendrähten. Die Ortsverteilung dieser Signale hat etwa die Form einer Gaußkurve mit 20 mm Halbwertsbreite. Sie werden zur Ortsbestimmung über Laufzeiten benutzt. Dazu verwendet man Verzögerungsleitungen mit jeweils 10 Anschlüssen. Die Zeitverzögerung beträgt dabei ca. 4 ns pro Anschluß; jeder Kathodendraht ist mit einem Anschluß elektrisch verbunden. An der Verzögerungsleitung werden die Signale verstärkt und über einen Constant-Fraction-Diskriminator in den STOP-Eingang eines Zeit-Amplituden-Konverters geleitet. Als START dient hierbei das Signal der Anode. Die Laufzeitdifferenz zwischen den Signalen vom rechten und linken bzw. oberen und unteren Ende der Verzögerungsleitung bestimmt den Ort. Diese Methode ist zum einen durch den geringen elektronischen Aufwand relativ preiswert und betriebssicher; zum anderen besteht eine lineare Beziehung zwischen Laufzeitdifferenz und Ort, so daß auf komplizierte Eichalgorithmen verzichtet werden kann.

Während die Vieldrahtkammern, die an Luft betrieben werden, mit je zwei $25 \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolien abgeschlossen sind, sind die im Vakuum betriebenen durch zwei $100 \mu\text{m}$ dicke Titanfenster vom Hochvakuum getrennt. Die Kammern können mit Hilfe von Lineardurchführungen in den bzw. aus dem Strahl bewegt werden. An den Foki S1 und S3 befindet sich jeweils ein Detektor, in der Mittelebene S2 und am Endfokus S4 des FRS (siehe Abb. 3.2) sind es je zwei mit einem Abstand von etwa einem Meter, was eine Bestimmung von Ort und Winkel einzelner Ionen mit einer Genauigkeit von besser als einem Millimeter bzw. Millirad ermöglicht. Die Detektoren erlauben die Aufnahme korrelierter Orts-Winkel-Spektren. Damit lassen sich die Strahleigenschaften und auch ionenoptische Parameter sowie Bildfehler des Spektrometers bestimmen. Außerdem bietet der Einsatz von zwei Detektoren in einem Experimentierbereich die Möglichkeit des „Tracking“, d.h. der Bestimmung von Teilchentrajektorien. Damit kann der Ort des Teilchendurchgangs durch eine beliebige Ebene dieses Bereiches festgelegt werden.

	kleinflächiger Detektor	großflächiger Detektor
<u>Drähte:</u>		
Ebenen	X und Y	X
Drähte/Ebene	77	95
Abstand	1 mm	2 mm
Dicke	20 μm	20 μm
Material	vergoldetes Wolfram	vergoldetes Wolfram
<u>Fenster:</u>		
Anzahl	2	2
Dicke	50 μm	100 μm
Größe	115 mm \varnothing	194*194 mm ²
Material	rostfreier Stahl	rostfreier Stahl
<u>Kathoden:</u>		
Anzahl	3	2
Dicke	10 μm	10 μm
Material	rostfreier Stahl	rostfreier Stahl

Tabelle 3.1: Mechanische Eigenschaften der Strahldiagnose-Detektoren.

3.2.6 Strahldiagnosedetektoren mit Gasverstärkung und Stromauslese

Zur Messung der Ortsverteilungen von hochenergetischen Schwerionenstrahlen am FRS wurden Strahldiagnose-Detektoren mit Gasverstärkung und Stromauslese im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und getestet. Die mechanische Konstruktion basiert auf Erfahrungen, die bei GANIL [Bazi84] gewonnen wurden. Jeder dieser Detektoren kann mittels einer Preßluftdurchführung in den bzw. aus dem Ionenstrahl gefahren werden (siehe Abb. 3.3 und Abb. 3.4). Es kommen zwei verschiedene Detektortypen am FRS zum Einsatz, deren wichtigste mechanische Eigenschaften in Tabelle 3.1 aufgelistet und, am Beispiel des kleinflächigen Detektor, in Abb. 3.5 prinzipiell dargestellt sind.

Es sind fünf dieser kleinflächigen Detektoren am FRS montiert: Jeweils einer an den zwei möglichen Targetpositionen, jeweils einer am Zwischen- und Endfokus und einer in der Transferverbindung zum experimentellen Speicherring ESR. Die zwei großflächigen Strahldiagnose-Detektoren messen die Ortsverteilung des Strahls in der Ablenkebene X sowohl zwischen dem ersten und zweiten als auch zwischen dem dritten und vierten Dipol. Die X- und Y-Drahtebene jedes kleinen Detektors ist in ein zentrales Gebiet mit Einzeldrahtauslese und in zwei Randgebiete aufgeteilt, in denen jeweils zwei Drähte zusammengefaßt sind. So werden die 77 Drähte in 47 Kanäle ausgelesen. Für die großflächigen

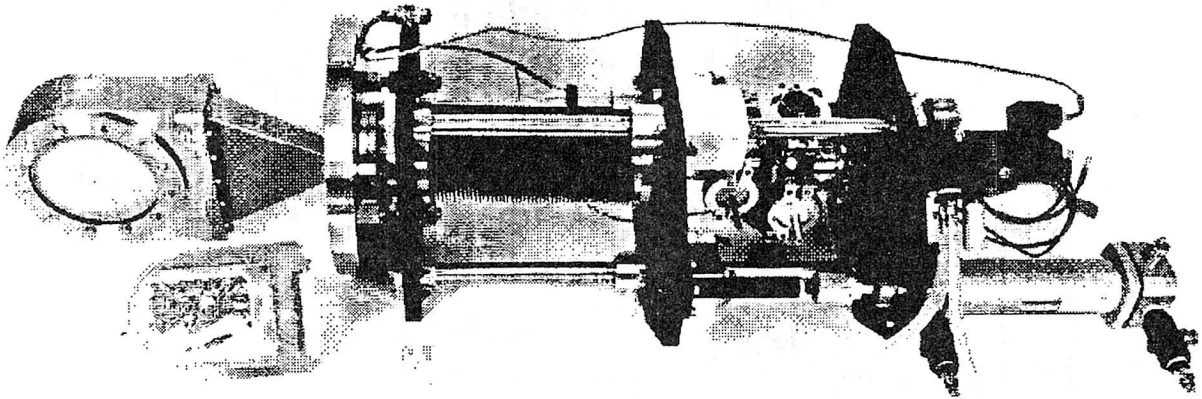


Abbildung 3.3: Kleinflächiger Strahldiagnose-Detektor montiert auf einer Preßdurchführung.

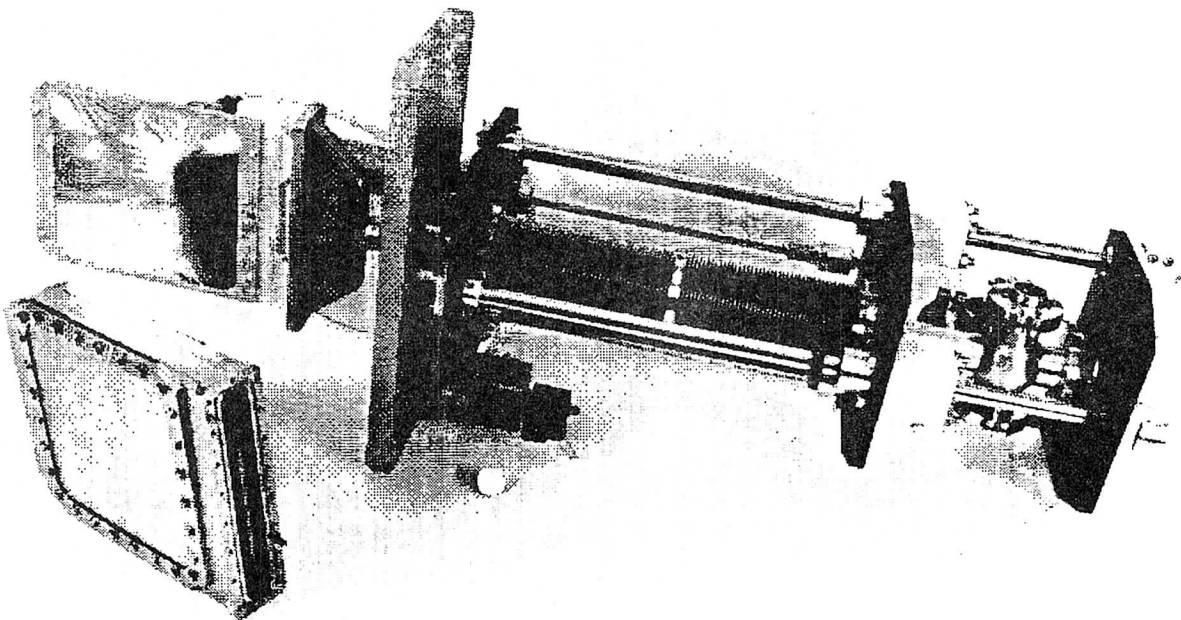


Abbildung 3.4: Großflächiger Strahldiagnose-Detektor montiert auf einer Preßdurchführung.

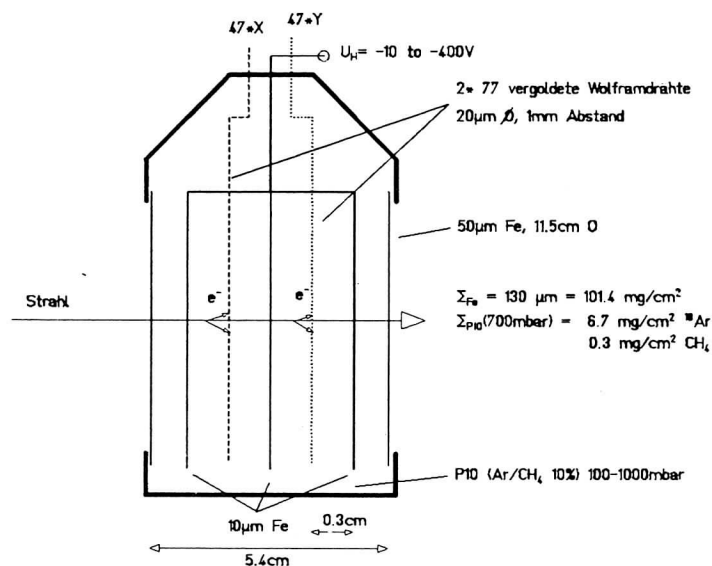


Abbildung 3.5: Prinzipskizze eines kleinflächigen Strahldiagnose-Detektors am FRS

Detektoren wird nur die Einzeldrahtauslese in 95 Kanäle verwendet.

Mittels 4 FET-Multiplexern können 8 Strahldiagnose-Detektoren mit je zwei Stromauslese- und einer Kontrolleinheit verbunden werden (siehe Abb. 3.6). Die Stromausleseeinheit besteht aus 48 ladungsempfindlichen Vorverstärkern. Jeder dieser Verstärker enthält einen Strom-Ladungs-Konverter und einen Integrator [Frad89]. Die Kontrolleinheit ist über ein Interface mit einem VAX-Computer vernetzt. Sie bietet die Möglichkeit, über ein Softwareprogramm [Scha90] die Verstärkung zwischen 2 nA/V und 10 µA/V einzustellen, zwischen einer Integrationszeit von 0,5 ms und 5 ms zu wählen und bis zu 4 Detektoren gleichzeitig auf einem Monitor darzustellen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, die Kontrolleinheit direkt mit einem Speicheroszilloskop auszulesen.

Bisher wurden diese Strahldiagnose-Detektoren erfolgreich für SIS-Strahlen von ^{16}O bis ^{238}U im Energiebereich von 80-1800 MeV/u eingesetzt. Typische Einstellungen für die Detektoren während dieser Messungen waren:

Gas:	500-900 mbar, P10 (90%Ar, 10%CH ₄)
Spannung an den Kathoden:	-100 bis -1600 V
Integrationszeit:	5 ms
zeitliche Ausdehnung des Ionenpakets:	100 - 1000 ms
Strahlintensitäten:	$8 \times 10^3 - 10^8$ Ionen/Ionenpaket
Elektronische Verstärkung:	2 - 100 nA/V

Erste systematische Parameteruntersuchungen wurden mit einem ^{136}Xe -Strahl am Endfokus des FRS durchgeführt, siehe Abb. 3.7. Hierfür wurde die Primärenergie des Xenon-

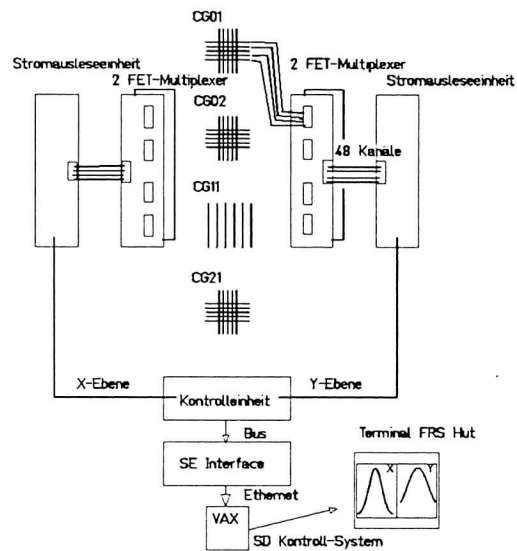


Abbildung 3.6: Prinzipskizze der Ausleseelektronik für die Strahldiagnose-Detektoren am FRS

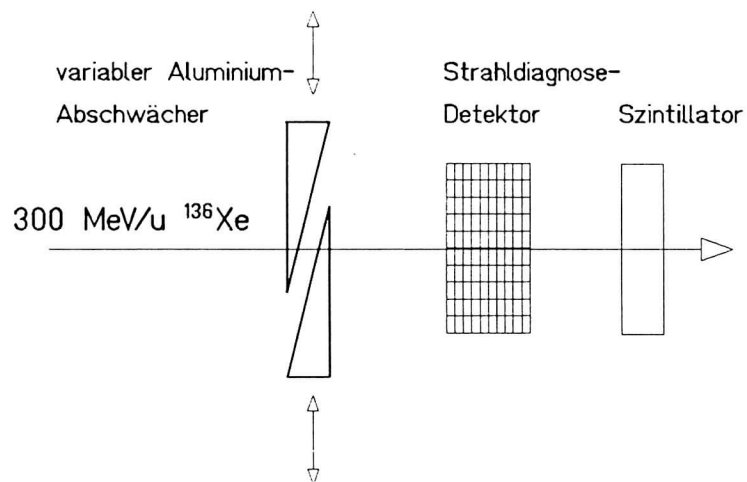


Abbildung 3.7: Aufbau am Endfokus des FRS

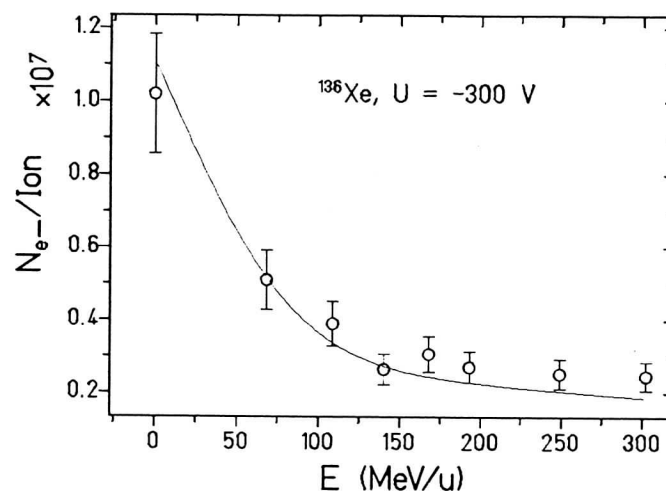


Abbildung 3.8: Anzahl der erzeugten Elektronen-Ionen-Paare als Funktion der Energie der Xenonionen. Die Meßergebnisse (offene Kreise) sind mit einer Rechnung (durchgezogene Kurve) verglichen, die keinen Fit an die Meßdaten darstellt (siehe Text).

Strahls von 800 MeV/u mit einem Aluminiumabschwächer, bestehend aus zwei gegenläufigen Keilen mit dreieckigen Querschnitt, variiert. Außerdem wurde bei konstanter Abschwächerdicke die Kathodenspannung zwischen -20 V bis -1600 V geändert. Die Intensitätsprofile wurden mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen. Direkt hinter dem Strahldiagnose-Detektor war ein großflächiger Szintillator (10*20 cm², 0.5 mm dick) angebracht, mit dem die absolute Strahlintensität während der 5 ms langen Integrationszeit bestimmt wurde.

Zunächst wurde durch Variation des Aluminiumabschwächers (siehe Abb. 3.7) die Energie des ¹³⁶Xe-Strahls zwischen 0 und 300 MeV/u variiert. Die Kathodenspannung (U = -300 V) und der Gasdruck (p = 880 mbar) blieben während dieser Messung konstant. In Abb. 3.8 ist die Anzahl der Elektronen-Ionen-Paare pro Ion $\frac{N_{e^-}}{Ion}$ in Abhängigkeit von der Energie E des ionisierenden Xenon-Strahls dargestellt. Die Meßpunkte erhält man aus dem Verhältnis zwischen dem Integral des Intensitätsprofils I_{profil} und der Anzahl von Primärionen $I_{s,ci}$, die innerhalb des 5 ms Intervalls vom Szintillator detektiert wurden. Die in Abb. 3.8 gezeigte theoretische Kurve stellt den Energieverlust ΔE dividiert durch das Ionisationspotentials ($W = 28,4$ eV) des P10-Gases dar. Dieser Energieverlust sowie die in Abb. 3.8 verwendete Energieskala wurden mit dem Energieverlustprogramm ATIMA [Schw91] errechnet, welches auf der modifizierten relativistischen Bethe-Formel basiert.

$$\left(\frac{N_{e^-}}{Ion}\right)_{mess} = \frac{I_{profil}}{I_{s,ci}} \quad (3.1)$$

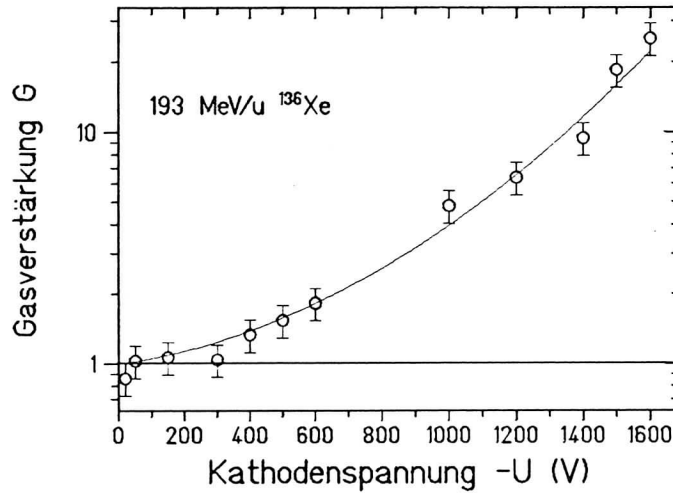


Abbildung 3.9: Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Kathodenspannung. Die Meßergebnisse (offene Kreise) sind mit der durchgezogene Kurve angepaßt.

$$\left(\frac{N_{e^-}}{Ion}\right)_{theo} = \frac{\Delta E}{W} \quad (3.2)$$

Die in Abb. 3.8 und Abb. 3.9 gezeigten Fehler berücksichtigen Totzeitkorrekturen der Szintillatorzählrate sowie die Ungenauigkeit der Stromprofil-Integration.

In einer weiteren Messung wurde bei konstanter Einstellung des variablen Abschwächers, entsprechend einer ^{136}Xe -Energie von 193 MeV/u, die Kathodenspannung von -20 V bis -1600 V variiert. Die Gasverstärkung G wird wie folgt errechnet:

$$I_{profil} = I_{sci} \cdot G \cdot \left(\frac{N_{e^-}}{Ion}\right)_{theo} \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow G = \frac{I_{profil}}{I_{sci}} \cdot \frac{W}{\Delta E} \quad (3.4)$$

Bei der in Abb. 3.9 gezeigten Gasverstärkung-Spannungs- Charakteristik wird davon ausgegangen, daß bei niedrigen Spannungen (-20 V bis -300 V) keine Gasverstärkung ($G = 1$) erfolgt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich in ersten Experimenten mit hochenergetischen Schwerionenstrahlen am SIS-Projektile-Fragment-Separator die Strahldiagnose-Detektoren sehr gut bewährt haben. Sofern die zeitliche Ausdehnung des Ionenpakets nicht über die elektronische Integrationszeit der Detektoren von 5 ms hinausgeht, können z.B. bei einer Strahlenergie von 800 MeV/u einige wenige ^{136}Xe -Ionen pro Ionenpaket nachgewiesen

werden. Bei größerer zeitlicher Ausdehnung des Ionenpakets liegen die kleinsten meßbaren Intensitäten entsprechend niedriger. Es sei noch daraufhingewiesen, daß dieser Detektortyp als einziger die Möglichkeit bietet, den Strahl bei der schnellen Extraktion zu diagnostizieren, wie es etwa für einige Experimente am ESR nötig sein wird.

Da die gemessenen Stromprofile mit den theoretisch berechneten Energieverlust der Ionenstrahlen im Detektor skalieren, könnten diese für Absolutintensitäts-Messungen von Ionenstrahlen aller Ordnungszahlen und Energien verwendet werden.

3.3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau war in zwei wesentliche Abschnitte unterteilt. Zunächst wurde eine vorbereitende und darauf eine systematische Messung der Produktionswirkungsquerschnitte durchgeführt. In der vorbereitenden Messung wurde mit dem Primärstrahl (^{86}Kr) bei abgeschwächter Intensität der SEETRAM kalibriert, ionenoptische Daten aufgenommen und die $B\rho$ -TOF- ΔE -Methode zur Isotopenidentifikation (siehe Kapitel 4.1) geeicht. Ziel der systematischen Messung war einen möglichst großen Z - und A -Bereich der Fragmente sowie den gesamten, d.h. nicht nur die Maxima, sondern auch die Flanken der Verteilungen der Produktionswirkungsquerschnitte zu erfassen. Dies wurde durch Variation der $B\rho$ -Werte über einen weiten Bereich realisiert.

Es wurde ein 500 MeV/u ^{86}Kr -Strahl mit einer maximalen Intensität von $2 \cdot 10^7$ Ionen pro Strahlpuls verwendet. Der Strahlpuls hatte ungefähr eine Länge von etwa 600 ms und wurde im Abstand von zwei Sekunden aus dem Schwerionensynchrotron SIS extrahiert. Es bestand die Möglichkeit die Strahlintensität durch ionenoptische Elemente im Transferkanal vom UNILAC zum SIS abzuschwächen.

3.3.1 Kalibrierung des SEETRAM's

Um Fragmentationswirkungsquerschnitte absolut zu messen, ist es notwendig, die Fragmentenzählrate auf die Gesamtzahl der Primärionen, die auf das Produktionstarget treffen, zu beziehen. Diese Aufgabe erfüllt in dem hier beschriebenen Experiment der SEETRAM, der unmittelbar vor dem eigentlichen Experiment mittels einem direkt hinter dem SEETRAM angebrachten Plastiksintillator bei abgeschwächter Strahlintensität geeicht wurde. In Abb. 3.10 wird das Ergebnis der Eichung für den 500 MeV/u ^{86}Kr -Strahl gezeigt, wobei die Strahlintensität variiert wurde. Daraus ergibt sich für die Strahlenergie von 500 MeV/u , daß eine mit dem SEETRAM gemessene Ladung 938 ^{86}Kr -Ionen entspricht.

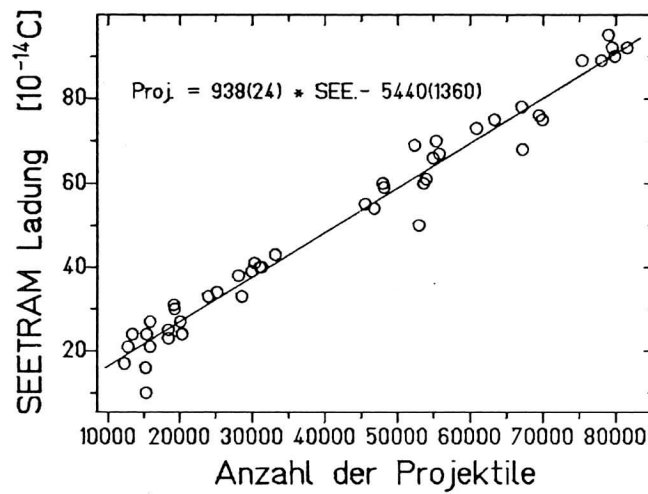


Abbildung 3.10: Ladungen des SEETRAM-Detektors aufgetragen gegen die Zählrate eines Plastiksintillators, der sich unmittelbar hinter dem SEETRAM befand. Die durchgezogene Kurve stellt die beste lineare Anpassung an die Meßwerte (offene Kreise) dar.

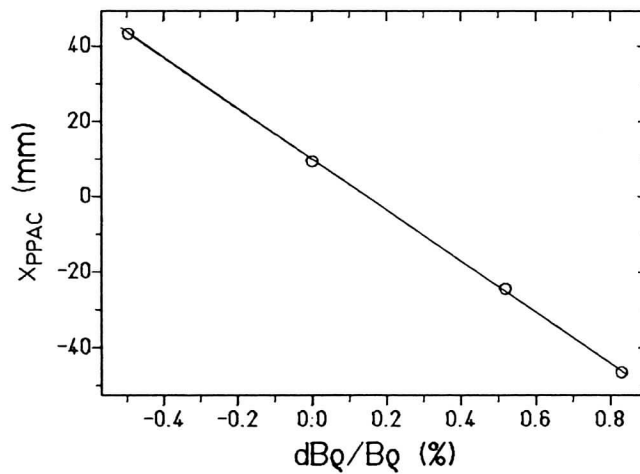


Abbildung 3.11: Mit Hilfe des PPAC bestimmter Ort des Primärstrahls als Funktion der relativen $B\rho$ -Variation (offene Kreise). Die gerade Linie resultiert aus einem Fit an die Meßdaten.

3.3.2 Strahljustage, Ionenoptik und Detektortests

Die ^{86}Kr -Strahlposition und Emittanz am Target wurden mit zwei ortsempfindlichen Strahldiagnose-Detektoren überprüft. Der erste Dipol war ausgeschaltet um das Detektorsystem des FRS vor der maximalen Intensität des Primärstrahls zu schützen. Es konnte so eine Fokussierung des Strahls auf dem Target von $\text{FWHM}_X=3\text{mm}$ und $\text{FWHM}_Y=5\text{mm}$

erzielt werden.

Bei herausgezogenen Strahldiagnose-Detektoren und reduzierter Strahlintensität wurde der Strahl nun sukzessive mit Hilfe der MWPCs vom Target bis zum Endfokus auf die Sollbahn zentriert. Danach wurden die Magnetwerte der Dipole und Quadropole gespeichert und dienten so als Referenz zum Skalieren der Magnete für weitere Messungen. Zur Bestimmung der Dispersion des FRS am Zwischenfokus und zur Ortseichung des PPAC's wurden die zwei MWPC's an dieser Stelle in den Strahl gefahren und die $B\rho$ -Werte der ersten Dipolstufe nacheinander um -0,5%, 0,0%, 0,5% und 0,8% variiert. Mit Hilfe der bekannten Abstände zwischen den einjustierten MWPC's und dem PPAC konnte mit dem Strahlensatz der Ort des Strahls am PPAC errechnet und somit dieser geeicht werden. Der Auftreffort des Strahls am PPAC änderte sich nahezu linear mit der relativen $B\rho$ -Variation. Diese als Dispersion bezeichnete Änderung konnte durch eine lineare Anpassung an die Messwerte zu $D = -67,3 \pm 1,0 \text{ mm}/\%$ bestimmt werden (siehe Abb. 3.11).

Der Energieverlust eines Ions in der MUSIC ist proportional zum Quadrat der Kernladungszahl Z , ist aber auch eine Funktion der Geschwindigkeit. Um den letztgenannten funktionalen Zusammenhang zu erhalten, wurde die Strahlgeschwindigkeit mit vier verschiedener Targetdicken variiert. Die so erhaltenen vier Datenpunkte wurden mit einem Polynom 3. Grades angepaßt. Ziel einer weiteren Teilmessung war die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aller zur Isotopenidentifikation nötigen Detektoren (PPAC, MUSIC und Szintillator am Endfokus). Dazu wurde ein 5 mm dicker Plaztikszintillator, der in dieser Messung auch als Trigger für das Datenaufnahmesystem agierte, im Targetbereich eingefahren. Dessen Zählrate wurde dann mit der ^{86}Kr -Zählrate der übrigen Detektoren verglichen, so daß sich nach Totzeitkorrekturen und Berücksichtigung von Sekundärreaktionsverlusten eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon = 94,2\%$ ergab. Dabei sollte man aber bedenken, daß dies nur eine obere Abschätzung der Detektoreffizienz sein kann, da in dieser Messung der Primärstrahl auf die Mitte der Detektoren zentriert war. Für Fragmente, die am Rande der Detektoren nachgewiesen werden und meist eine niedrigere Kernladungszahl Z besitzen, kann die Nachweiswahrscheinlichkeit den oben angegebene Wert unterschreiten.

