



REPORT 97-03
März 1997

ti
**Relativistische exotische Kerne als
Projektilstrahlen**

**Neue Perspektiven zum Studium der
Kerneigenschaften**

Hans Geissel

29 - 5 1

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 • D-64291 Darmstadt • Germany
Postfach 11 05 52 • D-64220 Darmstadt • Germany

**Relativistische exotische Kerne
als Projektilstrahlen**

**Neue Perspektiven
zum Studium der Kerneigenschaften**

Hans Geissel

Für Brigitte, Diana und Marie-Luise.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Motivation zur Erzeugung exotischer Kerne	3
1.2	Zielsetzung der Arbeit	5
2	Produktion exotischer Kerne	8
2.1	Charakterisierung der Kernstöße	8
2.2	Wirkungsquerschnitte	9
2.2.1	Totaler nuklearer Wirkungsquerschnitt	9
2.2.2	Spaltung	11
2.2.3	Fragmentation	14
2.2.4	Elektromagnetische Dissoziation	18
2.3	Kinematik	20
3	Separation exotischer Kerne	24
3.1	Allgemeine Überlegungen	24
3.2	Separation im Fluge	28
3.2.1	Ionenoptik	28
3.2.2	Separation mit atomarer Wechselwirkung	32
3.2.3	Fragmentseparatoren in Kombination mit Speicherringen	40
3.3	Separation mit der ISOL-Methode	43
3.3.1	ISOL-System in Kombination mit Ionenfallen und Nachbeschleunigern	43
4	Relativistische Sekundärstrahlen bei GSI	45
4.0.2	Das Schwerionensynchrotron SIS	45
4.0.3	Der Speicher- und Kühlerring ESR	48
4.1	Das Magnetspektrometer FRS	50
4.1.1	Ionenoptische Auslegung und Betriebsarten	50
4.1.2	Technische Auslegung des FRS	57
4.2	Atomare Wechselwirkung relativistischer Schwerionen mit Materie	59
4.2.1	Umladung	59
4.2.2	Abbremsung	63
4.3	Erste räumliche Trennung relativistischer Nuklide für alle Elemente bis einschließlich Uran	68
5	Experimente mit relativistischen exotischen Kernen am FRS	75

5.1	Periphere Kernreaktionen relativistischer Schwerionen	75
5.1.1	Projektilfragmentation	76
5.1.2	Elektromagnetische Dissoziation	81
5.1.3	Spaltung relativistischer Schwerionen	83
5.2	Entdeckung und Untersuchung exotischer Kerne	87
5.2.1	Neue neutronenreiche Kerne	88
5.2.2	Neue protonenreiche Kerne	91
5.3	Strukturuntersuchungen von relativistischen Halokernen	96
5.3.1	Neutronen-Halokerne	96
5.3.2	Streuexperiment mit $^{4,6,8}\text{He}$ -Kernen	99
5.3.3	Longitudinale Impulsverteilung als Signatur für Halokerne	106
5.3.4	Untersuchungen von Neutronen-Halokernen in vollständiger Kinematik	114
5.3.5	Entdeckung eines Protonen-Halokerns	120
5.4	Erste Experimente mit gekühlten relativistischen Sekundärstrahlen	126
5.4.1	Direkte Massenmessung	127
5.4.2	Lebensdauerermessung völlig ionisierter Isomere	136
6	Zusammenfassung	144
7	Danksagung	146
8	Literatur	148

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation zur Erzeugung exotischer Kerne

Die Entdeckung der Radioaktivität und das Studium der Streuung und Abbremsung energiereicher Ionen beim Durchqueren von Materieschichten führten zu Beginn dieses Jahrhunderts zum modernen Verständnis des Aufbaus der Atomkerne und ihrer Elektronenhülle. Das Studium der atomaren und nuklearen Wechselwirkungen ist heute keineswegs abgeschlossen, denn der Kern schwerer Atome ist ein sehr komplexes Vielteilchengebilde, das durch ein Zusammenwirken von verschiedenen Kräften, die nur teilweise gut bekannt sind, stabilisiert wird. In vielen Laboratorien sind solche Untersuchungen zentraler Schwerpunkt der Grundlagenforschung geblieben, die sowohl zu einem erweiterten Verständnis der Struktur der Materie als auch zu immer neuen Anwendungen beitragen. Es ist bemerkenswert, daß einige Untersuchungsmethoden wie Streuanalysen oder genaue Massenmessungen gegenüber der Pionierzeit zwar verfeinert, jedoch vom Prinzip her heute noch in den modernsten Experimenten erfolgreich eingesetzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werde ich auf diese Aussage zurückkommen.

Das Verhältnis von Protonen zu Neutronen und ihre maximale Anzahl im Kern werden primär durch die Überlagerung der Kernkraft mit der abstoßenden Coulomb-Kraft sowie durch die Unterschiede in der Kernkraft zwischen gleichen und ungleichen Nukleonenpaaren geprägt. Die mit der Ordnungszahl anwachsende Coulomb-Kraft bestimmt die Maximalzahl der Protonen, die im Kern gebunden werden können, d.h. die schwersten Elemente in der Gegend von Uran werden instabil und können durch Spaltung zerfallen. Modifiziert werden diese Aussagen hauptsächlich noch durch Einflüsse von bestimmten quantenmechanisch günstigen Protonen- und Neutronenkonfigurationen, den Schalenabschlüssen. Bei diesen sogenannten magischen Zahlen der Protonen und Neutronen findet man Kerne, die durch eine größere Stabilität im Vergleich zu anderen benachbarten Kernen ausgezeichnet sind. Doppelt magische Kerne, besonders wenn sie weit vom Stabilitätstal entfernt sind, sind wichtige Prüfsteine für die Kernmodelle.

In der Abbildung 1.1 ist eine Nuklidkarte dargestellt mit den Schalenabschlüssen und den charakteristischen Grenzen, die die Stabilität bestimmen. Dies sind die Grenzen, die innerhalb eines Elementes das Isotop markieren, bei dem das nächste hinzugefügte Proton beziehungsweise Neutron nicht mehr gebunden ist. Diese Stabilitätsgrenzen (Driplines) sind nur bei den leichten Kernen experimentell gut bekannt und ihre Vorhersage hängt

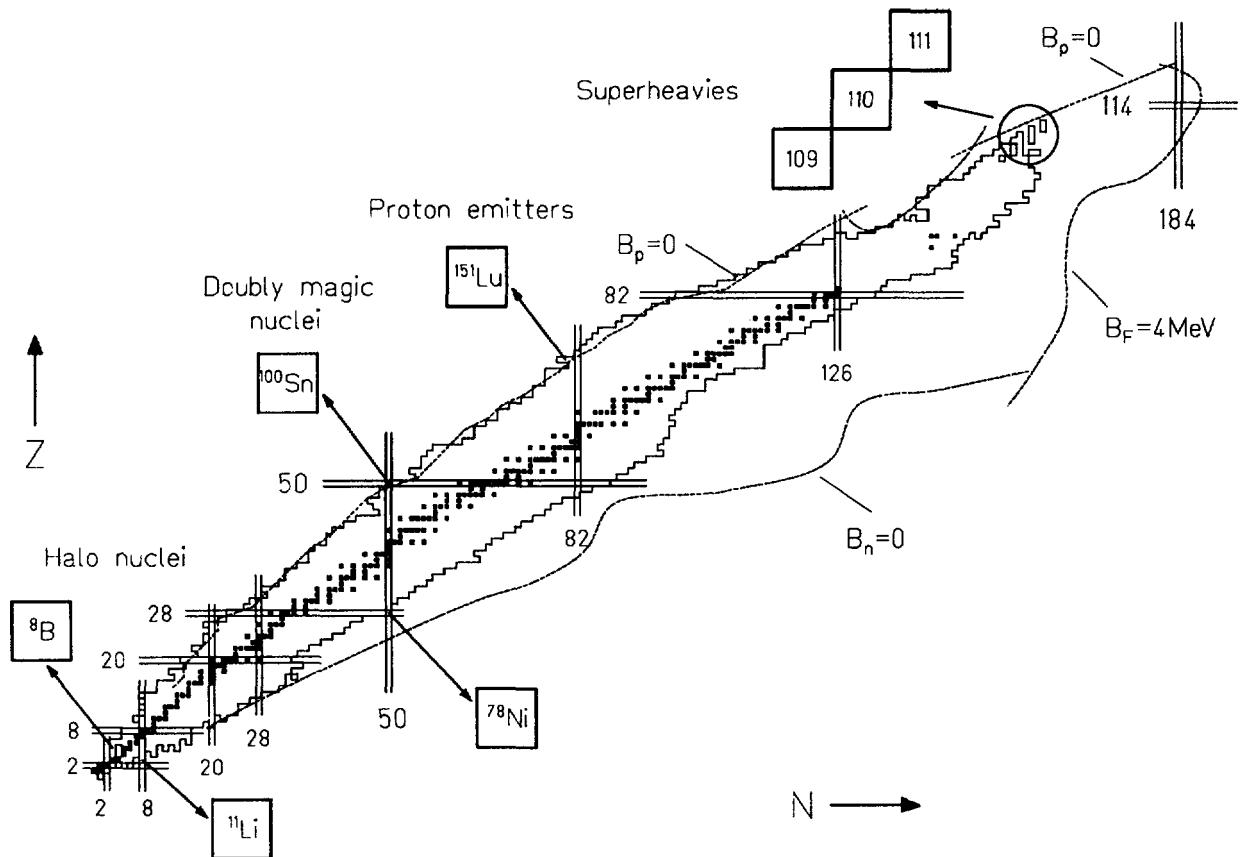


Abbildung 1.1: Nuklidkarte mit eingezeichneten Stabilitätsgrenzen (gestrichelt) und markierten Kernen, die gegenwärtig als neue Meilensteine die Erforschung der Kernstruktur bestimmen. Die stabilen Kerne sind als ausgefüllte Quadrate dargestellt. Die magischen Nukleonenzahlen sind durch horizontale und vertikale Balken besonders hervorgehoben.

stark von den verwendeten Massenmodellen ab. Die Genauigkeit der Massenberechnung und somit die der Bindungsenergie ist nur in der Nähe der stabilen Kerne gut bekannt, während für die exotischsten Kerne Unsicherheiten von einigen MeV bestehen. Deswegen kann die Lage der eingezeichneten Stabilitätsgrenze um einige Isotope unsicher sein [224]. Die Kerne in ihrer unmittelbaren Nähe haben in den letzten Jahren neue Zerfallsarten und Kernstrukturen offenbart. Somit muß auch in Zukunft versucht werden, gerade diese interessanten Gebiete an den Grenzen der Stabilität zu erreichen, d.h. die Herstellung und Untersuchung der exotischsten Kerne.

Sprunghafte Fortschritte in der Atom- und Kernphysik sind eng verbunden mit der technischen Entwicklung von Beschleunigeranlagen und neuen experimentellen Nachweismethoden. Während in den Vergangenheit Experimente hauptsächlich auf Projektilestrahlen stabiler Kerne eingeschränkt waren, können jetzt auch Strahlen exotischer Nuklide eingesetzt werden [207, 90, 74, 216, 225, 219, 222, 123].

Energiereiche exotische Kernstrahlen eröffnen neue Wege für verschiedene Zweige der Physik; besonders erwähnt seien die Kernphysik und Astrophysik, aber auch Anwendungen in der Biomedizin und Festkörperphysik. Für die Kernphysik liefert die Erzeugung und Separation von relativistischen Strahlen exotischer Kerne neue Möglichkeiten für systema-

tische Untersuchungen von Grundzustands- und Zerfallseigenschaften über einen weiten Isotopenbereich als Funktion des Isospins. Als Beitrag für die Astrophysik können ausgewählte Sekundärreaktionen dienen, die beispielsweise das Verständnis der Elementsynthese (Neutronen- und Protoneneinfangprozesse) in den Sternen vertiefen oder Untersuchungen mit hochionisierten Kernen, wie sie in stellaren Plasmen vorkommen. Es können jetzt Zerfalls- und Reaktionsstudien im Labor durchgeführt werden, die zum Verständnis der Entstehung des Universums und der Entwicklung der Sterne notwendig sind. Radioaktive Sonden können sowohl in der medizinisch-biologischen Anwendung als auch zur Strukturuntersuchung in Festkörpern implantiert werden. Erst durch die hohe kinetische Energie dieser Sondenkerne kann eine Tiefe von mehr als 10 cm in einem Festkörper erreicht werden. Dies erlaubt somit Untersuchungen, die nicht mehr von Oberflächeneffekten geprägt sind. Außerdem können die relativistischen Ionen bei der Bekämpfung tiefsitzender Tumore im menschlichen Körper eingesetzt werden.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Große Fortschritte sind in den letzten Jahren durch den Einsatz von neuen selektiven Separationsmethoden erzielt worden, die das Studium der Kerne bis an die Stabilitätsgrenzen ermöglichen. Die Synthese und Identifikation der schwersten Elemente [156, 157, 158] sind ein jüngstes Ergebnis, das erst durch sehr selektive Separations- und effiziente Nachweismethoden ermöglicht wurde. Der Aufbau eines vergleichbar *selektiven Systems zur Produktion und Separation von relativistischen Strahlen exotischer Nuklide* ist eine zentrale Zielsetzung dieser Arbeit.

Warum sind relativistische Strahlen exotischer Nuklide interessant? Eine Antwort auf diese Frage kann sofort durch die Ergebnisse einer Experimentserie gegeben werden, die im Lawrence Berkeley Laboratory (LBL, USA) mit relativistischen Sekundärstrahlen erzielt wurden. Die exotischen Nuklide wurden durch Projektilfragmentation erzeugt und mit magnetischen Spektrometern im Fluge vom Primärstrahl getrennt. Sekundäre Kernreaktionen mit sehr neutronenreichen Nukliden wie ^{11}Li und ^{11}Be bei 800 A·MeV führten zur Entdeckung der Halostruktur in der Kernmaterie [323, 141, 326]. Die neuartigen Experimente am LBL haben aufgezeigt, daß Kerne mit einem sehr locker gebundenen Neutron eine übergroße Ausdehnung haben, die durch die quantenmechanische Wahrscheinlichkeit des Tunnelns ermöglicht wird. Vor diesen Experimenten war eine der Grundannahmen in der Kernstrukturforschung, daß die Neutronen- bzw. Protonenverteilung etwa den gleichen Raum innerhalb eines definierten Kernradius einnehmen. Die große Ausdehnung der Kernmaterie der Halokerne bewirkt drastische Unterschiede bei Reaktionen und Anregungen im Vergleich zu benachbarten 'normalen' Isotopen. Zu diesen experimentellen Ergebnissen stellen sich sogleich zwei Fragen: Können sich solche ausgedehnten Nukleonverteilungen auch bei schweren Kernen ausbilden? Kann ein ähnliches Phänomen auch für protonenreiche Isotope mit einem sehr locker gebundenen Valenzproton auftreten? Sicher ist durch die Coulomb-Barriere für die Protonen eine andere Situation gegeben, dennoch sollten prinzipiell auch protonenreiche Kerne eine ausgedehnte Dichteverteilung entwickeln können. Diese Fragen gehören momentan zu den aktuellsten Themen in der Kernstrukturforschung und wurden auch im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der neuen GSI-Beschleunigeranlagen

untersucht.

Neben der Inbetriebnahme von neuen Schwerionenbeschleunigern, (CRNL (Kanada), GANIL (Frankreich), MSU (USA), RIKEN (Japan)) ermöglicht die Entwicklung von Speicher- und Kühlreringen neuartige Experimente mit Projektilen höchster Phasenraum-dichte. Zunächst wurden diese Anlagen für leichte Ionen wie Protonen und Antiprotonen konzipiert und erst in den letzten Jahren auch auf Schwerionen erweitert [251, 252, 136, 109]. Die Kombination eines Fragmentseparators mit einem Speicher-Kühlerring erlaubt zum einen Präzisionsuntersuchungen mit exotischen Sekundärstrahlen, die eine hohe Phasenraum-dichte voraussetzen, zum anderen werden erstmals Zerfallsuntersuchungen mit hochionisierten Kernen im Labor möglich. Bei GSI ist eine solche Kombination von Speicher-Kühlring mit einem Fragmentseparator im Rahmen dieser Arbeit erstmals in Betrieb genommen worden.

Die wichtigsten Zielsetzungen dieser Arbeit sind demnach:

- Allgemeine Darstellung der Physik und Technik der Erzeugung und Separation von energiereichen exotischen Nukliden.
- Isotopenreine Trennung im Flug von relativistischen Strahlen exotischer Nuklide für alle Elemente mit dem Fragmentseparator FRS.
- Identifikation und Untersuchung neuer exotischer Kerne. Besonderes Interesse wecken die beiden doppeltmagischen Kerne ^{100}Sn und ^{78}Ni , die mit den herkömmlichen Methoden nicht zugänglich sind.
- Untersuchungen zur Materieverteilung einiger leichter Kerne an der Grenze der Teilchenstabilität.
- Direkte Massen- und Lebensdauer-messungen von hochgeladenen oder völlig ionisierten Kernen.

Mit diesen Zielsetzungen ist gleichermaßen die Gliederung dieses Textes vorgegeben. Im zweiten Kapitel werden die Kernreaktionen charakterisiert, die zur Produktion exotischer Nuklide bei relativistischen Energien eingesetzt werden. Danach folgt eine ausführliche Beschreibung der isotopenreinen Separation, die Grundvoraussetzung ist, um neue Kerne entdecken zu können und um relativistische exotische Kerne als Projektilstrahlen in neuartigen Experimenten einsetzen zu können. Zur erfolgreichen Entwicklung und Realisierung der Separationsmethode bei relativistischen Energien wurden Erweiterungen der konventionellen Ionenoptik notwendig, die im dritten Kapitel vorgestellt werden. Im vierten Kapitel wird zunächst der Aufbau und die Funktion des hochauflösenden Magnetspektrometers FRS erklärt. Präzise neue Messungen zur Umladung und Abbremsung werden in diesem Abschnitt diskutiert, die die Basis bilden, um erstmals das ehrgeizige Ziel der räumlichen isotopenreinen Trennung im Flug für alle Elemente bis einschließlich Uran zu erreichen. Erste Experimente mit exotischen Kernen am FRS werden im fünften Kapitel vorgestellt. Zu Beginn dieses Kapitels werden neue Ergebnisse zum Verständnis von peripheren Kernstößen dargestellt, denen dann die Beschreibung der Entdeckung von neuen Kernen folgt, wobei die langgesuchten doppelt magischen Kerne ^{78}Ni und ^{100}Sn einen Schwerpunkt bilden. Strukturuntersuchungen von leichten Dripline-Kernen mit außergewöhnlich weit ausgedehnter

Nukleonenverteilung schließen sich daran an. Eine neue Generation von Experimenten ist mit der Kopplung des FRS mit dem Speicher- und Kühlerring ESR eröffnet worden, dies wird durch erste Ergebnisse zur direkten Massenbestimmung und durch Zerfallsmessungen von völlig ionisierten Kerne demonstriert. Eine kurze Zusammenfassung beendet diese Beschreibung ausgewählter Experimente mit dem FRS. Es soll angemerkt werden, daß die Bild- und Tabellenbeschriftungen auf Wunsch der ausländischen Freunde in englischer Sprache sind.

Kapitel 2

Produktion exotischer Kerne

2.1 Charakterisierung der Kernstöße

Exotische Kerne können in verschiedenen Kernreaktionen hergestellt werden. Energie, Stoßparameter und Projektil-Target-Kombination bestimmen die Eigenschaften der Reaktionsprodukte. Ist der Stoßparameter größer als die Summe der Radien von Projektil- und Targetkern, können die Kerne nur durch *elektromagnetische Wechselwirkung* angeregt werden. Während bei kleiner Relativenergie von einigen A·MeV dabei nur kollektive Anregungen der niedrigliegenden Kernniveaus erfolgen, nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit der Impulsübertrag so stark zu, daß die übertragene Anregungsenergie die mittlere Bindungsenergie der Nukleonen übersteigen kann. Nukleonenemission und auch Spaltung bei schweren Kernen sind dann die wichtigsten Abregungsprozesse.

Sind die Stoßparameter kleiner als die Summe der Kernradien von Projektil und Target, findet eine Reaktion unter Einfluß der Kernkraft statt. Die Geschwindigkeit der Projektile und die Stoßparameter bestimmen den Typ der Kernreaktion. Sowohl bei niedrigen Energien in der Nähe der Coulomb-Barriere als auch bei hohen teilt man die Reaktionen nach zentralen und peripheren Stößen ein.

Die *Kernspaltung* als älteste Quelle zur Erzeugung von radioaktiven Schwerionen geht von schweren Aktinidenkernen aus, die mit geringer Anregungsenergie in Schwingungs- und Deformationszustände kommen, die dann zur Aufspaltung des Ausgangskernes in meist zwei Bruchstücke mit mittlerer Masse führen. Der Massen- und Elementbereich der Spaltfragmente variiert in einem großen Bereich ($70 \leq A_f \leq 150$; $28 \leq Z_f \leq 65$), wobei die Häufigkeiten durch Schaleneffekte bestimmt werden. Diese Spaltprodukte sind vorzugsweise sehr neutronenreich aufgrund des Neutronenüberschusses des schweren Ausgangskernes. Die Spaltung, induziert durch Beschuß mit leichten Teilchen, Neutronen oder Protonen, oder auch mit Schwerionen, wird in vielen Laboratorien zur Herstellung von exotischen Kernen eingesetzt. Eine neue interessante Variante zur Ausnutzung der Spaltreaktion wurde im Rahmen dieser Arbeit benutzt, indem relativistische Uranprojektile im Fluge durch ein schweres Target (Pb) zur Spaltung angeregt wurden [42].

Bei Energien von einigen A·MeV ist die de-Broglie-Wellenlänge der Kerne vergleichbar mit dem Kerndurchmesser, so daß die Wechselwirkung der Nukleonen durch kollektive Stöße in einem mittleren Potential beschrieben werden kann. In diesem Energiebereich dominieren Fusion und tiefinelastische Streuung den Reaktionsquerschnitt. In peripheren

Kernstößen findet Nukleonentransfer statt, der zu Reaktionsprodukten in der Nähe der Masse und Kernladung der beiden Ausgangskerne führt.

Zentrale Kernstöße bei niedrigen Energien in der Nähe der Coulomb-Barriere können zur vollständigen *Fusion* des Target- und Projektilkerns führen [217, 103, 282, 261]. Die Produktion exotischer Nuklide durch vollständige Verschmelzung der zusammenstoßenden Kerne verlangt eine Mindestenergie, um die Coulomb-Barriere zu überwinden. Die Fusion ist die einzige Reaktion, die zur Synthese der schwersten Elemente geführt hat [17, 221, 156, 157, 158]. Mit der Fusionsreaktion werden hauptsächlich protonenreiche Kerne erzeugt, da die stabilen schwereren Kerne generell einen zunehmenden Neutronenüberschuß haben.

Ist die Projektilenergie im Bereich von einigen 100 A·MeV, so ist die entsprechende Materiewellenlänge kleiner als der mittlere Abstand zwischen den Nukleonen und die Wechselwirkung kann mikroskopisch durch direkte Nukleon-Nukleon-Stöße charakterisiert werden. Man kann die Reaktion in einem einfachen geometrischen Modell mit einem Zuschauer- und einem Teilnehmeranteil beschreiben. Dieser Reaktionstyp wird allgemein als *Fragmentation* bezeichnet. Abhängig davon, welche Reaktionsprodukte analysiert werden, spricht man von Target- oder Projektilfragmentation. Physikalisch sind beide Prozesse im jeweiligen Ruhesystem identisch. Früher wurde die Fragmentation auch als Spallation bezeichnet, die im Experiment meist durch hochenergetische Protonen induziert wurde (Targetfragmentation). Für die Erzeugung exotischer Kerne für den Einsatz als Projektilstrahlen sind meistens nur die schweren Zuschauerbruchstücke von Bedeutung. Die heiße komprimierte Teilnehmerzone der Nukleonen stellt jedoch ein wichtiges Studienobjekt zum Verständnis der Kernzustandsgleichung dar. Mit der Fragmentation können im Prinzip alle Kerne mit kleinerer Masse und Kernladung als der Ausgangskern produziert werden, d.h. es gilt für die Fragmentmassen und Kernladungen $A_f < A_{p,t}$ und $Z_f \leq Z_{p,t}$, wobei mit $A_{p,t}$ und $Z_{p,t}$ die zugehörigen Massen- und Kernladungszahlen für Projektil und Target bezeichnet sind.

Im folgenden werden die Kernreaktionen, die im Rahmen dieser Arbeit zur Erzeugung exotischer Kerne eingesetzt wurden, näher beschrieben. Die Wirkungsquerschnitte und die Reaktionskinematik sind in diesem Zusammenhang die Schlüsselparameter der Kernstöße bei relativistischen Energien.

2.2 Wirkungsquerschnitte

2.2.1 Totaler nuklearer Wirkungsquerschnitt

Der totale nukleare Reaktionsquerschnitt (σ_R) ist eine wichtige Größe sowohl für das Verständnis von Kern-Kern-Stößen als auch für praktische Anwendungen. Bei der Betrachtung dieser Reaktionswahrscheinlichkeit werden elektromagnetische Prozesse ausgeschlossen und nur Wirkungen der Kernkraft berücksichtigt.

Als Funktion der Energie zeigt σ_R einen charakteristischen Verlauf unabhängig von der gewählten Target-Projektilkombination. Zunächst steigen die Werte unterhalb der Coulomb-Barriere steil an und erreichen näherungsweise in einem flachen Maximum Werte des geometrischen Querschnittes. Bei mittleren Energien, etwa (10 - 100) A·MeV, fällt der Querschnitt wieder (Transparenz-Effekt) und wird dann im diskutierten Bereich bei etwa 1000 A·MeV konstant. Der Verlauf in diesem Energieabschnitt spiegelt sehr auffällig die Anregungsfunktion der Nukleon-Nukleon-Streuquerschnitte wider. Experimentell können

die totalen Querschnitte durch Absorptionsmessungen bestimmt werden [186].

Das einfachste theoretische Modell zur Beschreibung von σ_R basiert auf der makroskopischen Betrachtung, wobei der Wechselwirkungsradius (R) durch die Summe der Kernradien genähert wird. Unterhalb der Coulomb-Barriere wird dieses Modell durch einen energieabhängigen Korrekturfaktor ergänzt, der gegen 1 konvergiert, wenn das Verhältnis des Coulomb-Potentials (B) zur kinetischen Energie im Schwerpunktsystem (E_{CM}) klein wird.

$$\sigma_R = \pi R^2 \left(1 - \frac{B}{E_{CM}} \right), \quad (2.1)$$

Entscheidende Verbesserungen sind in diesem Modell erst durch Anpassung von weiteren Parametern an die experimentellen Daten erzielt worden [186, 297]. So geben Shen et al. [297] folgende semiempirische Formel an:

$$B = 1.44 \frac{Z_t Z_p}{r} - p_1 \frac{R_t R_p}{R_t + R_p}, \quad (2.2)$$

$$R = r_0 \left[A_t^{1/3} + A_p^{1/3} + 1.85 \frac{A_t^{1/3} A_p^{1/3}}{A_t^{1/3} + A_p^{1/3}} - C(E) \right] + p_2 \frac{(A_t - 2Z_t) Z_t}{A_t A_p} + p_3 E_{CM}^{-1/3} \frac{A_t^{1/3} A_p^{1/3}}{A_t^{1/3} + A_p^{1/3}} \quad (2.3)$$

mit

$$r = (R_t + R_p + 3.2) fm \quad R_i = (1.12 A_i^{1/3} - 0.94 A_i^{-1/3}) fm, \quad i = t, p. \quad (2.4)$$

Die Parameter p_1 , p_2 und p_3 wurden an experimentelle Daten angepaßt. Eine weitere Energieabhängigkeit wurde mit dem sogenannten Transparenzkoeffizienten $C(E)$ in die semiempirischen Formeln eingeführt [186, 297], der nicht vom Projektil-Targetsystem abhängt. Bis etwa 100 A·MeV steigt $C(E)$ linear an und erreicht oberhalb von 200 A·MeV den Wert 2, um den er dann nur noch geringfügig schwankt. Bei niedrigen Energien ist der Transparenzkoeffizient klein.

Obwohl für praktische Anwendungen solch einfache semiempirische Formeln sehr nützlich sind, liefern mikroskopische Betrachtungen mehr Informationen zum Verständnis der Kernreaktionen. So hat beispielsweise Karol [171] in seinem mikroskopischen Modell die Dichteverteilungen von Projektil- und Targetkernen benutzt, um die Transparenz ($T(b)$) zu berechnen:

$$\sigma_R = \int_0^\infty 2\pi (1 - T(b)) b db \quad (2.5)$$

$$T(b) = \exp \left[-\sigma_{NN}(E) \int d^2 r \rho_t(r) \rho_p(r - b) \right]. \quad (2.6)$$

Der mittlere Nukleon-Nukleon-Querschnitt σ_{NN} und die projizierten Kerndichteverteilungen [171] von Target ρ_t und Projektil ρ_p bestimmen die Transparenz, d.h. in der letzten Gleichung repräsentiert der Exponent die mittlere Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße. Karols Beschreibung, basierend auf der Glauber Theorie [127] und dem optischen Kernmodell, wurde von Shen et al. [297] durch Kerndichteverteilungen aus dem Droplet-Modell von Myers et al. [208] verbessert.

In der Abbildung 2.1 sind die totalen Reaktionsquerschnitte für ^{197}Au - und ^{12}C -Projektile in einem Kohlenstofftarget als Funktion der Energie dargestellt. Die Kurven repräsentieren die semiempirische Formel und die ausgefüllten Kreise zeigen die experimentellen Daten aus der Literatur [297]. Eine mikroskopische Beschreibung ausgehend von der Nukleonendichteverteilung stimmt für die angegebenen Projektil-Target-Kombinationen sehr gut mit der semiempirischen Formel überein [104, 154]. Die Abbildung illustriert deutlich, daß im Energiebereich über 100 A·MeV der geometrische Wirkungsquerschnitt in guter Näherung konstant ist.

Eine Vielzahl von mikroskopischen Beschreibungen können den totalen nuklearen Querschnitt im Bereich der stabilen Kerne generell gut wiedergeben, wohingegen Schwierigkeiten bei exotischen Kernen auftreten. Umgekehrt kann man mit genauen Messungen des totalen nuklearen Wirkungsquerschnitt Rückschlüsse auf die Dichteverteilung der wechselwirkenden Kerne schließen. In der Tat wurde mit dieser Methode die Halostruktur in der Neutronenverteilung entdeckt [323]. Wir werden auf dieses Phänomen im Kapitel 5 noch zurückkommen.

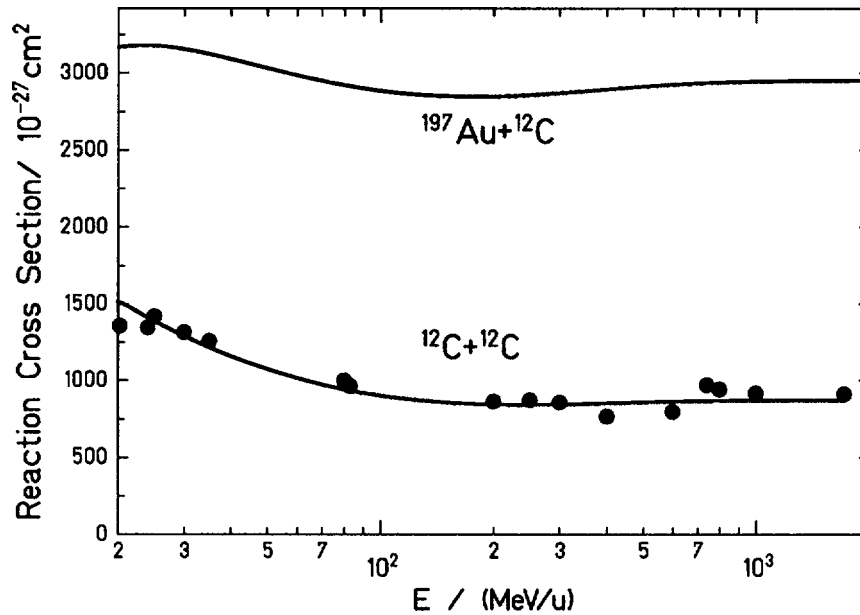


Abbildung 2.1: Totaler nuklearer Wirkungsquerschnitt für Gold- und Kohlenstoffprojektile in einem Kohlenstofftarget berechnet mit der semiempirischen Formel nach Gleichungen (2.1) - (2.4). Die ausgefüllten Kreise stellen die experimentellen Daten aus der Literatur [297] dar.

2.2.2 Spaltung

Die Entdeckung der Kernspaltung [137, 203] vor mehr als 50 Jahren ermöglichte die erste Quelle energiereicher exotischer Schwerionen. Kerne in der Urangegend können mit relativ niedriger Energiezufuhr zu Schwingungen und Deformationen angeregt werden, die zu einer statistisch verteilten räumlichen Einschnürung der Kernmaterie führen. Die abstoßenden Coulombkräfte bewirken dann am Zerreißpunkt, daß die eingeschnürten Ker-

nanteile, meistens zwei mit etwa halber Masse des Ausgangskerns, nach etwa 10^{-20} s mit einer kinetischen Energie von etwa 1 A·MeV auseinanderfliegen. Die Form der schwingenden Kernmaterie, bevor sie am 'Hals' auseinanderplatzt, bestimmt die Eigenschaften der Spaltfragmentverteilung [71] wie beispielsweise die Massen- und Kernladungsverteilung, die totale kinetische Energie und die Neutronenmultiplizität. Die primären Spaltfragmente sind meistens stark angeregt und kehren durch Neutronenabdfurung (10^{-16} s) und Emission von γ -Strahlung (10^{-15} - 10^{-8} s) in den Grundzustand zurück [150]. Aufgrund der hohen Neutronenanzahl der spaltenden Kerne sind die Fragmente sehr neutronenreiche Kerne, die durch β^- -Zerfall zum Stabilitätstal kommen.

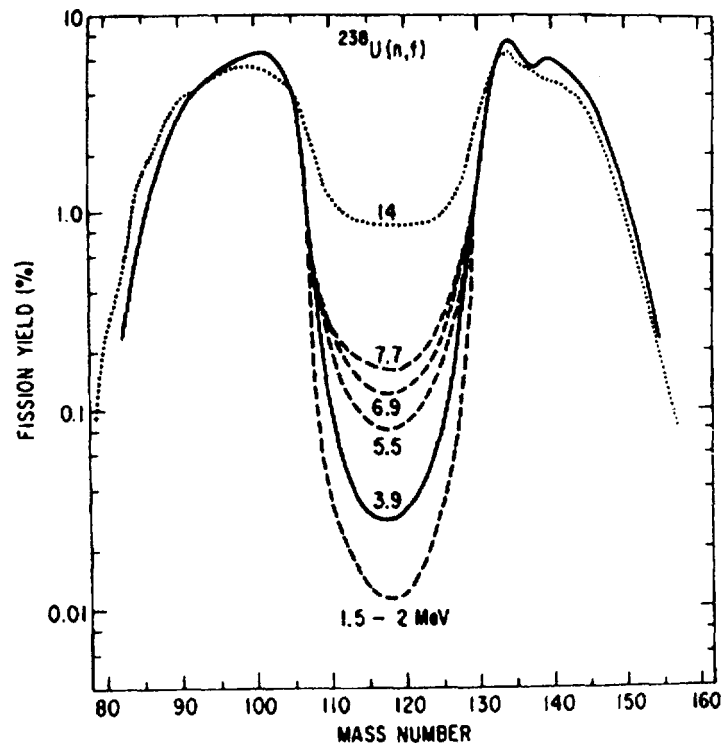


Abbildung 2.2: Massenausbeute der Fragmente nach neutroneninduzierter ^{238}U -Spaltung. Die entsprechenden Energien der Neutronen sind als Parameter angegeben [128].

Der energetische und zeitliche Ablauf des induzierten oder spontanen Spaltprozesses wird durch die Höhe und Form der Spaltbarriere bestimmt [338, 348]. Die freiwerdende potentielle Energie wird in kinetische und innere Energie der Spaltfragmente umgewandelt, wobei der Anteil der kinetischen Energie dominiert. Die gemessenen Massen- und Kernladungsverteilungen der Spaltfragmente niedrig angeregter Aktiniden ist asymmetrisch, d.h. die entsprechenden Verteilungen sind durch zwei Maxima charakterisiert. In der Abbildung 2.2 ist die Massenverteilung der Spaltprodukte von $^{238}\text{U}(n,f)$ dargestellt.

Die Ursache der asymmetrischen Verteilungen kann auf Schaleneffekte in deformierten Kernen zurückgeführt werden [356]. Für die schweren ^{238}U -Spaltprodukte werden die Schalenabschlüsse bei $Z=50$ und $N=82$ und für die leichte Gruppe bei $N=50$ wirksam. Die Verhältnisse der Maxima zum Minimum in der Massen- oder Kernladungsverteilung werden stark durch die Anregungsenergie bestimmt und können somit als Thermometer für

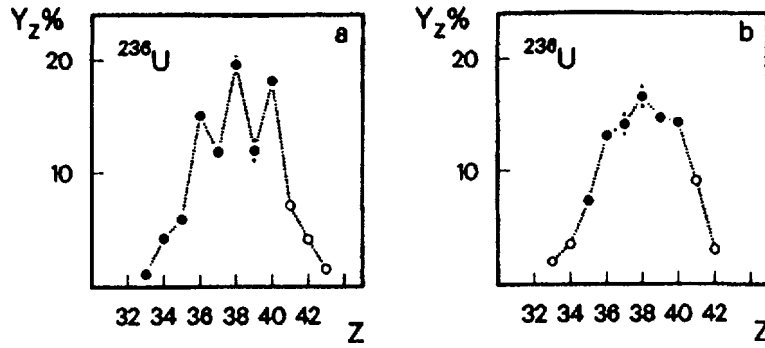


Abbildung 2.3: Elementausbeute nach Induktion der Spaltung von ^{236}U -Kernen mit thermischen (a) und mit 3 MeV Neutronen (b) [58].

den spaltenden Kern angesehen werden. In der Abbildung 2.2 ist dies für verschiedene Energien der Neutronen verdeutlicht. Eine ähnliche experimentelle Signatur liefert der 'Gerade-Ungerade-Effekt' in der Z - und A -Verteilung der Spaltfragmente, der anzeigt, daß bei niedriger Anregung des Spaltkernes die Nukleonen bevorzugt in Paaren den Spaltprozeß überleben, siehe Abbildung 2.3 [58].

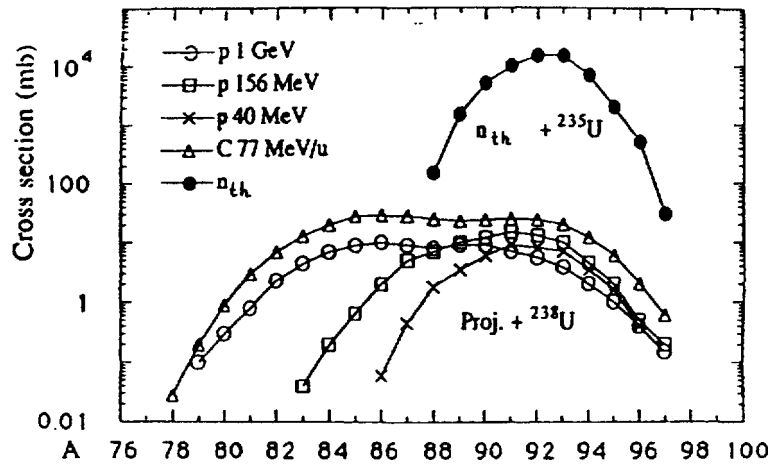


Abbildung 2.4: Erzeugungsquerschnitte für Rubidiumisotope durch verschiedene Reaktionen mit $^{235,238}\text{U}$ -Targets [232]. 40, 156, und 1000 MeV Protonen (p), 77 A-MeV Kohlenstoffionen (C) und thermische Neutronen (n_{th}) wurden als Projektile eingesetzt.

Die Erzeugungsquerschnitte für Spaltprodukte aus verschiedenen Reaktionen mit thermischen Neutronen sind von Wahl [319] für die häufigsten Spaltkerne zusammengestellt worden. Die Ausbeute für ein bestimmtes Isotop kann sehr empfindlich von der ausgewählten Reaktion abhängen. Diese Aussage ist am Beispiel von Rubidium-Isotopen im Bild 2.4 aufgezeigt. Der Erzeugungsquerschnitt für die schweren Rb-Massen ist bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen um mehr als einen Faktor 100 größer als bei Spaltreaktionen an ^{238}U -Kernen, die mit Protonen oder Kohlenstoffprojektile ausgelöst wurden [232]. Ganz verschieden kann die entsprechende Ausbeute für andere Massenberei-

che sein, wie es in Experimenten mit 20 A·MeV Protonen in Jyväskylä [29, 30] erfolgreich demonstriert wurde. In diesem Experiment wurden neue Isotope entdeckt, die vorher durch neutroneninduzierte Spaltung nicht zugänglich waren.

Im Rahmen dieser Arbeit werde ich auf Experimente zur Produktion von exotischen Kernen durch Spaltung von relativistischen Uranprojektilen noch näher eingehen. Diese Projektilspaltung führte ebenso wie das vorher erwähnte Jyväskylä-Experiment zur Entdeckung von zahlreichen neuen neutronenreichen Isotopen.

2.2.3 Fragmentation

Die häufigsten Kernreaktionen im relativistischen Energiebereich sind periphere Stöße, die zur sogenannten Fragmentation führen. Den Reaktionsablauf kann man geometrisch in zwei Zonen einteilen, den Überlappungsbereich der stoßenden Kerne, die 'Teilnehmer' und den Rest, die 'Zuschauer'. Diese Einteilung ist durch die hohe Relativgeschwindigkeit zwischen Projektil und Target im Vergleich zur mittleren Bindungsenergie der Nukleonen im Kern begründet, d.h. die Zuschauer-Anteile behalten nahezu ungestört die Geschwindigkeit vor dem Stoß bei [130], während die Teilnehmer-Bereiche so heftig reagieren, daß diese Kernanteile vollständig in leichtere Kerne und Nukleonen zerlegt werden. Für den Fragmentationsprozeß zur Erzeugung von Sekundärstrahlen ist die Beschreibung der Zuschauer relevant.

Die Fragmente werden in zwei zeitlichen Phasen [295] erzeugt, in der ersten, schnellen Phase (10^{-23} s) werden vom Ausgangskern Nukleonen abgeschert (Abrasion), zurück bleibt ein hochangeregtes Präfragment, das im allgemeinen durch Nukleonenabdampfung, Emission von γ -Quanten oder durch Spaltung seine Anregungsenergie abgibt (Ablation, $10^{-18} - 10^{-12}$ s). Durch diesen Zweistufenprozeß der Fragmentation können im Prinzip alle Kerne mit kleinerer Masse als der Ausgangskern gebildet werden. Experimentell wurden sowohl Target- als auch Projektilfragmentation untersucht und als Quelle für exotische Kerne erfolgreich eingesetzt [111].

In der Abbildung 2.5 sind charakteristische Massenverteilungen von Goldtargetfragmenten dargestellt, die durch Protonen- und Schwerionenbeschuß erzeugt wurden [172]. Die Projektilen hatten die gleiche kinetische Energie und die Produktionsquerschnitte sind als Verhältnis dargestellt. Die gestrichelte Linie gibt das berechnete Verhältnis der totalen nuklearen Querschnitte an, siehe Kapitel 2.2.1. Die wesentliche Beobachtung ist, daß die erzeugten Massenverteilungen sich nur durch einen Faktor unterscheiden (Faktorisierung). Nur bei der höchsten Energie der Kohlenstoffprojekteile ist eine Überhöhung bei den leichtesten Fragmentmassen zu beobachten. Eine mögliche Erklärung für diese Daten ist, daß gerade diese leichtesten Reaktionsprodukte nicht mehr aus der Fragmentation stammen, sondern in zentralen Stößen erzeugt wurden.

Die Vielzahl der experimentellen Daten, anfänglich hauptsächlich aus der Höhenstrahlung und durch protoneninduzierte Targetfragmentation gewonnen, führte sehr früh zu empirischen Formeln zur Bestimmung der Fragmentationswirkungsquerschnitte [268, 304]. Diese Parametrisierung wurde kürzlich verbessert durch Einbeziehung der neueren Ergebnisse, vor allem der Daten aus der Projektilfragmentation (EPAX-Formel) [315]. Erleichtert werden diese Parametrisierungen dadurch, daß ab einigen 100 A·MeV die Isotopenverteilungen der Fragmente in guter Näherung nicht mehr von der Projektilgeschwindigkeit

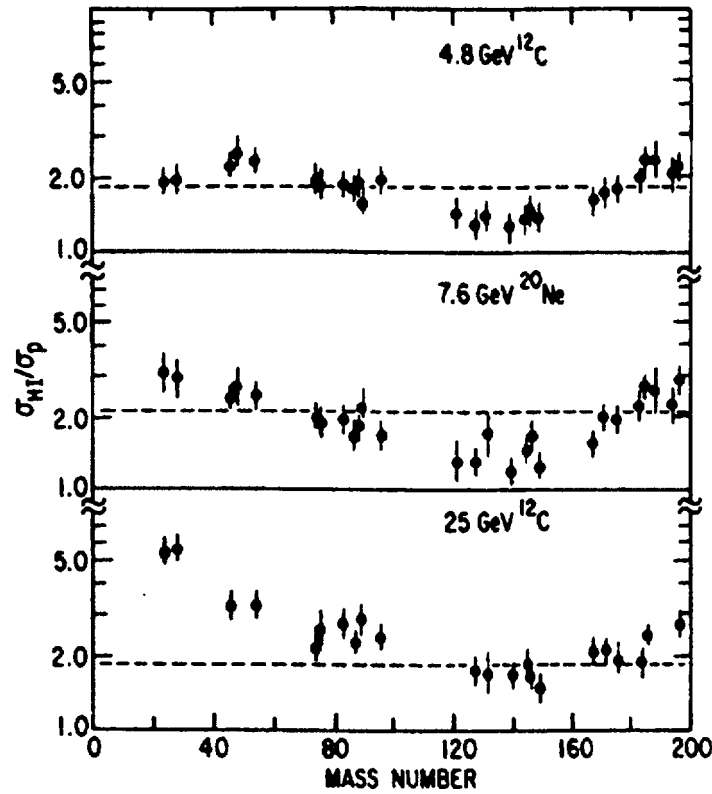


Abbildung 2.5: Produktionsquerschnitte von ^{197}Au -Targetfragmenten, die durch Protonen (σ_P) und Schwerionen (σ_{HI}) gleicher kinetischer Energie erzeugt wurden [172]. Die gestrichelten Linien geben das berechnete Verhältnis der totalen nuklearen Querschnitte beider Reaktionen an.

abhängen (limiting fragmentation) [130]. Ein Beispiel für die Vorhersage der Erzeugungsquerschnitte mit der empirischen EPAX-Formel ist für die Fragmentation von ^{208}Pb - und ^{86}Kr -Projektilen in Kohlenstofftargets in Abbildung 2.6 illustriert [315].

Theoretische Beschreibungen der Fragmentationsreaktion benützen mikroskopische [43] oder makroskopische Abrasion-Ablation Modelle [162]. Erste erfolgreiche mikroskopische Modelle für die Abrasionsstufe lieferten intranukleare Kaskadenrechnungen (INC) [365]. Die Reaktion wird durch sequentielle, unabhängige Nukleon-Nukleon (N-N)-Stöße simuliert, wobei elastische und inelastische Streuungen bei der Durchdringung der Projektil- und Targetnukleonen berücksichtigt werden. Die mittlere freie Weglänge der Nukleonen wird mit Hilfe von experimentellen freien N-N-Streuquerschnitten in die INC-Monte-Carlo-Simulation implementiert. Im Energiebereich von (200 - 1000) A·MeV sind die vereinfachenden Annahmen der INC-Rechnungen besonders für periphere Stöße gut erfüllt [102]. Die Ergebnisse einer INC-Simulation liefern die Massen- und Energieverteilungen sowie die Anregungsenergien der Präfragmente. Bedingt durch den Einfluß der Anregungsenergie sind nur in wenigen ausgezeichneten Fällen die beobachteten Fragmente mit denen aus der Abrasionsstufe identisch. Erst wenn man die INC-Rechnungen koppelt mit einem Evaporationsprogramm, kann der gesamte Fragmentationsprozeß realistisch simuliert werden. Als Beispiel für die verschiedenen Isotopenverteilungen der beiden Reaktionsstufen ist die

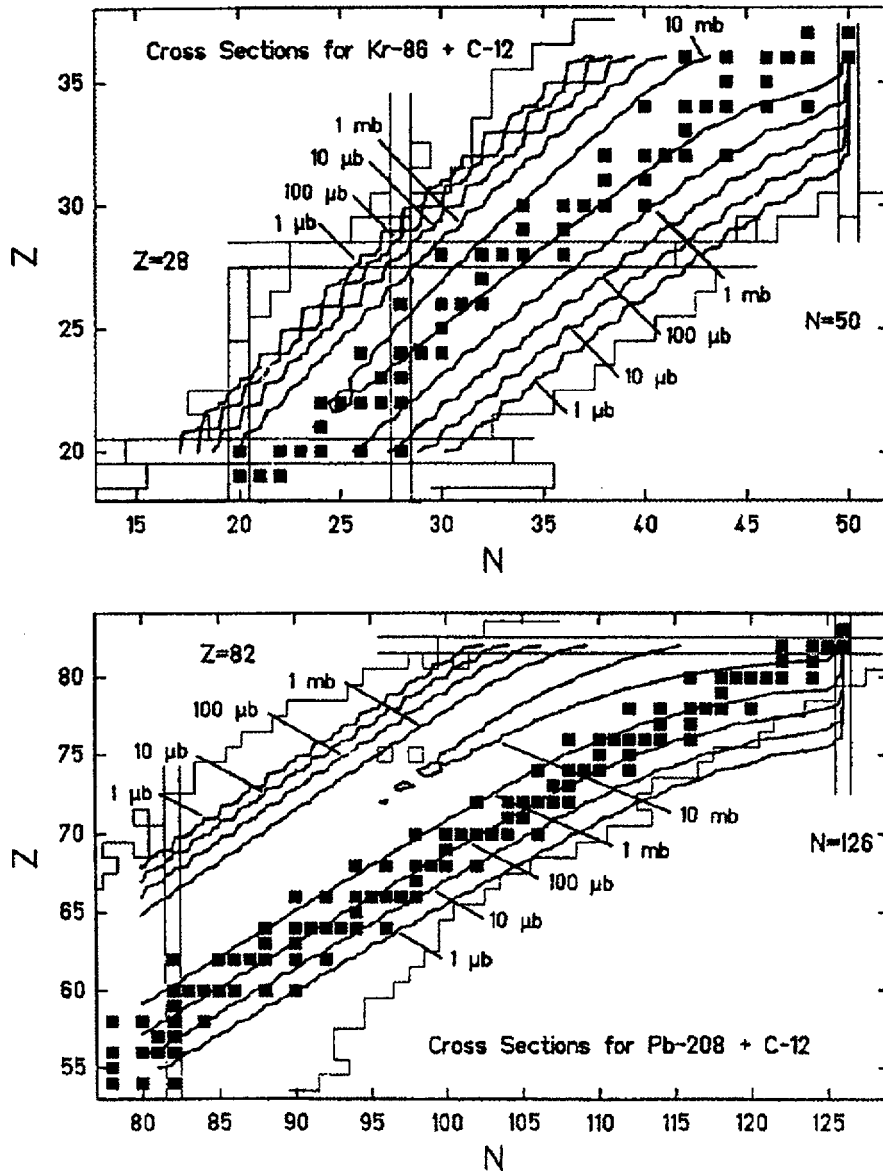


Abbildung 2.6: Gerechnete Fragmentationsquerschnitte für ^{208}Pb - und ^{86}Kr -Projekte in Kohlenstoff (EPAX) [315]. Die ausgefüllten Quadrate stellen die stabilen Kerne dar.

Fragmentation von 500 A·MeV ^{86}Kr in einem Berylliumtarget in der Abbildung 2.7 gezeigt. Die Rechnungen wurden mit dem INC-Programm ISABEL in Kombination mit dem Verdampfungsprogramm PACE gemacht [102].

Die ersten makroskopischen Betrachtungen der Fragmentation gehen von der geometrischen Einteilung der Zuschauer-Teilnehmer Zonen aus [69] und berechnen den Wirkungsquerschnitt für die Abrasion als Funktion des Stoßparameters und die Anregung aufgrund der Vergrößerung der Kernoberfläche. Verbesserungen dieser Ansätze wurden von Hüfner und Mitarbeiter [160, 78] und kürzlich von Gaimard und Schmidt [114] vorgeschlagen. Die resultierende Anregungsenergie aus der Änderung der Oberflächenenergie

nach dem Abscheren von Nukleonen im deformierten Präfragments ist nicht ausreichend, um die experimentelle Isotopenverteilung gut reproduzieren zu können. Weitere Beiträge zur Anregung können makroskopisch durch Reibung beschrieben werden [162]. Gaimard und Schmidt berechnen die Anregungsenergie durch die Energie der erzeugten Löcher relativ zur Fermikante und haben ihr Modell in das Programm ABRABLA implementiert. Die Präfragmentladungsverteilung wird in ABRABLA mit einer hypergeometrischen Verteilungsfunktion ausgewählt, dabei werden Protonen und Neutronen im Abrasionsprozeß als unkorreliert angenommen. In ABRABLA ist die mittlere Anregungsenergie 13.3 MeV pro abgeschertem Nukleon. Die Abregung erfolgt in diesem Programm nach dem Statistischen Modell [61], ähnlich wie bei den INC-Rechnungen.

Verfeinerte mikroskopische Modelle der Kern-Kern Stöße (BUU, VUU) [43], die die Evolution der Kerndichten mit Transportgleichungen unter Berücksichtigung des mittleren Kernpotentials beschreiben, sind realistischer, besonders für die Teilnehmerzonen, aber auch sehr viel aufwendiger als Kaskadenrechnungen. Für die Behandlung der Fragmentation, die eine periphere Reaktion darstellt, sind INC-Rechnungen in ihrer Aussage ausreichend.

Die beschriebenen Modelle geben die Haupteigenschaften der gemessenen Daten global gut wieder, während Verfeinerungen in speziellen Fällen nötig werden, wie wir es mit neuen Daten im Rahmen dieser Arbeit im Kapitel 5 aufzeigen.

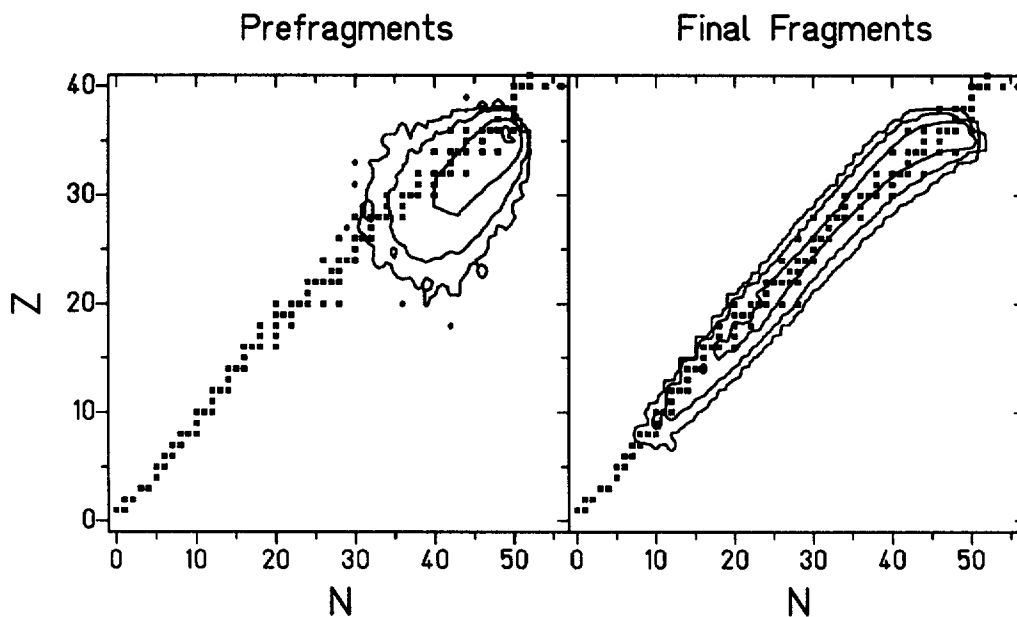


Abbildung 2.7: Gerechnete Isotopenverteilung der ^{86}Kr -Projektilfragmente nach der Abrasionsphase (Präfragmente) und nach der Abregung [102].

2.2.4 Elektromagnetische Dissoziation

In peripheren Kernstößen mit Stoßparametern größer als die Summe der Kernradien von Projektil und Target kann eine Kernreaktion nur durch elektromagnetische Wechselwirkung verursacht werden. Bei kleiner Relativgeschwindigkeit entsprechend einigen A·MeV der Stoßpartner werden kollektive Anregungen der niedrigliegenden Kernniveaus durch die Coulomb-Kraft induziert, während bei relativistischen Energien auch hochliegende Zustände wie die sogenannten Riesenresonanzen angeregt werden. Man kann sich mit einer einfachen Näherung verdeutlichen, daß diese Anregungsenergien erreicht werden. Die Wirkung des zeitlich veränderlichen elektromagnetischen Feldes wird mit einem äquivalenten Photonenspektrum gleichgesetzt, wobei das Frequenzspektrum Anteile bis zu einer Maximalenergie E_γ^{max} enthält [44]:

$$E_\gamma^{max} = \frac{\hbar c \gamma \beta}{b} . \quad (2.7)$$

In der Gleichung (2.7) sind b der Stoßparameter, βc die Geschwindigkeit und γ der relativistische Lorentzfaktor. Bei einem Stoßparameter von 12 fm erreicht beispielsweise E_γ^{max} bei einer Projektilenergie von 5 A·MeV den Wert von 1.7 MeV und bei 1 A·GeV den Wert von 30 MeV. Die Riesenresonanzen zerfallen hauptsächlich durch Emission von wenigen Nukleonen, deshalb wird die elektromagnetische Wechselwirkung bei hohen Energien auch als elektromagnetische Dissoziation (ED) bezeichnet. Da der elektromagnetische Impulsübertrag zu großen kollektiven Schwingungen der Neutronen gegen die Protonen anregt, gibt es Spekulationen, daß bei der Abregung ein Kernaufbruch mit extremen Protonen-zu-Neutronen-Verhältnissen auftreten kann [131]. Bei den schwersten Kernen kann die Anregung auch zur Spaltung führen. Im A·GeV-Energiebereich spielt die ED bei Schwerionen eine bedeutende Rolle, da dieser Wirkungsquerschnitt in schweren Targets um mehrere Größenordnungen die partiellen nuklearen Wirkungsquerschnitte übertreffen kann.

Der ED-Wirkungsquerschnitt kann mit der Methode der äquivalenten Photonen berechnet werden, die auf Fermi, Weizsäcker und Williams zurückgeht und kürzlich von Bertulani und Baur [44] erweitert wurde. In dieser Darstellung ist der Wirkungsquerschnitt σ_{ED} für die elektromagnetische Dissoziation des Projektils gegeben durch [44]:

$$\sigma_{ED} = \sum_{\pi l} \int n_\gamma^{\pi l}(E_\gamma) \sigma_\gamma^{\pi l}(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} . \quad (2.8)$$

In dieser Gleichung sind $\sigma_\gamma^{\pi l}(E_\gamma)$ der photonukleare Absorptionswirkungsquerschnitt für die Multipolarität πl und $n_\gamma^{\pi l}(E_\gamma)$ die Anzahl der zugehörigen äquivalenten Photonen, integriert über den gesamten Stoßparameterbereich.

Die elektrische Dipol- ($E1$), die elektrische Quadrupol- ($E2$) und die magnetische Dipolresonanz ($M1$) liefern die dominierenden Beiträge zur ED im Energiebereich von (0.1 - 2) A·GeV, während die höheren Multipolanregungen vernachlässigt werden können. Die Anzahl der äquivalenten Photonen für diese niedrigsten Multipolaritäten können nach Bertulani und Baur [44] analytisch berechnet werden:

$$n_{E1}(E_\gamma) = \frac{2}{\pi} Z_2^2 \alpha \beta^{-2} \left[\xi K_0 K_1 - \frac{\beta^2 \xi^2}{2} (K_1^2 - K_0^2) \right] \quad (2.9)$$

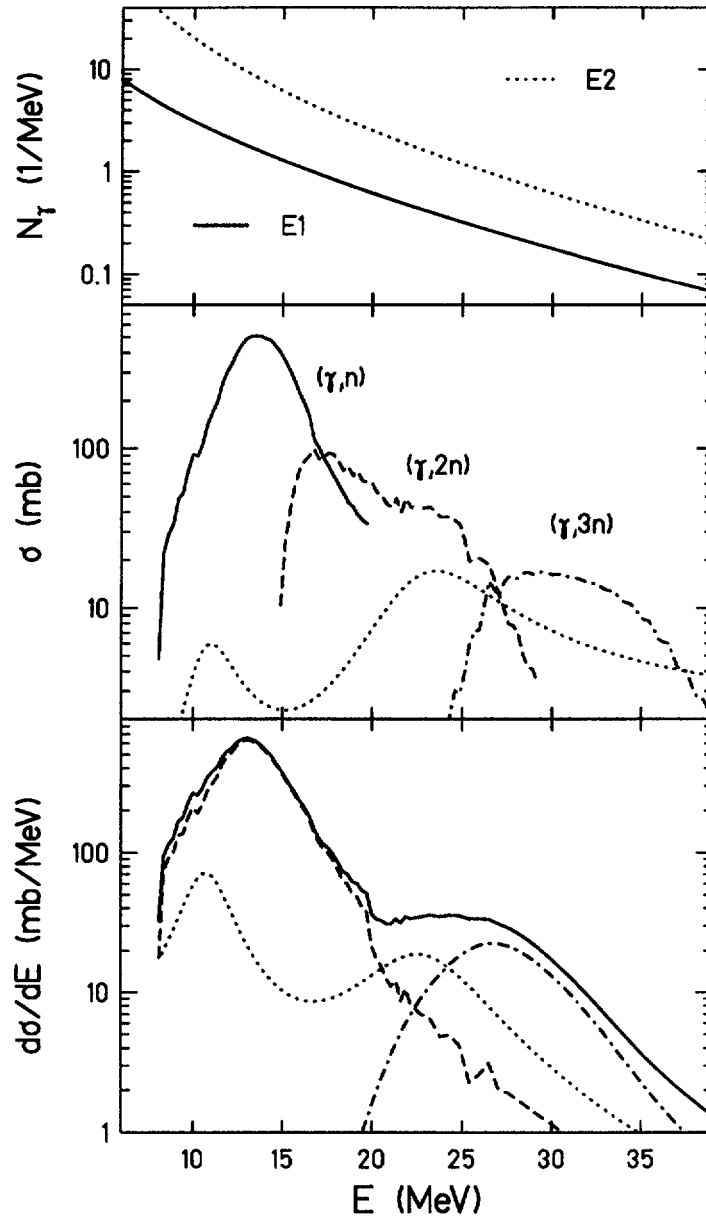


Abbildung 2.8: Elektromagnetische Anregung von 1 A-GeV ^{197}Au Projektilen in einem Goldtarget [27]. Im oberen Teil sind die E1- und E2-Photonenspektren berechnet. Die gemessenen (γ, n) und $(\gamma, 2n)$ photonuklearen Wirkungsquerschnitte sind in der Mitte dargestellt. Der $(\gamma, 3n)$ -Querschnitt wurde mit dem Verdampfungsprogramm HIVAP [260] berechnet. Ebenfalls sind die isoskalaren und isovektoriellen Quadrupolanteile der Riesenresonanz eingezeichnet (gepunktete Kurve), die durch Lorentz-Kurven parametrisiert wurden. Im unteren Teil der Abbildung sind die resultierenden 1-Phonon Dipol- (gestrichelt) und Quadrupol- (gepunktet) Wirkungsquerschnitte und die 2-Phononen-Dipolanregung (DGDR) (strichpunktiert) gezeigt. Man erkennt, daß der $(\gamma, 3n)$ -Kanal hauptsächlich durch die DGDR geprägt wird. Die Summe der Beiträge wird durch die durchgezogene Kurve repräsentiert.

$$n_{M1}(E_\gamma) = \frac{2}{\pi} Z_2^2 \alpha \left[\xi K_0 K_1 - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2 - K_0^2) \right] \quad (2.10)$$

$$n_{E2}(E_\gamma) = \frac{2}{\pi} Z_2^2 \alpha \beta^{-4} \left[2(1 - \beta^2) K_1^2 + \xi(2 - \beta^2)^2 K_0 K_1 - \frac{\xi^2}{2} \beta^4 (K_1^2 - K_0^2) \right]. \quad (2.11)$$

K_0 und K_1 sind die modifizierten Besselfunktionen mit dem Argument

$$\xi = \frac{1}{\hbar c} \frac{E_\gamma b_{\min}}{\gamma \beta}. \quad (2.12)$$

α ist die Feinstrukturkonstante und $b_{\min}$ der minimale Stoßparameter. Die Größe $b_{\min}$ ist in dieser Beschreibung der einzige modellabhängige Parameter und bezeichnet den Abstand im Stoß zweier Kerne, bei dem die Kernkraft die Wechselwirkung zu dominieren beginnt. $b_{\min}$ kann durch die Summe der Kernradien der beiden Stoßpartner angenähert werden. Eine Parametrisierung von $b_{\min}$ aus Glauber-Rechnungen für Projektil-Target-Kombinationen bei 1 A·GeV ergibt [39]:

$$b_{\min} = 1.34 \left[A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - 0.75 \left(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3} \right) \right] fm. \quad (2.13)$$

Mit zunehmender Projektilenergie wird das Photonenspektrum immer härter, d.h. die Wahrscheinlichkeit für hochenergetische Photonen nimmt zu. Außerdem gleichen sich die Beträge der einzelnen Multipolanteile an, bis dann bei ultrarelativistischen Energien der elektromagnetische Strahlungsimpuls durch eine ebene Welle approximiert werden kann.

Um den elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, muß man nach Gleichung (2.8) die entsprechenden Photonenspektren mit den Querschnitten der photonuklearen Reaktion multiplizieren. Am zuverlässigsten sind die Rechnungen, wenn die photonuklearen Absorptionquerschnitte für diese Faltung experimentell vorliegen.

In der Abbildung 2.8 ist ein Beispiel für die elektromagnetische Anregung von 1 A·GeV ^{197}Au -Projekten in einem Goldtarget illustriert [26]. Im oberen Teil sind die E1- und E2-Photonenspektren gezeigt, wobei für den minimalen Stoßparameter die Formel (2.13) benutzt wurde. Die gemessenen (γ, n) und $(\gamma, 2n)$ photonuklearen Wirkungsquerschnitte sind in der Mitte dargestellt. Der $(\gamma, 3n)$ -Querschnitt wurde mit dem Verdampfungsprogramm HIVAP [260] berechnet. Außerdem sind die isoskalaren und isovektoriellen Quadrupolanteile der Riesenresonanz eingezeichnet. Im unteren Teil der Abbildung sind die resultierenden 1-Phonon-Dipol- und Quadrupol-Wirkungsquerschnitte und die 2-Phononen Dipolanregung (DGDR) gezeigt. Man erkennt, daß der $(\gamma, 3n)$ -Kanal hauptsächlich durch die DGDR geprägt wird.

2.3 Kinematik

Neben den Wirkungsquerschnitten bestimmen die kinematischen Eigenschaften der Reaktion wie mittlere kinetische Energie, Energiebreite und Winkelverteilung ihren effizienten Einsatz bei der Produktion von exotischen Sekundärstrahlen. Die kinematischen Eigenschaften bestimmen die Separationsmethoden, mit denen die Reaktionsprodukte zunächst gesammelt und dann vom Primärstrahl und den unerwünschten Produkten abgetrennt

werden. Wenn eine Trennung im Fluge gemacht werden kann, so ist dies besonders vorteilhaft, da dabei der Zugriff auch auf die sehr kurzlebigen Nuklide möglich ist. Vollständige Fusion, Projekttilfragmentation und Spaltung relativistischer schwerer Kerne in der Uran-gegend sind durch eine günstige Kinematik ausgezeichnet, die eine effiziente Trennung im Fluge mit ionenoptischen Elementen erlaubt. Einen Überblick über den weiten Bereich der mittleren kinetischen Energie der verschiedenen Reaktionsprodukte ist in der Abbildung 2.9 dargestellt.

Die kinematischen Eigenschaften von Reaktionsprodukten werden nicht nur von der nuklearen sondern auch von der atomaren Wechselwirkung im Target geprägt. Oft bestimmt die Phasenraumvergrößerung durch atomare Prozesse die maximale Targetdicke.

Die Kinematik der Spaltfragmente wird hauptsächlich durch die unterschiedlichen Bin-

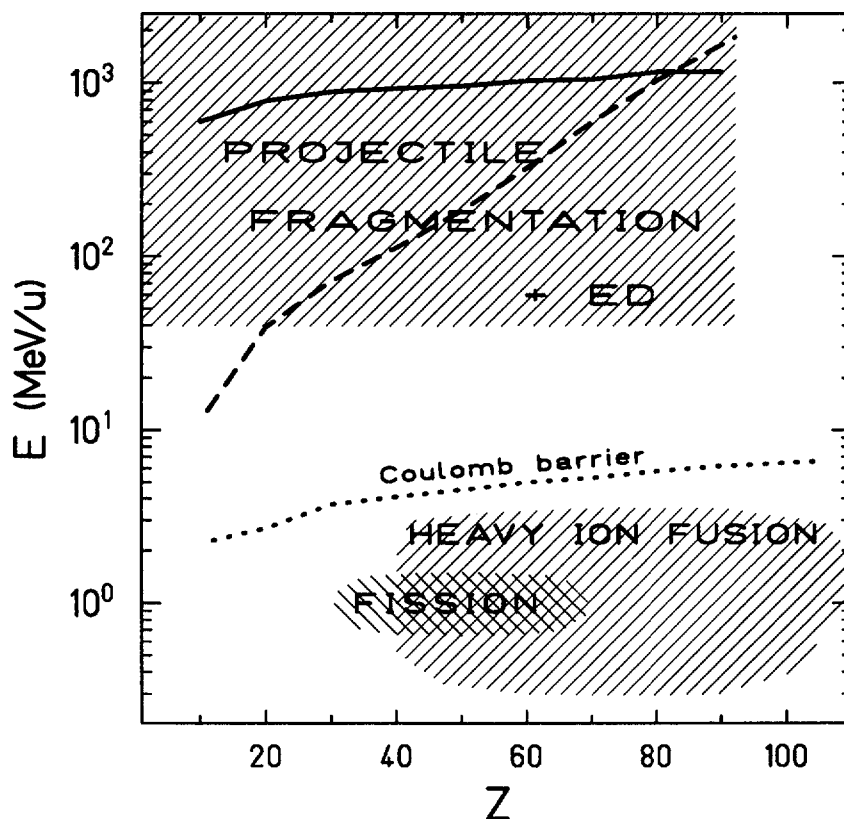


Abbildung 2.9: Kinetische Energie- und Kernladungsbereiche der Sekundärstrahlen aus verschiedenen Kernreaktionen. Projekttilfragmentation, elektromagnetische Dissoziation (ED), Schwerionenfusion, Targetspaltung und Transferreaktionen liefern exotische Kerne mit kinetischen Energien von weit unterhalb der Coulomb-Barriere bis 2000 A-MeV und machen das gesamte Periodensystem zugänglich. Die notwendigen Energien, um 90% völlig ionisierte Fragmente nach durchqueren einer Aluminiumschicht zu erhalten, sind durch die gestrichelte Linie repräsentiert. Die Materieschicht überschreitet die Gleichgewichtsdicke für Umladung. Werden die Fragmente in Aluminium völlig abgebremst, so gibt die durchgezogene Kurve die Energie der Fragmente an, bei der 50% der implantierten Fragmente durch nukleare Reaktionen umgewandelt werden.

dungsenergien von schweren Kernen im Vergleich zu Kernen mit mittlerer Masse bestimmt. Die freigesetzte Energie bei der Spaltung eines Urankernes beträgt etwa 200 MeV. Der größte Teil davon wird in kinetische Energie der Spaltfragmente umgewandelt, die durch die Coulomb-Kraft der sich abstoßenden Spaltfragmente am Zerreißpunkt des deformierten Ausgangskerns erklärt werden kann. Die innere Anregungsenergie der Fragmente von etwa 30 MeV ist dagegen gering. Die mittlere totale kinetische Energie beider Spaltfragmente $\langle E_k \rangle$ kann mit dem Coulomb-Term $Z^2/A^{1/3}$ in guter Näherung parametrisiert werden [345, 71]:

$$\langle E_k \rangle = (0.14 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 30) \text{ MeV} \quad . \quad (2.14)$$

In dieser Gleichung sind A und Z die Masse und Kernladung des Spaltkernes. Mit Hilfe des Gesetzes der Impulserhaltung und einer kleinen Korrektur für die abgedampften Neutronen kann mit dieser Formel die kinetische Energie der Spaltfragmente abgeschätzt werden, wenn der häufigste Prozeß, die binäre Spaltung, vorausgesetzt wird. Die Winkelverteilung der Spaltfragmente im Schwerpunktsystem ist in grober Näherung isotrop, beobachtete Anisotropien hängen stark von der Art und Energie der Anregung ab [339]. Ionenoptische Spektrometer, die Target-Spaltfragmente im Fluge separieren, haben somit nur eine geringe Akzeptanz [212].

Eine kleinere Emittanz der Spaltfragmente erhält man, wenn relativistische Projektile durch Coulomb-Anregung spalten. Hier wird der Geschwindigkeitsvektor des Spaltfragments mit Hilfe der Lorentz-Transformation zum entsprechenden Vektor des Projektils addiert. Die Akzeptanz für entsprechende Magnetspektrometer wird für relativistische Spaltprodukte um einen Faktor 100-1000 verbessert.

Die Kinematik der Fragmentation ist dadurch ausgezeichnet, daß die Projektilfragmente annähernd die Projektilgeschwindigkeit in Betrag und Richtung erhalten. Die Impulsverteilung im Projektilsystem ist annähernd gaußförmig und isotrop [111]; ihre Breite wird durch die Differenz der Massen zwischen Präfragment (A_f^*) und Projektil (A_p) bestimmt und ist unabhängig vom Target und der Projektilenergie. Diese Beobachtung aus den ersten Fragmentationsexperimenten am BEVALAC [134] wurde experimentell über einen weiten Energiebereich bis 2 A-GeV bestätigt. Goldhaber konnte durch ein einfaches statistisches Modell die Daten der vorwiegend leichten Fragmente gut beschreiben [129]. Mit der Annahme, daß die abgesicherten Nukleonen aufgrund ihrer Fermi-Bewegung dem Präfragment ihren Impuls übertragen, erhielt er für die resultierende Standardabweichung σ_p der Impulsverteilung:

$$\sigma_p = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_f^*(A_p - A_f^*)}{A_p - 1}} \quad . \quad (2.15)$$

In dieser Formel ist $\sigma_0 = p_F/\sqrt{5}$ die Projektion der mittleren Fluktuation des Fermi-Impulses p_F der abgesicherten Nukleonen auf eine beliebige Koordinate im Raum. Das Goldhaber-Modell kann die experimentellen Daten der Impulsverteilung von relativistischen Fragmenten leichter Projektile (^{16}O , ^{12}C) auf etwa 10 % genau wiedergeben. Bei schwereren Fragmenten muß auch der Einfluß der Nukleonenemission des angeregten Präfragments mitberücksichtigt werden. Generell überschätzt deshalb die Goldhaber-Vorhersage diese Daten um etwa (10-30)%. Unter Einbeziehung neuerer Meßdaten aus Projektil- und Targetfragmentation fand Morrissey [215] eine empirische Formel, die im Mittel die ge-

messenen longitudinalen Impulsbreiten besonders auch für schwere Fragmente besser beschreibt:

$$\sigma_p = 87\sqrt{A_p - A_f} \text{ MeV}/c \quad . \quad (2.16)$$

Für den mittleren Impulsverlust in der Reaktion erhielt Morrissey [215]:

$$\langle P \rangle \approx -8(A_p - A_f) \text{ MeV}/c \quad , \quad (2.17)$$

wobei in seinen Formeln A_f das beobachtete Fragment kennzeichnet. Die Aussage dieser an Daten angepaßten Formel ist, daß für jedes aus dem Projektil entfernte Nukleon ungefähr seine Bindungsenergie in der Reaktion aufgebracht werden muß. Experimentell können nur in Sonderfällen die beiden Reaktionsstufen der Fragmentation getrennt beobachtet werden. Die Genauigkeit der Morrissey-Systematik wurde mit neuen Experimenten zum Studium der Fragmentation am FRS für Projektile vom Argon bis zum Uran untersucht. Auf die Ergebnisse soll im Kapitel 5 dieser Arbeit näher eingegangen werden.

Kapitel 3

Separation exotischer Kerne

3.1 Allgemeine Überlegungen

Die Intensität der exotischen Kernstrahlen wird durch die Intensität des Primärstrahles, durch die gewählte nukleare Produktionsreaktion, die Targetdicke und die Separationsmethode bestimmt. Die Luminosität (L), das Produkt aus der Intensität des Projektilstrahles (N_p) und der Targetdicke ($N_t, [\text{cm}^{-2}]$), der nukleare Produktionsquerschnitt (σ) und der Wirkungsgrad des Separationsverfahrens (ε) sind die Faktoren, die die Rate (N_f) eines Sekundärstrahles festlegen:

$$N_f = N_p N_t \varepsilon \sigma = L \varepsilon \sigma \quad . \quad (3.1)$$

Im folgenden werden diese Faktoren diskutiert. Die verschiedenen Kernreaktionen mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten (σ) wurden bereits im zweiten Kapitel vorgestellt. Als Projektile werden Neutronen, leichte und schwere Ionen erfolgreich eingesetzt, siehe Tabelle 3.1. Durch die großen Fortschritte in der Beschleunigertechnologie in den letzten Jahren ist es möglich, diese Projektile in einem großen Energiebereich für alle Elemente bis zum Uran in guter Qualität zur Verfügung zu haben.

Die Intensität der thermischen Neutronen an einem Hochflußreaktor erreicht Werte von 10^{15} Neutronen/ $\text{cm}^2 \text{ s}$, die genutzt wird, um in schweren Kernen wie ^{235}U Spaltung zu induzieren [74, 38]. Neutronen mit beliebig variabler Energie können durch Aufbruchreaktionen von intensiven Deuteronenstrahlen zur Produktion von exotischen Kernen verwandt werden. Ein solches Projekt befindet sich gerade in Argonne [230] in der Planungsphase. Dabei soll ein 200 MeV Deuteronenstrahl mit einer Intensität von $3 \cdot 10^{15}/\text{s}$ auf ein dickes Berylliumtarget geschossen werden, in dem etwa 20% der einfallenden Deuteronen durch die Aufbruchreaktion in einen intensiven Neutronenstrahl umgewandelt werden. Vorversuche sind auch mit einem Urantarget geplant, um zusätzlich noch die Spaltneutronen zu nutzen.

Moderne Protonenbeschleuniger arbeiten in einem großen Energiebereich von (30 - 1000) A·MeV und erreichen Intensitäten von etwa $6 \cdot 10^{15} \text{s}^{-1}$, mit der sie Targetfragmente durch Fragmentation und Spaltung erzeugen [256, 89]. Für die Beschleunigung von Schwerionen in einem Energiebereich bis 20 A·MeV werden vorzugsweise Linearbeschleuniger eingesetzt, während für höhere Energien bis etwa einige 100 A·MeV Zyklotronbeschleuniger den Schwerionenstrahl liefern. Die maximalen Intensitäten liegen in beiden Energiebereichen typisch bei 10^{13}s^{-1} . Der Bereich der relativistischen Energien bis zu einigen A·GeV kann mit ei-

Device	Projectile	Energy MeV/u	Intensity	Reaction	Target
Reactor	Neutrons	thermal	$10^{15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	FI	(1-10) g ^{235}U
LINAC	Neutrons	100	10^{15}s^{-1}	FR, FI	> 100 g/cm 2 U, La
LINAC	Protons	10 -100	10^{13}s^{-1}	FI	0.1 g/cm 2
Cyclotron		10 -500	$6 \cdot 10^{15} \text{s}^{-1}$	FR	2 g/cm 2
Synchrotron		100 -1000	10^{15}s^{-1}	FR	(50-100) g/cm 2
LINAC	Heavy Ions	1 -20	10^{13}s^{-1}	FU,TR	(0.1-1) mg/cm 2
Cyclotron		20 -100	10^{13}s^{-1}	FR	(0.1- 0.4) g/cm 2
Synchrotron		100 -2000	10^{11}s^{-1}	FR, FI	(1-8) g/cm 2

Tabelle 3.1: Erzeugung exotischer Kerne in verschiedenen Reaktionen und Energiebereichen zusammen mit den Beschleunigeranlagen, charakterisiert durch die angegebene maximale Intensität. Die eingesetzten Kernreaktionen sind Spaltung (FI), Fragmentation (FR), Transfer (TR) und Fusion (FU).

nem Synchrotron erreicht werden. Die Pulsfrequenz und inkohärente Raumladungseffekte begrenzen die Intensitäten auf etwa 10^{11}s^{-1} [56].

Der Projekttilstrahl kann effektiver genutzt werden, wenn die Projektile das Target mehrmals durchqueren. Diese Bedingung kann durch einen zirkulierenden Strahl in einem Speicherring mit einem internen Target erreicht werden. Ein Schwerionenstrahl von 500A-MeV durchsetzt das Target $2 \cdot 10^6$ -mal in einer Sekunde. Dabei wird ein Ringumfang von 108 m angenommen, der am Speicher-Kühler-Ring ESR [109] realisiert ist. Experimente in einem Speicherring sind besonders attraktiv, wenn sehr dünne Targets in der Größenordnung von 10^{14}cm^{-2} im Experiment eingesetzt werden.

Generell hängt die Targetdicke von der gewählten Kernreaktion, der Projektilenergie und entscheidend auch von der Separationsmethode ab. Beispielsweise werden bei einer Targetfragmentation mit (600-1000) MeV Protonen Dicken bis zu 122 g/cm 2 Tantal eingesetzt [256], während bei der Projekttilfragmentation mit relativistischen Schwerionen nur Targetdicken von typisch (1-8) g/cm 2 Beryllium verwendet werden. Die Produktion von exotischen Kernen mittels Fusion verlangt wegen den schmalen Anregungsfunktionen sehr dünne Targets im Dickenbereich von (0.4 -1) mg/cm 2 .

Der Wirkungsgrad ε der Separationsmethode ist ein anderer wichtiger Faktor in Gleichung (3.1). Er kann in einem großen Bereich variieren (10^{-5} bei Targetspaltung und Rückstoßspektrometer, und typisch 0.4-1 bei relativistischer Projekttilfragmentation) abhängig vom gewählten Sekundärstrahl und dem Separationsverfahren und kann deshalb nicht global angegeben werden.

Die Betrachtung der obigen Parameter ist allgemein üblich beim Vergleich der einzelnen Anlagen zur Produktion von exotischen Kernen. Jedoch wird in den meisten Fällen eine wichtige Komponente, die *Selektivität der Separation*, übersehen. Eine hohe Selektivität

entscheidet über die Kontamination im separierten Sekundärstrahl und ist der Schlüsselparameter, der physikalische Untersuchungen mit wenigen Atomen kennzeichnet. Gerade die jüngsten Erfolge beim Studium von sehr exotischen Kernen sind ein überzeugender Beweis für diese Aussage [221, 287, 195, 156, 157].

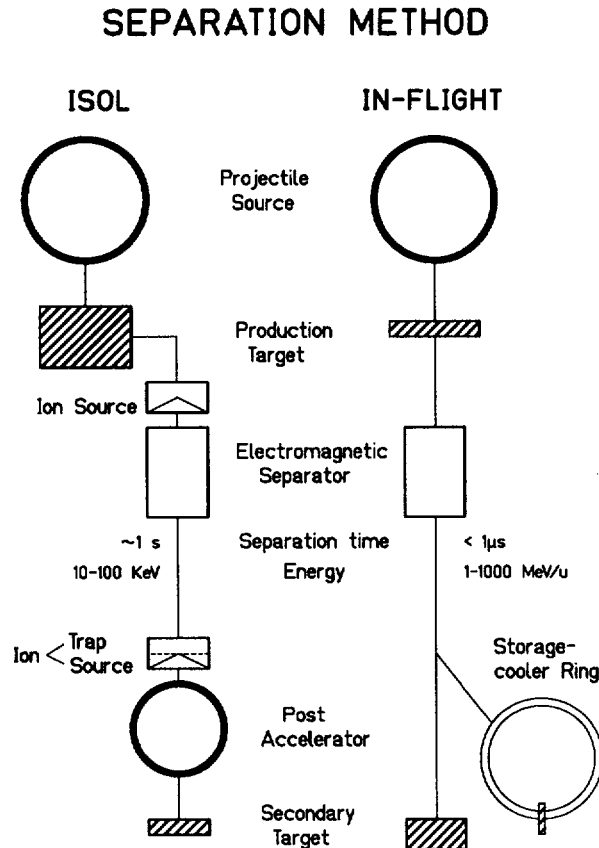


Abbildung 3.1: Vergleich der beiden wichtigsten Methoden zur Erzeugung von energiereichen exotischen Kernstrahlen.

Bei den existierenden und geplanten Anlagen zur Produktion von exotischen Kernstrahlen werden hauptsächlich zwei Separationsverfahren benutzt. Die erste Methode ist die ISOL-Technik (*I*sotope *S*eparation *O*n *L*ine) [256, 258], die entwickelt wurde, um die kernchemischen Methoden [151] für kurzlebige Kerne zu erweitern. Die Entwicklung dieser Separationsmethode kann in den Arbeiten [178, 140, 256] und den Beiträgen zu den Konferenzen [322, 113] verfolgt werden. Bei der ISOL-Methode werden die Reaktionsprodukte zunächst vollständig in einem Target oder in einer sogenannten Fängerfolie gestoppt und dann durch Diffusion in eine Ionenquelle transportiert, bevor sie auf etwa (10-100) keV beschleunigt werden. Die Diffusionszeit stellt eine starke Begrenzung für die Erzeugung sehr kurzlebiger Nuklide dar [337, 176]. Einige 100 ms sind typische Separationszeiten einer ISOL-Anlage. Die Target-Catcher-Kombination kann aber auch direkt in die Ionenquelle integriert sein.

Chemische Eigenschaften der Reaktionsprodukte und Festkörpereigenschaften der Materialien prägen diesem Verfahren eine weitere Selektivität auf. Von der Ionenquelle aus werden die beschleunigten Reaktionsprodukte in elektrische oder magnetische Sektorfelder injiziert, um eine Trennung nach der spezifischen Masse (A/q) zu erzielen. Das Prinzip einer ISOL-Anlage ist in der Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Bei dem ISOL-Verfahren müssen die Sekundärstrahlen mittels eines zweiten Beschleunigers nachbeschleunigt werden, um Energien zu erreichen, bei denen Untersuchungen mit Sekundärreaktionen möglich werden.

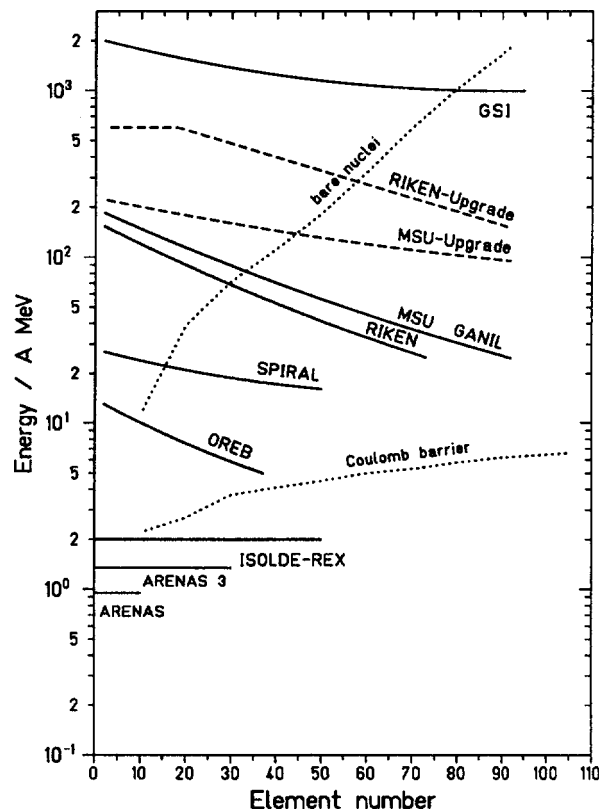


Abbildung 3.2: Vergleich der Energie- und Elementbereiche der Sekundärstrahlen, die von neuen und geplanten Anlagen bereitgestellt werden. Die Coulomb-Schwelle und die Energie, bei der 90% der Fragmente nach Durchqueren von einem Aluminiumtarget völlig ionisiert sind, sind ebenfalls eingezeichnet.

Die zweite Methode basiert auf einer *Separation der Reaktionsprodukte im Fluge*, d.h. hierbei wird die kinetische Energie der Reaktionsprodukte ausgenutzt, um eine Trennung in elektrischen und magnetischen Feldern vorzunehmen [322, 113, 222, 298]. Da früher hauptsächlich Reaktionsprodukte aus der Spaltung und der Fusion mit diesen Separatoren analysiert wurden, wurden die Anlagen generell auch als Rückstoßspektrometer bezeichnet. Das Prinzip dieses Separationsverfahrens ist ebenfalls im Bild 3.1 illustriert. Bei der Trennung im Fluge werden im allgemeinen wesentlich dünnere Targets als bei der ISOL-Methode

verwandt, so daß die ausgewählten Reaktionsprodukte mit Hilfe der charakteristischen Kinetik der Kernreaktion vom Primärstrahl und von den Kontaminanten separiert werden können. Die ionenoptische Trennung wird bei niederen und mittleren Energien mit Kombinationen von elektrischen und magnetischen Feldern erreicht [220, 146, 305], während bei relativistischen Energien nur noch magnetische Elemente eingesetzt werden, da die technischen Anforderungen an die elektrischen Felder nicht mehr praktikabel sind. Die Separation im Fluge ermöglicht den Zugang zu sehr kurzlebigen Nukliden mit Lebensdauern in der Größenordnung der Flugzeit durch den Separator. An der Coulomb-Barriere ist diese Flugzeit einige Mikrosekunden, während im relativistischen Bereich einige hundert Nanosekunden charakteristisch sind.

Wird bei der Trennung im Fluge eine primäre Reaktion bei hoher Energie, wie beispielsweise Projektilfragmentation, gewählt, so können Sekundärreaktionen direkt am Ausgang des Separators untersucht werden, siehe Abbildung 3.1.

Für einige neue und geplante Anlagen zur Erzeugung von exotischen Sekundärstrahlen ist der Z-Bereich und die Energie der Sekundärstrahlen in der Abbildung 3.2 verglichen.

3.2 Separation im Fluge

3.2.1 Ionenoptik

Die Analyse verschiedener Ionenstrahlen beim Transport durch dispersive elektrische und magnetische Felder ist die Grundlage für die Trennung in Rückstoßspektrometern (in der Literatur oft als Synonym für die Separation im Fluge benutzt) und auch für die ISOL-Methode. Die Ablenkung von Ionen in elektrischen ($\vec{E}$) und magnetischen Feldern ($\vec{B}$) kann durch die Coulomb- und Lorentz-Kraft

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q\{\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\} \quad (3.2)$$

berechnet werden. In dieser Bewegungsgleichung sind q , $\vec{p}$, und $\vec{v}$ die Ladung, der Impuls und die Geschwindigkeit der Ionen. Die Trajektorien einzelner Ionen können bei gegebener Feldkonfiguration und definierten Anfangsbedingungen mit der Gleichung (3.2) berechnet werden. Sind die Felder homogen und senkrecht zur Bewegungsrichtung, so ist die radiale Ablenkung durch die magnetische

$$B\rho = \frac{p}{q} \quad (3.3)$$

und die elektrische

$$E\rho = \frac{pv}{q} \quad (3.4)$$

Strahlsteifigkeit gegeben. Die wichtigsten Separationseigenschaften für geladene Reaktionsprodukte können mit Hilfe dieser Formeln illustriert werden. Ist es das Ziel, die Reaktionsprodukte nach der Geschwindigkeit, aber unabhängig vom Verhältnis von Masse und Ladung (m/q) zu analysieren, so muß die Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern so gewählt werden, daß sich ihre Auflösungen gerade kompensieren, d.h. es gilt:

$$\frac{\Delta(E\rho)}{E\rho} - \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{\Delta v}{v} \quad (3.5)$$

Dieses Prinzip ist in den sogenannten Geschwindigkeitsfiltern realisiert, die hervorragend geeignet sind, Fusionsprodukte nach ihrer Geschwindigkeit zu separieren.

Mit einzelnen dispersiven magnetischen oder elektrischen Feldern gelingt es nicht, Ionen mit verschiedenen Geschwindigkeiten aber identischem m/q -Verhältnis zu fokussieren. Erst mit einer geeigneten Kombination beider Felder wird dieses Ziel erreicht. In den sogenannten doppelfokussierenden Spektrometern ist dieses Prinzip realisiert [359]. Wiederum läßt sich die notwendige Bedingung mit den Gleichungen (3.3) und (3.4) verdeutlichen:

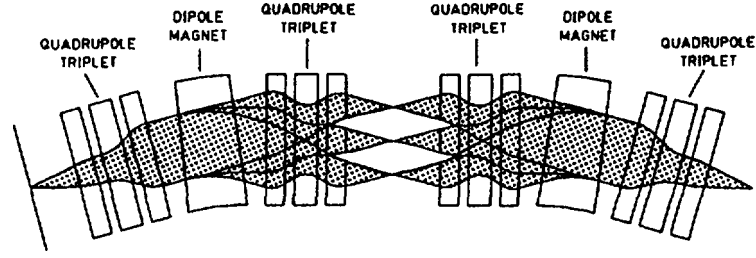
$$\frac{\Delta(E\rho)}{E\rho} - \frac{2\Delta(B\rho)}{B\rho} = \frac{\Delta(q/m)}{q/m} \quad (3.6)$$

Schon mit den aufgezeigten einfachen Relationen lassen sich große Gruppen von Separatoren in ihrer Funktionsweise verstehen und einordnen. Will man jedoch die exakte Auflösung eines komplexen Separators berechnen, so muß man aufwendigere ionenoptische Rechenverfahren anwenden, die meist in speziellen Computerprogrammen implementiert sind. Verfolgt man durch Bahnintegration ausgewählte Trajektorien, so kann man die Abbildungseigenschaften gegebener Feldkonfigurationen studieren [185]. Eine andere Möglichkeit bieten Matrizenrechnungen [359, 79, 73, 48], die einen vorgegebenen Anfangsphasenraum durch ein optisches System transformieren. Die Matrixelemente repräsentieren dabei die Koeffizienten einer Reihenentwicklung der Lösungen der Bewegungsgleichung. Das Koordinatensystem ist an die Bewegung eines Referenzteilchens angeknüpft, das in der Regel entlang der optischen Achse fliegt. Dieses ionenoptische Koordinatensystem hat folgende Komponenten: $(x, x', y, y', s, \delta p)$, wobei x die Koordinate in Dispersionsrichtung ist und y dazu senkrecht steht. Beide Achsen stehen wiederum senkrecht auf dem zurückgelegten Weg s des Referenzteilchens. x' und y' sind die Ableitungen nach s und charakterisieren die zugehörigen Winkel. δp ist die relative Impulsabweichung bezüglich des definierten Referenzteilchens. Ist das ionenoptische System durch die Matrix M beschrieben, so wird der Vektor eines Teilchens am Ende des Systems durch Multiplikation der Transfermatrix mit dem entsprechenden Eingangsvektor erhalten:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ s \\ \delta p \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ s_0 \\ \delta p_0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Einige allgemeine ionenoptische Aufbauprinzipien eines Separators sollen an einem einfachen System erläutert werden, das in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt ist. Das System besteht aus zwei symmetrischen dispersiven Stufen, die aus homogenen magnetischen Sektorfeldern und fokussierenden Quadrupolfeldern aufgebaut sind. Der erste Teil dieses optischen Systems kann als Funktionseinheit in einem ISOL- oder in einem Rückstoßspektrometer realisiert werden. Die vom Targetort ($2 \cdot x_0$) emittierten Teilchen werden mit Hilfe der Matrix-Methode durch die Magnetfelder transformiert. Die berechneten Enveloppen für drei verschiedene Impulse sind in der x - und y -Ebene dargestellt. Die Abbildungsmatrix

a.) PROJECTION IN X-PLANE



b.) PROJECTION IN Y-PLANE

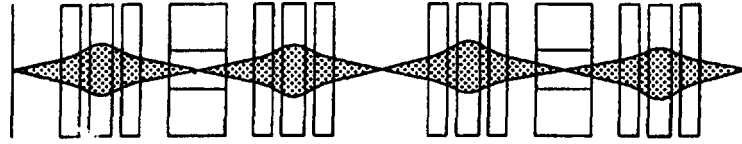


Abbildung 3.3: Zweistufiges achromatisches Magnetsystem, das aus zwei Dipolstufen mit fokussierenden Quadrupolmagneten aufgebaut ist.

des Magnetsystems bis in die zentrale Fokalebene hat folgende Form:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} C_x & S_x & 0 & 0 & 0 & D_x \\ C'_x & S'_x & 0 & 0 & 0 & D'_x \\ 0 & 0 & C_y & S_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C'_y & S'_y & 0 & 0 \\ (s/x) & (s/x') & 0 & 0 & 1 & (s/\delta p) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

wobei die wichtigsten Matrixelemente für eine Impulsanalyse die Vergrößerung C_x und die Dispersion D_x darstellen. Die Indizes geben den Bezug zur jeweiligen Koordinate an. Bei einer Fokusbedingung sind S_x und S_y gleich Null. Die Mittelebenensymmetrie der Felder bedingt, daß eine Vielzahl der Matrixelemente den Wert Null haben.

Das Quadrupoltriplett am Eingang des Separators hat die Aufgabe, den Phasenraum der vom Targetort emittierten Teilchen aufzunehmen und das Feldvolumen des folgenden Dipolmagneten gut auszuleuchten, um eine möglichst hohe Auflösung in der mittleren Fokalebene zu erzielen. Die $B\rho$ -Auflösung in der zentralen Fokalebene kann folgendermaßen berechnet werden:

$$R = \frac{1}{2x_0 2x'_0} \frac{1}{B\rho} \int \vec{B} d\vec{f}. \quad (3.9)$$

An dieser Formel erkennt man, daß der magnetische Fluß ($\int \vec{B} d\vec{f}$), der von den äußersten Trajektorien eingeschlossen ist, entscheidend zur $B\rho$ -Auflösung beiträgt. Weiterhin ist die Auflösung von der akzeptierten Emittanz ($2x_0 \cdot 2x'_0$) bestimmt. Die Formel ist gültig in der ionenoptischen Näherung der ersten Ordnung, d.h. nur die ersten linearen Entwicklungsterme sind bei der Matrix-Transformation berücksichtigt. Eine Verbesserung der Auflösung auf Kosten einer verminderten Akzeptanz ist bei Separatoren für exotische Kerne, die ja

nur mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit erzeugt werden, nicht ratsam. Da bei der Produktion von Sekundärstrahlen die Winkel x'_0 oft durch die Kernreaktion dominiert werden, kann eine Verbesserung der Auflösung durch eine starke Fokussierung des Primärstrahles auf das Target erzielt werden [357]. Innerhalb des Magnetsystems herrschen nur konservative Kräfte, deshalb bleibt beim Durchqueren eines Ensembles von Ionen das Phasenraumvolumen erhalten. Diese Eigenschaft ist als Liouville-Theorem bekannt und hat zur Folge, daß die Determinanten der Matrizen eines solchen ionenoptischen Systems den Wert 1 haben. In erster Ordnung ist das Phasenraumvolumen des in Abbildung 3.3 dargestellten Systems auch in den Unterräumen (x, x') und (y, y') konstant. Aufgrund dieser Eigenschaft kann die Akzeptanz eines Systems durch eine Kondensorlinsen-Anordnung vergrößert werden, bei der große Winkelbeträge in vergrößerte Ortskoordinaten transformiert werden können [357, 31].

Es ist oft vorteilhaft, wenn die Bildgröße am Ausgang des Spektrometers nicht von der Impulsunschärfe der Teilchen am Eingang des Systems abhängt. Ein achromatisches Spektrometer, wie in der Abbildung 3.3 dargestellt, erfüllt diese Forderung. Beide dispersiven Stufen haben betraglich dieselbe Auflösung, aber heben sich durch die Fokusbedingung in der Symmetrieebene in ihrer Wirkung gerade auf. Das Prinzip eines solchen optischen Systems hat zwei verschiedene Anwendungen bei physikalischen Experimenten. Erstens können atomare oder nukleare Energieverluste unabhängig von der relativ großen Eingangsemittanz präzise gemessen werden. Dabei wird der Energieverlust in einer Materieschicht in der zentralen Fokalebene betrachtet [275, 119]. Die zweite Anwendung finden achromatische Systeme bei der räumlichen Trennung von Projektilfragmenten in Anlagen zur Produktion von exotischen Sekundärstrahlen [299, 21, 13, 50, 190, 119].

Geschwindigkeitsfilter und doppelfokussierende Spektrometer zur Separation von exotischen Kernstrahlen werden hauptsächlich im Energiebereich in der Nähe der Coulomb-Barriere eingesetzt [322, 113, 222]. Die technischen Begrenzungen der elektrischen Feldstärken und die erforderliche Längenausdehnung verlangen bei höheren Energien andere Lösungen [117]. Ein neues Prinzip der Separation bei hohen Energien basiert auf der atomaren Wechselwirkung von Schwerionen innerhalb eines ionenoptischen Systems und wird im nächsten Kapitel erläutert.

Die beschriebenen ionenoptischen Systeme waren durch eine laterale Dispersion charakterisiert. Eine andere Art der Separation basiert auf Flugzeitmessungen in isochronen Spektrometern [358]. In isochronen Spektrometern ist die Flugzeit durch die ionenoptischen Elemente nur vom m/q -Verhältnis, aber nicht von der Breite der Geschwindigkeitsverteilung abhängig. Diese Bedingung wird dadurch erreicht, daß die schnelleren Ionen auf entsprechend längeren Trajektorien durch das Spektrometer fliegen. Diese Methode ist beispielsweise beim Flugzeitspektrometer TOFI in LAMPF (USA) [363] realisiert. Hier produziert ein intensiver Protonenstrahl bei 800 A·MeV Targetfragmente, die mit TOFI analysiert werden. Da die Auflösung durch die Länge der Flugstrecke maßgeblich bestimmt ist, lag die Idee nahe, ein isochrones Spektrometer zu konzipieren, das von den Fragmenten mehrmals durchlaufen wird. Eine ideale Realisierung kann mit einem Speicherring [360] oder mit einem Zyklotron [25] erfolgen, wenn diese mit einer Quelle für exotische Kernstrahlen ionenoptisch gekoppelt werden.

3.2.2 Separation mit atomarer Wechselwirkung

Die Möglichkeiten für die Separation von exotischen Kernen können unter Einbeziehung der atomaren Wechselwirkungen wie Umladung und Abbremsung bedeutend erweitert werden. Finden atomare Stoßprozesse innerhalb ionenoptischer Systeme statt, so müssen neue Methoden der theoretischen Beschreibung ausgearbeitet werden. Die klassische Ionenoptik erhält eine neue Dimension, bei der nicht nur konservative Kräfte die Teilchenbewegung in elektrischen und magnetischen Feldern bestimmen. Man kann diese Erweiterung als nicht-Liouvillesche Optik eingliedern, zu der ganz neuartige Entwicklungen im Experimentierbereich mit Schwerionen gehören wie zum Beispiel die Kühlung mit Elektronen in einem Speicherring oder gezielte Phasenraummodulationen mit speziell geformter Materie in dispersiven Fokalebenen [118].

Der Hamilton-Formalismus erlaubt eine elegante Beschreibung der Bewegung eines Ensembles von geladenen Teilchen innerhalb elektrischer und magnetischer Felder, die durch das skalare (ϕ) und das vektorielle Potential ($\vec{A}$) charakterisiert werden. Damit folgt aus der Gleichung (3.2) die Hamilton-Funktion:

$$H = q\phi + c \left\{ m_0^2 c^2 + (\vec{p} - q\vec{A})^2 \right\}^{1/2} , \quad (3.10)$$

wobei q die Ladung und $m_0 c^2$ die Ruhemasse der Ionen ist.

Die kanonischen Bewegungsgleichungen mit den generalisierten Ortskoordinaten (q_i) und den zugehörigen Impulsen (p_i) sind:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad \frac{dp_i}{dt} = - \frac{\partial H}{\partial q_i} . \quad (3.11)$$

Sind nur konservative Kräfte wirksam, so ist die Phasenraumdichte (ρ_d) zeitlich konstant, d.h. es gilt allgemein $\frac{d\rho_d}{dt} = 0$. Wirkt eine nichtkonservative Kraft (Q_i), wie die atomare Abbremsung, so kann man die zweite Hamiltonsche Bewegungsgleichung formal erweitern:

$$\frac{dp_i}{dt} = - \frac{\partial H}{\partial q_i} + Q_i . \quad (3.12)$$

Mit diesem Ansatz kann man aufgrund der Teilchenerhaltung zeigen [196], daß nun die Phasenraumdichte nicht erhalten bleibt:

$$\frac{d\rho_d}{dt} = -\rho_d \sum_{i=1}^3 \frac{\partial |Q_i|}{\partial p_i} . \quad (3.13)$$

Eine nichtkonservative Kraft kann die partielle Phasenraumdichte erhöhen oder erniedrigen [196, 87]. Ein Kriterium dafür liefert die Abhängigkeit der nichtkonservativen Kraft von den generalisierten Impulsen:

$$\frac{\partial |Q_i|}{\partial p_i} > 0 \quad \text{vergrößert die Phasenraumdichte,} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial |Q_i|}{\partial p_i} < 0 \quad \text{verkleinert die Phasenraumdichte .} \quad (3.15)$$

Verschiedene Beispiele für die Wirkung nichtkonservativer Kräfte in ionenoptischen Systemen sind in Referenz [118] diskutiert.

Bei niederen Energien ($E \leq 1 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) kann die atomare Umladung in gasgefüllten Separatoren eingesetzt werden, um die Transmission für Ionen in verschiedenen Ladungszuständen zu erhöhen [16, 126, 233, 229]. In diesen Separatoren werden die Ionen durch ein gasgefülltes dispersives Magnetsystem transportiert, so daß durch häufige Umladungsstöße praktisch der mittlere Ladungszustand $\langle q \rangle$ die Ablenkung bestimmt. $\langle q \rangle$ hängt von der Kernladung Z_1 der Reaktionsprodukte und ihrer Geschwindigkeit ab [62]:

$$\langle q \rangle = Z_1^{1/3} \frac{v}{v_0} \quad , \quad (3.16)$$

wobei $v_0 = 2.18 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ die Bohrsche Geschwindigkeit ist. Die Formel (3.16) wurde von N. Bohr beim Studium der Umladung von Spaltfragmenten abgeleitet. Mit der Inbetriebnahme der Schwerionenbeschleuniger zeigten systematische Umladungsmessungen, daß $\langle q \rangle$ neben der Projektil- und Geschwindigkeitsabhängigkeit auch noch in einer komplexen Weise vom Medium abhängt [300]. Jedoch gibt es für alle Schwerionen Bereiche, in denen die Geschwindigkeitsproportionalität eine gute Näherung darstellt. Setzt man die Relation (3.16) für die mittlere Ladung in Gleichung (3.3) ein, so erkennt man, daß mit dieser Methode die $B\rho$ -Analyse nicht mehr von der Geschwindigkeit des separierten Nuklids abhängt. Die Zusammensetzung und Dichte des Gases müssen so optimiert werden, daß die freie Weglänge für Umladungsstöße sehr klein ist im Vergleich zur Magnetlänge und trotzdem die Winkel- und Energiestreuung nicht die Auflösung verschlechtern.

Eine weitere Anwendung atomarer Wechselwirkung in Anlagen zur Produktion und Untersuchung von exotischen Kernen ist die Abbremsung in Materie bei hohen Energien. Energiereiche Reaktionsprodukte durchqueren dicke Materieschichten und werden danach aufgrund ihrer spezifischen Abbremsung mit ionenoptischen Methoden getrennt. Der Erfolg dieser Anwendung hängt von zwei Kriterien ab. Erstens müssen die Ionen nach Durchqueren der Materieschicht völlig ionisiert sein, damit Mehrdeutigkeiten in der $B\rho$ -Analyse vermieden werden. Zweitens dürfen Energieverlust- und Winkelstreuung den Phasenraum der Kernstrahlen nicht signifikant vergrößern.

Diese Forderungen sind notwendig, jedoch lagen vor Beginn dieser Arbeit keine Meßdaten zur Abbremsung von relativistischen Schwerionen vor. Die ersten Berechnungen zu dieser Separationsmethode basierten nur auf theoretischen Annahmen [115] und auf Messungen bei niedriger Energie [116]. Daß die relativistische Bethe-Theorie eine gute erste Näherung für die 'Stopping Power' (dE/dX) darstellt, konnte man vermuten, doch über den Betrag der Energie- und Winkelstreuung gab es starke Zweifel. Eine erste Klärung zu dieser Problematik konnten unsere Präzisionsmessungen am GANIL mit dem hochauflösenden Spektrometer SPEG bringen [291]. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen bestätigten die Grundannahmen über die atomare Wechselwirkung von relativistischen Schwerionen, die erstmals vollständig in ein ionenoptisches Programm bis zur dritten Ordnung implementiert wurden [290, 292].

Die Separation von relativistischen Kernen verlangt eine Abbremsung in Materieschichten, deren Dicke (d) die halbe Reichweite (r) überschreiten kann. Bei $1000 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ Schwerionen entspricht $d/r \simeq 0.5$ Schichtdicken in der Größenordnung von $(5-15) \text{ g/cm}^2$ Aluminium. Die Abbremsmaterie wird im folgenden auch als Degradier bezeichnet. Zu Beginn dieses

Abschnittes wurden die Phasenraumveränderungen innerhalb ionenoptischer Systeme ganz allgemein behandelt. Jetzt soll dies durch zwei numerische Beispiele erläutert werden.

Stellen wir uns die Aufgabe, einen Neonstrahl von anfänglich 600 A·MeV bis hinunter zu 150 A·MeV mittels Materie abzubremesen, um ihn dann bei vorgegebener Energie in Kohlenstoff mit möglichst schmaler Reichweiteverteilung zu implantieren. Dieses Beispiel ist für den Experimentierbetrieb einer Zyklotronbeschleunigeranlage sehr praxisnah, da dort Energieänderungen sehr zeitintensiv sind. Wir lösen diese Aufgabe durch einen Experimentaufbau, der eine Kombination eines Magnetspektrometers mit einer speziellen Abbremsmaterie (Degrader) am dispersiven Fokus darstellt. Als Spektrometer wird die erste Stufe des in Abbildung 3.3 besprochenen Systems eingesetzt. Am Eingang des Spektrometers wird der 600 A·MeV Strahl in einem Bleitarget variabler Dicke abgebremst. Am Fokus des Systems werden die abgebremsten Ionen aufgrund ihrer Geschwindigkeitsbreite räumlich getrennt. Der im Fokus angebrachte Degrader ist nun gerade so angepaßt, daß er durch verschiedene Materiedicken die Geschwindigkeitsunterschiede gerade kompensiert. Die Auswirkung dieser Energiebündelung (monoenergetischer Degrader) ist in der resultierenden Reichweiteverteilung verdeutlicht. Durch den Einsatz des monoenergetischen Degraders bleibt die relative Reichweitestreuung über den gesamten Energiebereich konstant, während ohne eine solche Spektrometer-Degrader-Kombination diese stetig anwachsen würde. Die Reichweitestreuung ist in der Abbildung 3.4 als Vielfaches der entsprechenden Streuung eines ideal monoenergetischen Strahles dargestellt [118].

Im ersten Beispiel einer Kombination zwischen einem Spektrometer und atomarer Abbremsung in speziell geformter Materie haben wir nur eine Koordinate, die Energie bzw. die resultierende Reichweitestreuung, betrachtet. Wir kommen nun zurück auf die Problemstellung der räumlichen Separation von hochenergetischen Projektilfragmentstrahlen. Das Ziel ist, relativistische Projektilfragmente räumlich isotopenrein zu trennen, d.h. eine Separation nach Masse und Kernladung zu erreichen.

Ein 600 A·MeV ^{20}Ne -Projektilstrahl trifft auf ein 3.7 g/cm^2 dickes Beryllium-Target und erzeugt alle Fragmentationsprodukte mit $A \leq 20$. Es soll nun beispielsweise ein ^{19}Ne -Strahl vom Primärstrahl und allen anderen Reaktionsprodukten absepariert werden. Zur Durchführung dieser Aufgabenstellung nehmen wir das achromatische Magnetspektrometer, das in Kapitel 3.2.1 vorgestellt wurde. Die Fragmente werden im Produktionstarget in der Objektebene des Spektrometers erzeugt. Die erste Hälfte des Spektrometers dient einer $B\rho$ -Analyse, d.h. aufgrund der Reaktionskinematik (s. Kap. 2.3) erfolgt eine Separation nach dem Verhältnis von Masse und Kernladung (A/Z). Alle Neonfragmente sind bei diesen Geschwindigkeiten noch völlig ionisiert, so daß $q = Z$ gilt. Wenn die erste Spektrometerstufe nun auf die magnetische Steifigkeit von ^{19}Ne eingestellt ist, so ist zwar der Primärstrahl aufgrund des großen $B\rho$ -Unterschieds abgetrennt, aber durch die Geschwindigkeitsbreite der Reaktionsprodukte sind Strahlen wie ^{17}F und ^{15}O dem Sollfragmentstrahl ^{19}Ne räumlich überlagert. Eine weitere magnetische Stufe, selbst mit höchster Auflösung, könnte alleine keine räumliche Trennung bewirken. Deshalb bedient man sich der atomaren Abbremsung, die ein unabhängiges Separationskriterium liefert, da die Stopping Power in guter Näherung von Z^2/v^2 abhängt. Die unterschiedlichen Elemente der Fragmentstrahlen werden nach Durchqueren eines dicken Degraders verschieden stark abgebremst. Diesen Degrader positioniert man in die zentrale Fokalebene des achromatischen Spektrometers. Stellt man die Magnetfelder der zweiten Spektrometerstufe nach dem Degrader auf

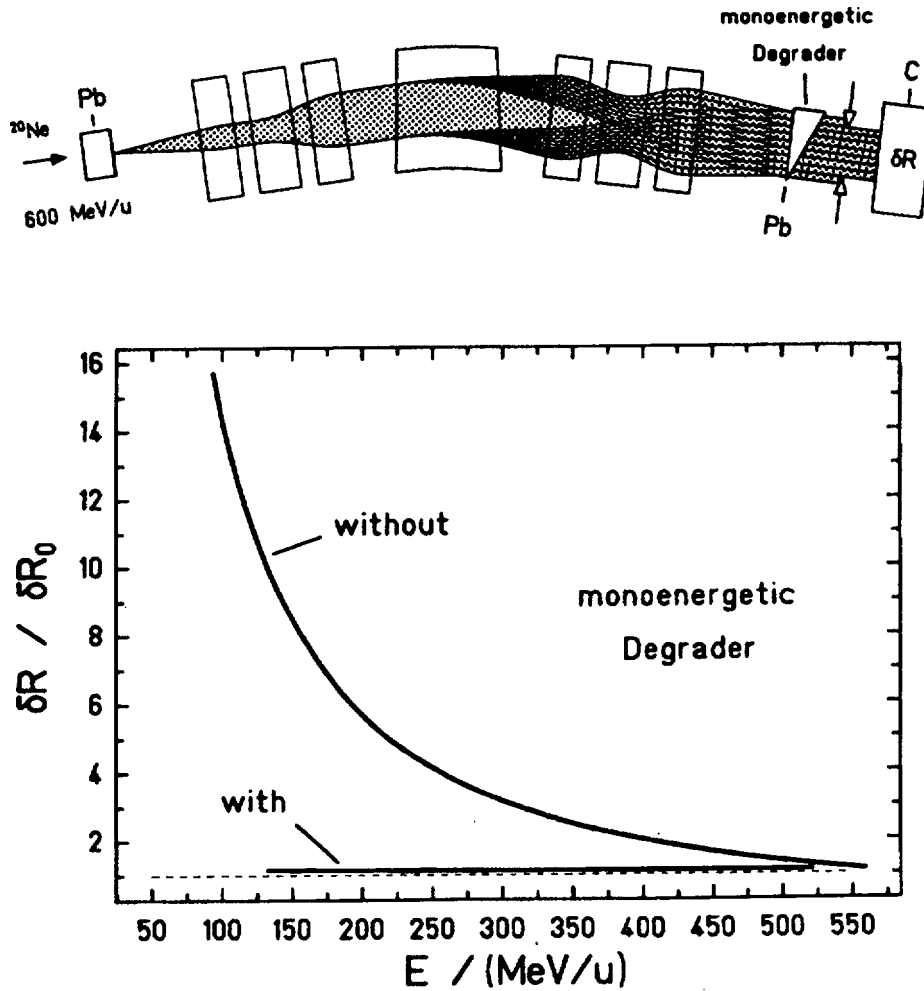
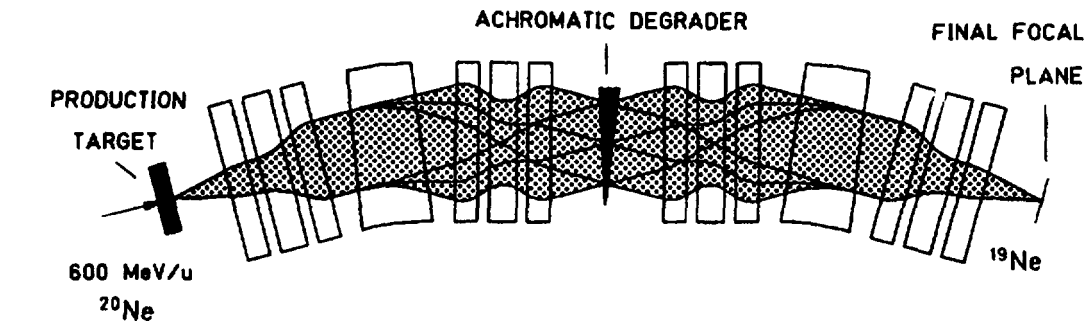


Abbildung 3.4: Reichweifefokussierung mit einem monoenergetischen Degradator am dispersiven Fokus eines Magnetspektrometers. δR bezeichnet die resultierende Reichweitestreuung, die auf die entsprechende Reichweitestreuung δR_0 eines ideal monoenergetischen Strahles normiert wurde.

das Sollfragment (^{19}Ne) ein, so mißt man den $B\rho$ -Unterschied der Fragmentstrahlen nach dem Abbremsvorgang. Es wurde eine Degraderdicke gewählt, die äquivalent der Hälfte der Reichweite des auftreffenden ^{19}Ne -Strahles ist.

Zunächst betrachten wir in der Abbildung 3.5 die Phasenraumveränderungen des Sollfragmentstrahles in den Koordinaten der transversalen Emittanz. Vor dem Target und in der letzten Fokalebene ist ebenfalls zum Vergleich die Emittanz des Primärstrahles ohne Wechselwirkung gezeigt, d.h. die reine ionenoptische Abbildung der Eingangsemittanz. Am Sollfragment erkennt man die Emittanzvergrößerungen durch die Kernreaktion und die statistischen Prozesse bei der Abbremsung. Hinzu kommt noch eine Vergrößerung des Phasenraumes durch die betragsliche Änderung der Stopping Power im betrachteten Geschwindigkeitsbereich. Dieser Faktor, der in der Größenordnung von 2 liegt, ist nicht leicht zu erkennen und wird deshalb weiter unten noch erläutert.

ION-OPTICAL SYSTEM FOR SEPARATION OF FRAGMENTS



POSITION AND ANGULAR PHASE SPACE

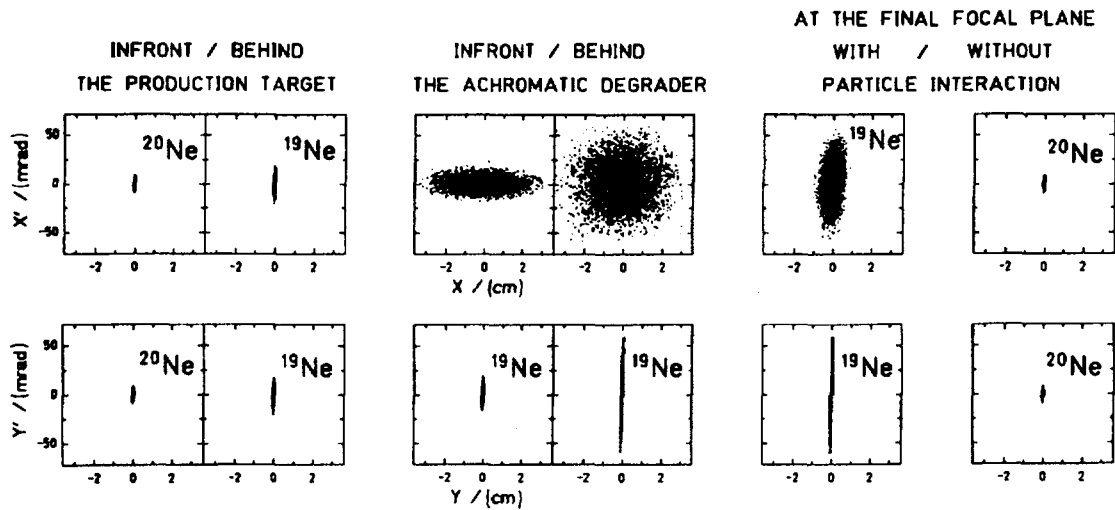


Abbildung 3.5: Veränderungen der transversalen Emittanz durch nukleare und atomare Wechselwirkungen eines ^{19}Ne -Strahles, der mit einem ^{20}Ne -Primärstrahl in einem 3.7 g/cm^2 Berylliumtarget bei $600 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ erzeugt wurde. Die räumliche Separation am Endfokus wird durch einen Degrader ($d/r=0.5$) in der zentralen Fokalebene erreicht.

Wie im ersten Beispiel gezeigt wurde, kann man durch die Form des Degraders gezielt den Phasenraum verändern. Dazu schauen wir uns im Bild 3.6 einen größeren Ausschnitt der Fokalebene in Dispersionsrichtung am Ausgang des Spektrometers an. Zunächst erkennt man, daß mit der dargestellten Anordnung das gesteckte Ziel der räumliche Isotopenseparation nach Masse und Kernladung erreicht wurde. ^{19}Ne ist räumlich von allen Fragmenten getrennt, die noch vor dem Degrader durch identisches $B\rho$ charakterisiert waren. Abhängig von der Degraderform sind die räumlichen Verteilungen in der ersten Spalte der Abbildung 3.6 dargestellt. Beim obersten Bild war der Degrader homogen, d.h. quaderförmig; in der Mitte war die Form in Dispersionsrichtung so gewählt, daß die Achromasie des ionenoptischen Systems erhalten bleibt, und unten wurde ein monoenergetischer Degrader

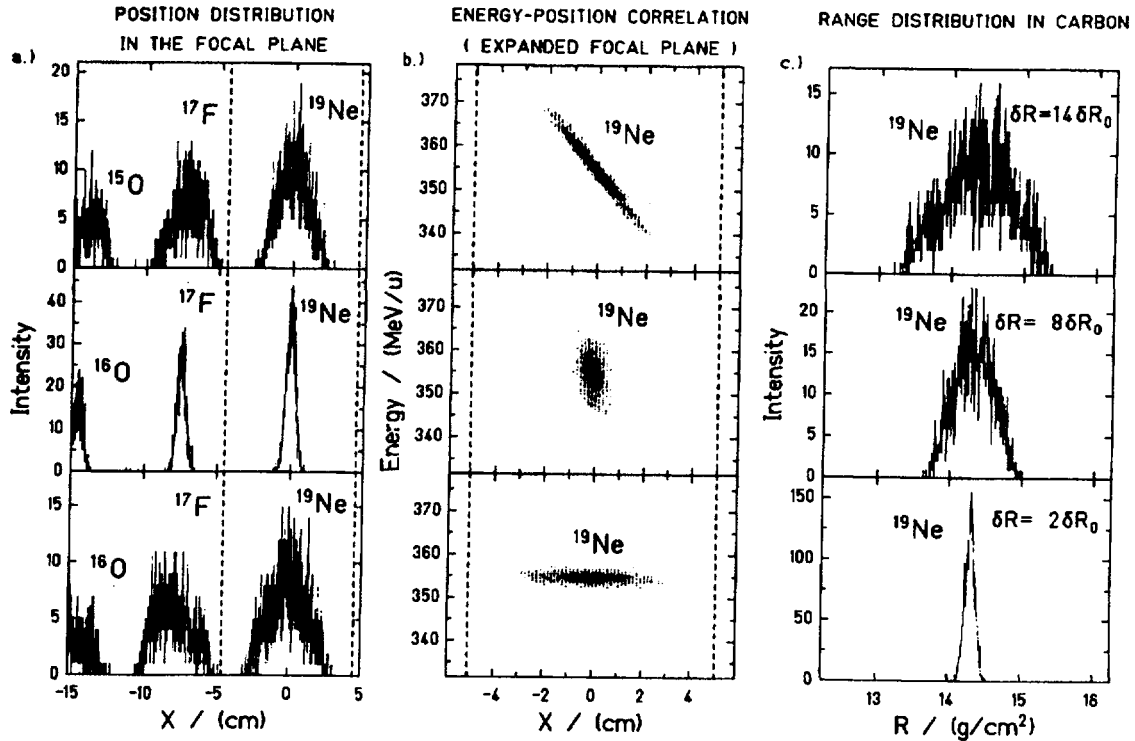


Abbildung 3.6: Isotopenreine räumliche Separation von ^{19}Ne -Strahlen mit verschiedenen geformten Degradern. Die Simulationsrechnungen sind unter den gleichen Bedingungen durchgeführt wie in der Abbildung 3.5 erläutert.

eingesetzt. Die Dicke auf der optischen Achse war für alle drei Degradertypen identisch. Die Phasenraumveränderungen in den Koordinaten der Energie und in Dispersionsrichtung sind für die verschiedenen Degradertypen in der mittleren Spalte der Abbildung berechnet, während der Einfluß auf die Reichweiteverteilung in der letzten Spalte illustriert ist. Dabei ist die Breite der Reichweitestreuung in relativen Einheiten bezüglich eines ideal monoenergetischen Strahles angegeben. Man erkennt deutlich die Vorzüge des achromatischen Degraders, wenn die Priorität auf der räumlichen Trennung liegt und den Vorteil des monoenergetischen Degraders bei Implantationen.