3.3.3 Systematische Messung der Produktionswirkungsquerschnitte

Während der Messung der Produktionswirkungsquerschnitte waren alle Strahldiagnose-Detektoren und MWPC's aus dem Strahl gefahren. Standardtrigger für die Datenaufnahme war der Szintillator am Endfokus. Um die Totzeit des Datenaufnahmesystems niedrig zu halten, wurde die Strahlintensität so geregelt, daß die Triggerrate etwa ei-

$\Delta B\rho/B\rho_0$	Target	$I_{SEETRAM}$	t_{acq}
+3,0%	187 mg/cm ² Be	$3,6 \cdot 10^6$	67,5%
+3,0%	260 mg/cm ² Ta	$2,1 \cdot 10^6$	92,0%
+4,5%	187 mg/cm ² Be	$7,4 \cdot 10^6$	86,8%
+6,0%	187 mg/cm ² Be	$1,7 \cdot 10^7$	98,8%
+7,5%	187 mg/cm ² Be	$2,7 \cdot 10^7$	86,8%
+9,0%	187 mg/cm ² Be	$3,7 \cdot 10^7$	88,7%
+9,0%	260 mg/cm ² Ta	$3,8 \cdot 10^7$	60,1%
+7,5%	260 mg/cm ² Ta	$1,9 \cdot 10^7$	43,2%
+10,5%	187 mg/cm ² Be	$4,1 \cdot 10^7$	52,0%
-3,0%	187 mg/cm ² Be	$1,6 \cdot 10^5$	61,0%
-3,0%	247 mg/cm ² Cu	$1,2 \cdot 10^6$	69,7%
-4,5%	187 mg/cm ² Be	$3,4 \cdot 10^5$	67,0%
-6,0%	187 mg/cm ² Be	$3,6 \cdot 10^5$	60,4%
-7,5%	187 mg/cm ² Be	$2,0 \cdot 10^5$	63,3%
-7,5%	247 mg/cm ² Cu	$1,3 \cdot 10^6$	53,4%
-9,0%	187 mg/cm ² Be	$3,4 \cdot 10^5$	63,9%
-10,5%	187 mg/cm ² Be	$4,6 \cdot 10^5$	64,2%
-12,0%	187 mg/cm ² Be	$4,8 \cdot 10^5$	71,1%
-12,0%	247 mg/cm ² Cu	$3,9 \cdot 10^6$	58,1%
-13,5%	187 mg/cm ² Be	$4,0 \cdot 10^5$	56,4%
-15,0%	187 mg/cm ² Be	$1,7 \cdot 10^6$	69,0%
-16,5%	187 mg/cm ² Be	$2,3 \cdot 10^6$	60,0%
-16,5%	247 mg/cm ² Cu	$7,2 \cdot 10^6$	51,0%
-18,0%	187 mg/cm ² Be	$4,7 \cdot 10^6$	68,0%
-19,5%	187 mg/cm ² Be	$1,4 \cdot 10^7$	51,0%
-21,0%	187 mg/cm ² Be	$1,8 \cdot 10^7$	75,0%
-21,0%	187 mg/cm ² Cu	$5,5 \cdot 10^6$	60,6%
+11,0%	2011 mg/cm ² Be	$1,5 \cdot 10^8$	59,7%

Tabelle 3.2: ($\Delta B\rho/B\rho_0$) ist die gewählte magnetischen Steifigkeit und bezieht sich auf die Einstellung für den zentrierten Primärstrahl mit einem 187 mg/cm² dicken Beryllium-Target. $I_{SEETRAM}$ ist die SEETRAM-Zählrate integriert, über die Meßzeit der jeweiligen $B\rho$ -Einstellung. Die Datenaufnahmezeit t_{acq} errechnet sich aus der Triggerrate und aus der Ereignisrate, die tatsächlich auf Magnetband gespeichert wird.

nige Hundert pro Sekunde betrug. Eine Reduzierung der Strahlintensität war vor allem für $B\rho$ -Einstellungen für Fragmente mit hohen Produktionswirkungsquerschnitten nötig. Um das Detektorsystem vor Beschädigung durch den intensiven ^{86}Kr -Primärstrahl zu schützen, wurde während dem Einstellen neuer Magnetwerte generell die Strahlintensität und zusätzlich die Schlitze zwischen erstem und zweitem Dipol geschlossen. Die $B\rho$ -Schrittweite wurde so gewählt, daß sich innerhalb der FRS-Impulsakzeptanz die benachbarten $B\rho$ -Bereiche überlappten. Es war damit gewährleistet, daß man ein Isotop in mindestens zwei $B\rho$ -Einstellungen identifizieren konnte. Damit gestreute Fragmente oder Projektile nicht die zweite Stufe des FRS erreichten, wurden die Schlitze am Zwischenfokus auf ± 7 cm in der Ablenkebene eingestellt.

Tabelle 3.2 zeigt die durchgeführte Messung der Fragmentationswirkungsquerschnitte. Zuerst wurden Fragmente vermessen, die magnetisch steifer sind als ^{86}Kr (neutronenreiche Isotope), und dann solche, deren $B\rho$ -Werte unter dem des Primärstrahls liegen (neutronenarme Isotope). In einer letzten Einstellung wurde versucht, neue neutronenreiche Isotope zu produzieren und zu identifizieren. Die relativen Änderungen der magnetischen Steifigkeit $\Delta B\rho/B\rho_0$ beziehen sich auf die Tabelle 3.2 angegebenen Einstellung des zentrierten Primärstrahls unter Verwendung des 187 mg/cm^2 dicken Beryllium-Target: $B\rho_{0,1}$ der ersten Dipolstufe = 8.594 Tm ; $B\rho_{0,2}$ der zweiten Dipolstufe = 8.549 Tm . Die $\Delta B\rho/B\rho_0$ -Einstellungen 0% und $\pm 1,5\%$ mußten aus obengenannten experimentellen Gründen vermieden werden. Die tabellierte Datenaufnahmezeit t_{acq} errechnet sich aus der Triggerrate und aus der Ereignisrate, die tatsächlich auf Magnetband gespeichert wird. Um die gesamte Anzahl der ^{86}Kr -Ionen zu ermitteln, die während dieser Einstellung auf das Target getroffen sind, muß man die in der Tabelle aufgeführten SEETRAM-Ladungen $I_{SEETRAM}$ mit dem Kalibrierungsfaktor $m=938$ multiplizieren.

Kapitel 4

Isotopenidentifikation

4.1 Die $B\rho$ -TOF- ΔE -Methode zur Isotopenidentifikation

Die Isotopenidentifikation basiert auf einer Kombinationsmessung bestehend aus der magnetischen Steifigkeit $B\rho$, der Flugzeit TOF und dem atomaren Energieverlust ΔE . Diese Parameter wurden simultan für jedes Ion gemessen, das den FRS und die dazugehörigen Detektoren passiert hat. Die TOF wurde mittels der Parallelplattenkammer PPAC am FRS-Zwischenfokus und des Szintillators am Endfokus bestimmt. Beide Detektoren waren in der dispersiven Ebene ortsauflösend. Der Energieverlust ΔE wurde mit der Ionisationskammer MUSIC gemessen, die am FRS-Endfokus installiert war. Um diese Isotopenidentifikationsmethode zu eichen, wurde die Energie des Primärstrahls variiert, indem man Messungen mit Targets verschiedener Dicke durchführte.

Die relativistische Bethe-Formel besagt, daß der spezifische Energieverlust dE proportional zu Z^2/v^2 ist. Z ist die Kernladungszahl des Projektils und v^2 dessen Geschwindigkeit:

$$dE \sim \frac{Z^2}{v^2}. \quad (4.1)$$

Die deponierte Energie ΔE eines Projektils, welches das Detektorgas durchquert, hat wird durch folgende Beziehung angepaßt:

$$\Delta E = a + \frac{Z^2}{f(\gamma)}, \quad (4.2)$$

wobei ΔE der über die 4 Anoden der MUSIC gemittelte Rohdatenwert ist. Mit der Magneteeinstellung $\Delta B\rho/B\rho_0 = -21\%$ und dem 187 mg/cm^2 dicken Beryllium-Target sind im

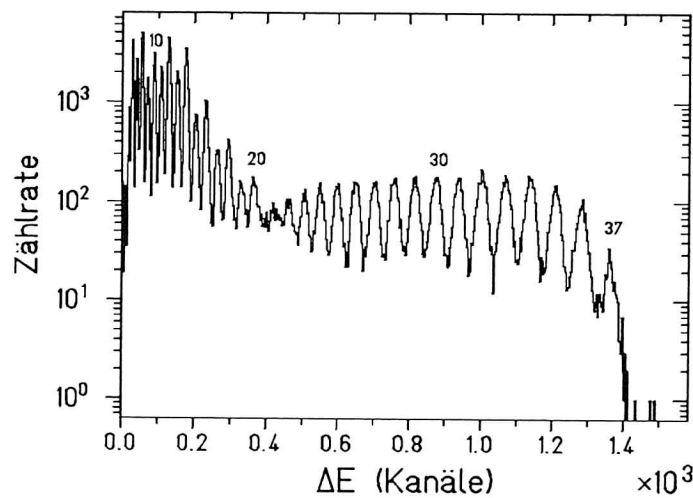


Abbildung 4.1: Spektrum der deponierten Energie ΔE in der Ionisationskammer MUSIC für Isotope mit $A/Z=2$.

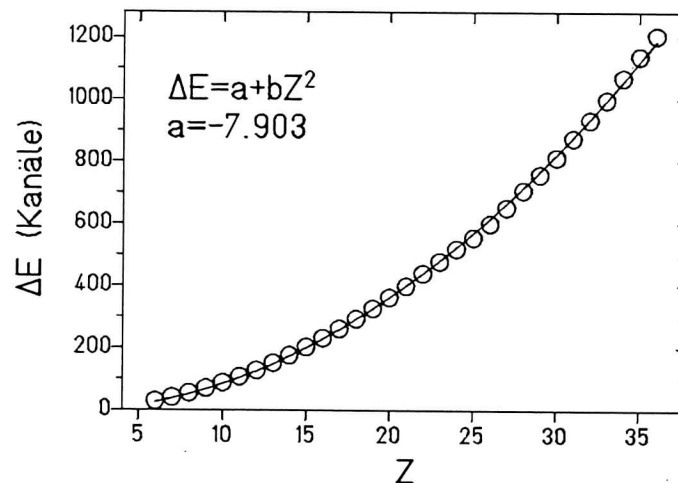


Abbildung 4.2: Zuordnung zwischen der deponierten Energie ΔE und der Kernladungszahl Z für Isotope mit $A/Z=2$ (offene Kreise). Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der Funktion $\Delta E(Z) = a + bZ^2$ an die Meßpunkte.

zweidimensionalen Rohspektrum $\Delta E - TOF_R$ die Isotope mit $A/Z=2$ leicht als eine Linie konstanter Flugzeit zuerkennen. Projiziert man diese Isotope auf die ΔE -Achse, erhält man Abb. 4.1. Den Schwerpunkten der Einzellinien läßt sich sowohl durch den bekannten Ungerade-Gerade-Effekt als auch durch Bezug auf die höchst mögliche Kernladung, d.h. $Z = 37$ (^{74}Rb), eine Elementzuordnung durchführen. Diese Zuordnung zwischen der Kernladungszahl Z und den Rohdaten des Energieverlustes ΔE ist in Abb. 4.2 dargestellt.

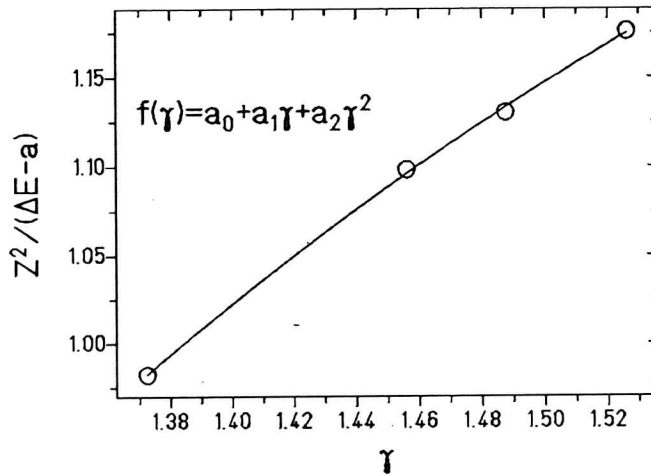


Abbildung 4.3: Funktionaler Zusammenhang zwischen der in der MUSIC deponierten Energie ΔE und dem relativistischen Geschwindigkeitsparameter γ . Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung eines Polynoms 2. Grades an die Meßpunkte (offene Kreise).

Da diese Isotope annähernd die gleiche Geschwindigkeit besitzen, wurden die Meßpunkte mit der Funktion $\Delta E(Z) = a + b \cdot Z^2$ angepaßt und so der Schwellenwert a ($= -7.89$) bestimmt. Um den funktionellen Zusammenhang zwischen der deponierten Energie ΔE und dem relativistischen Geschwindigkeitsparameter γ zu bestimmen, wird, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, ΔE bzw. γ des Primärstrahls bei vier verschiedenen Energien gemessen. Abb. 4.3 zeigt das Ergebnis dieser Messung und die Anpassung der Meßpunkte mit einem Polynom 2. Grades.

Die Anpassung konvergiert für die Werte $a_0 = -3,685$, $a_1 = 5,326$ und $a_2 = -1,436$. Zur Bestimmung der Kernladungszahl Z benötigt man also eine zusätzliche Information über die Geschwindigkeit des gewünschten Fragments,

$$Z(\Delta E, \gamma) = \sqrt{(\Delta E - a)f(\gamma)} \quad (4.3)$$

Wenn man die Flugstrecke zwischen PPAC und dem Szintillator am Endfokus kennt, kann man die Geschwindigkeit bzw. γ durch die Flugzeitmessung TOF zwischen diesen beiden Detektoren erhalten. Die Flugstrecke zwischen und in den Dipolen 3 und 4 war aus früheren Messung bekannt und die Strecken zwischen PPAC und Anfang Dipol 3 bzw. zwischen Ende Dipol 4 und dem Szintillator wurden vermessen, so daß sich eine Gesamtflugstrecke von $l_0 = 34,23$ m ergab. Die TOF-Rohdaten konnten nun mit den vier verschiedenen Strahlenergien kalibriert, d.h. in ns umgerechnet werden (siehe Abb. 4.4).

Um ein Isotop vollständig zu identifizieren, muß man außer dessen Kernladungszahl Z

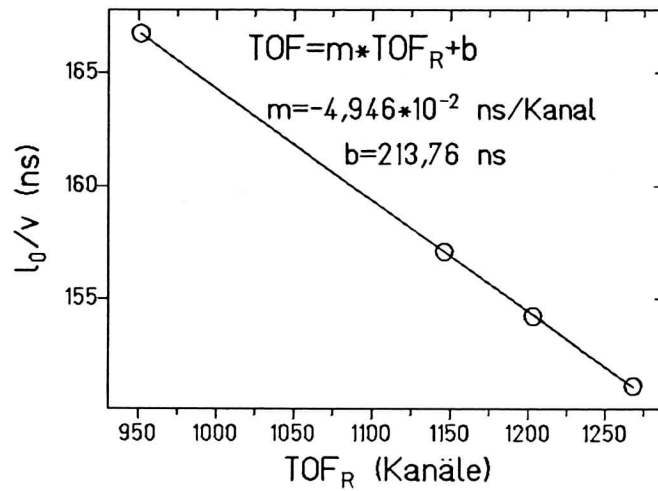


Abbildung 4.4: Flugzeitkalibrierung: Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der Funktion $m \cdot TOF_R + b$ an die für vier verschiedene Strahlenergien gemessene Flugzeiten $TOF = l_0/v$ (offene Kreise).

auch die Massenzahl A , oder das Verhältnis A/Z messen. Die Bestimmung von A/Z läßt sich aus einer Kombinationsmessung der magnetischen Steifigkeit $B\rho$ und der Flugzeit TOF bzw. aus der Geschwindigkeit erreichen.

$$B\rho = \frac{A}{Z} \cdot v \cdot \gamma, \quad (4.4)$$

$$\rho \simeq \rho_0 \cdot \left(1 + \frac{x_2}{D_2}\right), \quad (4.5)$$

$$\Rightarrow \frac{A}{Q} = \frac{\overline{B\rho_2}}{v\gamma} \cdot \left(1 + \frac{x_2}{D_2}\right). \quad (4.6)$$

Die magnetische Feldstärke B der Dipole der zweiten Stufe des FRS's wurde mit zuvor geeichten Hall-Sonden gemessen. Die Sollbahnradien der Dipole 3 und 4 waren in früheren ionenoptischen Experimenten bestimmt worden ($\rho_{03} = 11.40$ m und $\rho_{04} = 11.40$ m). Die mittlere magnetische Steifigkeit $\overline{B\rho_0}$ der zweiten Dipolstufe wird wie folgt ermittelt:

$$\overline{B\rho_2} = (B_3\rho_{03} + B_4\rho_{04})/2. \quad (4.7)$$

Der Ort in der Ablenkebene am Zwischenfokus x_2 wurde mit dem PPAC gemessen ($\Delta x = 2,5$ mm) und die zuvor bestimmte Dispersion D_2 am Zwischenfokus betrug 6.73 cm pro % Änderung der magnetischen Steifigkeit. Die Ortsmessung am Endfokus wurde

in der hier beschriebenen Identifikationsmethode nicht berücksichtigt, da aufgrund der geringen Materiedicke am Zwischenfokus die Achromasie des Separators in erster Näherung erhalten blieb.

Für die Flugzeitauflösung, gemessen mit dem Primärstrahl, ergab sich $\Delta TOF = 290$ ps FWHM. Die Auflösung für die Kernladungszahl Z , ermittelt aus der Halbwertsbreite und dem Abstand zwischen zwei benachbarten Linien, $\Delta Z = FWHM_{Z_1} / (Z_2 - Z_1)$, war besser als 0,3 Ladungseinheiten.

4.2 Überprüfung der Isotopenidentifikation

Mit Hilfe der Gleichungen (4.3) und (4.6) kann man aus der Messung der magnetischen Steifigkeit $B\rho$, der Flugzeit TOF und der in der MUSIC deponierten Energie ΔE die Projektilfragmente im Fluge identifizieren:

$$\Rightarrow N = \left(\frac{A}{Q} - 1\right) \cdot Z. \quad (4.8)$$

Das Ergebnis dieser Zuordnung ist in Abb. 4.5 graphisch als Nuklidkarte dargestellt. Sie ist nur korrekt für Isotope, die vollständig von ihren Hüllenelektronen befreit sind, d.h. Isotope deren Ionenladung gleich der Kernladungszahl ist ($Q = Z$). Wasserstoffähnliche Isotope ($Q = Z - 1$) erscheinen bei dieser Identifikation mit zu hoher Neutronenzahl N . Betrachtet man z.B. den wasserstoffähnlichen Primärstrahl ${}^{86}\text{Kr}^{35+}$, dann erscheint dieser im Bild der Nuklidkarte bei der korrekten Kernladungszahl $Z = 36$, jedoch bei einer zu hohen Neutronenzahl $N = (86/35 - 1) \cdot 36 \simeq 52,5$. Dieser die Isotopenidentifikation störende Effekt wird im folgenden Kapitel quantitativ abgeschätzt.

Daß für die Isotope ${}^9\text{B}$ und ${}^{16}\text{F}$ in Abb. 4.5 keine Zählrate gemessen wird, bestätigt die Richtigkeit der angewandten Identifikationsmethode. Diese Isotope werden zwar als Projektilfragmente im Target erzeugt, sind aber gegen spontane Teilchenemission instabil, d.h. sie zerfallen nach etwa 10^{-20} s, während die mittlere Flugzeit der Fragmente des 500 MeV/u ${}^{86}\text{Kr}$ -Strahls durch den FRS 300 ns beträgt. D.h. die Isotope ${}^9\text{B}$ und ${}^{16}\text{F}$ zerfallen bereits im Target und erreichen nicht die Identifikationsdetektoren. Abb. 4.5 zeigt eine Auflösung für die Protonenzahl Z und für die Neutronenzahl N , die eine sehr gute Zuordnung zwischen gemessenen Ereignissen und Isotopen zuläßt.

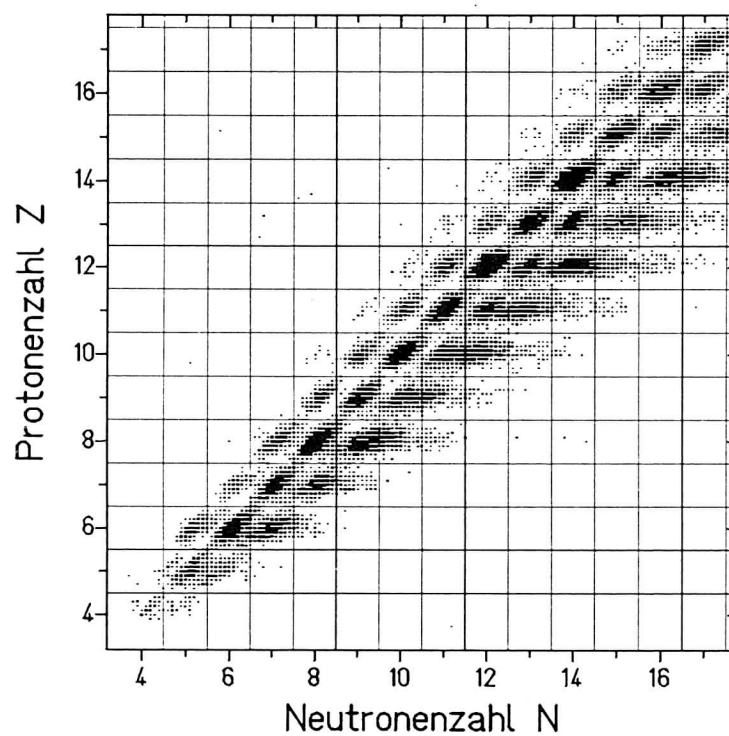


Abbildung 4.5: Zweidimensionaler Clusterplot der Zählrate für die Einstellung $\Delta B\rho/B\rho_0=-21\%$ und dem 187 mg/cm^2 dicken Beryllium-Target dargestellt als Nuklidkarte, die durch die beschriebene $B\rho$ -TOF- ΔE -Methode zur Isotopenidentifikation erhalten wurde. Man beachte, daß für die Isotope ${}^9\text{B}$ und ${}^{16}\text{F}$ kein Ereignis nachgewiesen wurde.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Identifikation neuer neutronenreicher Isotope der Elemente Scandium bis Nickel

Mit der Absicht, neue neutronenreiche Isotope zu produzieren und zu identifizieren, wurde in einer Teilmessung das 2 g/cm^2 dicke Beryllium-Target in den Strahl gefahren. Die erste Hälfte des FRS wurde auf die magnetische Steifigkeit von $8,766 \text{ Tm}$ eingestellt, so daß sich eine optimale Transmission für Fragmente mit $A/Z=2,65$ (z.B. ^{71}Co) ergab. Aufgrund eines geringen Energieverlustes in den Edelstahlfenstern des PPAC ($2 \cdot 100 \mu\text{m}$) am Zwischenfokus S2 betrug die magnetische Steifigkeit des zweiten Teils des FRS $0,638 \%$ weniger als die der ersten. Die integrale Meßzeit für dieses Experiment betrug etwa vier Stunden.

Mit Hilfe der $B\rho$ -TOF- ΔE -Methode kann man, wie in Kapitel 4.1 gezeigt, für alle gemessenen Ereignissen eine eindeutige Isotopenzuordnung durchführen. Setzt man in der N-Z-Darstellung Fenster auf Ereignisse, die die gleiche Kernladungszahl besitzen, und projiziert man diese auf die Achse der Neutronenzahl, dann erhält man Ausbeuteverteilungen, wie sie z.B. für die Elemente $Z=21$ bis $Z=28$ in Abb. 5.1 graphisch dargestellt sind. Abb. 5.1 zeigt den eindeutigen Beweis für die Produktion der neuen neutronenreichen Isotope ^{58}Ti , ^{61}V , ^{63}Cr , ^{66}Mn , ^{69}Fe und ^{71}Co und eine Andeutung für die Produktion von ^{64}Cr , ^{72}Co und ^{75}Ni [Webe92]. Die letztgenannte Einschränkung muß trotz des extrem niedrigen Untergrund gemacht werden. Es sollte in diesem Zusammenhang erwähnt werden, daß bereits ein vorläufiger experimenteller Hinweis auf die Existenz dieser Isotope in einem internen GANIL-Report gegeben wurde [Zhan88]. Nach Beendigung des hier beschriebenen Experiments wurden die oben aufgeführten Isotope nochmals in einer $60 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + \text{Ni}$ Reaktion identifiziert [Lewi91]. Weitere Nickelisotope bis zu ^{74}Ni wurden außerdem als Spaltprodukte beobachtet [Armb87].

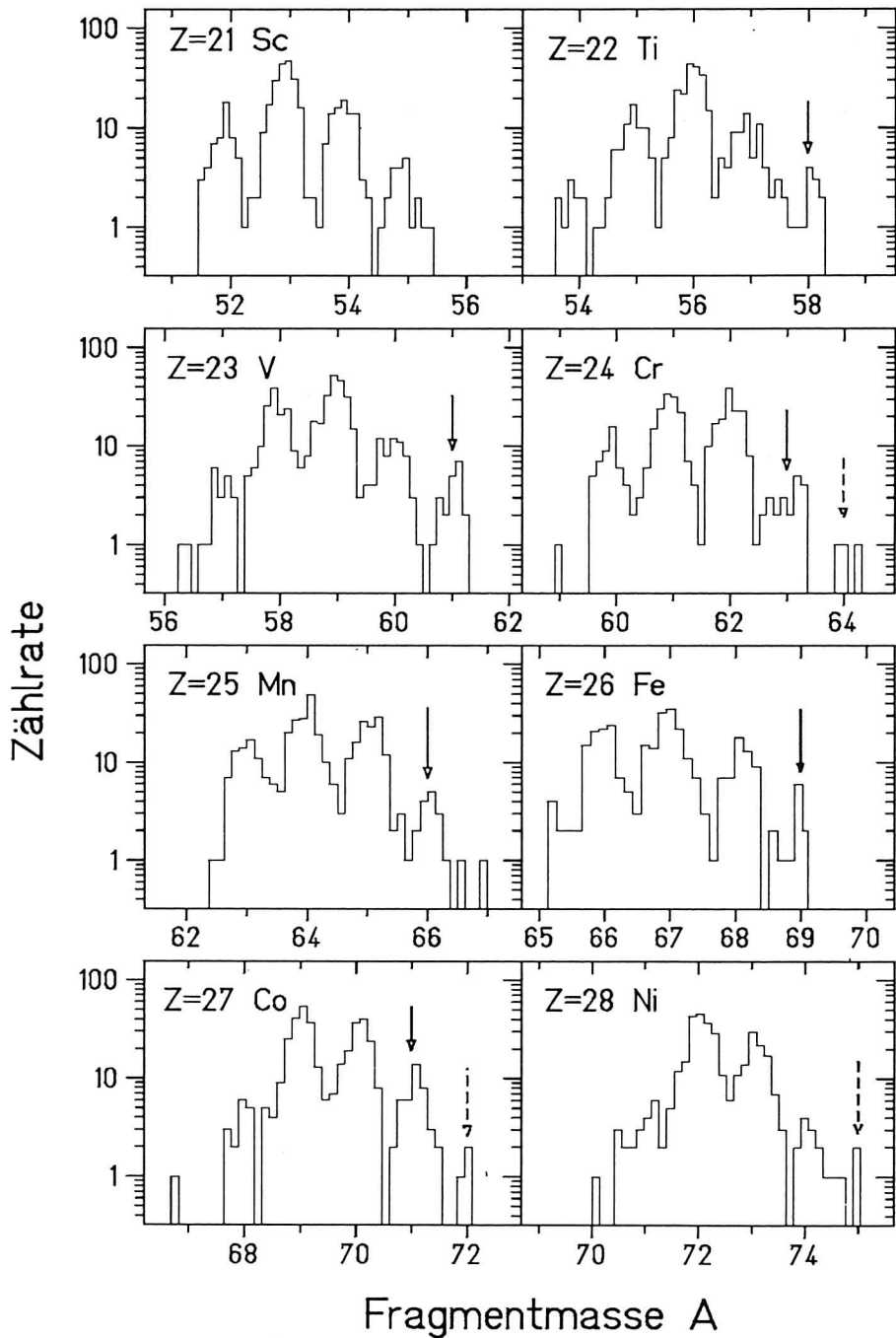


Abbildung 5.1: Ausbeuteverteilungen der sehr neutronenreichen Isotope zwischen Scandium (Z=21) und Nickel (Z=28). Die in dieser Arbeit eindeutig identifizierten neue Isotope sind mit durchgezogenen Pfeilen, die vorläufig nachgewiesenen mit gestrichelten Pfeilen markiert.

Für die Isotopenidentifikation wurde vorausgesetzt, daß alle Fragmente völlig ionisiert sind. Die Kontamination aufgrund unvollständig gestrippter Fragmente spielt vor allem auf der neutronenreichen Seite eine Rolle (siehe Kapitel 4.2). Wasserstoffähnliche Fragmente mit einem hohen Produktionswirkungsquerschnitt überdecken schwerere Isotope mit geringerem Wirkungsquerschnitt. Daß dieser Kontaminationseffekt im Fall der 500 MeV/u ^{86}Kr -Fragmentation trotzdem vernachlässigbar ist, wurde rechnerisch verifiziert. Diese Rechnung stützt sich auf (i) bereits am FRS gemachte Messungen von Ionenladungszuständen, die mit Modellrechnungen verglichen wurden [Geis92, Stoe91], und (ii) auf Produktionswirkungsquerschnitts- und Transmissionsbetrachtungen. Z.B. ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein ^{63}Mn -Fragment nach Durchgang durch das 2 g/cm² dicke Beryllium-Target wasserstoffähnlich vorliegt, nur $4,9 \cdot 10^{-4}$. Die Materie am Zwischenfokus, die im wesentlichen aus den Edelstahl-Fenstern des PPAC besteht, dient als sogenannter „Re-Stripper“: Die Wahrscheinlichkeit, daß ein wasserstoffähnliches $^{63}\text{Mn}^{24+}$ beim Durchdringen dieser Materieschicht keine Ionenladungsänderung erfährt, ist etwa $1,9 \cdot 10^{-4}$. Aus diesen beiden Werten ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß ein $^{63}\text{Mn}^{24+}$ den Endfokus des FRS's erreicht, zu weniger als $1 \cdot 10^{-7}$. Mit einem mit EPAX berechneten Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma = 2,1 \text{ mb}$ für ein ^{63}Mn -Fragment würde man daher für das $^{63}\text{Mn}^{24+}$ eine Zählrate von 1 pro 500 Stunden erwarten, die vernachlässigbar ist gegenüber der gemessenen Rate für das völlig ionisierte $^{66}\text{Mn}^{25+}$ von 16 Ereignissen pro 4 Stunden. Dieser Rechnung folgend nimmt der Kontaminationseffekt mit steigender Kernladungszahl Z zu. So wird eine Überlebenswahrscheinlichkeit des wasserstoffähnlichen $^{58}\text{V}^{22+}$ von $5,8 \cdot 10^{-8}$ und des wasserstoffähnlichen Primärstrahls $^{86}\text{Kr}^{35+}$ von $2,1 \cdot 10^{-6}$ errechnet. Letztgenannten Wert konnte aufgrund der großen Strahlintensität des Primärstrahls in einer Teilmessung experimentell verifiziert werden.