Die beiden besprochenen Beispiele zur nicht-Liouvilleschen Ionenoptik wurden mit dem Monte-Carlo-Programm MOCADI [292] berechnet. Im Programm sind die atomaren und nuklearen Wechselwirkungen durch Formeln und Tabellen und die ionenoptische Beschreibung bis zur dritten Ordnung implementiert. Die Genauigkeit solcher Simulationsprogramme hängt davon ab, wie realistisch die physikalischen Prozesse als Eingabe vorliegen. Außerdem ist ein solches Transportprogramm sehr rechenzeitintensiv. Im folgenden sollen deshalb einige wichtige Ergebnisse und Zusammenhänge auch analytisch verdeutlicht werden. Die Wirkung des Degraders wird innerhalb eines optischen Systems in der Näherung der ersten Ordnung behandelt.

Der Transport eines Ensembles von Teilchen kann mit einer Transformation der Varianz der Verteilungen (σ_i) in den einzelnen Koordinaten (i) genähert werden. Die Varianzen in Gaußscher Näherung können in einer sogenannten σ -Matrix zusammengefaßt werden. Die

Transformation einer solchen Strahlmatrix $\sigma(1)$ [73] durch ein ionenoptisches System ist:

$$\sigma(2) = \mathbf{M} \sigma(1) \mathbf{M}^T \quad . \quad (3.17)$$

$\mathbf{M}$ und $\mathbf{M}^T$ sind die Abbildungsmatrix und ihre Transponierte. Mit der Gleichung (3.17) folgt für die Bildgröße in x-Richtung am Endfokus des ionenoptischen Systems mit einem Degradier:

$$\begin{aligned} \sqrt{\sigma_x(2)} = & \left[(C_{x1}C_{x2} + D_{x2}C_{x1}W_x)^2 \sigma_x(1) \right. \\ & \left. + \left(C_{x2}D_{x1} + D_{x2}(D_{x1}W_x + W_\nu) \right)^2 \sigma_\nu(1) + D_{x2}^2 \sigma_{\delta\nu} \right]^{1/2} . \end{aligned} \quad (3.18)$$

C_{x1} , D_{x1} sind die Vergrößerung und die Dispersion der ersten Spektrometerstufe bis zur Position des Degradiers. Mit dem Index 2 ist analog das System der zweiten ionenoptischen Stufe gekennzeichnet. W_x , W_ν sind durch

$$W_x = \frac{\partial \nu_2}{\partial x} \quad , \quad W_\nu = \frac{\nu_1}{\nu_2} \frac{\frac{\partial \nu_2}{\partial x}}{\frac{\partial \nu_1}{\partial x}} \quad (3.19)$$

definiert. ν_1 und ν_2 sind die reduzierten Impulse vor und hinter dem Degradier mit $\nu = \beta \cdot \gamma$, $\beta = \frac{v}{c}$ und $\gamma = (1 - (\frac{v}{c})^2)^{-\frac{1}{2}}$. $\frac{\partial \nu}{\partial x}$ hängt mit der Stopping Power folgendermaßen zusammen:

$$\frac{\partial \nu}{\partial x} = \frac{1}{m_0 c^2 \beta} \frac{dE}{dx} \quad . \quad (3.20)$$

$\sigma_x(1)$ und $\sigma_\nu(1)$ sind die Varianzen der Bildgröße und des reduzierten Impulses nach dem Produktionstarget, während $\sigma_{\delta\nu}$ die Energieverluststreuung im Degradier berücksichtigt. Am Ort des Degradiers und am Spektrometerausgang sind Foki verlangt, d.h. $S_{x1} = S_{x2} = 0$. Praktisch bedeutet dies, daß die Winkelaufstreuung keinen Einfluß auf die Ortsauflösung haben kann. Setzt man nun die Bedingung für einen achromatischen oder monoenergetischen Degradier ein, so sind die zugehörigen Bildgrößen am Endfokus:

$$\begin{aligned} \sqrt{\sigma_x(2)}_{\text{achrom.}} &= \left[(C_{x1}C_{x2}W_\nu)^2 \sigma_x(1) + D_{x2}^2 \sigma_{\delta\nu} \right]^{1/2} \\ \sqrt{\sigma_x(2)}_{\text{monoenerg.}} &= \left[C_{x1}^2 C_{x2}^2 (1 + W_\nu)^2 \sigma_x(1) \right. \\ &\quad \left. + C_{x2}^2 D_{x1}^2 \sigma_\nu(0) + D_{x2}^2 \sigma_{\delta\nu} \right]^{1/2} . \end{aligned} \quad (3.21)$$

Aus den letzten Formeln erkennt man, daß die Bildgröße eines Systems mit einem achromatischen Degradier immer kleiner ist als mit einem monoenergetischen Degradier gleicher Dicke. Deutlich sieht man jetzt die Bildvergrößerung durch die Änderung der Stopping Power im Degradier. Der Faktor W_ν ist in der Größenordnung von 2, wenn die Degradierdicke $d/r \approx 0.5$ gewählt ist. Es ist bemerkenswert, daß die Ergebnisse der einfachen Formeln mit unseren Monte-Carlo-Rechnungen gut übereinstimmen.

Will man ein Spektrometer bauen, das alle Ionen bis zum Uran isotopenrein räumlich zu trennen vermag, so kann man mit dem diskutierten Matrixformalismus sofort eine realistische Abschätzung für die notwendige ionenoptische Auflösung erhalten. Eine Kombination eines Magnetspektrometers mit einem Degrader sei durch die Massen- (D_A) und Ladungsdispersionskoeffizienten (D_Z) charakterisiert, somit ist die entsprechende Auflösung definiert als:

$$R_{A/Z} = \frac{D_{A/Z}}{2\sqrt{\sigma_x(2)}} \quad (3.22)$$

Für ein System mit einem achromatischen Degrader ergibt sich damit explizit:

$$R_A = \frac{\frac{1}{\nu_1} \frac{\partial \nu_1}{\partial x} \left[\frac{\nu_2}{\frac{\partial \nu_2}{\partial x}} - \frac{\nu_1}{\frac{\partial \nu_1}{\partial x}} + d \right]}{\left[4 \frac{C_{x1}^2 \sigma_x(1)}{D_{x1}^2} + 4W_\nu^{-2} \sigma_{\delta\nu} \right]^{1/2}}$$

$$R_Z = \frac{-\frac{1}{\nu_1} \frac{\partial \nu_1}{\partial x} \left[\frac{\nu_2}{\frac{\partial \nu_2}{\partial x}} - \frac{\nu_1}{\frac{\partial \nu_1}{\partial x}} + 2d \right]}{\left[4 \frac{C_{x1}^2 \sigma_x(1)}{D_{x1}^2} + 4W_\nu^{-2} \sigma_{\delta\nu} \right]^{1/2}} \quad (3.23)$$

Der erste Term im Nenner der letzten beiden Gleichungen ist die reine ionenoptische $B\rho$ -Auflösung ohne Berücksichtigung der atomaren Wechselwirkung. Mit den Formeln erkennt man weiterhin, daß die Auflösungen durch dickere Degrader verbessert werden können, allerdings wird eine Grenze durch die Energieverluststreuung ($\sigma_{\delta\nu}$) gesetzt.

In unserem ersten Beispiel (Abb. 3.4) wurde die wichtige Frage nach den physikalischen Grenzen der Energiefokussierung mit einem monoenergetischen Degrader noch nicht beantwortet. Mit dem aufgestellten Formalismus ist dies leicht möglich. Die erreichbare Energiebreite mit einem monoenergetischen Degrader in einem achromatischen Spektrometer ist:

$$\sigma_\nu(2) = \left(\frac{C_{x1} W_\nu}{D_{x1}} \right)^2 \sigma_x(1) + \sigma_{\delta\nu} \quad (3.24)$$

Aus dieser Formel folgt: Ein optimales Energiefokussieren verlangt eine hohe ionenoptische Auflösung kombiniert mit einem möglichst dünnen Degrader aus leichtem Material verlangt. Die praktische Realisierung kann durch mechanische Formgebung oder durch ionenoptische Dispersionsanpassung erfolgen. Schon die lineare Näherung stellt für die Praxis eine gute Lösung dar. Analytisch kann man die notwendige Steigung α für einen keilförmigen Degrader folgendermaßen angeben:

$$\alpha_{achromatic} = \frac{\nu_2 [W_\nu - 1]}{\frac{\partial \nu_2}{\partial x} D_{x1}}$$

$$\alpha_{monoenerg.} = \frac{W_\nu \nu_2}{\frac{\partial \nu_2}{\partial x} D_{x1}} \quad (3.25)$$

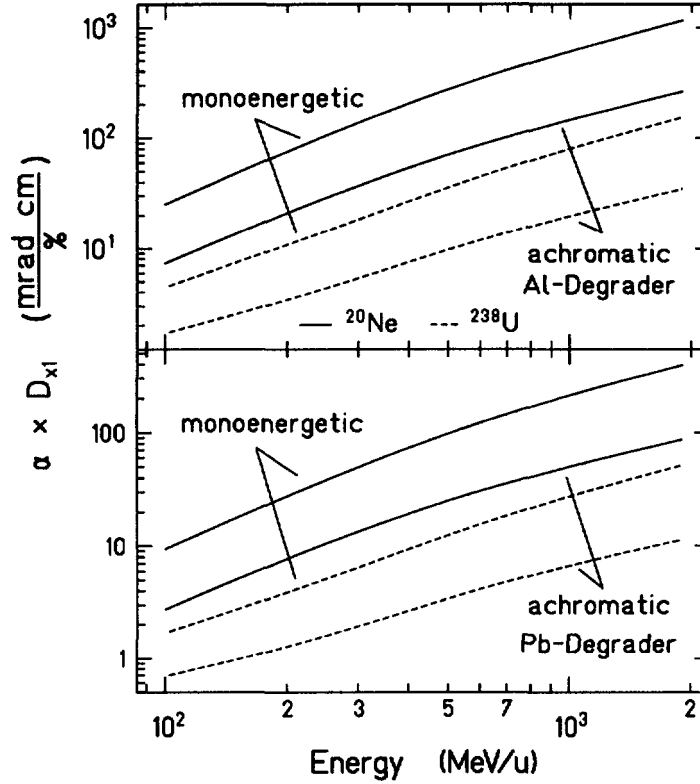


Abbildung 3.7: Reduzierte Degraderwinkel für monoenergetischen und achromatischen Betrieb für Ne- und U-Ionen bei verschiedenen Energien. Die Dicke auf der optischen Achse ist in diesem Beispiel $d/r=0.3$ [292].

In der Abbildung 3.7 sind Ergebnisse für die notwendigen Degraderwinkel aus einer numerischen Rechnung dargestellt, die in guter Übereinstimmung mit den letzten beiden Formeln sind.

3.2.3 Fragmentseparatoren in Kombination mit Speicherringen

Die Kinematik der Kernreaktionen und die Phasenraumvergrößerung bedingt durch isoto-penreine Separation mit einem speziell geformten Degrader bewirken, daß die longitudinale und transversale Emittanz eines relativistischen Sekundärstrahles doch wesentlich größer als die eines Primärstrahles ist. Bei niedriger Energie sind diese Auswirkungen noch gra-vierender. Deshalb stellt die ionenoptische Kopplung eines Fragmentseparators mit einem Speicher- und Kühlerring eine ideale Kombination dar, um mit exotischen Kernstrahlen Präzisionsexperimente durchführen zu können. In der GSI ist ein solches System [19, 117] im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen worden, und in anderen Forschungsinsti-tuten sind ähnliche Experimentiereinrichtungen im Aufbau [332, 327]. Das Prinzip einer Kombination von einem Spektrometer und einem Kühlerring wurde schon im Bild 3.1

vorgestellt.

Wie kann man nun mit einem Speicherring die Emittanz eines Sekundärstrahles verbessern, und welche Zeit nimmt ein solcher Prozeß in Anspruch? Die letzte Frage ist besonders für Experimente mit kurzlebigen exotischen Kernstrahlen von großer Bedeutung.

Wie im Kapitel 3.2.2 gezeigt wurde, kann mit Elementen der klassischen Ionenoptik die Phasenraumdichte eines Strahls geladener Teilchen prinzipiell nicht erhöht werden. Erst die Wirkung von nicht-konservativen Kräften kann diese Begrenzung überwinden. Wiederum spielt die atomare Wechselwirkung innerhalb des ionenoptischen Systems eine Schlüsselrolle. Es ist in diesem Zusammenhang historisch interessant, daß die Abbremsung in Speicherringen schon 1956 [238], also lange vor dem Vorschlag und der Realisierung der Elektronenkühlung [75, 76], als geeignetes Hilfsmittel zur nicht-Liouvillschen Phasenraumveränderung untersucht wurde. In dieser Arbeit wollte O' Neill mit einer Art monoenergetischem Degradier eine Bahnverlagerung im Speicherring gekoppelt mit einer Energiefokussierung durchführen. Die Elektronenkühlung wurde zuerst an einem Protonenstrahl in Novosibirsk im Energiebereich von (35-80)MeV erprobt [76] und später auch bei höheren Energien bei CERN und im Fermilab.

Bei der Elektronenkühlung wird ein zirkulierender Ionenstrahl einem dichten Elektronenstrahl innerhalb einer Speicherringsektion überlagert. Durch atomare Wechselwirkung werden die Ionen auf die Geschwindigkeit der Elektronen abgebremst und nehmen dabei die Temperatur der Elektronen an. Das Kühlprinzip beruht dabei auf zwei Effekten. Erstens kann technisch die mittlere Elektronentemperatur (Varianz der Geschwindigkeitsverteilung $\langle v_e^2 \rangle$) sehr viel kleiner als die entsprechende Temperatur der Schwerionen präpariert werden [252]. Zweitens wird im Gleichgewichtsfall die Geschwindigkeitsbreite ($\langle v_i^2 \rangle$) der Ionen durch das Verhältnis zwischen Elektronen- (A_e) und Ionenmasse (A_i) reduziert:

$$\langle v_i^2 \rangle = \frac{A_e}{A_i} \langle v_e^2 \rangle \quad . \quad (3.26)$$

Dabei ist angenommen, daß keine Kräfte diesem Gleichgewicht entgegenwirken. Das Elektronenreservoir wird ständig erneuert, so daß eine Aufheizung dieses freien Elektronengases durch Impulsüberträge in den Stößen vermieden wird. Durch diese Wechselwirkung werden transversale und longitudinale Emittanzen der zirkulierenden Ionen um mehrere Größenordnungen verringert, eine Voraussetzung für lange Speicherzeiten und Präzisionsexperimente mit Strahlen höchster Phasenraumdichte [251, 252].

Im Gegensatz zu Protonen verursacht bei Schwerionen die atomare Umladung in der Elektronenkühlerstrecke und im Restgas vermehrt Probleme durch Teilchenverluste. Deshalb wurden das Speichern und Kühlen von Schwerionen erst in den letzten Jahren technisch realisiert [136, 109]. Im Speicherring TSR in Heidelberg wurden Ionen wie C, N und O gespeichert und gekühlt. Diese Experimentiermöglichkeiten konnten mit der Inbetriebnahme des ESR bei GSI auf alle Ionen bis zum Uran mit einer maximalen Energie von 560 A·MeV erweitert werden. Je nach Experimentvoraussetzung werden Elektronenströme zwischen (0.05-10) A gewählt. Für zirkulierende Ionenstrahlen von (100 - 400) A·MeV muß die Kühlerspannung im Bereich von (50 - 200) kV regelbar sein, um die Geschwindigkeiten der Kühlelektronen und Schwerionen anpassen zu können. Für die longitudinale Impulsschärfe der gekühlten Strahlen konnten im ESR mit 300 A·MeV Projektilen typische Werte von unter $\Delta p/p \leq 10^{-5}$ gemessen werden [306]. Auch die transversale Emittanz

konnte durch Kühlen um Faktoren von etwa 100 verbessert werden. Damit ist die Voraussetzung geschaffen, daß die im Fluge separierten Kernstrahlen in den Ring injiziert und auf hohe Phasenraumdichten gebracht werden können. Kühlen ist auch Voraussetzung, um relativistische Strahlen bis zur Coulomb Barriere effektiv abbremsen zu können. Das Speichern gekühlter Strahlen mit gleichzeitiger Akkumulation (Stacken) ist eine Methode, um die effektive Intensität der zirkulierten Strahlen für Reaktionen mit dem internen Target zu erhöhen.

Einen ersten Überblick über die benötigten Kühlzeiten kann schon eine einfache Rechnung mit Hilfe der Bohrschen Abbremsstheorie vermitteln. Wir betrachten die Stopping Power $(dE/dX)^*$ im Ruhesystem der Elektronen :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)^* = \left(\frac{dp}{dt}\right)^* = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e^*}{A_e v^2} \ln \left(\frac{b_{min}}{b_{max}}\right) , \quad (3.27)$$

wobei A_e , e und n_e^* die Masse, Ladung und Dichte der Kühlelektronen sind. Die Ionen mit der Ladung $Z \cdot e$ haben eine Relativgeschwindigkeit zu den Kühlelektronen von v . Die Impulsübertragung findet zwischen den minimalen und maximalen Stoßparametern b_{min} und b_{max} statt.

Für die Kühlzeit τ_c im Laborsystem folgt dann:

$$\tau_c = \frac{p}{\frac{dp}{dt}} = \frac{k A_i A_e \gamma^2 v^3}{Z^2 e^4 n_e} . \quad (3.28)$$

Die Gleichung gibt die wichtigsten Zusammenhänge der Kühlzeit unter der Annahme eines ideal monoenergetischen Elektronenstrahls wieder. In der Konstanten k sind mehrere Faktoren zusammengefaßt, unter anderem auch das Verhältnis der Kühlstrecke zum Ringumfang. Man erkennt, daß die Kühlzeiten kurz werden, wenn die Relativgeschwindigkeit klein und die Elektronendichte hoch ist. Im Vergleich zu Protonenstrahlen sind die nötigen Kühlzeiten um den Faktor $\frac{A_i}{Z^2}$ kürzer. Berücksichtigt man die Geschwindigkeitsverteilung der Kühlelektronen, so ändern sich diese prinzipiellen Zusammenhänge nicht, es kommen lediglich noch Terme bedingt durch die longitudinale und transversale Emittanz der Elektronen hinzu [82, 252].

Theoretisch sollten Kühlzeiten von Uranstrahlen mit einer Geschwindigkeitsbreite von 10^{-3} unterhalb von einer Sekunde sein, wenn die Elektronendichte von 10^8cm^{-3} im Kühler auf 2% des Ringumfangs vorliegt. Um diesen Zeitbereich zu erfassen, bedarf es eines sehr schnellen Nachweissystems. Die Schottky-Frequenzanalyse im ESR ist für den unteren Zeitbereich auf mehrere Sekunden begrenzt. Die Elektronenkühlung sollte also für nicht zu kurzlebige Fragmentstrahlen ($T_{1/2} \geq 30 \text{ s}$) eine interessante experimentelle Methode bieten. Kürzere Kühlzeiten werden für heiße Fragmentstrahlen erwartet, wenn zuvor mit stochastischer Kühlung [82] die Emittanzen schon verringert wurden, bevor die elektronische Kühlung wirksam wird.

Die Speicherzeiten gekühlter Strahlen reichen für völlig ionisierte Strahlen in den Stundenbereich. Beispielsweise wurde in einem unserer Experimente über mehr als 24 Stunden lang die Lebensdauer von gekühlten Nickelfragmentstrahlen gemessen, siehe Kapitel 5.4. Bei solchen Experimenten ist der radiative Elektroneneinfang (REC) in der Kühlstrecke der begrenzende Faktor [67], denn die Umladungsquerschnitte mit dem Restgas (10^{-11} Torr) sind mindestens eine Größenordnung kleiner.

3.3 Separation mit der ISOL-Methode

Die ISOL-Methode ist eine sehr effiziente Methode, um den Primärstrahl von den Reaktionsprodukten abzutrennen. Targetfragmentation und Spaltung, induziert mit sehr intensiven Protonen- oder Neutronenstrahlen sind Kernreaktionen, die zuerst bei der ISOL-Methode eingesetzt wurden. Erst später ergänzten Schwerionenreaktionen die angewandten Produktionsmechanismen. Charakteristisch für ISOL ist, daß die Reaktionsprodukte im Target, in einer Auffangfolie oder in einem Gasvolumen abgebremst und thermalisiert werden. Nach dieser Phase werden die Reaktionsprodukte in eine Ionenquelle transportiert, die sich in der Objektebene eines elektromagnetischen Separators befindet. Die Ionen sind meist einfach ionisiert und werden dann im Separator nach der spezifischen Masse (A/q) analysiert. Die Target- und Ionenquellentechnologie bestimmt entscheidend den Wirkungsgrad der Methode, d.h. vor allem den Zugang zu Nukliden mit kurzen Halbwertszeiten und die elementselektive Extraktion [255, 176]. Da in dieser Arbeit die Separation im Fluge zentraler Bestandteil ist, soll für Details der ISOL-Methode auf zusammenfassende Darstellungen in den Referenzen [255, 256, 258] und vor allem auf die Beiträge in den Konferenzen [322, 113] hingewiesen werden.

3.3.1 ISOL-System in Kombination mit Ionenfallen und Nachbeschleunigern

Zwei interessante Entwicklungen bahnen sich momentan bei den ISOL-Anlagen an, die hier kurz beschrieben werden sollen, da sie voraussichtlich die zukünftige Forschung an ISOL-Systemen bestimmen werden. Zum einen wird das Ziel verfolgt, die ISOL-Strahlen in einer Beschleunigerstufe auf Energien oberhalb der Coulomb-Barriere zu beschleunigen, um den Zugang zu Kernreaktionen mit exotischen Projektilen zu nutzen; zum anderen werden die typisch 60 bis 100 keV ISOL-Strahlen wiederum völlig abgebremst, um Hochauflösungsexperimente in Ionenfallen durchzuführen.

Ionenfallen bestehen aus einer Anordnung von elektromagnetischen Feldern, in denen abgebremste einzelne Ionen gespeichert und mittels der Zyklotronfrequenz sehr genau vermessen werden können [180]. Beispielsweise wird in einer Penningfalle einem homogenen Magnetfeld ein schwaches axiales Quadrupolfeld überlagert, und durch Anregung mit elektrischen Wechselfeldern kann aus der Zyklotronfrequenz die Masse gespeicherter Ionen mit der momentan höchsten Auflösung, im Bereich von 10^{-8} bis 10^{-10} , bestimmt werden [244, 353]. Die Anwendung der Ionenfallen für radioaktive Kerne begann mit dem Aufbau eines Penningfallen-Massenspektrometers an der ISOL-Anlage bei CERN (ISOLTRAP [64, 63]). Die ISOLTRAP-Anordnung besteht aus zwei Penningfallen, wobei die erste zur Akkumulation und zum Kühlen des 60 keV ISOL-Strahles dient, während in der zweiten Falle die Messung der Zyklotronfrequenz erfolgt.

Eine neue Technik zum Kühlen mit einem Puffergas gekoppelt mit Hochfrequenzanregung [274] ermöglicht eine neue Anwendung der Fallen als Kopplung einer konventionellen ISOL-Anlage mit einer Nachbeschleunigungssektion. Diese neuartige Kombination wurde schon in der Abbildung 3.1 vorgestellt und ist im Konzept der geplanten REX-ISOLDE ein wichtiger Bestandteil [135]. Eine große Penningfalle von 1 m Länge wird dabei als effektiver Akkumulator und Buncher vor einer EBIS-Ionenquelle eingesetzt. In dieser Kühlfalle wer-

den die Ionen durch Stöße mit Argonatomen in einem elektrischen Potential abgebremst. Momentan kann mit einer solchen Methode eine Speichereffizienz von mehr als 10% für gepulste und gleichförmige (DC) ISOL-Strahlen erreicht werden [64]. Es wird erwartet, daß dieser Wirkungsgrad auf nahezu 100% gesteigert werden kann [135].

Die Idee der Kombination einer ISOL-Einrichtung mit einem Nachbeschleuniger ist schon sehr lange vorgestellt worden [65, 139], aber erst in den letzten Jahren wird, bedingt durch die neuartigen Ergebnisse mit exotischen Kernen und durch die Fortschritte in der Beschleunigerentwicklung, die Realisierung einer solchen Möglichkeit weltweit in vielen Forschungszentren angestrebt [207, 90, 74, 216]. Eine Zusammenstellung der geplanten Projekte findet man in den Arbeiten [258, 88]. Nach einer primären ISOL-Einheit folgt in diesen Konzepten stets eine weitere Ionenquelle, um mit möglichst hohen Ladungszuständen effizient an eine Beschleunigereinheit anzupassen. Als Nachbeschleuniger sind Linearbeschleuniger (RFQ), Zyklotrons und auch schon vorhandene Tandems vorgesehen. Im Betrieb ist momentan nur die Anlage in Louvain-la-Neuve [341]. Dort werden durch 30 MeV Protonen Targetfragmente erzeugt, die in einem Zykotron beschleunigt werden.

Kapitel 4

Relativistische Sekundärstrahlen bei GSI

Das Schwerionensynchrotron SIS [56], der Fragmentseparator FRS [119] und der Speicher- und Kühlring ESR [109] bilden zusammen eine auf der Welt einmalige Anlage für Experimente mit exotischen Kernstrahlen in einem großen Energiebereich von 2000 A·MeV bis hinunter zur Coulomb-Barriere. Die stabilen Projektile des SIS können in relativistischen peripheren Kernreaktionen im Produktionstarget am Eingang des FRS in interessante exotische Sekundärstrahlen umgewandelt werden. Die separierten Sekundärstrahlen am FRS können direkt an dessen Fokalebene untersucht werden oder für Präzisions- und spezielle Zerfallsexperimente in den Speicherring eingeschossen werden. Langlebige Kernstrahlen mit Halbwertszeiten über einigen Minuten können gekühlt auch wieder aus dem ESR extrahiert werden und den Experimentierplätzen in der Targethalle zur Verfügung gestellt werden. Experimente, die keine gekühlten Strahlen benötigen, können direkt über den dritten Ausgang des FRS angekoppelt werden. Somit können die exotischen Sekundärstrahlen an jedem Meßplatz der Targethalle genutzt werden. So sind im 'Cave B' der Dipolmagnet ALADIN, der Neutronendetektor LAND und die GSI-Heidelberger Kristallkugel besonders interessant für gemeinsame Experimente mit dem FRS. Sollen geladene Teilchen nach Sekundärreaktionen von exotischen Fragmentstrahlen vom FRS hochauflösend in einem großen Raumwinkel und Impulsbereich untersucht werden, so bietet sich eine Kombination des FRS mit dem QD-Magnetspektrometer KAOS im 'Cave C' an. Spezielle anwendungsorientierte Experimente, in denen die Sekundärstrahlen vom FRS zur Markierung in Materie implantiert werden, können mit den Scannereinrichtungen und Dosisdetektoren im 'Cave A' durchgeführt werden.

4.0.2 Das Schwerionensynchrotron SIS

Mit der Inbetriebnahme des SIS [56] wurde bei GSI 1990 die Forschung mit relativistischen Ionen aufgenommen. SIS kann alle Ionen bis zu einer maximalen Energie von (1-2) A·GeV beschleunigen. Der seit 1975 betriebene Hochfrequenzlinearbeschleuniger UNILAC injiziert die Schwerionen in das Synchrotron bei einer konstanten spezifischen Energie von 11 A·MeV und wird gleichzeitig weiterhin für das Niederenergie-Forschungsprogramm bis zu einer maximalen Energie von 20 A·MeV eingesetzt.

GSI - Secondary Beam Facility

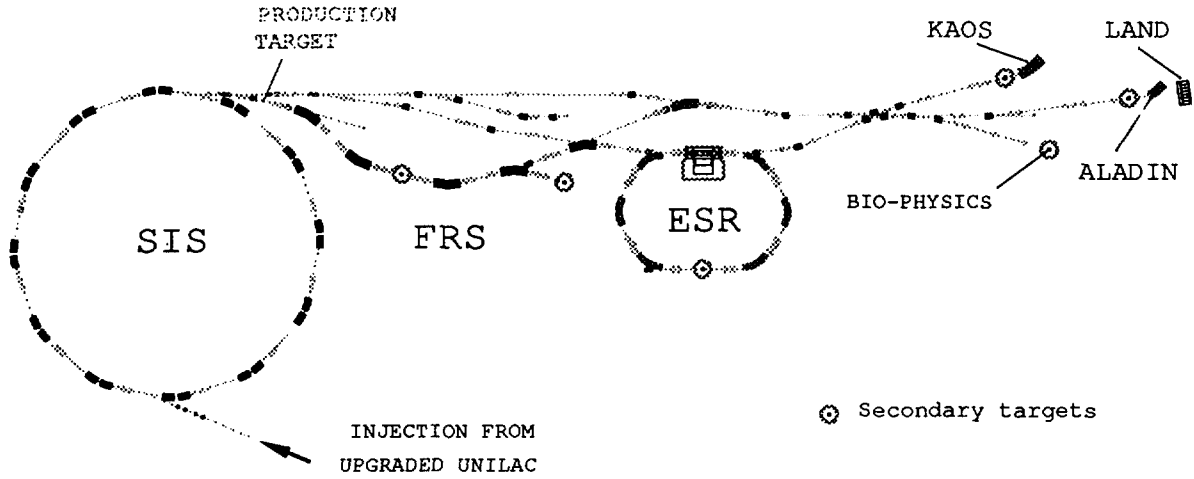


Abbildung 4.1: Die GSI Anlagen für Experimente mit relativistischen Kernstrahlen. Das Synchrotron SIS [56], der Fragmentseparator FRS [119] und der Speicherkühlring ESR [109] bilden eine Einheit für Experimente mit exotischen Kernstrahlen hoher Energie.

Die Projektilstrahlen vom SIS können direkt zu den Experimentiereinrichtungen der Targethalle oder in den Speicher- und Kühlring ESR transportiert werden, Bild 4.1. Ein weiterer Weg zur Nutzung der SIS-Projektile ist die direkte Umwandlung in exotische Sekundärstrahlen im FRS. Die wichtigsten Parameter des SIS sind in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Circumference	216.72 m
Max Magnetic Rigidity $B \times \rho$	1.8 T $\times$ 10 m
$\frac{dB}{dt}$	1.3 T/s
Rf - Voltage	2×16 kV
Ions	H - U
Maximum Energy (18 Tm)	$E(^{238}\text{U}^{92+}) = 1353 \text{ A} \cdot \text{MeV}$, $E(^1\text{H}^+) = 4545 \text{ A} \cdot \text{MeV}$,
Emittance	$\varepsilon_x = \begin{cases} 1 - 5 & \pi \text{ mm mr (slow extraction)} \\ 5 - 20 & \pi \text{ mm mr (fast extraction)} \end{cases}$ $\varepsilon_y = 5 - 20 \pi \text{ mm mr}$
Time Structure	10 - 6000 ms (slow extraction) 20 - 50 ns (fast extraction)
Momentum Spread	$< 10^{-3}$

Tabelle 4.1: Parameter des Schwerionensynchrotrons SIS [56].

Im Hinblick auf die Erzeugung von exotischen Sekundärstrahlen sind die Intensität, die

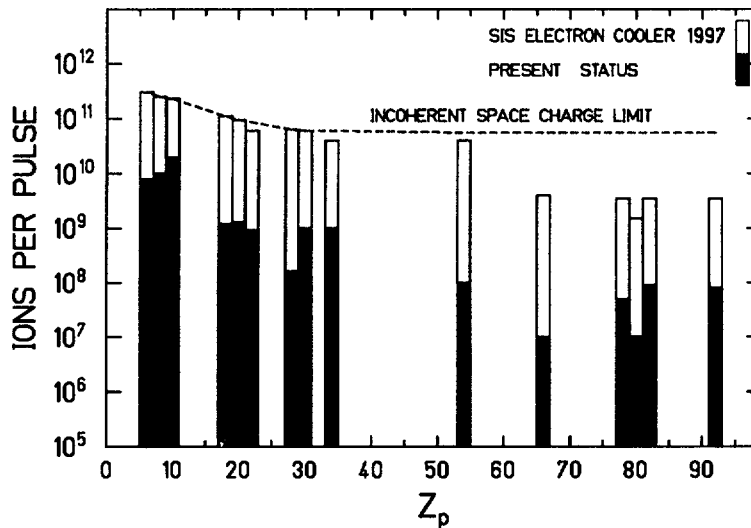


Abbildung 4.2: Erreichte und geplante Intensitäten für den SIS-Primärstrahl. Das im Bau befindliche Hochstromprojekt wird für die schwersten Ionen eine Intensitätserhöhung um einem Faktor 1000 ermöglichen [57].

Energie und die Emittanz des extrahierten Strahles Schlüsselgrößen. Die maximale Intensität des SIS-Primärstrahles ist durch die inkohärente Raumladungsgrenze der injizierten Ionenpakete bei 11.4 A·MeV bestimmt. Beim Überschreiten dieser Grenze treten Strahlinstabilitäten auf, die keinen brauchbaren Betriebszustand mehr erlauben. Die maximal mögliche Intensität kann mit den jetzigen UNILAC-Injektoren jedoch nicht erreicht werden, sondern erfordert eine stufenweise Anpassung der bestehenden Beschleuniger an die Anforderungen eines Hochstrombetriebes sowie einen neuen Hochstrominjektor.

In der Abbildung 4.2 sind die bisher erreichten Intensitäten für einige Projektile im Vergleich zur Raumladungsgrenze dargestellt. Für die schwersten Projektile bringt das geplante Hochstromprojekt [205] einen Intensitätsgewinn von etwa einem Faktor 1000. Die technische Realisierung des Hochstromprojekts soll in drei Phasen erfolgen. Eine Verbesserung des UNILAC-Betriebs durch bessere ionenoptische Anpassung der Beschleunigersektionen und einen optimaleren Betriebsmodus der Penning-Quellen unter besonderer Berücksichtigung des niedrigen SIS-Zyklus sollte für die leichten Ionen, etwa bis Argon, Intensitäten bis an die Raumladungsgrenze ermöglichen. Dieser Entwicklungsschritt sollte bis Ende 1995 abgeschlossen sein. Für die schwereren Ionen wird ebenfalls ein Faktor 10 an Intensitätsgewinn durch diese Optimierungen erwartet. Einen weiteren Sprung um etwa einen Faktor 6 soll durch Emittanzverbesserung des im 'Multiturn-Mode' in den SIS injizierten Strahles erreicht werden. Dazu soll im SIS eine Elektronenkühlstrecke eingebaut werden. Die horizontale Akzeptanz des SIS von 150π mm mr stellt eine Begrenzung für den maximalen Injektionsstrom dar. Momentan kann das SIS nur in bis zu 30 Umläufen gefüllt werden. Diese Anzahl der Umläufe ist durch die entsprechende Emittanz des UNILAC-Strahles

von 5π mm mr bestimmt. Ein Kühlen sollte die horizontale Emittanz des zirkulierenden Strahles im SIS stark verringern, so daß das Füllen bis zur maximalen Akzeptanz danach mehrmals wiederholt werden kann. Neben der Intensitätserhöhung ist mit dieser Methode gleichzeitig auch die Strahlqualität für alle Experimente verbessert. In der dritten Phase wird dann die UNILAC-Beschleunigereinheit vor der ersten Strippersektion komplet ersetzt durch eine MEVA-Ionenquelle und eine moderne Beschleunigerstruktur (RFQ,IH).

Die Impulsschärfe $\Delta p/p$ des SIS-Strahles liegt zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ bis 10^{-3} abhängig von der gewählten Extraktionsenergie. Die gemessenen transversalen Emittanzen $\epsilon_{x,y}$ sind 5π mm mr bei langsamer Resonanzextraktion und verschlechtern sich um mehr als einen Faktor 2 bei schneller Extraktion. Die schnelle Extraktion wird für einen Betrieb in Kombination mit dem ESR benötigt.

4.0.3 Der Speicher- und Kühlerring ESR

Der ESR ist ein Speicher- und Kühlerring für alle Ionen bis zu einer maximalen magnetischen Steifigkeit von 10 Tm. Wichtige Parameter des ESR sind in der Tabelle 4.2 angegeben.

Circumference	108.36 m
Max Magnetic Rigidity $B \times \rho$	1.6 T $\times$ 6.25 m
$\frac{dB}{dt}$	0.15 T/s
Rf - Voltage	2×5 kV
Ions	H – U
Maximum Energy (10 Tm)	$E_{max}(H^+) = 2208$ A·MeV $E_{max}(U^{92+}) = 555$ A·MeV
Electron Cooling	$3 - E_{max}$ A·MeV
Stochastic Cooling	500 A·MeV

Tabelle 4.2: *Parameter des Speicher-Kühler-Rings ESR [109].*

Im Ring können die gespeicherten Ionen auf höchste Phasenraumdichten mittels eines Elektronenkühlers gebracht werden. Gekühlte Strahlen sind die Voraussetzung für Präzisionsexperimente, wie beispielsweise direkte Massenmessungen von exotischen Kernen oder Strukturuntersuchungen in inverser Kinematik. Auf diese Experimente wird weiter unten noch detaillierter eingegangen. Weiterhin ist die Reduktion des Phasenraumes erforderlich, um die gespeicherten Ionen bis zur Coulomb-Barriere effizient abbremsen zu können. Für diesen Zweck können die beiden Hochfrequenzkavitäten im ESR eingesetzt werden, die bei jedem Umlauf die Energie um maximal 5kV verändern können.

Ein Beispiel für die gemessenen Emittanzen eines gespeicherten und gekühlten Strahles im ESR ist in Abbildung 4.3 für völlig ionisierte 280 A·MeV ^{197}Au -Projekteile in Abhängigkeit von der Anzahl der gespeicherten Ionen dargestellt [306]. Der Elektronenstrom im Kühler war in diesem Fall 200 mA. Wird nur eine geringe Anzahl von Ionen gespeichert ($\leq$

10^4), so ist die erreichte Impulsunschärfe nach dem Kühlen kleiner als 10^{-5} . Der ESR kann neben den stabilen Projekttilstrahlen ebenfalls die vom FRS produzierten Sekundärstrahlen speichern und kühlen. Da die longitudinalen und transversalen Emittanzen der exotischen Sekundärstrahlen wesentlich größer sind, siehe Kapitel 2.3, ist eine stochastische Vorkühlung für diese Kernstrahlen vorgesehen. Erste Ergebnisse mit gekühlten radioaktiven Strahlen werden im fünften Kapitel vorgestellt.

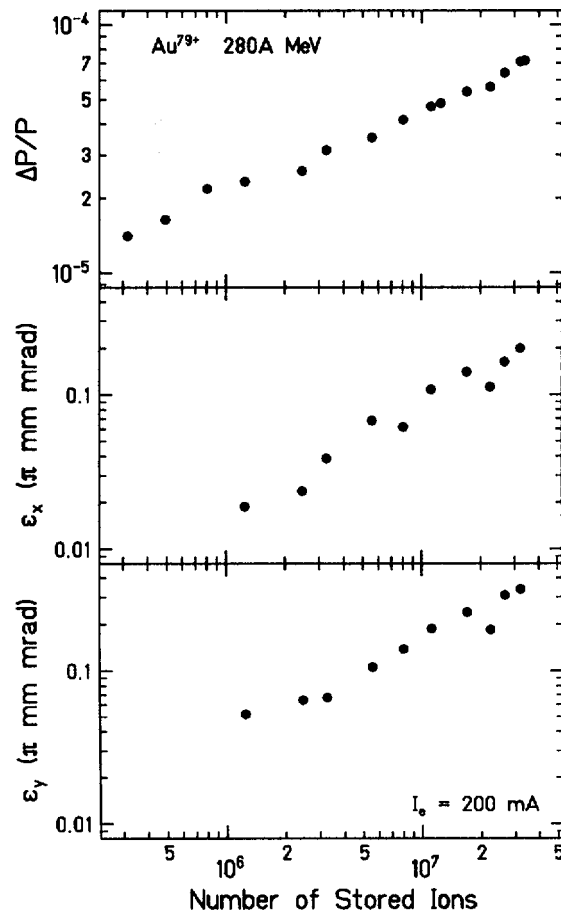


Abbildung 4.3: Gemessene longitudinale und transversale Emittanzen gekühlter 280 A·MeV $^{197}\text{Au}^{79+}$ -Projektilen im ESR [306]. Bei konstantem Kühlerstrom von 200 mA wurde die Anzahl der gespeicherten Ionen variiert.

4.1 Das Magnetspektrometer FRS

4.1.1 Ionenoptische Auslegung und Betriebsarten

Der FRS ist ein vielseitiges Magnetspektrometer mit drei verschiedenen Ausgangsstufen. In der symmetrischen Anordnung werden Experimente direkt am FRS durchgeführt, während die zwei weiteren Ausgangsstufen die Kombination mit dem ESR und den Einrichtungen der Targethalle ermöglichen. Der Aufbau des Spektrometers wurde durch folgende Zielsetzungen bestimmt [117]:

- Relativistische exotische Kernstrahlen aller Elemente bis zum Uran sollen isotonenrein und räumlich im Flug getrennt werden bis zu einer maximalen magnetischen Steifigkeit von 18Tm .
- Der FRS soll auch als Energieverlust- und Hochauflösungsspektrometer betrieben werden können.
- Experimente mit separierten Kernstrahlen sollen in Kombination mit dem ESR durchgeführt werden können.
- Die direkte Kombination mit den Experimentiereinrichtungen der Targethalle ist notwendig für den Energiebereich, der die maximale Steifigkeit des ESR von 10Tm überschreitet und für Anwendungen, die keine gekühlten Strahlen benötigen oder erlauben.

Die Realisierung dieser Anforderungen bedingt die räumliche Positionierung des FRS zwischen den beiden Ringen SIS und ESR, siehe Abbildungen 4.4.

Die Forderung der maximalen Intensität des Primärstrahles am Produktionstarget legt es nahe, den Eingang des Spektrometers mit der gesamten Targetregion direkt in die Abschirmung des SIS zu integrieren. Die Hauptzielsetzung der isotonenreinen Trennung der exotischen Kernstrahlen für alle Elemente setzt die minimal notwendige ionenoptische $B\rho$ -Auflösung des Magnetsystems fest und stellt höchste Anforderungen an die Separationsmethode. Die isotonenreine Separation im Flug für Reaktionsprodukte aller Elemente ist ein lang angestrebtes Ziel in der Kernphysik, das jedoch bisher nicht erreicht werden konnte. Inwieweit relativistische Ionen dieses Ziel erfüllen, werden wir mit unseren Experimenten am FRS demonstrieren. Die gewählte Separationsmethode basiert auf einer zweifachen $B\rho$ -Analyse und atomarer Abbremsung in speziell geformter Materie. Diese $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode wurde bereits ausführlich im Kapitel 3.2 vorgestellt. Die notwendige $B\rho$ -Auflösung für das Magnetsystem des FRS ist größer als 1500 bei einer Eingangsemittanz von $20\pi\text{ mm mrad}$ und einer longitudinalen Transmission von $\pm 1\%$ im Impulsraum. Diese Akzeptanz in der Impulsbreite ist der Reaktionskinematik der Projektilfragmentation bei $(500\text{--}1000)\text{ A}\cdot\text{MeV}$ angepaßt, siehe Ausführungen in Kapitel 2.2.3. Um eine Separation unabhängig von der Geschwindigkeitsbreite der Fragmentstrahlen zu erzielen, ist ein achromatisches ionenoptisches System erforderlich. Deshalb war das erste Ziel die Konzeption eines solchen Systems mit der erforderlichen $B\rho$ -Auflösung. Die ionenoptische Auslegung ist in der Abbildung 4.5 schematisch dargestellt.

Der FRS besteht aus vier Dipolstufen, die sich aus einem 30° -Dipol-, fünf Quadrupol- und zwei Sextupolmagneten in symmetrischer Anordnung zusammensetzen. Zusätzlich sind vier

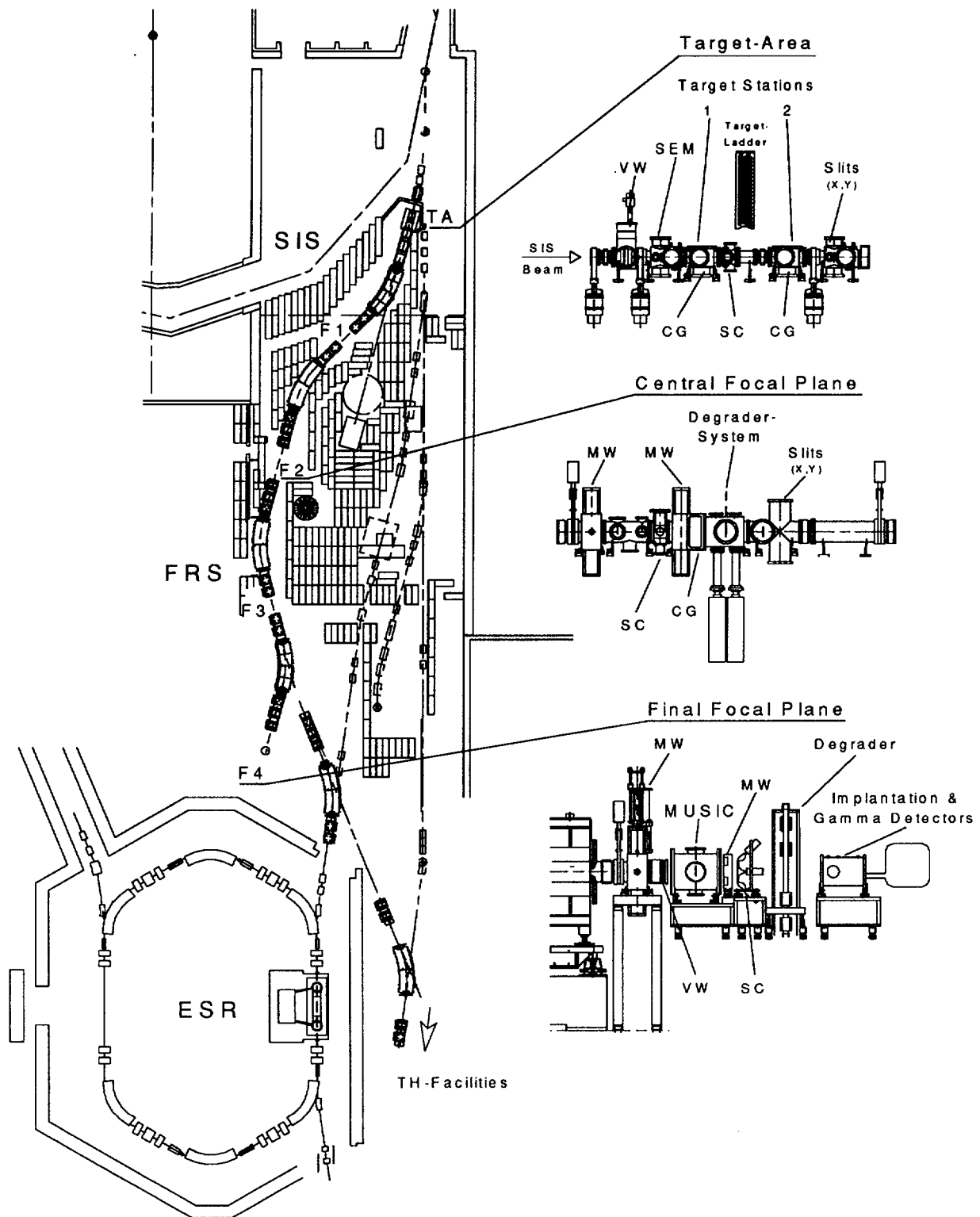


Abbildung 4.4: Auslegung des FRS mit seinen drei Ausgangsstufen. Die Einbauten im Targetbereich und in den Fokalebenen F_2 und F_4 sind vergrößert schematisch dargestellt. Die Positionen der wichtigsten Einheiten sind außerhalb der Kammern markiert. (VW: Vakuumfenster, SEM: Sekundärelektronenmonitor, CG: Stromgitter, MW: Violdrahtkammern, SC: Szintillationszähler, MUSIC: Ionisationskammer).

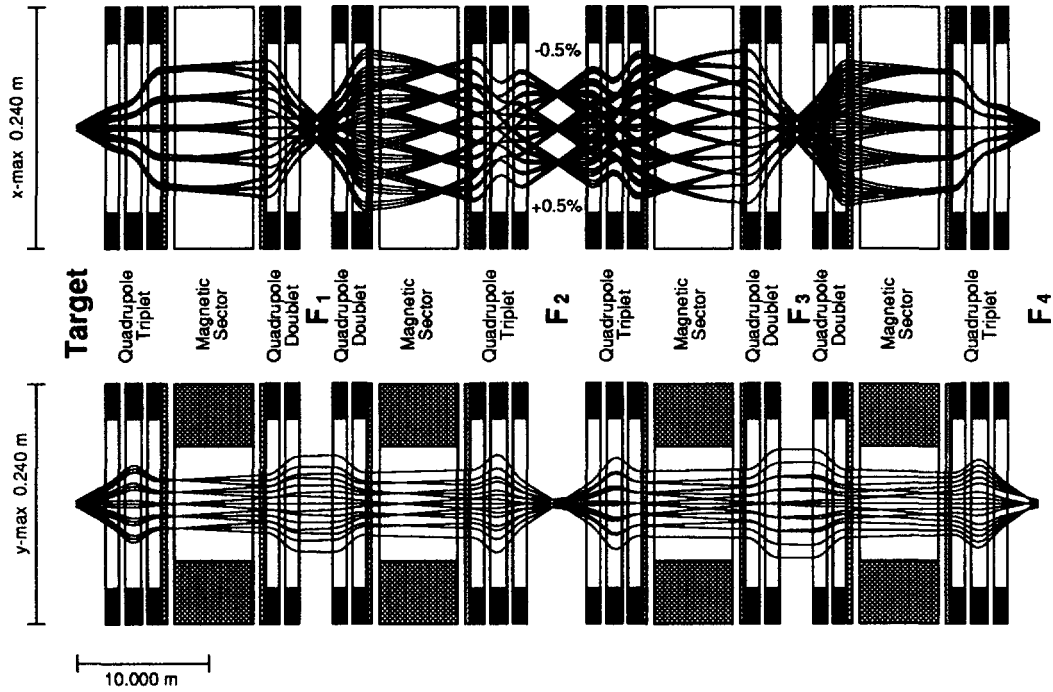


Abbildung 4.5: Ionenoptische Elemente und gerechnete Enveloppen im symmetrischen Teil des FRS vom Produktionstarget bis zur Fokalebene F4 [200].

kleine Korrektur-Dipolmagnete vorgesehen, die senkrecht zur Dispersionsrichtung Justierfehler ausgleichen können. Alle 36 Magnete der symmetrischen FRS-Einheit, vom Target bis F₄, sind an unabhängige Stromversorgungsgeräte angeschlossen, eine Grundvoraussetzung, um mit flexiblen ionenoptischen Einstellungen die verschiedenen Anforderungen der Experimente optimal zu erfüllen. Die Netzgeräte sind so ausgelegt, um Schwerionenstrahlen im Bereich von $(4 \leq B\rho \leq 18)$ Tm mit hoher Auflösung und zeitlicher Stabilität im FRS analysieren zu können. Die Dipol- und Quadrupolfelder bestimmen die ionenoptische Einstellung in der ersten Ordnung.

In Dispersionsrichtung (x) sind in jeder Fokalebene Foki verlangt, d.h., der entsprechende Ortsfleck hängt nicht von den Winkeln der Teilchen nach dem Verlassen des Targets ab. Senkrecht dazu, also in y -Richtung, sind nur in der Mittelebene (F₂) und am Spektrometerausgang (F₄) Foki realisiert, während ein Parallelstrahl die Fokalebenen F₁ und F₃ passiert. Diese Bedingungen werden mit den Quadrupolmagneten nach den entsprechenden Dipolmagneten erreicht. Die Quadrupolmagnete vor den Dipolmagneten bewirken, daß das Feldvolumen der Dipole in x -Richtung gut ausgeleuchtet wird, um nach Gleichung (3.9) die maximale $B\rho$ -Auflösung erzielen zu können. In der Mittelebene F₂ ist eine parallele Dispersionsbahn ($(x'|\delta p)=0$) realisiert, um die Winkel der auf den Degradier treffen den Strahlen vom Impuls zu entkoppeln. Außerdem ist mit dieser Bedingung leicht eine völlig symmetrische Einstellung der nachfolgenden Stufen zu erzielen, die durch geringere Bildfehler charakterisiert ist. Am letzten Fokus ist das System achromatisch, d.h., die x -Bildgröße und die zugehörigen Winkel sind nicht von der Impulsbreite am Spektrometereingang abhängig ($(x|\delta p)=0$; $(x'|\delta p)=0$). Abbildung 4.5 zeigt einen gerechneten Strahlverlauf für einen Anfangsphasenraum von 20π mm mr und zwei verschiedenen Impulsabweichungen ($\pm$

Matrix Element	at F_2	at F_4
$(x x)$	0.79	1.00
$(x x')$ [cm/mr]	0	0
$(x \delta p)$ [cm/%]	-6.81	0
$(x' x)$ [mr/cm]	1.21	1.92
$(x' x')$	1.27	1.00
$(x' \delta p)$ [mr/%]	0	0
$(y y)$	-1.13	0.83
$(y y')$ [cm/mr]	-0.007	0.011
$(y' y)$ [mr/cm]	12.32	-27.84
$(y' y')$	-0.81	0.83

Tabelle 4.3: Matrizelemente in der Näherung der ersten Ordnung für die Fokalebene F_2 und F_4 im achromatischen Standardbetrieb.

0.5%) zum Referenzstrahl [361]. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Matrizelemente in der Näherung der ersten Ordnung sind für die Fokalebene F_2 und F_4 in der Tabelle 4.3 für den achromatischen Standardbetrieb zusammengestellt.

Die Bildfehler zweiter Ordnung können durch die Sextupolmagnete korrigiert werden, die jeweils direkt vor und hinter den 30°-Dipolmagneten angeordnet sind. Diese Positionen sind günstig, da dort die entsprechenden Kopplungskoeffizienten groß sind und somit geringe Sextupolfeldstärken zur Korrektur ausreichen [73]. Dies ist notwendig, um die durch Sextupolfelder induzierten Bildfehler höherer Ordnung klein zu halten. Ergebnisse einer Strahltransportrechnung mit integrierten Teilchenbahnen, also ohne die Näherungsannahmen der Matrixmethode, bestätigen, daß durch die eingeführten Sextupolkorrekturen etwa 90 % der errechneten $B\rho$ -Auflösung der ersten Ordnung erreicht werden kann. In diesen Rechnungen wurde eine transversale Emittanz von 20π mm mr und eine Impulsbreite von $\pm 1\%$ angenommen. Die Sextupolfelder sind außerdem notwendig, um die Fokalebene senkrecht zur optischen Achse zu drehen. Diese Bedingung ist besonders wichtig am Ort des Degraders und an der Position der Detektoren an F_4 .

Der FRS hat zwei Targetstationen im Abstand von 2.2 m und 0.9 m vom ersten Quadrupolmagneten. Die bisher beschriebenen Eigenschaften bezogen sich auf den größeren Targetabstand. Der kleinere Targetabstand ermöglicht eine höhere Akzeptanz im transversalen Phasenraum, jedoch geht dieser Gewinn auf Kosten der erreichbaren Auflösung. In der Tabelle 4.4 sind die entsprechenden Eigenschaften beider Targetstationen für den ionenoptischen Standardbetrieb verglichen. Da der nahe Objektstand hohe Feldstärken für das folgende Quadrupoltriplett bedingt, kann in dieser Betriebsart nur eine maximale magnetische Steifigkeit von 8.6 Tm analysiert werden. Die Anforderungen des jeweiligen Experimentes bestimmen die Auswahl der Targetstation.

Operation Mode	Standard Achromatic		Dispersive	High Acceptance
Target Distance [m]	2.2	0.90	2.20	0.90
x [mm]	± 2.7	± 2.7	± 2.7	± 2.7
ϵ_x [π mm mr]	20	200	20	220
$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{acc}$ [%]	2	2	0.05	2
Ω [msr]	0.32	3.4	0.32	4.6
$B\rho_{max}$ [Tm]	18	8.6	18	8.3
Resolving Power	at F_2	1600	160	–
	at F_4	0	0	3300
(x x)	at F_2	0.79	–7.7	parallel
	at F_4	1.00	1.00	–0.95
(x δp) [cm/%]	at F_2	–6.81	–6.57	–12.7
	at F_4	0	0	17.1

Tabelle 4.4: Vergleich der verschiedenen ionenoptischen Betriebsarten des FRS.

Eine besonders interessante Betriebsart des FRS ist der Betrieb als *Energieverlustspektrometer* [117, 119]. Dabei ist an F_4 Achromasie gefordert, und das Target kommt in die dispersive Fokalebene F_2 . Mit einem Energieverlustspektrometer kann man sehr präzise die im Target stattfindende $B\rho$ -Änderung unabhängig von der Impulsbreite des ankommenden Strahles messen. Der FRS wurde erfolgreich als Energieverlustspektrometer zum Beispiel bei Impulsmessungen von exotischen Sekundärstrahlen nach Aufbruchreaktionen oder bei atomphysikalischen Präzisionsmessungen verwandt, auf die später noch näher eingegangen wird.

Im achromatischen Betrieb sind die Beträge der $B\rho$ -Auflösungen der ersten beiden Dipolstufen bis F_2 identisch mit denen der nachfolgenden Stufen, jedoch in ihrer Wirkung gerade entgegengesetzt. Die resultierende Auflösung des FRS kann man im Vergleich zum achromatischen Standardbetrieb verdoppeln, wenn die Auflösungen der vier FRS-Dipolstufen gleichsinnig addiert werden. Dies kann dadurch realisiert werden, indem man an F_2 keine Bildbedingung, sondern einen Parallelstrahl in x-Richtung verlangt. Damit ist *das gesamte System an allen Fokalebene dispersiv*. Interessant ist eine solche Einstellung für Präzisionsexperimente mit einem gekühlten Strahl am Spektrometereingang. Ionenoptische Rechnungen mit dem Programm MIRKO [108] illustrieren die verschiedenen ionenoptischen Betriebsarten des FRS in der Abbildung 4.6.

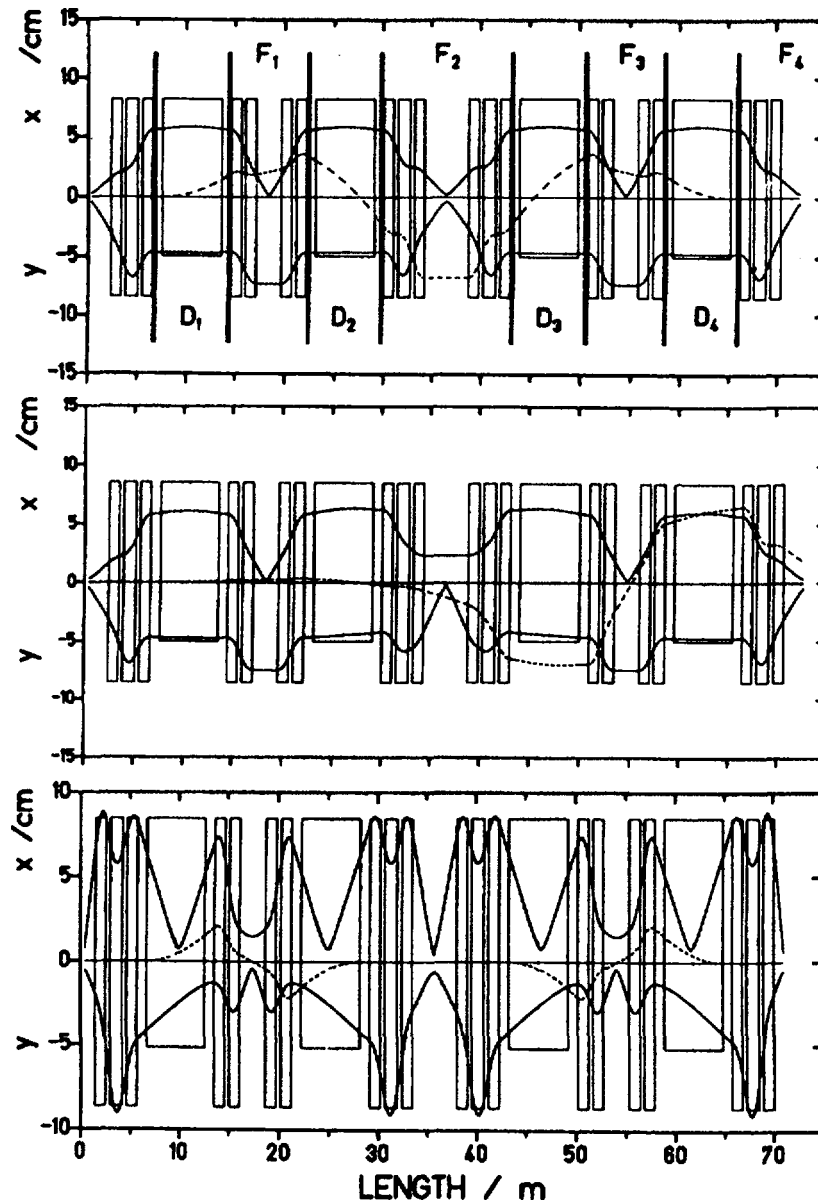


Abbildung 4.6: Ionenoptische Betriebsarten des FRS illustriert mit berechneten Enveloppen in den x- und y-Ebenen. Die gestrichelte Linie stellt die Dispersionsbahn in der x-Ebene dar, d.h., die y-Achsen haben gleichzeitig hier die Bedeutung einer negativen x-Achse. Die 30°-Dipolmagnete sind mit D_{1-4} gekennzeichnet. Im oberen Teil des Bildes ist der achromatische Betrieb, in der Mitte der dispersive und unten der Betrieb für maximale Akzeptanz dargestellt.