5.2 Produktionswirkungsquerschnitte

5.2.1 Experimentelle Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte

Aus der Anzahl der Ereignisse eines identifizierten Projektilfragments, das am Endfokus des FRS gemessen wurde, lassen sich Produktionswirkungsquerschnitte bestimmen. Die Anzahl n_f des Fragments, klassifiziert durch die Kernladungszahl Z und die Neutronenzahl N , das im Target aus n_p Projektilen produziert wird und nicht durch sekundäre Kernreaktion entstanden ist, errechnet sich nach folgender Beziehung:

$$\frac{n_f}{n_p} = \sigma \cdot \frac{N_A}{M_t} \cdot \frac{(e^{-\mu_p t} - e^{-\mu_f t})}{\mu_f - \mu_p}. \quad (5.1)$$

Dabei ist σ der Produktionswirkungsquerschnitt für das betrachtete Fragment, N_A die Avogadrokonstante, $M_t = A_t \cdot 1 \text{ g/mol}$ das Atomgewicht der Targetatome und t die Targetdicke in g/cm^2 . Die Absorptionskoeffizienten μ_p und μ_f für Projektil und Fragment sind folgendermaßen definiert:

$$\mu = \frac{N_A}{M_t} (\sigma_{NUC} + \sigma_{ED}). \quad (5.2)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Kernreaktion (σ_{NUC}) [Kox84] liegt für 500 MeV/u ^{86}Kr -Projektilen deutlich über dem für die elektromagnetische Dissoziation (σ_{ED}) [Mezi86]: σ_{NUC}/σ_{ED} beträgt 360, 24 und 6 für das Beryllium-, Kupfer- und Tantal-Target. Ersetzt man den letzten Quotienten in Gleichung (5.1) durch eine effektive Targetdicke t_{eff} , dann erhält man für den Produktionswirkungsquerschnitt des ausgewählten Fragments die Gleichung:

$$\sigma = \frac{n_f}{n_p} \cdot \frac{M_t}{N_A} \cdot \frac{1}{t_{eff}}. \quad (5.3)$$

Für ein dünnes Target gilt in guter Näherung $t \simeq t_{eff}$. Dies trifft auf die zum Einsatz gekommenen Targets (187 mg/cm^2 Beryllium, 247 mg/cm^2 Kupfer und 260 mg/cm^2 Tantal) zu. Nur für das 2 g/cm^2 dicke Beryllium-Target ergibt sich für die effektive Targetdicke t_{eff} je nach betrachtetem Fragment ein Wert zwischen 80% bis 75% der tatsächlichen Targetdicke.

Um die am Target produzierte Anzahl von Projektilfragmenten n_f aus der am Endfokus gemessene Anzahl n_{f0} zu erhalten, sind folgenden Korrekturen durchzuführen:

$$n_f = \frac{n_{f0}}{Tr \cdot \epsilon \cdot t_{acq}}. \quad (5.4)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems ϵ beträgt 94,2% (siehe Kapitel 3.3.2) und die Datenaufnahmezeit t_{acq} liegt je nach $B\rho$ -Einstellung (siehe Tabelle 3.2) zwischen 43% und 99%. Die Transmission Tr eines Fragments durch den FRS wurde mit dem ionenoptischen Monte-Carlo-Programm MOCADI [Schw91] berechnet. Typische errechnete Transmissionen für Fragmente nahe dem Projektil betragen etwa 90%, für Fragmente mit halber Projektilmasse 50% und für die sehr leichten Fragmente 20% und weniger. Hierbei sei erwähnt, daß ein Fragment bei mindestens drei Einstellungen der magnetischen Steifigkeit den Endfokus erreicht. Es wurde aber nur diejenige Zählrate n_{f0} für

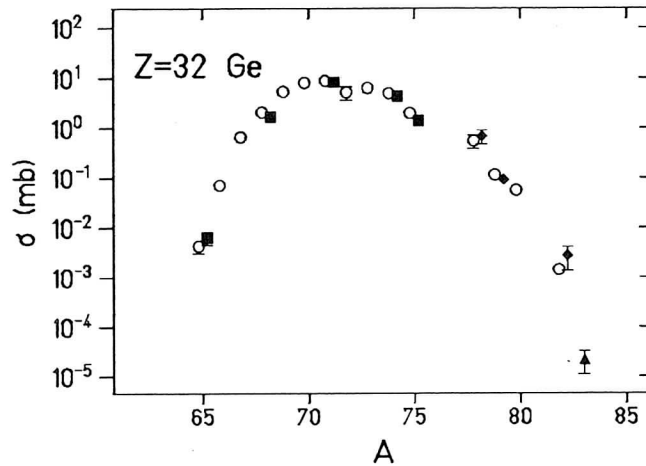


Abbildung 5.2: Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Germanium-Isotope, die in der 500 MeV/u ^{86}Kr -Fragmentation produziert wurden. Die offene Kreise wurden mit dem 187 mg/cm² Beryllium-, die vollen Dreiecke mit dem 2011 mg/cm² Beryllium-, die vollen Rauten mit dem 247 mg/cm² Kupfer- und die vollen Vierecke mit dem 280 mg/cm² Tantal-Target gemessen.

die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnittes benutzt, bei der die Transmission optimal war. Mit Gleichung (5.3) ergibt sich für die mit dünnen Targets gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte:

$$\sigma \simeq \frac{1}{Tr \cdot \epsilon \cdot t_{acq}} \cdot \frac{n_{f0}}{n_p} \cdot \frac{M_t}{N_A \cdot t} \quad (5.5)$$

Die Anzahl der Fragmente am Endfokus des FRS n_{f0} erhält man, indem man ein Fenster auf das gewünschte Nuklid in der zweidimensionalen Darstellung setzt (siehe Abb. 4.5) und die Zahl der Ereignisse in diesem Fenster bestimmt. Die Anzahl der im Meßintervall auf das Target treffenden Projektile n_p wurde ermittelt, indem die SEETRAM-Zählrate pro Ionenpaket über die Meßzeit der eingestellten $B\rho$ -Einstellung akkumuliert und die erhaltene Anzahl mit dem zuvor bestimmten SEETRAM-Eichfaktor multipliziert wurde.

5.2.2 Fehlerabschätzung der Produktionswirkungsquerschnitte

Die statistischen Fehler bei der Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte ergab sich aus der quadratischen Addition der relativen Einzelfehler. Diese Einzelfehler wurden wie folgt abgeschätzt:

- Für die mit MOCADI berechnete Transmission der Fragmente durch den FRS: $\Delta T_r/T_r = 10\%$ für $T_r > 90\%$, $\Delta T_r/T_r = 20\%$ für $90\% \geq T_r > 50\%$ und $\Delta T_r/T_r = 30\%$ für $T_r \leq 50\%$.
- Für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems: $\Delta\epsilon/\epsilon = 6\%$. Die Kapitel 3.3.2 erwähnte Möglichkeit, daß der ϵ -Wert lediglich eine Obergrenze darstellt, ist in dieser Fehlerangabe nicht berücksichtigt.
- Für die mit dem SEETRAM ermittelte Anzahl der Projektile aus dem Eichfehler des Detektors: $\Delta n_p/n_p = 5\%$.
- Für mögliche Sekundärreaktionen der Fragmente im Target und in sonstiger Materie im Strahlengang: $\Delta_{reak} = 2\%$ für die dünnen Targets und $= 20\%$ für das 2011 mg/cm² Beryllium-Target.
- Für den statistischen Fehler der Zählrate: $\Delta n_{f0}/n_{f0}$.

Der Fehler der Totzeitkorrektur wurde aufgrund der hohen Zählrate pro $B\rho$ -Einstellung als vernachlässigbar klein angesehen.

Als ein Beispiel für das Ergebnis der Berechnung und Fehlerabschätzung der Produktionswirkungsquerschnitte ist in Abb. 5.2 die erhaltene Verteilung der Germanium-Isotope dargestellt. Weiter Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 6.1, 6.2, 6.3 und 6.4 graphisch und im Anhang in Tabelle A.1 tabellarisch dargestellt. Wie in Kapitel 6.1.1 gezeigt wird, ergaben sich Hinweise auf einen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte, der wesentlich über den hier diskutierten statistischen Fehler liegt.

5.3 Impulsverteilung

5.3.1 Experimentelle Bestimmung der Impulsverteilungen

Aus der gemessenen Ortsverteilung am Zwischenfokus, aus der magnetischen Steifigkeit und der Zählrate kann die Impulsverteilung eines identifizierten Fragments im Ruhesystems des Projektils errechnet. Es sei erwähnt, daß nur die Komponente des Impulses parallel zur Ausbreitungsrichtung der Strahls, d.h. der longitudinale Impuls, gemeint ist, wenn im weiteren die Rede von einer Impulsverteilung ist. Da die Impulsakzeptanz des FRS auf $\pm 1\%$ beschränkt ist, müssen bei der Berechnung der Impulsverteilung drei Fragmentmassen-Bereiche unterschieden werden:

1. Die Ortsverteilung am Zwischenfokus kann vollständig mit einer $B\rho$ -Einstellung vermessen werden. In dieser Arbeit ist das der Fall für Fragmentmassenzahlen $A > 76$.
2. Man braucht zwei bis vier $B\rho$ -Einstellungen um die Ortsverteilung zu vermessen, $76 \geq A > 50$.
3. Für Fragmentmassen mit $50 \geq A$ braucht man mehr als vier Einstellungen für die magnetische Steifigkeit.

Diese drei Fälle sollen im folgenden diskutiert werden.

1. $A > 76$:

Wegen der für den Zwischenfokus S2 geltenden Dispersionsbeziehung kann man aus der mit dem PPAC gemessenen Ortsverteilung direkt eine Impulsverteilung der Fragmente im Bezugssystem des Projektils rekonstruieren. Dafür wurde für jedes identifizierte Fragment durch eine Bedingung im zweidimensionalen N-Z-Spektrum das jeweilige Positionsspektrum erstellt. Der Impuls im Laborsystem eines Fragments ergibt sich aus Gleichung (4.6):

$$P = Q\overline{B\rho_1} \cdot \left(1 + \frac{x_2}{D_2}\right), \quad (5.6)$$

Die Gesamtenergie E und der 3er-Impuls \vec{p} eines Teilchens mit der Masse m ergeben den 4er-Vektor $p = (E, \vec{p})$. Die Geschwindigkeit eines Teilchen ist $\vec{\beta} = \vec{p}/E$. Wenn man dieses Teilchen von einem System (Projektilsystem) aus betrachtet, das sich mit der Geschwindigkeit $\vec{\beta}_0$ bewegt, ergibt sich gemäß der Lorentz-Transformation:

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_0 & -\gamma_0\beta_0 \\ -\gamma_0\beta_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\parallel} \end{pmatrix}; \quad p'_{\perp} = p_{\perp}, \quad (5.7)$$

wobei $\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}$ und p_{\perp} und p_{\parallel} die Komponenten von \vec{p} senkrecht bzw. parallel zu $\vec{\beta}_0$ sind. Für die von uns betrachteten Komponenten $P = p_{\parallel}$ und $q_{\parallel} = p'_{\parallel}$ ergibt sich aus der Transformation:

$$q_{\parallel} = \gamma_0(P - \beta_0 E). \quad (5.8)$$

E steht für die Gesamtenergie des Fragments und ist gegeben durch:

$$E = \sqrt{P^2 + m_0^2}. \quad (5.9)$$

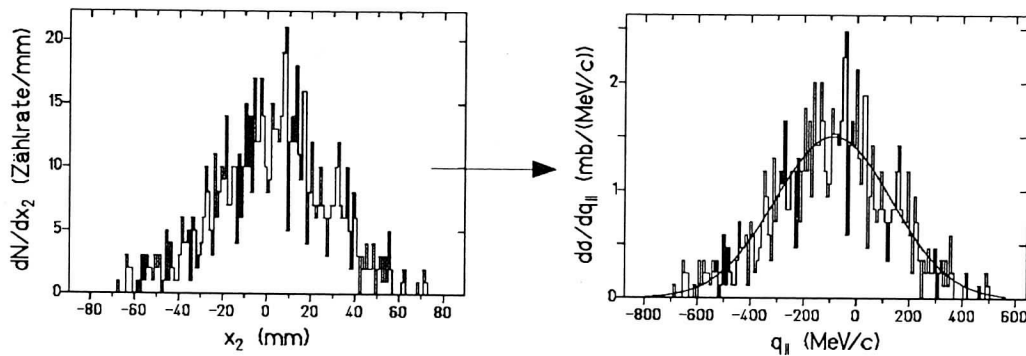


Abbildung 5.3: Ortsverteilung (links) des ^{80}Ge -Isotops nach $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentationen gemessen mit dem PPAC und durch Transformation aus der Ortsverteilung berechnete Impulsverteilung (rechts). Diese Impulsverteilung (Histogramm) im Ruhesystem des Projektils wurde mit einer Gauß-Funktion (durchgezogene Linie) angepaßt.

Durch die Gleichungen (5.6), (5.8) und (5.9) ist die Transformation des Ortes in den Impuls vollständig beschrieben. Da man eine Verteilung transformiert und das Integral dieser Verteilung, d.h. die Anzahl der gemessenen Fragmente, bei der Transformation konstant bleiben soll, muß der Funktionswert $\frac{dN}{dx_2}$ (Zählrate pro Ortseinheit) in $\frac{dN}{dq_{||}}$ (Zählrate pro Impulseinheit) wie folgt transformiert werden:

$$\frac{dN}{dq_{||}} = \frac{D_2}{Q\overline{B\rho_1}} \cdot \frac{1}{\gamma_0(1 - \frac{\beta_0 P}{E})} \cdot \frac{dN}{dx_2}. \quad (5.10)$$

Abb. 5.3 zeigt die gemessene Ortsverteilung eines ^{80}Ge -Isotops nach einer $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation und die dazugehörige, in das Ruhesystem des Projektils transformierte, Impulsverteilung.

2. $50 < A \leq 76$:

In diesem Massenbereich ist die Vorgehensweise ähnlich wie zuvor, nur daß man hier 2, 3 oder 4 Ortsverteilungen für ein- und dasselbe Fragment, aber für verschiedene $B\rho$ -Einstellungen hat. Um die durch obige Transformation erhalten Impulsverteilungen $(\frac{dN}{dq_{||}})_n$ vergleichen und aneinanderfügen zu können, muß man diese auf die jeweils vorhandene Zählrate der Projektile normieren. Dies geschieht, indem man die Verteilungen $(\frac{dN}{dq_{||}})_n$ mit Gleichung 5.5 wie folgt umrechnet:

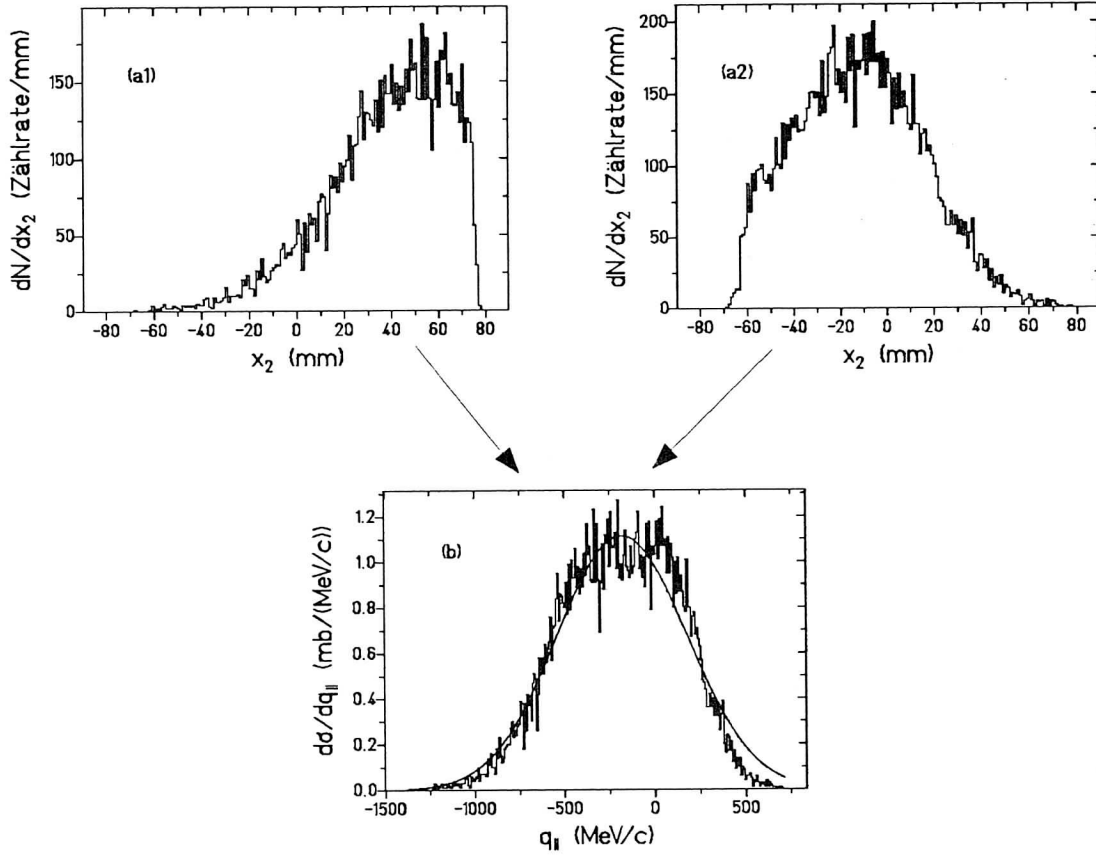


Abbildung 5.4: Für verschiedene $B\rho$ -Werte gemessene Ortsverteilungen (a1), (a2) des ^{75}As -Isotops nach $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentationen und durch Transformation aus diesen Ortsverteilungen berechnete Impulsverteilung (b). Die im Projektilruhesystem erzeugte Impulsverteilung der ^{75}As -Fragmente (Histogramm) wurde mit einer Gauß-Funktion (durchgezogene Linie) angepaßt.

$$\left. \frac{d\sigma}{dq_{||}} \right)_n = \frac{1}{Tr_n \cdot \epsilon \cdot t_{acq,n}} \cdot \frac{1}{n_{p,n}} \cdot \frac{M_t}{N_A \cdot t} \cdot \left. \frac{dN}{dx_2} \right)_n \quad (5.11)$$

Abb. 5.4 zeigt wie zwei Ortverteilungen für das gleiche Fragment zunächst in den Impulsraum transformiert und anschließend zu einer einzigen Impulsverteilung zusammengefügt werden.

3. $A < 50$:

Für diese leichten Fragmente wird der Impuls nicht aus dem Ort am Zwischenfokus, sondern aus dem $B\rho$ -Wert bestimmt. Damit reduziert sich Gleichung (5.6) zu:

$$P = Q\overline{B\rho_1}. \quad (5.12)$$

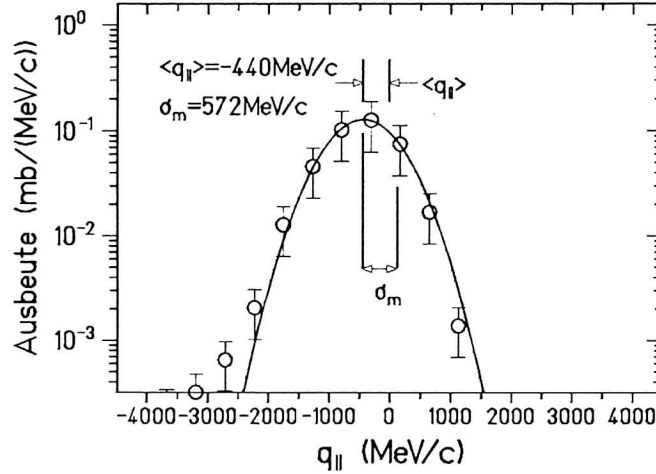


Abbildung 5.5: Longitudinale Impulsverteilung im Ruhesystem des Projektils von ^{41}K -Fragmenten, die in $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Reaktionen entstanden sind. Eine Gauß-Funktion (durchgezogene Linie) wurde an die Meßdaten (offene Kreise) angepaßt.

Mit den Gleichungen (5.8), (5.9) und (5.12) lassen sich die gemessenen $B\rho$ -Werte wiederum in Impulse im Projektilruhesystem umrechnen. Die gemessene Anzahl von Fragmenten während einer $B\rho$ -Einstellung ΔN kann in einen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dq_{||}}$ transformiert werden:

$$\frac{d\sigma}{dq_{||}} = \frac{1}{\epsilon \cdot t_{acq}} \cdot \frac{1}{n_p} \cdot \frac{M_t}{N_A \cdot t} \cdot \frac{D}{Q \cdot 0,02 \cdot B\rho_1} \cdot \frac{1}{\gamma_0(1 - \frac{\beta_0 P}{E})} \cdot \Delta N. \quad (5.13)$$

Abb. 5.5 stellt das Ergebnis dieser Prozedur am Beispiel des ^{41}K -Fragments nach einer $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Reaktion dar. Die gezeigte Impulsverteilung wurde aus 10 verschiedenen $B\rho$ -Einstellung rekonstruiert.

5.3.2 Korrekturen der Impulsverbreiterung

Wie im Kapitel 5.3.1 gezeigt wurde, können alle gemessenen Impulsverteilungen der Fragmente gut durch Gauß-Funktionen beschrieben werden. Die Ladungsaustauschprodukte ^{86}Rb , ^{85}Rb und ^{86}Br bilden jedoch eine Ausnahme, wie im Kapitel 6.3.2 gezeigt werden wird. Die Parameter der Gauß-Anpassung sind der mittlere Impulstransfer $\langle q_{||} \rangle$ und die Standardabweichung σ_m .

Zwei Korrekturen müssen vorgenommen werden, um daraus die reaktionsbedingte Impulsverbreiterung $\sigma_{q_{||}}$ zugewinnen: Die erste berücksichtigt (i) atomare Streuprozesse in den verschiedenen Materieschichten, (ii) die Impulsverschmierung des Primärstrahls und (iii)

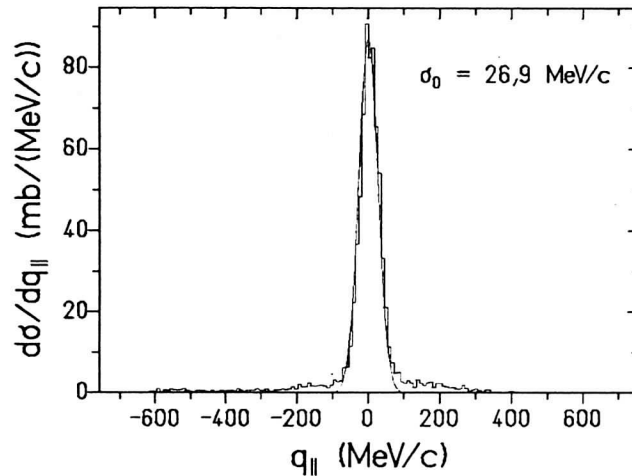


Abbildung 5.6: Longitudinale Impulsverteilung im Projektilruhesystem des $^{86}\text{Kr}^{35+}$ -Ladungszustandes, nachdem er das 187 mg/cm^2 ^9Be -Target durchquert hat.

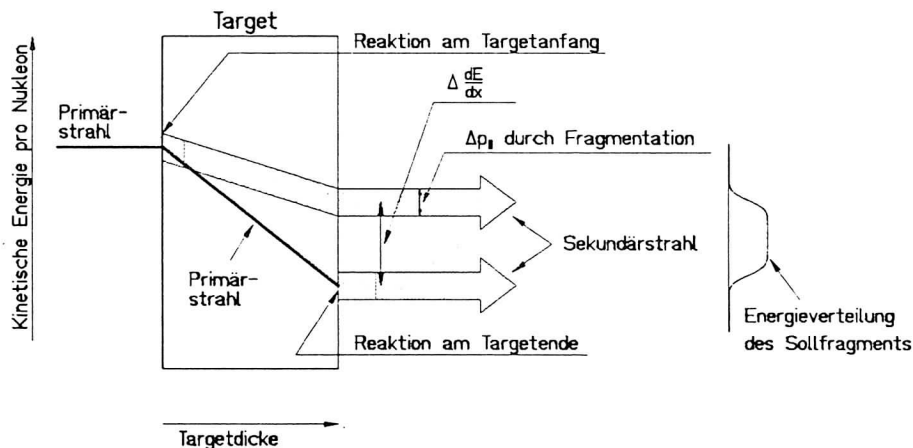


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Einfluß der Targetdicke auf die Impulsverteilung der Projektilfragmente

die Ortsauflösung des PPAC (2,5 mm FWHM). Diese Beiträge konnten integral bestimmt werden, indem man die Impulsbreite des wasserstoffähnlichen Primärstrahls, nachdem er die selben Materieschichten durchquert hat wie die Fragmente, bestimmt. Aus der Gauß-Anpassung (siehe Abb. 5.6) ergibt sich für die Impulsverbreiterung $\sigma_0 = 26,9 \text{ MeV/c}$.

Die zweite Korrektur nimmt Rücksicht auf die unterschiedlichen spezifischen Energieverluste von Projektil und Fragment im Produktionstarget. Dieser sogenannte Targetdicken-effekt ist in Abb. 5.7 dargestellt. Dadurch, daß ein Fragment in den extremen Fällen am

Targetanfang oder Targetende gebildet werden kann, wird eine annähernd rechteckige Impulsverteilung erzeugt, deren Breite proportional zur Targetdicke anwächst [Duf086]. Die resultierende Impulsverteilung σ_{TD} kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\sigma_{TD} = c_{TD} \cdot \left(\frac{Z_p^2}{A_p} - \frac{Z_f^2}{A_f} \right), \quad (5.14)$$

wobei Z_p, Z_f die Kernladungszahlen und A_p, A_f die Massenzahlen für das Projektil bzw. für das Fragment sind. Die Konstante c_{TD} kann mit dem ionenoptischen Simulationsprogramm MOCADI [Schw91] bestimmt werden. Die so bestimmten c_{TD} -Werte sind in Tabelle 5.3.2 für die verschiedenen Targets aufgelistet.

Target	Targetdicke (mg/cm ²)	c_{TD} (MeV/c/u)
Be	187	0,105
Be	2011	1,207
Cu	247	0,119
Ta	280	0,100

Tabelle 5.1: Konstanten des Targetdickeneffekts ermittelt mit MOCADI.

Für ⁴¹K-Isotope, die durch 500 MeV/u ⁸⁶Kr + 187 mg/cm² ⁹Be-Reaktionen produziert werden, ergibt sich demnach z.B. eine Impulsverbreiterung aufgrund des Targetdickeneffekts von $\sigma_{TD} = 27,0$ MeV/c. Der Anteil der Impulsverbreiterung, der allein durch den Fragmentationsmechanismus $\sigma_{q\parallel}$ verursacht wird, läßt sich wie folgt aus der gemessenen Verbreiterung σ_m und den zwei diskutierten Korrekturen σ_0 und σ_{TD} errechnen:

$$\sigma_{q\parallel} = \sqrt{\sigma_m^2 - \sigma_0^2 - \sigma_{TD}^2}. \quad (5.15)$$

Aus Abb. 5.5 ergibt sich für ⁴¹K-Isotope eine experimentell bestimmte Impulsverbreiterung von $\sigma_m = 572$ MeV/c, so daß man für die reaktionsbedingte Verbreiterung aus Gleichung (5.15) $\sigma_{q\parallel} = 571$ MeV/c erhält. Damit ist eine Forderung erfüllt, daß die Korrekturen der gemessene Impulsverteilung bei dünnen Targets vernachlässigbar sind.

5.3.3 Fehlerabschätzung der Impulsverteilungen

Aus der Transformation eines parallelen Impulses vom Projektilsystem in das Laborsystem gilt analog zu Gleichung (5.8):

$$P = \gamma_0(q_{\parallel} + \beta_0 E'). \quad (5.16)$$

E' ist die Gesamtenergie des Fragments im Projektilsystem. Mit der Annahme, daß der Impulsübertrag q_{\parallel} klein gegen die Ruhemasse m_0 des Fragments ist, gilt:

$$q_{\parallel} \simeq P/\gamma_0 - \beta_0 m_0. \quad (5.17)$$

Mit Gleichung (5.6) kann man den Impulsübertrag im Projektilsystem wie folgt ausdrücken:

$$q_{\parallel} = Q \overline{B\rho_1} / \gamma_0 \cdot \left(1 + \frac{x_2}{D_2}\right) - \beta_0 m_0. \quad (5.18)$$

Fehlerabschätzung des Impulsübertrages

Gemäß der Fehlerfortpflanzung und der Voraussetzung, daß die betrachteten Massen besser als etwa 0,01% bekannt sind, folgt aus Gleichung (5.18) für den maximalen Fehler des parallelen Impulsübertrages:

$$\Delta q_{\parallel} = Q/\gamma_0 \cdot \left(\overline{B\rho_1} \frac{\Delta x_2}{D_2} + \Delta \overline{B\rho_1}\right). \quad (5.19)$$

Mit der Beziehung $QB\rho = A_r m_u c^2 \beta_0 \gamma_0 / c$ läßt hieraus ableiten:

$$\Delta q_{\parallel} = A_r m_u c^2 \beta_0 / c \cdot \left(\frac{\Delta x_2}{D_2} + \frac{\Delta \overline{B\rho_1}}{\overline{B\rho_1}}\right). \quad (5.20)$$

Der Fehler der Ortsmessung ergibt sich aus der Breite (2,5 mm) eines Kathodenstreifen des PPAC-Detektors. Die relative Genauigkeit der magnetischen Steifigkeit (0,05%) der ersten Diplostufe wird durch die Magnetfeldmessung mittels Hall-Sonden und durch frühere Messungen der Sollbahnradien bestimmt. Für Fragmente nahe dem Projektil ($A > 76$, $\overline{A} = 80$) errechnet sich aus Gleichung (5.20) ein Fehler des Impulsübertrages von:

$$\Delta q_{\parallel} \simeq 5,2 \cdot (2 + 5) \text{ MeV}/c = 36 \text{ MeV}/c. \quad (5.21)$$

Fehlerabschätzung der Impulsverbreiterung

Aus Gleichung 5.18 ergibt sich für den maximalen Fehler einer Impulsdifferenz und damit auch für die Varianz der Impulsverteilung:

$$\Delta\sigma_{q_{\parallel}} = \frac{A_r m_u c^2 \beta_0}{c D_2} \left(2\Delta x_2 + \sigma_{x_2} \frac{\Delta \overline{B\rho_1}}{B\rho_1} \right). \quad (5.22)$$

Mit einem maximalen Wert für die Breite des Ortes $\sigma_{x_2} = 140$ mm und mit den zuvor schon eingesetzten Werten bedeutet das für den Fehler der parallelen Impulsverbreiterung der projektilnahen Fragmente:

$$\Delta\sigma_{q_{\parallel}} \simeq 7,8 \cdot (2,5 + 0,1) \text{ MeV}/c = 20 \text{ MeV}/c. \quad (5.23)$$

Für die leichteren Fragmente müssen die Impulsspektren über eine Normierung von einzelnen Spektren bzw. integrierten Zählraten bei der jeweiligen $B\rho$ -Einstellung erzeugt werden (siehe Kapitel 5.3.1). In diesem Fall wird der Fehler des Impulsübertrages und der Verbreiterung aus einer χ^2 -Anpassung einer Gauß-Funktion an die Daten erhalten. Typische Werte dieser Fehler sind z.B. für ^{41}K : $\Delta q_{\parallel} = 53$ MeV/c und $\Delta\sigma_{q_{\parallel}} = 73$ MeV/c.

Kapitel 6

Diskussion

6.1 Produktionswirkungsquerschnitte

6.1.1 Vorbemerkung

Die experimentell bestimmten Produktionswirkungsquerschnitte der in der Reaktion $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr}$ auf ^9Be erzeugten Fragmente sind in Abbildungen 6.1 bis 6.4 zusammen mit der semi-empirischen Parametrisierung EPAX [Suem90], mit dem statistischen Abrasionsmodell [Gaim91] und mit dem intranuklearen Kaskadenmodell [Faue92] graphisch dargestellt und in der Tabelle A.1 aufgelistet. Die $B\rho$ -Einstellung, die dem Primärstrahl entspricht, konnte wegen Zählratenbegrenzung für das Detektorsystem nicht vorgenommen werden. Aufgrund dessen fehlen die Produktionswirkungsquerschnitte der Fragmente, die etwa den A/Z -Wert von ^{86}Kr besitzen. Erwähnt sei auch, daß die gemessenen Fragmentationswirkungsquerschnitte im Maximum der Isotopenverteilungen für alle Elemente systematisch um einen Faktor von etwa 2,5 niedriger liegen als die Voraussagen aller Modelle. Es konnte nicht geklärt werden, ob diese Diskrepanz auf einen Normierungsfehler (SEETRAM-Eichung, Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems oder Datenaufnahmezeit) zurückzuführen ist. Daher wurden den absoluten Fragmentationswirkungsquerschnitten systematische Ungenauigkeiten zugeordnet, die einem Faktor $\pm 2,5$ entsprechen und zu den in Tabelle A.1 angegebenen statistischen Fehlern zu addieren sind.

6.1.2 Isotopenverteilungen

Im Hinblick darauf, daß die in dieser Arbeit gewonnenen Wirkungsquerschnitte bis zu sechs Größenordnungen unter den Maxima der Isotopenverteilungen sind, ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und der EPAX-Voraussage als sehr gut zu bezeichnen.

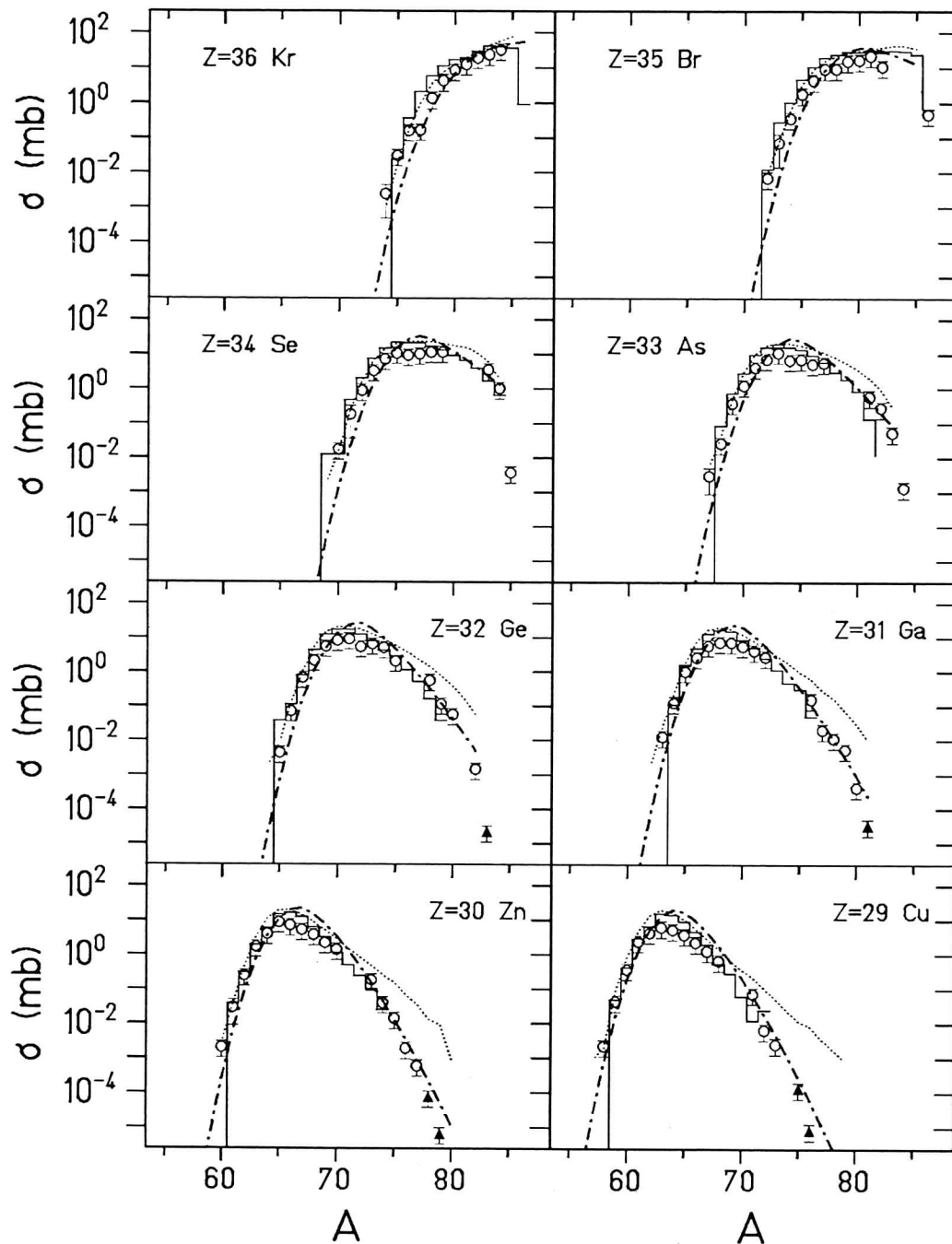


Abbildung 6.1: Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=29$ und $Z=36$ von einer $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation. Die experimentellen Daten (Kreise: 187 mg/cm^2 , Dreiecke: 2011 mg/cm^2 Beryllium-Target) dieser Arbeit werden mit dem halbempirischen Modell EPAX [Suem90] (strich-punktiert), mit dem statistischem Abrasionsmodell [Gaim91] (punktiert) und mit dem intranuklearen Kaskadenmodell [Faue92] (Histogramm) verglichen.

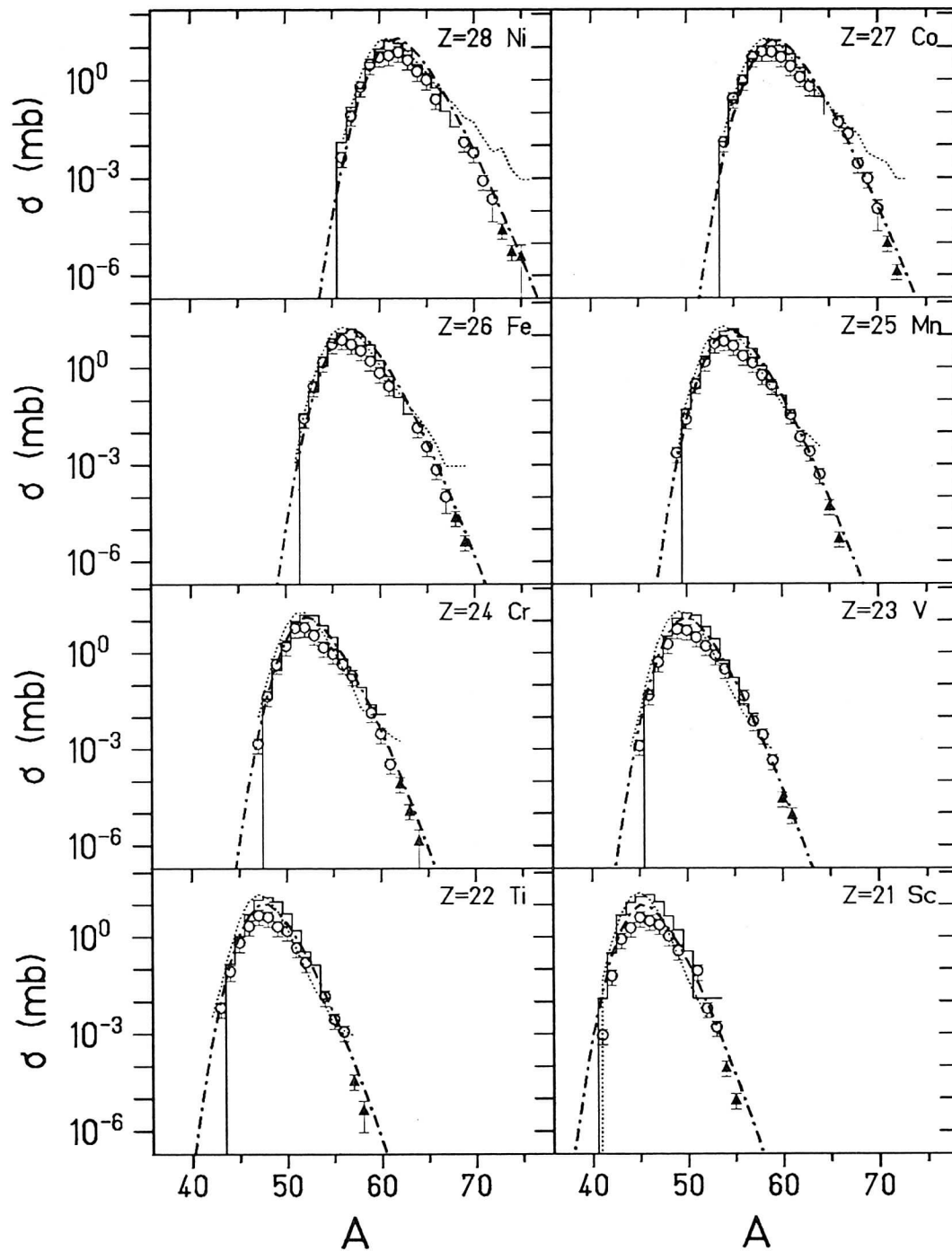


Abbildung 6.2: Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=21$ und $Z=28$ von einer $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation. Die experimentellen Daten (Kreise: 187 mg/cm^2 , Dreiecke: 2011 mg/cm^2 Beryllium-Target) dieser Arbeit werden mit dem halbempirischen Modell EPAX [Suem90] (strich-punktiert), mit dem statistischem Abrasionsmodell [Gaim91] (punktiert) und mit dem intranuklearen Kaskadenmodell [Faue92] (Histogramm) verglichen.

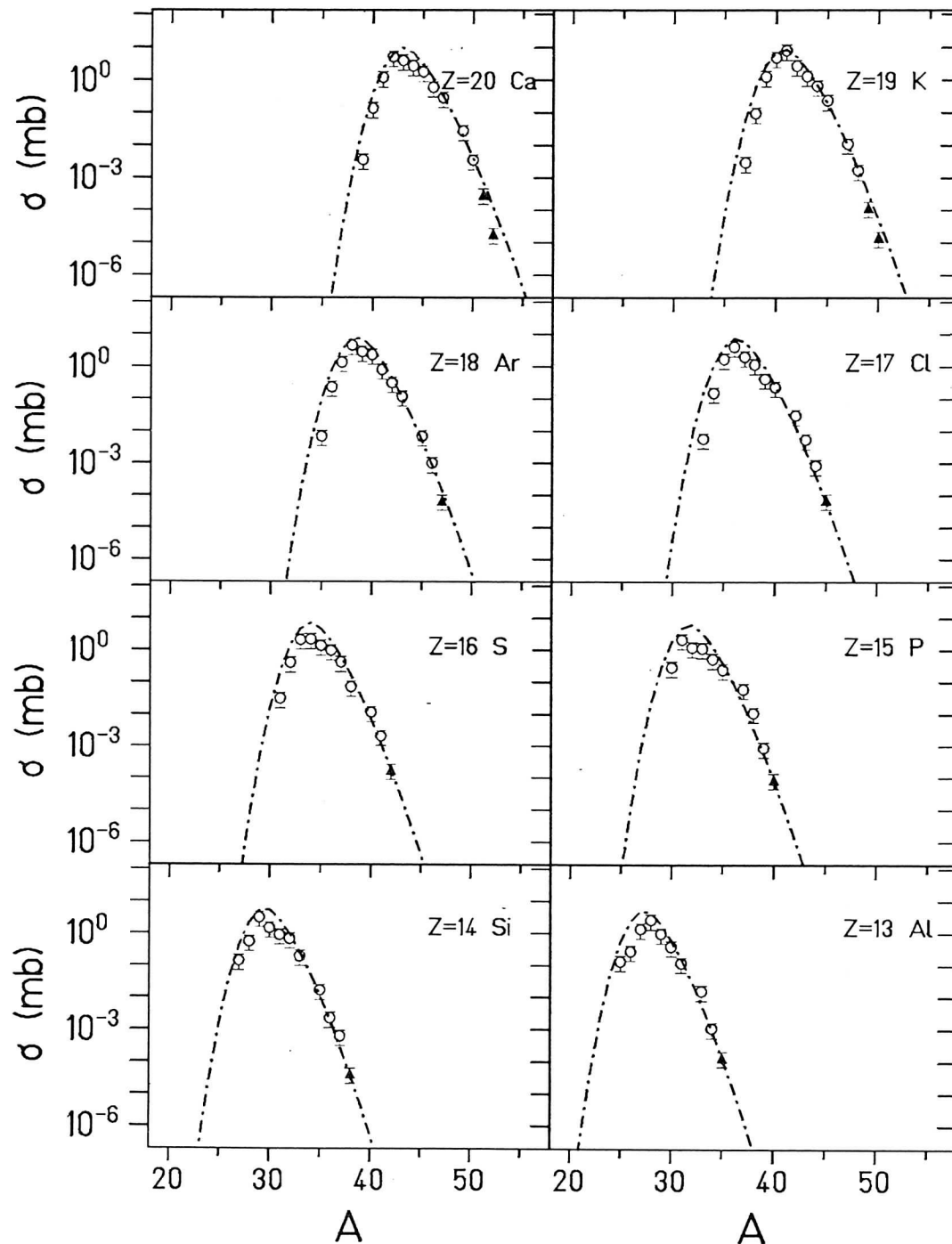


Abbildung 6.3: Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=13$ und $Z=20$ von einer $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation. Die experimentellen Daten (Kreise: 187 mg/cm^2 , Dreiecke: 2011 mg/cm^2 Beryllium-Target) dieser Arbeit werden mit dem halbempirischen Modell EPAX [Suem90] (strich-punktiert) verglichen.

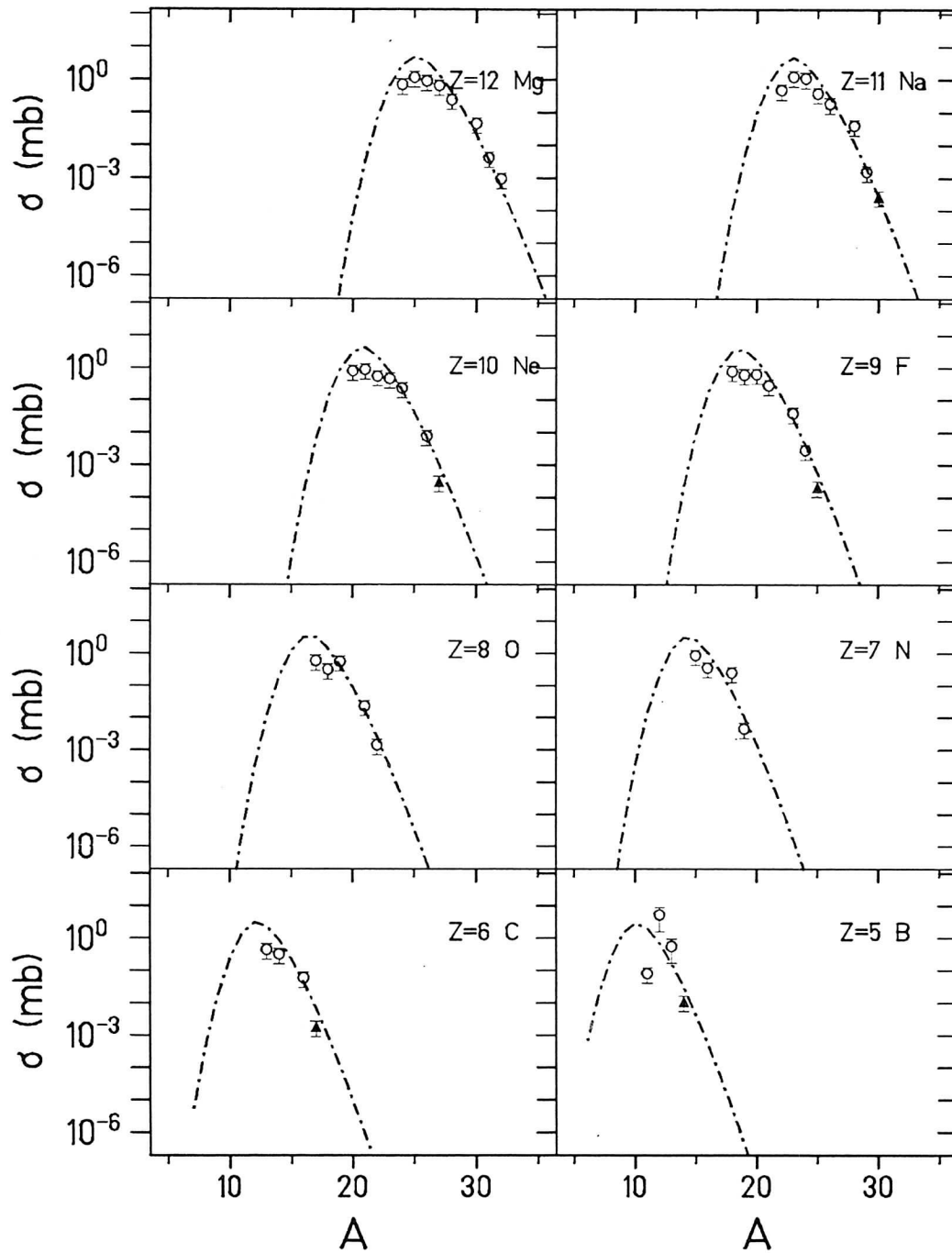


Abbildung 6.4: Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=5$ und $Z=12$ von einer $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation. Die experimentellen Daten (Kreise: 187 mg/cm^2 , Dreiecke: 2011 mg/cm^2 Beryllium-Target) dieser Arbeit werden mit dem halbempirischen Modell EPAX [Suem90] (strich-punktiert) verglichen.

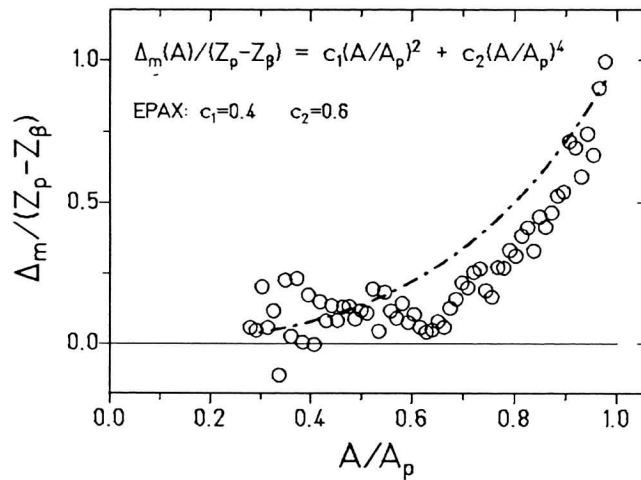


Abbildung 6.5: Parametrisierung des Memory-Effekts (strichpunktierte Linie), wie sie in der semi-empirischen Systematik EPAX [Suem90] beinhaltet ist, und die experimentellen Daten dieser Arbeit (offene Kreise), bestimmt aus der 500 MeV/u ^{86}Kr auf ^9Be Reaktion. Die X-Achse ist in Einheiten des Verhältnis zwischen Fragment- und Projektilmasse A/A_p dargestellt. Die Y-Achse zeigt die zusätzliche Verschiebung der Isotopenverteilung Δ_m aufgrund des Memory-Effekts normiert auf den Protonenüberschuß des Projektils ($Z_p - Z_\beta$).

Dies ist besonders hervorzuheben, da einerseits ^{86}Kr ein neutronenreiches Projektil ist, etwa vier Masseneinheiten von dem Tal der β -Stabilität entfernt, EPAX-Parameter aber andererseits hauptsächlich mit solchen Systemen bestimmt wurden, für die Fragmentationswirkungsquerschnitte von Projektilen (oder Targets) nahe der Stabilität vorlagen. Der Einfluß des Massenüberschusses des Projektils auf die Isotopenverteilungen der Wirkungsquerschnitte (Memory-Effekt) wurde mit Meßdaten von ^{48}Ca -Fragmentation [West79] parametrisiert. In der Abb. 6.5 werden die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Daten mit der oben aufgeführten Parametrisierung verglichen. Die Tatsache, daß die gleiche Parametrisierung für die ^{86}Kr -Fragmentation eine recht gute Voraussage erzielt, zeigt die Gültigkeit dieser Beschreibung.

Um über die Vorhersage von Produktionsausbeuten mit Hilfe einer semi-empirischen Systematik hinaus zu einem besseren Verständnis des Reaktionsprozesses zu gelangen, muß man die gemessenen Fragmentationswirkungsquerschnitte mit den Ergebnissen von physikalischen Modellbeschreibungen der Reaktion vergleichen.

In dem hier zum Vergleich herangezogenen statistischen Abrasionsmodell wurde die analytische Berechnung der Verdampfungsstufe mit einer Diffusionsgleichung [Gaim91] durch einen konventionellen Monte-Carlo-Verdampfungscode [Schm93] ersetzt. Der in den Ab-

bildungen 6.1 und 6.2 dargestellte Vergleich zwischen den experimentellen Daten und dem statistischem Abrasionsmodell zeigt, daß das Modell die Produktionswirkungsquerschnitte der neutronenreichen Isotope überschätzt. Das Modell unterschätzt somit die Anregungsenergie der Prefragmente, da eine höhere Anregungsenergie zur verstärkten Neutronenabdampfung und zur Reduktion der Wirkungsquerschnitte der neutronenreichen Fragmente führt. Das statistische Abrasionsmodell betrachtet die Teilnehmer- und die Betrachterzone während der Reaktion als geometrisch klar getrennte Gebiete. Es berücksichtigt somit nicht eine Reibung zwischen beiden Zonen oder eine Absorption von Neutronen und Pionen, die aus dem Überlapp in die Betrachterzone gestreut werden. In neueren Messungen von Platin- und Iridium-Isotopenverteilungen, die durch eine Projektilfragmentation eines 1 GeV/u ^{197}Au -Strahls erzeugt wurden [Schm93], beobachtet man ebenfalls eine Überschätzung der Fragmentationswirkungsquerschnitte neutronenreicher Isotope. Schmidt et al. [Schm93] benutzten das statistische Abrasionsmodell als sogenanntes „nukleares Thermometer“ und zeigten, daß die doppelte Anregungsenergie (27 MeV pro abgeschertem Nukleon) in diesem Modell nötig ist, um die Isotopenverteilung der Platin- und Iridium-Fragmente zu reproduzieren. Eine derartige Vergrößerung der Anregungsenergie würde vermutlich die in Abb. 6.1 und 6.2 erkennbare Diskrepanz zwischen Experiment und Abrasionsmodell reduzieren.

Zur Bestimmung des N/Z-Verhältnisses der Prefragmente verwendet das statistische Abrasionsmodell ein hypergeometrisches Modell, das die Projektilnukleonen als vollständig unkorreliert betrachtet und maximale Breiten der N/Z-Verteilung liefert. Nimmt das Abrasionsmodell dagegen eine optimale Korrelation der Nukleonen an, wie es etwa ein GDR-Modell darstellt [Morr78], so liefert es zu schmale Isotopenverteilungen [Zeit92, Schm93]. Die gute Übereinstimmung des statistischen Abrasionsmodells mit der Form der in dieser Arbeit gemessenen Isotopenverteilungen (siehe Abbildungen 6.1 und 6.2) bestätigt die Annahme, daß die Projektilnukleonen während des Fragmentationsprozesses als vollständig unkorreliert betrachtet werden können.

Während die experimentellen Daten für Fragmente mit Produktionswirkungsquerschnitten bis zu einigen 10^{-6} mb vorliegen, beschränkt sich der Vergleich mit dem intranuklearen Kaskadenmodell ISApac wegen der Limitierung der Rechnerzeit auf Fragmente mit Wirkungsquerschnitten, die größer als 10^{-2} mb sind (siehe Abbildungen 6.1 und 6.2). In diesem Bereich fällt aber die insgesamt sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßergebnis auf. Die einzige Abweichung kann man für neutronenarme Fragmente nahe dem Projektil ($Z=31$ bis 36) erkennen. Dort nämlich überschätzt die ISApac-Rechnung die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte, ein Sachverhalt, der auch bei der Fragmentation von Gold-Projektilen beobachtet wird [Schm93]. Für diese Überschätzung bieten sich zwei Erklärungsmöglichkeiten an, wobei einmal die Ursache in der ersten Stufe

(INC) und zum anderen in der zweiten Stufe (Verdampfung) des ISApac-Modells zu finden ist:

1. Der neutronenarme Teil der Isotopenverteilung ist sensitiv auf den hochenergetischen Teil des Anregungsenergiespektrums der in der ersten Stufe der Reaktion gebildeten Prefragmente. Deshalb könnte eine Überschätzung dieses hochenergetischen Teils durch die intranukleare Kaskadenrechnung zu einem erhöhten Produktionswirkungsquerschnitt der neutronenarmen Fragmente führen.
2. Eine zu hohe Coulombbarriere des Verdampfungsprogrammes PACE könnte die Verdampfung von Protonen und α -Teilchen behindern, was ebenfalls zu einer erhöhten Produktion von neutronenarmen Isotopen beiträgt. In diesem Zusammenhang muß auf die langandauernde kontroverse Diskussion über die Höhe der Coulombbarriere [Vaz84] [Goll91] hingewiesen werden. Einige Daten aus Fusionsexperimenten [Vaz84] weisen auf eine reduzierte Coulombbarriere bzw. auf eine erhöhte Transmissionswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen hin. Bis jetzt existiert jedoch noch kein konsistentes, physikalisches Bild, das eine endgültige Entscheidung zuließe, ob und wie man das Verdampfungsprogramm ändern sollte.

Demnach kann nicht geklärt werden, welche der Fragmentationsstufen der ISApac-Rechnung für die Überschätzung der Produktionswirkungsquerschnitte der neutronenarmen Fragmente nahe dem Projektil verantwortlich ist.

6.1.3 N=50-Isotone

Die bisher betrachteten Projektilfragmente sind Produkte des Zweistufenprozesses der Fragmentation. Die N=50-Isotone des ^{86}Kr dagegen sind reine Protonenverlustkanäle und somit keine Produkte einer vorausgegangenen Verdampfungskette. Die N=50-Isotone bieten daher die Möglichkeit, direkte Informationen der Abrasionsstufe bei peripheren Kollisionen zu erhalten. In Abb. 6.6 sind die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte dieser Isotope, die bis zu 5 Protonen verloren haben, mit Modellvorhersagen verglichen. Der 1-Protonenverlustkanal konnte aufgrund seiner Nähe zum Projektil aus den bereits erwähnten Gründen nicht gemessen werden.