Eine Betriebsart des FRS, bei der die *maximale Akzeptanz und gute Flugzeiteigenschaften (Isochronie)* dominieren, ist im unteren Teil des Bildes 4.6 gezeigt. Hier wird die zweite Targetstation (0.9 m) benutzt, und das ionenoptische System ist an F_2 und an F_4 achromatisch. An den beiden anderen Fokalebene geht die Dispersionsbahn durch Null ($(x|\delta p)=0$). Diese extreme Einstellung ist erfolgreich in mehreren Experimenten zum Nachweis von Antiprotonen unterhalb der entsprechenden Energieschwelle zur Erzeugung eines Proton-

Antiproton-Paare erprobt worden [119, 289]. Die Antiprotonen wurden durch Flugzeitmessungen und $B\rho$ -Analyse untergrundfrei nachgewiesen.

Die Kombination von FRS und ESR wird ermöglicht, indem der Dipolmagnet D_4 abgeschaltet wird. In das Joch dieses Magneten ist ein Kanal gefräst, der den Austritt des Strahls bei abgeschaltetem Feld ermöglicht. Die letzte Dipolstufe (F_3 - F_4) wird komplett in ihrer Funktion durch die Ausgangsstufe (F_3' - F_4') ersetzt. In der Abbildung 4.7 ist diese ionenoptische Betriebsart durch Rechnungen illustriert. Jetzt ist das System am Fokus F_4' achromatisch. Mit den Quadrupolen nach dem Dipol D_4' wird eine vollständige Phasenraumanpassung von FRS und ESR angestrebt. Der gerechnete Strahlengang basiert in diesem Abschnitt auf theoretischen Vorgaben der transformierten Phasenraumellipse für den Injektionsbereich des ESR. Der 7°-Dipolmagnet D_3' vor dieser FRS-Ausgangsstufe ist notwendig, um den Raum für die Magnete in der Injektionsstrecke nach D_4' verfügbar zu machen. Die Dispersionsbahn ist für eine Impulsabweichung von 0.5% gestrichelt eingezeichnet. Die transversale Emittanz ist wiederum $20 \pi \text{ mm mr}$. Bis zum Fokus F_4' ist die ionenoptische Transmission nur etwa 20% geringer im Vergleich zu F_4 , jedoch ist der schwierigste Abschnitt der Injektion erst innerhalb des ESR. Hier muß der Strahl durch das starke Streufeld des ersten 60°-Dipolmagneten, bevor er die ersten Quadrupolmagnete erreicht.

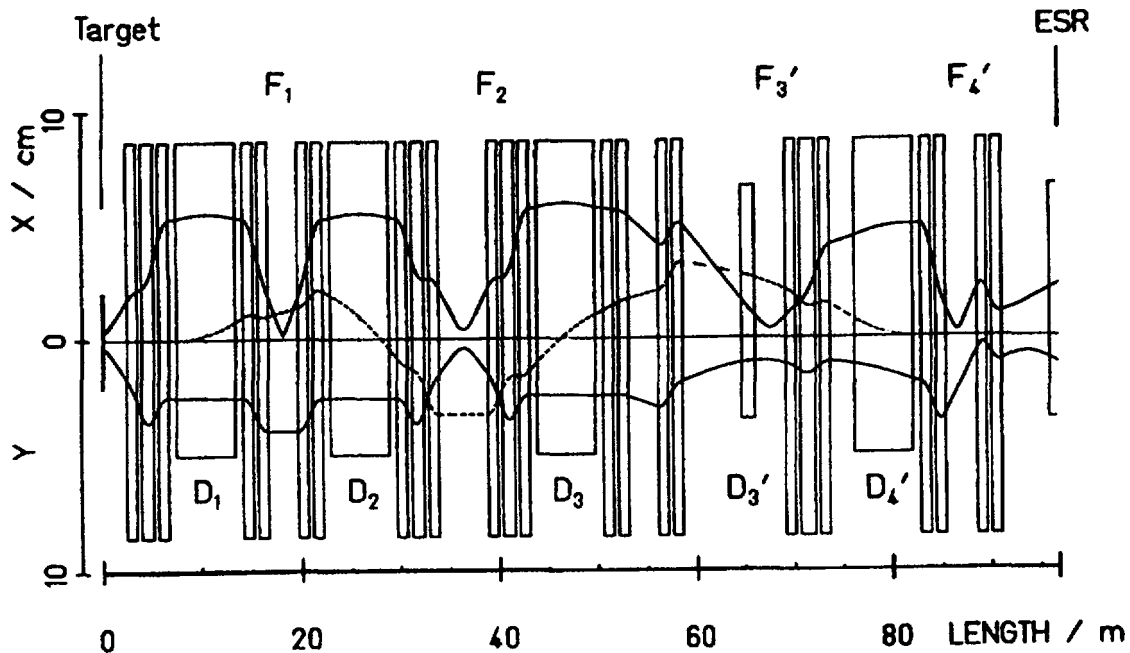


Abbildung 4.7: Kombination FRS und ESR illustriert mit berechneten Enveloppen in den x- und y-Ebenen [108]. Die gestrichelte Linie stellt die Dispersionsbahn für 0.5% Impulsabweichung dar.

Analog zu diesem Konzept kann der exotische Kernstrahl auch zu den verschiedenen Experimentiereinrichtungen der Targethalle geleitet werden. In dieser Betriebsart werden die Dipolmagnete D_4 und D_4' abgeschaltet. Ionenoptisch ist der Strahltransport von F_3 nach F_4' schwierig, jedoch sind die Transmissionsverluste verträglich mit den ohnehin kleineren Magnetapperturen der folgenden Strahlführungsstrecke. Die gerechnete Transmission nach

'Cave B' mit einem Sollfragment, das den Phasenraum des FRS bis F_2 voll ausleuchtet, ist etwa 40% im Vergleich zu F_4 .

4.1.2 Technische Auslegung des FRS

Magnete

Für technische Details der Magnete und der Netzgeräte sei auf die Arbeit in Referenz [117] hingewiesen. Wichtig ist zu bemerken, daß alle Magnete aus lamellierten Jochen bestehen. Diese Aufbauweise ist erheblich billiger als mit Vollmaterial und erlaubt schnelle Feldänderungen während der Experimente, da der Einfluß von Wirbelströmen gering ist. Der Nachteil ist jedoch, daß die lokalen Feldinhomogenitäten keinen Einsatz von NMR-Sonden zur Feldmessung und Einstellung erlauben. Es werden deshalb stabilisierte Hall-Sonden eingesetzt, die extern mit einer NMR-Sonde geeicht sind.

Vakuumsystem

Das FRS-Vakuumsystem ist mit oberflächenbehandelten Edelstahlkammern ausgerüstet. Die Materialien wurden vorher in speziellen Öfen im Vakuum ausgeglüht. Nur ultrahochvakuumverträgliches Material wurde für die Einbauten verwendet, damit für spezielle Experimente der Betrieb auch ohne Fensterfolien an den Verbindungsstellen zu den UHV-Systemen des SIS und des ESR möglich ist. Dies ist beispielsweise für atomphysikalische Experimente mit präparierten Ladungszuständen notwendig.

Die Diagnosekammern sind in den Driftstrecken der Fokalebene und im Targetbereich eingebaut. Die Driftlänge im Targetbereich ist 3.5 m, an F_1 und F_3 je 2.5 m, an F_2 4.5 m und an F_4 etwa 7 m. In der Abbildung 4.4 sind die einzelnen Fokalabschnitte mit ihren Diagnosekammern dargestellt. Schlitze und Strahldiagnosedetektoren sind in jeder Fokalebene und im Targetbereich eingebaut. An F_1 und F_3 sind nur Schlitze in x-Richtung installiert, während der Targetbereich, F_2 und F_4 zusätzlich noch y-Schlitze besitzen. Die Schlitze haben eine Dimension von etwa 20 cm in Strahlrichtung und bestehen aus einer speziellen Kupfer-Wolfram-Legierung (Densimet). Der Target- und F_1 -Bereich sind starker Strahlenbelastung ausgesetzt. Deshalb sind dort die eingebauten Module in Segmente gegliedert und können im Reparaturfall leicht als Einheiten herausgenommen und ersetzt werden, da sie nicht verschraubt sondern nur mit Passungsstiften eingesenkt sind. Die Targets mit einem Durchmesser von 20 mm sind auf einer Leiter angeordnet. Nach einer ersten Testphase eines wassergekühlten Prototyps mit 15 Targetpositionen [106] wird eine Leiter mit 72 Targetaufnahmen installiert, die auch bei hoher Radioaktivität sicher ausgewechselt werden kann.

Detektorsystem

Das Strahlprofil im FRS kann über einen großen dynamischen Bereich von 10^{11} bis zu einzelnen Teilchen pro SIS-Puls gemessen werden. Dies ist zur Einstellung der ionenoptischen Betriebsart und zur Durchführung der Experimente erforderlich. Alle Detektoren sind auf Vakuumdurchführungen montiert und können von einem universellen Kontrollprogramm gefahren und teilweise auch ausgelesen werden.

Die am Target eintreffende Intensität des Primärstrahles wird mit einem *Sekundärelektronenmonitor (SEM)* [4, 368] gemessen, der mit einem Szintillationsdetektor geeicht wird. Da der Sekundärelektronenmonitor nur eine Massenbelegung von 8 mg/cm^2 Aluminium hat, kann er bei den meisten Experimenten ständig im Strahlengang bleiben und somit die Intensität für jeden SIS-Puls messen.

Strahlprofilmessungen bei hohen Intensitäten können mit *gasgefüllten Stromgittern (CG)* an allen Fokalebene durchgeföhrt werden [12, 352]. Diese Detektoren sind Violdrahtkammern, die mit Stromauslese aufgebaut sind und auf Erfahrungen bei GANIL basieren. Im Targetbereich sind zwei dieser Detektoren im Abstand von 1 m eingebaut, so daß der mittlere Einschußwinkel am Target gemessen und mit Hilfe zweier Dipolmagnete in der Strahlföhrtung davor definiert werden kann. Die Stromgitter im Targetbereich, an F_2 und F_4 messen die Orte in den x- und y-Koordinaten, während an F_1 und F_3 größere Zähler nur den Ort in x-Richtung messen können.

Sollen die Profile für einzelne Teilchen aufgenommen werden, so werden ortsauflösende *Violdrahtproportionalkammern (MW)* an allen Foki benutzt, die ebenfalls wie die Stromgitter in Metalltaschen gekapselt im Vakuumsystem des FRS eingebaut sind. Die Zähler werden mit P10-Gas (90% Ar, 10% CH_4) bei Atmosphärendruck im Proportionalbereich betrieben. Die Zähler sind in einer zweistufigen Anordnung aufgebaut, um für alle Ionen vom Proton bis zum Uran eine nahezu 100 %ige Nachweiswahrscheinlichkeit zu gewährleisten. Ein MW mißt die Ortsverteilungen in x- und y-Richtung über eine aktive Fläche von $20 \cdot 20 \text{ cm}^2$. An F_2 und F_4 sind jeweils zwei angebracht, um neben den Ortsprofil auch die Winkelverteilungen messen zu können. Diese Zähler haben eine Ortsauflösung von besser als 1 mm und sind bestens zur $B\rho$ -Messung geeignet. Die Zähler haben allerdings den Nachteil, daß die effektive Massenbelegung durch die $50 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Wolframdrähte im Abstand von 1 mm inhomogen ist. Aus diesem Grund konnten die Violdrahtkammern nur an F_4 ständig im Strahlengang bleiben, während an F_2 ein ortsempfindlicher *Szintillationsdetektor (SC)* die Positionsmessungen ausführte [346]. Die Ortsinformation in diesen Szintillationsdetektoren wird aus der Laufzeitdifferenz der Lichtsignale zwischen zwei diametral mit Lichtleiter angekoppelten Photovervielfachern gewonnen. Die zwei Photovervielfacher akkumulieren die Lichtpulse aus einem schnellen Plastikszintillator. Die Dimensionen der quaderförmigen Szintillatorplatte sind $200 \cdot 100 \cdot 5 \text{ mm}^3$. Die Ortsverteilung in x-Richtung wird entlang der Strecke von 200 mm gemessen. Die erreichte Ortsauflösung liegt zwischen (2-4) mm und genügt somit zur Bestimmung der magnetischen Steifigkeit mit einer Genauigkeit von besser als 0.1%, da der Dispersionskoeffizient 6.8 m an F_2 beim achromatischen Standardbetrieb ist. Dieser Szintillationszähler dient sogleich als Startdetektor für ein Flugzeitspektrometer zwischen F_2 und F_4 . Der zugehörige Stopdetektor befindet sich etwa in 37 m Abstand. Die erreichte Flugzeitauflösung dieser Detektoranordnung ist etwa 100 ps (fwhm), und erlaubt somit eine ausreichende Massenauflösung für alle Elemente. Mit dem ortsempfindlichen Flugzeitspektrometer kann somit die Geschwindigkeit und die magnetische Steifigkeit für jedes Teilchen gemessen werden. Für eine vollständige Teilchenidentifikation im Flug fehlt noch die unabhängige Messung der Kernladungszahl, denn unsere Identifikation basiert auf der Relation für die magnetische Steifigkeit $B\rho = \frac{A\beta\gamma c}{q}$. Bei relativistischen Energien gilt $q=Z$. Die Z-Information wird am FRS durch die Energiedeposition in einer *Ionisationskammer (MUSIC)* erreicht, die sich an F_4 außerhalb des Vakuumsystems befindet. In guter Näherung ist die Energiedeposition proportional zu Z^2 . Die Ionisationskammer

hat ein aktives Gasvolumen von 40 cm Länge mit Ein- und Austrittsfenstern von 20·20 cm² und wird ebenfalls mit P10-Gas bei Atmosphärendruck betrieben [247]. Um die Auflösung zu verbessern, wurde das Volumen in vier Anodenabschnitte geteilt und die entsprechenden Signale addiert und gemittelt. Inwieweit mit der Ionisationskammer das anspruchsvolle Ziel der Z-Auflösung für alle Elemente erreicht werden kann, hängt hauptsächlich von der atomaren Wechselwirkung der Schwerionen im Gasvolumen ab und wird im nächsten Kapitel diskutiert. Anzumerken ist, daß dieses Ziel bei niederen Energien bis zur Coulomb-Barriere prinzipiell nicht erreicht werden kann.

Mit der beschriebenen Diagnose am FRS sollte es möglich sein, die Reaktionsprodukte im Flug zu identifizieren und somit die erreichte Auflösung der räumlichen Separation der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode überwachen oder optimieren zu können.

4.2 Atomare Wechselwirkung relativistischer Schwerionen mit Materie

Eine präzise Kenntnis der atomaren Wechselwirkung von Schwerionen beim Durchqueren dicker Materieschichten ist Grundvoraussetzung, um die Separation mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ Methode erfolgreich anwenden zu können. Die Ladungspopulation, die Energieverlust- und Winkelverteilung sind wichtige Parameter bei der Planung und Durchführung von Experimenten mit exotischen Kernstrahlen. Hinzu kommt noch die Reichweiteverteilung, die entscheidend wird, wenn ein separierter Sekundärstrahl in dünne Detektoren implantiert werden soll.

Da bei der Planung des FRS [117] all diese atomphysikalischen Informationen nicht oder nur unzuverlässig vorlagen, war es notwendig, einige theoretische oder extrapolierte Annahmen durch Messungen zu überprüfen. Dies bedarf einer Zusatzklärung, denn am BEVALAC-Beschleuniger (LBL) gab es schon fast 10 Jahre vor der GSI-Erweiterung relativistische Schwerionenstrahlen, und viele Pionierarbeiten an dieser Anlage bilden unbestritten die Grundlagen für die Weiterentwicklungen in anderen Instituten. Jedoch stand bei den LBL-Experimentiereinrichtungen kein hochauflösendes Spektrometer zur Verfügung, das beispielsweise die Untersuchung des differentiellen Energieverlustes oder der Energieverluststreuung ermöglicht hätte. Aber gerade die Energieverluststreuung ist ein Schlüsselparameter für die Auflösungsbegrenzung bei der Separation von exotischen Kernstrahlen mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode, siehe Ausführungen im Kapitel 3.2.2. Die hohe $B\rho$ -Auflösung und die vier Dipolstufen des FRS sind Eigenschaften, die dieses Magnetspektrometer ideal für atomphysikalische Untersuchungen geeignet machen [117].

4.2.1 Umladung

Atomare Umladungsprozesse können die Separation von Kernreaktionsprodukten mittels magnetischer Analyse bedeutend durch Untergrund erschweren oder sogar vereiteln. Andererseits sind verschiedene Ladungszustände eines Projektilstrahles willkommene Hilfen, um die ionenoptische Einstellung und Auflösung eines Magnetspektrometers zu überprüfen.

Am FRS wurden aus diesen Gründen einige systematische Messungen zur Umladung mit verschiedenen Schwerionen in einem Energiebereich von (80-1000) A·MeV durchgeführt.

Der experimentelle Aufbau zur Messung von Projektilumladung und Abbremsung benutzte den FRS als Energieverlustspektrometer und mit den beschriebenen Vieldrahtproportionalkammern wurden die Ortsverteilungen an den dispersiven Fokalebene aufgenommen [277]. Zur Umladung wurden sowohl Messungen unter Einzelstoßbedingungen, als auch mit dickeren Targets (Gleichgewichtsladungsverteilungen) durchgeführt. Die Gleichgewichtsladungsverteilung ist definitionsgemäß unabhängig vom Eingangsladungszustand und erfordert für 1 A·GeV Schwerionen Schichtdicken, die größer als 0.1 g/cm^2 sind. Unter Einzelstoßbedingung wurden Umladungsquerschnitte für Projektile in Targets gemessen, die etwa um einen Faktor 1000 dünner waren.

Da im SIS kein Target zum Ändern des Ladungszustandes vorhanden ist, entspricht der Ladungszustand des extrahierten Projektilstrahles der entsprechenden Selektion, die nach dem Umladetarget am UNILAC, bei 1.4 A·MeV oder 11.4 A·MeV, vorgenommen wird. Aus diesen Randbedingungen folgt, daß der relativistische Strahl einen Ladungszustand hat, der weit unterhalb des Gleichgewichts bezüglich der SIS-Extraktionsenergie liegt. Passiert der Projektilstrahl am Eingang des FRS ein Umladungstarget, so kann eine gewünschte Ladungsverteilung durch eine Auswahl der Schichtdicke gewählt werden. Der erste Fokus (F_1) ist durch eine Dispersion von 2.19 m und eine $B\rho$ -Auflösung von mehr als 750 charakterisiert, so daß mittels Schlitzen ein Projektilstrahl mit einem Ladungszustand ausgewählt und dann auf ein Target an F_2 fokussiert wurde, um darin die Umladung oder den Energieverlust zu messen.

Die Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfangprozesse bei relativistischen vollionisierten Projektilen ist, verglichen mit niederen Energien, gering, so daß relativ dicke Targets von 0.1 mg/cm^2 ausreichen, um Wirkungsquerschnitte unter Einzelstoßbedingungen zu messen. Bei niederen Energien sind die erforderlichen Gleichgewichtsdicken in Festkörpern nur sehr schwierig zu erreichen. Kinematischer Einfang (NRC), radiativer (REC) und resonanter Einfang mit gleichzeitiger Anregung (RTE) sind die verschiedenen Elektroneneinfangprozesse. Da diese Prozesse drastisch verschiedene Abhängigkeiten von der Projektilgeschwindigkeit und dem Targetmaterial aufweisen, gelingt es durch Wahl der Experimentbedingungen die einzelnen Prozesse nahezu getrennt zu untersuchen.

In Abbildung 4.8 sind die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang H-ähnlicher ^{197}Au -, ^{209}Bi - und ^{238}U -Projektile in verschiedenen Targetmaterialien als Funktion der Energie im Vergleich mit der Theorie dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind die Summe aus den Beiträgen des REC (gestrichelte Kurve) [310] und dem NRC (punktiert) [206] für die entsprechenden Targets. Der resonante Einfang ist im Energiebereich von (200 - 1000) A·MeV vernachlässigbar. Durch die Z_1^5 -Normierung fallen die theoretischen Vorhersagen innerhalb von wenigen Prozenten zusammen und sind deshalb nur für Bi-Projektile dargestellt.

Die Übereinstimmung der Daten mit der Theorie ist gut, jedoch sei angemerkt, daß die Genauigkeit der theoretischen Vorhersage für die NRC-Theorie nur etwa 50 % ist, was jedoch eine deutliche Verbesserung zur Oppenheimer-Brinkmann-Kramers Theorie [70] ist, die die experimentellen Ergebnisse um mehr als eine Größenordnung überschätzt. Die Stobbe-Theorie für den REC stellt eine nicht-relativistische Dipolnäherung dar [312], die allerdings mit einer exakten relativistischen Theorie im betrachteten Geschwindigkeitsbereich noch sehr gut übereinstimmt [312].

Experimentell kann man den REC- vom NRC-Prozeß trennen, indem man die emit-

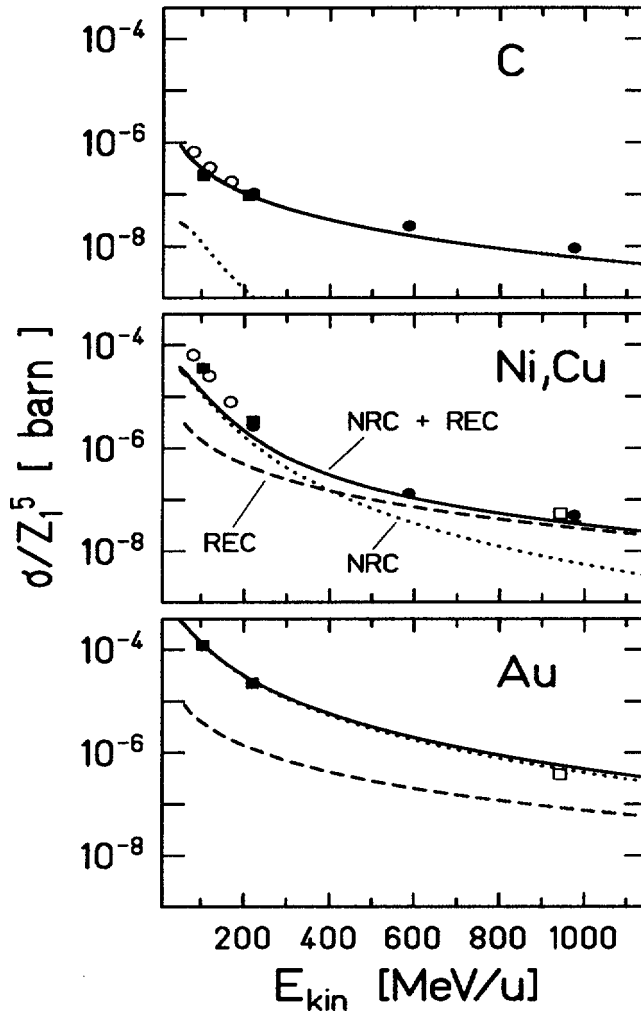


Abbildung 4.8: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang H-ähnlicher ^{197}Au - (ausgefüllte Kreise), ^{209}Bi - (Kreise) und ^{238}U -Projekte (Quadrate) in verschiedenen Targmaterialien als Funktion der Energie [279]. Die ausgefüllten Quadrate sind die entsprechenden Urdaten der Meyerhof-Gruppe [206]. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Theorie des REC-Beitrages [310], die gepunktete Kurve den Anteil des NRC in der Eikonapproximation [206] und die durchgezogene Linie gibt die Summe der theoretischen Vorhersagen.

tierten Photonen nachweist [311, 313]. Die entsprechenden Photonenspektren wurden in Koinzidenz mit den umgeladenen Projektilionen aufgenommen. Bei diesem Experiment registrierte ein schneller Szintillationsdetektor an F_4 die räumlich separierten umgeladenen Ionen in Koinzidenz mit einem Germaniumzähler am Umladetarget an F_2 . Die Spektren zeigen deutlich den dominanten REC-Anteil in leichten Materialien ($Z_2 \leq 6$), während bei schwereren Targets (Ni) der NRC überwiegt.

Die Ionisierung von H- und He-ähnlichen Projektilen wurde mit dem gleichen experimentellen Aufbau untersucht wie der Elektroneneinfang [277, 279]. Unsere Daten sind in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen und experimentellen Ergebnissen der Anholt-Meyerhof-Gruppe [10], siehe Abbildung 4.9.

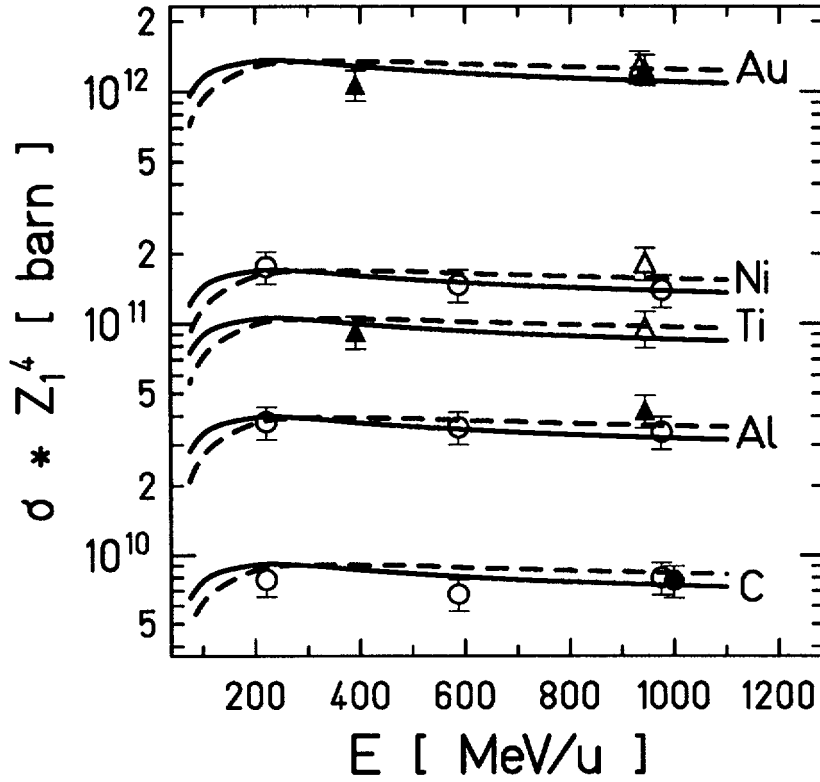


Abbildung 4.9: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für die Ionisation H- und He-ähnlicher ^{197}Au - (Kreise) und ^{238}U -Projektile (Dreiecke) in verschiedenen Targetmaterialien (Au, Ni, Ti, Al, C) als Funktion der Energie [277]. Die offenen Symbole repräsentieren die H-ähnlichen Anfangszustände. Die Linien repräsentieren die theoretischen Vorhersagen für Gold- (durchgezogene Linien) und Uranprojektile (gestrichelte Linien) [206].

Für die $B\rho$ -Trennung der exotischen Kernstrahlen ist es entscheidend, die höchste Ausbeute an vollionisierten Reaktionsprodukten nach dem Produktionstarget zu erzielen. Durch geeignete Auswahl des Targetmaterials und der Schichtdicke kann diese Forderung optimiert werden. Im Energiebereich von einigen 100 A-MeV ist die Targetdicke zur Projektilefragmentation in der Größenordnung von 1 g/cm^2 . In diesen Fällen wird die entsprechende Gleichgewichtsladungsverteilung für alle Ionen erreicht. Jedoch gibt es auch kernphysikalische Experimente, die eine wesentlich dünnere Targetdicke verlangen. Deshalb ist eine einfache Abschätzung für die minimal notwendige Schichtdicke X_{eq} , um einen möglichst hohen Anteil nackter Projektile zu erhalten, sehr nützlich [333] :

$$X_{eq} = \frac{4.6}{n_2(\sigma_l + \sigma_c/2)} \quad , \quad (4.1)$$

wobei n_2 die Targetdichte pro Volumen und σ_l und σ_c der Elektronenverlust- und der Elek-

troneneinfangwirkungsquerschnitt für die K-Elektronen darstellen. Generell nimmt X_{eq} mit steigender Kernladung (Z_2) des Targets ab, da die entsprechenden Umladungsquerschnitte in diesen größer sind. Bei Messungen mit verschiedenen Dicken des Umladungstargets konnten wir die obige Abschätzung bestätigen.

Ein repräsentatives Beispiel unserer Resultate zur Gleichgewichtsladungsverteilung für Xenon-, Gold-, und Uranprojektilen in verschiedenen Targetmaterialien ist in der Abbildung 4.10 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die größte Ausbeute nackter und H-ähnlicher Projektilen mit mittelschweren Targetmaterialien mit $Z_2 \approx 30$ erzielt wird. Die Rechnungen, in der Abbildung als gestrichelte Linien dargestellt, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten. Das Verhältnis der Umladungsquerschnitte stimmt besser mit den Daten überein, als man nach den Genauigkeiten der einzelnen Theorien für die verschiedenen Umladungsprozesse erwarten sollte.

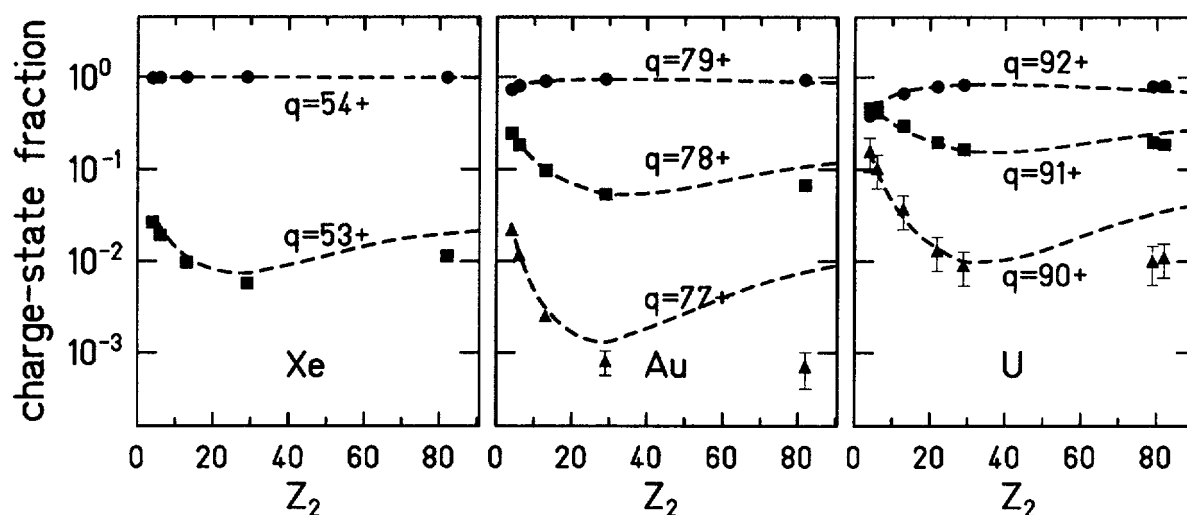


Abbildung 4.10: Gemessene Gleichgewichtsladungsverteilung (Symbole) für 780 A·MeV Xe-, 970 A·MeV Au- und 900 A·MeV U-Ionen in verschiedenen Targetmaterialien im Vergleich zur theoretischen Vorhersage (gestrichelte Linien) [277].

Wichtige Ergebnisse aus unseren Untersuchungen zur Umladung sind:

- Die Mindestenergien zum Erreichen von vollionisierten nuklearen Sekundärstrahlen können zuverlässig mit den vorgestellten Modellen berechnet werden.
- Durch Wahl des Targetmaterials kann die Ausbeute an nackten Ionen stark verbessert werden.
- Die Gleichgewichtsdicke für Projektilen mit bis zu zwei Elektronen kann mit der Formel (4.1) gut abgeschätzt werden.

4.2.2 Abbremsung

Die Untersuchung der Abbremsung von Ionen beim Durchqueren von Materie führte Rutherford und Bohr zu den ersten grundlegenden Informationen über den Aufbau der Atome

[59, 60, 269]. Die Herausforderung durch die Komplexität der Ionen-Target-Wechselwirkungen, die bis heute nur in groben Näherungen theoretisch bekannt sind, und das wachsende Potential der praktischen Anwendungen an modernen Beschleunigeranlagen sind die Gründe dafür, daß dieses Forschungsgebiet aktuell geblieben ist. Eine große Anzahl von Arbeiten reflektiert die Fortschritte beim Studium der Abbremsung [62, 49, 101, 197, 302, 2, 9].

Die Separation der exotischen Kernstrahlen mit Hilfe der Abbremsung in dicken Materieschichten innerhalb ionenoptischer Systeme ist die Motivation dafür, daß wir uns hier mit dieser Thematik beschäftigen. Die Genauigkeit, mit der die Abbremsung für die Anwendung der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ Methode bekannt sein muß, wird deutlich, wenn man berücksichtigt, daß eine Fehleinschätzung des Impulses für ein Sollfragment um nur 1% eine Ablenkung von 8.6 cm am letzten Fokus des FRS bewirkt (s. Kapitel 3). Solche Abweichungen sind für Experimente zum Nachweis von exotischen Kernen und auch für den Strahltransport in den Speicherring nicht akzeptabel.

Der spezifische Energieverlust von Schwerionen über 1 A·MeV wird durch inelastische Stöße mit den Targetelektronen dominiert. Im vorangehenden Kapitel wurde gezeigt, daß bei relativistischen Geschwindigkeiten auch die schwersten Projektile beim Durchqueren von Materie völlig ionisiert ($q = Z_1$) oder nur in wenigen Ladungszuständen auftreten. Damit liegt die einzigartige Möglichkeit vor, daß eine der Hauptschwierigkeiten bei der Beschreibung der Energieverluste für Schwerionen entfällt [116, 121]. Die elektronische Stopping Power kann in diesem Geschwindigkeitsbereich durch die folgende Formel beschrieben werden:

$$\frac{dE}{dX} = 4\pi \frac{Z_1^2 e^4}{mc^2 \beta^2} N L, \quad (4.2)$$

In dieser Gleichung bedeuten Z_1 und Z_2 die Kernladungszahlen des Projektils und des Targets, N die Anzahl der Targetelektronen pro Volumeneinheit, m und e die Masse und die Ladung des Elektrons und βc die Geschwindigkeit des Projektils. Die Abbremszahl L kann in verschiedene Anteile entwickelt werden, die als Abweichungen zur 1. Bornschen Näherung L_0 auftreten:

$$\begin{aligned} L &= L_0 + \Delta L, \\ L_0 &= \ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

dabei ist I das mittlere Ionisationspotential und δ berücksichtigt den Fermi-Dichte-Effekt [105]. Für leichte Ionen mit hoher Geschwindigkeit ist die Bedingung für die Gültigkeit der Bornschen Näherung ($\frac{Z_1 \alpha}{\beta} \ll 1$) sicher erfüllt, während dies für relativistische Schwerionen nicht mehr der Fall ist. Erste Anzeichen für diesen Sachverhalt wurden mit Reichweiteexperimenten am BEVALAC gefunden [329, 272, 330, 347]. Diese Daten und eine Übersicht der Theorien sind in der Arbeit [2] enthalten. In diesen Experimenten wurden Reichweitemessungen bei einer festen Projektilenergie mit Spurendetektoren vorgenommen. Durch Integration einer empirischen Abbremsformel wurden die Folgerungen für die Abweichungen zur Bornschen Näherung abgeleitet. Da dieses Verfahren indirekt und in der Aussagekraft prinzipiell eingeschränkt ist, wurden am FRS systematische Energieverlustmessungen durchgeführt [278, 279]. Ergebnisse dieser Experimente sind in der Abbildung 4.11 als Verhältnis zur theoretischen Vorhersage dargestellt.

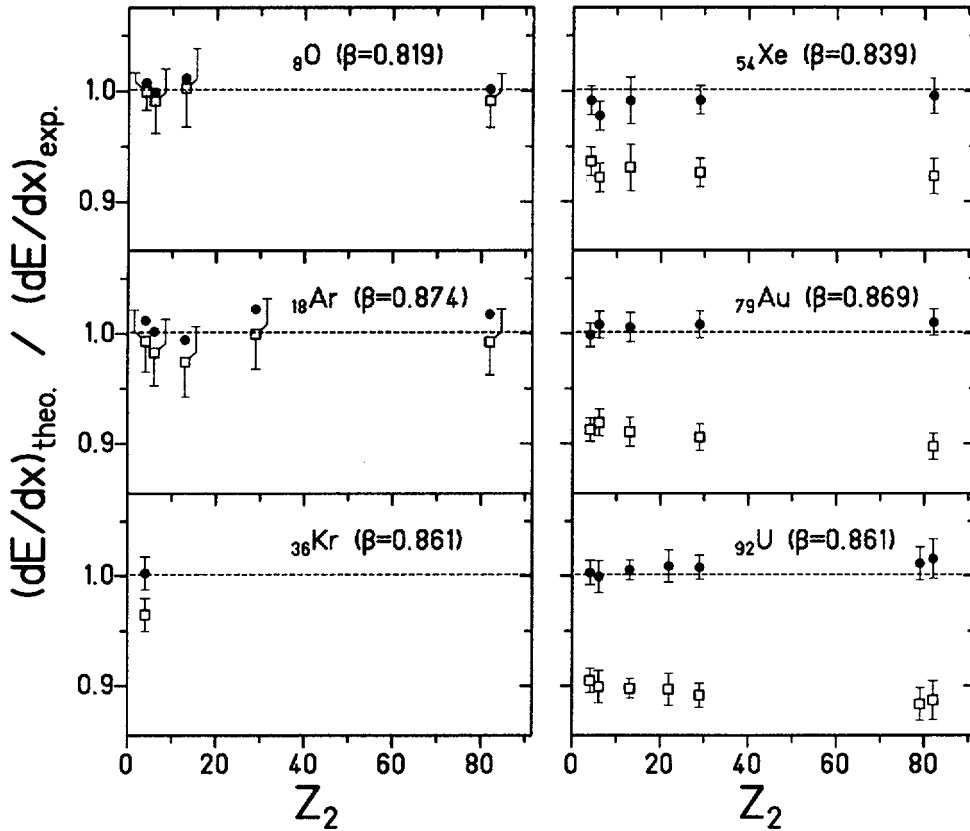


Abbildung 4.11: Gemessene spezifische Energieverluste verschiedener Projektile (^{18}O - ^{238}U) in Festkörpertargets, aufgetragen als Verhältnis zur theoretischen Vorhersage. Der Vergleich mit der 1. Bornschen Näherung ist mit offenen Quadraten dargestellt, während die Ergänzungen durch den Mott-Querschnitt und die Bloch-Korrektur durch die ausgefüllten Kreise repräsentiert werden [279].

Für leichte Ionen ist die Übereinstimmung mit der 1. Bornschen Näherung gut, während deutlich zu erkennen ist, daß die Daten für die schwersten Projektile systematisch abweichen. Erst die Berücksichtigung des exakten Mott-Querschnittes und die Bloch-Korrektur ermöglichen eine sehr gute Übereinstimmung für alle Projektil-Target-Kombinationen. In diesem Vergleich konnte bis zu Xenon-Projektile mit einer vollständigen Ionisation gerechnet werden ($q=Z_1$), während für Gold- und Uranprojektile partielle spezifische Energieverluste in den einzelnen Ladungszuständen unter Annahme einer Gleichgewichtsverteilung summiert wurden. Die von Ahlen [3] vorgeschlagene sogenannte relativistische Bloch-Korrektur verschlechtert nicht nur die Übereinstimmung mit unseren Daten im (2-5) % Bereich, sondern ist außerdem noch theoretisch umstritten [278]. Die systematische Abweichung unserer experimentellen spezifischen Energieverluste von der 1. Bornschen Näherung wird in der folgenden Darstellung 4.12 nochmals verdeutlicht. Eine elegante Entwicklung der

relativistischen Abbremsstheorie mit Hilfe der exakten Phase-Shift Analyse basierend auf der Dirac-Gleichung wurde kürzlich von Lindhard und Sørensen [198] entwickelt, die mit unseren Rechnungen und Daten exzellent übereinstimmt.

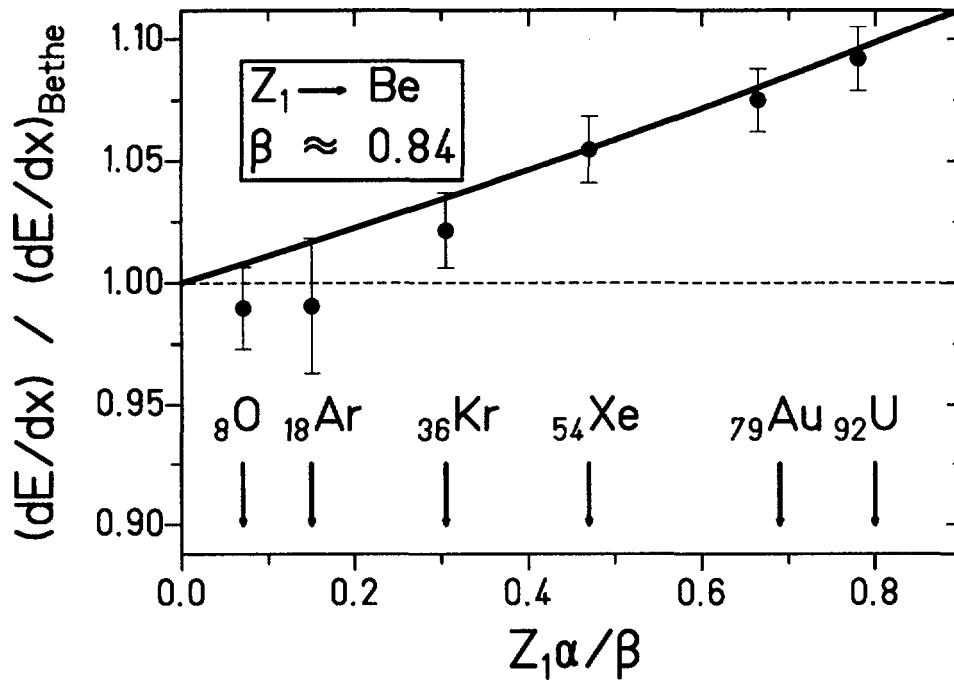


Abbildung 4.12: Gemessene Stopping Power verschiedener Projektile (^{18}O - ^{238}U) in Beryllium, dargestellt als Verhältnisse zur Bethe-Theorie (1. Bornsche Näherung), in Abhängigkeit vom Sommerfeld-Parameter. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Theorie, die den Mott-Querschnitt und die Bloch-Korrektur berücksichtigt [279].

Zusammenfassend sei betont, daß die Aussagekraft dieser Daten durch ihre Genauigkeit und durch die gute Kenntnis des Projektilladungszustandes ausgezeichnet ist und diese somit einen Beitrag zur Verbesserung der theoretischen Beschreibung liefern.

Auf die Bedeutung der Energieverluststreuung im Zusammenhang mit der Separation exotischer Kernstrahlen wurde schon im Laufe dieser Arbeit hingewiesen. Wir haben zu dieser Thematik bei GANIL [291] und am FRS Messungen durchgeführt. Diese verlangen zum einen den Einsatz hochauflösender Spektrometer, zum andern größte Sorgfalt in der Auswahl homogener Targets. Schon Schichtdickenschwankungen im Prozentbereich würden die Aussage der Meßergebnisse unbrauchbar machen. Die beiden extremen Anforderungen wurden erfüllt, indem mit hochauflösenden magnetischen Energieverlustspektrometern, siehe Kapitel 3.2.1, die Impulsverteilung präzise gemessen wurde, und die Targetdicken mit Hilfe einer interferometrischen Methode bestimmt wurden. Außerdem wurde der Targetfleck auf eine Fläche von weniger als 0.5 mm^2 begrenzt [291].

Die geschilderten aufwendigen experimentellen Maßnahmen sind Grundvoraussetzung, um aussagekräftige Daten zu erhalten. Unsere Ergebnisse mit 85 A·MeV ^{36}Ar Projektilen sind innerhalb von 10 % in Übereinstimmung mit der Bohr-Titeica-Theorie.

Die Experimente zur Energieverluststreuung bei höheren Energien bis 1000 A·MeV und mit schwereren Ionen verlangen eine Beschreibung mit Hilfe des Mott-Streuquerschnittes, um bessere Übereinstimmung mit den Daten zu erhalten [279, 280]. In der Abbildung 4.13 sind unsere Messungen zur Energieverluststreuung für Sauerstoff-, Xenon-, Gold- und Uranprojekte im Geschwindigkeitsbereich von $0.81 \leq \beta \leq 0.87$ im Vergleich mit der Theorie dargestellt. Die Daten sind in sehr guter Übereinstimmung mit der exakten relativistischen Theorie [198] und verdeutlichen, daß Abweichungen zur ersten Bornschen Näherungen bis zu einem Faktor 3 für die schwersten Projektile auftreten.

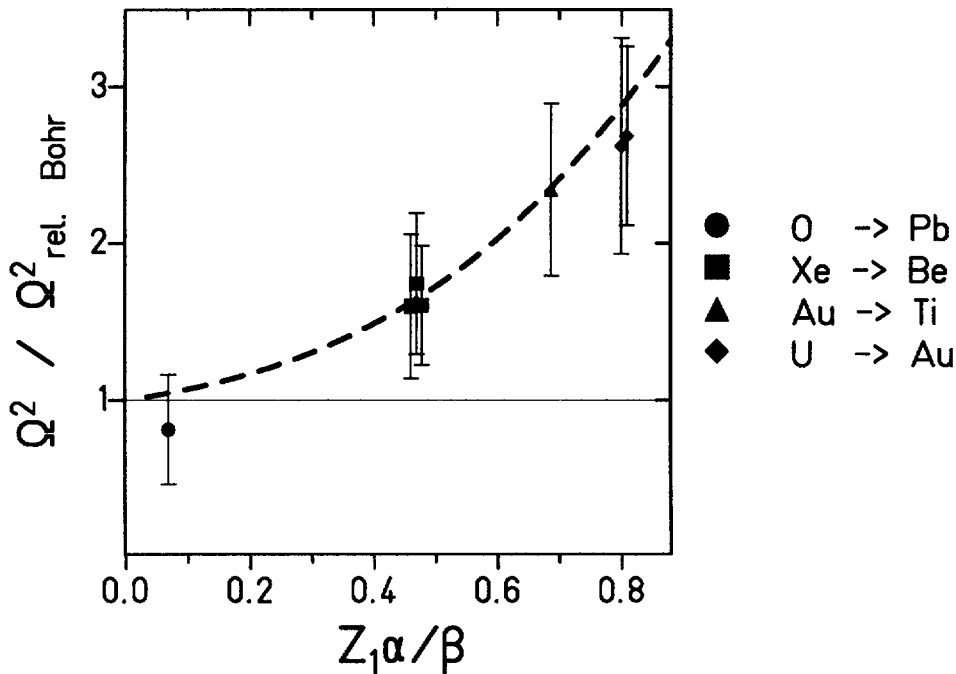


Abbildung 4.13: Gemessene Energieverluststreuung verschiedener Projektile (^{18}O - ^{238}U) in verschiedenen Festkörpertargets (Be, Ti, Au, Pb) im Geschwindigkeitsbereich von $0.81 \leq \beta \leq 0.87$. Die Daten sind mit der relativistischen 1. Bornschen Näherung verglichen und als Funktion des Sommerfeld-Parameters aufgetragen. Die exakte relativistische Theorie [198] ist für $\beta = 0.84$ gestrichelt eingezeichnet [279, 280].

Die diskutierten spezifischen Energieverluste und die Energiestreuung basieren auf atomaren Stößen mit den Targetelektronen, während elastische Stöße für Schwerionen im betrachteten Energiebereich für diese beiden Prozesse vernachlässigbar sind. Anders verhält

es sich bei der resultierenden Winkelablenkung in diesen Stößen, die durch die elastischen Stöße im abgeschirmten Coulomb-Potential des Targetatoms bestimmt wird. Der Beitrag der Targetelektronen selbst zur Winkelstreuung ist nur das $\frac{1}{Z_2}$ -fache des Kernbeitrages. Die Winkelstreuung der Ionen beim Durchqueren von Materie gibt oft die Begrenzung für die erreichbare Genauigkeit bei der Bestimmung der Trajektorien in ionenoptischen Analysatoren und Detektorsystemen. Die Theorie der elastischen Streuung von geladenen Teilchen ist in sehr vielen Arbeiten behandelt und ist in Einzel-, Mehrfach- und Vielfachstreuung eingeteilt [62, 294, 197, 302]. Im Rahmen dieser Arbeit ist besonders die Vielfachstreuung relevant, weil sie die Transmission der im Produktionstarget aufgestreuten Kernstrahlen durch das Magnetspektrometer beeinflusst und bei Messungen der Impulsverteilung der Kernbruchstücke mittels Ortsdetektoren einen signifikanten Beitrag in den relativ dicken Targets liefert.

In einem Experiment bei GANIL mit 85 A·MeV ^{36}Ar Projektilen haben wir die Winkelverteilung in verschiedenen Targets gemessen [291]. Die Daten sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie von Sigmund und Winterbon [303], die zu größeren Schichtdicken erweitert wurde. Ein Vergleich mit der Theorie ist erleichtert, wenn die Winkel und Targetdicken in reduzierten Einheiten betrachtet werden. $\tau = \pi a^2 N x$ ist die reduzierte Schichtdickeneinheit, die den Abschirmparameter a und die Anzahl der Atome pro Fläche (Nx) enthält. Der reduzierte Winkel ist gegeben durch $\tilde{\alpha}_{1/2} = \alpha_{1/2} E a / (2 Z_1 Z_2 e^2)$. Die verwendeten Targetdicken waren im Bereich $1000 \leq \tau \leq 70000$. Unsere gemessenen Halbwertsbreiten lassen sich gut durch eine Anpassung beschreiben, wie sie in [303] vorgeschlagen wurde:

$$\tilde{\alpha}_{1/2} = 0.77 \tau^{0.56} \quad . \quad (4.4)$$

Die gemessenen Winkelverteilungen sind in guter Näherung gaußförmig, so daß die Standardabweichung durch folgende semiempirische Formel angegeben werden kann [153]:

$$\sigma_\alpha = \frac{14.1 \text{ MeV}/c}{p\beta} Z_1 \sqrt{\frac{x}{L_r}} \left(1 + \frac{1}{9} \log \frac{x}{L_r} \right) \quad , \quad (4.5)$$

wobei x die Schichtdicke und L_r die elektronische Strahlungslänge ist. (L_r ist die Wegstrecke in einem Material, in der ein Elektron $1/e$ seiner Energie durch Strahlung verliert; $L_r(\text{Al}) = 24 \text{ g/cm}^2$.) p und $\beta \cdot c$ sind der Impuls und die Geschwindigkeit des Projektils.

Entsprechende Messungen bei höheren Energien und schwereren Projektilen sind am FRS in Vorbereitung. Theoretische Untersuchungen zum relativistischen Streuquerschnitt haben gezeigt [201], daß die Einbeziehung von Magnetfeld- und Retardierungseffekten nur kleine Korrekturen liefern. Trotzdem bleibt es experimentell eine Herausforderung, bei Energien um 1 A·GeV die Theorie der Winkelstreuung zu überprüfen. Der FRS in einem teleskopischen Betrieb und gekühlte Strahlen mit extrem kleiner Eingangsemittanz geben eine ideale Voraussetzung für solche Experimente.

4.3 Erste räumliche Trennung relativistischer Nuklide für alle Elemente bis einschließlich Uran

Eine räumliche Trennung innerhalb von Mikrosekunden oder schneller von Strahlen exotischer Nuklide für alle Elemente ist ein lang angestrebtes Ziel in der experimentellen

Kernphysik. Die im Kapitel 3.2.2 beschriebene $B\rho\text{-}\Delta E\text{-}B\rho$ -Methode kann prinzipiell erstmals diese universelle Forderung erfüllen, wenn die Energie der Reaktionsprodukte hoch genug ist, so daß sie völlig ionisiert das Produktionstarget verlassen.

Grundlegende Ideen zu dieser Methode waren für leichte Teilchen schon in den Konzepten für biologische Anwendungen in Los Alamos [107] und Berkeley [7] eingeführt worden. Die Entwicklung und praktische Erprobung der Separationsmethode für Schwerionen wurde von uns in verschiedenen Experimentphasen vorgenommen. Vor der Fertigstellung der SIS-Beschleunigeranlage hatten wir die $B\rho\text{-}\Delta E\text{-}B\rho$ Separation bei GANIL (Frankreich) am Spektrometer LISE [13] erfolgreich bei Lebensdauermessungen von neutronenreichen ^{40}Ar -Projektilfragmenten eingesetzt [95, 94]. In diesem Experiment war eine Energie von 60 A·MeV ausreichend, um die vollständige Ionisation der Fragmente zu erreichen. Als Produktionstarget wurde dabei ein 190 mg/cm² Berylliumtarget eingesetzt. Der achromatische Degradier bestand aus 180 mg/cm² Aluminium, der durch Biegung die notwendige Form zur $B\rho$ -Anpassung erhielt [95]. Die Schichtdicken des Produktionstargets und des Degradiers sind bei relativistischen Energien (1000 A·MeV) um mehr als eine Größenordnung dicker und verlangen somit andere Herstellungstechniken [106] und Homogenitätsanforderungen. Deshalb wurde in einem weiteren Vorexperiment das Studium der $B\rho\text{-}\Delta E\text{-}B\rho$ -Separation auch auf relativistische Energien erweitert. In diesem Experiment wurden am Energieverlustspektrometer SPES1 [68] bei SATURNE (Frankreich) ^{40}Ar -Projektil bei 400 A·MeV fragmentiert und isotonenrein getrennt [53, 52]. Die Durchführung des Experimentes ver-

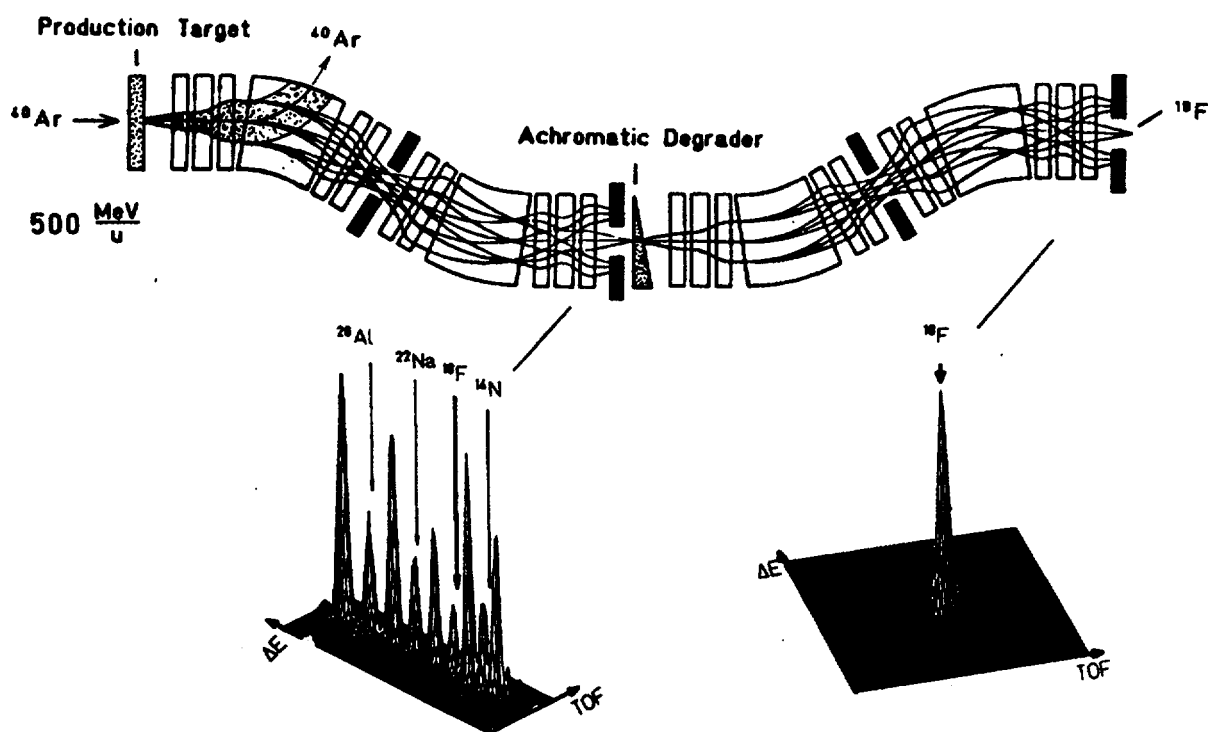


Abbildung 4.14: Prinzip der räumlichen isotonenreinen Separation mit dem FRS, illustriert mit gemessenen Verteilungen von Argonfragmenten an der zentralen und letzten Fokalebene [119]. Das Ziel dieser Einstellung war, die Positronenemitterkerne ^{18}F zu separieren.

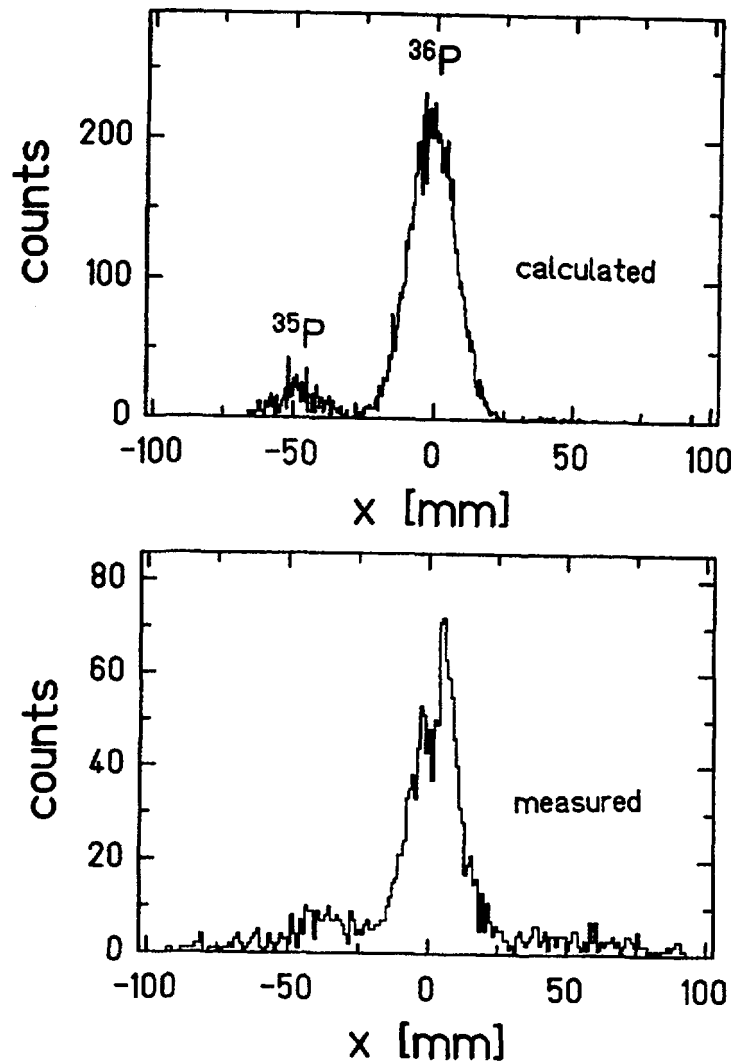


Abbildung 4.15: Separation von einem ^{36}P -Strahl, der durch Fragmentation von 500 A·MeV ^{40}Ar in einem 2 g/cm² Berylliumtarget am Eingang des FRS produziert wurde. Ein achromatischer Aluminiumdegrader ($d/r=0.5$) wurde zur Separation eingesetzt. Das gemessene Ortsspektrum wird mit entsprechenden MOCADI-Rechnungen verglichen.

langte einige Improvisationen, da das Spektrometer SPES1 ionenoptisch nicht für diesen Betrieb konzipiert ist, so daß Aussagen über die Grenzen der Auflösung der $B\rho\text{-}\Delta E\text{-}B\rho$ -Methode nicht gemacht werden konnten. Jedoch bestätigten die experimentellen Ergebnisse prinzipiell unsere gerechneten Vorhersagen einer verbesserten Separationsgüte bei höheren Energien [281, 292].

Erst der Aufbau des Schwerionensynchrotrons SIS und des Fragmentseparators FRS brachten die Voraussetzung, das eingangs erwähnte Ziel für alle Elemente zu erreichen. Der FRS stand am Jahresende 1990 erstmals für Experimente bis zur Fokalebene F_4 zur Verfügung. Aufbauend auf den Erfahrungen der Vorexperimente in Frankreich begannen wir mit der Fragmentation von 500 A·MeV ^{40}Ar . Der experimentelle Aufbau, die Funkti-

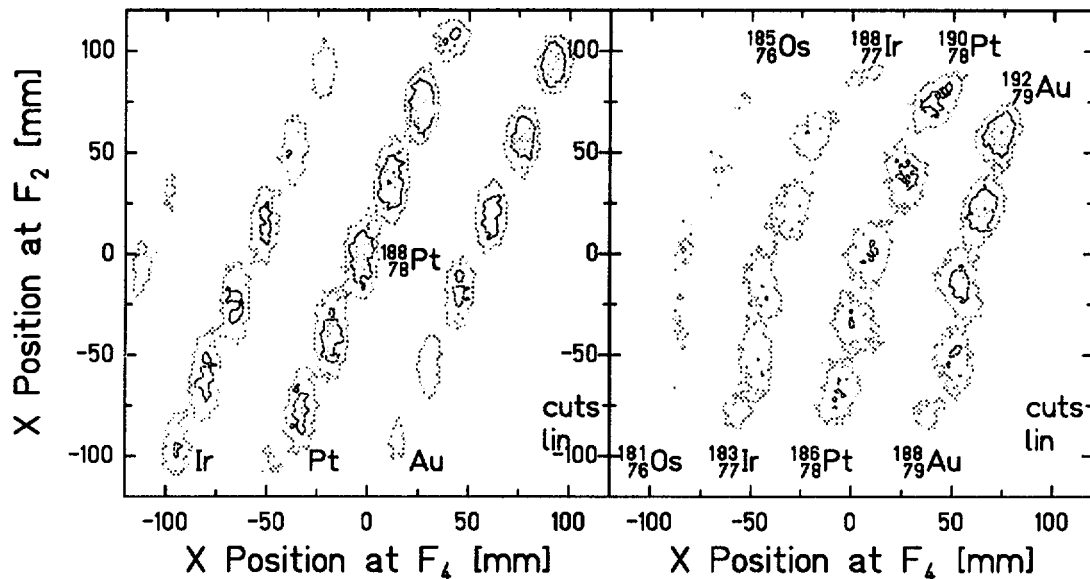


Abbildung 4.16: Separation von einem ^{188}Pt -Strahl, der durch Fragmentation von $1000\text{ A}\cdot\text{MeV}$ ^{197}Au in einem 1.4 g/cm^2 Aluminiumtarget produziert wurde. Ein achromatischer Aluminiumdegrader ($d/r=0.5$) wurde zur Separation eingesetzt. Die gemessenen Ortsspektren (rechts) werden mit entsprechenden MOCADI-Rechnungen (links) verglichen.

onsweise des FRS und Ergebnisse zur Separation sind in der Abbildung 4.14 dargestellt. In einem 2 g/cm^2 Berylliumtarget wurde ^{18}F produziert und anschließend mit Hilfe eines achromatischen Degraders ($d/r = 0.5$) am letzten Fokus isotopenrein von anderen Reaktionsprodukten getrennt [119].