In ähnlichen Experimenten mit einem $800 \text{ MeV/u } ^{136}\text{Xe}$ - und $1 \text{ GeV/u } ^{197}\text{Au}$ -Strahl und mit einem alternativen Detektorsystem [Schm92] waren derartige Protonenverlustkanäle bereits untersucht worden. Dort findet man das gleiche Verhalten der Produktionswirkungsquerschnitte, d.h. eine Abnahme um etwa 1,5 Größenordnungen pro verlorenem Proton. Extrapoliert man die Wirkungsquerschnitte der Protonenverlustkanäle mit einem

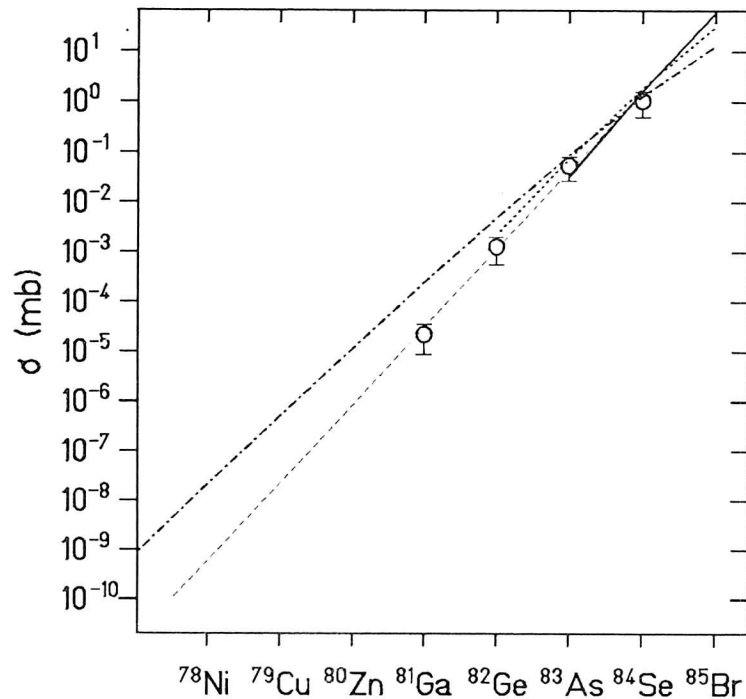


Abbildung 6.6: Wirkungsquerschnitte der $N=50$ Isotone erzeugt durch die Projekttilfragmentation eines $500 \text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr}$ -Strahls in einem Beryllium-Target (offene Kreise). Die gestrichelte Linie stellt eine exponentielle Anpassung an die Meßwerte dar. Die Daten werden mit EPAX (strich-punktiert), dem statistischen Abrasionsmodell [Gaim91] (punktiert) und ISApax [Fau92] (durchgezogene Linie) verglichen.

exponentiellen Fit (siehe Abb. 6.6) zu kleineren Massen, so erhält man für den doppelt magischen Kern ^{78}Ni eine Wirkungsquerschnitt von $0,6 \text{ pb}$. Das ist mehr als drei Größenordnungen weniger als die experimentell erreichte Grenze für ^{75}Ni , von dem zwei Kerne innerhalb der vierstündigen Meßzeit nachgewiesen wurden. Nur eine deutliche Steigerung der ^{86}Kr -Strahlintensität würde einen Nachweis von ^{78}Ni am FRS erlauben. Eine Zerfallsspektroskopie dieses Atomkerns, welche besonders von astrophysikalischem Interesse ist, wird sich aufgrund der auch dann noch geringen Produktionsrate allerdings schwierig gestalten.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Isotonenreihe $N=50$ zeigen eine stärkere Abnahme mit abnehmender Fragment-Ordnungszahl als die EPAX-Voraussage (siehe Abb. 6.6), die für ^{78}Ni einen Fragmentationswirkungsquerschnitt von 20 pb angibt. Da sonst alle anderen gemessenen Wirkungsquerschnitte mit EPAX gut übereinstimmen, mag diese Ausnahmesituation am Prefragmentcharakter der $N=50$ -Isotone liegen. Eine andere Erklärung für diese Diskrepanz könnte die Parametrisierung der Korrektur f_R sein (siehe Kapi-

tel 2.2.2). Sie korrigiert die isobare Verteilungsbreite R für geringe Massenverluste und errechnet möglicherweise falsche Breiten nahe dem Projektil. Zur Klärung dieses Sachverhaltes sind weitere Messungen an anderen Reaktionssystemen erforderlich.

Bei den in Abb. 6.6 gezeigten Vorhersage des statistischen Abrasionsmodells wird davon ausgegangen, daß die $N=50$ -Isotone identisch mit den Prefragmenten der Protonenverlustkanäle sind, deren Anregungsenergien unterhalb der Teilchenemissionsschwelle liegen. Prefragmente mit höheren Anregungsenergien evaporieren Neutronen und tragen somit nicht mehr zu den Produktionswirkungsquerschnitten der Protonenverlustkanäle bei. Die vorausgesagten Fragmentationswirkungsquerschnitte reproduzieren sehr gut die gemessenen Werte.

ISApac kann aufgrund beschränkt vorhandener Rechenzeit nur Voraussagen für die ersten drei Protonenverlust-Kanäle liefern. Trotzdem ist es erstaunlich, daß ISApac mit der Rechnung des statistischen Abrasionsmodells übereinstimmt. Im Gegensatz zu der klar getrennten Oberflächengeometrie des Abrasionsmodells benutzt ISApac nämlich eine diffuse Kernoberfläche. Demnach sollte das intranukleare Modell wesentlich höhere Fragmentationswirkungsquerschnitte für die Prefragmente der betrachteten $N=50$ -Isotone errechnen. ISApac sagt aber auch höhere Anregungsenergien voraus, so daß nur ein kleinerer Anteil, verglichen mit dem statistischen Abrasionsmodell, der Prefragmente die Evaporation von Neutronen überlebt. Diese beiden Effekte heben sich offenbar für die betrachteten $N=50$ -Isotone gerade auf, so daß dies zu identischen Voraussage für die Produktionswirkungsquerschnitte der beiden Modellen führt.

6.1.4 Gerade-Ungerade-Effekt

Für die Isospinreihen $A=2Z-1$ und $A=2Z$ mißt man höhere Produktionswirkungsquerschnitte der Fragmente mit gerader Protonenzahl verglichen mit denen der Fragmente mit ungerader Protonenzahl. Dieser Gerade-Ungerade-Effekt ist für $A=2Z$ am stärksten ausgeprägt und verschwindet für die $A>2Z$ Isospinreihen (siehe Abb. 6.7). Diese Beobachtung gilt sowohl für das dünne Beryllium-Target als auch für das Kupfer-Target. Zusätzlich kann man in Abb. 6.7 erkennen, daß für das Fragment $Z=21$ (^{41}Sc) ein auffällig niedriger Wirkungsquerschnitt gemessen wird.

Der Ursprung des Gerade-Ungerade-Effekts liegt in der Paarbildung der Nukleonen, die dazu führt, daß die Bindungsenergie in Kernen mit gepaarten Nukleonen höher ist als in solchen mit unpaarigen Nukleonen. Am Ende der zweiten Stufe der Projektilfragmentation, des Verdampfungsprozesses, besitzen die Verdampfungskerne eine Restanregungsenergie von einigen MeV und befinden sich somit in niedrig angeregten Kernzuständen.

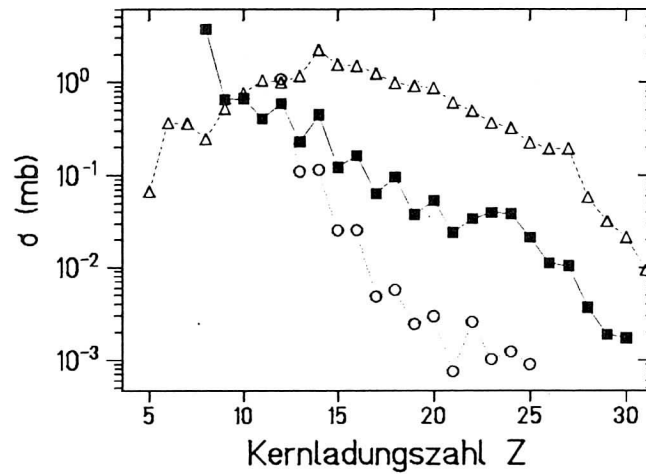


Abbildung 6.7: Gemessener Gerade-Ungerade-Effekt für die Isotonenreihen $A=2Z-1$ (Kreise), $2Z$ (Quadrate) und $2Z+1$ (Dreiecke).

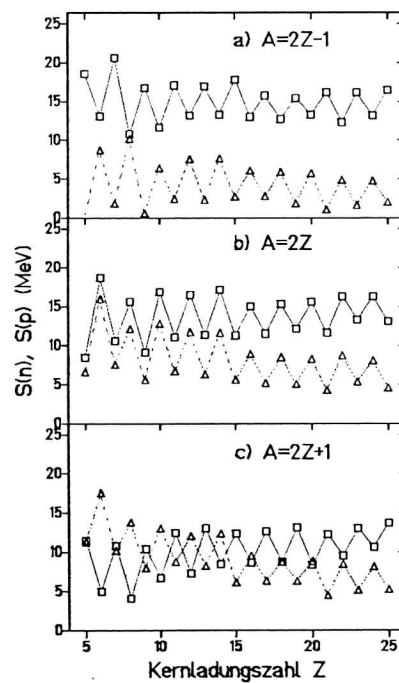


Abbildung 6.8: Separationsenergien für Protonen (Dreiecke) und Neutronen (Vierecke) nach [Waps85] für die Isotonenreihen $A=2Z-1$ (a), $2Z$ (b) und $2Z+1$ (c).

Der Kern kann sich nun im wesentlichen über das Verdampfen eines Neutrons oder eines Protons oder durch Emission eines γ -Quants abregen. Welcher Prozess stattfindet, entscheiden die Separationsenergien von Neutron und Proton und die zur Verfügung stehende Restanregungsenergie. In Abb. 6.8 sind diese Separationsenergien im Grundzustand für die hier diskutierten Isospinreihen nach [Waps85] dargestellt. Für $A=2Z-1$ und $A=2Z$ ist die Protonenseparationsenergie generell niedriger als die der Neutronen, so daß diese Kerne das Abdampfen von Protonen bevorzugen. Die erhöhte Separationsenergie bei Protonenpaarbildung kommt damit zum Tragen und bewirkt so eine Erhöhung des Produktionswirkungsquerschnittes der Fragmente mit gerader Protonenzahl, nämlich den oben geschilderten Gerade-Ungerade-Effekt. Dieser Effekt ist für $A=2Z$ -Fragmente ausgeprägter, da die gerade-gerade Kerne durch Evaporation eines Protons aus gerade-ungerade Kernen der $A=2Z-1$ Reihe bevölkert werden und so deren Wirkungsquerschnitte zusätzlich steigt. Ein Grund dafür, daß man für die Isospinreihe $A=2Z+1$ den beschriebenen Effekt nicht beobachtet, liegt an dem geringen Unterschied zwischen den Separationsenergien für Proton und Neutron (Abb. 6.8). Der Verdampfungsrestkern kann in diesem Fall abwechselnd entweder ein Proton oder ein Neutron abdampfen, so daß eine Paarbildung einer Nukleonensorte den Wirkungsquerschnitt nicht mehr beeinflußt. Fragmente mit einer Masse $A > 2Z$ besitzen zudem noch Anregungsenergien zwischen 10 und 200 MeV und befinden sich in höher angeregten Kernzuständen, so daß der Einfluß der Nukleonenaarbildung auf die Separationsenergie verloren geht [Myer66]. Daß Fragmente mit $Z=21$ besonders leicht Protonen abdampfen und damit einen reduzierten Wirkungsquerschnitt besitzen, liegt am Schalenabschluß bei $Z=20$.

6.1.5 Einfluß des Targetmaterials

Um den Einfluß des Targetmaterials auf die Fragmentationswirkungsquerschnitte zu messen, wurde für 5 $B\rho$ -Einstellungen auf der neutronenarmen Seite ein Kupfer- und für 3 Einstellungen auf der neutronenreichen Seite ein Tantal-Target zur Produktion verwandt (siehe Tabelle 3.2). Beim Wechsel vom 187 g/cm^2 dicken Beryllium- auf das Kupfer- bzw. Tantal-Target wurde die Magneteinstellung des FRS nicht verändert. Die Targets waren so dimensioniert, daß die erzeugten Fragmente nahezu den identischen Energieverlust erfahren haben, und somit ähnlich Emittanzen besitzen. Setzt man die Wirkungsquerschnitte der Fragmente, die einmal im Beryllium- und zum anderen im Kupfer- bzw. Tantal-Target produziert wurden, ins Verhältnis ($\sigma(\text{Cu})/\sigma(\text{Be})$ bzw. $\sigma(\text{Ta})/\sigma(\text{Be})$), so sollte diese Quotienten unabhängig von der Transmission sein. Das ist insbesondere für sehr leichte Fragmente wichtig, da für diese die Reaktionskinematik und damit auch die Transmission sich nicht ausreichend gut bestimmen lassen. Das Verhältnis der Frag-

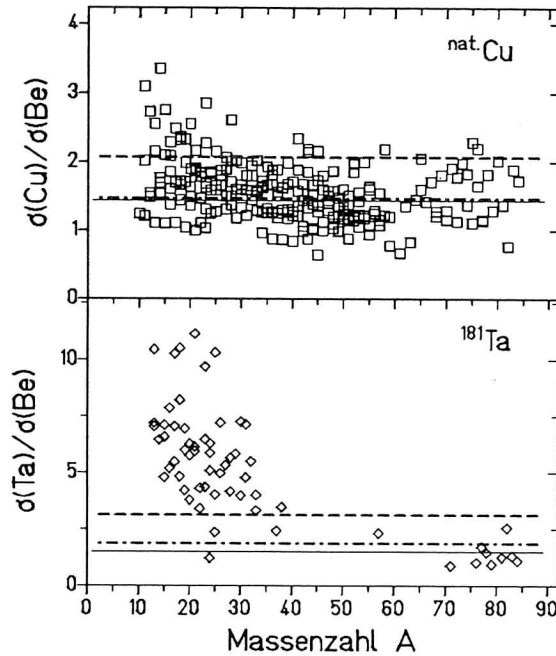


Abbildung 6.9: Targetabhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Fragmentmasse. Die mit einem Kupfer- (Quadrate) bzw. Tantal- (Rauten) Target gemessenen Daten sind relativ zu den mit einem Beryllium-Target gemessenen dargestellt. Die strich-punktiierte Linie zeigt das Verhältnis, das gemäß der semi-empirischen Parametrisierung EPAX [Suem90] erwartet wird. Die gestrichelte Linie folgt aus einer Rechnung für den totalen geometrischen Wirkungsquerschnitt nach Kox et al. [Kox84]. Die durchgezogene Linie stellt die beste massenunabhängige Anpassung an die Daten für $A > 43$ dar.

mentationswirkungsquerschnitte ist in Abb. 6.9 als Funktion der Fragmentmasse dargestellt und wird dort mit der Skalierung der EPAX-Parametrisierung und mit der Formel für den totalen geometrischen Wirkungsquerschnitt nach Kox [Kox84] verglichen. Gemäß EPAX skalieren die Produktionswirkungsquerschnitte mit der Summe der Kernradien ($\sigma \sim A_p^{1/3} + A_t^{1/3}$) und laut Kox mit dem Quadrat der Summe der Kernradien ($\sigma \sim (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2$). Die Proportionalität zur Summe der Kernradien drückt die periphere Natur des Fragmentationsprozesses aus.

Abb. 6.9 zeigt, daß beim Wechsel von Beryllium- auf Kupfer- bzw. Tantal-Target für Fragmente mit Massenzahlen $A > 43$ die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte gut von der EPAX-Vorrausage reproduziert werden. Hingegen überschätzt die Skalierung nach Kox in diesem Massenbereich den Anstieg der Wirkungsquerschnitte. Dies bestätigt die Annahme, daß die Projekttilfragmente aus Kollisionen mit großen Stoßparametern und

damit aus peripheren Kernreaktionen stammen. Für sehr leichte Fragmente ($A < 30$) erkennt man, besonders im Falle des Tantal-Targets, einen Anstieg der Wirkungsquerschnitte noch über die Voraussage des totalen geometrischen Wirkungsquerschnitts von Kox hinaus. Dieser Anstieg deutet auf sehr zentrale Stöße mit anschließender Multi-fragmentation hin. Bei genauer Betrachtung der Wirkungsquerschnitte für die mit dem Tantal-Target erzeugten projektilnahen Fragmente erkennt man, daß die Meßwerte unterhalb des von EPAX vorausgesagten Wertes liegen. Der gleiche Effekt wurde auch schon bei der ^{18}O -Fragmentation [Olse81] für schwere Targets beobachtet. Durch Einführung eines Überlappfaktors, der mit der Projektil- und der Targetmasse variiert, anstelle des in EPAX verwandten konstanten Faktor 2,38 (siehe Gleichung (2.7)), könnte dieser Effekt möglicherweise besser parametrisiert werden.

6.2 Parallelimpulsverteilungen

Durch die Anpassung der gemessenen Parallelimpulsverteilungen mit einer Gauß-Funktion und unter Berücksichtigung der in Kapitel 5.3.2 beschriebenen Korrekturen, erhält man die Parallelimpulsverbreiterung $\sigma_{q_{||}}$ und den mittleren Impulsübertrag $\langle q_{||} \rangle$ aufgrund des Fragmentationsprozesses. Im folgenden werden nur die Ergebnisse für die Reaktion 500 MeV/u ^{86}Kr auf das 187 mg/cm 2 ^9Be -Target diskutiert. Mit dieser Projektil-Target-Kombination wurden die meisten Verteilungen aufgenommen. Es sei hier jedoch angemerkt, daß sich für die mit Kupfer- und Tantal-Targets gemessenen Daten bezüglich der Impulsverteilungen keine wesentlichen Unterschiede verglichen zu den mit dem Beryllium-Target gemessenen ergaben.

6.2.1 Parallelimpulsverbreiterung

In Abb. 6.10 werden die gemessenen Parallelimpulsverbreiterungen mit der empirischen Systematik von Morrissey [Morr89], mit dem ISApac- [Faue92] und mit dem Goldhaber-Modell [Gold74] verglichen. Im Goldhaber-Modell wurde ein Fermi-Impuls von 260 MeV/c verwendet, der aus Messungen mit quasi-elastischer Elektronenstreuung [Moni71] gewonnen wurde. Das Goldhaber-Modell reproduziert nahezu alle Daten zufriedenstellend. Dies ist insbesondere für die sehr leichten Fragmente erstaunlich, die, wie schon in Kapitel 6.1.5 gezeigt, nicht aus peripheren Kollisionen stammen können, da sonst die einfachen Annahmen dieses Modelles verletzt würden (siehe Kapitel 2.3.1). Die für Projektilfragmente nahe dem Projektil gemessenen Impulsbreiten lassen erkennen, daß das Goldhaber-Modell die Daten um 10 bis 20 % überschätzt. Dieses Überschätzen ist schon aus früheren Fragmentationsexperimenten bekannt [Viyo79, Step91] und wird in zahlreichen theoretischen Ar-

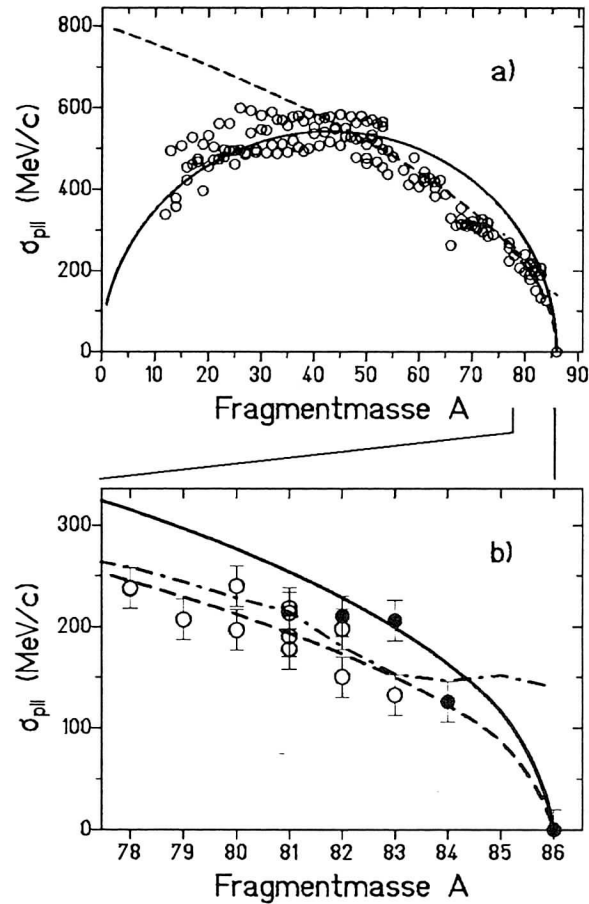


Abbildung 6.10: Gemessene Standardabweichung des longitudinalen Impulses von 500 MeV/u $^{86}\text{Kr}+^9\text{Be}$ -Fragmenten (offene Kreise) im Vergleich mit den Voraussagen, die man mit der Systematik von Morrissey (gestrichelte Linie), mit dem intranuklearen Kaskadenmodell ISApaced [Fau92] (strich-punktierte Linie) und mit dem Modell nach Goldhaber [Gold74] (durchgezogene Linie) erhält. Im oberen Teil (a) wurden die Fehlerbalken aus Gründen der Übersicht weggelassen. Der Fehler für leichte Fragmente beträgt etwa ± 73 MeV/c und der für die projektlnahe Fragmente ± 20 MeV/c. Der untere Teil (b) stellt eine Vergrößerung des Massenbereiches für projektlnahe Fragmente dar, wobei die vollen Kreise die gemessenen Werte für die Protonenverlustkanäle sind.

beiten diskutiert (siehe Kapitel 2.3.1). Man kann aber auch schließen, daß die Reduktion der experimentellen Impulsverbreiterungen durch einen Massenverlust in der Verdampfungsstufe entsteht. Die Verdampfung von Teilchen trägt nämlich wesentlich weniger zur Verbreiterung des parallelen Impulses bei als die erste, schnelle Stufe der Fragmentation [Morr89]. Das Goldhaber-Modell berücksichtigt eben nur diese erste Stufe und liefert demnach zu große Breiten für die endgültigen Fragmente.

Die Systematik von Morrissey wurde durch Anpassung an experimentellen Daten erhalten und beschreibt somit die Verbreiterung von Fragmenten nach dem gesamten Zweistufenprozeß der Fragmentation. Sie liegt deshalb auch unter der Voraussage des Goldhaber-Modells und reproduziert die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Daten sehr gut, wenn man von den leichten Projektilfragmenten absieht (siehe Kapitel 6.2.2).

Für das intranukleare Kaskadenmodell ergibt sich ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Eine Ausnahme bilden die Impulsverbreiterungen der Fragmentmassen $A=84$ bis 86 , da diese durch die Ladungsaustauschprodukte verfälscht werden (siehe Kapitel 6.3). Das Modell errechnet die Impulsverteilungen aus der Annahme eines Fermi-Gases, ähnlich dem des Goldhaber-Modells. Es berücksichtigt zusätzlich Rückstoßprozesse, Reabsorption von Nukleonen und das Abdampfen von Teilchen. Es sei in diesem Zusammenhang erwähnt, daß die hier benutzte Version des ISApac-Modells ein uniformes Fermi-Gas (UFG) voraussetzt. Berechnungen auf der Basis des lokalen Fermi-Gases (LFG) ergeben generell zu kleine Parallelimpulsverbreiterungen [Fau92].

N=50 Isotone

Im unteren Teil der Abb. 6.10 werden die parallelen Impulsbreiten der Protonenverlustkanäle – im Falle der ^{86}Kr -Fragmentation sind diese identisch den N=50-Isotonen (ausgefüllte Kreise) – mit denen der übrigen Projektilfragmente verglichen. Die für den 5-Protonenverlustkanal, d.h. das ^{81}Ga Fragment gewonnene Meßdaten konnten aufgrund der geringen Zählrate nicht an eine Gauß-Funktion angepaßt werden und fehlen deshalb in Abb. 6.10. Ebenso fehlt der Meßpunkt des ^{85}Br aufgrund der schon oben diskutierten Nähe zum Projektil. Der Argumentation aus Kapitel 6.1.3 folgend sind die N=50-Isotone identisch mit Prefragmenten, da sie nicht durch Verdampfung entstehen können. Aus diesem Grund sollten die gemessene Parallelimpulsbreiten der Voraussage des Goldhaber-Modells folgen. Dieses Verhalten wurde auch in anderen Fragmentationsexperimenten [Schm92, Grew91] mit ^{136}Xe - und ^{197}Au -Projektilen bereits beobachtet. Die ^{86}Kr -Daten dieser Arbeit bestätigen dieses Verhalten nur für den 3- und 4-Protonenverlustkanal. Der 2-Protonenverlustkanal liegt auf der durch die Morrissey-Systematik gegebenen Kurve und wird von dem Goldhaber-Modell deutlich überschätzt. Vergleicht man allerdings

die N=50-Isotone mit den übrigen Fragmenten bei gleicher Massenzahl, so besitzen diese systematisch größere Verbreiterungen des parallelen Impulses. Diese Tatsache ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die Protonenverlustkanäle aus der ersten Stufe des Fragmentationsprozesses stammen und daß die Verdampfung von Teilchen weniger als das Abschneiden zur Verbreiterung der Impulsverteilung beiträgt. Dieser Trend, daß neutronenreiche Kerne bei gleicher Massenzahl größere Impulsverbreiterungen als die neutronenarmen besitzen, geht mit abnehmender Fragmentmasse verloren. Die Parallelimpulsverbreiterung der Protonenverlustkanäle liefert demnach eine direkte Information (siehe Gleichung 2.16) über die Fermi-Impulse der Protonen am Rande des Projektilkerns. Die Diskrepanz der Impulsbreite zwischen dem gemessenen 2-Protonenverlustkanal und dem Goldhaber-Modell deutet darauf hin, daß der Fermi-Impuls dieser abgescherten Protonen niedriger als die angenommenen 260 MeV/c ist. Möglicherweise führen noch weitere Effekte (siehe Kapitel 2.3.1) zu einer Reduktion der Impulsbreiten im Vergleich zum Goldhaber-Modell.

6.2.2 Mittlerer paralleler Impulstransfer

Morrissey definierte einen mittleren parallelen Impulstransfer $\langle P_{\parallel}' \rangle$ für Massenverluste $\Delta A > 40$ als das Produkt aus dem gemessenen mittleren parallelen Impulsübertrag $\langle q_{\parallel} \rangle$ im Projektilsystem und aus einem kinematischen Faktor $\beta\gamma/(\gamma + 1)$. Im Falle der 500 MeV/u ^{86}Kr -Fragmentation beträgt dieser Faktor $\beta\gamma/(\gamma + 1) = 0.46$ und für unendlich große Projektilenergien geht er gegen 1. Aus einer Anpassung an Meßdaten aus der Fragmentation von Targetkernen und leichten Projektilen [Morr89] erhielt Morrissey für diesen mittleren parallelen Impulstransfer einen konstanten Wert von 8 MeV pro verlorenem Nukleon. In Abb. 6.11 beobachtet man, daß der gemessene parallele Impulstransfer $\langle P_{\parallel}' \rangle$ linear mit dem Massenverlustes relativ zum Krypton-Projektil ΔA anwächst (Steigung = 7,7 MeV/c/ ΔA) und gut mit der von Morrissey angegebenen Abhängigkeit übereinstimmt. Dieses Verhalten wird ebenfalls von der Datenanalyse eines 200 MeV/u ^{84}Kr -Fragmentationsexperiments [Step91] wiedergegeben und bestätigt so die Anwendbarkeit des kollektiven Röhrenmodells und die Annahmen von Morrissey (siehe Kapitel 2.3.3):

- Der Projektilimpuls ist wesentlich größer als der Impulsübertrag auf das Prefragment während der Fragmentation.
- Der Fireball kann als ein einziges Objekt angesehen werden.
- Die Massen des Projektil- und des Targetüberlapps sind identisch.

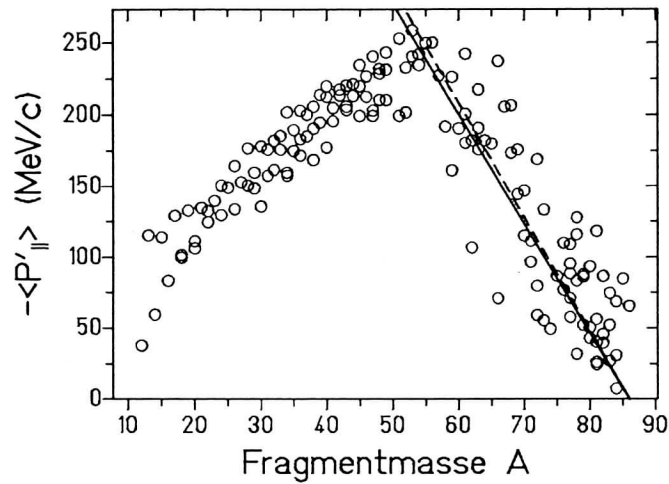


Abbildung 6.11: Mittlerer paralleler Impulstransfer als Funktion der Fragmentmasse. Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf eine empirische Systematik nach Morrissey [Morr89], und die durchgezogene Gerade stellt die beste lineare Anpassung an die Daten (offene Kreise) für Fragmente mit Massenverlusten $\Delta A < 40$ dar. Diese lineare Anpassung entspricht einer Steigung von $(-7,7 \pm 0,1) \text{ MeV/c} \cdot \Delta A$. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersicht weggelassen. Der Fehler für leichte Fragmente beträgt etwa $\pm 53 \text{ MeV/c}$ und der für projektilnahe $\pm 36 \text{ MeV/c}$.

In Gleichung (2.24) ist der mittlere parallele Impulstransfer als der Quotient aus der Anregungsenergie des Prefragments und der Lichtgeschwindigkeit ($\langle P'_{||} \rangle \equiv \Delta E/c$) definiert. In diesem Massenbereich ist die mittlere Separationsenergie eines Nukleons aus dem Kernverband etwa 8 MeV , also etwa gleich dem gemessenen $7,7 \text{ MeV}$ Energieübertrag (ΔE) pro verlorenem Nukleon (siehe Abb. 6.11). Aus Gleichung (2.20) folgt $E^* = -T$. Die Anregungsenergie der Prefragmente wird offensichtlich durch einen Verlust an kinetischer Energie der endgültigen Fragmente kompensiert und vollständig zur Abdampfung von Nukleonen genutzt. Beobachtet man also für den mittleren parallelen Impulstransfer 8 MeV/c pro verlorenem Nukleonen, so sind die dazugehörigen Fragmente aus dem Zweistufenprozeß der Fragmentation hervorgegangen (siehe Kapitel 2.1).

Die in Abb. 6.11 gezeigten Daten weisen also darauf hin, daß die leichten Fragmente, die einen größeren Massenverlust bezüglich dem Projektil von $\Delta A < 40$ besitzen, nicht aus einem solchen Fragmentationsprozeß gebildet wurden. Sie müssen relativ kalte Fragmente sein, die möglicherweise durch vorausgegangene Multifragmentationen entstanden sind. Tatsächlich wurden bei Messungen am ALADIN-Spektrometer der GSI [Hube92, Alad92] ein ähnliches Verhalten für die Impulstransfers mittel-schwerer Fragmente (intermediate mass fragments, IMF) beobachtet. Bei der Bildung von IMFs reicht die Anregungsenergie der Prefragmente aus, um nicht nur einzelne Nukleonen, sondern auch größere

Kernbruchstücke (Cluster) abzdampfen. Somit läßt sich das in Abb. 6.11 gezeigte Impulstransferspektrum damit erklären, daß projektilnahe Fragmente Produkte einer Verdampfungskette von Teilchen und die leichten Fragmente Produkte eines Zerfalls des hochangeregten Prefragments in mehrere Bruchstücke (Multifragmentation) sind. Dieses Bild ist konsistent mit der in Kapitel 6.1.5 gemachten Schlußfolgerung, daß die leichten Projektilfragmente aus zentralen Kernstößen entstanden sein müssen. In solchen zentralen Stößen werden die Prefragmente offensichtlich stärker angeregt, als das in peripheren Kollisionen geschieht. Eben diese hohe Anregungsenergie der Prefragmente ist Voraussetzung für die Erzeugung von IMFs. Die bei der MOCADI-Berechnung [Schw91] der Transmission gemachten Annahme über die Impulsverteilungen der leichten Fragmente ist demnach falsch. Doch durch die relative breiten Ortsverteilungen dieser Fragmente am Zwischenfokus bleibt die falsche Voraussage der Impulsverteilungen nahezu ohne Einfluß auf die Transmissionen und damit auf die in dieser Arbeit diskutierten Produktionswirkungsquerschnitte (siehe Abb. 6.1 bis 6.4). Eine quantitative Modellbeschreibung der Impulsverteilungen dieser leichten Fragmente steht noch aus. Eine Modellbeschreibung wird sich am besten aus Messungen der gesamten Reaktionskinematik einer Multifragmentation, wie sie bereits am ALADIN-Spektrometer [Alad92] durchgeführt werden, entwickeln lassen.

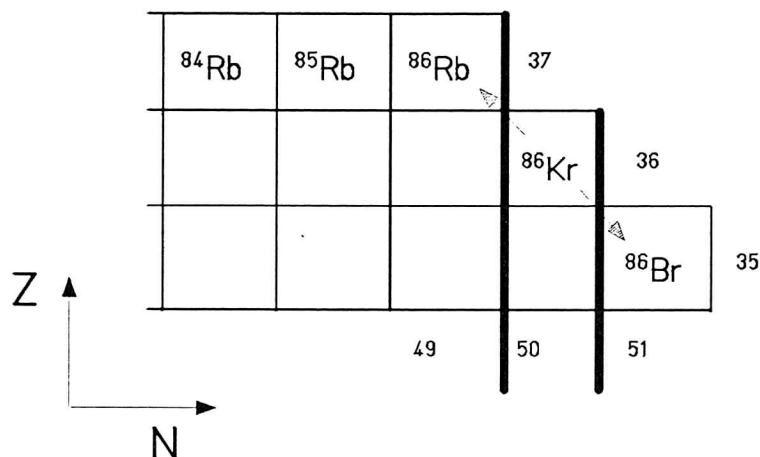
Es sei hier darauf hingewiesen, daß sich hinter der Streuung der $\langle P_{||}' \rangle$ -Daten ein systematischer Trend als Funktion des N/Z -Verhältnisses verbirgt. Dieser Trend verschwindet mit abnehmender Fragmentmasse, wie dies schon zuvor für die $\sigma_{q||}$ -Daten beobachtet wurde (siehe Kapitel 6.2.1). Der Trend basiert auf verschiedenen Massenexzessen des jeweiligen Projektilfragments, da die Masse direkt in die Transformationsgleichung (5.9) eingeht und somit den absoluten Impuls im Ruhesystem des Projektils beeinflusst.

6.3 Ladungsaustauschreaktionen

Die Reaktionen, die zu $^{86}_{37}\text{Rb}$ bzw. $^{86}_{35}\text{Br}$ führen, stellen keine Fragmentation im bisherigen behandelten Sinne dar. Diese Isotope besitzen eine höhere Kernladungszahl Z bzw. Neutronenzahl N (siehe Abb. 6.12) als das $^{86}_{36}\text{Kr}$ -Projektil und können somit keine Projektilfragmente sein, sondern müssen durch einen Ladungsaustauschprozeß entstanden sein.

Zur Erklärung diese Ladungsaustausches sind zwei unterschiedliche Mechanismen denkbar:

- Einmal kann ^{86}Rb bzw. ^{86}Br in der Reaktion $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Rb})\text{X}$ bzw. $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Br})\text{X}$ durch den Transfer von Nukleonen vom Target zum Projektil in einer quasi-freien

Abbildung 6.12: Ausschnitt aus der Nuklidkarte in der Nähe des ^{86}Kr

Nukleon-Nukleon-Kollision erzeugt werden. Das Projektilnukleon bleibt dabei entweder im Target gebunden oder als freies Teilchen zurück (siehe Abb. 6.13).

- Zum anderen kann das ^{86}Rb bzw. ^{86}Br durch eine Anregung einer Δ -Resonanz eines Targetnukleons gebildet werden.

Bachelier et al. [Bach86] haben 1986 zum erstenmal die Anregung einer Δ -Resonanz in durch relativistische Schwerionen induzierten Ladungsaustauschreaktionen gemessen. Die Δ -Resonanz selbst wurde zuerst von Fermi und Andersen 1949 in der π - p -Streuung gesehen. Diese Resonanz hat eine Ruheenergie von $E_0=1232$ MeV, eine Zerfallsbreite von $\Gamma=115$ MeV, die Quantenzahlen $J^\pi = \frac{3}{2}, I = \frac{3}{2}$ und zerfällt mit einer Halbwertszeit von $0,55 \cdot 10^{-23}$ s zu über 99% in ein Nukleon und ein Pion. Sie kann als der erste angeregte Zustand des Nukleons angesehen werden und zeigt allein durch ihre Existenz, daß das Nukleon nicht elementar sein kann, sondern eine Struktur besitzen muß: die Quarks. Im einfachen Quarkmodell läßt sich das Nukleon aus up (u) und down (d) Quarks aufgebaut denken: Proton (uud) und Neutron (udd). Die Quarks sind strukturlose Fermionen und koppeln im Grundzustand zu einem Gesamtspin $J = \frac{1}{2}$. Das Δ läßt sich in diesem Bild als Spin-Isospin-Anregung des Nukleons verstehen, wobei die Spins zu $J = \frac{3}{2}$ koppeln. Für die betrachteten Ladungsaustauschreaktionen über ein intermediäres Δ ergeben sich folgende fundamentale Prozesse:

$^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Rb})\text{X}$:

$$n(n, p)\Delta^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow n\pi^- \quad (6.1)$$

$$p(n, p)\Delta^0 \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p\pi^- \quad (6.2)$$

$$\rightarrow \Delta^0 \rightarrow n\pi^0. \quad (6.3)$$

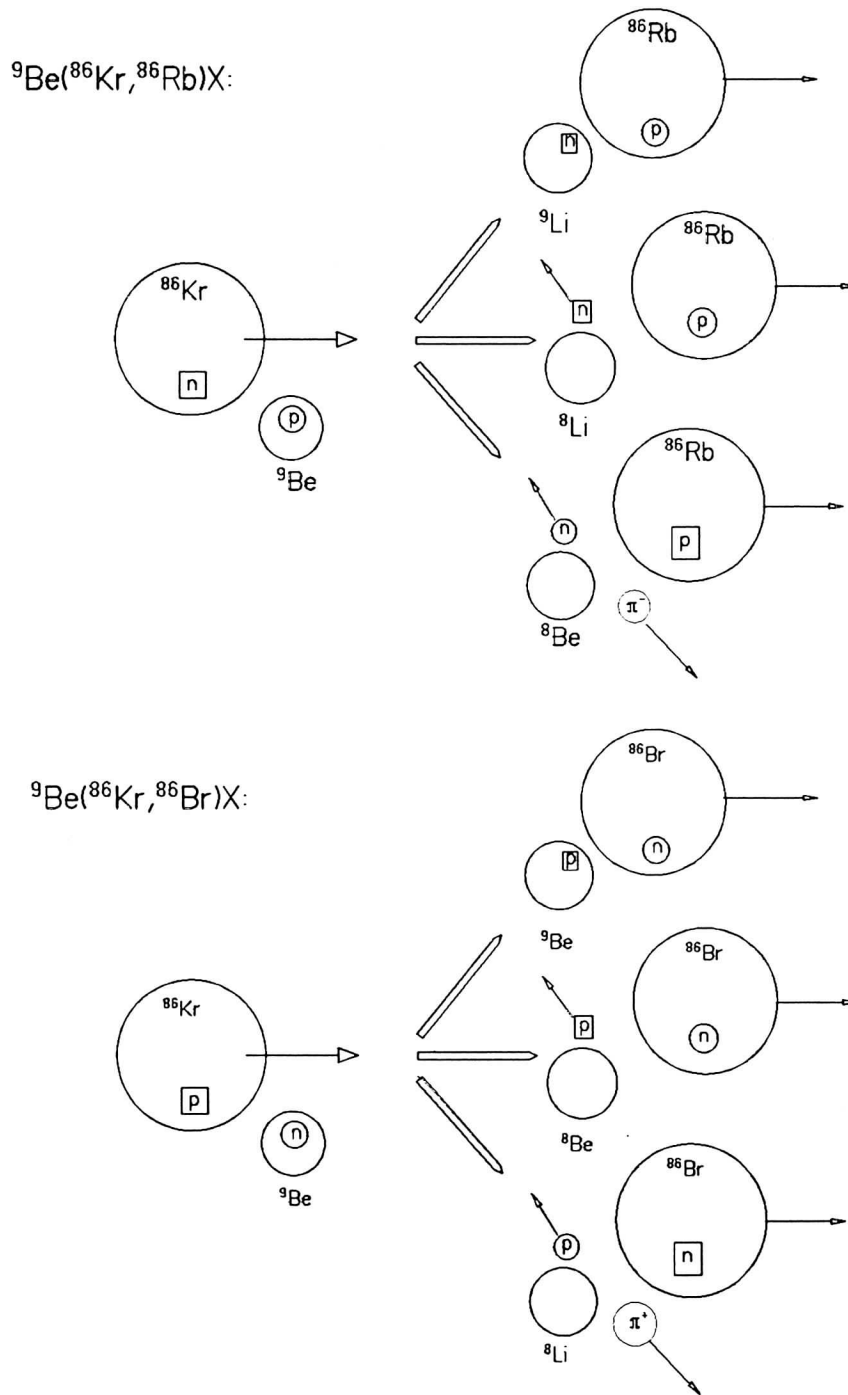


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung der ${}^9\text{Be}({}^{86}\text{Kr}, {}^{86}\text{Rb})\text{X}$ - und der ${}^9\text{Be}({}^{86}\text{Kr}, {}^{86}\text{Br})\text{X}$ -Reaktion.

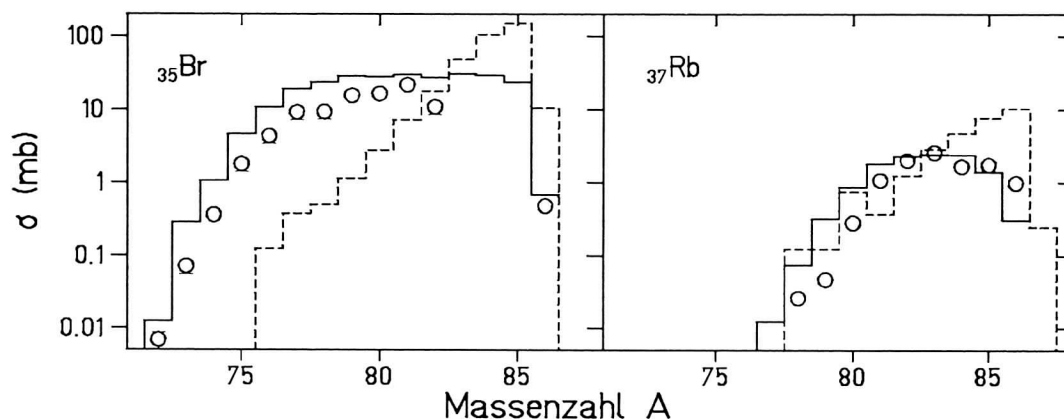


Abbildung 6.14: Produktionswirkungsquerschnitte der Brom- (links) und Rubidium- (rechts) Isotope erzeugt durch eine 500 MeV/u $^{86}\text{Kr}+^9\text{Be}$ -Reaktion. Die experimentellen Daten werden mit dem intranuklearen Kaskadenmodell ISApac [Fau92] (Histogramm) verglichen. Das gestrichelte Histogramm zeigt die Prefragmentverteilung der INC-Rechnung und das volle Histogramm die endgültige Verteilung nach der Verdampfungsstufe.

$^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Br})\text{X}$:

$$p(p, n)\Delta^{++} \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow p\pi^+ \quad (6.4)$$

$$n(p, n)\Delta^+ \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p\pi^0 \quad (6.5)$$

$$\rightarrow \Delta^+ \rightarrow n\pi^+. \quad (6.6)$$

Eine Zerlegung der Prozesse in die einzelnen Isospin-Kanäle und die Bestimmung der relativen Gewichte aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten zeigt, daß der $n(n, p)\Delta^-$ - bzw. der $p(p, n)\Delta^{++}$ -Kanal gegenüber den anderen Möglichkeiten um einen Faktor drei bevorzugt ist.

6.3.1 Produktionswirkungsquerschnitte der Ladungsaustauschprodukte

Im rechten Teil der Abb. 6.14 sind die Produktionswirkungsquerschnitte der in der Reaktion 500 MeV/u ^{86}Kr auf ^9Be erzeugten Rubidium-Isotope zusammen mit der Voraussage des ISApac-Modells dargestellt, wobei sowohl die Prefragmentverteilung gemäß der INC-Rechnung des ISApac-Modells als auch die endgültige Verteilung nach der Verdampfungsstufe gezeigt sind. Man erkennt, wie die einzelnen Stufen der Reaktion zur endgültigen und beobachtbaren Rubidium-Isotopenverteilung beitragen. Die Höhe, Position und

Breite der experimentell bestimmten Isotopenverteilung werden gut reproduziert. Abweichungen für das reine Ladungsaustauschprodukt ^{86}Rb und für die neutronenarme Flanke der Verteilung werden beobachtet. Der größere experimentelle Produktionswirkungsquerschnitt für ^{86}Rb kann direkten, quantenmechanischen Prozessen zugeordnet werden, die nicht im klassischen INC-Bild berücksichtigt sind. Das Überschätzen der Wirkungsquerschnitte der neutronenarmen Flanke ist bekannt [Zeit92] und wurde bereits in Kapitel 6.1 diskutiert. Aus der Lage des Maximums der Isotopenverteilung bei ^{83}Rb , d.h. drei abgedampfte Neutronen vom häufigsten Prefragment ^{86}Rb entfernt, läßt sich die Anregungsenergie abschätzen: Setzt man eine mittlere Neutronenbindungsenergie $B_n=8$ MeV voraus, dann muß während dem Ladungsaustausch im Projektil eine Energie von etwa $E^*=24$ MeV deponiert worden sein.

Im Falle der Produktion von Brom-Isotopen (siehe linker Teil von Abb. 6.14) werden die sekundären Produkte, die durch einen primären Ladungsaustausch und durch eine anschließende Neutronenabdampfung entstanden sind, durch herkömmliche Projektilfragmente überlagert. Nur das ^{86}Br stammt eindeutig aus einer Ladungsaustauschreaktion. Es besitzt einen gemessenen Produktionswirkungsquerschnitt von 0,6 mb, der kleiner ist als der des ^{86}Rb (1,0 mb). Diese Diskrepanz läßt sich durch unterschiedliche Neutronenseparationsenergien S_n erklären. Durch die magische Neutronenzahl bei $N=50$ benötigt man nur $S_n=5,0$ MeV um ein Neutron vom ^{86}Br ($N=51$) zu trennen. Die Separationsenergie für ein ^{86}Rb -Neutron beträgt dagegen $S_n=8,6$ MeV. ^{86}Br wird also bei gleicher Anregungsenergie leichter ein Neutron abdampfen als ^{86}Rb , so daß der meßbare Produktionswirkungsquerschnitt des Endproduktes ^{86}Br geringer ist als der des ^{86}Rb .

Die oben aufgeführte Reaktionen sind in dem intranuklearen Kaskadenmodell ISApacc berücksichtigt. Ein Vergleich des Modells mit den Rubidium- und Brom-Daten in Abb. 6.14 zeigt, daß sowohl die Produktionswirkungsquerschnitte als auch die Form der Isotopenverteilung gut wiedergegeben werden. Daraus läßt sich schließen, daß das Modell auch die Ladungsaustauschreaktion und die dabei im Projektil deponierte Anregungsenergie richtig behandelt.

Die Summe aller Produktionswirkungsquerschnitte der Rubidium-Isotope ergibt den Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch $\Delta Z = +1$. Dieser Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\Delta Z=+1}$ (=10,4 mb) wird in Abb. 6.15 mit der Systematik von Guoxiao [Guox89] verglichen. Die Systematik resultiert aus einer Anpassung an Daten, die aus ^{12}C -, ^{18}O -, ^{20}Ne -, ^{56}Fe -, ^{84}Kr - ^{139}La - und ^{197}Au -Messungen (Referenzliste siehe [Guox89]) in verschiedenen Targets und bei Projektilenergien von 600-2100 MeV/u stammen. Dabei ergibt sich, daß der Produktionswirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch $\sigma_{\Delta Z=+1}$ in diesem Bereich nicht von der Einschußenergie und folgendermaßen von der Projektilmasse

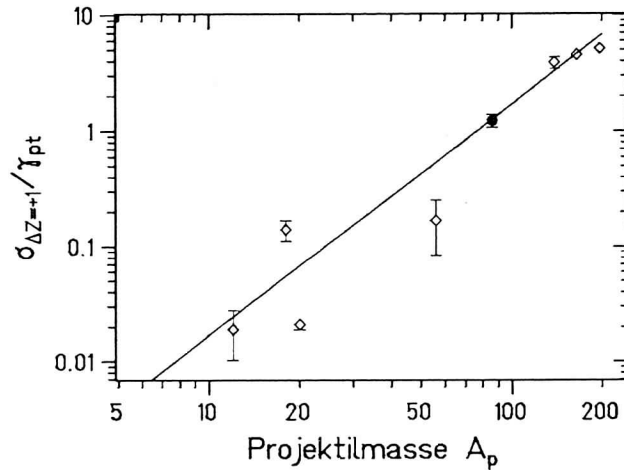


Abbildung 6.15: Produktionswirkungsquerschnitte des Ladungsaustauschprozesses $\Delta Z = +1$ normiert mit dem peripheren Skalierungsfaktor γ_{PT} als Funktion der Projekttilmasse. Die durchgezogene Linie stellt die Systematik nach Guoxiao et al. [Guox89] dar, der volle Kreis entspricht dem $\Delta Z = +1$ -Ladungsaustausch, der in dieser Arbeit gemessen wurde.

abhängt:

$$\sigma_{\Delta Z = +1} = 1,7 \cdot 10^{-4} \cdot \gamma_{PT} \cdot A_p^2, \quad (6.7)$$

wobei γ_{PT} für periphere Kernstöße gegeben ist durch:

$$\gamma_{PT} = (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 1, 0) mb. \quad (6.8)$$

Aus der guten Übereinstimmung des in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitts mit der Voraussage der vorgestellten Systematik (siehe Abb. 6.15) läßt sich schließen, daß die Energieunabhängigkeit auch für das System 500 MeV/u ^{86}Kr auf ^9Be gilt. Die quadratische Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Projekttilmasse ist die steilste, die bisher bei nuklearen Prozessen gefunden wurde und kann bis jetzt noch von keiner Modellvorhersage reproduziert werden. Möglicherweise wird aber eine solche starke Abhängigkeit durch eine zu geringe Zustandsdichte bei kleinen Massen und durch einen deshalb zu kleinen meßbaren Produktionswirkungsquerschnitt künstlich erzeugt.

6.3.2 Impulsverteilungen der Ladungsaustauschprodukte

In der ersten Reihe der Abb. 6.16 sind die gemessenen parallelen Impulsverteilungen der Ladungsaustauschprodukte ^{86}Rb und ^{86}Br dargestellt. Sie unterscheiden sich wesentlich

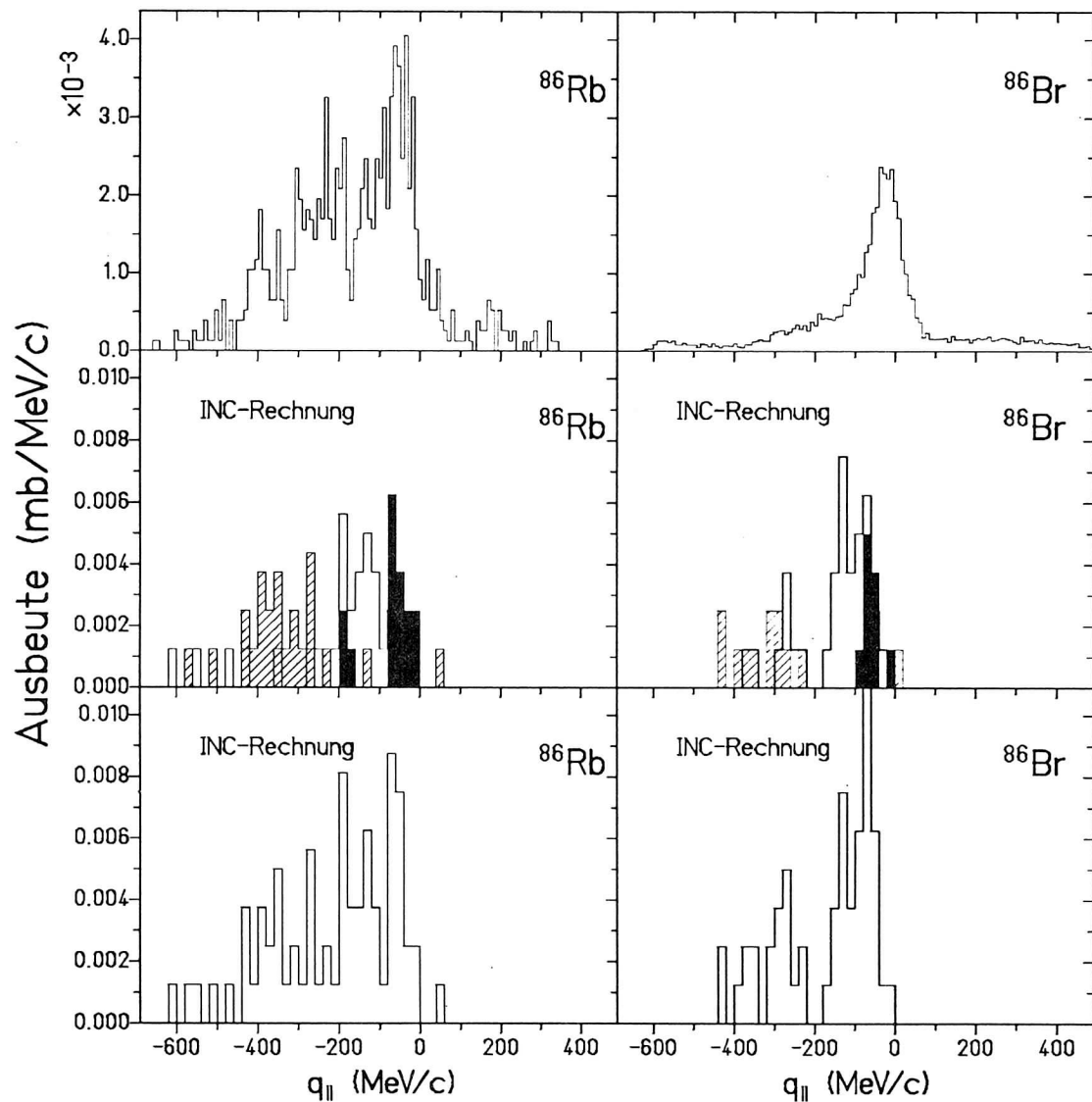


Abbildung 6.16: Gemessene (1. Reihe) und gerechnete Parallelimpulsverteilungen des ^{86}Rb , das in einer $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Rb})\text{X}$ - (linke Spalte), und des ^{86}Br , das in einer $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Br})\text{X}$ - (rechte Spalte) erzeugt wurde. Die zweite Reihe zeigt die ISAPace-Rechnung unterteilt nach den einzelnen Komponenten: Leere und vollausgemalte Histogramme entsprechen quasi-freie Nukleon-Nukleon-Stöße, bei denen das Projektilnukleon emittiert bzw. im Target gebunden zurückbleibt. Das schraffierte Histogramm entspricht der Ladungsaustauschreaktion über ein intermediäres Δ^- bzw. Δ^{++} im Target. Die dritte Reihe zeigt die gerechnete Gesamtspektren.

von den gaußförmigen Verteilungen der Projektilfragmente (siehe Abb. 5.3). Beide Impulsverteilungen zeigen eine relativ scharfe Komponente bei etwa $q_{\parallel} = -30 \text{ MeV}/c$. Diese Komponente kann der quasi-freien Nukleon-Nukleon-Kollision zugeordnet werden. Das Impulsspektrum des ^{86}Rb zeigt zusätzlich eine breite (FWHM=370 MeV/c) und zu größeren Impulsüberträgen (-210 MeV/c) verschobene Komponente, die im Falle des ^{86}Br völlig fehlt. Diese Komponente kann auf eine Anregung der ersten Δ -Resonanz eines Targetnukleons zurückgeführt werden. Um ein Nukleon zu einer Δ -Resonanz anzuregen, ist etwa eine Energie von 300 MeV (Differenz der Ruhemassen) erforderlich. Diese Energie muß durch den Verlust von kinetischer Energie ΔT aufgebracht werden. Aus Impuls- und Energieerhaltung und der Annahme, daß der Impulsübertrag bei der Reaktion wesentlich kleiner als der Projektilimpuls ist, folgt die Beziehung: $\Delta T = q_{\parallel} c \cdot \gamma\beta$. Daraus folgt, daß man die Δ -Komponente im Impulsspektrum bei 250 MeV/c erwartet. Die Breite dieser Komponente wird durch die Breit-Wigner-Funktion der Δ -Resonanz und durch einen Übergangsformfaktor gegeben. Eine ausführlichere Diskussion der Lage und der Breite von Δ -Resonanzanregungen bei Ladungsaustauschreaktionen mit relativistischen Projektilenergien wird in [Gare92] geführt.

Der Grund für das Fehlen der Δ -Komponente im Impulsspektrum des ^{86}Br liegt möglicherweise an der schon zuvor erwähnten geringen Separationsenergie für ein ^{86}Br -Neutron. Wenn große Impulsüberträge mit hohen Anregungsenergien des Projektils korrelieren, dann „fehlen“ nach dem Abdampfen von Neutronen Ereignisse im Impulsspektrum mit hohen Impulsüberträgen. Im Falle des ^{86}Br ($S_n=5,0 \text{ MeV}$) führt dies dazu, daß die Δ -Komponente nahezu völlig fehlt, im Falle des ^{86}Rb ($S_n=8,6 \text{ MeV}$) dazu, daß diese Komponente zu kleineren Impulsüberträgen verschoben ist. Die zweite Reihe der Abb. 6.16 zeigt die mit ISApac gerechneten Impulsverteilungen für die primären Ladungsaustauschprodukte ^{86}Rb und ^{86}Br aufgegliedert nach den drei häufigsten Ausgangskanälen (siehe Abb. 6.13). Die leeren und vollen Histogramme stellen quasi-freie Nukleon-Nukleon-Stöße dar, bei denen das Projektilnukleon emittiert bzw. im Target gebunden zurückbleibt. Das gestrichelte Histogramm entspricht der Ladungsaustauschreaktion über ein intermediäres Δ^- bzw. Δ^{++} im Target. Die dritte Reihe in Abb. 6.16 gibt die aus der Addition der einzelnen Ausgangskanäle resultierenden Impulsspektren wieder. Diese ISApac-Rechnung bestätigt die oben diskutierte Zuordnung: Eine scharfe und nur mit geringem Impulsübertrag behaftete Komponente assoziiert mit einer quasi-freien Nukleon-Nukleon-Kollision und eine relativ breite und zu größeren Impulsüberträgen verschobene Komponente mit der Anregung einer Δ -Resonanz. Es sei hier erwähnt, daß die in Abb. 6.16 gezeigte ISApac-Rechnung nur parallele Impulsverteilungen für die primären Ladungsaustauschprodukte angibt. Eine ausreichende Statistik für Impulsspektren nach der Abdampfungsphase läßt sich aus rechentechnischen Gründen nicht realisieren.