Am Beispiel der Separation von ^{36}P -Nukliden sollen die experimentellen Resultate mit Simulationsrechnungen des Codes MOCADI verglichen werden. Die erreichte räumliche Separation für ^{36}P in der Fokalebene F_4 ist als Ortsspektrum in der Abbildung 4.15 zusammen mit der entsprechenden theoretischen Vorhersage von MOCADI dargestellt.

In der Rechnung sind die ionenoptischen Abbildungen, die atomaren Wechselwirkungen im Produktionstarget und im Degradere sowie die Reaktionskinematik der Projektilfragmentation [215] berücksichtigt. Die Intensität der gerechneten Verteilungen setzt sich aus der ionenoptischen Transmission und den Produktionsquerschnitten [315] zusammen. Man erkennt in der Abbildung 4.15, daß die theoretische Beschreibung der Daten sehr gut ist. Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modellrechnung ist Voraussetzung, um die Magnetfelder des FRS für Fragmentstrahlen mit sehr kleinem Produktionsquerschnitt sicher einstellen zu können.

Mit wachsender Kernladungszahl der ausgewählten Fragmente werden die Anforderungen an die Separationsmethode höher, siehe Kapitel 3.2.2. Deshalb schlossen sich an das Ar-Experiment zunächst Krypton- und Xenon-Fragmentationsexperimente an, bevor wir zu den schwersten Projektilen übergingen. Mit den Ergebnissen aus diesen Experimenten verbesserten wir sowohl unsere theoretischen Modelle als auch die Auflösungen der Detektoren

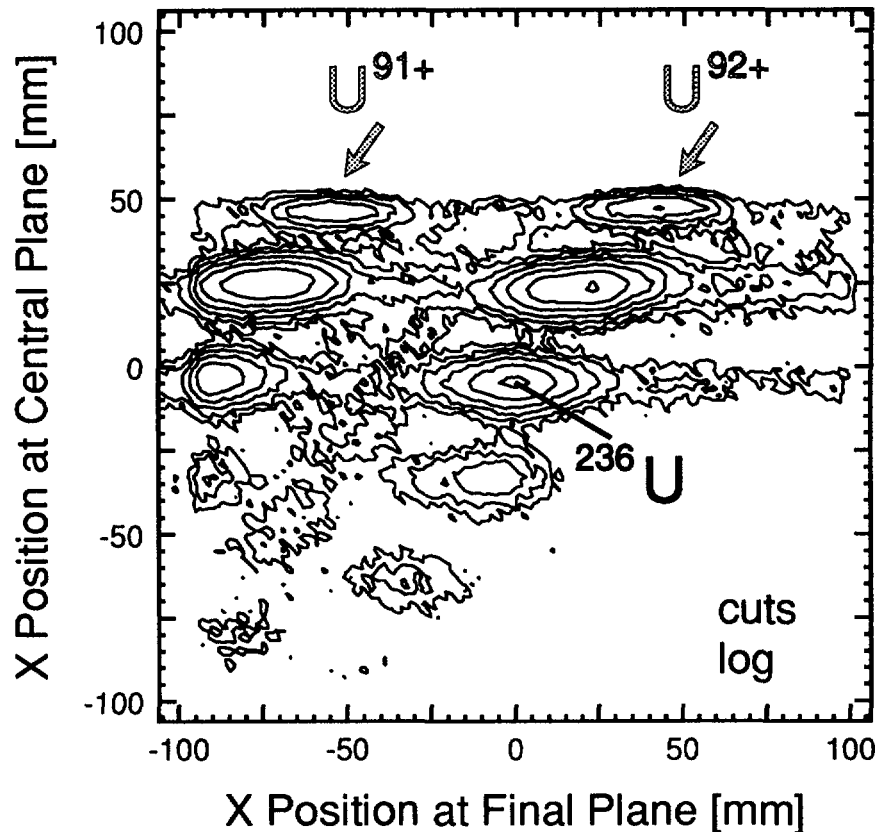


Abbildung 4.17: F₂-F₄ Ortsspektren von Uranfragmenten, die nach Durchqueren eines 5.3 g/cm² achromatischen Al-Degraders noch etwa 542 A·MeV (²³⁶U) haben. Nach dem Degrader sind nur noch 47% der Uranfragmente völlig ionisiert, 42% populieren H- und 11% He-ähnliche Ladungszustände.

zur Teilchenidentifikation. Bei der Abbremsung von Xenon- und Krypton-Fragmenten wurde die Notwendigkeit der Korrekturen zur ersten Bornschen Näherung klar aufgezeigt [278]. Die Massenauflösung der Flugzeitmessung konnte durch Berücksichtigung der ionenoptischen Winkelkorrelation ($B\rho$ -Winkel-Weglängenabhängigkeit) so verbessert werden, daß eine Auflösung von besser als $4 \cdot 10^{-3}$ erreicht wurde, die für alle Fragmentstrahlen bis zum Uran ausreichend ist [346].

Mit diesen Erfahrungen und Verbesserungen untersuchten wir die vorhergesagten Eigenschaften des FRS mit Goldfragmenten. Ein 1000 A·MeV ¹⁹⁷Au-Projektilestrahl wurde in einem 1.4 g/cm² Al-Target fragmentiert. Ein Beispiel für die erreichte isotonenreine Separation ist in der Abbildung 4.16 für die Selektion von ¹⁸⁸Pt dargestellt. Die Ortsverteilungen der Fragmente in der zentralen und letzten Fokalebene sind in Koinzidenz gemessen worden und entsprechend in einer zweidimensionalen Darstellung gezeigt. Benutzt man Blenden in beiden Fokalebene, so kann ein isotonenreiner ¹⁸⁸Pt-Strahl am letzten Fokus abgetrennt werden. In unserem Beispiel wurde ¹⁸⁸Pt gewählt, weil die Massen in diesem Bereich nur teilweise experimentell bekannt sind, und deshalb mit Hilfe der Kombination von FRS und ESR neue direkte Massenmessungen geplant waren. Wiederum sind die Daten zur Separationsgüte in guter Übereinstimmung mit der MOCADI-Rechnung. Kontaminationen durch

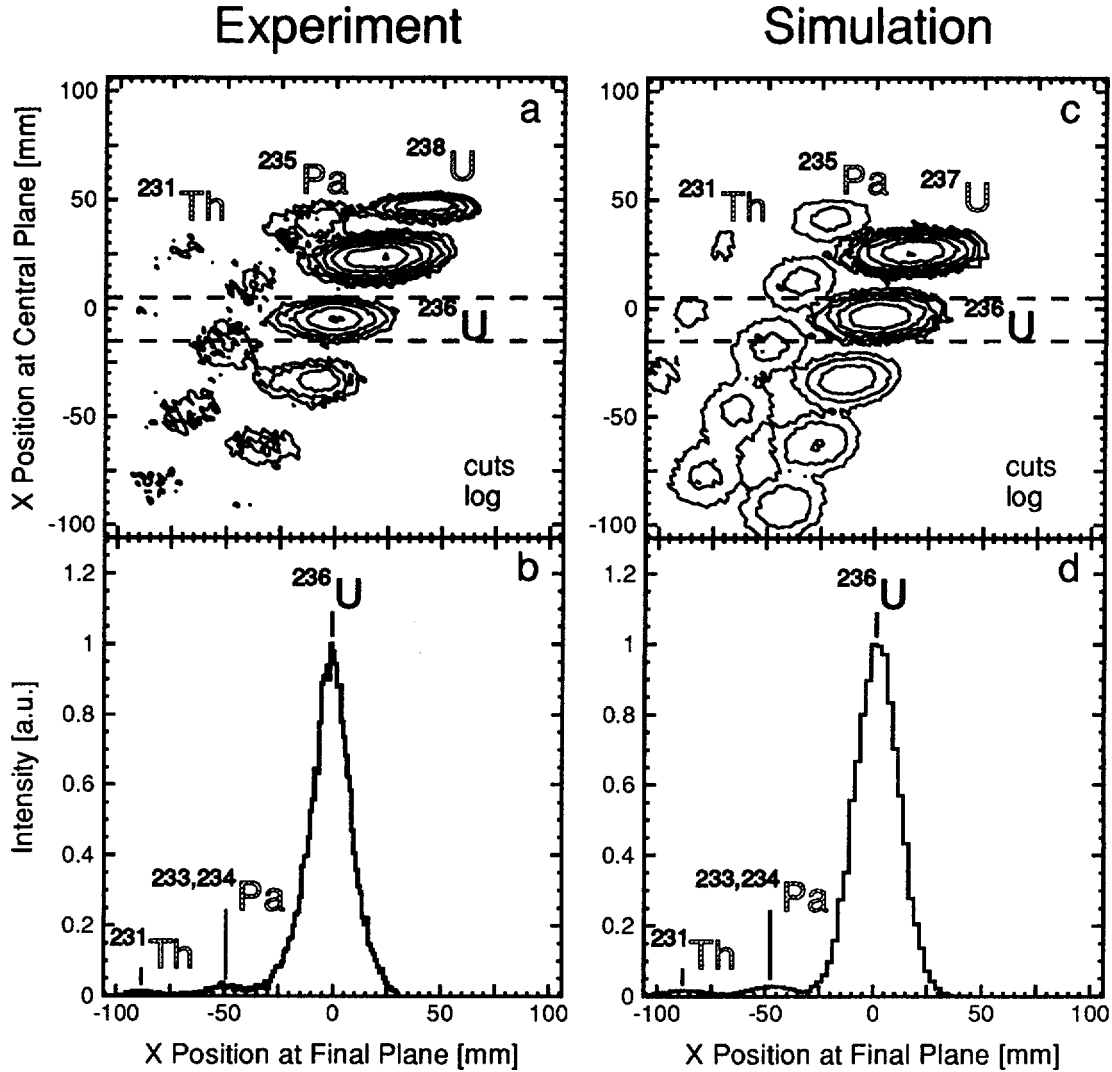


Abbildung 4.18: F₂-F₄-Ortsspektren von Uranfragmenten, die nach Durchqueren eines 5.3 g/cm² achromatischen Al-Degraders noch etwa 542 A·MeV (²³⁶U) haben. Die Kontamination durch nicht völlig ionisierte Fragmente ist mit Hilfe der beschriebenen FRS-Diagnosedetektoren nahezu vollständig eliminiert.

atomare Umladungsprozesse im Target oder Degrader sind bei der gewählten Energie noch gering. Aluminium wurde als Material für das Target gewählt, da für Beryllium der Anteil von H-ähnlichen Fragmenten einen signifikanten Untergrund verursacht hätte. Angemerkt sei, daß bei den Experimenten zur Separation von Sekundärstrahlen außerdem das Ziel verfolgt wurde, die Kenntnisse über die Produktionsquerschnitte und die Reaktionskinematik zu erweitern, denn am LBL (USA) wurden solche Untersuchungen nur für leichtere Fragmente durchgeführt.

Die schwierigste Aufgabe zur Separation von Sekundärstrahlen stellt die Uranfragmentation dar. ²³⁸U⁷³⁺-Projektile wurden vom SIS bei 950 A·MeV extrahiert und auf das FRS-Produktionstarget fokussiert. Mit dieser Projektilenergie erreichte die magnetische Steifigkeit am SIS nahezu den Maximalwert von 18 Tm. Als Produktionstarget wählten wir 205

mg/cm² Kupfer, um den höchsten Anteil an völlig ionisierten Fragmenten zu erhalten. Dennoch erreichten die H- und He-ähnliche Ladungszustände einen Anteil von etwa 20%, siehe unsere Untersuchungen zur atomaren Wechselwirkung im vorangehenden Kapitel. Nach dem 5.3 g/cm² Al-Degrader in der zentralen Fokalebene ist der Anteil der völlig ionisierten Fragmente auf 47% reduziert. Die Experimentbedingungen können prinzipiell durch höhere Energien des Primärstrahles bedeutend verbessert werden. Dies kann dadurch erreicht werden, daß die Uranionen nach Extraktion aus dem SIS völlig ionisiert werden und dann nach Reinjektion über den Speicherring auf etwa 1400 A·MeV beschleunigt werden. Bei dieser Geschwindigkeit sind die Anteile der H- und He-ähnlichen Uranionen nur noch weniger als 8%. Diese Möglichkeit konnte zum Zeitpunkt des Experimentes noch nicht realisiert werden. Der Anteil der Uranfragmente in verschiedenen Ladungszuständen verursacht eine hohe Kontamination in den zweidimensionalen Ortsspektren der zentralen und letzten Fokalebene. Diese Schwierigkeit wird in der Abbildung 4.17 aufgezeigt.

Die Zuhilfenahme der FRS-Dektoren zur Teilchenidentifikation erlaubt als zusätzliche Koinzidenzbedingung, die Verteilungen in den unerwünschten Ladungszuständen zu eliminieren. Das resultierende Ortsspektrum ist in der Abbildung 4.18 dargestellt. In diesem Beispiel sind die Magnetfelder des FRS auf ²³⁶U eingestellt worden. Man erkennt, daß nach Elimination der verschiedenen Ladungszustände ($q \neq Z$) die räumliche Auflösung auch für die schwersten Nuklide erreicht wird. Mit diesem Resultat wurde das Hauptkonstruktionsziel des FRS erreicht und sogleich erstmals eine universelle Anlage für Experimente mit exotischen Kernen für Forschung und Anwendung bereitgestellt.

Kapitel 5

Experimente mit relativistischen exotischen Kernen am FRS

5.1 Periphere Kernreaktionen relativistischer Schwerionen

Erste Untersuchungen von Kernreaktionen mit relativistischen Schwerionen bis 2 A·GeV wurden in Berkeley (USA) am BEVALAC durchgeführt [318, 354, 134, 7]. Die häufigsten Kernreaktionen bei diesen Energien sind periphere Stöße, die zur elektromagnetischen Dissoziation oder zur Projektilfragmentation führen. Die Experimente am Bevalac nutzten hauptsächlich leichte Projektile wie ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$, ^{40}Ar und ^{48}Ca , so daß es mit der Inbetriebnahme des FRS naheliegend war, diese Forschungen mit schwereren Projektilen zu erweitern, denn unser zentrales Ziel ist es, die Projektilfragmentation zur Erzeugung von exotischen Nukliden im gesamten Periodensystem einzusetzen. Hier werden einige charakteristische Ergebnisse mit schweren Projektilen vorgestellt, die in der ersten Experimentphase am FRS gewonnen wurden. Wir nützten für unsere Untersuchungen Projektile vom Kohlenstoff bis zum Uran in einem Energiebereich von einigen hundert A·MeV bis maximal 2 A·MeV. Die Meßgrößen waren hauptsächlich die Erzeugungsquerschnitte und die longitudinalen Impulsverteilungen der Projektilfragmente.

Der Experimentaufbau am FRS zur Messung der Erzeugungsquerschnitte entsprach im Prinzip der in Kapitel 4 beschriebenen Anordnung. Die Intensität des Projektilstrahles am Target wurde mit einem Sekundärelektronenmonitor [368, 4] für jeden SIS-Puls gemessen. Die Reaktionsprodukte konnten durch koinzidente Bestimmung der magnetischen Steifigkeit ($B\rho$), Flugzeitmessung (TOF) und Energiedeposition (ΔE^*) in einer Ionisationskammer eindeutig nach A und Z identifiziert [346] werden. Abhängig von der Zielsetzung im jeweiligen Experiment wurden die Reaktionsstudien mit und ohne den Degradier an F_2 durchgeführt. Die isotonenreine räumliche Trennung mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode wurde hauptsächlich dann eingesetzt, wenn die separierten Fragmente in einem zweiten Experimentteil am letzten Fokus zu Sekundärreaktionen gezielt eingesetzt, oder wenn ausgewählte Isotope zur Zerfallsspektroskopie implantiert wurden. Experimente, in denen ein weites Feld von Fragmenten gleichzeitig untersucht werden sollten, wurden ohne den Degradier durchgeführt [352, 346, 259]. Die ionenoptische Transmission wurde mit dem Simulations-

programm MOCADI überprüft und als Korrektur bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingesetzt.

Im folgenden werden einige charakteristische Ergebnisse unserer Messungen zur Fragmentation mit schweren Projektilen diskutiert, die in einigen Teilaspekten die theoretischen Annahmen und auch die semiempirischen Skalierungen verbessern.

5.1.1 Projektilfragmentation

Kernladungsverteilung und Anregung

Zunächst wurden die Fragen nach der Ladungsverteilung und Anregung von schweren Präfragmenten untersucht. Beide Eigenschaften beeinflussen sehr empfindlich die Isotopenverteilung der beobachteten Fragmente. Da die Präfragmente in der Regel nicht direkt der Messung zugänglich sind, bestand diese Untersuchung aus einem Vergleich zwischen den gemessenen Wirkungsquerschnitten und den entsprechenden Rechnungen. In den Rechnungen wurden dabei die Anregungsenergie und die Ladungsverteilung im Abrasionsschritt [284] verändert bis Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt wurde. Unser Ergebnis zur Ladungsverteilung der Präfragmente ist, daß diese gut mit einer hypergeometrischen Verteilung beschrieben werden kann, das bedeutet, daß die Protonen und Neutronen in guter Näherung statistisch unabhängig voneinander abradiert werden. Ein Ansatz, der auf Nullpunktsschwingungen einer Dipolriesenresonanz beruht, gibt eine viel zu schmale Massenverteilung für ein Element [214, 284].

Die Anregungsenergie des Präfragmentes nach der Abrasion bestimmt die Anzahl der Evaporationschritte in der Ablationsphase der Fragmentation. Die einfache Annahme im geometrischen Abrasionsmodell, daß die Anregungsenergie aus der vergrößerten Oberflächenenergie berechnet werden kann, liefert etwa um einen Faktor 10 zu kleine Werte [309].

Für die mittlere Anregungsenergie pro abradiertem Nukleon erhielten wir mit $E^* = 27$ MeV die beste Übereinstimmung bei schweren Projektilen (Au, Pb, U). Diese Anregungsenergie ist um einen Faktor 2 größer als sie im Modell von Gaimard und Schmidt [114] angenommen wurde. Als Beispiel der entsprechenden Anpassung zeigen wir in der Abbildung 5.1 die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte von Iridium- und Platinisotopen aus der Fragmentation von $1000 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ ^{197}Au -Projektilen in Aluminium. Man erkennt, daß besonders die neutronenreiche Seite der Isotopenverteilung empfindlich auf die Variation der Anregungsenergie reagiert. Zur Illustration ist auch die Präfragmentverteilung eingezeichnet, die man erhält durch die Annahme von $E^*=0$ erhält.

Produktionswirkungsquerschnitte

Ein weiteres Ziel unserer Untersuchungen war, eine zuverlässige Vorhersage für die Fragmentationsquerschnitte für alle Projektilen im Energiebereich zwischen $100\text{-}1000 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ zu gewinnen. Unsere Daten wurden dabei als Stützstellen zur Verbesserung der theoretischen Annahmen benutzt. Die globale Beschreibung mit einer Gültigkeit für alle Projektilen kann sicher nur in Näherungen gegeben werden, wobei Details der Kernstruktur unberücksichtigt bleiben. Jedoch wurde durch Anpassung einiger Parameter in allen drei Rechenprogrammen, EPAX [315], INC (ISAPACE) [102, 259], und ABRABLA [114] zufrie-

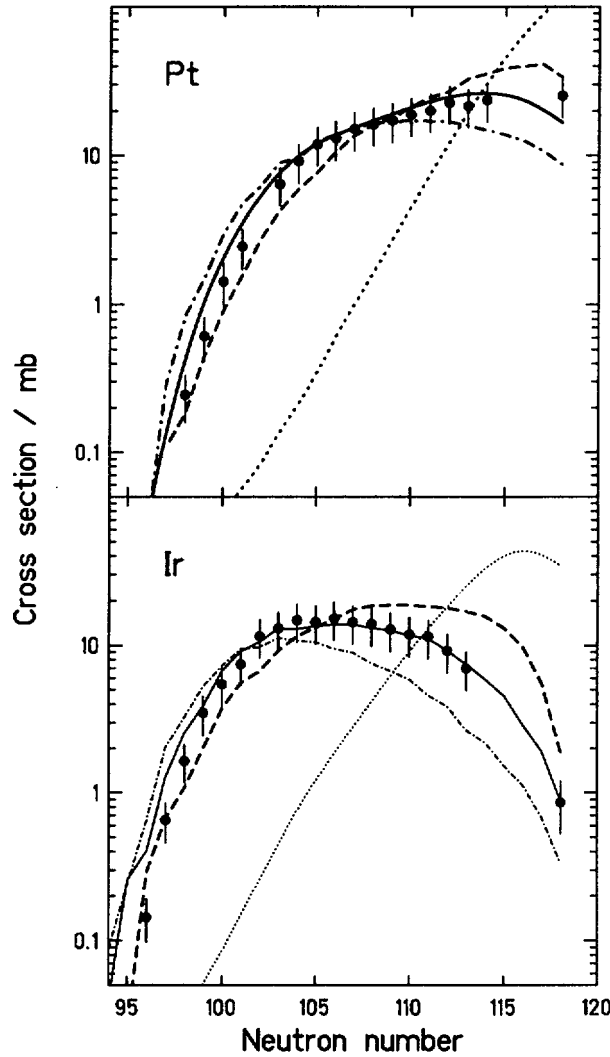


Abbildung 5.1: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für die Fragmentation von 1000 A·MeV ^{197}Au -Projektilen in einem Aluminiumtarget. Die experimentellen Daten sind mit Rechnungen verglichen [284], in denen die mittlere Anregungsenergie (E^*) pro abradiertem Nukleon variiert wurde. Die durchgezogene Kurve entspricht $E^* = 26.6$ MeV, die gestrichelte 13.3 MeV und die strichpunktiierte 53.2 MeV. Die gepunktete Linie repräsentiert die Verteilung der Präfragmente ($E^* = 0$ MeV).

denstellende Ergebnisse erzielt, die vermitteln, daß die wichtigsten physikalischen Prozesse bei der Fragmentation richtig beschrieben werden. Ein Beispiel für den Vergleich der Daten mit den Vorhersagen der Programme ist in der Abbildung 5.2 gegeben. Es wurden ^{86}Kr - und ^{129}Xe -Projektilfragmente ausgewählt, an denen die Parameter der verschiedenen Rechenprogramme nicht explizit angepaßt wurden. Man erkennt, daß die intranukleare Kaskadenrechnung (ISAPACE) und die EPAX-Parametrisierung die Daten gut beschreiben, während in diesen Beispielen die ABRABLA-Rechnung geringfügig besser ist. In dieser Rechnung ist explizit die empirisch bestimmte Anregungsenergie von 27 MeV pro abgeschertem Nukleon implementiert. Die Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte in der

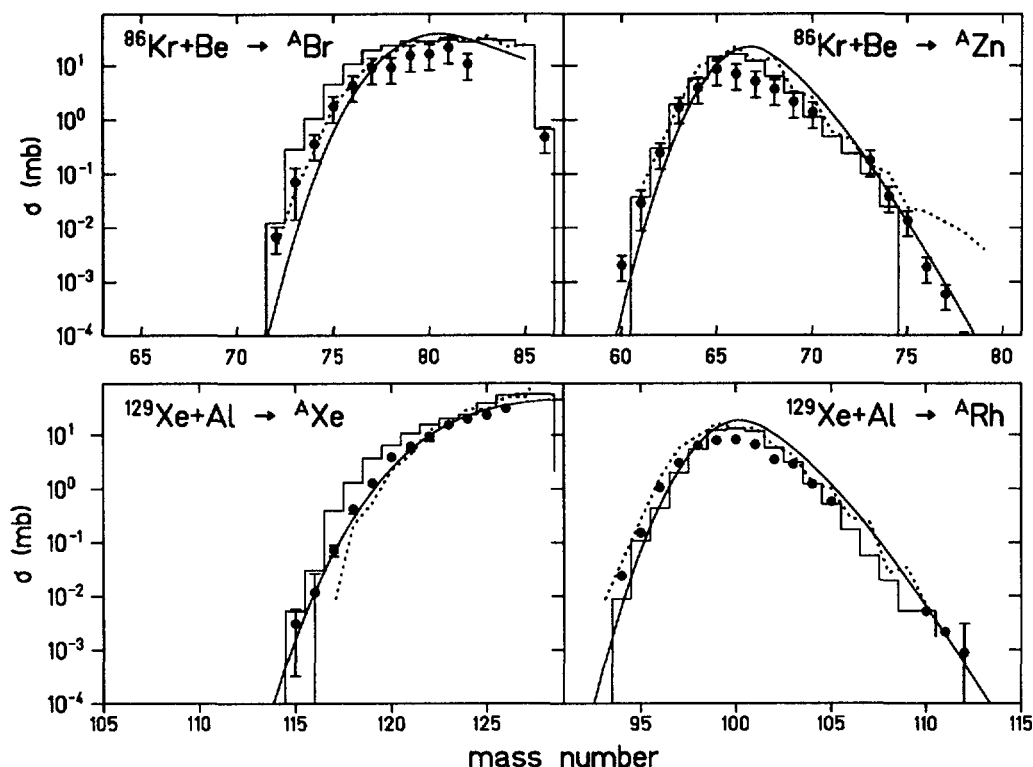


Abbildung 5.2: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für die Fragmentation von 500 A·MeV ^{86}Kr - und 800 A·MeV ^{129}Xe -Kernen in Beryllium- bzw. Aluminiumtargets. Die experimentellen Daten sind mit Vorhersagen von EPAX [315] (durchgezogene Kurve), ISAPACE [102, 259] (Histogramm) und ABRABLA [114] (gepunktete Kurve) verglichen.

Nähe einer beliebigen Projektilmasse werden von allen drei Programmen etwa auf einen Faktor 2 realistisch wiedergegeben, während bei sehr großer Massendifferenz zum Projektil die Diskrepanz zwischen Vorhersage und Experiment eine Größenordnung betragen kann.

Longitudinale Impulsverteilung

Neben der Berechnung der Fragmentationswirkungsquerschnitte ist die Kinematik der Reaktion zum Verständnis der Stoßprozesse und auch für praktische Anwendungen wichtig. Will man beispielsweise die Magnetfelder des FRS auf den mittleren Impuls eines ausgewählten Fragmentes einstellen, so ist es erforderlich, daß man den Impulsverlust durch die Reaktion berechnen kann. In Experimenten mit 500 A·MeV ^{86}Kr - [352] und 790 A·MeV ^{129}Xe -Projektilen [259] wurden die longitudinalen Impulsverluste von mehreren Hundert Projektilfragmenten an der dispersiven Fokalebene F_2 gemessen. Gemittelt über alle Fragmentmassen im Bereich bis hinunter zur halben Projektilmasse ($A_f \geq A_p/2$) stellt die Morrissey-Systematik [215] (s. Formel 2.17) eine gute Näherung dar. Eine Mittelung über alle Kryptonfragmente in diesem Massenbereich ergab (8.8 ± 0.1) MeV/c pro entferntem Nukleon. Dieser Wert des Impulsverlustes im Projektilsystem ist nicht nur für die 500 A·MeV Daten repräsentativ, sondern wurde auch in einem Experiment mit ^{86}Kr -Projek-

tilen bei 70 A·MeV bestätigt [246]. Betrachtet man den gemessenen Impulsverlust für ein festes Element der Fragmente (Z_f), so zeigt dieser noch immer die lineare Abhängigkeit zur Massendifferenz ($A_p - A_f$), jedoch ist die Steigung innerhalb einzelner Elemente unterschiedlich und kann bis mehr als einen Faktor 2 vom globalen Fit über alle Fragmentmassen abweichen. Eine bessere Vorhersage als der oben angegebene globale Parameter erreichte Reinhold [259] durch Berücksichtigung des Impulsübertrages beim Bindungsaufbruch im INC-Programm ISAPACE. Die Breite der Impulsverteilung ist die zweite wichtige kinema-

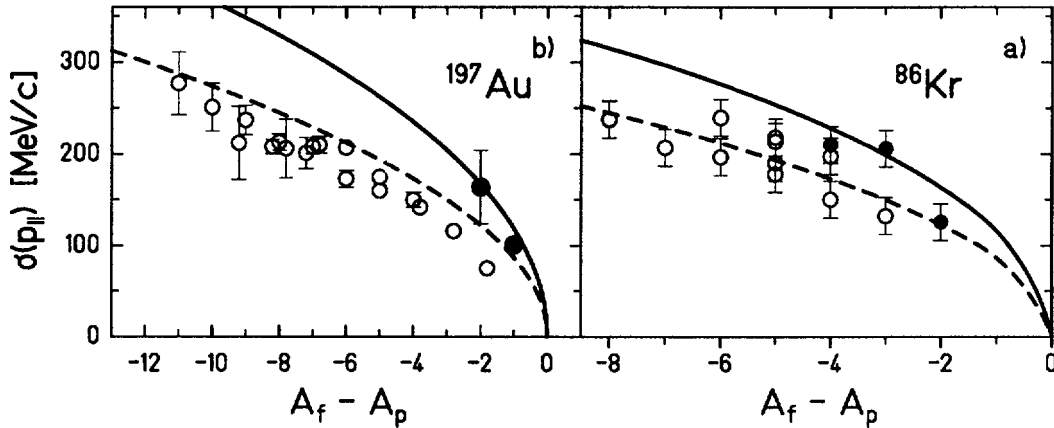


Abbildung 5.3: Longitudinale Impulsbreiten der Projektilfragmente aus den Reaktionen mit 500 A·MeV ^{86}Kr - a) [352] und 1000 A·MeV ^{197}Au -Projektilen b) [346] in Abhängigkeit von der Differenz zwischen Projektil- und Fragmentmasse. Die reinen Protonenverlustprodukte sind durch volle Kreise gekennzeichnet. Die Daten sind mit der Goldhaber-Theorie [129] (durchgezogene Kurve) und mit der Systematik von Morrissey [215] (gestrichelte Linie) verglichen.

tische Observable, die wir diskutieren wollen. Die ersten Experimente zur Impulsverteilung von Projektilfragmenten wurden mit ^{12}C - und ^{18}O -Projektilen bei 1.05 und 2.1 A·GeV am LBL durchgeführt [134]. Die Beobachtung war, daß die Verteilungen im Projektilsystem gaußförmig und isotrop sind. Weiterhin wurden weder Target- noch Energieabhängigkeit festgestellt. Die gemessenen Standardabweichungen der Fragmente sind in guter Übereinstimmung mit der Goldhaber-Theorie [129], die die Fermi-Impulse der vom Projektil entfernten Nukleonen direkt als Ursache für die beobachtete Impulsverteilung ableitete. Hüfner und Nemes [161] verknüpften die Impulsverteilung der ^{16}O -Fragmente mit Hilfe der Glauber-Streutheorie [127] mit der Kernstruktur des Projektilkerns. Sie erkannten, daß die longitudinale Impulsverteilung aus der relativistischen Projektilfragmentation in speziellen Fällen geeignet ist, um die Kernstruktur zu untersuchen. Beide theoretischen Ansätze gehen davon aus, daß das beobachtete Fragment mit dem Präfragment aus dem Abrasionsprozeß identisch ist. Diese Annahme ist für Schwerionen nur in seltenen Fällen gerechtfertigt, da die verbleibende Anregungsenergie meist die Schwelle für Nukleonenabdampfung überschreitet. Für schwere Projektilfragmente gab es vor unseren Experimenten keine Messungen der Impulsverteilungen.

Die mit dem FRS gemessenen Breiten der longitudinalen Impulsverteilung der Projektillfragmente aus den Reaktionen von 500 A·MeV ^{86}Kr - und 1000 A·MeV ^{197}Au -Kernen sind in der Abbildung 5.3 dargestellt [352, 346]. Ein Vergleich mit der Goldhaber-Theorie zeigt, daß die Mehrzahl der Daten überschätzt wird. Nur die 1p- und 2p-Reaktionen werden von dieser Vorhersage gut beschrieben [283]. Die Erklärung dafür ist einfach: Damit diese Protonenverlustkanäle beobachtet werden können ist Voraussetzung, daß der Ablauf eine direkte Reaktion darstellt, die den Präfragmentkern in einem niedrigen Anregungszustand zurückläßt. Andernfalls würden bei diesen neutronenreichen Kernen sogleich Neutronen emittiert. Nur in diesen Sonderfällen ist die gemessene Impulsbreite ein Indikator für die Impulse der Nukleonen im Projektilkern, bevor sie herausgeschlagen wurden. Regt sich der Kern durch Emission von Nukleonen ab, so ist dieser Beitrag durch den Rückstoß wesentlich kleiner und erklärt somit, daß die Mehrzahl der Fragmente kleinere Impulsbreiten aufweisen. Die Morrissey-Systematik [215], die auf experimentellen Daten der Target- und Projektillfragmentation basiert, stellt im Mittel eine gute Beschreibung dar.

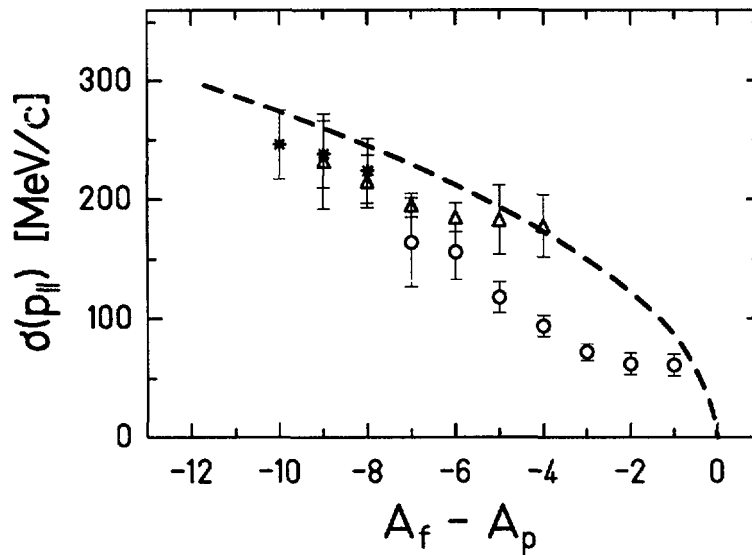


Abbildung 5.4: Longitudinale Impulsbreiten von U- (Kreise), Pa- (Dreiecke) und Th-Fragmenten (Sterne) aus der Reaktion von 950 A·MeV ^{238}U -Projektilen mit Kupferkernen [199]. Die Kurve repräsentiert die Vorhersage der Morrissey-Formel [215].

Entsprechende Meßergebnisse aus der Fragmentation von 950 A·MeV ^{238}U -Projektilen in einem Kupfertarget sind in der Abbildung 5.4 für Uran-, Palladium-, und Thoriumfragmente im Vergleich zur Morrissey-Formel dargestellt. Man erkennt, daß die Übereinstimmung mit der Systematik für $_{91}\text{Pa}$ und $_{90}\text{Th}$ gut ist, während die Uranwerte erheblich unter der Vorhersage liegen. Diese Beobachtung kann für die Entfernung der ersten drei Neutronen vom Projektil auf die elektromagnetische Anregung mit nachfolgendem Zerfall der Riesenresonanzen erklärt werden, siehe elektromagnetische Dissoziation im nächsten

Abschnitt. Da die elektromagnetische Anregung im Mittel weniger als halb soviel Energie in das Präfragment deponiert als die Abrasion von Neutronen in einem Kernstoß mit überlappenden Radien der Stoßpartner, werden mehr Neutronen mit einer geringen kinetischen Energie ($E_{kin} = (4-8) \text{ MeV}$ im Projektilsystem, entsprechend einer Rückstoßimpulsbreite von $50-70 \text{ MeV}/c$) abgedampft, was eine Erklärung für die relativ schmale Impulsbreite ist.

5.1.2 Elektromagnetische Dissoziation

Am LBL [148, 236] wurden die Fragmentationsquerschnitte von ^{18}O -Projektilen bei $1.7 \text{ A}\cdot\text{GeV}$ in verschiedenen Targetmaterialien systematisch untersucht. Ein wichtiges Ergebnis war, daß die Produktionsquerschnitte für $^{16,17}\text{O}$ in schweren Targets, wie Blei und Uran, mehr als einen Faktor 2 größer waren, als man von der Skalierung für nukleare Fragmentation erwarten sollte. Diese Beobachtung konnten sie eindeutig auf elektromagnetische Anregung (E1- und E2-Anregung) mit anschließendem Zerfall der Riesenresonanzen durch Emission von hauptsächlich einem Neutron zurückführen.

Wie sieht nun der Einfluß der Coulomb-Anregung bei schweren Ionen aus? In der Abbildung 5.5 sind unsere gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Fragmentation eines ^{208}Pb -Projektilstrahles in einem Kupfertarget bei $1 \text{ A}\cdot\text{GeV}$ gezeigt. Es sind nur Ergebnisse für die Neutronenverlustkanäle (xn) des Projektils dargestellt. Auffällig ist der starke Anstieg der Produktion bei den $1n$ - und $2n$ -Reaktionsprodukten. Ein Vergleich der Daten mit den Rechnungen des Fragmentationsprogramms ABRABLA [114] zeigt, daß die Mehrzahl der Meßwerte gut mit der theoretischen Beschreibung übereinstimmt, während die beobachtete Erhöhung der Querschnitte für $^{207,206}\text{Pb}$ nicht mit der Fragmentation zu erklären ist. Es liegt nahe zu folgern, daß diese Querschnittserhöhung auf die elektromagnetische Dissoziation zurückzuführen ist. In der Tat kann die Addition des elektromagnetischen Anteils, berechnet nach der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Weizsäcker-Williams Methode durch Faltung des äquivalenten Photonenspektrums mit den experimentellen (γ, n) Querschnitten unsere Meßwerte gut beschreiben.

Wir wollen uns jetzt einem interessanten, jedoch komplexeren Problem der elektromagnetischen Dissoziation zuwenden. In einem Experiment am FRS mit $950 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ ^{238}U -Projektilen wurden die xn -Kanäle als Indikator für elektromagnetische Dissoziation gemessen [28]. Es wurden dabei die Reaktionskanäle $1n$ bis $5n$ in $377 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Aluminium-, $205 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Kupfer- und $1256 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Bleitargets identifiziert. Es ist wichtig bei diesen Untersuchungen auch die höheren Neutronenverlustkanäle zu messen, da man gerade bei diesen den Anteil der Multiphonon-Anregung studieren kann. Die Zweiphonon-Dipolanregung (DGDR) wurde bei der GSI erstmals experimentell nachgewiesen [98]. Der Nachweis wurde kürzlich in drei Experimenten mit ganz verschiedenen Methoden erbracht, wobei das Studium der xn -Kanäle zu dieser Experimentreihe gehörte [286, 265, 26]. Bei schweren Kernen, wie Gold und Uran, wird hauptsächlich der $3n$ -Kanal von der Zweiphononen-Dipolresonanz dominiert, siehe Rechnungen und Abbildung in Kapitel 2.2. Der Anteil der DGDR ist bei etwa 22 MeV dominant. Zu den xn -Zerfallskanälen kommt bei Urankernen noch die Spaltung als Möglichkeit der Abregung hinzu.

Vergleicht man die Rechnungen mit den gemessenen Daten, so findet man gute Übereinstimmung bei den $1n$ - und $2n$ -Querschnitten, wobei die Spaltung die entsprechenden

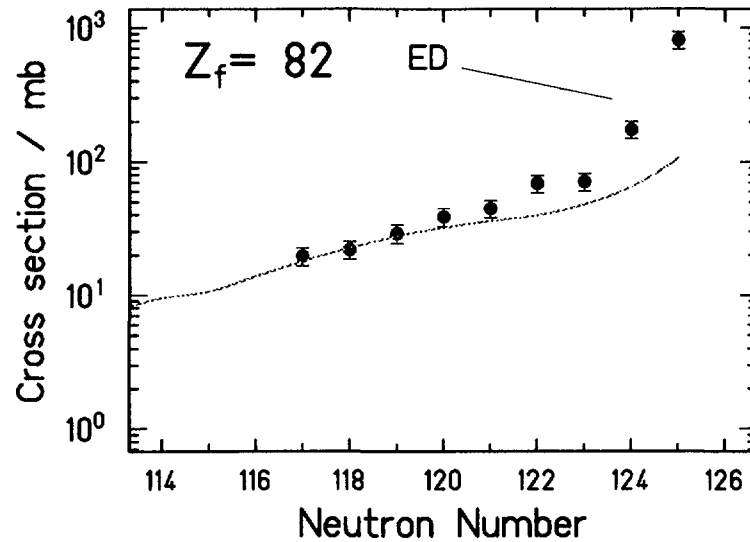


Abbildung 5.5: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für die Fragmentation eines ^{208}Pb -Projektilstrahles in einem Kupfertarget bei 1 A-GeV [170]. Die dargestellten Daten entsprechen Fragmenten, die nur durch Neutronenverlust entstanden sind. Die Daten sind mit Rechnungen des Fragmentationsprogramms ABRABLA [114] verglichen. Die großen Abweichungen der Rechnungen bei den 1n-, 2n-Ausgangskanälen können durch den Beitrag der elektromagnetischen Dissoziation erklärt werden.

Reaktionskanäle um 20 % bzw. 35 % verringert [28]. In der Literatur gibt es jedoch zwei Messungen für die photonuklearen Wirkungsquerschnitte für ^{238}U -Kerne [80, 342], die eine unterschiedliche Parametrisierung der Lorentzkurven für die Einphononendipolresonanz und etwa 20 % Unterschiede in den Dipolstärken bedingen. In der Abbildung 5.6 haben wir beide Ergebnisse als Eingabeparameter in den Rechnungen verwandt und mit unseren Daten verglichen. Den dominanten Beitrag am 3n-Querschnitt liefert die DGDR, die den Urankern im Bereich zwischen (20-30) MeV anregt. Durch den steilen Abfall des äquivalenten Photonenspektrums in Abhängigkeit von der Anregungsenergie sind Einfachanregungen durch Dipol- und Quadrupol-Anteile in diesem Energiebereich nur noch gering. Eine Rechnung ohne den DGDR-Beitrag würde die gemessenen 3n-Wirkungsquerschnitte um etwa einen Faktor 3 unterschätzen. Bemerkenswert ist, daß im Fall von ^{238}U schon die einfache Berechnung mit der Näherung des harmonischen Oszillators [44] gute Übereinstimmung mit den Daten gibt, während die gleiche Rechnung für ^{197}Au -Kerne nicht ausreichend ist [26]. Als mögliche Ursache für diese Beobachtung kann jedoch auch eine höhere Spaltwahrscheinlichkeit in diesem Anregungsbereich in Betracht kommen. Insgesamt sind die Rechnungen in guter Übereinstimmung mit den Daten, wie es in der Abbildung 5.6 explizit für die 1n-, 2n- und 3n-Querschnitte aufgezeigt wird. Die experimentelle Parametrisierung der Dipolstärken nach Caldwell et al. [80] führt zu einer geringfügig besseren Beschreibung. Auch die 4n- und 5n-Querschnitte sind im Einklang mit den Rechnungen, wobei die elektromagnetische Anregung für den 5n-Kanal vernachlässigbar ist. Zusammenfassend kann man feststellen, daß unsere Messungen den Einfluß der elektromagnetische

Dissoziation auch bei den schwersten Kernen deutlich widerspiegeln und auch den Einfluß der Zweiphononen-Dipolanregung eindeutig aufzeigen. Die Methode der äquivalenten Photonen ist generell gut geeignet, um die experimentellen Daten für einen großen Projektil- und Energiebereich zu beschreiben.

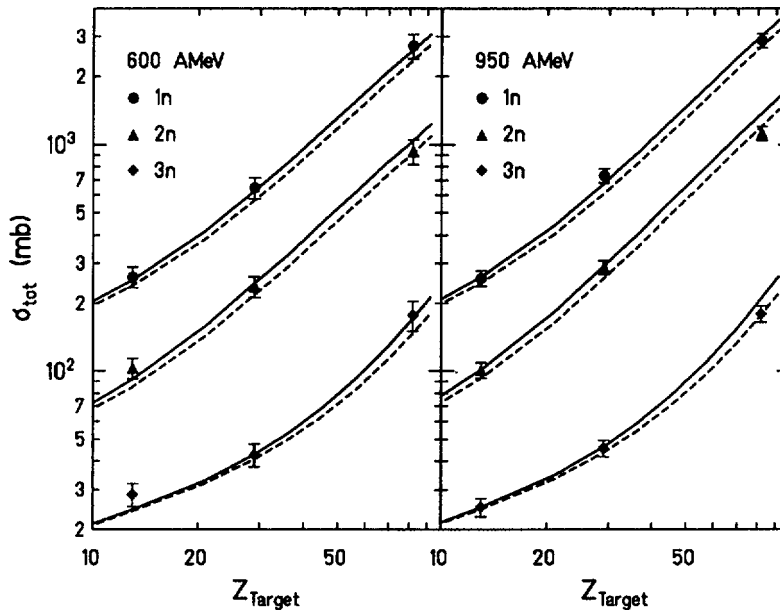


Abbildung 5.6: Experimentelle 1n-, 2n-, 3n-Wirkungsquerschnitte für 600 und 950 A-MeV ^{238}U -Kerne in Al-, Cu-, und Pb-Targets [28]. Die Linien repräsentieren die beschriebenen Rechnungen, wobei die durchgezogene Kurve auf den Meßdaten von Caldwell et al. [80] beruht und die gestrichelte auf den Werten von Veyssiere et al. [342]. In der Darstellung sind die elektromagnetischen und die nuklearen Anteile enthalten.

5.1.3 Spaltung relativistischer Schwerionen

Periphere Kernstöße mit relativistischen Uranionen sind besonders interessant, weil sie in den Ausgangskanälen auch Spaltung verursachen, denn sowohl die elektromagnetische Anregung der Riesenresonanzen als auch die Anregung beim Abscheren von schon einem Projektilnukleon überschreiten die Spaltbarriere. Das Studium der Reaktion selbst und die Spaltung als Quelle für sehr neutronenreiche Kerne sind dabei unsere Hauptinteressen.

Welche neuen Aspekte bietet die Spaltung relativistischer Kerne? Neutronen- und protoneninduzierte Spaltung von schweren Actinoiden wird schon lange erfolgreich zur Produktion von radioaktiven Kernen eingesetzt [42, 30]. Allerdings ist die Akzeptanz ionenoptischer Rückstoßspektrometer für die Trennung dieser Targetsplattfragmente infolge ihrer nahezu isotropen Emission sehr gering. Zum Beispiel hat das Spektrometer Lohengrin [212] am ILL eine Akzeptanz für Uransplattfragmente von etwa 10^{-5} . Drastisch wird die Emittanz

der Spaltfragmente verbessert, wenn der Spaltprozeß im Fluge in angeregten relativistischen Kernen passiert. Diese Fokussierung in Vorwärtsrichtung eröffnet neue Experimentiermöglichkeiten. Der FRS hat eine Akzeptanz im achromatischen Standardbetrieb für 800 A·MeV Uranspaltfragmente von 3-6 %.

Die erfolgreiche Trennung von Uran-Projektilfragmenten mit dem FRS, siehe Kapitel 4.3, ermöglicht einen interessanten Zugang zur Untersuchung von Niederenergiespaltung in einem großen Bereich der Kerne zwischen Uran und Blei, der vorher technisch nicht zugänglich war [285]. Diese Art der Spaltung mit sehr geringer Anregung wird durch den Zerfall der Dipolriesenresonanz erreicht, siehe vorangehendes Kapitel.

Zur Untersuchung der Spaltung am FRS wurde ein 750 A·MeV ^{238}U Projektilstrahl auf ein 1.25 g/cm² dickes Bleitarget am Eingang des FRS fokussiert [42]. Die Identifikation und Separation der Spaltfragmente wurde durch koinzidente Messungen der magnetischen Steifigkeit ($B\rho$), der Flugzeit (TOF) und der Energiedeposition (ΔE^*) für jedes einzelne Teilchen erreicht ($B\rho$ -TOF- ΔE^* -Methode).

In der Darstellung, siehe Abbildung 5.7, der Energiedeposition als Funktion der $B\rho$ -korrelierten Flugzeit kann man deutlich erkennen, daß alle Reaktionsprodukte sowohl in der Masse als auch in der Kernladung sehr gut getrennt sind. Der Elementbereich der in diesem Spektrum gemessenen Fragmente liegt zwischen $30 \leq Z_f \leq 60$. Man sieht zwei Häufigkeitsverteilungen, die klar die bekannten Merkmale einer niederenergetischen, asymmetrischen Uranspaltung tragen. Diese Messung ist die erste isotonenreine Trennung, die für die schwere Spaltgruppe erfolgreich mit Teilchendetektoren in Verbindung mit Rückstoßspektrometer durchgeführt wurde. Bei Experimenten mit entsprechenden (0.5-1.2) A·MeV Targetspaltfragmenten kann diese Auflösung prinzipiell wegen des großen Betrags der atomaren Energieverluststreuung nicht erreicht werden [128].

Das gezeigte Spektrum soll noch etwas näher erläutert werden, weil die Resultate auf den ersten Blick doch überraschend sind. Die relativistische Kinematik der Spaltfragmente ist ein wichtiger Schlüssel zum Verständnis dieses Spektrums. Die Uranprojekteile werden hauptsächlich in peripheren Kernstößen angeregt und können durch Spaltung zerfallen. Die freiwerdende Spaltenergie wird fast vollständig in die kinetische Energie der Spaltfragmente umgewandelt. Eine entsprechende Lorentz-Transformation zeigt, daß die parallel zur Projektilgeschwindigkeit emittierten Spaltfragmente eine entsprechend 50 A·MeV höhere Geschwindigkeit haben als der spaltende Kern, sie sollten somit vollständig von allen anderen Reaktionsprodukten kinematisch getrennt sein, denn diese haben maximal die Geschwindigkeit des Projektils oder erfahren den oben diskutierten Energieverlust in der Fragmentation. Praktisch haben wir die kinematische Trennung erreicht, indem wir die magnetische Steifigkeit des FRS (3-10) % höher eingestellt haben als die entsprechende Steifigkeit des Uranstrahles nach dem Target. Da der FRS in diesem Experiment einen Konus aus der Winkelverteilung der Fragmente von ± 15 mr akzeptiert, sind die Spaltfragmente vollständig von den anderen Reaktionsprodukten getrennt. Die Spaltfragmente nach dem Target sind durch eine Impulsbreite von etwa 11 % und einen Winkelbereich von ± 30 mr charakterisiert. Die Berechnungen zur Kinematik der relativistischen Spaltfragmente wurden mit dem Programm MOCADI ausgeführt, in dem Meßergebnisse aus der Spaltung von ^{236}U mit thermischen Neutronen implementiert wurden.

Die erstaunlich gute Z-Auflösung im Vergleich zu entsprechenden Experimenten bei Untersuchungen von Kernen aus der protonen- oder neutroneninduzierten Spaltung kann

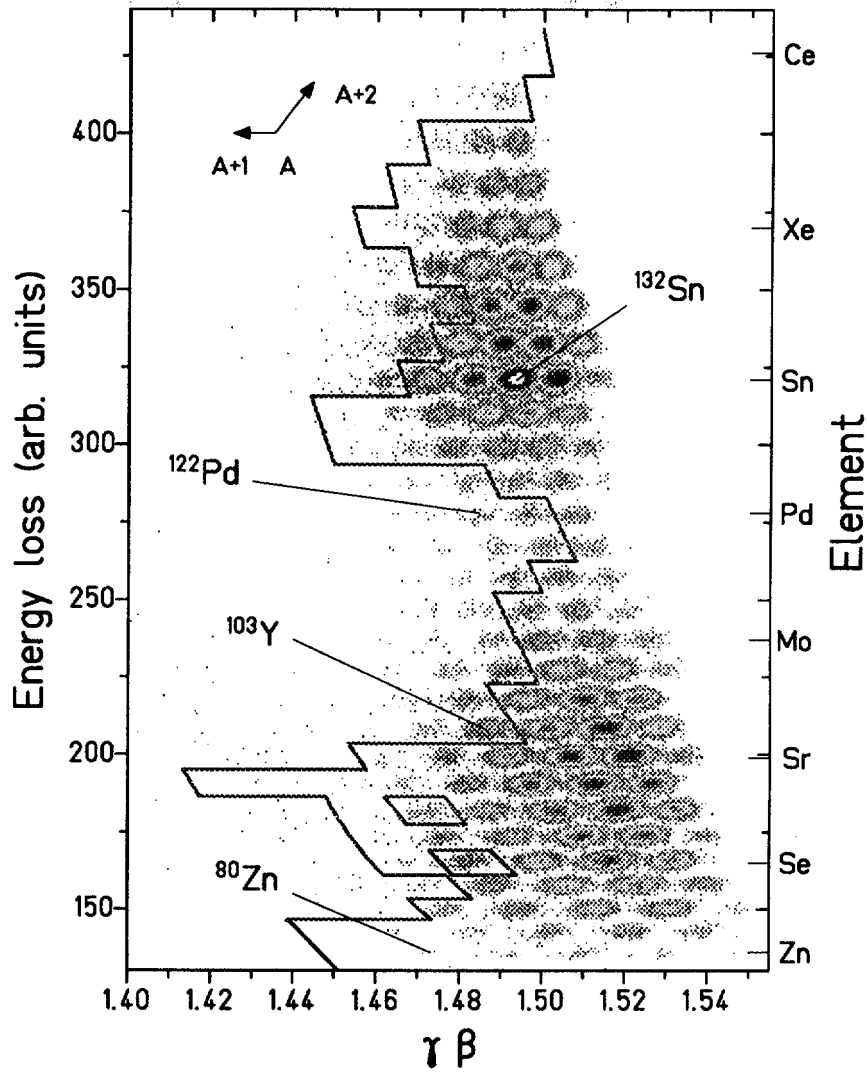


Abbildung 5.7: Spaltfragmente, die mit 750 A·MeV ^{238}U -Kernen in einem 1.25 g/cm² Bleitarget gebildet wurden [42]. Die gewählte magnetische Steifigkeit war 8 % höher als die des vollionisierten Primärstrahles nach dem Target. Links von der eingezeichneten Linie sind die Isotope, die vor diesem Experiment nicht bekannt waren.

durch die hohe Energie und die unvollständige Energiedeposition im Detektor erklärt werden [247]. Die hochenergetischen Elektronen aus den heftigen Stößen mit kleinem Stoßparameter werden nur teilweise im aktiven Volumen der Ionisationskammer abgebremst. Weiterhin sind bei den relativistischen Energien in diesem Experiment die Stragglingbeiträge durch atomare Umladung der Spaltfragmente vollkommen vernachlässigbar.

Um die Signatur der Spaltung noch klarer zu illustrieren, ist in der Abbildung 5.8 die gemessene Kernladungsverteilung bei einer FRS-Einstellung auf $B\rho = 1.04 \cdot B\rho_0$ dargestellt. $B\rho_0$ entspricht der magnetischen Steifigkeit des Primärstrahles nach dem Produktions-target. Im Spektrum sind die Kernladungen von $_{40}\text{Zr}$, $_{46}\text{Pd}$ und $_{52}\text{Te}$ markiert. An diesem Kernladungsspektrum werden die Charakteristika der Niederenergiespaltung von Uran durch die asymmetrische Z-Verteilung, den Gerade-Ungerade- (gu) Effekt in der Intensität und die hohe Ausbeute des Te-Zr-Paares sehr deutlich [348, 339], siehe Kapitel 2.2.2.

Die Anregung und der Zerfall der ^{238}U -Kerne nach elektromagnetischer Wechselwir-

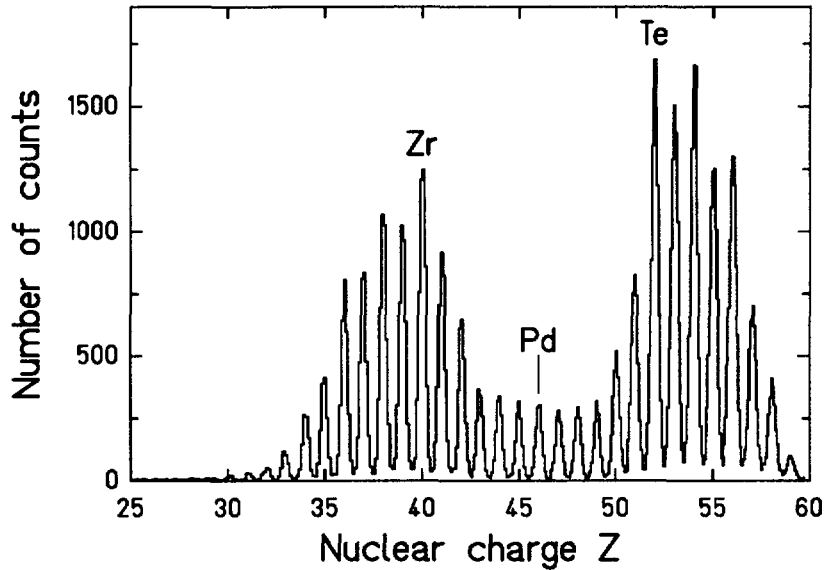


Abbildung 5.8: Gemessene Kernladungssverteilung von Uranspaltfragmenten bei einer Einstellung der Magnetfelder des FRS auf eine magnetische Steifigkeit von $1.04 \cdot B\rho_0$. $B\rho_0$ entspricht der magnetischen Steifigkeit des Primärstrahles nach dem 1.25 g/cm^2 Bleitarget.

kung wurde bereits in Kapitel 5.1.1 diskutiert. Die Hauptanregungen erfolgen bei etwa 10 MeV (E1-Resonanz) und werden durch andere Multipolkomponenten wie E2- und Zwei-Phononen-Dipolanregung bis etwa 30 MeV fortgesetzt. Der Anregung von etwa 10 MeV entsprechen durchaus die beobachteten Temperaturmerkmale der Intensitätsverteilungen im gu-Effekt (7 % Erhöhung der geraden Elemente) und der Anteil von Zr- und Te-Fragmenten. Im Tal zwischen den Maxima der Z-Verteilung ist der gu-Effekt nicht vorhanden. Die letztere Beobachtung zusammen mit dem Peak-Valley- (P-V) Verhältnis der Verteilung von 5.8 ± 1 lassen auf einen Beitrag von größerer Anregung als 20 MeV schließen [18]. Bei diesen Betrachtungen muß man berücksichtigen, daß die gemessene Spaltfragmentverteilung nicht nur dem Projektilkern, sondern einem Massenbereich von $^{235}\text{--}^{238}\text{U}$ zu geordnet werden muß, denn die xn-Zerfallsprodukte haben ebenfalls noch verbleibende Anregungen, die die Spaltbarrieren überschreiten.

Die Spaltung kann ebenfalls durch nukleare Kernstöße induziert werden, allerdings ist dabei die Anregung zu höheren Energien verschoben, denn schon das Abscheren eines einzelnen Nukleons deponiert im Mittel etwa eine Energie von 27 MeV. Um den nuklearen und elektromagnetischen Anteil separieren zu können, wurde auch die Reaktion mit einem Berylliumtarget untersucht. Bei dem Stoßsystem U-Be ist der ED-Anteil vernachlässigbar und somit kann man durch Skalieren mit Hilfe der Kernradien den nuklearen Anteil der Reaktion $^{238}\text{U-Pb}$ bestimmen [18]. Diese Faktorisierung setzt die identische Anregung und somit auch gleiche Spaltfragmentausbeuten voraus.

In Abbildung 5.9 sind die experimentellen Elementausbeuten für beide Targets aufge-

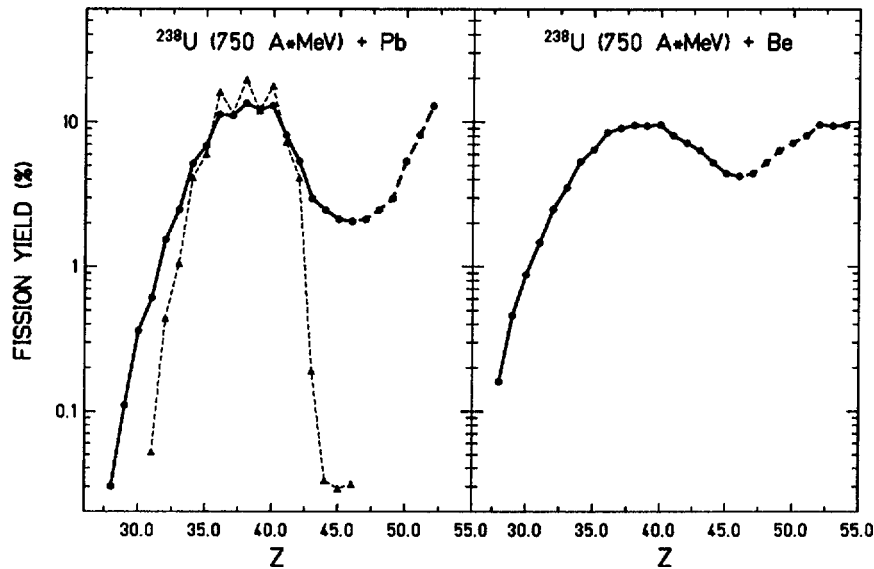


Abbildung 5.9: Experimentelle Elementausbeuten aus der Spaltung von 750 A·MeV ^{238}U in Blei und Beryllium. Zum Vergleich ist die entsprechende Ausbeute für die Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen eingezeichnet [349] (gestrichelte Kurve). Etwa 30% des totalen Reaktionsquerschnitts trägt zur Bildung der Spaltprodukte bei [152, 18].

tragen. Zum Vergleich ist die entsprechende Ausbeute für die Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen eingezeichnet. Man erkennt, daß der gu-Effekt, das PV-Verhältnis und die Verteilungsbreite der Elemente in unserem Fall eine höhere Anregung anzeigen und daß die Anregung im Fall des Berylliumtargets höher als im Blei ist. Der gemessene totale Spaltquerschnitt ist für Be 1.03 ± 0.1 b und für Pb 3.54 ± 0.2 b [18]. Im Beryllium ist der elektromagnetische Anteil am Gesamtspaltquerschnitt vernachlässigbar, während dieser im Blei 1.84 ± 0.2 b beträgt. Weiterhin zeigt die in diesem Experiment gemessene Elementverteilung, daß die Spaltung in Beryllium die bessere Chance bietet, leichte neutronenreiche Kerne bis in den Nickelbereich zu erzeugen.

Es stellt sich nun die interessante Frage, ob die Spaltreaktion mit relativistischen Uran-kernen einen Zugang zu neuen exotischen Kernen liefert, oder ob die mehr als 50 Jahre intensive Forschung mit Spaltfragmenten diese Möglichkeit erschöpft haben. Die Beantwortung soll im nächsten Kapitel erfolgen.

5.2 Entdeckung und Untersuchung exotischer Kerne

Der Erfolg einer Anlage zur Untersuchung von exotischen Kernen kann am Zugang zu neuen Nukliden gemessen werden. Betrachtet man unter diesen Voraussetzungen das SIS-FRS-ESR-System, so sieht auf den ersten Blick der Vergleich mit anderen Beschleunigeranlagen ungünstig aus. Forschungszentren mit Schwerionen wie GANIL, MSU und RIKEN haben

ungefähr 1000 mal höhere Primärstrahlintensitäten. Allerdings sind die maximalen Energien der Zyklotrons dieser Institute mit etwa 100 A·MeV viel geringer als bei GSI, siehe Abbildung 3.2 und Kapitel 3. Auch die ISOL-Anlagen an Hochflußreaktoren und an Beschleunigern mit hohen Protonenintensitäten sind durch ausgezeichnete Produktionsraten von radioaktiven Kernen charakterisiert. Zusätzlich muß man aber bei einer solchen Betrachtung auch die Separationsgüte einer Anlage für exotische Nuklide mitberücksichtigen, denn erst eine hohe Auflösung und Selektivität können den Nutzen einer hohen Produktionsrate erfolgreich umsetzen, siehe Ausführungen in Kapitel 3. Die konkrete Frage, die sich bei solchen Überlegungen stellt, ist: Kann der FRS unter den jetzigen Bedingungen der Primärstrahlintensität erfolgreich am Rennen nach den exotischsten Kernen teilnehmen? In diesem Kapitel der Arbeit werden einige Experimente mit dem FRS geschildert, die eine Antwort auf diese Frage geben.

5.2.1 Neue neutronenreiche Kerne

⁸⁶Kr-Experimente

In unserem ersten Experiment am FRS zur Untersuchung der Möglichkeiten, die Grenzen der bekannten Kerne an der neutronenreichen Seite zu erreichen, fragmentierten wir 500 A·MeV ⁸⁶Kr in einem 2 g/cm² Berylliumtarget [351]. Die maximale Intensität des Primärstrahles betrug 2·10⁷ pro SIS-Extraktionspuls, der eine Dauer von 2 s hatte. Da es das Hauptziel war, für ein größeres Feld von Kernen die Produktionsquerschnitte zu messen, wurde wiederum die Bρ-ΔE*-TOF-Methode zur Separation und Identifikation eingesetzt. Innerhalb von 4 Stunden Meßzeit konnten nicht nur die Grenzen der bekannten neutronenreichen Kerne für 21 ≤ Z ≤ 28 erreicht werden, sondern es wurden 9 neue Isotope eindeutig identifiziert. Die saubere Separation des FRS und die Bedingung, daß die atomare Umladung in diesem Energiebereich vernachlässigbar ist, waren Voraussetzung für die Identifikation der neuen Kerne ⁵⁸Ti, ⁶¹V, ^{63,64}Cr, ⁶⁶Mn, ⁶⁹Fe, ^{71,72}Co und ⁷⁵Ni. Dieses erste Ergebnis ist sicher ein Erfolg, besonders wenn man die geringe Strahlintensität und Meßdauer als Kriterien für die Beurteilung berücksichtigt. Es konnten untergrundfrei innerhalb der 4 Stunden Meßzeit Wirkungsquerschnitte bis in den nb-Bereich gemessen werden.

Im selben Experiment wurden auch unbekannte Lebensdauern von neutronenreichen Fragmenten im gleichen Z-Bereich gemessen [86]. Für diesen Experimentteil wurde die Separation der ⁸⁶Kr-Fragmente mit einem monoenergetischen Degradier (d/r = 0.6) an F₂ durchgeführt, siehe Kapitel 3.2.2. Die Energiebreite der räumlich getrennten Fragmente wurde durch die gewählte Degradierform so stark reduziert, daß eine effektive Implantation in einen 0.5 mm dicken Halbleiterdetektor ermöglicht wurde. Im Halbleiter wurden dann die Signale des implantierten Fragments mit den korrelierten β-Teilchen registriert. Mit dieser Methode wurden mittlerweile 22 unbekannte Halbwertszeiten im Elementbereich 22 ≤ Z ≤ 28 am FRS gemessen [8]

²³⁸U-Experimente

Im vorangehenden Kapitel stellten wir die Frage, ob man durch die Spaltung von relativistischen Uranionen eine weitere Möglichkeit hat, die bestehenden Grenzen der mittelschweren neutronenreichen Kerne zu erweitern. Zur Beantwortung dieser Frage wurden 750 A·MeV

^{238}U -Projekte in einem 1.25 g/cm^2 Bleitarget zur Spaltung angeregt. Die $B\rho$ -Einstellung für die Spaltfragmente war 8 % höher als die magnetische Steifigkeit des vollionisierten Primärstrahles. Ein Ergebnis dieser Suche nach neuen exotischen neutronenreichen Nukliden ist in der Abbildung 5.7 dargestellt. Aufgetragen ist die Energiedeposition in der Ionisationskammer [247] als Funktion des Impulses pro Masseneinheit. Die Spaltfragmente sind deutlich nach A und Z getrennt. Man erkennt wiederum die asymmetrische Spaltverteilung und daß bei dieser Einstellung die Transmission der leichten Fragmente begünstigt ist. In dem Bild ist zur Orientierung die Grenze der bekannten Kerne durch eine durchgezogene Kurve eingezeichnet. Allein bei dieser $B\rho$ -Einstellung des FRS wurden mehr als 100 neue Isotope eindeutig identifiziert, die sich links von der durchgezogenen Linie befinden. Das Spektrum wurde in einer Meßzeit von nur 10 Stunden aufgenommen. In mehreren Tagen wurden mit verschiedenen $B\rho$ -Schnitten im Bereich von $0.80 \leq B\rho / B\rho_0 \leq 1.10$ für ein großes Feld der Spaltfragmente systematisch die Produktionsquerschnitte gemessen. $B\rho_0$ ist die magnetische Steifigkeit des völlig ionisierten Primärstrahles nach Durchqueren des Bleitargets als Referenz. In diesen Meßreihen wurden mehr als 100 neue neutronenreiche Kerne entdeckt. Dieser Erfolg, trotz der sehr geringen Intensität des Primärstrahles, ist auf die untergrundfreie Separation des FRS und auf den speziellen Bereich der Anregungsenergie der relativistischen ^{238}U -Kerne durch periphere Stöße zurückzuführen. Durch die höhere Anregungsenergie sind die Isotopenverteilungen ausgedehnter als im Vergleich zur Spaltung, die von thermischen Neutronen in Urankernen induziert wird. Dieser Einfluß wurde auch beim Beschuß von ^{238}U -Kernen mit 20 A-MeV Protonen in Jyväskylä gefunden [191].

Identifikation von ^{78}Ni -Kernen

Die magischen und doppelt-magischen Kerne stellen besondere Prüfsteine für die Kernmodelle dar. Sie zeichnen sich im Vergleich zu ihren Nachbarkernen durch besondere Stabilität und einfache Anregungs- und Zerfallscharakteristika aus. Oft werden Vergleiche mit den abgeschlossenen Schalen der Edelgasatome gemacht. Die magischen Kerne haben die Nukleonenzahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82, 114, 126, 184 und sind auf der Nuklidkarte in der Abbildung 1.1 besonders hervorgehoben. Es gibt nur wenige stabile doppeltmagische Kerne wie ^4He , ^{16}O , $^{40,48}\text{Ca}$ und ^{208}Pb , alle anderen müssen erst künstlich hergestellt werden. Besondere Anstrengungen werden weltweit gemacht, um die Kerne mit $Z=114$ $N=184$, $Z=N=50$ (^{100}Sn) und $Z=28$ $N=50$ (^{78}Ni) zu produzieren. Die Frage im Zusammenhang mit den doppeltmagischen Kernen ist: Kann der FRS dazu beitragen, die Kerne ^{78}Ni und ^{100}Sn den Untersuchungen zugänglich zu machen?

Betrachtet man den großen Erfolg der Spaltung von relativistischen Urankernen zur Herstellung der neutronenreichsten Kerne im mittleren Massenbereich, so ist es naheliegend zu versuchen, ^{78}Ni -Kerne auf diese Art herzustellen. Zuvor hatten wir die Fragmentation von 500 A-MeV ^{86}Kr in Beryllium eingesetzt, und obwohl es uns gelang, das bislang schwerste Nickelisotop, ^{76}Ni , eindeutig zu identifizieren und dessen Halbwertszeit zu messen [8], war die Schlußfolgerung, daß ^{78}Ni durch Projekttilfragmentation nur mit der geplanten Intensitätserhöhung am SIS in einer realistischen Meßzeit von wenigen Tagen herzustellen ist, denn der extrapolierte Produktionswirkungsquerschnitt beträgt nur 0.5 pb.

Ein 750 A-MeV ^{238}U -Projekttilstrahl traf mit einer mittleren Intensität von 10^8 pro SIS-

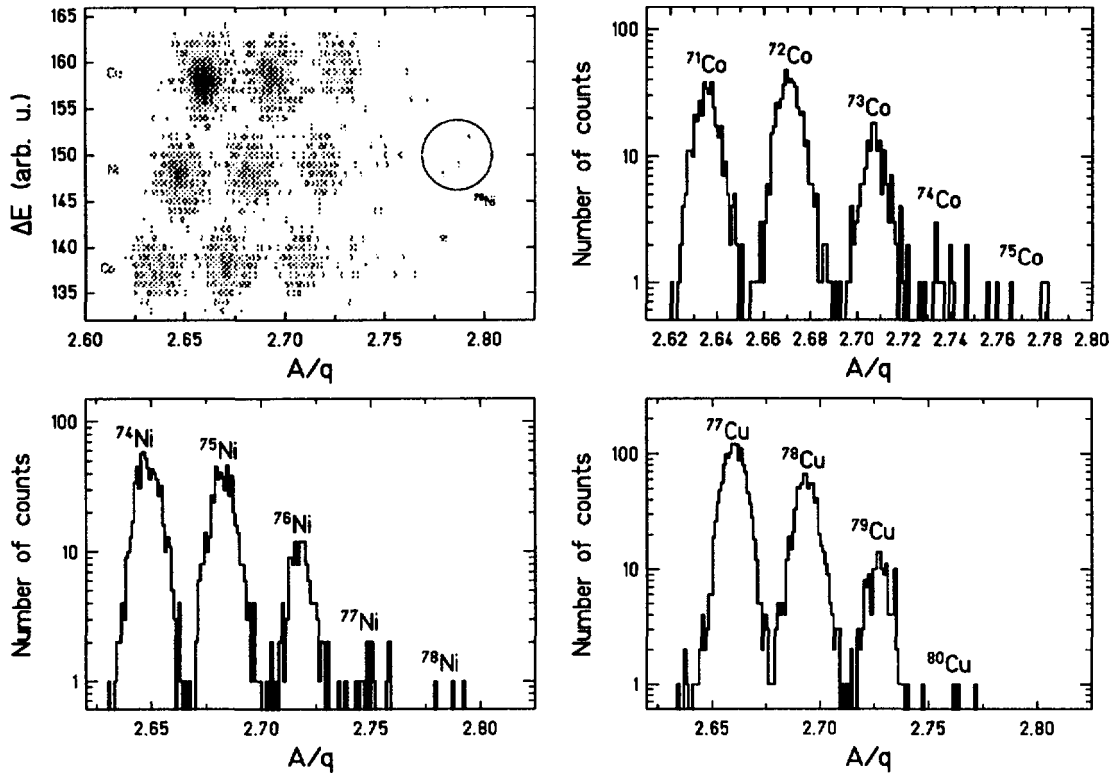


Abbildung 5.10: Cu-, Ni- und Co-Fragmente, die mit 750 A-MeV ^{238}U -Projektilen in einem 1 g/cm^2 Berylliumtarget erzeugt wurden [99]. Die $B\rho$ -Einstellung des FRS war 16 % höher als die entsprechende magnetische Steifigkeit des Primärstrahles. Die Energiedeposition in der Ionisationskammer ist als Funktion des A/q -Verhältnisses dargestellt (oben links). In den anderen Bereichen des Bildes sind die entsprechenden Projektionen für die ausgewählten Elemente Cu, Ni und Co gezeigt.

Extraktionspuls auf ein 1 g/cm^2 Berylliumtarget am Eingang des FRS. In einem Vorversuch mit Beryllium- und Bleitargets hatten wir herausgefunden, daß das leichtere Material besser zur Erzeugung der Spaltfragmente mit $Z \leq 30$ geeignet ist. Die breitere Elementverteilung der Spaltfragmente im Berylliumtarget in Abbildung 5.9 deutete diese Eigenschaft ebenfalls schon an. Die Magnetfelder des FRS waren 16 % höher als die entsprechende magnetische Steifigkeit des Primärstrahles nach dem Target. Mit einer Dosis von 10^{13} Uranionen auf dem Target gelang es, 3 ^{78}Ni -Kerne eindeutig zu identifizieren. Bei dieser Einstellung wurden ebenfalls die Nuklide ^{77}Ni , $^{73,74,75}\text{Co}$ und ^{80}Cu erstmals identifiziert und ihre Produktionsquerschnitte gemessen, siehe Abbildung 5.10 [99]. Der gemessene Produktionsquerschnitt für ^{78}Ni beträgt 0.3 nb. Damit wurde die über lange Jahre in mehreren Instituten angestrebte Produktion und Separation von ^{78}Ni erreicht. Die Zerfallsspektroskopie dieses Kernes ist im nächsten Experiment mit höherer Intensität des Primärstrahls geplant. Besonders interessant wird bei den spektroskopischen Untersuchungen dann die Verifikation der theoretischen Vorhersagen für mögliche drastische Änderungen der Anregungsniveaus

(level quenching), die für extrem neutronenreiche Kerne berechnet wurden [93, 224]. Optimierung der ionenoptischen Transmission und der Implantation können Verbesserung um etwa eine Größenordnung bringen. Schon der Übergang von den derzeitigen Aluminium zu Kupferdegradern reduziert die Verluste beim Abbremsen um einen Faktor 2. Die Spektroskopie von wenigen Atomen ist bei der erreichten Separationsgüte am FRS möglich und wird unten in einem anderen Beispiel demonstriert.

5.2.2 Neue protonenreiche Kerne

Mit der Projekttilfragmentation können sowohl neutronen- als auch protonenreiche exotische Kerne erzeugt werden. Die Produktion und Separation von protonenreichen Sekundärstrahlen ist besonders effektiv, wenn vom Projektil nur wenige Neutronen entfernt werden müssen.

Blank et al. [55] fragmentierten 650 A-MeV ^{58}Ni -Projekte am FRS, um im Elementbereich von $21 \leq Z \leq 28$ die Grenzen der bekannten Kerne an der Protonen-Abbruchkante zu studieren. Neben systematischen Untersuchungen der Produktionsquerschnitte wurde das Isotop ^{50}Ni erstmals identifiziert und gezeigt, daß ^{49}Co und ^{54}Cu nicht mehr teilchenstabil sind.

Einen besonderen Anreiz an der protonenreichen Seite bietet der doppeltmagische Kern ^{100}Sn . In diesem Kern besetzten die Nukleonen vollständig alle Schalenmodell-Niveaus bis einschließlich die der $g_{9/2}$ -Schale [91]. Er ist außerdem der schwerste als teilchenstabil vorhergesagte Kern mit gleicher Anzahl von Neutronen und Protonen ($N=Z$). Bei ^{98}Sn verläuft schon die Protonen-Abbruchkante [23]. Durch Coulomb-Wechselwirkung sind die Bindungsenergien der Einteilchen-Niveaus in ^{100}Sn bei gleichen Quantenzahlen für die Protonen etwa 15 MeV geringer als für die Neutronen [138]. Diese Energiedifferenz ist eine Voraussetzung für den erwarteten β^+ -Zerfall eines Übergangs von $\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$, dabei bezeichnet π die Protonenniveaus und ν die der Neutronen. Neuste Schalenmodell-Rechnungen lassen erwarten, daß ^{100}Sn durch ein besonders einfaches Zerfallsschema charakterisiert ist. Der Q-Wert der Reaktion ist danach 7 MeV und 97 % der Gamow-Teller-Stärke (GT) des β^+ -Zerfalls geht in den niedrigsten 1^+ -Anregungszustand mit 1.8 MeV im ^{100}In -Kern [72]. Der Behinderungsfaktor, der das Verhältnis zu einem elementaren Einteilchenübergang angibt, wurde mit 2.09 angegeben. Weiterhin werden beim Zerfall von ^{100}Sn keine signifikanten Beiträge anderer Zerfallskanäle wie β -verzögerte Protonen erwartet [72]. Der Übergang $\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$ dominiert auch die Nachbarkerne, jedoch sind jetzt die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen und Kopplungen wesentlich komplizierter, und es gehen deshalb in der Regel die GT-Stärken in viele angeregte Niveaus des Tochterkerns, und der Behinderungsfaktor ist größer als 4. Ein Schlüssel für das Verständnis der Kernstruktur in dieser Massengegend in der Nähe der Protonen-Abbruchkante ist deshalb der ^{100}Sn -Kern. In Modellrechnungen kann dieser dann als 'Core' für Mehrteilchen-Loch-Anregungen genommen werden und die einfache Form des Kernmatrixelementes erlaubt eine neue Bestimmung der entsprechenden Kopplungskonstanten (g_V) in diesem reinen GT- β -Zerfall.

Experimente zur Produktion von ^{100}Sn -Kernen gehören seit langer Zeit zur angestregten Aktivität verschiedener Gruppen [270]. Ein großer Beitrag zur Spektroskopie der Nachbarkerne um ^{100}Sn wurde in der Vergangenheit mit Experimenten an mehreren ISOL-Separatoren geleistet. Wegen der fehlenden Z-Selektivität, siehe Kapitel 3.3, war es jedoch

bisher nicht möglich, den doppeltmagischen Kern zu identifizieren. Durch die besondere Zerfallscharakteristik des β -verzögerten Protonenzerfalls ist es kürzlich gelungen, ^{101}Sn am GSI-ISOL-System zu identifizieren [267], während ^{102}Sn den ISOL-Systemen nicht zugänglich war.

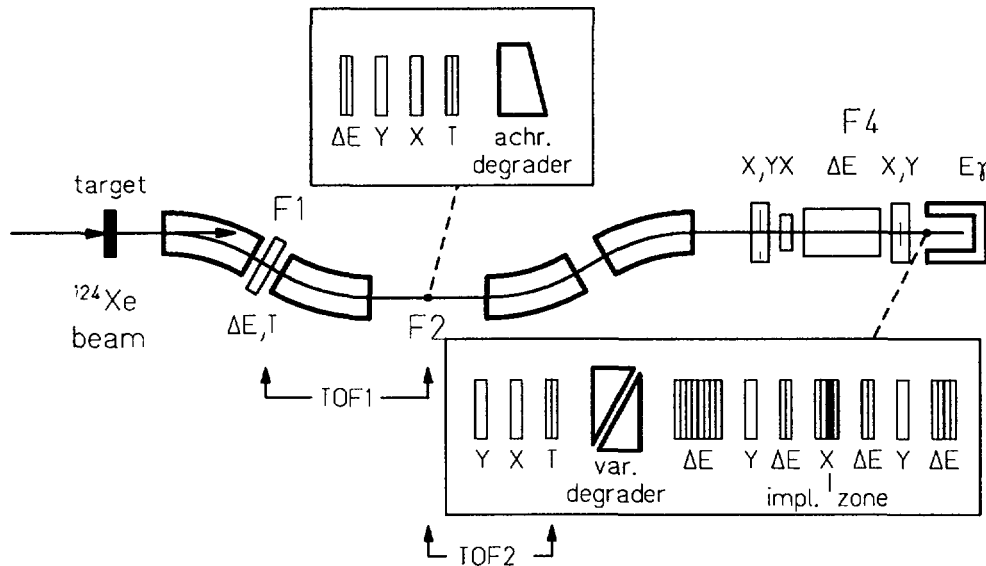


Abbildung 5.11: Experimentanordnung zur Separation und Identifikation von ^{100}Sn -Kernen, die durch Fragmentation von 1095 A·MeV ^{124}Xe -Projektilen in 6 g/cm² Beryllium produziert wurden. Neben der Identifikation im Flug wurden die Fragmente auch implantiert, um ihren Zerfall zu messen [287].

Aus systematischen Messungen zur Projektilfragmentation von ^{136}Xe und ^{129}Xe am FRS [259] folgerten wir, daß mit Fragmentation von relativistischen ^{124}Xe -Kernen die Produktion und Separation von ^{100}Sn in realistische Reichweite rückt. Deshalb wurde ein ^{124}Xe -Projektilstrahl aus dem SIS mit 1095 A·MeV extrahiert und mit einer mittleren Intensität von 10^8 pro Puls auf ein 6 g/cm² Berylliumtarget in der ersten Targetstation fokussiert. Die Länge des Extraktionspulses war 1.5 s und die Wiederholfrequenz 1/4.5 Hz. Die Separation erfolgte mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode kombiniert mit mehrfacher Flugzeitmessung und Z-Identifikation. Die ionenoptische Einstellung war achromatisch an F_4 und wurde zwecks höherer Transmission mit kleineren Envelopen in y-Richtung an beiden Fokalebene F_1 und F_3 optimiert. Die gerechnete Transmission vom Target bis F_4 für ^{100}Sn betrug 94 %. Die relativ hohe Energie hat den Vorteil, daß Kontaminationen durch atomare Umladungsprozesse effektiv verhindert werden, siehe Kapitel 4.2. Dieser Vorzug überwiegt in diesem Fall die unvermeidlichen nuklearen Absorbtionsverluste bei der Abbremsung zur Implantation. Da der Experimentaufbau wesentlich vom beschriebenen Standardbetrieb (s. Kapitel 4.1) abweicht, ist er schematisch in der Abbildung 5.11 dargestellt. In der ersten Fokalebene befand sich ein 1 g/cm² dicker Glas-Cherenkov Detektor, der mehrere Funktionen hatte. Primär lieferte er ein Signal zur Z-Identifikation über die Lichtausbeute, ein weiteres Signal zur Geschwindigkeitsmessung der Fragmente vor F_2 (TOF1) und diente außerdem zur Vorseparation durch den atomaren Energieverlust in der homogenen Glasplatte. Die Funktion eines mehrfachen Einsatzes von Degradern an verschiedenen Fokalebene des FRS ist

in Kapitel 4 beschrieben und illustriert mit Messungen in Referenz ([164]). An F_2 wurde ein 6.3 g/cm^2 Degrader eingesetzt, dessen Form eine Zwischeneinstellung zwischen achromatischem und monoenergetischem Betrieb war, um eine scharfe Reichweiteverteilung in den Implantationsdetektoren an F_4 zu erzielen. Vor dem Degrader befanden sich 2 Reihen Halbleiterdetektoren (je $400 \text{ } \mu\text{m}$, Fläche $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$, 16 cm aktive Fläche in x-Richtung), deren Energiesignal ebenfalls zur Z-Identifikation eingesetzt wurde. Jeweils 8 Halbleiter waren in 2 hintereinanderfolgenden Reihen versetzt angeordnet. Eine analoge Anordnung mit schnellen Vorverstärkern wurden für Flugzeitmessung (TOF2) auf der 37 m langen Strecke zwischen F_2 und F_4 eingesetzt. Ebenfalls vor dem F_2 -Degrader befanden sich drei $500 \text{ } \mu\text{m}$ dicke ortsempfindliche Halbleiter mit je einer Fläche von $6 \cdot 2 \text{ cm}^2$, die mit einer Auflösung von 1.3 mm die magnetische Steifigkeit der Fragmente bestimmten. Eine entsprechende Ortsmessung in y-Richtung wurde mit drei $500 \text{ } \mu\text{m}$ Detektoren mit je einer Fläche von $5 \cdot 2 \text{ cm}^2$ durchgeführt. Diese Messung diente lediglich zur Eingrenzung der Fragmentstrahlen auf die zentralen homogenen Flächen der gesamten Detektoranordnung an F_2 . Die Detektorschichtdicken in Strahlrichtung sind in der oben angegebenen Degraderdicke eingerechnet gewesen. Die Z-Identifikation mit besserer Auflösung ($Z/\Delta Z \geq 150$) als die Halbleiterdetektoren lieferte die FRS-Ionisationskammer [247] an F_4 , direkt vor dieser und danach wurden die Orte mit zwei Vieldrahtkammern gemessen. Ebenfalls an F_4 dienten Halbleiter-Anordnungen zur Ortsmessung und redundanter Z-Identifikation. Nach einem variablen homogenen Aluminium Degrader befanden sich wiederum Halbleiterzähler hintereinander angeordnet, um die Energiedeposition und den Ort zu messen. In der Mitte dieses Halbleiteraufbaus, nach 10 Detektoren mit je 1 mm dicke, wurde der separierte Fragmentstrahl in ortsempfindliche Zähler implantiert. Die Zerfallsprodukte der implantierten Kerne konnten somit in Koinzidenz mit dem entsprechenden Implantationsort gemessen werden [287]. Die insgesamt 22 mm dicke aktive Si-Detektorschicht ist mit einem BGO- γ -Zähler umgeben.

In dem beschriebenen Experimentaufbau erreichte die $B\rho$ -TOF-Auflösung eine A/Z -Auflösung von etwa $3 \cdot 10^{-3}$. Ein entsprechendes Spektrum kombiniert mit der Energiedeposition in der Ionisationskammer ist in der Abbildung 5.12 für die FRS-Einstellung auf ^{100}Sn -Isotope gezeigt. Es wurden eindeutig 9 Ereignisse von ^{100}Sn untergrundfrei identifiziert. Der Produktionsquerschnitt beträgt damit $16 \pm 8 \text{ pb}$.

Die Implantation der Isotope in die ortsempfindlichen Halbleiter wurde mit einem separierten ^{108}Te -Fragmentstrahl vorbereitet. Dieser Kern emittiert α -Teilchen mit einer Energie von 3.32 MeV . Mit der optimalen Implantation dieser Kerne ist die gesamte Schichtdicke durch alle Detektoren und Degrader absolut geeicht, um eine sichere Einstellung für eine Implantation mit wenigen Atomen erfolgreich durchführen zu können. Von den 9 ^{100}Sn -Kernen wurde 6 in die vorbereiteten ortsempfindlichen Halbleiter implantiert. Die Untergrundrate in den Implantationszählern war weniger als $1/500 \text{ Hz}$ und erlaubte somit die Registrierung von Mutter-Tochter-Enkel-Korrelationen des beobachteten β^+ -Zerfalls. Die aus den 6 Ereignissen bestimmte Halbwertszeit für ^{100}Sn ist $T_{1/2} = 1.0^{+0.6}_{-0.3} \text{ s}$ und die β -Endpunktsenergie $E_{\beta^+} = 3.4^{+0.7}_{-0.3} \text{ MeV}$. In guter Übereinstimmung mit der Theorie [72] ist ein starker Anteil eines Zerfallskanals von β -verzögerten Protonen auszuschließen.

Der β -Zerfall ist durch den ft -Wert charakterisiert, wobei f die sogenannte Fermi-Funktion repräsentiert. f ist abhängig von der Kernladung des β -Emitters und der Endpunktsenergie und ist in vielen Arbeiten tabelliert. Mit der Annahme eines reinen GT-Zerfalls kann die

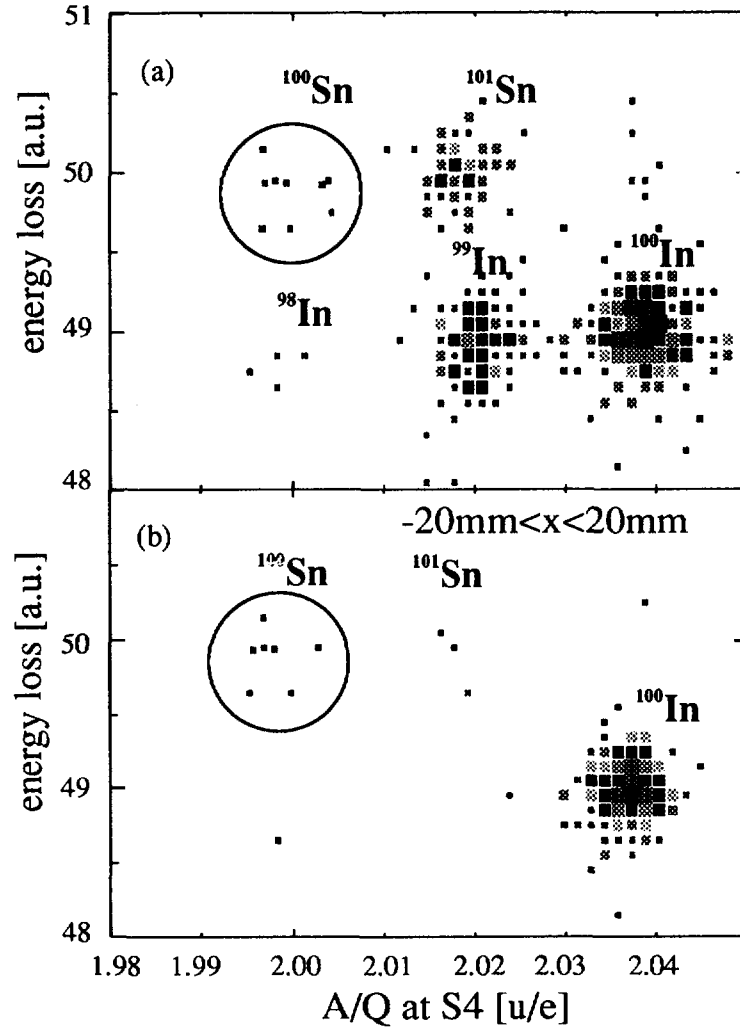


Abbildung 5.12: Identifikation von ^{100}Sn -Kernen am FRS mit Hilfe der beschriebenen Detektoranordnung [287]. Dargestellt ist die Energiedeposition der Fragmente in der Ionisationskammer am Endfokus als Funktion des Verhältnisses von Masse und Ladung. Im unteren Bild ist die räumliche Trennung mit einer Ortsbedingung von ± 2 cm mit einbezogen. Die Magnetfelder des FRS waren auf die mittlere magnetische Steifigkeit der ^{100}Sn -Kerne eingestellt.

entsprechende Stärke ($B(\text{GT})$) durch eine einfache Relation dargestellt werden [145]:

$$B(\text{GT}) = \frac{6147s}{(g_A/g_V)^2 \cdot ft} \quad (5.1)$$

g_A und g_V sind die axiale und vektorielle Kopplungskonstanten, die die Fermi- und Gamow-Teller-Matrixelemente wichten. Aus dem Zerfall des freien Neutrons erhält man $g_A/g_V = -1.26$. Die GT-Stärke kann mit Hilfe der gemessenen Halbwertszeit und der Fermi-Funktion berechnet werden und ist in der Abbildung 5.13 dargestellt zusammen mit den theoretischen Vorhersagen [72, 132]. Die Fehlerbreite in der Halbwertszeit ist durch die entsprechenden drei Kurven berücksichtigt und die Unsicherheit in der β -Endpunktsenergie durch den gestreift markierten Bereich. Der Behinderungsfaktor für die GT-Stärke, d.h. das Verhältnis

Nucleus	$T_{1/2}$ s
^{100}In	6.3 ± 1.0
^{105}Sb	$1.0^{+0.15}_{-0.11}$
^{104}Sb	$0.49^{+0.18}_{-0.13}$
^{102}Sn	4.6 ± 1.4
^{100}Sn	$1.0^{+6}_{-0.3}$

Tabelle 5.1: Experimentell bestimmte Halbwertszeiten der implantierten Kerne an F_4 [149].

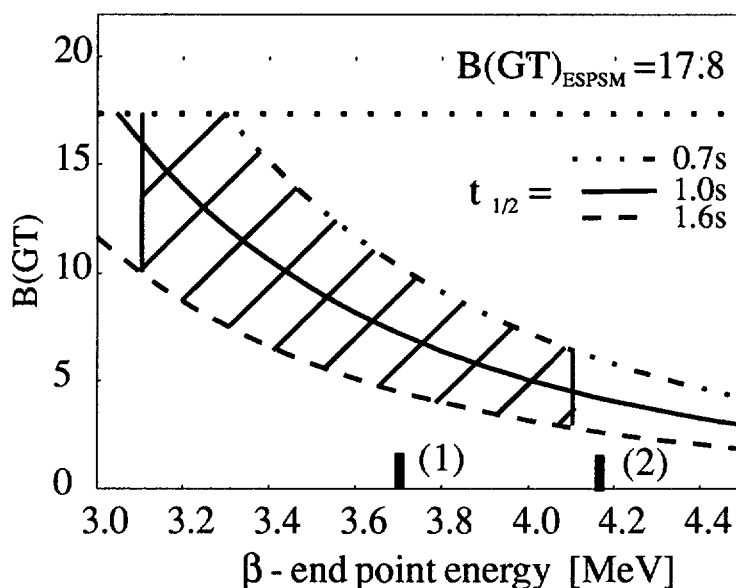


Abbildung 5.13: Gamov-Teller-Stärke für ^{100}Sn als Funktion der β -Endpunktsenergie [149]. Der experimentelle Fehlerbereich der bestimmten Halbwertszeit ist durch die gestrichelte und strichpunktuierte Kurve berücksichtigt, die Unsicherheit in der Bestimmung der β -Endpunktsenergie ist durch den gestreift markierten Bereich gekennzeichnet und außerdem sind zwei theoretische Vorhersagen eingezeichnet, (1): [132] (2): [72].

zum entsprechenden Wert im Modell der Einteilchenanregung ($B(\text{GT})_{\text{ESPSM}}=17.8$), liegt damit in einem Bereich von 1.2-5.7. Die theoretische Vorhersage von Brown und Rykaczewski [72] ist 2.09.

Im beschriebenen Experiment wurden auch Zerfallseigenschaften benachbarter Kerne erhalten, in der Tabelle 5.1 sind die vorläufigen Ergebnisse zusammengestellt. Die Halbwertszeiten für $^{104,105}\text{Sb}$ und ^{102}Sn waren vorher nicht bekannt. Das Resultat für ^{100}In ist konsistent mit dem Ergebnis von Szerypo et al. [319]. Insgesamt hat dieses Experiment am FRS deutlich gezeigt, daß mit einer hohen Separationsgüte neue physikalische Studien schon mit wenigen exotischen Kernen möglich sind.

Einige Wochen nach Abschluß des FRS-Experimentes wurde in GANIL ebenfalls ein

Experiment zur Identifikation von ^{100}Sn an LISE3 erfolgreich durchgeführt. Ein 63 A·MeV ^{112}Sn wurde in einem 144 mg/cm² Nickeltarget fragmentiert [195]. Die Intensität des Primärstrahles war um mehr als einen Faktor 1000 höher als im FRS-Experiment. In diesem Experiment wurden 11 Ereignisse dem Isotop ^{100}Sn zugeordnet, jedoch konnten bisher keine Zerfallsdaten angegeben werden. Dazu muß man anmerken, daß das GANIL-Experiment um ein Vielfaches schwieriger ist, da bei der relativ niedrigen Energie die Zinnfragmente mehrere atomare Ladungszustände populieren und somit die Separation und Identifikation enorm erschweren.

In den beschriebenen Experimenten zur Identifikation der beiden doppelt magischen Kernen reichte die Produktionsrate nur bedingt zu spektroskopischen Untersuchungen aus. Mit dem geplanten Hochstrominjektor werden diese Experimente sicher nochmals aufgenommen und erweitert werden.

Als Beispiel für erweiterte Untersuchungen soll unser Experiment mit einem ^{56}Ni -Sekundärstrahl angeführt werden. ^{56}Ni -Kerne, ebenfalls doppelt magisch, wurden durch Fragmentation von ^{58}Ni -Projektilen erzeugt und die Anregung des ersten 2^+ -Zustandes durch inelastische Streuung mit Protonen in inverser Kinematik bei 101 A·MeV an F_4 gemessen [188]. Die Intensität des ^{56}Ni -Strahles war 10^5 pro Extraktionspuls, wobei die Primärstrahlintensität um einen Faktor 10^4 höher war.

Der in diesem Experiment gemessene $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ -Wert ist $600 \pm 120 \text{ e}^2\text{fm}^4$, der einem Deformationsparameter von 0.173 ± 0.017 entspricht. Der $B(E2)$ -Wert ist überraschend groß im Vergleich zur Systematik anderer doppelt magischen Kerne wie ^{16}O , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{132}Sn , ^{208}Pb . Der Wert ist vergleichbar mit den Nachbarkernen ^{52}Cr , ^{54}Fe , ^{58}Ni und kann mit umfangreichen Schalenmodellrechnungen mit Einteilchen-Einloch-Anregungen in einem $(1f_{7/2})^h - (2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 1p_{3/2})^p$ Konfigurationsraum gut reproduziert werden [188, 189].

5.3 Strukturuntersuchungen von relativistischen Halokernen

5.3.1 Neutronen-Halokerne

Das Studium der Ausdehnung und Form der Kernmaterie ist seit den ersten Streuexperimenten von Rutherford und seinen Mitarbeitern [269] ein lebendiges Forschungsgebiet in der Kernphysik geblieben, besonders auch dadurch, weil mit neuen experimentellen Methoden immer exotischere Nuklide zugänglich werden.

Zu den generellen Beobachtungen in der Kernphysik über die letzten Jahrzehnte gehörten, daß die zentrale Dichte der untersuchten Kerne konstant ist. Die Ursachen dafür sind das Pauli-Prinzip, die Nukleonenabstoßung bei kleinsten Abständen und die kurze Reichweite des Kernpotentials. Weiterhin hat man gefunden, daß die mittleren Protonen- ($\langle R_Z^2 \rangle^{1/2}$) und Neutronenradien ($\langle R_N^2 \rangle^{1/2}$) fast gleich sind. Der Neutronenradius ist nur bei schweren Kernen geringfügig größer als der entsprechende Protonenradius. Zum Beispiel sind die Radienunterschiede zwischen Protonen und Neutronen für die neutronenreichen Nuklide ^{48}Ca und ^{208}Pb 0.16 fm beziehungsweise 0.2 fm [5]. (Die zugehörigen Neutronenradien sind $\langle R_N^2 \rangle^{1/2} (^{48}\text{Ca}) = 3.63 \text{ fm}$ und $\langle R_N^2 \rangle^{1/2} (^{208}\text{Pb}) = 5.59 \text{ fm}$.)

Experimentell kann der mittlere Kernradius oder die Dichteverteilung nur indirekt aus

Streu- oder Reaktionswirkungsquerschnitten oder aus Übergangsenergien zwischen atomaren oder nuklearen Niveaus bestimmt werden [34]. Die Untersuchungen in der Vergangenheit waren jedoch auf stabile oder langlebige Nuklide begrenzt. Erst die Erzeugung von energiereichen exotischen Kernen bis an die Grenzen der Teilchenstabilität und ihre Separation im Fluge hat in den letzten Jahren aufregende Entdeckungen ermöglicht.

Durch Fragmentation von stabilen Projektilen wie ^{11}B und ^{20}Ne konnten relativistische Strahlen kurzlebiger neutronenreicher Kerne bei 800 A·MeV am BEVALAC produziert werden und erstmals in Sekundärreaktionen systematisch als Funktion des Isospins untersucht werden [323]. Die Sekundärstrahlen ($^{4,6,8}\text{He}$, $^{6,7,8,9,11}\text{Li}$, $^{7,9,10}\text{Be}$), hatten nach dem Produktionstarget eine Energie von etwa 790 A·MeV und durchquerten dann verschiedene Festkörpermaterien. In diesen Sekundärtargets wurde mit Transmissionszählern der totale Reaktionsquerschnitt gemessen, um daraus die Dichteverteilung und die Radien der Projektilen zu bestimmen. Die gemessenen Querschnitte sind dabei so definiert, daß elastische Streuung und Anregung ohne Nukleonenverlust ausgeschlossen sind. Eine auffallende Beobachtung war, daß die Wirkungsquerschnitte in Kohlenstoff-Sekundärtargets für Fragmentstrahlen in der Nähe der β -Stabilität sehr gut der erwarteten Systematik der Radienskalierung mit $A^{1/3}$ folgten, während neutronenreiche Kerne an der Abbruchkante wie ^8He und ^{11}Li um etwa 30 % größere nukleare Wechselwirkungsquerschnitte zeigten. Mit Hilfe einer hochenergetischen Nukleonenstreutheorie (Glauber-, Eikonalnäherung) [127, 234], siehe Kapitel 2.2.1, konnten folgende Ergebnisse dieses Pionierexperimentes mit relativistischen Sekundärstrahlen angegeben werden:

1. Mit Hilfe der Glauber-Analyse können systematisch mittlere Radien von exotischen kurzlebigen Kernen bestimmt werden.
2. Für Kerne in der Nähe der β -Stabilität folgten die gemessenen Radien gut der Systematik, die bei stabilen Kernen mit anderen Methoden gefunden wurde.
3. Die Kerne $^{6,8}\text{He}$ und ^{11}Li fallen durch außergewöhnlich große Ausdehnung auf.

Bei dieser Radienbestimmung aus dem Reaktionsquerschnitt wird eine angenommene Funktion der Kerndichteverteilung in die Streutheorie eingesetzt, um den gemessenen Querschnitt zu reproduzieren. Diese integrale Methode alleine erlaubt keine detaillierte Strukturanalyse, ist jedoch für systematische Vergleiche wie die Isospinabhängigkeit innerhalb eines Elementes oder für Spiegelkerne gut geeignet. Beispielsweise ergab eine gaußförmige Dichteverteilung für ^{11}Li einen extrem großen mittleren Radius von 3.3 fm, für ^9Li und ^{12}C aber nur 2.4 fm. In weiteren Experimenten mit relativistischen exotischen Nukliden wurden ^{11}Be und ^{14}Be ebenfalls mit Hilfe der beschriebenen Transmissionsmethode als Kerne mit auffallend großen Radien entdeckt [324].

Diese Experimentserie mit relativistischen exotischen Nukliden brachte eine weitere interessante Überraschung. Die Reaktionsquerschnitte mit schweren Targets (Cu,Pb) zeigten, daß die elektromagnetische Dissoziation einen beträchtlichen Anteil am Gesamtquerschnitt hat, in Übereinstimmung mit den Experimenten von Heckman und Olson et al. [148, 236], und für die meisten Sekundärstrahlen mit der Coulomb-Anregung der Dipol- und Quadrupolriesenresonanz erklärt werden kann [44]. Jedoch überschritten die Neutronen-Riesenkerne diese Vorhersagen um einen Faktor 80 [184].

Eine starke Deformation als mögliche Ursache der riesigen Kernaussdehnung konnte mit Hilfe von optischen Messungen als Erklärung ausgeschlossen werden. Entsprechende Messungen zur Kernstruktur von ^{11}Li und ^9Li zeigten nahezu übereinstimmende Werte für das magnetische Dipolmoment und das elektrische Quadrupolmoment [20].

Allen erwähnten Kernen mit übergroßer Ausdehnung ist gemeinsam, daß sie ein oder mehrere äußere leicht gebundene Neutronen besitzen. Diese Eigenschaft sollte zum Schlüssel für das Verständnis der Experimente werden. P.G. Hansen und B. Jonson [141] postulierten, daß das Phänomen der Riesenkerne mit den Eigenschaften der locker gebundenen äußersten Neutronenzustände zu beschreiben ist, wobei sich diese Valenzneutronen durch quantenmechanisches Tunneln sehr weit vom zentralen Kernpotential entfernen können. Da diese schwach gebundenen Nukleonen eine Art Hof (Halo) um die Core-Nukleonen mit normaler Dichteverteilung bilden, wurden diese in der Literatur als Halokerne bezeichnet. Beim Kern ^{11}Li bildet ^9Li den Core, um den sich die zwei Halo-Neutronen bewegen. Die Autoren wiesen auf die besondere Rolle der Paarenergie zwischen den Nukleonen und der Neutronenkorrelation für Kerne mit mehreren Halo-Neutronen hin. In Analogie zur Coulomb-Dissoziation des Deuterons schlugen sie zur Erklärung der experimentell bestimmten großen Coulomb-Anregungsquerschnitte eine kollektive Anregung vor, bei der dann der Kern in den Core und die Halo-Neutronen zerfallen kann. Die Anregungsenergie der Halokerne ist dabei beträchtlich geringer ($\approx 1\text{ MeV}$) als bei der Dipolriesenresonanz der benachbarten 'normalen' Kerne, d.h. in diese niedrige Anregungsenergie geht ein hoher Anteil der E1-Stärke ein.

Die Messung der transversalen Impulsverteilung der Core-Fragmente, nachdem die Halo-Neutronen durch Fragmentation oder Coulomb-Anregung bei $790\text{ A} \cdot \text{MeV}$ entfernt waren, lieferte experimentell einen weiteren Meilenstein zum Verständnis der Halokerne [183]. Die Core-Fragmente der Halokerne wie ^9Li und ^{10}Be zeigten eine transversale Impulsverteilung, die drastisch schmaler (Faktor 4-5) als die anderer Projektilfragmente war, siehe auch Kapitel 5.1. Die schmale Impulsverteilung reflektiert klar die Unschärferelation für ein schwach gebundenes Neutron mit großer räumlicher Ausdehnung. Die Methode der Impulsmessung beruht auf der Annahme, daß die gemessene Impulsverteilung die Fouriertransformierte Wellenfunktion reflektiert. Diese Idee geht auf Serber zurück [295]. Eine Hauptvoraussetzung dafür ist, daß der Mechanismus der Aufbruchreaktion nicht die experimentell bestimmte Observable dominierend beeinflusst.

Da die Nukleon-Nukleon-Querschnitte bei mittleren Energien wesentlich größer sind als bei relativistischen Energien, sollte die Empfindlichkeit der Kernradienbestimmung mit der Methode der Reaktionsquerschnitte erhöht sein. Deshalb haben wir die Reaktionsquerschnitte von $80\text{ A} \cdot \text{MeV}$ ($^{8,9,11}\text{Li}$) Projektilfragmenten mit der Transmissionsmethode gemessen [54]. Der steile Anstieg des totalen Reaktionsquerschnittes für ^{11}Li , der bei dem Pionierexperiment am BEVALAC [323] gefunden wurde, konnte bestätigt werden. Die nuklearen Umladungsquerschnitte für die Li-Isotope waren konstant, ein unabhängiger Beweis dafür, daß nur die Neutronenverteilung in ^{11}Li die Charakteristika des Kerns bestimmt.

Es können in dieser Darstellung nicht alle Aktivitäten und Ergebnisse zur Erforschung der Halokerne geschildert werden, da nach den ersten Entdeckungen der besonderen Eigenschaften eine weltweite Lawine von Beiträgen in diesem Feld einsetzten. Hier sind nur die Vorstufen der Experimente erwähnt, die wir kürzlich am FRS fortgeführt haben und die im folgenden dargestellt sind. Vorher soll auf einige neue Übersichtsartikel [142, 328, 264, 166, 366, 46] und die Konferenzbeiträge zur Physik mit radioaktiven Strah-

len [207, 90, 225, 74, 216] hingewiesen werden, die den Status der Erforschung exotischer Kerne wiedergeben.

5.3.2 Streuexperiment mit $^{4,6,8}\text{He}$ -Kernen

Das Studium der Atomstruktur durch Streuexperimente gehört zu den 'klassischen' Methoden in der Physik. Als besonders geeignete Sonden zur Untersuchung der Dichteverteilungen in den Kernen erweisen sich hochenergetische Elektronen- und Protonenstrahlen [96, 33, 5, 34]. Es liegt deshalb nahe, die bewährten Methoden auch für kurzlebige exotische Kerne anzuwenden. Jedoch verlangt die Realisierung solcher Untersuchungen eine neuartige Experimentiertechnik, bei der die Streuung im Vergleich zu früheren Messungen mit stabilen Kernen jetzt in inverser Kinematik durchgeführt wird. Außerdem muß man bei der Wahl der Untersuchungsmethode mit Sekundärstrahlen berücksichtigen, daß diese im Vergleich zu stabilen Projekttilstrahlen durch drastisch niedrigere Intensität und durch größere Emittanz charakterisiert sind. Der zu untersuchende Kern wird bei hoher Energie produziert, vom Primärstrahl und den anderen Reaktionsprodukten isotonenrein separiert und beispielsweise auf ein Protonentarget fokussiert. Während Streuexperimente mit Elektronen nur Information über die Ladungsverteilung im Kern liefern, können Protonen über die starke Wechselwirkung die gesamte Materieverteilung ermitteln. Wir sind in diesem Zusammenhang besonders an der Dichteverteilung der Halo-Neutronen interessiert.

Elastische Streuung mit relativistischen Protonen (700-1000 MeV) hat sehr genaue Informationen zur Nukleonendichte in stabilen Kernen geliefert [5, 34]. In diesem Energiebereich sind gute Näherungen in der Streutheorie entwickelt, die eine einfachere Analyse der Daten ermöglichen [127]. Unser Ziel ist es, den differentiellen Streuquerschnitt von $^{4,6,8}\text{He}$ -Isotopen an Protonen bei einer Relativenergie von etwa 700 A·MeV zu messen, um die oben erwähnten Riesenradien zu verifizieren und besser zu verstehen. Die Bestimmung der Kernmaterieverteilung aus den differentiellen Streuquerschnitten hat den Vorteil, im Vergleich zur einfacheren Reaktionsquerschnittsmessung, daß über den ganzen Bereich von Impulsüberträgen oder Streuwinkel viele Meßdaten zur Analyse beitragen und somit auch Details in der Struktur untersucht werden können. Die Analyse der Reaktionsquerschnitte bei einer festen Energie ist experimentell gut geeignet, um Relativmessungen zu machen, während das Experiment zur elastischen Streuung auch absolute Strukturgrößen liefert.

Im folgenden werden einige Zusammenhänge und Näherungen der Streuanalyse angegeben, bevor wir das Experiment am FRS beschreiben. Der differentielle Streuquerschnitt ist durch die Streuamplitude $F(\vec{q})$ gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\vec{q})|^2 \quad , \quad (5.2)$$

die sich aus einem Coulomb- und einem nuklearen Anteil zusammensetzt:

$$F(\vec{q}) = f_{\text{Coul.}}(\vec{q}) + f_{\text{nuct.}}(\vec{q}) \quad . \quad (5.3)$$

Die elastische Streuung von Protonen im Energiebereich von 1000 A·MeV kann gut in der Eikonalnäherung der Glauber-Theorie [127] beschrieben werden, in der die Stoßparameterbeschreibung für die Streuamplituden angewandt wird:

$$F(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \Gamma(\vec{b}, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \varrho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A \quad (5.4)$$

Der zu untersuchende Kern besteht aus A Nukleonen, die durch die Vielteilchendichte $\varrho(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ und die Proton-Kern-Profilfunktion $\Gamma(\vec{b}, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ beschrieben werden. k ist die Wellenzahl der gestreuten Protonen im Schwerpunktsystem, $\vec{b}$ der sogenannte Stoßparametervektor [127] und $\vec{q}$ der Impulsübertrag. Der Vektor $\vec{b}$ liegt in der Ebene senkrecht zur Projektilrichtung. Die Proton-Kern-Profilfunktion kann in der Eikonalnäherung als die Summe der Wirkungen der unabhängigen Nukleonenstreucentren aufgefaßt werden:

$$\Gamma(\vec{b}, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = 1 - \prod_{j=1}^A \{1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)\} \quad , \quad (5.5)$$

d.h. die einzelnen Proton-Nukleonen-Profilfunktionen $\gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)$ bestimmen Γ . $\vec{s}_j$ sind die Koordinatenvektoren der Nukleonen senkrecht zur Strahlrichtung.

Paßt man die gerechneten Streuquerschnitte den experimentell bestimmten Werten an, so ist es möglich die Parameter der Kerndichtevertelung abzuleiten [5]. Um die Struktur der Halokerne zu beschreiben, bietet sich ein Ansatz an, der aus der Summe zweier unabhängigen Streuzentren besteht, den Halonukleonen und dem Kernrumpf (Core). Bei dieser Näherung wird angenommen, daß ein möglicher Interferenzterm vernachlässigbar ist. Profilkfunktionen und Streuphasen spalten damit entsprechend dieser Annahme auf. Die Profilkfunktionen für die Neutronen- und Protonenverteilungen im Kern wurden in der nachfolgenden Analyse durch Fourier-Transformation der Nukleon-Nukleon-Streuamplituden und der Formfaktoren der Einteilchen-Dichteverteilungen berechnet. Für die Dichteverteilungen wurden phänomenologische und parametrisierte Verteilungen aus mikroskopischen Rechnungen eingesetzt. Für Details sei auf die Arbeit in Referenz [226] verwiesen. Hier sollen nur die Ergebnisse mit gaußförmigen Verteilungen und mit der mikroskopischen Beschreibung basierend auf dem sogenannten RRG-Modell (Refined Resonating Group) [204, 364] beschrieben werden. Dem RRG-Modell liegt die Annahme zugrunde, daß sich die Nukleonen in einem Kern als Clusterstrukturen gruppieren. Die Schrödingergleichung wird durch Anwendung des Ritz'schen Variationsprinzips in dem Modellraum der vollständig antisymmetrisierten Clusterwellenfunktionen gelöst, wobei das Nukleon-Nukleon Potential ebenfalls als Eingangsgröße dient.

Das Experiment zur elastischen Protonenstreuung an den $^{4,6,8}\text{He}$ -Kernen gliedert sich in zwei Abschnitte. Im ersten wurden die He-Isotope durch Projektilfragmentation produziert und separiert, danach passierten die Fragmentstrahlen am F₄-Fokus des FRS eine mit Wasserstoff gefüllte Ionisationskammer, in der die Rückstoßprotonen registriert wurden.

Aus dem Schwerionensynchrotron SIS wurde ein ^{18}O -Projektilstrahl mit einer Energie von 820 A·MeV langsam extrahiert (2-4) s und auf ein 8 g/cm² Berylliumtarget am Eingang des FRS fokussiert. Die maximale Intensität des Projektilstrahles betrug 10⁹ pro Extraktionspuls. Die Fragmentstrahlen $^{4,6}\text{He}$ wurden mit der Bρ-ΔE-Bρ Methode separiert, wobei ein achromatischer 20 g/cm² Aluminiumdegrader an der zentralen Fokalebene des FRS eingesetzt wurde. Die ^8He -Strahlen wurden bei einer niedrigeren Projektilenergie von 730 A·MeV im gleichen Target produziert. Die Energieerniedrigung wurde aufgrund des hohen A/Z-Verhältnisses von ^8He und der damit verbundenen größeren magnetischen Steifigkeit

im Vergleich zu den anderen He-Strahlen vorgenommen. ^8He wurde nur durch $B\rho$ -Analyse separiert und die gültigen Streueignisse durch koinzidente Teilchenidentifikation mit Detektoren selektiert. Diese Vorgehensweise ist durch die geringe Zahl der anderen Fragmente mit gleichem $B\rho$ ermöglicht, praktisch sind nur ^3H , ^{11}Li und ^{14}Be als Untergrund vorhanden. Die Raten der Fragmentstrahlen an F_4 wurden für die beiden leichteren Heliumisotope auf etwa 10^4 pro SIS-Puls durch Einsatz von Schlitzen im zentralen Fokus und Anpassung der Primärstrahlintensität reduziert, während für ^8He , bedingt durch den um einen Faktor 200 im Vergleich mit ^6He geringeren Produktionsquerschnitt, die volle Intensität des Beschleunigers eingesetzt wurde. Die Geschwindigkeitsbreite der Sekundärstrahlen wird durch die Fragmentationsreaktion dominiert, atomares Straggling ist dagegen vernachlässigbar. Ohne Einsatz von Schlitzen bestimmt die Akzeptanz des FRS von $\pm 1\%$ die Impulsbreite der Heliumstrahlen am Streutarget. Die maximale resultierende Energieverschmierung der He-Fragmentstrahlen bei 700 A·MeV ist 11 A·MeV.

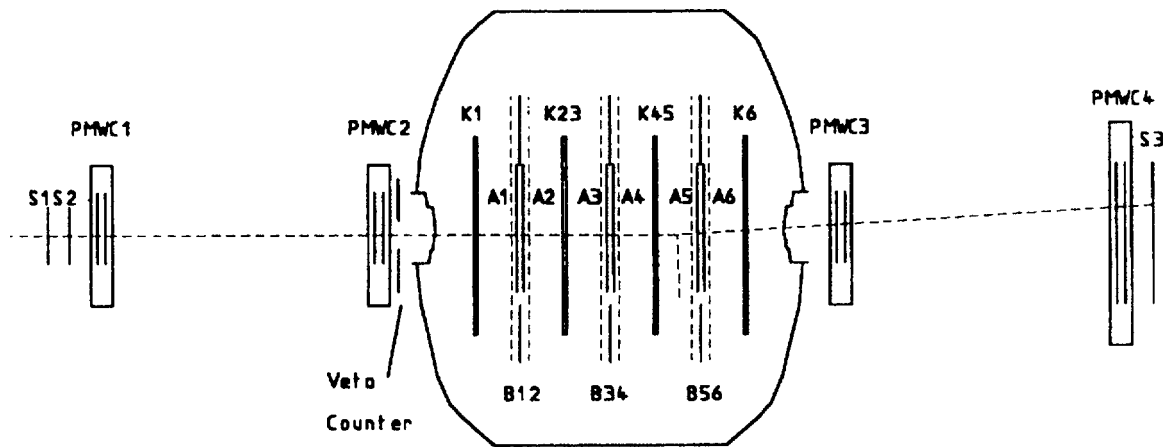


Abbildung 5.14: Meßanordnung zur elastischen Streuung von $^{4,6,8}\text{He}$ -Kernen mit Protonen. Die Energien der Heliumfragmentstrahlen waren $E(^4\text{He}) = 699$ A·MeV, $E(^6\text{He}) = 717$ A·MeV und $E(^8\text{He}) = 674$ A·MeV. Die Trajektorienmessungen der Fragmentstrahlen vor und hinter IKAR wurden mit Violdrahtproportionalkammern in Koinzidenz mit der Registrierung der Rückstoßprotonen durchgeführt. Ein Protonenstreueignis ist im Anodenbereich A5 schematisch eingezeichnet [226].

Das mit 10 bar H_2 gefüllte Ionisationskammersystem IKAR [226, 77] repräsentierte das aktive Streutarget. Die Energie- und Winkelverteilung der Rückstoßprotonen wurden mit 6 in Strahlrichtung kaskadierten Ionisationskammern in Koinzidenz mit einer Winkelmessung des Fragmentstrahles vor und hinter IKAR aufgenommen. Die Meßanordnung an F_4 ist in der Abbildung 5.14 schematisch dargestellt. IKAR hat Zylindersymmetrie zur Strahlachse und einen Durchmesser von 40 cm. Der Abstand zwischen Kathode und Anode beträgt 12 cm. Vor jeder Anode befindet sich in 2 cm Entfernung das Frischgitter. Die Trajektorienmessungen der Fragmentstrahlen vor und hinter IKAR wurden mit Violdrahtproportionalkammern in Koinzidenz mit der Registrierung der Rückstoßprotonen durchgeführt. Damit ist der Vertexpunkt für das Streueignis zwischen He-Isotop und Proton bestimmt.

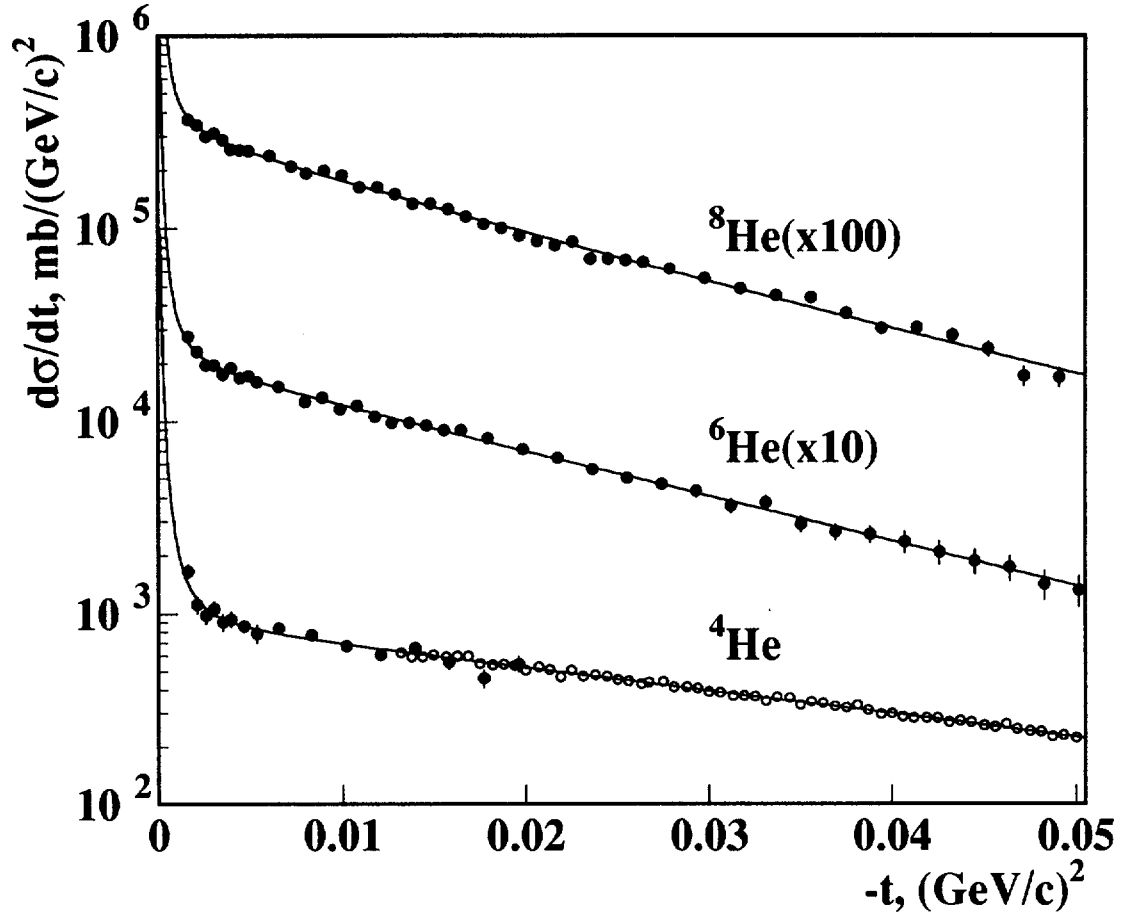


Abbildung 5.15: Gemessene differentielle Streuquerschnitte von $^{4,6,8}\text{He}$ -Projektilen an Protonen (ausgefüllte Kreise) als Funktion des Quadrates des Impulsübertrages [226]. Die Daten, die durch nichtausgefüllte Kreise für ^4He repräsentiert sind, wurden in einem anderen Experiment gemessen [133]. Aus den angepaßten Kurven können Parameter für die Materieverteilungen der Heliumkerne gewonnen werden.

Bei Stößen mit kleinen Impulsüberträgen werden die Rückstoßprotonen vollständig in der Ionisationskammer abgebremst. Die Energiedeposition der Protonen in IKAR kann zwischen 0.1 MeV und 5.2 MeV gemessen werden, wobei der maximale Wert durch eine vollständige Abbremsung der Protonen im aktiven Bereich der Ionisationskammer bestimmt ist. Die untere Grenzenenergie ist durch das elektronische Rauschen und die Signalverarbeitung gegeben. Die Genauigkeit der Energie- und Winkelmessung der Rückstoßprotonen ist für kleine Impulsüberträge den besten hochauflösenden Magnetspektrometern überlegen, die in anderen Instituten zur Analyse der gestreuten Protonen an stabilen Targets eingesetzt wurden [273]. Die Energieeichung für die Rückstoßprotonen wurde mit einer ^{241}Am -Alphaquelle durchgeführt, die in der Kammer auf den Kathoden und Frischgittern aufgedampft war. Die erreichten Auflösungen der Energiemessung für vollständig abge-

bremste Protonen ist 70 keV (FWHM) und die Genauigkeit in der Winkelbestimmung innerhalb IKAR ist 10 mr. Die IKAR-Meßanordnung ist speziell entwickelt für die Untersuchung kleiner Impulsüberträge. Für die Interpretation der Streudaten bietet es sich an, die Abhängigkeit des Querschnittes als Funktion des Quadrates des Impulsübertrages ($-t = q^2$) zu diskutieren. Der t -Bereich, der mit IKAR gemessen werden konnte, ist $(0.001 < t < 0.05) \text{ (GeV/c)}^2$ und damit noch weit vom ersten Diffraktionsminimum entfernt. Im Bereich kleiner Impulsüberträge war eine große Empfindlichkeit für den Nachweis von Halokernen vorausgesagt worden [245].