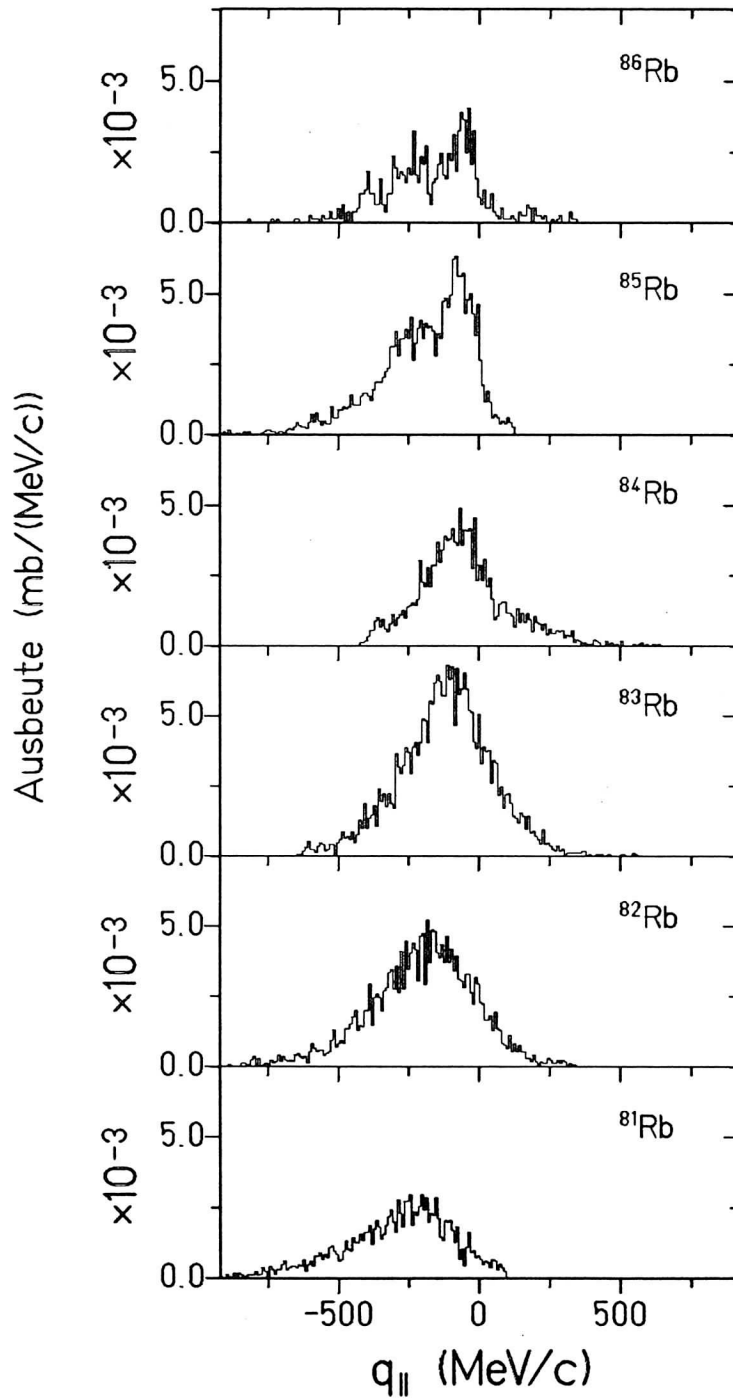


Abbildung 6.17: Gemessene Parallelimpulsverteilungen von Rubidium-Isotopen.

Abb. 6.17 zeigt die parallelen Impulsverteilungen der Rubidium-Isotope ^{86}Rb bis ^{81}Rb . Sie verdeutlicht die Auswirkung der Neutronenabdampfung auf das primäre Ladungsaustauschprodukt ^{86}Rb : Die zwei getrennten Komponenten des Ladungsaustausches sind nur für die ^{86}Rb und ^{85}Rb sichtbar. Mit weiterer Abdampfung von Neutronen geht diese Struktur verloren. Zusätzlich werden die Verteilungen mit zunehmendem Neutronenverlust breiter und ihr Schwerpunkt verschiebt sich zu größeren, negativen Impulsüberträgen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die Projekttilfragmentation eines 500 MeV/u ^{86}Kr -Strahls in einem Beryllium, Kupfer-, bzw. Tantal-Target wurde am Projekttilfragmentseparator der GSI untersucht. Die Isotopenidentifikation wurde durch eine gleichzeitige Messung der magnetischen Steifigkeit, der Flugzeit und des Energieverlustes erreicht.

Die neuen neutronenreichen Isotope ^{58}Ti , ^{61}V , ^{63}Cr , ^{66}Mn , ^{69}Fe , und ^{71}Co konnten eindeutig identifiziert werden, außerdem ergab sich ein Hinweis auf die Existenz von ^{64}Cr , ^{72}Co und ^{75}Ni .

Die experimentellen Produktionswirkungsquerschnitte, welche für einen großen A- und Z-Bereich bestimmt wurden, wurden mit den Voraussagen von drei verschiedenen Modellen verglichen. Dieser Vergleich mit dem semi-empirischen Modell EPAX zeigt, daß der Einfluß des Neutronenüberschusses des Projektils in der Parametrisierung richtig berücksichtigt wurde. Allerdings werden die isobaren Verteilungen nahe dem Projektil zu breit vorausgesagt, welches zu einer Überschätzung der Produktionswirkungsquerschnitte der N=50-Isotone führt. Neben der generellen Übereinstimmung der Daten mit dem statistischen Abrasionsmodell werden speziell die neutronenreichen Fragmente von diesem Modell überschätzt. Diese Tatsache deutet darauf hin, daß der Abrasions-Teil des Modells zu geringe Anregungsenergien der Prefragmente voraussagt. Das intranukleare Kaskadenmodell ISApac reproduziert nicht nur die Produktionswirkungsquerschnitte der Fragmentation, sondern auch die der Ladungsaustauschreaktion. Dieses Modell ist aber aufgrund der Rechnerzeitlimitierung auf Produktionswirkungsquerschnitte $> 10^{-2}$ mb beschränkt.

Die in der vorliegenden Arbeit dargestellten Untersuchungen erlauben eine Extrapolation des Produktionswirkungsquerschnitts für den doppelt-magischen Kern ^{78}Ni von nur 0.6 pb, welches eine Herausforderung für das Programm zur Intensitätssteigerung des Schwerionensynchrotron SIS darstellt. Mit steigender Kernladungszahl des Targetmaterials wurde ein größerer Produktionswirkungsquerschnitt für leichte Fragmente beobachtet.

Aus diesen Daten läßt sich folgern, daß projektilnahe Fragmente in peripheren und leichte Fragmente in zentralen Reaktionen entstehen.

Dieses Verhalten bestätigt sich bei der Untersuchung der parallelen Impulsverteilungen. Die für projektilnahe Fragmente gemessenen Impulsverteilungen bestätigen Systematiken, denen das Bild des Zweistufenprozesses der Fragmentation zugrunde liegen. Die leichten Fragmente verhalten sich dagegen wie mittel-schwere Produkte einer vorausgegangenen Multifragmentation, wobei eine quantitative Modellbeschreibung dieses Verhaltens noch aussteht.

Es wurden außerdem Produktionswirkungsquerschnitte und parallele Impulsverteilungen der Rubidium-Isotope und des ^{86}Br gemessen, welche keine herkömmliche Projektilfragmente, sondern Ladungsaustauschprodukte darstellen. Den experimentell beobachteten Ladungsaustauschprodukten lassen sich zwei mögliche Prozesse zuordnen, nämlich die quasi-freien Nukleon-Nukleon-Kollision bzw. die Anregung einer Δ -Resonanz.

Anhang A

Tabellierte Meßwerte

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
5	11	300	3.0	8.06E-02 ± 32%		
5	12	32	0.3	5.19E+00 ± 36%		
5	13	118	0.1	5.56E-01 ± 33%		
5	14	2394	2.6	1.09E-02 ± 31%		
6	13	1744	3.2	4.39E-01 ± 31%	251 ± 21.1%	460 ± 15.9%
6	14	34	3.5	3.17E-01 ± 36%		
6	16	50	3.9	5.87E-02 ± 34%		
6	17	548	3.6	1.80E-03 ± 31%		
7	15	2598	4.7	8.62E-01 ± 31%	248 ± 21.4%	476 ± 15.3%
7	16	37	5.1	3.57E-01 ± 35%		
7	18	93	1.7	2.51E-01 ± 32%		
7	19	53	7.6	4.50E-03 ± 34%		
8	17	2232	5.9	5.90E-01 ± 31%	281 ± 18.9%	515 ± 14.2%
8	18	42	6.6	3.13E-01 ± 35%	221 ± 24.0%	544 ± 13.4%
8	19	42	3.9	5.51E-01 ± 35%		
8	21	39	7.9	2.26E-02 ± 35%		
8	22	31	10.4	1.40E-03 ± 36%		
9	18	2817	2.9	7.83E-01 ± 31%	217 ± 24.4%	527 ± 13.8%
9	19	1383	7.8	6.12E-01 ± 31%	289 ± 18.3%	517 ± 14.1%
9	20	105	8.1	6.38E-01 ± 32%	242 ± 21.9%	541 ± 13.5%
9	21	53	9.5	2.85E-01 ± 34%		
9	23	56	6.6	3.89E-02 ± 34%		
9	24	42	9.5	2.86E-03 ± 35%		
9	25	123	7.0	2.07E-04 ± 33%		
10	20	5975	6.0	8.03E-01 ± 31%	231 ± 22.9%	508 ± 14.4%
10	21	2353	9.1	8.92E-01 ± 31%	293 ± 18.1%	520 ± 14.0%
10	22	505	8.6	5.50E-01 ± 31%	288 ± 18.4%	546 ± 13.4%
10	23	82	9.0	4.65E-01 ± 33%		
10	24	50	10.5	2.32E-01 ± 34%		

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
10	26	47	10.4	7.82E-03 ± 34%		
10	27	221	8.7	3.00E-04 ± 31%		
11	22	4536	7.5	4.87E-01 ± 31%	271 ± 19.6%	525 ± 13.9%
11	23	3272	9.2	1.23E+00 ± 31%	304 ± 17.4%	522 ± 14.0%
11	24	276	12.3	1.10E+00 ± 32%	327 ± 16.2%	517 ± 14.1%
11	25	131	12.8	3.85E-01 ± 32%		
11	26	48	13.1	1.88E-01 ± 34%		
11	28	129	5.6	3.99E-02 ± 32%		
11	29	36	14.9	1.56E-03 ± 35%		
11	30	154	6.8	2.67E-04 ± 32%		
12	24	9995	11.4	7.07E-01 ± 31%	282 ± 18.8%	525 ± 13.9%
12	25	3963	11.6	1.18E+00 ± 31%	324 ± 16.4%	525 ± 13.9%
12	26	1229	12.6	9.13E-01 ± 31%	357 ± 14.8%	546 ± 13.4%
12	27	231	13.1	6.63E-01 ± 32%		
12	28	70	14.2	2.47E-01 ± 33%		
12	30	69	6.8	4.65E-02 ± 33%		
12	31	37	15.2	4.21E-03 ± 35%		
12	32	41	20.3	9.51E-04 ± 35%		
13	25	525	3.2	1.32E-01 ± 31%		
13	26	4682	13.7	2.75E-01 ± 31%	291 ± 18.2%	525 ± 13.9%
13	27	5014	12.6	1.37E+00 ± 31%	332 ± 16.0%	526 ± 13.9%
13	28	700	13.1	2.63E+00 ± 31%	384 ± 13.8%	544 ± 13.4%
13	29	428	16.4	9.81E-01 ± 31%	323 ± 16.4%	557 ± 13.1%
13	30	117	15.2	3.86E-01 ± 32%		
13	31	42	17.2	1.19E-01 ± 35%		
13	33	119	12.9	1.60E-02 ± 32%		
13	34	40	23.1	1.12E-03 ± 35%		
13	35	153	12.7	1.42E-04 ± 32%		
14	27	892	5.2	1.38E-01 ± 31%		
14	28	8931	13.3	5.41E-01 ± 31%	327 ± 16.2%	525 ± 13.9%
14	29	5585	14.7	3.06E+00 ± 31%	347 ± 15.3%	540 ± 13.5%
14	30	2737	18.0	1.42E+00 ± 31%	387 ± 13.7%	539 ± 13.6%
14	31	410	15.3	8.74E-01 ± 32%	382 ± 13.9%	555 ± 13.2%
14	32	240	18.4	6.55E-01 ± 32%	351 ± 15.1%	570 ± 12.8%
14	33	81	20.9	1.89E-01 ± 33%		
14	35	53	14.7	1.65E-02 ± 34%		
14	36	51	14.8	2.23E-03 ± 34%		
14	37	33	25.2	6.17E-04 ± 36%		
14	38	38	10.8	4.15E-05 ± 35%		
15	30	3288	17.6	2.91E-01 ± 31%	295 ± 18.0%	563 ± 13.0%
15	31	5051	19.1	2.13E+00 ± 31%	342 ± 15.5%	541 ± 13.5%
15	32	2557	19.9	1.20E+00 ± 31%	396 ± 13.4%	546 ± 13.4%

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
15	33	687	19.9	1.13E+00 \pm 31%	403 \pm 13.2%	563 \pm 13.0%
15	34	194	18.9	5.23E-01 \pm 32%	347 \pm 15.3%	561 \pm 13.0%
15	35	96	20.0	2.46E-01 \pm 33%		
15	37	82	6.2	6.06E-02 \pm 33%		
15	38	115	18.0	1.11E-02 \pm 32%		
15	39	38	27.9	8.80E-04 \pm 35%		
15	40	136	17.6	9.12E-05 \pm 32%		
16	31	495	13.0	3.07E-02 \pm 31%		
16	32	5428	21.5	3.94E-01 \pm 31%	351 \pm 15.1%	554 \pm 13.2%
16	33	5069	19.9	2.05E+00 \pm 31%	382 \pm 13.9%	557 \pm 13.1%
16	34	4029	17.8	2.12E+00 \pm 31%	439 \pm 12.1%	528 \pm 13.8%
16	35	1019	24.7	1.34E+00 \pm 31%	412 \pm 12.9%	587 \pm 12.4%
16	36	442	23.7	9.51E-01 \pm 31%	398 \pm 13.3%	548 \pm 13.3%
16	37	191	23.8	4.11E-01 \pm 32%		
16	38	38	26.1	7.09E-02 \pm 35%		
16	40	65	26.0	1.14E-02 \pm 33%		
16	41	36	30.3	2.06E-03 \pm 35%		
16	42	256	17.3	1.75E-04 \pm 32%		
17	33	115	16.0	5.79E-03 \pm 32%		
17	34	2213	22.8	1.51E-01 \pm 31%	342 \pm 15.5%	591 \pm 12.4%
17	35	4793	22.7	1.70E+00 \pm 31%	380 \pm 13.9%	559 \pm 13.1%
17	36	1800	21.6	4.10E+00 \pm 31%	441 \pm 12.0%	530 \pm 13.8%
17	37	1644	26.7	2.01E+00 \pm 31%	435 \pm 12.2%	563 \pm 13.0%
17	38	586	25.9	1.15E+00 \pm 31%	414 \pm 12.8%	574 \pm 12.7%
17	39	221	26.7	4.16E-01 \pm 32%		
17	40	130	27.6	2.29E-01 \pm 32%		
17	42	95	14.1	3.09E-02 \pm 33%		
17	43	88	27.8	5.48E-03 \pm 33%		
17	44	39	21.6	8.50E-04 \pm 35%		
17	45	126	20.7	7.18E-05 \pm 32%		
18	35	196	23.1	6.84E-03 \pm 32%		
18	36	3124	21.2	2.30E-01 \pm 31%	373 \pm 14.2%	577 \pm 12.7%
18	37	4535	27.1	1.35E+00 \pm 31%	402 \pm 13.2%	579 \pm 12.6%
18	38	2368	25.8	4.52E+00 \pm 31%	447 \pm 11.9%	515 \pm 14.2%
18	39	2285	26.3	2.83E+00 \pm 31%	465 \pm 11.4%	568 \pm 12.9%
18	40	1103	24.6	2.29E+00 \pm 31%	462 \pm 11.5%	586 \pm 12.5%
18	41	505	30.9	7.96E-01 \pm 31%		
18	42	127	21.0	3.10E-01 \pm 32%		
18	43	31	31.1	1.17E-01 \pm 36%		
18	45	52	34.6	6.88E-03 \pm 34%		
18	46	42	27.4	9.90E-04 \pm 35%		
18	47	123	21.5	6.75E-05 \pm 32%		

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{\parallel} \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
19	37	94	25.9	2.93E-03 ± 33%		
19	38	1314	22.7	9.55E-02 ± 31%	366 ± 14.5%	609 ± 12.0%
19	39	4362	28.1	1.25E+00 ± 31%	423 ± 12.5%	579 ± 12.6%
19	40	2505	25.5	4.83E+00 ± 31%	478 ± 11.1%	476 ± 15.3%
19	41	3178	14.8	8.07E+00 ± 31%	445 ± 11.9%	571 ± 12.8%
19	42	1487	28.3	2.68E+00 ± 31%	464 ± 11.4%	586 ± 12.4%
19	43	842	32.8	1.29E+00 ± 31%	442 ± 12.0%	542 ± 13.5%
19	44	438	32.6	6.74E-01 ± 31%		
19	45	69	34.8	2.32E-01 ± 33%		
19	47	61	25.3	1.10E-02 ± 33%		
19	48	38	39.2	1.68E-03 ± 35%		
19	49	160	15.9	1.19E-04 ± 32%		
19	50	32	26.1	1.45E-05 ± 36%		
20	39	122	27.7	3.55E-03 ± 32%		
20	40	1942	23.6	1.36E-01 ± 31%	385 ± 13.8%	584 ± 12.5%
20	41	4477	30.3	1.19E+00 ± 31%	425 ± 12.5%	588 ± 12.4%
20	42	2963	28.5	5.12E+00 ± 31%	473 ± 11.2%	479 ± 15.2%
20	43	3883	32.3	3.92E+00 ± 31%	479 ± 11.1%	575 ± 12.7%
20	44	2222	31.2	2.68E+00 ± 31%	481 ± 11.0%	554 ± 13.2%
20	45	1322	37.2	1.78E+00 ± 31%	478 ± 11.1%	572 ± 12.8%
20	46	446	38.2	5.98E-01 ± 31%		
20	47	97	39.5	2.87E-01 ± 32%		
20	49	65	10.8	2.76E-02 ± 33%		
20	50	50	24.9	3.47E-03 ± 34%		
20	51	128	5.0	3.02E-04 ± 32%		
20	52	36	23.0	1.85E-05 ± 35%		
21	41	32	28.6	9.02E-04 ± 35%		
21	42	857	23.2	6.10E-02 ± 31%	335 ± 15.8%	604 ± 12.1%
21	43	3557	34.5	8.31E-01 ± 31%	447 ± 11.9%	596 ± 12.3%
21	44	6103	30.7	1.86E+00 ± 31%	463 ± 11.4%	481 ± 15.2%
21	45	4875	40.5	3.92E+00 ± 31%	510 ± 10.4%	582 ± 12.5%
21	46	3180	39.0	3.07E+00 ± 31%	493 ± 10.8%	551 ± 13.2%
21	47	1722	37.5	2.31E+00 ± 31%	441 ± 12.0%	560 ± 13.0%
21	48	841	42.1	1.02E+00 ± 31%	504 ± 10.5%	586 ± 12.4%
21	49	288	38.7	3.62E-01 ± 32%		
21	51	61	3.2	8.73E-02 ± 34%		
21	52	48	36.8	5.97E-03 ± 34%		
21	53	47	19.5	1.56E-03 ± 34%		
21	54	93	12.0	9.14E-05 ± 33%		
21	55	20	26.0	9.08E-06 ± 39%		
22	43	118	29.9	6.51E-03 ± 32%		
22	44	972	18.7	8.58E-02 ± 31%	347 ± 15.3%	630 ± 11.6%

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
22	45	3059	36.7	6.72E-01 ± 31%	433 ± 12.2%	595 ± 12.3%
22	46	7471	32.4	2.16E+00 ± 31%	462 ± 11.5%	463 ± 15.8%
22	47	6014	41.7	4.70E+00 ± 31%	523 ± 10.1%	579 ± 12.6%
22	48	4768	43.2	4.15E+00 ± 31%	497 ± 10.7%	564 ± 12.9%
22	49	1734	41.8	2.12E+00 ± 31%	503 ± 10.5%	580 ± 12.6%
22	50	1235	41.5	1.52E+00 ± 31%	537 ± 9.9%	560 ± 13.0%
22	51	441	46.4	4.63E-01 ± 31%		
22	52	65	46.4	1.64E-01 ± 33%		
22	54	74	23.0	1.47E-02 ± 33%		
22	55	32	51.1	2.87E-03 ± 28%		
22	56	32	12.7	1.19E-03 ± 36%		
22	57	63	20.0	3.72E-05 ± 34%		
22	58	11	28.0	4.64E-06 ± 43%		
23	45	35	23.0	1.23E-03 ± 35%		
23	46	535	39.6	4.66E-02 ± 31%	310 ± 17.1%	671 ± 10.9%
23	47	2478	39.8	5.02E-01 ± 31%	433 ± 12.2%	611 ± 11.9%
23	48	6731	35.0	1.80E+00 ± 31%	457 ± 11.6%	461 ± 15.8%
23	49	6780	42.6	5.19E+00 ± 31%	529 ± 10.0%	580 ± 12.6%
23	50	5957	46.5	4.82E+00 ± 31%	495 ± 10.7%	563 ± 13.0%
23	51	2662	46.3	2.93E+00 ± 31%	523 ± 8.6%	567 ± 8.3%
23	52	1314	42.0	1.57E+00 ± 31%	528 ± 8.5%	564 ± 8.3%
23	53	756	45.4	8.11E-01 ± 31%		
23	54	138	53.8	3.00E-01 ± 23%		
23	56	73	7.6	4.40E-02 ± 33%		
23	57	86	54.7	7.20E-03 ± 24%		
23	58	49	31.6	2.68E-03 ± 34%		
23	59	33	36.0	4.32E-04 ± 36%		
23	60	63	25.0	2.97E-05 ± 34%		
23	61	20	26.0	9.08E-06 ± 38%		
24	47	42	23.0	1.47E-03 ± 35%		
24	48	578	44.3	4.50E-02 ± 31%	322 ± 16.5%	634 ± 11.5%
24	49	2285	41.8	4.41E-01 ± 31%	457 ± 11.6%	607 ± 12.0%
24	50	6877	38.8	1.66E+00 ± 31%	448 ± 11.8%	452 ± 16.1%
24	51	7383	40.7	5.91E+00 ± 31%	550 ± 8.2%	570 ± 8.2%
24	52	7603	46.1	6.20E+00 ± 31%	506 ± 8.9%	547 ± 8.6%
24	53	3543	51.5	3.51E+00 ± 22%	523 ± 8.6%	558 ± 8.4%
24	54	1556	53.0	1.47E+00 ± 22%	526 ± 8.6%	537 ± 8.7%
24	55	902	49.2	9.39E-01 ± 31%		
24	56	192	50.7	4.43E-01 ± 23%		
24	57	54	32.3	1.96E-01 ± 34%		
24	59	111	36.6	1.39E-02 ± 33%		
24	60	37	56.2	3.02E-03 ± 27%		

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
24	61	29	55.5	3.38E-04 ± 29%		
24	62	142	19.0	8.82E-05 ± 32%		
24	63	35	33.0	1.25E-05 ± 35%		
24	64	3	24.0	1.47E-06 ± 66%		
25	49	61	44.3	2.27E-03 ± 34%		
25	50	322	44.7	2.49E-02 ± 32%	295 ± 18.0%	635 ± 11.5%
25	51	1778	46.6	3.08E-01 ± 31%	433 ± 10.4%	621 ± 7.6%
25	52	6632	42.0	1.48E+00 ± 31%	438 ± 10.3%	467 ± 10.1%
25	53	7389	44.7	5.39E+00 ± 31%	562 ± 8.0%	560 ± 8.4%
25	54	8356	49.2	6.39E+00 ± 31%	510 ± 8.8%	540 ± 8.7%
25	55	4852	54.0	4.58E+00 ± 21%	543 ± 8.3%	557 ± 8.4%
25	56	2410	53.3	2.27E+00 ± 22%	544 ± 8.3%	559 ± 8.4%
25	57	1574	58.8	1.37E+00 ± 22%		
25	58	633	54.4	5.67E-01 ± 22%		
25	59	133	54.6	2.85E-01 ± 23%		
25	61	128	17.1	3.43E-02 ± 32%		
25	62	105	68.2	7.05E-03 ± 24%		
25	63	118	30.6	2.49E-03 ± 32%		
25	64	40	38.8	4.86E-04 ± 35%		
25	65	126	28.0	5.31E-05 ± 33%		
25	66	16	36.0	5.24E-06 ± 40%		
26	52	192	11.3	2.80E-02 ± 32%		
26	53	1461	44.2	2.66E-01 ± 31%		
26	54	6633	41.7	1.49E+00 ± 31%		
26	55	7665	45.8	5.46E+00 ± 31%		
26	56	10201	52.3	7.33E+00 ± 22%		
26	57	5631	54.6	5.26E+00 ± 22%		
26	58	3919	57.8	3.40E+00 ± 22%		
26	59	1942	61.6	1.61E+00 ± 22%		
26	60	948	65.3	7.07E-01 ± 22%		
26	61	152	65.1	2.73E-01 ± 23%		
26	64	171	55.5	1.41E-02 ± 23%		
26	65	138	65.4	3.65E-03 ± 23%		
26	66	74	67.7	7.06E-04 ± 25%		
26	67	16	72.8	1.04E-04 ± 33%		
26	68	77	37.0	2.46E-05 ± 33%		
26	69	12	33.0	4.29E-06 ± 42%		
27	54	169	47.6	1.22E-02 ± 32%		
27	55	896	27.0	2.67E-01 ± 31%		
27	56	4732	48.1	9.21E-01 ± 31%		
27	57	6660	45.0	4.82E+00 ± 31%	494 ± 9.1%	447 ± 10.5%
27	58	9532	49.7	7.21E+00 ± 31%	417 ± 10.8%	411 ± 11.4%

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{\parallel} \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
27	59	7312	53.4	6.98E+00 ± 22%	350 ± 12.9%	478 ± 9.8%
27	60	5146	54.0	4.78E+00 ± 22%	294 ± 15.4%	306 ± 15.3%
27	61	3183	64.1	2.54E+00 ± 22%	436 ± 10.3%	443 ± 10.6%
27	62	1573	64.7	1.18E+00 ± 22%		
27	63	382	71.8	6.22E-01 ± 22%		
27	66	348	26.6	5.08E-02 ± 32%		
27	67	401	32.5	2.13E-02 ± 32%		
27	68	149	36.2	2.66E-03 ± 32%		
27	69	82	41.6	9.28E-04 ± 33%		
27	70	16	48.5	1.13E-04 ± 40%		
27	71	40	47.0	1.00E-05 ± 35%		
27	72	3	26.0	1.36E-06 ± 66%		
28	56	62	49.5	4.32E-03 ± 34%		
28	57	485	49.0	7.98E-02 ± 31%		
28	58	3247	49.0	6.20E-01 ± 31%		
28	59	3075	51.5	2.94E+00 ± 22%	492 ± 9.1%	425 ± 11.1%
28	60	7848	51.4	4.98E+00 ± 22%	414 ± 10.9%	406 ± 11.6%
28	61	7758	52.0	5.61E+00 ± 22%	392 ± 11.5%	419 ± 11.2%
28	62	7087	50.8	7.00E+00 ± 22%	232 ± 19.4%	332 ± 14.2%
28	63	4093	51.6	4.06E+00 ± 22%	415 ± 10.8%	382 ± 12.3%
28	64	2326	62.5	1.81E+00 ± 22%		
28	65	513	59.6	1.01E+00 ± 22%		
28	66	108	49.3	2.56E-01 ± 33%		
28	69	238	74.3	1.24E-02 ± 23%		
28	70	262	76.0	5.96E-03 ± 22%		
28	71	101	77.7	8.40E-04 ± 24%		
28	72	41	83.3	2.32E-04 ± 27%		
28	73	102	45.0	2.67E-05 ± 33%		
28	74	19	39.0	5.75E-06 ± 39%		
28	75	2	5.9	4.00E-06 ± 77%		
29	58	31	48.2	2.22E-03 ± 36%		
29	59	277	51.2	4.36E-02 ± 22%		
29	60	2021	51.5	3.67E-01 ± 22%		
29	61	2569	52.1	2.43E+00 ± 22%	527 ± 8.5%	428 ± 11.0%
29	62	6984	53.3	4.27E+00 ± 22%	396 ± 11.4%	427 ± 11.0%
29	63	9701	58.2	6.27E+00 ± 22%	382 ± 11.8%	418 ± 11.2%
29	64	6117	59.2	5.27E+00 ± 22%		
29	65	4760	63.0	3.79E+00 ± 22%		
29	66	3056	69.0	2.27E+00 ± 22%	75 ± 60.0%	262 ± 17.9%
29	67	1821	69.7	1.27E+00 ± 22%		
29	68	394	69.7	6.61E-01 ± 22%		
29	71	711	44.4	7.33E-02 ± 31%		

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
29	72	115	80.3	6.56E-03 ± 24%		
29	73	122	83.8	2.52E-03 ± 23%		
29	75	247	22.0	1.32E-04 ± 32%		
30	60	27	46.0	2.02E-03 ± 37%		
30	61	181	50.0	2.92E-02 ± 32%		
30	62	1475	56.4	2.45E-01 ± 22%		
30	63	2078	60.5	1.69E+00 ± 22%	473 ± 9.5%	404 ± 11.6%
30	64	7546	62.6	3.93E+00 ± 22%	396 ± 11.4%	422 ± 11.1%
30	65	6853	40.6	8.61E+00 ± 31%	391 ± 11.5%	387 ± 12.1%
30	66	9678	70.2	7.03E+00 ± 22%	154 ± 29.2%	500 ± 9.4%
30	67	7943	77.4	5.15E+00 ± 22%		
30	68	5616	77.8	3.70E+00 ± 22%	37 ± 121.6%	283 ± 16.6%
30	69	3574	80.6	2.16E+00 ± 22%		
30	70	1000	84.3	1.39E+00 ± 22%		
30	73	644	16.6	1.78E-01 ± 31%		
30	74	760	89.3	3.90E-02 ± 22%		
30	75	717	90.4	1.37E-02 ± 13%		
30	76	312	91.3	1.88E-03 ± 14%		
30	77	108	87.7	5.80E-04 ± 24%		
30	78	247	39.1	7.45E-05 ± 32%		
31	63	77	48.6	1.28E-02 ± 33%		
31	64	737	54.9	1.26E-01 ± 22%		
31	65	1353	65.5	1.02E+00 ± 22%		
31	66	5427	67.6	2.62E+00 ± 22%	516 ± 8.7%	285 ± 16.5%
31	67	11687	76.0	5.78E+00 ± 22%	447 ± 10.1%	270 ± 17.4%
31	68	11312	79.4	7.27E+00 ± 22%	377 ± 11.9%	273 ± 17.2%
31	69	11656	81.3	7.20E+00 ± 22%	314 ± 14.3%	273 ± 17.2%
31	70	9078	83.4	5.57E+00 ± 22%	250 ± 18.0%	279 ± 16.8%
31	71	6817	80.8	4.11E+00 ± 22%	210 ± 21.4%	263 ± 17.9%
31	72	1954	84.1	2.72E+00 ± 22%	128 ± 35.2%	284 ± 16.6%
31	76	2396	69.4	1.58E-01 ± 22%		
31	77	357	81.3	2.01E-02 ± 22%	125 ± 28.8%	269 ± 7.4%
31	78	581	89.1	1.13E-02 ± 22%	69 ± 52.2%	238 ± 8.4%
31	79	543	47.4	5.40E-03 ± 31%		
31	80	87	97.4	4.21E-04 ± 17%		
31	81	177	62.1	3.36E-05 ± 23%		
32	65	27	50.5	4.31E-03 ± 29%		
32	66	458	60.7	7.06E-02 ± 22%		
32	67	944	70.2	6.62E-01 ± 22%		
32	68	4932	76.6	2.10E+00 ± 22%	449 ± 10.0%	307 ± 15.3%
32	69	11632	81.0	5.40E+00 ± 22%	382 ± 11.8%	268 ± 17.5%
32	70	13383	84.1	8.12E+00 ± 22%	319 ± 14.1%	270 ± 17.4%