Die experimentellen Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte der elastischen Protonenstreuung an den ${}^4,{}^6,{}^8\text{He}$ -Kernen sind im Bild 5.15 als Funktion der Mandelstamvariablen $-t$ aufgetragen. Die statistischen Fehler sind durch die eingezeichneten Fehlerbalken angegeben. Unsere Messung mit ${}^4\text{He}$ dient als Eichmessung sowohl für die Datenaufnahme als auch für die Interpretation mit einem Referenzkern, der keine weit ausgedehnte Neutronenverteilung besitzt und im Clustermodell [366] für ${}^6,{}^8\text{He}$ als Core angesehen werden kann. Die p - ${}^4\text{He}$ -Streuung wurde schon früher mit der IKAR-Anordnung untersucht [133], offene Symbole in der Abbildung 5.15. Unsere differentiellen Streuquerschnitte stimmen im Überlappungsbereich beider Experimente sehr gut überein, außerdem werden die Daten durch unsere Messung zu kleinen Impulsüberträgen erweitert. Um aus den differentiellen Streuquerschnitten Information über die Kernmaterieverteilung zu erhalten, wurden entsprechende theoretische Dichteverteilungen angenommen und mit den Daten verglichen. Die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen der theoretischen Beschreibung und den Meßwerten ist das Kriterium für die Güte.

Für ${}^4\text{He}$ erhalten wir mit Einteilchen-Dichteverteilungen aus einer Komponente wie reine Gauß- oder Fermiverteilung eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten. Der bestimmte rms-Radius ist $(1.67 \pm 0.03) \text{ fm}$. Bei dieser Angabe ist der Radius der einzelnen Nukleonen mitberücksichtigt (gefaltete Dichteverteilung). Der ungefaltete Radius ist $1.49 \pm 0.03 \text{ fm}$. Dieses Resultat ist in exzellenter Übereinstimmung mit der Ladungsverteilung, die mit Elektronenstreuung vermessen wurde. Unsere Ergebnisse für ${}^6,{}^8\text{He}$ bestätigen klar, daß beide Kerne mit einer zusammengesetzten Dichteverteilung am besten zu beschreiben sind. Die Ergebnisse für die Anpassung mit zwei Gauß-Verteilungen und der Dichteverteilung aus dem RRG-Modell sind in der Tabelle 5.3 zusammengestellt. In der Tabelle sind die rms-Radien gesondert für die Protonen- (R_Z) und Neutronenverteilung (R_N) angegeben. Außerdem ist ihre Differenz (ΔR_{N-Z}) und der totale rms-Radius (R_A)

$$\langle R_A^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{Z}{A} \langle R_Z^2 \rangle + \frac{N}{A} \langle R_N^2 \rangle \right]^{1/2} \quad (5.6)$$

berechnet. Der Fehler der Radien kann global mit $\pm 0.07 \text{ fm}$ abgeschätzt werden.

Die Einteilchen-Dichteverteilungen zur Beschreibung der elastischen Streuquerschnitte zeigen eindeutig verschiedene Strukturen für die verschiedenen He-Isotope. Während die Neutronenverteilung von ${}^4\text{He}$ am besten mit *einer* Gauß-Verteilung zu beschreiben ist, haben ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Kerne deutlich 2 Komponenten. ${}^6\text{He}$ läßt sich besser mit einer weiter nach außen laufenden Verteilung im Vergleich zu ${}^8\text{He}$ beschreiben. Die nuklearen Dichteverteilungen, die zur besten Anpassung an die experimentellen Streuquerschnitte führten, sind graphisch in der Abbildung 5.16 dargestellt. Die RRG-Dichteverteilungen sind in dem Bild mit *RRG* und die Gaußverteilungen mit *G* gekennzeichnet [226]. Für alle drei Helium-

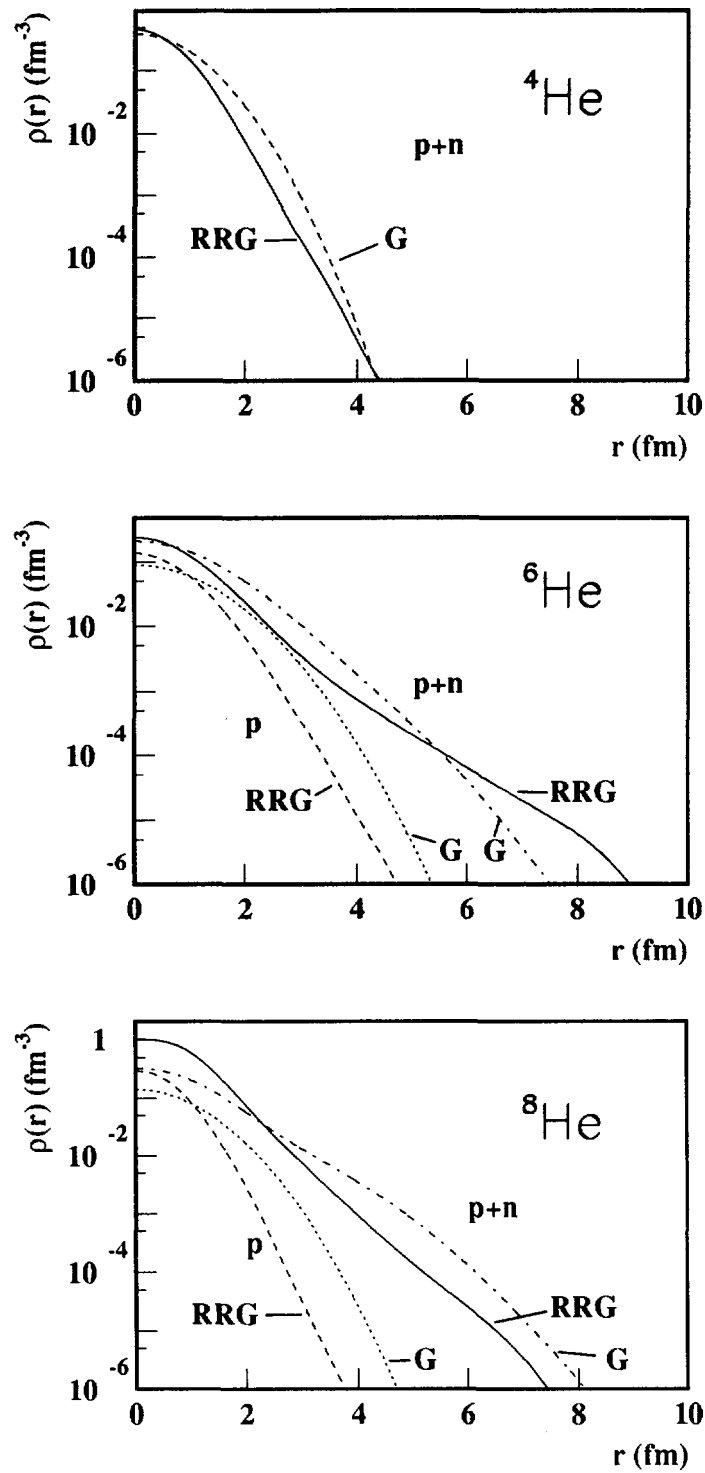


Abbildung 5.16: Nukleare Dichteverteilungen, die zur besten Anpassung an die experimentellen Streuquerschnitte führten. Die theoretischen Dichteverteilungen nach dem Refined-Resonating-Group Modell [204] sind in dem Bild mit *RRG* und die Gaußverteilungen mit *G* gekennzeichnet. Für ^6He - und ^8He -Kerne sind zusätzlich zur gesamten Materieverteilung ($p+n$) auch die Protonenverteilung (p) separat eingezeichnet[226].

Nucleus	Modell	R_Z/fm	R_N/fm	R_A/fm	$\Delta R_{N-Z}/\text{fm}$
${}^6\text{He}$	2-G	1.95	2.46	2.30	0.51
	RRG	1.80	2.61	2.37	0.81
${}^8\text{He}$	2-G	1.68	2.66	2.46	0.98
	RRG	1.71	2.60	2.41	0.89

Tabelle 5.2: *rms-Radien der Materieverteilungen von ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Kernen bestimmt durch Anpassungen an die experimentellen Streuquerschnitte mit Protonen in inverser Kinematik. R_Z , R_N und R_A sind die Protonen-, die Neutronen- und die gesamten rms-Radien. RRG kennzeichnet die mikroskopische Rechnung mit dem Refined-Resonator-Group Modell [364], während die anderen Werte mit Gauß-Verteilungen erhalten wurden. Die Neutronenverteilungen der ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Kerne wurden mit zwei Gauß-Verteilungen genähert (2-G) [226].*

misotope sind die Summe der Protonen- und Neutronenverteilungen (p+n) und für ${}^6,8\text{He}$ auch die Protonenverteilung separat (p) eingezeichnet. Die berechneten mittleren Radien sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der nuklearen Absorptionsexperimente der Tanihata Gruppe [323]. Unser Ziel geht jedoch über eine Bestimmung des mittleren Radius hinaus, es kann vielmehr Information über die Form der Dichteverteilung im Kern extrahiert werden.

Der im Vergleich zu ${}^6\text{He}$ kleiner werdende rms-Ladungsradius R_Z für ${}^8\text{He}$ ist unerwartet und ist noch nicht völlig geklärt, jedoch kann die unterschiedliche Schwerpunktsbewegung der beiden Kernzentren eine mögliche Ursache sein. Die Schwierigkeiten bei der Interpretation der ${}^8\text{He}$ -Dichteverteilung sind durch die Komplexität der mikroskopischen Rechnungen [364] und auch teilweise durch mangelnde Statistik der experimentellen Daten bedingt. Hauptsächlich muß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtkammern in kommenden Experimenten verbessert werden [226].

Das beschriebene Streuexperiment wird in zwei Richtungen in den zukünftigen Experimenten erweitert. Zum einen sollen schwere Halokerne wie ${}^{11}\text{Li}$ untersucht werden, zum anderen, durch die theoretischen Untersuchungen von Chulkov et al. [81] inspiriert, sollen mit einem anderen Detektorsystem auch die differentiellen Querschnitte zu größeren Impulsüberträgen bis mindestens zum ersten Diffraktionsminimum gemessen werden. In der Arbeit [81] wurde durch Rechnungen gefunden, daß die Empfindlichkeit der elastischen Streuquerschnitte auf Halostrukturen dort größer ist. Allerdings sind in diesem Streuwinkelbereich die inelastischen Streuprozesse in der gleichen Größenordnung wie die elastischen und stellen somit kompliziertere Anforderungen an die Analyse der Daten. Die inelastischen Querschnitte im oben geschilderten Experiment sind 2-3 Größenordnungen geringer und konnten deshalb vernachlässigt werden. Die Hauptergebnisse des elastischen Streuexperimentes sind im folgenden zusammengefaßt:

- Die Existenz der weit ausgedehnten Neutronenverteilung für ${}^6,8\text{He}$ wird klar durch die Meßergebnisse verifiziert.

- Beide Kerne lassen sich nicht wie ${}^4\text{He}$ durch eine einkomponentige Neutronendichteverteilung beschreiben. Die Faltung zweier Verteilungen, von Core und Valenzneutronen, stellt eine bessere Modellbeschreibung dar.
- Untersuchungen von schwereren Halokernen wie ${}^{11}\text{Li}$ sind mit dieser experimentellen Methode möglich und sind in zukünftigen Experimenten geplant.

5.3.3 Longitudinale Impulsverteilung als Signatur für Halokerne

Die Dichteverteilung der Nukleonen und ihre Impulsverteilung sind über eine Fourier-Transformation verknüpft. Die Messung der Impulsverteilung ist somit ein weiterer Zugang, um die Kernausdehnung zu studieren. Unser spezielles Ziel ist es, die Impulsverteilung der Halo-Neutronen zu messen. Experimentell kann diese Aufgabe durch eine geeignete Reaktion gelöst werden, die den Core von den locker gebundenen Halo-Neutronen trennt. Die gemessene Impulsverteilung des Core oder der entfernten Nukleonen liefert die gesuchte Wellenfunktion, wenn der Einfluß der Reaktion selbst auf die experimentelle Observable vernachlässigt oder korrigiert werden kann. Diese Methode zur Bestimmung der Wellenfunktion findet in verschiedenen Bereichen der Physik erfolgreiche Anwendungen, bspw. mit der $(e,2e)$ -Reaktion in der Atom- und Festkörperphysik [202]. Die Messung der Impulsverteilung impliziert ebenfalls die Möglichkeit der Bestimmung der Separationsenergie des abgetrennten Teilchens.

Diese Ausführungen seien mit dem einfachsten Modell für einen Kern mit einem schwach gebundenen Halo-Neutron praktisch erläutert. Die charakteristischen Eigenschaften des Halo-Neutrons seien in großer Entfernung (r) vom Kernzentrum durch eine Yukawa-Wellenfunktion beschrieben

$$\Psi(r) \simeq C_1 \frac{e^{-\kappa r}}{r} \quad , \quad (5.7)$$

wobei C_1 eine Normierungskonstante ist. Wegen ihrer großen Ausdehnung sind Halo-Wellenfunktionen durch ihr Verhalten im asymptotischen Bereich dominant geprägt. Es ist daher physikalisch sinnvoll, die Wellenfunktion für alle Werte des Abstandes r in erster Näherung durch eine Yukawaform zu ersetzen. Diese stark vereinfachte Beschreibung hat den Vorteil, daß die relevanten Größen in geschlossener Form berechnet werden können. Die zugehörige Dichteverteilung des Halo-Neutrons ist

$$\rho(r) = |\Psi(r)|^2 \quad , \quad (5.8)$$

und die Separationsenergie S_n des Neutrons ist gegeben durch

$$\kappa = \frac{\sqrt{2\mu S_n}}{\hbar} \quad . \quad (5.9)$$

μ ist die reduzierte Masse und κ^{-1} der Reichweiteparameter, der ein Maß für die Entfernung zwischen Kernrumpf und Halo-Neutron ist. Im Fall des Kerns ${}^{11}\text{Be}$ ist der Reichweiteparameter 6.75 fm, wenn man die Separationsenergie des Valenzneutrons von 504 keV zugrundelegt. Man erkennt, daß diese Ausdehnung riesig ist und den rms-Radius von einem ${}^{208}\text{Pb}$ -Kern (5.59 fm) überschreitet. Der Vergleich läßt verstehen, warum die Evidenz

für Halokerne so großes Interesse und Begeisterung in der Kernphysik ausgelöst hat. Aus der Dichteverteilung folgt durch Fourier-Transformation die Impulsverteilung, die für das dargestellte Modell eine Lorentz-Verteilung ist:

$$f(p) = C_2 \frac{1}{p^2 + \hbar^2 \kappa^2} \quad (5.10)$$

C_2 ist wiederum eine Normierungskonstante. Mit der Yukawa-Wellenfunktion folgt für den mittleren quadratischen Radius $\langle R^2 \rangle$:

$$\langle R^2 \rangle = \int_0^\infty r^2 e^{-2\kappa r} dr / \int_0^\infty e^{-2\kappa r} dr = \frac{1}{2\kappa^2} \quad (5.11)$$

Dieses Modell geht von einem Drehimpuls Null, also von einem s-Zustand, aus. Die angegebenen Gleichungen veranschaulichen im Prinzip das quantenmechanische Phänomen der Halo-Zustände; jedoch ist eine realistischere Verallgemeinerung und die Erweiterung auf Halokerne mit mehreren Valenzneutronen nötig, um die experimentellen Daten zu erklären [142, 366, 262].

Wie erreicht man die eingangs angeführte Bedingung, um aus der Impulsmessung die Struktur des Halokerns zu erschließen? Die im Kapitel 5.1 behandelten peripheren Kernreaktionen bei relativistischen Energien, die Projekttilfragmentation und die elektromagnetische Dissoziation sollten geeignete Stoßprozesse darstellen, um die schwach gebundenen Halo-Neutronen vom Core zu separieren. Für eine solche Aufbruchreaktion leiteten Hufner und Nehmes [161] theoretisch das resultierende Impulsspektrum her. Für die Projektion der Impulsverteilung $\frac{d\sigma}{dp_{||}}$ parallel zur Strahlachse folgt:

$$\frac{d\sigma}{dp_{||}} = \int d^2 \vec{s} D(\vec{s}) \int dz \int d^2 p_{\perp} W(\vec{s}, z, \vec{p}_{\perp}, p_{||} - \langle p_{||} \rangle) \quad (5.12)$$

In dieser Gleichung repräsentiert W , die Wigner-Transformierte, die Einteilchen-Dichtematrix des in der Reaktion entfernten Teilchens, während D den Einfluß der Reaktionsdynamik berücksichtigt. Nach diesem Modell konnten die Autoren Daten von relativistischen leichten Projekttilfragmenten mit stark gebundenen Nukleonen (7-8 MeV pro Nukleon) gut erklären [134].

Inspiziert durch diese Arbeiten [161, 112, 336] haben Kobayashi et al. [183] die transversale Impulsverteilung von ^9Li nach Aufbruchreaktionen von 790 A·MeV ^{11}Li in verschiedenen Targets durch Winkelmessung untersucht. Sie fanden eine drastisch schmalere transversale Impulsverteilung, als sie stärker gebundene Projekttilfragmente aufweisen, die von (1-2) A·GeV ^{16}O und ^{12}C Strahlen produziert wurden. Die gemessene Breite (FWHM) für ^9Li war etwa 90 MeV/c, während die entsprechende Größe für ein einzelnes stark gebundenes Nukleon, wie bspw. für einen ^{12}C Kern 221 MeV/c oder für ^{208}Pb 265 MeV/c beträgt [213]. Die Impulsverteilung stark gebundener Nuklide läßt sich gut mit der Goldhaber-Theorie [129] verstehen. Da die Projekttilgeschwindigkeit sich in peripheren Reaktionen bei relativistischen Energien nur gering ändert, ist es zweckmäßig, die Impulsverteilung bei diesen Betrachtungen ins Projekttilsystem zu transformieren. Es stellt sich sogleich die Frage, ob die beobachtete erstaunlich schmale Impulsverteilung von ^9Li wirklich durch die Struktur von ^{11}Li bestimmt wird. Die hohe Energie der ^{11}Li Projektile und die vergleichsweise

vernachlässigbare Separationsenergie der Valenzneutronen sind wichtige Voraussetzungen dafür, daß die Reaktionsdynamik geringen Einfluß hat. Bei der Messung der transversalen Impulse sind jedoch die relativ großen Beiträge der Kleinwinkelstreuung beim Durchqueren der Aufbruchtargets zu berücksichtigen und außerdem kommt unvermeidbar die Coulomb-Ablenkung im Kernstoß additiv dazu. Beide Effekte tragen zu einer Verbreiterung der gemessenen Verteilung bei.

Die Aufbruchreaktion ($^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}$) wurde danach auch bei 29 A·MeV untersucht, indem die Winkelverteilung der Neutronen gemessen wurde [11]. Auffallendes Ergebnis war, daß die bestimmte transversale Impulsverteilung der Neutronen eine Breite von nur 25 MeV/c (FWHM) hatte und somit drastisch schmaler als die transversale Impulsverteilung von ^9Li bei 790 A·MeV ist. Die Interpretation beider Experimente verdeutlicht klar, daß die Wellenfunktion der beiden Halo-Neutronen von ^{11}Li nicht einfach aus diesen Messungen zu bestimmen ist. Besonders die Impulsverteilung der Neutronen ist sehr empfindlich auf den Reaktionsmechanismus [11, 143], und wie wir aus unseren eigenen Experimenten wissen, reflektiert sie im Fall von ^{11}Li auch noch Endzustandswechselwirkungen. In einer theoretischen Arbeit weisen Bertulani und McVoy [45] darauf hin, daß die longitudinale Impulsverteilung der Kerne nach Entfernen der Valenzneutronen in einer Aufbruchreaktion eine bessere Observable ist, um den Halokern direkt zu studieren. Allerdings ist diese Forderung experimentell schwer zu erfüllen. Man muß dabei bedenken, daß durch die primäre Produktionsreaktion der Halokerne ihr Impulsstragging schon um mehr als einen Faktor 10 größer ist als die nötige Anforderung an die Auflösung, um die induzierte Impulsverteilung durch die Aufbruchreaktion messen zu können.

Eine elegante Möglichkeit zur Lösung dieses Problems ist der Einsatz eines Energieverlustspektrometers, siehe Kapitel 3.2. Der FRS ist für diese Verwendung konzipiert, solche Messungen waren schon bei Planung des Spektrometers beschrieben [117]. Die Kinematik bei relativistischen Energien hat bei diesen Messungen den Vorteil, daß schon mit einer Magnetfeldeinstellung das gesamte Impulsspektrum der schweren Aufbruchprodukte als Ortsspektrum abgebildet wird.

^{11}Be -Experiment

^{11}Be wurde aus den Pionierexperimenten [323] mit der nuklearen Absorptionsmethode als ein Halokern mit einem Valenzneutron identifiziert. Das äußerste Neutron ist nur mit 504 keV gebunden und die Anregungsenergien sind relativ gut bekannt. Die Struktur eines solchen 1-Nukleonen-Halokerns ist durch die direkte Wechselwirkung des Valenznukleons mit dem Rumpf bestimmt, anders als im Fall eines 2-Neutronen-Halokerns, wie ^{11}Li , bei dem die Paarwechselwirkung der Valenznukleonen untereinander noch dominant hinzukommt. Ein ^{18}O Projektilstrahl wurde mit einer Energie von 702 A·MeV aus dem SIS langsam extrahiert und auf ein 8 g/cm² Berylliumtarget fokussiert, um durch Fragmentation den Halokern ^{11}Be zu erzeugen. Der FRS wird in diesem Experiment dazu benutzt, um die longitudinale Impulsverteilung von ^{10}Be nach Aufbruchreaktion der ^{11}Be -Kerne in einem 5.4 g/cm² Aluminium- und einem 8.0 g/cm² Bleisekundärtarget zu messen. Die Targetdicken sind so ausgewählt, daß der atomare Energieverlust von ^{11}Be in beiden gleich ist, um eventuelle systematische Spektrometereinflüsse, wie Bildfehler und Unterschiede in den effektiven Ablenkradien, identisch zu halten. Der ^{11}Be -Sekundärstrahl hat nach dem Pro-

duktionstarget eine mittlere Energie von 683.4 A·MeV und nach dem Durchqueren der Sekundärtargets 666 A·MeV. Die Messung der Impulsverteilung von ^{11}Be -Nukliden nach den Sekundärtargets dient als Eichmessung und reflektiert somit die Impulsauflösung, die Bildfehler und alle atomaren Stragglingeinflüsse, mit der die entsprechende Impulsverteilungen der ^{10}Be -Fragmente nach der Aufbruchreaktion in Blei und Aluminium entfaltet werden. Nur die Verbreiterung durch den Ort der Aufbruchreaktion im Sekundärtarget ist in dieser Eichmessung nicht enthalten. Dieser Einfluß durch die unterschiedlichen Energieverluste von Halokern und dessen Aufbruchprodukt in den Sekundärtargets wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms MOCADI [292] berücksichtigt. Haben die Aufbruchfragmente und der zu untersuchende Halokern die gleiche Kernladung, so ist jedoch diese Korrektur sehr gering.

In Abbildung 5.17 sind die gemessenen ^{11}Be - und ^{10}Be -Ortsverteilungen am F_4 -Fokus des FRS dargestellt. ^{10}Be wird durch Projektilfragmentation von ^{11}Be im 5.4 g/cm^2 Aluminiumtarget am zentralen Fokus an F_2 erzeugt. Man erkennt, daß die Entfaltung der ^{10}Be - mit den Beiträgen der ^{11}Be -Verteilung aufgrund der hohen FRS-Auflösung und der guten Strahlqualität nur eine geringe Korrektur bedeutet. Mit Hilfe der Spektrometereichungen und der Lorentz-Transformation werden die Ortsspektren in Impulsspektren im Projektilsystem umgerechnet.

Die dargestellten Ortsspektren sind bei einer $B\rho$ -Einstellung aufgenommen. Dies ist ein großer Vorteil der hohen Energie, die eine nahezu vollständige Transmission der longitudi-

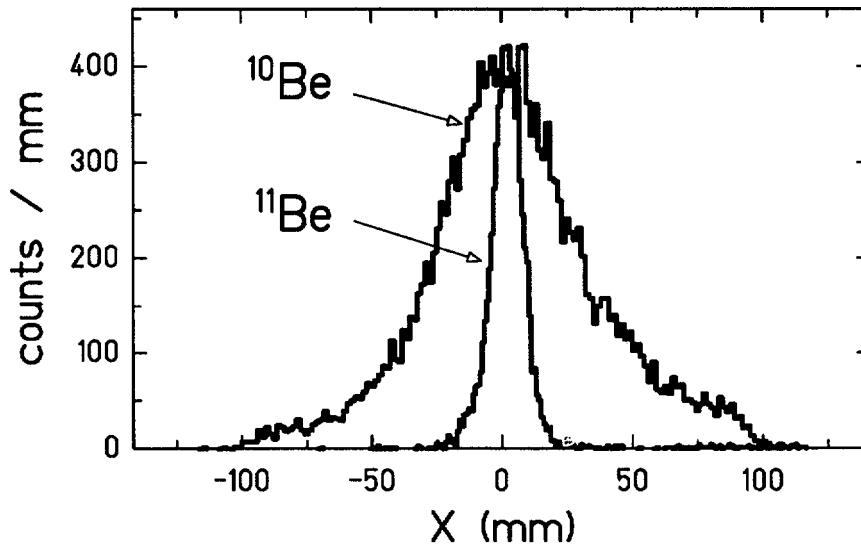


Abbildung 5.17: ^{11}Be - und ^{10}Be -Ortsverteilungen am F_4 -Fokus des FRS, der in diesen Messungen als Energieverlustspektrometer betrieben wurde. Ein 683 A·MeV ^{11}Be -Sekundärstrahl wurde in der Reaktion ($^{11}\text{Be} + \text{Al} \rightarrow ^{10}\text{Be} + \text{X}$) in einem Aluminiumtarget am zentralen Fokus F_2 des FRS zu ^{10}Be -Kernen fragmentiert.

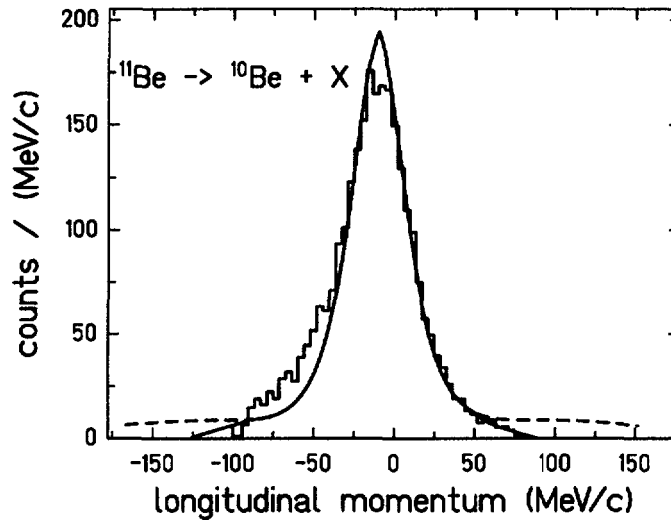


Abbildung 5.18: Longitudinale Impulsverteilung von 666 A-MeV ^{10}Be nach Fragmentation von ^{11}Be in einem Aluminiumtarget. Die gemessene Verteilung ist zusammen mit der theoretischen QRPA-Rechnung [194] dargestellt, die zum realistischeren Vergleich mit der experimentellen Transmissionskurve gefaltet ist (durchgezogene Kurve). Der gestrichelte Anteil ist die theoretische Kurve ohne Berücksichtigung der Transmission.

nen Impulsverteilung von ^{10}Be erlaubt. Das transformierte longitudinale Impulsspektrum im ^{11}Be -Bezugssystem ist in der Abbildung 5.18 gezeigt. Die gemessene Breite (FWHM) der Impulsverteilung ist 50 ± 3 MeV/c und 44 ± 4 MeV/c für den Aufbruch im Al- beziehungsweise im Pb-Target. Diese Verteilung ist etwa um einen Faktor 4 schmäler, als man nach der Goldhaber-Theorie für fest gebundene Nukleonen erwarten sollte. Ein Vergleich mit einer realistischeren Theorie [194] zeigt eine gute Übereinstimmung, besonders wenn beim Vergleich die Transmission des FRS mitberücksichtigt wird, siehe Bild 5.18.

Die Theorie ist eine mikroskopische Beschreibung der Nukleonenzustände, die auf der Quasiteilchen-Anregung beruht und mit Hilfe der RPA-Methoden (Random Phase Approximation) berechnet wird [193]. Polarisation des ^{10}Be -Rumpfes und korrelierte Anregung bis weit in die Kontinuumszustände sind Charakteristika dieser Modellrechnungen, die die Dynamik der Wechselwirkung einschließen im Gegensatz zu statischen Mittelfeldrechnungen (mean field). Zustände in ungeraden Kernen, wie ^{11}Be , werden als Superposition von ein und drei Quasiteilchenkomponenten beschrieben [194]. Aus der Wellenfunktion des Halo-Neutrons in ^{11}Be wird dann durch Fourier-Transformation die Impulsverteilung berechnet, deren Projektion direkt mit der experimentellen longitudinalen Impulsverteilung verglichen werden kann. Die FWHM-Breite ist 42 MeV/c und stimmt somit gut mit dem Experiment überein, ein Beweis dafür, daß mit dieser Aufbruchreaktion und der longitudinalen Impulsmessung die weit ausgedehnte Neutronen-Dichteverteilungen empfindlich nachgewiesen werden kann. Anzumerken sei noch, daß die theoretische Beschreibung keinerlei Anpassungsparameter enthält, die den realistischen Vergleich mit dem Experiment

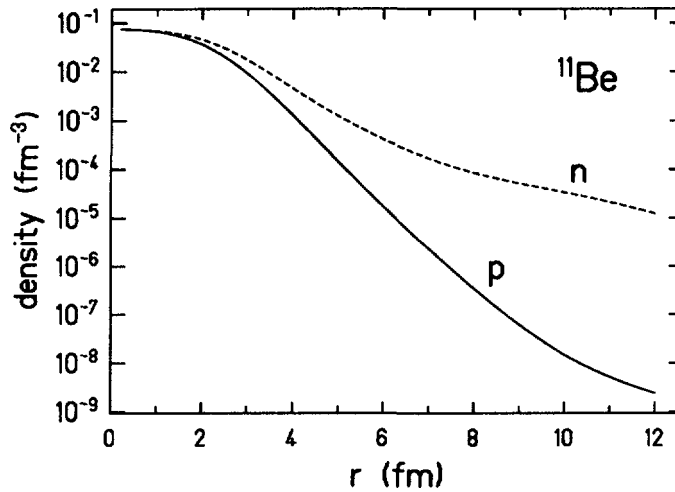


Abbildung 5.19: Normierte theoretische Neutronen-(gestrichelt) und Protonen-Dichteverteilung (durchgezogen) von ^{11}Be , die mit der Wellenfunktion berechnet wurden, mit der die longitudinale Impulsverteilung in Abbildung 5.18 berechnet ist [194].

erschweren würde. Lediglich wurde die Transmission des FRS mit der theoretischen Verteilung gefaltet, Bild 5.18.

Um einen möglichen Einfluß der Reaktionsdynamik zu untersuchen, wurden neben dem Aluminium- auch das Bleitarget eingesetzt, bei dem die Coulomb-Dissoziation in der Erzeugung von ^{10}Be signifikant beiträgt. Außerdem wurde das Experiment auch bei einer Energie von 463.1 A·MeV durchgeführt. Das wichtigste Ergebnis ist, daß keine Target- oder Energieabhängigkeit die Breite der Impulsverteilung innerhalb der Meßfehler verändert. Somit sind die gemessenen Verteilungen dominant durch die Kernstruktur geprägt und erlauben die Bestimmung der Wellenfunktion des Halo-Neutrons von ^{11}Be , wie es der Vergleich mit der Theorie auch gezeigt hat.

Eine weitere Bestätigung dieser Aussage liefern experimentelle longitudinale Impulsverteilungen von ^{10}Be -Fragmentstrahlen, die mit 63 A·MeV ^{11}Be -Kernen in ^9Be -, ^{53}Nb -, ^{181}Ta -, ^{238}U -Sekundärtargets erzeugt wurden [173]. Die gemessenen Impulsbreiten sind in diesem Experiment ebenfalls unabhängig vom Targetmaterial und damit auch unabhängig vom Reaktionsmechanismus. Die gemittelte Impulsbreite für alle Targetmaterialien beträgt (43.6 ± 1.1) MeV/c. Dieses Ergebnis ist im Absolutwert um etwa 10 % kleiner als unser gemittelter Ergebnis von 49.7 MeV/c. Bei diesem Vergleich muß man bedenken, daß die Messung bei relativistischen Energien durch die starke kinematische Fokussierung enorm erleichtert ist und somit die Einflüsse der Spektrometertransmission wesentlich geringer sind. Deshalb ist eine mögliche Erklärung für die kleineren Halbwertsbreiten die geringere Transmission des Magnetspektrometers A1200 [299] für diese Reaktion. Die Impulsspektren im A1200-Experiment sind aus vielen Messungen bei verschiedenen $B\rho$ -Einstellungen zusammengesetzt. Der Einfluß der Transmissionsverluste bewirkt eine signifikant kleinere Halbwertsbreite [173]. Unter Berücksichtigung dieses Unterschiedes sind die Ergebnisse bei-

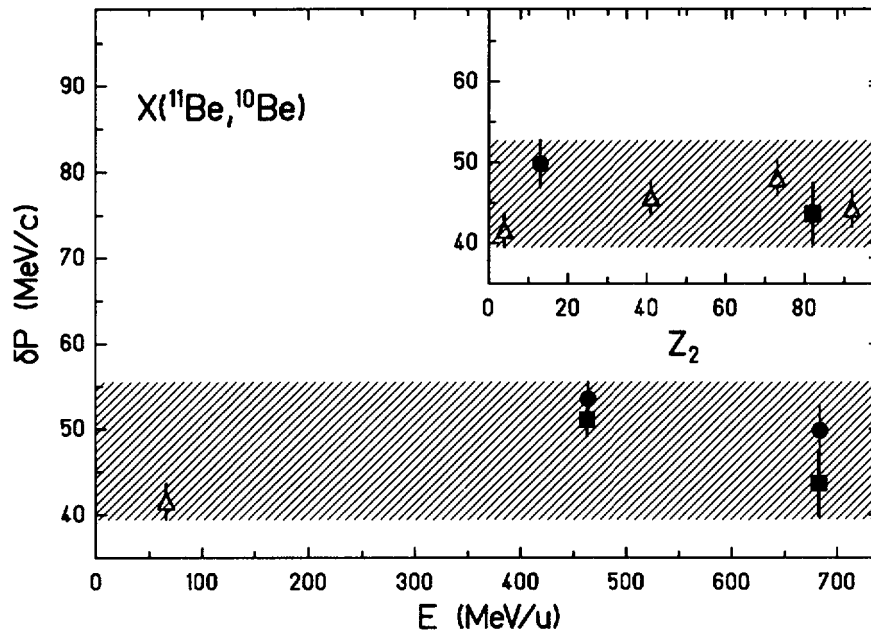


Abbildung 5.20: Experimentelle Halbwertsbreiten (FWHM) der longitudinalen Impulsverteilung von ^{10}Be nach Aufbruchreaktion von ^{11}Be bei verschiedenen Energien und in verschiedenen Sekundärtargets. Die ausgefüllten Symbole (Kreis:Al, Quadrat:Pb Targets) sind aus dem Experiment am FRS, während die anderen Daten am A1200 [299, 173] bei 63 A·MeV gemessen wurden. In der Darstellung der Targetabhängigkeit sind die Daten für 63 und 683 A·MeV zusammen aufgetragen.

der Experimente in guter Übereinstimmung. Anzumerken bleibt, daß auch der A1200 als Energieverlustspektrometer in diesem Experiment betrieben wurde und daß auch andere Halokerne erfolgreich mit dieser Methode untersucht wurden [239]. Die Halbwertsbreiten aus den verschiedenen Experimenten sind als Funktion der Energie der ^{11}Be -Sekundärstrahlen in der Abbildung 5.20 dargestellt. Die Meßwerte für verschiedene Targetmaterialien sind im eingesetzten Bild illustriert.

Unsere experimentellen Impulsverteilungen besitzen eine leichte Asymmetrie auf der niederenergetischen Seite außerhalb der Halbwertsbreite, deren Signifikanz in zukünftigen Experimenten mit höherer Auflösung untersucht wird.

Die wichtigsten Ergebnisse dieses ^{11}Be -Experimentes sind:

- Die gemessenen longitudinalen Impulsverteilungen von ^{10}Be nach peripheren Aufbruchreaktionen von ^{11}Be geben eine klare Signatur für die Existenz des Neutronen-Halokerns.
- Die QRPA-Kernstrukturrechnungen [194] können die gemessene longitudinale Impulsverteilung gut reproduzieren. Die Daten leisten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Wellenfunktion des Halo-Neutrons in ^{11}Be .

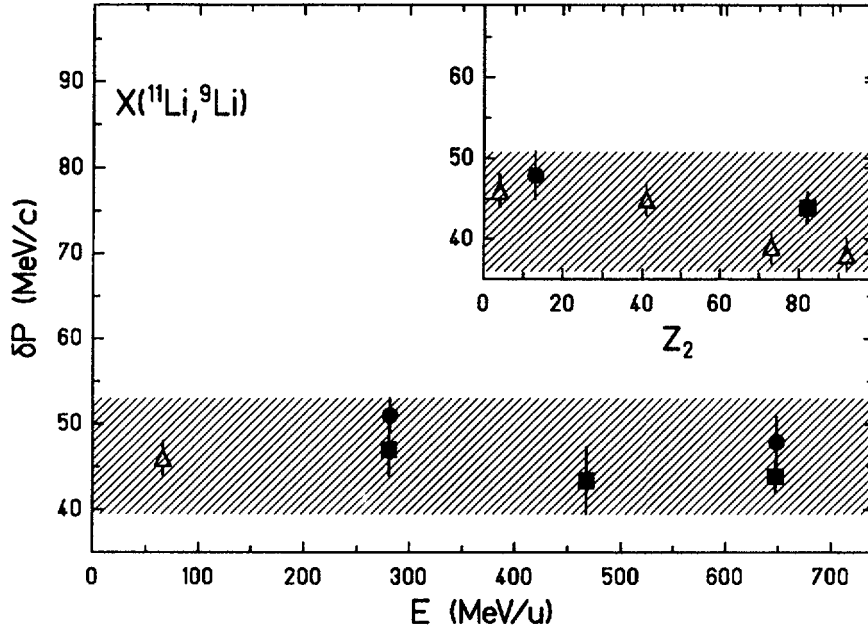


Abbildung 5.21: Experimentelle Halbwertsbreiten (FWHM) der longitudinalen Impulsverteilung von ^9Li -Kernen nach dem Zweineutronen-verlust von ^{11}Li bei verschiedenen Energien und in verschiedenen Sekundärtargets. Die ausgefüllten Symbole (Kreis:Al, Quadrat:Pb Targets) sind aus dem Experiment am FRS, während die anderen Daten am A1200 [299, 239] bei 63 A·MeV gemessen wurden. In der Darstellung der Targetabhängigkeit sind die Daten für 63 und 648 A·MeV zusammen aufgetragen.

- Der mittlere Radius der Materieverteilung in ^{11}Be , berechnet mit der QRPA-Wellenfunktion, beträgt 3.37 fm [194].

Neue Modellrechnungen von P.G. Hansen [144] und H. Esbensen [100] zeigen, daß die longitudinale Impulsverteilung von ^{10}Be nach peripheren Aufbruchreaktionen von ^{11}Be bei relativistischen Energien vernachlässigbar von der Reaktionsdynamik beeinflusst wird. Die gemessene Impulsverteilung reflektiert somit dominant die Kernstruktur von ^{11}Be [125]. Der Erfolg der Methode der longitudinalen Impulsmessung wurde auch in MSU erneut demonstriert, indem ein neuer 1-Neutronen Halokern durch seine schmale Impulsverteilung entdeckt wurde [36]. Die gemessene Impulsbreite der ^{18}C -Kerne nach Aufbruch von 77.2 A·MeV ^{19}C -Kernen wurde zu 44.3 ± 5.9 MeV/c (FWHM) am A1200 [299] bestimmt.

^{11}Li -Experiment

Obwohl ^{11}Li zu den ersten Kandidaten der Halokerne gehört, beginnen wir erst in jüngster Vergangenheit, Details seiner Kernstruktur besser zu verstehen. Durch das Dreikörperproblem und die Korrelation zwischen den beiden Valenzneutronen ist die Beschreibung dieses Kerns schwieriger.

Mit dem gleichen Aufbau am FRS wie für das geschilderte ^{11}Be -Experiment haben wir die longitudinale Impulsverteilung von ^9Li aus der 2n-Reaktion von ^{11}Li bei verschiedenen Energien gemessen. Die gemessenen Halbwertsbreiten sind analog zu den Ergebnissen mit ^{11}Be in der Abbildung 5.21 dargestellt. Die Impulsbreite der ^9Li -Aufbruchfragmente ist mehr als einen Faktor 5 schmäler als man nach der Goldhaber-Theorie [129] erwarten sollte. Wiederum sind die FRS-Ergebnisse zusammen mit den Daten vom A1200-Experiment [239] dargestellt. Der Mittelwert der FRS-Daten ist 48.3 MeV/c und der entsprechende Wert der A1200-Daten 43.0 MeV/c, dieser systematische Unterschied ist apparativ bedingt und wurde bereits in der Beschreibung des ^{11}Be -Experimentes diskutiert. Die Erklärung der schmalen Impulsbreite im Fall des 2-Neutronen-Halokerns ^{11}Li ist komplizierter als bei ^{11}Be , denn bei einer sequentiellen Entfernung der beiden Valenzneutronen geht man durch einen Resonanzzustand des ungebundenen ^{10}Li Kernes, und somit hat die Endzustandswechselwirkung sicher einen Einfluß auf die gemessene Impulsverteilung. Dieser Einfluß wurde deutlich bei unserer Messung der Impulsverteilung der Neutronen bemerkt, sollte jedoch bei den schweren Aufbruchfragment ^9Li weniger auftreten.

In der Tat stimmt eine Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) Rechnung [193, 194] für ^{11}Li gut mit dem gemittelten experimentellen Ergebnis überein, ein weiteres Zeichen dafür, daß die longitudinale Impulsverteilung des Rumpffragments nach Entfernen der Halo-Neutronen eine gute Observable für das Studium der Wellenfunktion ist. Die Wellenfunktion für die Halo-Neutronen in ^{11}Li ist hauptsächlich durch die Paarwechselwirkung geprägt, die durch die Gorkov-Methode realistisch berücksichtigt wurden [84]. Die gemessene mittlere Impulsbreite von 48.3 MeV/c ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von 45.9 MeV/c, der unter der Annahme eines 2n-Clusteraufbruchs mit einer kohärenten Überlagerung aus s- und p-Wellenbeiträgen erhalten wurde. Ohne diese Überlagerung sind die einzelnen Verteilungen breiter: $\text{FWHM}(s_{1/2}) = 53 \text{ MeV/c}$ und $\text{FWHM}(p_{1/2}) = 114 \text{ MeV/c}$. Es ist deshalb interessant, bei der experimentellen Impulsverteilung nach einer 2-komponentigen Verteilung zu suchen, erste Anzeichen für eine solche Zusammensetzung deuten sich im gemessenen Spektrum an, jedoch muß man bei einer solchen Analyse aufgrund der Transmissionsbegrenzung des FRS vorsichtig sein. Die Auswertungen unter diesen Aspekten ist noch nicht abgeschlossen.

Wie eingangs erwähnt, ist die Messung der Impulsverteilung der Halo-Neutronen schwieriger zu interpretieren, weil die Auswirkung der Reaktionsdynamik stärker die experimentellen Neutronenspektren beeinflusst. Um mehr über diese Zusammenhänge zu lernen, wurden die Sekundärstrahlen ^8He , ^{11}Li , ^{11}Be nach 'Cave B' transportiert, um die entsprechenden Aufbruchreaktionen mit dem Dipolmagneten ALADIN [159] und dem Neutronendetektor LAND [51] zu studieren. Diese Experimentiereinrichtungen erlauben die Impulsmessung der Core-Fragmente in Koinzidenz mit den entfernten Neutronen, d.h. es kann eine Messung in vollständiger Kinematik durchgeführt werden.

5.3.4 Untersuchungen von Neutronen-Halokernen in vollständiger Kinematik

Die dritte Ausbaustufe des FRS, die eine direkte Verbindung zu den Experimentiereinrichtungen in der Targethalle herstellen, war 1992, zum Zeitpunkt dieses Experimentes, noch in der Planungsphase. Deshalb verlangte die Experimentdurchführung mit der Kombinati-

on von FRS, dem Dipolmagneten ALADIN [159] und dem Neutronendetektor LAND [51], daß die vom FRS separierten Sekundärstrahlen zunächst in den ESR injiziert und nach einem Umlauf im Ring wieder extrahiert wurden. Danach wurden mit den Magneten des Strahlführungssystems die exotischen Nuklide auf das Target im 'Cave B' fokussiert. Die maximale Strahlsteifigkeit der Fragmentstrahlen war durch das Magnetsystem des ESR auf 9.5 Tm begrenzt. Ein ^{18}O -Projektilstrahl wurde aus dem SIS bei einer Energie von 640 A·MeV und 340 A·MeV langsam extrahiert und in einem 8 g/cm² Beryllium-Produktionstarget am Eingang des FRS fragmentiert. Die maximale Intensität von 2×10^{10} ^{18}O -Ionen pro SIS-Extraktionspuls wurde mit einer Penning-Ionenquelle erreicht. Problematisch war in diesem Experiment, bei dem praktisch alle Komponenten der GSI-Anlage für relativistische Sekundärstrahlen erstmals in Kombination eingesetzt wurden, die geringe ionenoptische Transmission von etwa 1%, die durch Verluste bei der Injektion und Extraktion am ESR verursacht wurde. Die höhere SIS-Energie wurde zur Produktion von ^{11}Be -Fragmenten eingesetzt, die mit Hilfe der unterschiedlichen Abbremsung in den Detektoren und Vakuumfenstern in der Mittelebene, entsprechend etwa 1.5 g/cm², isotonenrein separiert zur Experimentanordnung nach 'Cave B' transportiert wurden. Mit der niedrigeren Energie wurden ^{11}Li -Strahlen produziert. Ohne den Einsatz des Degraders, nur mit magnetischer Analyse im FRS, gelangten Fragmente mit gleichem $B\rho$ zum Sekundärtarget vor dem ALADIN, d.h. dem ^{11}Li -Strahl waren noch andere neutronenreiche Kerne, wie ^8He und ^{14}Be , beigemischt. Ziel des Experimentes war es, die Aufbruchreaktionen der angegebenen Neutronen-Halokerne in Kohlenstoff und Blei in vollständiger Kinematik zu untersuchen. Durch Messung aller Impulskomponenten der ankommenden Halo-Fragmentstrahlen und der Reaktionsprodukte nach dem Aufbruch der Halokerne wurde die kinematisch vollständige Messung erreicht.

Der experimentelle Aufbau zu dieser Zielsetzung ist in Abbildung 5.22 schematisch gezeigt. Vor dem Sekundärtarget wird mit zwei Vieldrahtkammern (1,2) die Emittanz des ankommenden Fragmentstrahles gemessen. Ein ortsempfindlicher, 500 µm dicker Plastiks-zintillator vor dem Sekundärtarget lieferte die Zeitreferenz für alle anderen Detektoren und gab zusätzlich durch die Energiedeposition der Fragmente eine gute Z-Identifikation. Die Figur 5.22 zeigt zwei Energieverlustspektren, repräsentativ für die beiden Experimentphasen des FRS, für die isotonenreine Separation mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ Methode und für die reine $B\rho$ -Analyse. Durch Messung der Flugzeit zwischen dem Szintillator und der Flugzeitwand (plastic wall) kombiniert mit der $B\rho$ -Messung am ALADIN und Z-Bestimmung konnten die Fragmente nach dem Sekundärtarget vollständig identifiziert werden. Mit Hilfe der Driftkammern (MWDC) wurde über Messung der Winkelverteilung die transversale Impulsverteilung der Fragmente bestimmt. Ein Spektrum der entsprechenden Impulsverteilung von ^9Li Fragmenten ist ebenfalls in der Abbildung eingefügt. Diese Fragmente sind durch Neutronenverlust aus ^{11}Li entstanden. Die dabei abgestreiften Neutronen wurden im Neutronendetektor LAND registriert, der in 11.6 m Entfernung vom Target positioniert war. LAND hat eine aktive Fläche von $2 \times 2 \text{ m}^2$ und eine Dicke in Strahlrichtung von 1 m. Die radialen Impulse der Neutronen wurden mit den ortsempfindlichen Szintillatormodulen des LAND gemessen, die longitudinale Impulskomponente wurde durch Flugzeitmessung erhalten. Das zu den ^9Li -Fragmenten korrelierte radiale Impulsspektrum der Neutronen ist ebenfalls in der Übersichtsabbildung dargestellt.

Erste Ergebnisse dieses Experimentes sind in den Referenzen [163, 369, 142] und einigen

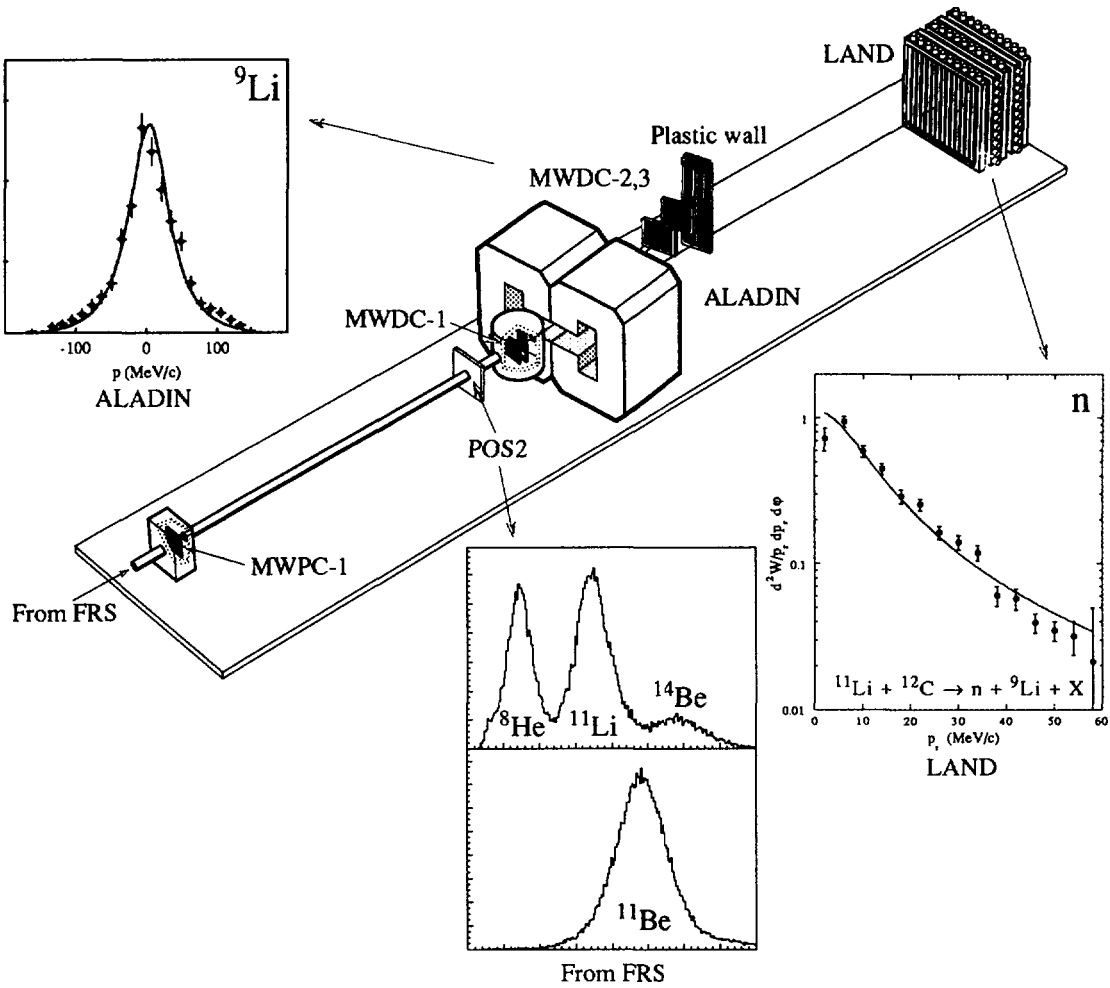


Abbildung 5.22: Experimentanordnung zur Untersuchung von relativistischen Neutronen-Halokernen mit der Kombination von FRS, ALADIN und LAND. Durch Messung aller Impulskomponenten der ankommenden Halo-Fragmentstrahlen und der Reaktionsprodukte nach dem Aufbruch der Halokerne wird die kinematisch vollständige Messung erreicht. Neben der schematischen Detektoranordnung sind zur Illustration die ankommenden Fragmentverteilungen, die transversalen Impulsverteilungen von ${}^9\text{Li}$ und der Neutronen nach der Reaktion von ${}^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow {}^9\text{Li} + \text{n} + \text{x}$ zur Übersicht eingefügt [228].

Konferenzberichten bereits vorgestellt. Hier sollen nur zwei Aspekte behandelt werden: Erstens, wieweit geben die Neutronenimpulsspektren Information über ihre Eigenschaften im Kern bevor sie dem Neutronen-Halokern entrissen wurden, zweitens, was können wir von einer Messung mit vollständiger Kinematik zusätzlich lernen?

Die erste Thematik soll am Beispiel des Einneutronen-Halokerns ${}^{11}\text{Be}$ erläutert werden. Wie bereits ausgeführt, wurden die radialen Impulsverteilungen der Neutronen in Koinzidenz mit den Restkernen der Aufbruchreaktion gemessen. Mit der Ortsauflösung des LAND von 7 cm und dem angegebenen Abstand zum Target beträgt die entsprechende transver-

sale Impulsauflösung in diesem Experiment für Neutronen mit der Geschwindigkeit der ^{11}Be -Kerne 6.5 MeV/c. In der Abbildung 5.23 sind die radialen Impulsverteilungen der ^{11}Be -Neutronen in Koinzidenz mit den Fragmenten ^{10}Be , ^7Li und ^9Li dargestellt. An die verschiedenen Verteilungen sind Lorentz-Kurven angepaßt, die durch sehr unterschiedliche Breiten charakterisiert sind. Die breiteste Verteilung wurde für die Koinzidenz mit dem Halo-Core ^{10}Be gefunden. Dies ist eine erstaunliche Beobachtung, wenn man sich an die schmale longitudinale Impulsverteilung der ^{10}Be -Kerne erinnert. Die Erklärung ist relativ einfach: die Neutronen werden in einer sehr peripheren Reaktion im 1.293 g/cm² Kohlenstofftarget gestreut und ihre Winkelverteilung wird hauptsächlich durch die Diffraktion bestimmt. Anders ist es bei dem ^7Li -Reaktionskanal, hier findet eine sehr heftige Reaktion mit dem ^{11}Be -Core statt und das Halo-Neutron fliegt nach dem Stoß relativ ungestört weiter (sudden approximation). Diese Verteilung sollte deshalb am ehesten der gemessenen Breite der longitudinalen Impulsverteilung ^{10}Be entsprechen. Die gemessene Halwertsbreite ist 50 MeV/c (FWHM) und stimmt in der Tat gut mit der longitudinalen überein, siehe Kapitel 5.3.3. Bei der Angabe der Breite ist der Zusammenhang zwischen dem Γ -Parameter der Lorentz-Verteilung bei einer Projektion in eine Richtung (FWHM = 0.76642 · Γ) berücksichtigt. Nimmt man alle Meßwerte der Neutronen-Impulsverteilung, die nicht in Koinzidenz zu ^{10}Be - oder ^9Li -Kernen aufgenommen wurden, so erhält man einen etwas kleineren Mittelwert für die FWHM-Breite von (47±4.5) MeV/c, der in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem Wert der longitudinalen Verteilung von (49.7±4) MeV/c ist. Bei dieser Mittelung sind auch Ergebnisse bei 41 A·MeV aus Experimenten bei GANIL mit einbezogen [227].

Warum ist aber die Neutronenverteilung im ^9Li -Kanal noch schmaler? Um aus ^{11}Be den Endkern ^9Li zu erhalten, ist ebenfalls ein heftiger Stoß mit dem Core erforderlich, der durch Abrasion ein Proton entfernt. Der resultierende ^{10}Li -Kern ist jedoch ungebunden, so daß es, bedingt durch die kleine Relativgeschwindigkeit zwischen Neutron und ^9Li , zu einer intensiven Endzustandswechselwirkung kommen kann, die die Impulsbreite signifikant verringert [334]. Diese Annahme wird unterstützt durch die gemessene Neutronen-Impulsverteilung von ^{11}Li in Koinzidenz mit ^9Li Aufbruchfragmenten [369]. Diese Verteilung liefert exakt die gleiche Impulsbreite und kann durch sequentielles Entfernen eines Halo-Neutrons und anschließender Endzustandswechselwirkung im ^9Li -n-System erklärt werden. Das gewählte Beispiel der ^{11}Be -Aufbruchreaktion zeigt deutlich, daß die gemessene Neutronenimpulsverteilung sehr sensitiv auf die Reaktion sein kann und somit nicht unmittelbar den Halo-Zustand des Ausgangskerns reflektiert.

Die koinzidente Messung der Impulse aller Reaktionsprodukte ermöglicht es, das Anregungsspektrum des selektierten Reaktionsproduktes zu berechnen. Bei dieser Zielsetzung ist es natürlich erforderlich, daß alle Reaktionsprodukte sowohl im Detektorsystem erfaßt als auch vollständig identifiziert werden. Die Impulskomponenten wurden aus der Flugzeit- und den Winkelmessungen gewonnen. Zur Berechnung der Anregungsenergie (E^*) benutzt man die Invarianz des Quadrats des relativistischen Viererimpulses (s^2) und der Ruhemasse (mc^2). s^2 ist durch die totale Energie (E) und den Impuls ($\vec{p}$) gegeben:

$$s^2 = \frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^2 = m^2 c^2 \quad (5.13)$$

Die Anregungsenergiespektren erhält man durch Subtraktion der Ruhemasse $m_i c^2$ des Mut-

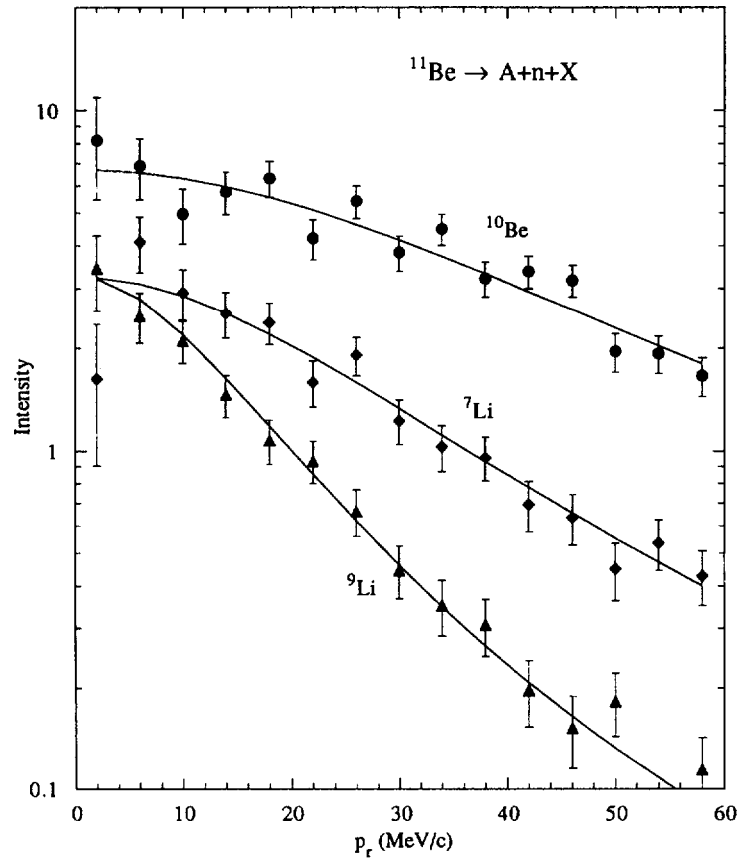


Abbildung 5.23: Gemessene radiale Impulsverteilungen der ^{11}Be -Neutronen in Koinzidenz mit den Fragmenten ^{10}Be , ^7Li und ^9Li . Die entsprechende Verteilung in Koinzidenz mit ^8Li -Kernen ist mit der entsprechenden Messung des ^7Li -Reaktionskanals identisch und ist deshalb nicht im Bild gezeigt. Die dargestellten Verteilungen sind mit Lorentz-Kurven angepaßt [228].

terkerns,

$$E^* = \sqrt{s_f^2 c^2} - m_i c^2 \quad , \quad (5.14)$$

wobei s_f^2 das Quadrat des Viererimpulses nach der Reaktion ist.

Als Beispiel wählen wir zwei vorläufige Anregungsspektren von $^{10,11}\text{Li}$ aus der Aufbruchreaktion im Kohlenstofftarget. ^{10}Li spielt eine entscheidende Rolle bei der Interpretation der Impulsspektren der Reaktionsprodukte von ^{11}Li [334]. In der Abbildung 5.24 (unten) ist das gemessene Anregungsspektrum für ^{10}Li dargestellt, d.h. 1 Neutron ist in Koinzidenz mit dem Restkern ^9Li gemessen worden.