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{ } \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
32	71	14887	83.8	8.92E+00 ± 22%	242 ± 18.6%	267 ± 17.6%
32	72	3935	37.5	5.27E+00 ± 31%	173 ± 26.0%	257 ± 18.3%
32	73	10008	76.4	6.38E+00 ± 22%	120 ± 37.5%	247 ± 19.0%
32	74	3022	71.0	4.98E+00 ± 22%		
32	75	1253	73.1	2.01E+00 ± 22%		
32	78	3887	32.2	5.53E-01 ± 31%		
32	79	2441	98.2	1.14E-01 ± 13%		
32	80	3211	98.9	5.62E-02 ± 13%	93 ± 38.7%	240 ± 8.3%
32	82	299	98.2	1.43E-03 ± 14%		
32	83	35	18.8	2.20E-05 ± 35%		
33	67	19	51.5	2.97E-03 ± 32%		
33	68	179	63.7	2.63E-02 ± 23%		
33	69	562	72.6	3.81E-01 ± 22%		
33	70	3066	81.5	1.23E+00 ± 22%		
33	71	9306	85.6	4.09E+00 ± 22%	430 ± 10.5%	274 ± 17.2%
33	72	11932	85.1	7.15E+00 ± 22%	337 ± 13.4%	291 ± 16.2%
33	73	17703	80.7	1.10E+01 ± 22%	173 ± 26.1%	256 ± 18.4%
33	74	7203	53.3	6.78E+00 ± 22%	107 ± 42.1%	251 ± 18.8%
33	75	9413	68.1	7.08E+00 ± 22%	188 ± 23.9%	335 ± 14.0%
33	76	9062	85.6	5.16E+00 ± 22%	167 ± 26.9%	312 ± 15.1%
33	77	4447	92.2	5.64E+00 ± 13%	192 ± 18.8%	222 ± 9.0%
33	81	12076	93.3	5.93E-01 ± 13%	57 ± 63.2%	214 ± 9.4%
33	82	14429	89.0	2.80E-01 ± 22%	99 ± 36.4%	198 ± 10.1%
33	83	2942	94.8	5.37E-02 ± 13%	58 ± 62.1%	206 ± 9.7%
33	84	137	48.8	1.32E-03 ± 32%		
34	70	124	66.5	1.75E-02 ± 23%		
34	71	286	78.0	1.80E-01 ± 22%		
34	72	2324	86.6	8.75E-01 ± 22%	367 ± 12.3%	274 ± 17.2%
34	73	7585	87.6	3.26E+00 ± 22%	290 ± 15.5%	276 ± 17.0%
34	74	11596	83.7	7.07E+00 ± 22%	235 ± 19.7%	302 ± 15.6%
34	75	15339	73.1	1.05E+01 ± 22%	142 ± 31.7%	279 ± 16.8%
34	76	13849	75.6	9.20E+00 ± 22%	319 ± 14.1%	295 ± 15.9%
34	77	17685	89.6	1.01E+01 ± 22%	237 ± 15.2%	278 ± 7.2%
34	78	22719	97.4	1.14E+01 ± 13%	181 ± 19.9%	232 ± 8.6%
34	79	9503	98.5	1.13E+01 ± 13%	113 ± 31.9%	224 ± 8.9%
34	83	43277	56.4	3.51E+00 ± 22%		
34	84	21996	100.0	1.01E+00 ± 13%	16 ± 225.0%	126 ± 15.9%
34	85	283	50.0	3.66E-03 ± 32%		
35	72	51	69.7	6.85E-03 ± 26%		
35	73	119	82.0	7.14E-02 ± 23%		
35	74	1024	92.4	3.61E-01 ± 13%		
35	75	4261	89.9	1.78E+00 ± 22%		

Z	A	Zählrate	Tr. (%)	σ (mb)	$\langle q_{\parallel} \rangle$ (MeV/c)	σ_m (MeV/c)
35	76	6779	80.1	4.32E+00 ± 22%	239 ± 18.8%	320 ± 14.7%
35	77	10448	57.5	9.12E+00 ± 22%	154 ± 23.4%	308 ± 6.5%
35	78	16494	89.6	9.24E+00 ± 22%	278 ± 12.9%	230 ± 8.7%
35	79	29411	97.5	1.54E+01 ± 13%	191 ± 18.8%	209 ± 9.6%
35	80	33240	98.7	1.64E+01 ± 13%	109 ± 33.0%	198 ± 10.1%
35	81	17710	95.9	2.16E+01 ± 13%	53 ± 67.9%	192 ± 10.4%
35	82	6466	70.0	1.08E+01 ± 22%		
35	86	10464	100.0	4.79E-01 ± 13%		
36	74	19	73.7	2.41E-03 ± 32%		
36	75	55	89.4	3.03E-02 ± 25%		
36	76	468	94.7	1.61E-01 ± 14%		
36	77	391	87.4	1.68E-01 ± 22%	207 ± 17.4%	265 ± 7.5%
36	78	1878	71.0	1.35E+00 ± 22%	252 ± 14.3%	326 ± 6.1%
36	79	7312	87.7	4.25E+00 ± 22%	187 ± 19.3%	299 ± 6.7%
36	80	16423	98.4	8.38E+00 ± 13%	203 ± 17.7%	193 ± 10.4%
36	81	23677	99.2	1.22E+01 ± 13%	122 ± 29.5%	180 ± 11.1%
36	82	36759	95.5	1.87E+01 ± 13%	86 ± 41.9%	150 ± 13.3%
36	83	17202	87.2	2.31E+01 ± 22%	45 ± 42.2%	132 ± 15.1%
36	84	27127	99.3	3.20E+01 ± 13%		
37	78	80	100.0	2.61E-02 ± 17%		
37	79	145	100.0	4.73E-02 ± 15%		
37	80	754	100.0	2.84E-01 ± 13%		
37	81	2103	100.0	1.07E+00 ± 13%	257 ± 14.0%	184 ± 10.9%
37	82	3991	100.0	2.00E+00 ± 13%	188 ± 19.1%	174 ± 11.5%
37	83	5037	100.0	2.58E+00 ± 13%	113 ± 31.9%	157 ± 12.8%
37	84	3406	100.0	1.66E+00 ± 13%	83 ± 24.2%	127 ± 9.1%
37	85	3588	100.0	1.75E+01 ± 13%		
37	86	841	100.0	9.84E-01 ± 13%		

Tabelle A.1: Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte σ , parallele Impulsüberträge $\langle q_{\parallel} \rangle$ und Impulsverbreiterungen σ_m der Projekttilfragmente, die in einer 500 MeV/u $^{86}\text{Kr}+^9\text{Be}$ -Reaktion erzeugt wurden. Tr. gibt die mit MOCADI berechnete ionenoptische Transmission an. Für die Produktionswirkungsquerschnitte ergaben sich neben den in der Tabelle angegebenen statistischen Fehlern (zwischen 13% und 77%) Hinweise auf das Vorliegen eines systematischen Fehlers (Faktor $\pm 2,5$, siehe Kapitel 6.1.1).

Tabellenverzeichnis

3.1	Mechanische Eigenschaften der Strahldiagnose-Detektoren.	29
3.2	Änderungen der magnetischen Steifigkeit.	38
5.1	Konstanten des Targetdickeneffekts ermittelt mit MOCADI.	57
A.1	Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte σ , parallele Impulsüberträge < q_{\parallel} > und Impulsverbreiterungen σ_m	99

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirkungsquerschnitte von Prefragmenten und Fragmenten errechnet mit ISApacé	8
2.2	Schematische Skizze der Abrasionsphase des Fragmentationsprozesses . . .	15
3.1	Projektil-Fragmentseparator FRS der GSI-Darmstadt.	22
3.2	Schematischer Versuchsaufbau am Projektilfragmentseparator FRS	25
3.3	Kleinflächiger Strahldiagnose-Detektor.	30
3.4	Großflächiger Strahldiagnose-Detektor.	30
3.5	Prinzipskizze eines kleinflächigen Strahldiagnose-Detektors am FRS	31
3.6	Prinzipskizze der Ausselelektronik für die Strahldiagnose-Detektoren am FRS	32
3.7	Aufbau am Endfokus des FRS	32
3.8	Anzahl der erzeugten Elektronen-Ionen-Paare als Funktion der Energie der Xenonionen.	33
3.9	Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Kathodenspannung.	34
3.10	Kalibrierung des SEETRAM-Detektors.	36
3.11	Dispersion des FRS am Zwischenfokus S2.	36
4.1	Spektrum der deponierten Energie ΔE in der Ionisationskammer MUSIC für Isotope mit $A/Z=2$	41
4.2	Zuordnung zwischen der deponierten Energie ΔE und der Kernladungszahl Z	41
4.3	Zusammenhang zwischen der deponierten Energie ΔE und dem Geschwindigkeitsparameter γ	42
4.4	Flugzeitkalibrierung.	43

4.5	Nuklidkarte, erzeugt mit der $B\rho$ -TOF- ΔE -Identifikationsmethode.	45
5.1	Neue neutronenreiche Isotope der Elemente Scandium bis Nickel	47
5.2	Produktionswirkungsquerschnitte für Germanium-Isotope.	50
5.3	Transformation der Ortsverteilung des ^{80}Ge -Isotops in den Impulsraum. . .	53
5.4	Transformation zweier Ortsverteilungen des ^{75}As -Isotops.	54
5.5	Longitudinale Impulsverteilung der ^{41}K -Fragmenten.	55
5.6	Longitudinale Impulsverteilung des $^{86}\text{Kr}^{35+}$ -Ladungszustandes.	56
5.7	Schematische Darstellung des Einfluß der Targetdicke auf die Impulsverteilung der Projektilfragmente	56
6.1	Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=29$ und $Z=36$ von einer $500\text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation.	61
6.2	Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=21$ und $Z=28$ von einer $500\text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation.	62
6.3	Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=13$ und $Z=20$ von einer $500\text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation.	63
6.4	Wirkungsquerschnittsverteilungen der Isotope zwischen $Z=5$ und $Z=12$ von einer $500\text{ MeV/u } ^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$ -Fragmentation.	64
6.5	Memory-Effekt.	65
6.6	Wirkungsquerschnitte der $N=50$ Isotone.	68
6.7	Gemessener Gerade-Ungerade-Effekt für die Isotonenreihen $A=2Z-1$ (Kreise), $2Z$ (Quadrate) und $2Z+1$ (Dreiecke).	70
6.8	Separationsenergien für Protonen und Neutronen.	70
6.9	Einfluß des Targetmaterials auf den Produktionswirkungsquerschnitt. . . .	72
6.10	Standardabweichung des longitudinalen Impulses.	74
6.11	Mittlerer paralleler Impulstransfer.	77
6.12	Ausschnitt aus der Nuklidkarte in der Nähe des ^{86}Kr	79
6.13	Schematische Darstellung der $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Rb})\text{X}$ - und der $^9\text{Be}(^{86}\text{Kr}, ^{86}\text{Br})\text{X}$ -Reaktion.	80
6.14	Produktionswirkungsquerschnitte der Rubidium- und Brom-Isotope.	81

6.15 Produktionswirkungsquerschnitte des Ladungsaustauschprozesses als Funktion der Projektilmasse.	83
6.16 Gemessene und gerechnete Parallelimpulsverteilungen des ^{86}Rb und des ^{86}Br	84
6.17 Parallelimpulsverteilungen von Rubidium-Isotopen.	86

Literaturverzeichnis

- [Alad92] C.A. Oglivie, P. Kreuz und die Aladin Kolaboration, Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI Nachrichten 09-92 (1992).
- [Anne87] R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller, J.C. Jacmart und M. Langevin, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A **257** (1987) 215.
- [Anne91] R. Anne, C. Bruske, K. Burkhard, M. Fradj, H. Geissel, Y. Georget, R. Hue, R. Johännitges, R. Kirchner, A. C. Mueller, E. Roeckl, J. Rasmusson, K. Rycaczewski, M. Weber, Gesellschaft für Schwerionenforschung , Scientific Report 1990, GSI-91-1 (1991) 291.
- [Armb87] P. Armbruster, M. Bernas, J.P. Bocquet, R. Brissot, H.R. Faust, und P. Rousset, Europhys. Lett. **4** (1987) 793.
- [Bach86] D. Bachelier, J.L. Boyard, T. Hennino, J.C. Jourdain, M. Roy-Stephan, D. Contardo, J.Y. Grossiorf, A. Guichard, J.R. Pizzi, P. Radvanyi, J. Tinsley, C. Ellegaard, C. Gaarde und J.S. Larsen, Phys. Lett. **B172** (1986) 23.
- [Bazi84] D. Bazin and Y. Bouveret, Etude et mise au point d'une chambre multifils a ionisation pour la detection de faisceaux secondaires au GANIL, GANIL Report 84.03 (1984), unveröffentlicht
- [Bert81] G.F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 472.
- [Blan91] B. Blank: Dissertation (TH Darmstadt), Report GSI 91-19 (1991).
- [Broh92] Th. 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, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, E. Roeckl, I. Schall, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D. J. Vieira und M. Weber, Nuc. Phys. **A550** (1992) 540.
- [Camp81] X. Campi und J. Hüfner, Phys. Rev. **C24** (1981) 826.

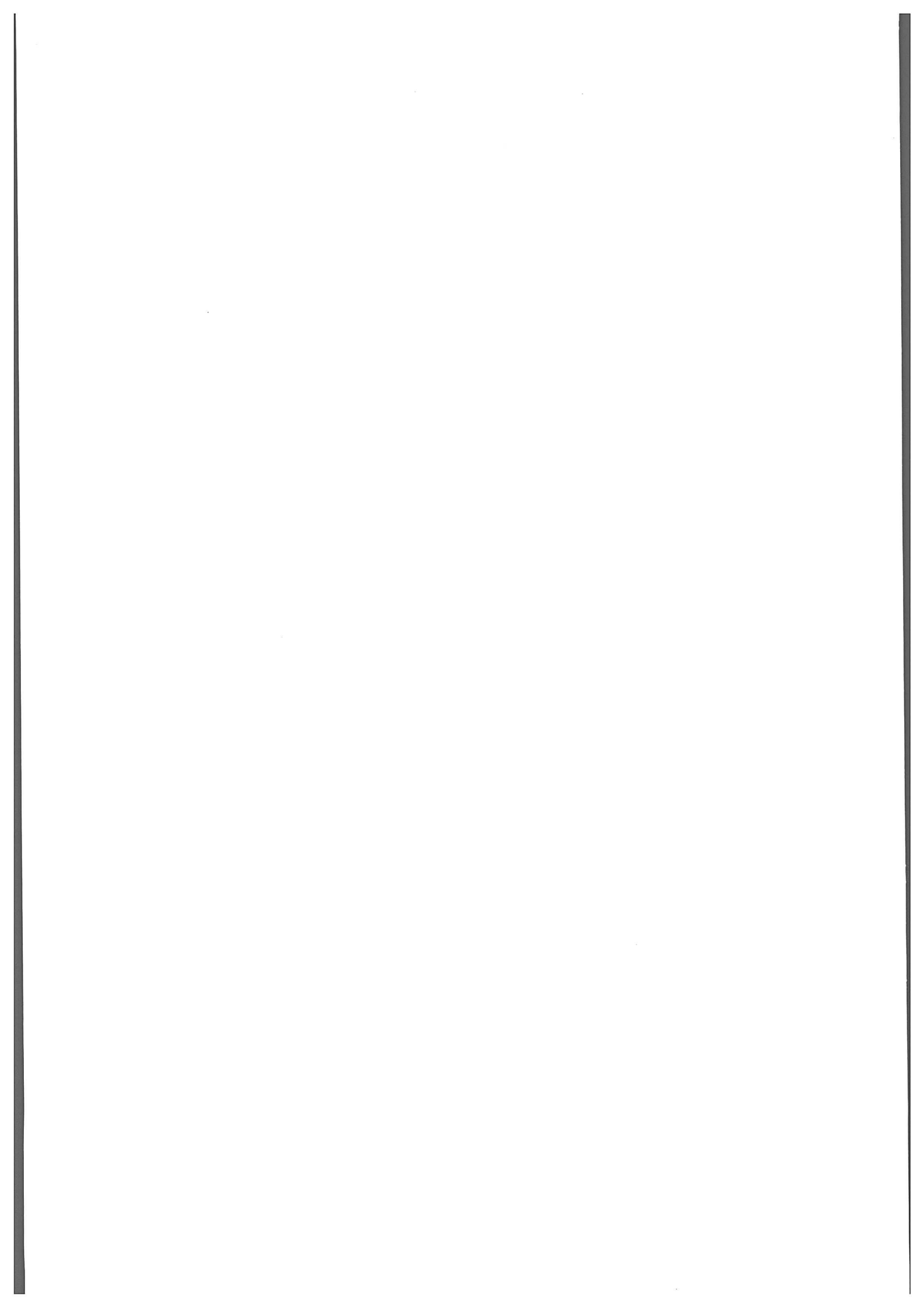
- [Cumm78] J.B. Cumming, P.E. Hausstein, T.J. Ruth und G.J. Virtes, Phys. Rev. **C17** (1978) 1632.
- [Cumm80] J.B. Cumming, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 17.
- [Duf086] J.P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrange und K.-H. Schmidt, Nucl. Instr. Meth. **A248** (1986) 267.
- [Faue92] M. Fauerbach, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt (1992).
- [FeHu73] H. Feshbach und K. Huang, Phys. Rev. Lett. **B47** (1973) 300.
- [Frad89] M. Fradj, Beschreibung Profilgitter-Meßsystem, Interner GSI-Report (1989), unveröffentlicht
- [Frie83] H. Friedemann, Phys. Rev. **C27** (1983) 569.
- [Gaim91] J.-J. Gaimard und K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A **531** (1991) 709.
- [Gan90] H.H. Gan, S.J. Lee, S. das Gupta und J. Barrette, Phys. Lett. **B234** (1990) 4.
- [Gare92] F.A. Gaarev, Yu.L. Ratis und E.A. Strokovsky, Letter of Intent (1992), unveröffentlicht
- [Gavr80] A. Gavron, Phys. Rev. **C12** (1980) 230.
- [Geis92] H. Geissel, P. Armbruster, K.-H. Behr, A. Brünle, K. Burkhard, 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. Weckermann, C. Ziegler, A. Magel, H. Wollnik, J.P. Dufour, Y. Fujita, D.J. Vieira und B. Sherrill, Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 286.
- [Gold74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
- [Goll91] U. Gollerthan, T. Brohm, H.-G. Clerc, E. Hanelt, M. Horz, W. Morawek, W. Schwab, K.-H. Schmidt, F.-P. Hessberger, G. Münzenberg, V. Ninov, R.S. Simon, J.P. Dufour und M. Montoya, Z. Phys. **A338** (1991) 51.

- [Grei75] D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H.Heckman, Bruce Cork und F.S. Bieswer, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 152.
- [Grew93] A. Grewe, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt (1993).
- [Guox89] Ren Guoxiao, P.B. Price und W.T. Williams, Phys. Rev. **C39** (1989) 1351.
- [Hane92] E. Hanelt: Dissertation (TH Darmstadt), Report GSI 92-05 (1992).
- [Hoff89] J. Hoffmann, M. Richter, D. Schall und H. Sohlbach, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Scientific Report 1989, GSI-90-1 (1990) 306.
- [Hube92] J.C. Hubele, Doktorarbeit (Universität Giessen), Report GSI-92-06 (1992)
- [Huef75] J.Hüfner, K.Schäfer und B.Schürmann, Phys. Rev. **C12** (1975) 1888.
- [HueN81] J.Hüfner und M.C. Nemes, Phys. Rev. **C23** (1981) 2538.
- [Kubo91] T. Kubo, M. Ishihara, T. Nakamura, N. Inabe, H. Okuno, K. Asahi, H. Kumagai, S. Shimoura, K. Yoshida und I. Thanihata, Proc. of the 2nd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Louvain-la-Neuve, 1991, Delbar, T. (ed.), p. 65, Bristol: A. Hilger 1992.
- [Kox84] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J.F. Bruandet, M. Bueenerd, R. Cherkaoui, A.J. Cole, Y. El-Masri, N. Longequeue, J. Menet, F. Merchez und J.B. Viano, Nucl. Phys. **A420** (1984) 162.
- [Krat92] K.-L. Kratz, H. Gabelmann, P. Möller, B. Pfeiffer, H.L. Ravn, A. Wöhr und die ISOLDE Kollaboration, Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei **340** (1991) 419.
- [Lewi91] M. Lewitowicz, R. Anne, A.G. Artukh, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel, P. Briault, C. Detraz, S. Dogny, D. Guillemaud-Mueller, J.C. Jacmart, C. Johnston, E. Kashy, H.V. Klapdor, S.M. Lukyanov, A.C. Mueller, Yu.E. Penionzhkevich, F. Pougheon, A. Richard, M.G. Saint-Laurent, A. Staudt und W.D. Schmidt-Ott, Proc. of the 2nd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Louvain-la-Neuve 1991, Delbar, T. (ed.), p. 329, Bristol: A. Hilger 1992.
- [Mezi86] M.T. Mercier, J.C. Hill, F.K. Wohn, C.M. McCullough, M.E. Nieland, J.A. Winger, C.B. Howard, S. Renwick, D.K. Matheis und A.R. Smith, Phys. Rev. **C33** (1986) 1655.

- [Moha91] M.F. Mohar, D. Bazin, W. Benenson, D.J. Morrissey, N.A. Orr, B.M. Sherrill, D. Swan, J.A. Winger, A.C. Mueller und D. Guillemaud-Mueller Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1571
- [Moni71] E.J. Moniz, I. Sick, R.R. Whitney, J.R. Ficenec, R.D. Kephart und W.P. Trower, Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445.
- [Morr78] D.J. Morrissey, W.R. Marsh, R.J. Otto, W. Loveland und G.T. Seaborg: Phys. Rev. **C18** (1989) 1267.
- [Morr89] D.J. Morrissey, Phys. Rev. **C39** (1989)460.
- [Muel91] A.C. Mueller und R. Anne, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. **B56/57** (1991) 559.
- [Murp84] M.J. Murphy, Phys. Lett. **135** (1984) 25.
- [Myer66] W.D. Myers und W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81** (1966) 1.
- [Olse81] D.L. Olsen, B.L. Berman, D.E. Greiner, H.H. Heckmann, P.J. Lindstrom, G.D. Westfall und H.J. Crawford, Phys. Rev. **C24** (1981) 1529.
- [Pfue90] M. Pfützner, B. Voss, H.-G. Clerc, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, K.-H. Schmidt, M. Steiner, K. Sümmerer und D.J. Vieira, GSI-Report 91-1 (GSI Darmstadt 1990).
- [Roec92] E. Roeckl, Rep. Prog. Phys., **55** (1992) 1661.
- [Roth90] H. Rothard, K. Kroneberger, A. Clouvas, E. Veje, P. Lorenzen, N. Keller, J. Kemmler, W. Meckbach und K.-O. Groeneveld, Phys. Rev. **A41** (1990) 2521.
- [Ruds66] G. Rudstam, Z. Naturforsch. **21A** (1966) 1027.
- [Scha90] V. Schaa, Kurzbeschreibung SD-Anwahlprogramm, Internal GSI-Report (1990), unveröffentlicht
- [Schm92] K.-H. Schmidt, H. Geissel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, D. J. Vieira, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, W. Morawek, B. Voss, C. Ziegler und A. Magel, Nucl. Phys. **A542** (1992) 699.

- [Schm93] K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, W. Morawek, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, K. Sümmerer, D. J. Vieira, B. Voss, und C. Ziegler, *Phys. Lett.* **B300** (1993) 313.
- [Schw91] Th. Schwab: Dissertation (Universität Giessen), Report GSI 91-10 (1991)
- [Serb47] R. Serber, *Phys. Rev.* **72** (1947) 1114.
- [Sher90] B.M. Sherrill, W. Benenson, D. Mikolas, D.J. Morrissey, J.A. Nolen Jr. und J.A. Winger, *Proc. of the 1st Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Berkeley 1989*, W.D. Myers, J.M. Nitschke, E.B. Norman (eds.), p. 72, Singapore: World Scientific 1990.
- [Ste91] M. Steiner, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt (1991).
- [Step91] C. Stephan, L. Tasson-Got, D. Bachelier, C.O. Bacri, R. Rimbot, J.L. Boyard, F. Clapier, C. Donzaud, T. Hennino, M.F. Rivet, P. Roussel, D. Bazin, C. Grunberg, D. Disdier und B. Lott, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 6.
- [Stoe91] T. 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.
- [Suem90] K. Sümmerer, W. Brüchle, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn and Y. Weifan, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 2546.
- [Symo79] T.J.M. Symons, Y.P. Viyogi, G.D. Westfall, P. Doll P., D.E. Greiner, H. Farraggi, P.J. Lindstrom, D.K. Scott, H.J. Crawford, und C. McParland, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 40.
- [Vaz84] L. C. Vaz und J.M. Alexander, *Z. Phys.* **A318** (1984) 231.
- [Viyo79] Y.P. Viyogi, T.J.M. Symons, P. Doll, D.E. Greiner, H.H. Heckman, D.L. Hendrie, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, D.K. Scott, K. van Bibber, G.D. Westfall, H. Wiemann, H.J. Crawford, C. McParland und C. Gelbke, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 33.
- [Voss89] B. Voss, H.-G. Clerc, E. Hanelt, K.-H. Schmidt, B. Blank, J.-J. Gaimard, H. Geissel, G. Münzenberg, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.P. Dufour, A. Fleury und M.S. Pravikoff, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Scientific Report 1988*, GSI-89-1 (1989) 283.

- [Waps85] A.H. Wapstra und G. Audi, Nucl. Phys. A**432** (1985) 1.
- [Webe92] 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. Pravikoff, E. Roeckl, K. Rykaczewski, M. G. Saint-Laurent, I. Schall, C. Stéphan, K. Sümmerer, L. Tassan-Got, D. J. Vieira und B. Voss, Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei **343** (1992) 67.
- [Weck90] J. Weckenmann, E. Hanelt und K.-H. Schmidt, GSI-Report 90-13 (GSI Darmstadt 1990).
- [West76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandorval und R. Stock, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1202.
- [West79] 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.
- [Yari79] Y. Yariv und Z. Fraenkel, Phys. Rev. C**20** (1979)2227.
- [Zhan88] Zhan Wenlong, G. Audi, L. Bianchi, A. Cunsolo, H. Dumont, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittig, M. Morjean, Y. Pranal, Y. Schutz und C. Stephan, Nouvelles du GANIL **25** (1988) 22.
- [Zieg90] C. Ziegler, T. Brohm, H.-G. Clerc, H. Geissel, K.-H. Schmidt, K. Sümmerer, D.J. Vieira und B. Voss, Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Scientific Report 1989, GSI-90-1 (1990) 257.
- [Zeit92] K. Zeitelhack: Dissertation (TU München),(1992)



Danksagung

Anschließend möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der GSI und auswärtigen Kollegen bedanken, die in besonderer Weise zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Ernst Roeckl danke ich für die Aufnahme in die Kernchemie-Gruppe der GSI Darmstadt, für seine stetige Unterstützung und Betreuung und für die angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit.

Die Aufgabenstellung dieser Arbeit verdanke ich im wesentlichen Herrn Dr. A. Mueller vom IPN Orsay, der während und nach dem Experiment zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Für die außergewöhnlich guten Experimentierbedingungen am Fragment-Separator bin ich den Herren Dr. Hans Geissel und Prof. Dr. Gottfried Münzenberg zu großem Dank verpflichtet, ohne deren Hilfe die Messungen so nicht möglich gewesen wären.

Für viele freundschaftliche Diskussionen und hilfreiche Denkanstöße danke ich Dr. Horst Keller, Dr. Klaus Sümmerer, Dr. Michael F. Mohar, Dr. Krzysztof Rykaczewski, Ingrid Schall, Michael Fauerbach, Dr. Dieter Scharadt, Dr. Otto Klepper, Dr. Reinhard Kirchner, Bernd Voss, Thomas Brohm, Dr. Karl-Heinz Schmidt, Andreas Piechaczek und Wilhelm Trinder.

Ein große Hilfe während der Auswertung der experimentellen Daten waren die GSI-Sommer- bzw. IASTE-Studenten Jim Rasmussen, Tuomas Valmari, Ronald Rieth, Nick Elefterianos und Michael Perl.

Weiterhin wurde ich bei den Aufbauarbeiten der Strahldiagnose-Detektoren am FRS von den Herren A. Brünle, K. Burkard, H.-G. Burkhard, K.-H. Behr, Ch. Bruske und W. Hüller tatkräftig unterstützt.

Mein Dank gilt auch allen übrigen Mitgliedern der Fragment-Separator-Gruppe und der Kaffeerrunde sowie all denen, die hier nicht namentlich genannt sind, ohne die aber solch eine Arbeit nicht durchführbar gewesen wäre.

Meiner Freundin Elke Leibold danke ich für die Korrektur des Manuskripts dieser Arbeit und vor allem für ihre Ermutigung während der gesamten Zeit.

Schließlich gilt mein herzlicher Dank Herrn Prof. Dr. K. Wien, der mir auch nach dem Verlassen seiner Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt die Möglichkeit der Promotion an dieser Hochschule unter seiner Obhut erhalten hat.