Mit Hilfe der Anpassung von Breit-Wigner-Funktionen ($l=0,1$), kann der Hauptanteil der Verteilung einem s-Wellenzustand zugeordnet werden, während die schwächer angedeutete Resonanz mit einem Maximum bei etwa 740 ± 60 keV einer p-Wellenresonanz zugeordnet werden kann. Aus den experimentellen Neutronenspektren ist es schwierig zu entscheiden, ob an der Schwelle wirklich ein Maximum vorliegt, oder ob die Auflösung der Zähler nur ein solches vortäuscht. Oben im Bild 5.24 ist das entsprechende Anregungsspektrum von ^{11}Li , ebenfalls in Kohlenstoff, gezeigt. Dieses Spektrum zeigt eine nahezu gleiche Struktur

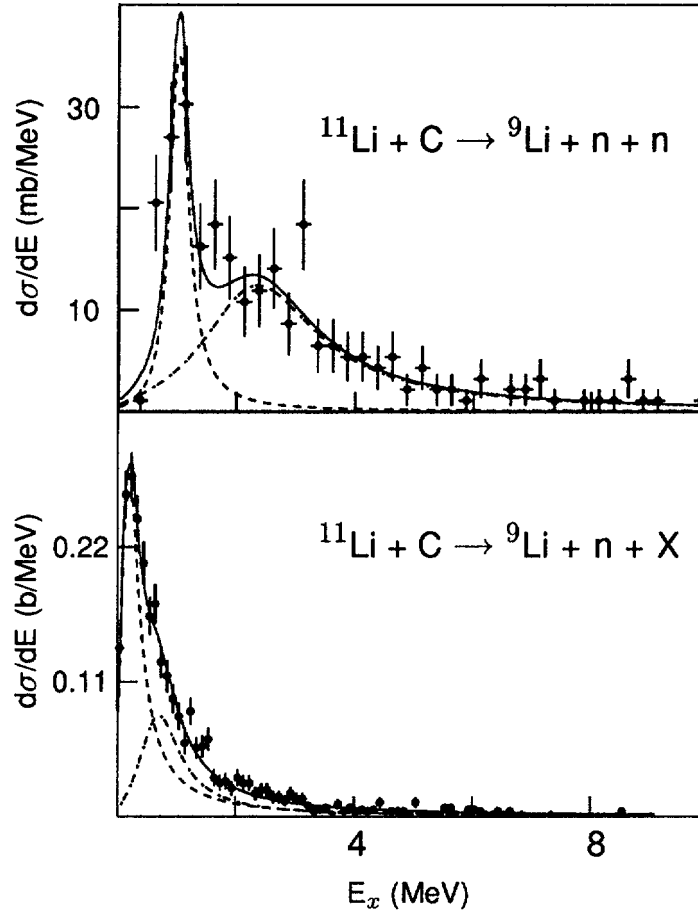


Abbildung 5.24: Gemessene Anregungsspektren von ^{11}Li (oben) und ^{10}Li (unten) nach Aufbruchreaktionen von ^{11}Li -Kernen in einem Kohlenstofftarget bei 280 A·MeV [370].

wie bei der Anregung in dem Bleitarget. Die Form des ^{11}Li -Anregungsspektrum kann gut mit der theoretischen Rechnung von Lenske [192] in Einklang gebracht werden, wobei im Energiebereich bis 4 MeV im Fall des Pb-Targets etwa 7 % der Dipolstärke bezogen auf die modellunabhängige energiegewichtete Summenregel (EWSR) enthalten ist, ein weiterer direkter Beweis der besonderen Anregungsart der Halokerne.

Da die Auswertung der Anregungsspektren nicht abgeschlossen ist, soll die Diskussion dieser Ergebnisse hier nicht vertieft werden. Es bleibt anzumerken, daß solche Koinzidenzmessungen der ^{11}Li -Aufbruchreaktionen in vollständiger Kinematik bei niederen Energien (28 A·MeV) auch in MSU und RIKEN studiert wurden, allerdings reicht das entsprechende

Anregungsspektrum nur etwa bis 1 MeV [271].

Mit der Bestimmung der invarianten Massen kann man gut die Anregungszustände von Zwischenkernen oder auch, wie im Beispiel von ^{10}Li , von teilcheninstabilen Kernen studieren. Mit dieser Art der Spektroskopie wollen wir aus dem entsprechenden Anregungsspektrum von ^{11}Li mehr über die Halozustände und die Korrelation der beiden Neutronen lernen. Wie erwähnt, ist die Auswertung dieser Aspekte noch nicht abgeschlossen und außerdem stark erschwert durch die geringe integrale Zählrate des Experimentes aufgrund der oben geschilderten Transmissionsprobleme. Dabei sollte erwähnt werden, daß der Detektor LAND eine hervorragende Nachweiswahrscheinlichkeit von 49 % für die koinzidente Messung zweier Neutronen hat.

Nach dem erfolgreichen Test der komplexen Experimentanordnung sind weitere Forschungen mit schwereren Halo-Kandidaten in Vorbereitung. In den neuen Experimenten werden wir auch einige Messungen der Anregungsspektren, bspw. von ^{11}Li und ^{14}Be , mit dem Ziel einer besseren Statistik wiederholen. Diese Messungen sollten mit dem fertiggestellten FRS-Zweig, der die exotischen Strahlen direkt und mit einer maximalen magnetischen Steifigkeit von 18 Tm in die Targethalle führt, in kurzer Zeit möglich sein.

Einige Ergebnisse dieses Experimentes:

- Es sind erstmals Reaktionen mit relativistischen Halokernen in vollständiger Kinetik untersucht worden.
- Präzise longitudinale und transversale Impulsverteilungen der Aufbruchfragmente wurden erstmals gleichzeitig gemessen.
- Die Korrelation der Aufbruchfragmente mit den gemessenen Impulsspektren der Neutronen gibt einen neuen Einblick in die Struktur der Halokerne. Dabei werden auch die möglichen Einflüsse der Reaktionsdynamik und der Endzustandswechselwirkung sichtbar.

5.3.5 Entdeckung eines Protonen-Halokerns

Nach der aufregenden Entdeckung der Neutronen-Halokerne mit ihren neuen Eigenschaften ist die Frage nach der Existenz eines Protonen-Halokernes zwangsläufig. Allerdings wurde eine solche weit ausgedehnte Protonen-Dichteverteilung bedingt durch die Coulomb-Wechselwirkung der Protonen im Kern für wenig ausgeprägt gehalten, und sowohl experimentelle wie theoretische Arbeiten sorgten für eine unterschiedliche Beurteilung der Existenzfrage.

Es ist evident, daß bei der Suche nach einem Protonen-Halokern die Kerne in der Nähe der Protonen-Abbruchkante mit locker gebundenen Valenzprotonen in die engere Wahl kommen. Der Kern ^8B , charakterisiert durch eine extrem kleine Protonenseparationsenergie von nur 137 keV, wurde als möglicher Kandidat für die Ausbildung eines Protonenhalos vorgeschlagen [177, 263]. Die Neutronen in diesem Kern sind sehr stark gebunden, denn die Neutronenseparationsenergie beträgt etwa 13 MeV. Zhukov und Thompson [367] schlagen ^{17}Ne als einen geeigneten Kandidaten für einen Protonen-Halokern vor. In diesem Kern ist die 2-Protonen-Separationsenergie 0.96 MeV und nach ihren Schalenmodellrechnungen sollte dieser Kern ähnliche Halo-Eigenschaften wie ^6He haben.

Untersuchungen zur Identifikation einer weit ausgedehnten Protonen-Dichteverteilung begannen sogleich mit den erprobten Methoden, die zur Entdeckung der Neutronen-Halokerne geführt haben. Wiederum am BEVALAC haben Tanihata et al. [325] systematisch die totalen Reaktionsquerschnitte der Bor-Isotope $^{8,12,13,14,15}\text{B}$ bei 790 A·MeV gemessen und folgerten, daß es keine Anzeichen für einen Protonen-Halokern aus ihren Daten gibt. Unter der Annahme, daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Valenzprotons durch die Coulomb-Barriere in ^8B außerhalb des Kernzentrums stark reduziert ist, setzten Minamisono et al. [209] eine empfindlichere experimentelle Sonde ein, indem sie das Quadrupolmoment von ^8B ($I^\pi=2^+$, $T_{1/2}=769$ ms) mit β -NMR bestimmten. Das Experiment ergab ein überraschend großes Quadrupolmoment von (68.3 ± 2.1) mb für ^8B , das etwa doppelt so groß ist wie das im gleichen Experiment bestimmte Quadrupolmoment für den Spiegelkern ^8Li , dessen Wert (32.7 ± 0.6) mb beträgt. Die Autoren versuchten dieses große Quadrupolmoment mit einem einfachen Schalenmodell mit einer Einteilchen-Wellenfunktion und einem angepaßten Woods-Saxon-Potential zu erklären und postulierten aus diesem Ansatz einen ^7Be -Core, um den sich ein Halo-Proton mit großer Ausdehnung hüllt. Für die Protonenverteilung in ^8B errechneten sie mit diesem Modell einen rms-Radius von 2.98 fm, während der entsprechende Wert für die 3-Neutronen-Verteilung 2.20 fm ergab. Die beiden geschilderten Experimente, die Reaktionsquerschnittsmessung und die Quadrupolbestimmung, sind also in ihren Ergebnissen konträr. In einer Vielzahl von Arbeiten bemühte man sich, eine Erklärung für die Daten zu finden und entwickelte Modelle, die das große Quadrupolmoment zulassen, ohne eine ausgedehnte Protonendichte zu fordern [223]. Es bleibt allerdings anzumerken, daß das Quadrupolmoment zwar gut die Deformation der Ladungsverteilung in einem Kern zu bestimmen vermag, jedoch ist diese Observable kein direktes Maß für die Protonendichten, d.h. die daraus abgeleiteten Kernladungsradien sind stark modellabhängig.

^8B -Experiment

Bei diesem Stand der Forschung auf der Suche nach einem Protonen-Halokern begannen wir ein Experiment am FRS, um die longitudinale Impulsverteilung von ^7Be zu messen, das durch elektromagnetische Dissoziation und Projektilfragmentation als Aufbruchprodukt von ^8B -Sekundärstrahlen erzeugt wird [293]. Aus dem SIS wurde ein 1500 A·MeV ^{12}C -Strahl langsam extrahiert und auf ein 4 g/cm² Berylliumtarget fokussiert. Die mittlere Intensität des Primärstrahles war etwa 10^{10} Ionen pro Extraktionspuls. Der FRS wurde in diesem Experiment wiederum als Energieverlustspektrometer eingesetzt, wobei die Sekundärtargets im zentralen Fokus an F₂ positioniert waren. Unmittelbar davor befand sich ein ortsempfindlicher Szintillationsdetektor, der neben der Orts- ($B\rho$) auch zur Flugzeitmessung und Z-Identifikation diente. Der ^8B -Strahl wurde mit einer mittleren Energie von 1471.0 A·MeV auf verschiedene Sekundärtargets 4.4 g/cm² C, 5.45 g/cm² Al und 8.00 g/cm² Pb geschossen. Das Reaktionsprodukt ^7Be wurde mit Flugzeit-, $B\rho$ - und Energiedepositionsmessung in Koizidenz mit dem kollimierten ^8B -Strahl identifiziert. Die Kollimatoren am Eingang des FRS und am ersten Fokus wurden zur Reduktion des ^8B -Phasenraumes eingesetzt, um durch kleinere Anfangskoordinaten die ionenoptische Transmission des ^7Be zu verbessern. Durch den Einsatz der Schlitze wurde die Intensität der ^8B -Fragmente auf etwa 10^4 s⁻¹ am Sekundärtarget reduziert. Mittels zweier Ionisations-

kammern an F₄ wurden im gleichen Experiment auch der totale Reaktionsquerschnitt von ⁸B und der partielle Querschnitt für den Protonenverlustkanal (⁸B → ⁷Be) in Kohlenstoff- und Bleitargets gemessen. Diese Messungen, basierend nur auf der Z-Identifikation, sind möglich da die benachbarten Kerne teilcheninstabil sind.

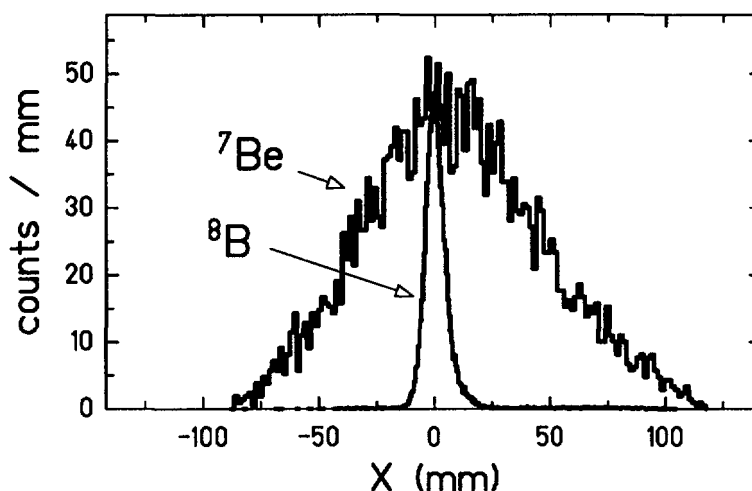


Abbildung 5.25: Ortsverteilung der ⁷Be-Nuklide in der F₄ Fokalebene des FRS [293]. Die ⁷Be-Nuklide wurden durch Projektilfragmentation von 1471 A·MeV ⁸B-Kernen in einem 4.4 g/cm² Kohlenstoffsekundärtarget produziert. Zum Vergleich ist die entsprechende ⁸B-Verteilung, ebenfalls nach Durchqueren des gleichen Sekundärtargets, gezeigt, die die Auflösung des ionenoptischen Systems unter Einbeziehung des atomaren Straggling repräsentiert.

Die gemessene Ortsverteilung der ⁷Be-Nuklide am Ausgang des FRS ist im Bild 5.25 zusammen mit der entsprechenden ⁸B-Verteilung, ebenfalls nach Durchqueren des gleichen Sekundärtargets, dargestellt. Die ⁸B-Verteilung ergibt die Auflösung des ionenoptischen Systems unter Einbeziehung des atomaren Straggling. Man erkennt, daß die ⁸B-Verteilung nur eine kleine Korrektur bei der Entfaltung der Impulsverteilung von ⁷Be darstellt. Der Beitrag der Impulsverbreiterung durch die Energieverlustunterschiede von ⁸B und ⁷Be im Sekundärtarget und der Einfluß der ionenoptischen Transmission wurden wie bei der Analyse der Neutronen-Halokerne mit dem Simulationsprogramm MOCADI berechnet. Die gemessene Breite der longitudinalen Impulsverteilung ist (81 ± 6) MeV/c (FWHM) unabhängig vom Sekundärtarget (C,Al,Pb). Im Bleitarget ist der Anteil des Coulomb-Querschnitts etwa 50% beim Entfernen des Protons im ⁸B, während bei den leichten Targets die Projektilfragmentation dominiert. Die Coulomb-Wechselwirkung ist hier völlig vernachlässigbar. Diese Halbwertsbreite ist etwa um einen Faktor 3 schmäler als eine entsprechende Impulsverteilung, die durch Entfernen eines stark gebundenen Protons geprägt wird. In der untersuchten Reaktion (⁸B + (C,Al,Pb) → ⁷Be + x) sind Resonanzzustände und Endzustandswechselwirkungen als mögliche Ursachen dieser schmalen Impulsverteilung auszuschließen, so daß auf eine weit ausgedehnte Protonenverteilung ge-

geschlossen werden kann. Theoretische Kernstrukturrechnungen von H. Lenske [194] können die experimentellen Ergebnisse gut reproduzieren. Mit der bestimmten Wellenfunktion kann diese Theorie die Dichteverteilung von ${}^8\text{B}$ realistisch beschreiben. Die Theorie basiert auf QRPA-Rechnungen (Quasi-particle Random Phase Approximation), die den Grundzustand und die Anregungen des ${}^8\text{B}$ -Kernes mit 1-Proton-Teilchen-Ein-Neutron-Loch-Anregungszuständen aufbauend auf der Wellenfunktion von ${}^8\text{Be}$ konstruiert [194]. Im Unterschied zu anderen Modellen berücksichtigt diese Theorie das Quadrupolmoment von ${}^8\text{B}(2^+)$ und die Restwechselwirkungen der Kontinuumszustände bis 30 MeV. Diese Restwechselwirkungen sind in der Lage, die effektive Coulomb-Barriere zu erniedrigen und ermöglichen so eine weit ausgedehnte Dichteverteilung des schwach gebundenen Protons. Schon eine einfache Fourier-Transformation der bestimmten QRPA-Wellenfunktion kann die gemessene Impulsverteilung relativ gut reproduzieren. Schließt man die Auswirkung der Reaktionsdynamik in die theoretische Beschreibung mit ein, erhält man eine perfekte Übereinstimmung mit den experimentellen Daten [234, 235]. Dabei wurde die Aufbruchreaktion mit Hilfe der hochenergetischen Streutheorie von Glauber behandelt, wobei die Dichteverteilung von ${}^8\text{B}$ mit der QRPA-Wellenfunktion berücksichtigt wurde. Eine Schalenmodellrechnung nach der Meanfield-Theorie und BCS-Wechselwirkung ergibt eine zu breite Impulsverteilung [293].

Die experimentelle longitudinale Impulsverteilung ist zusammen mit dem QRPA-Ergebnis in der Abbildung 5.26 für das Kohlenstoff-Sekundärtarget dargestellt. Zum realistischen Vergleich sind die theoretischen Verteilungen mit der Transmission des FRS gefaltet. Die reine Fourier-Transformation der QRPA-Wellenfunktion für ${}^8\text{B}$ ist als gestrichelte Kurve eingezeichnet [194], während die durchgezogene Kurve zusätzlich noch die Dynamik der Aufbruchreaktion berücksichtigt [234, 235]. Die experimentelle Impulsverteilung ist bei einer Einstellung der FRS Magnetfelder aufgenommen und ist bedingt durch die begrenzte ionenoptische Transmission an den äußersten Rändern abgeschnitten. Die Halbwertsbreite ist jedoch nicht beeinflusst. Im Experiment wurden Ausschnitte der Verteilung auch bei verschiedenen $B\rho$ -Einstellungen aufgenommen, jedoch ist ein Zusammensetzen der Spektren durch Zählerprobleme vereitelt worden.

Die Neutronen- und Protonendichteverteilung in ${}^8\text{B}$, berechnet mit der QRPA-Wellenfunktion, ist in der Abbildung 5.27 dargestellt. Man erkennt deutlich die ausgedehnte Dichteverteilung der Protonen, das charakteristische Merkmal eines Protonen-Halokerns. Zum Vergleich ist in der gleichen Abbildung die gerechnete Dichteverteilung von ${}^{11}\text{Li}$ dargestellt, um die noch weiter ausgedehnte Verteilung eines Neutronenhalo aufgrund der fehlenden Coulomb-Wechselwirkung aufzuzeigen [194].

Wie läßt sich nun unser Ergebnis aus der longitudinalen Impulsanalyse mit den Daten aus anderen Untersuchungen vereinbaren? Nach unserem ${}^8\text{B}$ -Experiment setzte eine große Welle von Untersuchungen zur Erforschung von Protonen-Halokernen ein.

Die schmale Impulsverteilung von ${}^7\text{Be}$ -Aufbruchfragmenten wurde auch in MSU-Experimenten bei 60 A·MeV bestätigt [173]. Unser Ergebnis für den totalen Reaktionsquerschnitt in Kohlenstoff ist (809 ± 11) mb und damit nur um 3.1% größer als das Ergebnis von Tanihata et al. [325]. Diese Übereinstimmung zeigt, daß der totale Reaktionsquerschnitt bei diesen hohen Energien nicht sensitiv genug auf die geringe Dichte des schwach gebundenen Protons in großen Abständen vom Zentrum des ${}^8\text{B}$ -Kernes ist. Der etwas größere Wert für den Querschnitt in unserem Experiment kann durch die schwache Energieabhängigkeit der Nukleon-Nukleon Querschnitte zwischen 790-1470 A·MeV erklärt werden.

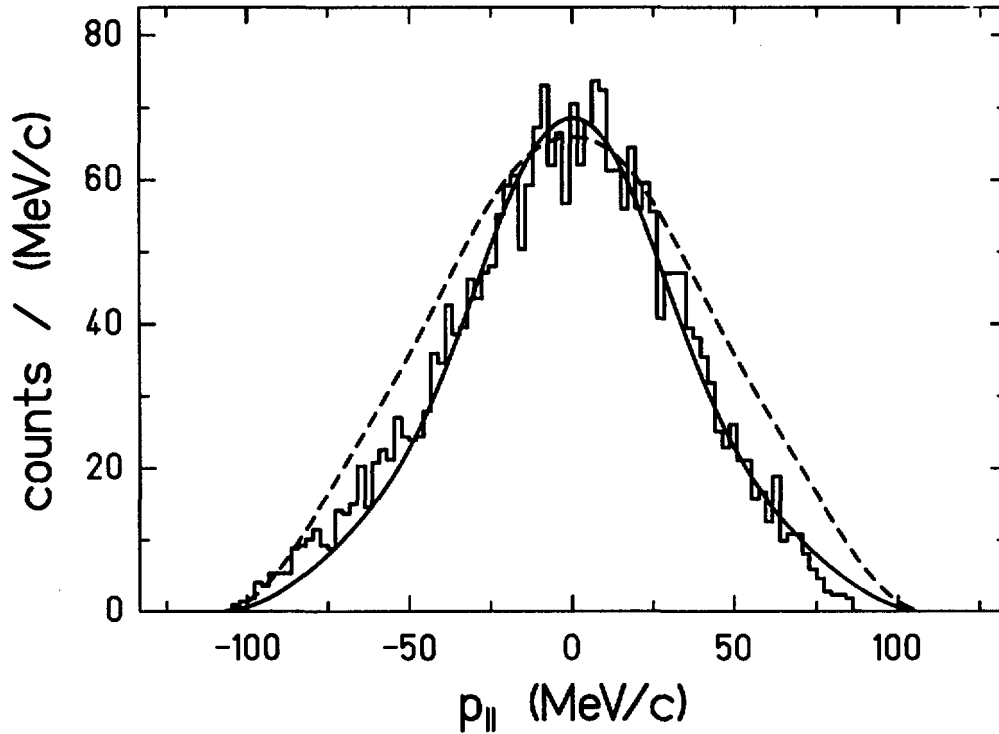


Abbildung 5.26: Experimentelle longitudinale Impulsverteilung der ${}^7\text{Be}$ -Nuklide (Histogramm), die in einer peripheren Aufbruchreaktion aus ${}^8\text{B}$ im Kohlenstoffsekundärtarget bei 1471 A·MeV produziert wurden. Die reine Fourier-Transformation der QRPA-Wellenfunktion für ${}^8\text{B}$ ist als gestrichelte Kurve eingezeichnet [194], während die durchgezogene Kurve zusätzlich noch die Dynamik der Aufbruchreaktion berücksichtigt [234, 235]. Zum realistischeren Vergleich sind die theoretischen Rechnungen mit der Transmission des FRS gefaltet.

Warner et al. [350] haben totale Reaktionsquerschnitte für ${}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{14}\text{N}$ in Silizium im Niederenergiebereich von (20-60) A·MeV gemessen. In diesem Bereich ist der absolute Nukleon-Nukleon Querschnitt wesentlich größer (siehe Kapitel 2.2.1) und damit gewinnt die Methode an Empfindlichkeit. Das Experiment zeigt, daß der experimentelle Reaktionsquerschnitt für ${}^8\text{B}$ deutlich größer als für die entsprechenden stabilen Nuklide ist. Mikroskopische Rechnungen mit den angenommenen Dichteverteilungen in der Analyse des ${}^8\text{B}$ -Quadrupol-Experiments [209] können den Wert des totalen Reaktionsquerschnitts gut wiedergeben. Warner et al. folgern aus ihrem Experiment eine weitere klare Evidenz für den Protonen-Halokern.

Die partiellen Querschnitte (${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}$) sollten selbst bei relativistischen Energien noch empfindlich auf eine größere Kernaussdehnung sein. Diese Annahme wird bestätigt, wenn man unsere gemessenen partiellen Querschnitte mit den Ein-Protonen-Verlustkanälen bei

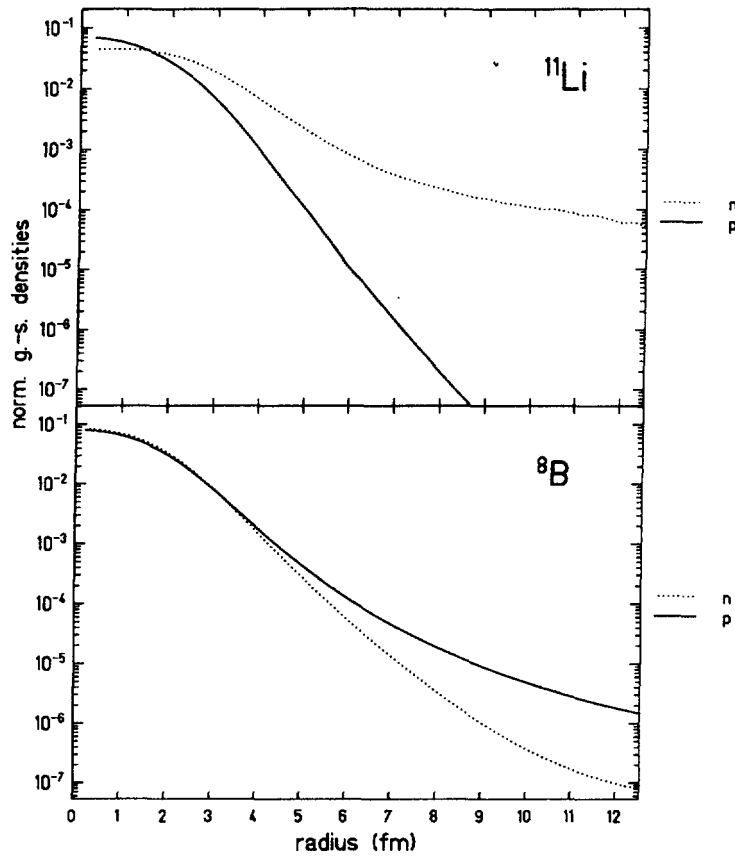


Abbildung 5.27: Gerechnete normierte Neutronen- (gepunktet) und Protonen-Dichteverteilung (durchgezogen) von ^8B (unten), die mit der QRPA-Wellenfunktion berechnet wurden, mit der die longitudinale Impulsverteilung in Abbildung 5.26 berechnet ist. Zum Vergleich ist in der gleichen Abbildung die gerechnete Dichteverteilung von ^{11}Li dargestellt (oben), um die noch weiter ausgedehnte Verteilung eines Neutronenhalo aufgrund der fehlenden Coulomb-Wechselwirkung aufzuzeigen [194].

^{12}C und ^{16}O aus früheren Experimenten am BEVALAC bei (1-2) A·GeV [237] vergleicht. Unser Querschnitt von (94 ± 4) mb für $(^8\text{B} + \text{C} \rightarrow ^7\text{Be})$ ist im Vergleich mit $(^{12}\text{C} + \text{C} \rightarrow ^{11}\text{B})$ und mit $(^{16}\text{O} + \text{C} \rightarrow ^{15}\text{N})$ um etwa einen Faktor 2 erhöht. Ein weiterer Beweis der Halostruktur von ^8B wird durch Berechnungen dieses partiellen Querschnitt mit Hilfe der QRPA-Wellenfunktion erbracht [235]. Der theoretische Wert von 90 mb ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit unseren Daten. Rechnungen mit Hilfe von Strukturfunktionen aus Woods-Saxon Potentialen, die an die experimentelle Separationsenergie des locker gebundenen Protons angepaßt wurden, geben zu kleine Werte (50-60 mb) [144, 100]. Die Kernstrukturuntersuchungen von ^8B sind sehr aufregend und können noch nicht als abgeschlossen angesehen werden.

Die wichtigsten Ergebnisse dieses Experimentes sind:

- Mit Hilfe der longitudinalen Impulsverteilung konnte ^8B als erster Protonen-Halokern identifiziert werden.
- QRPA-Rechnungen reproduzieren konsistent die experimentell gefundenen Eigenschaften von ^8B , wie die Impulsverteilung, den Reaktionsquerschnitt und das große Quadrupolmoment.
- Eine Strukturuntersuchung von ^8B mit Hilfe von elastischer Protonenstreuung bei relativistischen Energien in inverser Kinematik ist eines unserer geplanten Experimente am FRS.
- Die geschilderten Erfolge der vorgestellten Methode der longitudinalen Impulsmessung sind der Antrieb bei der Suche nach weiteren Protonen-Halokernen, wobei ^{17}Ne und ^{13}N mögliche Kandidaten sind.

Neben den beschriebenen Struktureigenschaften sind ^8B -Kerne auch astrophysikalisch sehr interessant, weil sie eine Schlüsselrolle in der Produktion hochenergetischer solarer Neutrinos spielen. Da die ^8B -Kerne im thermonuklearen Plasma der Sonne hauptsächlich durch die Einfangreaktion $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ gebildet werden [32], ist das Studium dieser Reaktion bei möglichst niedrigen Energien ein Ziel, um den Neutrinofluß der Sonne besser zu verstehen. Eine elegante Methode bei diesem Forschungsziel ist, die zeitlich inverse Reaktion, d.h. den Coulomb-Aufbruch von ^8B , zu untersuchen [47, 335, 218]. Diese Messungen wurden in RIKEN bei 46.5 A·MeV begonnen und wurden in der GSI am FRS-KAOS bei 250 A·MeV fortgesetzt [317].

5.4 Erste Experimente mit gekühlten relativistischen Sekundärstrahlen

Die Kombination des Fragmentseparators FRS [119] mit dem Speicher- und Kühllerring ESR [109] ist einmalig auf der Welt. In anderen Forschungseinrichtungen, wie in Dubna (Rußland) [332] und Riken (Japan) [327], sind jetzt auch solche Kombinationen in der Planungs- beziehungsweise in der Aufbauphase. Solch eine Anlage ermöglicht neuartige Experimente mit Strahlen exotischer Nuklide auf verschiedenen Gebieten der Physik bis hin zu Anwendungen von radioaktiven Strahlen mit höchster Phasenraumdichte. Im Rahmen dieser Arbeit werden erste Ergebnisse zur Lebensdauermessungen von hochgeladenen leichten Fragmenten und zur direkten Massenmessung von schweren Kernen in der Bleigegend vorgestellt, die einen Einblick in das Potential dieser kombinierten Experimentiereinrichtung bieten.

Ein Vergleich der transversalen Emittanzen zwischen einem ^{58}Ni -Primärstrahl, der aus dem SIS mit Resonanzextraktion (2 s) bei 920 A·MeV extrahiert wurde, und einem ^{56}Ni -Projektilfragmentstrahl, der mit diesem Projektilstrahl in einem 1g/cm^2 Be-Target erzeugt wurde, ist im Bild 5.28 illustriert. Die Emittanz des Primärstrahles und des ^{56}Ni -Fragmentstrahles wurde mit den Vieldrahtkammern an den Fokalebene F_2 und F_4 des FRS

aufgenommen [308]. Im achromatischen Betrieb des FRS sind die transversalen und longitudinalen Emittanzen an diesen beiden Foki entkoppelt. Die Höhenlinien sind in der Abbildung bei (80, 60, 40 und 20)% der Intensität eingezeichnet. Die Werte der Emittanzen aus den Standardabweichungen der projizierten Winkel- und Ortsverteilungen sind: $\varepsilon_{xx'}(^{58}\text{Ni}) = 2.4 \pi \text{ mm mrad}$ und $\varepsilon_{xx'}(^{56}\text{Ni}) = 12.5 \pi \text{ mm mrad}$. Diese Emittanzen sind sehr groß verglichen mit typischen Werten eines gekühlten Sekundärstrahles von $0.1 \pi \text{ mm mrad}$ [306]. Die entsprechenden relativen Impulsbreiten ($\frac{\Delta p}{p}$) für die Strahlen sind: $5 \cdot 10^{-4}$ für ^{58}Ni -Projektile und $3 \cdot 10^{-3}$ für ^{56}Ni -Fragmente. Mit Elektronenkühlung im ESR erreichten wir jedoch $5 \cdot 10^{-7}$ für gekühlte $^{56}\text{Ni}^{28+}$ -Fragmente bei 200 A·MeV und etwa 10^4 gespeicherten Ionen. Diese ausgezeichnete Impulsschärfe der gekühlten Strahlen ist eine Basis für Präzisionsexperimente, bspw. für Streuexperimente in inverser Kinematik oder direkte Massenmessungen.

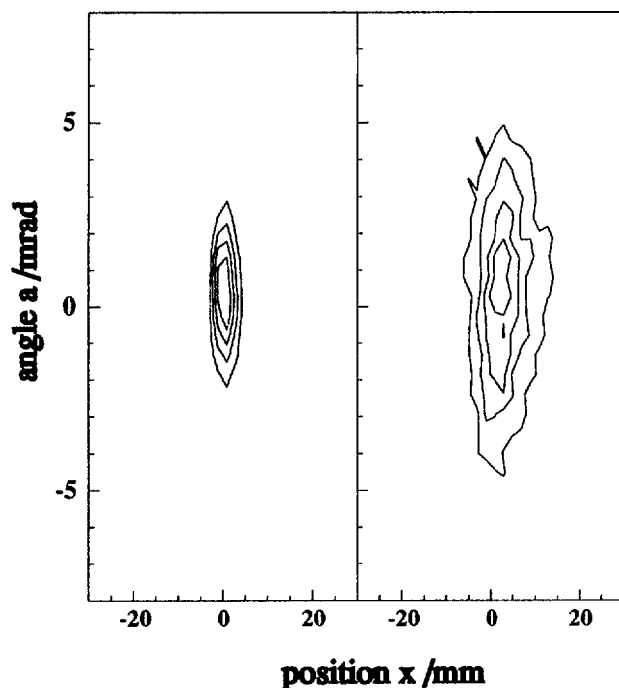


Abbildung 5.28: Vergleich der transversalen Emittanzen eines ^{58}Ni -Projektilstrahles (links), der bei 920 A·MeV langsam aus dem SIS extrahiert wurde, mit einem ^{56}Ni -Fragmentstrahl (rechts), der vom gleichen Primärstrahl in einem 1 g/cm^2 Berylliumtarget produziert wurde [164]. Die Höhenlinien sind in der Abbildung bei (80, 60, 40 und 20)% der Intensität eingezeichnet. Im Vergleich dazu wurden mit Elektronenkühlung typische Werte von $0.1 \pi \text{ mm mrad}$ für die transversalen Emittanzen erhalten [306], die in der obigen Darstellung zu einem Punkt zusammenschrumpfen.

5.4.1 Direkte Massenmessung

Die Kernmasse ist neben der Zerfallscharakteristik von fundamentaler Bedeutung zur Beschreibung der Eigenschaften eines neuen Nuklides. Theoretisch können die Massen nur in Näherungen berechnet werden, die auf rein phänomenologischen und semiempirischen,

oder auf teilweise (macroscopic-microscopic) oder ganz mikroskopischen Modellen beruhen [211]. Viele Vorhersagen benutzen Formeln, deren zahlreiche Parameter an experimentelle Daten angepaßt sind und haben dadurch in der Nähe dieser Stützstellen kleine mittlere quadratischen Abweichungen (0.5 MeV), während weiter weg die Zuverlässigkeit schlecht wird. Besser sind quantenmechanische Modelle, die auf einer mikroskopischen Beschreibung der Nukleonenwechselwirkung beruhen, sie erreichen zwar in der Nähe der Teilchenstabilität nicht die gleiche gute Übereinstimmung mit den Daten, ihre mittleren quadratischen Abweichungen sind bis zu einem Faktor 2 schlechter, bleiben aber dafür bei der Extrapolation in neue Bereiche in physikalisch vernünftigen Grenzen. Ein typisches Beispiel der Massenvorhersage ist in der Abbildung 5.29 für Zinnisotope dargestellt [242]. Die gerechneten Werte sind als Differenz zu den experimentellen Werten aus der Literatur [23, 24] aufgetragen. Auf die Unterschiede der einzelnen Rechnungen soll hier nicht eingegangen werden, sondern auf eine umfangreiche vergleichende Zusammenstellung der einzelnen Theorien in Referenz [147] verwiesen werden, deren neuere Entwicklungen in einem Übersichtsartikel [211] diskutiert werden. Generell kann man folgern, daß weitere präzise Massenmessungen zur Verbesserung der Kernmodelle nötig sind und daß der Entwicklung der mikroskopischen Modelle den Vorzug gegeben werden sollte, die neben der Vorhersage der Massen auch Details in der Kernstruktur richtig wiedergeben können.

Experimentell gibt es verschiedene Methoden, die Kernmassen zu bestimmen [210, 92, 180, 182]. Massenmessungen für die Mehrzahl der radioaktiven Kerne, die weit vom Stabilitätstal entfernt sind, wurden mit der sogenannten Q-Wert-Methode durchgeführt. Der Q-Wert ist definiert durch die Differenz der Massen vor und nach der Kernreaktion. Oft sind diese Daten durch Zerfallsketten verknüpft, so daß systematische Fehler sich leicht auf eine größere Anzahl von Kernmassen übertragen. Ein besonderes Problem kann auch die Unsicherheit sein, mit der betrachtete Zustände dem Grundzustand zugeordnet werden können.

Direkte Massenmessungen für exotische Kerne wurden in letzten Jahren bei GANIL (SPEG) [50] und LAMPF (TOFI) [363] mit Magnetspektrometern erfolgreich durchgeführt. 62 neue Massen im Bereich von ^{11}Li bis ^{66}Fe wurden bei diesen Experimenten mit einer typischen Massenauflösung von $3 \cdot 10^{-4}$ gemessen. Obwohl diese Messungen für sehr exotische Kerne wertvoll sind, so reicht doch diese Auflösung nicht aus, um Grund- und möglichen Isomerenzustand zu trennen.

Eine neue experimentelle Methode mit wesentlich verbesserter Auflösung wurde durch den Einsatz einer Ionenfalle in Kombination mit der ISOLDE-Anlage bei CERN eingebracht [180]. Die Zyklotronfrequenz der Ionen in der Falle kann mit einer Präzision von besser als 10^{-6} gemessen werden. Systematische Messungen mit dieser Technik sind für Isotope in der Alkali- und Erdalkaligruppe (Rb, Sr, Cs, Ba, Fr, Ra) [241, 181] durchgeführt worden.

Direkte Massenbestimmung durch präzise Flugzeitmessung der Ionen in einem Zyklotron wird gerade bei GANIL erprobt [25]. Das Prinzip dieses Experimentes basiert auf der Ionenoptischen Isochronie, d.h. die Flugzeit innerhalb des Zyklotrons wird nur vom M/q -Verhältnis bestimmt und ist unabhängig von der Geschwindigkeitsbreite. Am Eingang des Zyklotron werden exotische Kerne durch niederenergetische Reaktionen erzeugt, um deren Flugzeit auf einem Weg von 3.3 km zu messen. Die angestrebte Massenauflösung ist besser 10^{-5} .

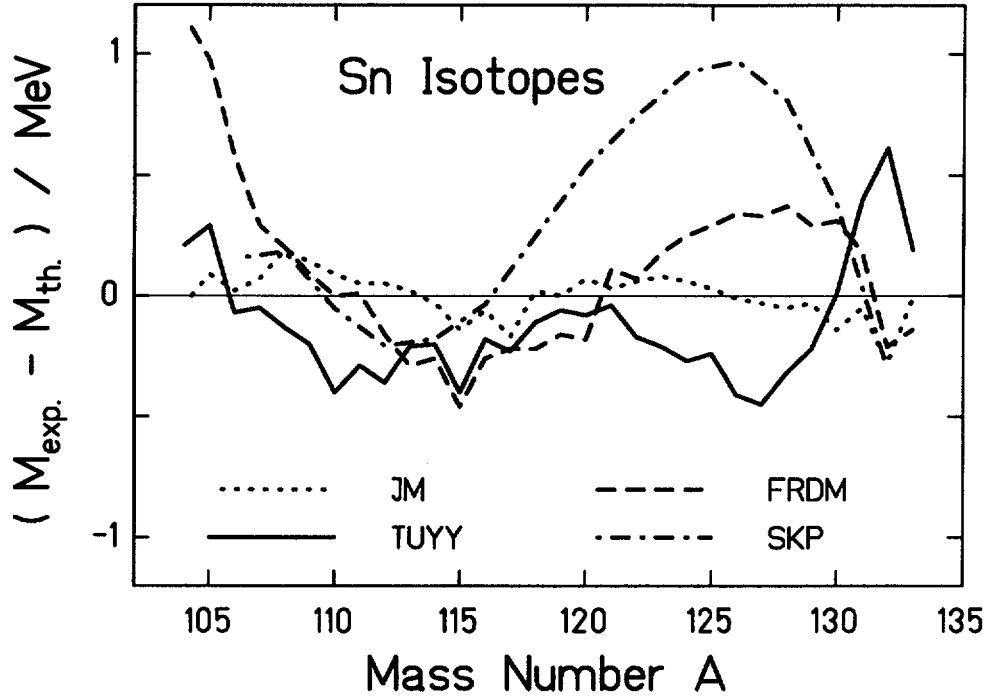


Abbildung 5.29: Charakteristisches Beispiel theoretischer Massenvorhersagen ($M_{th.}$) dargestellt für Sn-Isotope als Differenz zu den tabellierten experimentellen Werten ($M_{exp.}$) [23, 24]. In der Nähe der Stabilität ($112 \leq A \leq 124$) stimmen generell die Rechnungen gut untereinander und mit den Meßwerten überein, während die Abweichungen drastisch mit der Entfernung vom Stabilitätstal anwachsen [320, 147, 242]. Mit SKP ist eine mikroskopische Rechnung nach dem Hartree-Fock-Bogoliubov Verfahren mit einer effektiven Skyrme-Kraft [242] markiert und FRDM repräsentiert makroskopisch-mikroskopische Rechnungen mit dem Finite-Range-Droplet-Modell. Die beiden anderen Vergleiche entstammen den semiempirischen Parametrisierungen von Jänecke-Masson (JM) und und Tachibana-Uno-Yamada-Yamada (TUYU) [147].

Unser Experiment basiert auf Frequenzmessungen der gespeicherten Ionenstrahlen in einem Speicherring, der im Prinzip eine große Ionenfalle darstellt [124]. Koppelt man ionenoptisch einen Fragmentseparator mit einem Speicherring, so bildet diese Einheit eine interessante Möglichkeit für direkte Massenmessungen von exotischen Nukliden. Solch ein System ist im Rahmen dieser Arbeit erstmals mit der Kopplung von FRS und ESR eingesetzt worden [120]. Die Massenauflösung $\frac{\Delta M}{M}$ durch Messung der Umlauffrequenz im Speicherring ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta M}{M} = \gamma_t^2 \left[\left(\frac{\Delta f}{f} \right)^2 + \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_t^2} \right)^2 \left(\frac{\Delta v}{v} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.15)$$

Daraus folgt, daß die erreichbare Genauigkeit durch die Grenzen in der Frequenzmessung

$\frac{\Delta f}{f}$ und hauptsächlich aber durch die Geschwindigkeitsbreite der zirkulierenden Fragmente $\frac{\Delta v}{v}$ bestimmt ist. Die letzte Aussage wird klar, wenn man bedenkt, daß die Projekttilfragmentation selbst bei relativistischen Energien, abhängig von der Massendifferenz zwischen Fragment und Projektil, noch eine Geschwindigkeitsbreite im Prozentbereich verursachen kann. Zu den angegebenen Parametern muß man noch die Stabilität der Magnetfelder und ionenoptische Abbildungsfehler im Speicherring berücksichtigen. γ und γ_t sind der relativistische Lorentz-Faktor und die reduzierte Transitionsenergie, die charakteristisch für die ionenoptische Einstellung des Rings ist.

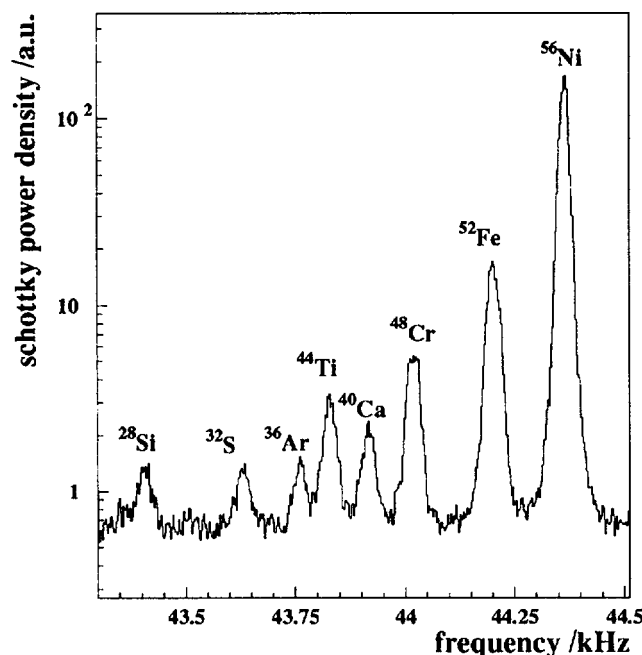


Abbildung 5.30: Schottky Frequenzspektrum von gespeicherten und gekühlten 204 A-MeV Nickel-Projekttilfragmenten. Die Magnetfelder des FRS und ESR waren auf die mittlere magnetische Steifigkeit der $^{56}\text{Ni}^{28+}$ -Kerne eingestellt, während die anderen Isotope mit annähernd gleichen M/q-Verhältnis ebenfalls in den ESR injiziert wurden. Das Umlauffrequenzspektrum wurde mittels Schottky-Diagnose [276] etwa 15 Minuten nach der Injektion aufgezeichnet. Die kurzlebigen uu-Kerne im Bereich des Spektrums sind bereits zerfallen. Das Frequenzspektrum ist durch Addieren einer Mischfrequenz von 33.15 MHz in den Arbeitsbereich des Fourier-Spektrumanalysators geschoben worden.

Um eine hohe Massenauflösung zu erzielen, muß man den Einfluß der Geschwindigkeitsbreite eliminieren. Dieses Ziel kann man auf zwei Wegen erreichen, wie es auch die angegebene Formel anschaulich vermittelt: Erstens kann man die Geschwindigkeitsbreite verringern, beispielsweise durch Kühlen [306], zweitens kann man aber auch die Geschwindigkeit der Ionen gerade so wählen, daß die Bedingung $\gamma = \gamma_t$ erfüllt wird. Bei dieser ionenoptischen Einstellung des Ringes spricht man von einem isochronen Betrieb, d.h. Isotope mit unterschiedlicher Energie laufen auf verschieden langen Trajektorien, die zu

exakt gleicher Umlaufzeit führen [359]. Beide Methoden sollen am ESR eingesetzt werden und sind komplementär. Die Kühlmethode ist prinzipiell bei sehr kurzen Halbwertszeiten durch die erforderliche Kühlzeit im Sekundenbereich eingeschränkt, während die isochrone Einstellung gerade für kurzlebige Kerne besonders geeignet ist. Die Kombination des Fragmentseparators mit dem Speicherring hat den Vorteil im Vergleich zu den Ionenfallen, daß im Speicherring gleichzeitig bei identischer Einstellung der Magnetfelder und ohne Veränderungen am Detektorsystem verschiedene Isotope gleichzeitig gemessen werden können und somit stets geeignete Referenzmassen im Spektrum sind. Dadurch können die Einflüsse systematischer Meßfehler geringer sein als bei hintereinanderfolgenden Messungen mit einzelnen Atomen.

Das neue Feld der Untersuchungen mit gespeicherten und gekühlten relativistischen Sekundärstrahlen eröffneten wir mit 310 A·MeV ^{20}Ne -Fragmentstrahlen [120]. In diesem Experiment konnten die interessanten Möglichkeiten der Massen- und Lebensdauermessungen mit völlig ionisierten Kernen an ersten Beispielen erfolgreich demonstriert werden. So wurde die Masse von ^{18}F auf $4.7 \cdot 10^{-6}$ genau bezüglich der Referenzmassen von ^{14}N und ^{20}Ne bestimmt. Die Auflösung der experimentellen Methode konnte im nachfolgenden Experiment durch Verbesserungen in der Signalverarbeitung und Datenaufnahme um nahezu eine Größenordnung erhöht werden. Die Massenmessung mit der Kühlmethode soll im folgenden anhand von Frequenzspektren gekühlter Nickelfragmente demonstriert werden.

Ein 360-380 A·MeV ^{58}Ni -Projektilstrahl wurde in einem 4 g/cm² Berylliumtarget am Eingang des FRS fragmentiert. Die Separation der ausgewählten Fragmente erfolgte im FRS nur aufgrund der Unterschiede in der magnetischen Steifigkeit, d.h. bedingt durch die annähernde Geschwindigkeitserhaltung in der Projektilfragmentation werden Kerne mit einem konstanten M/q-Verhältnis in den ESR injiziert. Bei dieser Art der räumlichen Separation kann die unterschiedliche atomare Abbremsung der Fragmente im Produktions-target gut eingesetzt werden, um den Elementbereich der zu untersuchenden Fragmente auszuwählen und wenn nötig einzuschränken. Durch Wahl der Targetdicke kann die Anzahl der Elemente weitgehend bestimmt werden, die gleichzeitig in den ESR injiziert wird. Nach Injektion in den Ring bewirkt die Elektronenkühlung [109], daß alle Fragmente auf exakt die Geschwindigkeit der Kühlerelektronen abgebremst werden. Die Impulsbreite der einzelnen Nuklide kann dabei auf Werte unter 10^{-6} reduziert werden. Dies stellt die Basis dar für eine Massenbestimmung aus der Messung der Umlauffrequenzen.

Im folgenden wird das Prinzip verdeutlicht am Beispiel der Einstellung auf $^{56}\text{Ni}^{28+}$ -Kerne, d.h. die Magnetfelder des FRS und ESR waren auf die mittlere magnetische Steifigkeit dieses Isotopes optimal eingestellt, während die anderen Isotope mit gleichen M/q eine reduzierte ionenoptische Transmission haben. In der Abbildung 5.30 ist das Spektrum der Umlauffrequenzen mittels Schottky-Diagnose [276] etwa 15 Minuten nach der Injektion aufgezeichnet. Man erkennt, daß sich das Spektrum aus gut getrennten Verteilungen zusammensetzt, die den eingetragenen Isotopen eindeutig zugeordnet werden können. Diese ausgewählte Reihe der Isotope stellt im Vergleich zu anderen Bρ-Schnitten die höchste Anforderung an die Auflösung der experimentellen Methode, denn die Trennung dieser Isotope basiert nur aufgrund der Masseneffekte, bspw. ist der M/q-Unterschied zwischen ^{56}Ni und ^{52}Fe $7 \cdot 10^{-5}$ und zwischen ^{44}Ti und ^{36}Ar nur $3 \cdot 10^{-5}$.

Da jedes umlaufende Ion im Speicherring unabhängig zum Ausgangssignal beiträgt, ist das Schottky-Rauschen inkohärent und damit die Ausgangsleistung direkt proportional

Nuklid	Experimentelle Masse (u)	Massendifferenz $\Delta M(\text{Exp.-Tabelle})$ u
^{56}Ni	$55.9268153 \pm 1.99 \cdot 10^{-5}$	$-5.0 \cdot 10^{-6}$
^{48}Cr	$47.9408973 \pm 1.74 \cdot 10^{-5}$	$-3.2 \cdot 10^{-6}$
^{40}Ca	$39.9516375 \pm 2.79 \cdot 10^{-5}$	$-1.9 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.3: Vergleich der in diesem Experiment bestimmten Massen mit den Werten aus der Tabelle von Audi und Wapstra [23]. Die angegebenen Massen entsprechen völlig ionisierten Atomen.

zur Anzahl der Ionen. Der Abstand zwischen zwei Frequenzverteilungen $\frac{\Delta f_{12}}{f_1}$ im Schottky-Frequenzspektrum ist durch

$$\frac{\Delta f_{12}}{f_1} = -\frac{1}{\gamma_t^2} \frac{\Delta(M/q)_{12}}{(M/q)_1} \quad (5.16)$$

gegeben und die Breite der Verteilung durch

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_1 = \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_t^2}\right) \left(\frac{\Delta v}{v}\right)_1 \quad (5.17)$$

Die ionenoptische Einstellung des ESR entsprach in der gezeigten Meßreihe einem γ_t -Wert von 2.69. Die dargestellte Verteilung von ^{56}Ni enthält etwa 10^4 gespeicherte Teilchen und die zugehörige gemessene relative Impulsbreite ist $5 \cdot 10^{-7}$. In diesem hochaufgelösten Spektrum erkennt man den Einfluß des magischen Schalenabschlusses in der Kernbindungsenergie bei ^{40}Ca durch die Umkehr der Reihenfolge der Isotope. Mit dieser ausgezeichneten Impulsschärfe ist es uns erstmals gelungen, die Grundzustandsmasse vom Isomerenzustand für die Isotope ^{53}Fe und ^{52}Mn trennen, auf dieses Ergebnis werden wir noch zurückkommen.

Die Bestimmung der Massen aus dem Frequenzspektrum ist nicht schwierig. Wählt man beispielsweise die Isotope ^{52}Fe und ^{44}Ti als Referenzmassen, so kann man die Transitionsenergie berechnen, und unter der Annahme, daß diese im betrachteten kleinen Frequenzintervall konstant ist, sind durch die genaue Bestimmung der Maxima der Verteilungen deren zugehörige Massen bestimmt, da die Frequenzen absolut bekannt sind. Es soll jedoch noch angemerkt werden, daß das dargestellte Spektrum mittels Addition einer gewählten Mischfrequenz in das entsprechende Frequenzband des Spektrumsanalysators geschoben wurde. Da die meisten dargestellten Massen in dem Spektrum experimentell mit einer Präzision von besser als 10^{-6} bekannt sind, stellt die Messung eine gute Überprüfung dieses neuen Meßverfahrens dar, bevor unbekannte Massen gemessen werden können. In der Tabelle (5.4.1) sind als Beispiel die Resultate der Massenmessung für die Isotope ^{56}Ni , ^{48}Cr und ^{40}Ca aufgeführt im Vergleich mit den Werten der Audi-Wapstra-Tabelle von 1993 [23]. Die Daten stimmen überzeugend gut überein. Die Differenz ist sogar systematisch um einen Faktor 4 kleiner als der Meßfehler. Diese Ergebnisse bilden die Grundlage für die Massenmessung in Gebieten, die vorher nicht zugänglich waren.

Betrachtet man die experimentellen Massentabellen [23], so ist auffallend, daß ein großes Gebiet in der Gold-Blei-Region experimentell nicht zugänglich war. Der Grund dafür sind

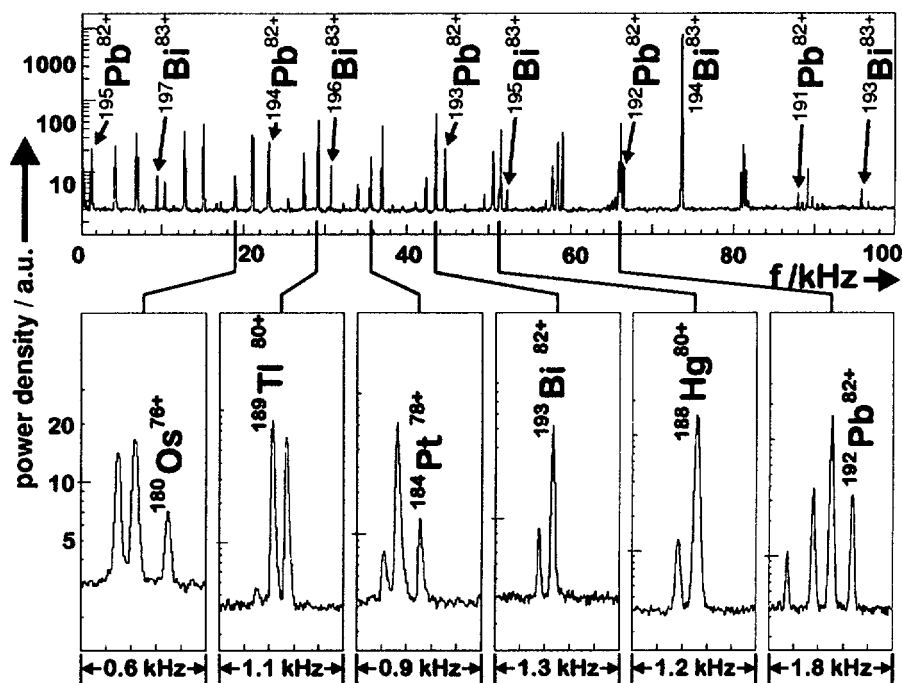


Abbildung 5.31: Schottky-Frequenzspektrum gekühlter Fragmente bei 350 A·MeV. Im oberen Teil der Abbildung ist ein Übersichtsspektrum mit einer Bandbreite von 100 kHz dargestellt, das bei der 16. Harmonischen der Umlauffrequenz analysiert wurde. Die Ionen im Frequenzintervall füllen den gesamten Akzeptanzbereich des ESR von 2.5% für gespeicherte und gekühlte Ionen. Im unteren Teil der Abbildung sind jeweils Ausschnitte mit höherer Auflösung dargestellt, die in 10 kHz Spektren aufgezeichnet wurden [253, 174].

die begrenzten Separationseigenschaften der ISOL-Anlagen für diese Elemente, siehe Kapitel 3.3. Diese Gegend der unbekannten Massen hat noch zusätzlich den Anreiz, daß mit ihrer Erschließung auch eine Reihe von Endpunktkernen der Alpha-Zerfallsketten erfaßt werden und somit ein gesamtes Netz von Nukliden neu in der experimentellen Massenoberfläche bestimmt werden kann.

Um in das beschriebene Gebiet der unbekannten Massen vorzudringen, fragmentierten wir 930 A·MeV ^{209}Bi -Projekte in einem 8 g/cm² Berylliumtarget am Eingang des FRS. Dieses Target wurde ausgewählt, um den Bereich der Elemente, die in den ESR in einer Bp-Einstellung injiziert werden, auf etwa 10 einzuschränken. Außerdem nutzten wir die niedrige Energie der Fragmente von etwa 350 A·MeV nach dem Target, um die Kerne in mehreren atomaren Ladungszuständen in den Messungen zu erfassen. Dies gibt zugleich die Möglichkeit, die Konsistenz der Methode zu überprüfen und außerdem jeweils über einen weiten Bereich die unbekannten und entsprechende Referenzmassen im gleichen Spektrum zu erhalten.

Ein typisches Schottky-Frequenzspektrum gekühlter Fragmente ist in der Abbildung 5.31 gezeigt. Im oberen Teil der Abbildung ist ein Übersichtsspektrum mit einer Bandbreite von 100 kHz dargestellt, das bei der 16. Harmonischen der Umlauffrequenz analysiert wurde. Die Ionen im Frequenzintervall füllen den gesamten Akzeptanzbereich des ESR von M/q

$\approx 2.5\%$ für gespeicherte und gekühlte Ionen. Im unteren Teil der Abbildung sind jeweils Ausschnitte mit höherer Auflösung dargestellt, die in 10 kHz Spektren aufgezeichnet wurden. Um eine möglichst scharfe Impulsverteilung der gekühlten Ionen zu erhalten ($\Delta p / p \leq 10^{-6}$), wurde bei der Messung darauf geachtet, daß die Anzahl der gespeicherten Ionen in einer Isotopenverteilung weniger als 1000 betrug. Bei dieser geringen Anzahl der zirkulierenden Ionen ist die Wechselwirkung der Ionen untereinander sehr gering und verbessert somit die Impulsunschärfe sprunghaft um etwa einen Faktor 10 im Vergleich zu den Werten im Kapitel 4. Diese Beobachtung konnten wir bei unseren Messungen mit Nickelfragmenten erstmals ausnutzen und wurde von M. Steck und Mitarbeitern systematisch für stabile Projektilstrahlen untersucht [307]. Bemerkenswert ist, daß die Empfindlichkeit der Schottky Diagnose für hochgeladene Ionen in dem untersuchten Massenbereich der Wismutfragmente bis hinunter zu einzelnen gespeicherten Ionen verbessert werden konnte [110] und somit ein ideales Werkzeug zur Spektroskopie exotischer Kerne darstellt.

Am Beispiel der Massenmessung des ^{184}Pt Isotopes sollen die experimentellen Ergebnisse kurz geschildert werden. ^{184}Pt ist in verschiedenen Ladungszuständen und in mehreren $B\rho$ -Einstellungen gemessen worden. In den verschiedenen Frequenzbereichen wurde somit die Massenbestimmung auch in Abhängigkeit von verschiedenen bekannten Kalibrierungsmassen vorgenommen. Die Resultate sind im Bild 5.32 als Massendefekte dargestellt und illustrieren deutlich, daß durch die mehrfache und unabhängige Massenbestimmung der Fehler des Mittelwertes auf eine Standardabweichung von etwa 40 keV reduziert werden konnte. Das schattierte Band stellt diese Standardabweichung in der Zeichnung dar. Der Gesamtfehler in der Massenmessung setzt sich aus einem statistischen und einem systematischen Anteil sowie einem Kalibrierungsfehler zusammen. Der statistische Fehler ist durch die Unsicherheit der Frequenzbestimmung für eine Massenverteilung im Schottky-Spektrum gegeben. Die Spektren wurden im Frequenzbereich der 16. Harmonischen, entsprechend etwa 30 MHz, aufgenommen. Der Schwerpunkt einer Verteilung konnte mit einer Genauigkeit von ± 1 Hz bestimmt werden. Die Auflösung der Messung ist durch die Breite der Verteilung gegeben und betrug etwa 500 keV (FWHM). Die Eichfehler sind durch die Fehler

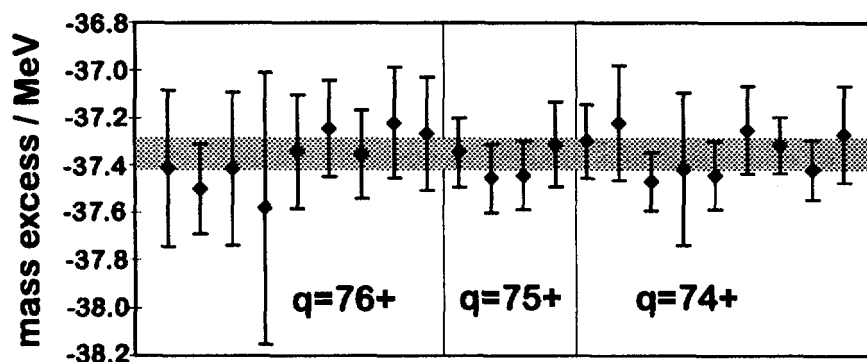


Abbildung 5.32: Massenmessung des ^{184}Pt Isotopes in verschiedenen Ladungszuständen und im Bezug auf verschiedene Kalibrierungsmassen. Das schattierte Band repräsentiert die Standardabweichung von etwa 40 keV [253].

der gewählten Referenzmassen [23, 24] bestimmt, diese Unsicherheiten liegen im Bereich von 10-200 keV. Schwieriger ist es, den systematischen Fehler der Messung anzugeben. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den bekannten Massenwerten [23, 24] zeigt, daß die Verteilung dieser Abweichungen gaußförmig ist und ihren Schwerpunkt bei Null hat. Dieses Verhalten verdeutlicht zum einen, daß die Literaturwerte und die experimentellen Ergebnisse konsistent sind und daß eine Abschätzung des systematischen Fehlers mit einem χ^2 -Test möglich ist. Diese Analyse ergibt einen zusätzlichen Fehler von 80 keV, der quadratisch zu den statistischen und Kalibrierungsfehler addiert werden muß. In unserem Beispiel für ^{184}Pt beträgt der Gesamtfehler also 100 keV, entsprechend einer Genauigkeit in der Massenbestimmung von $5.8 \cdot 10^{-7}$.

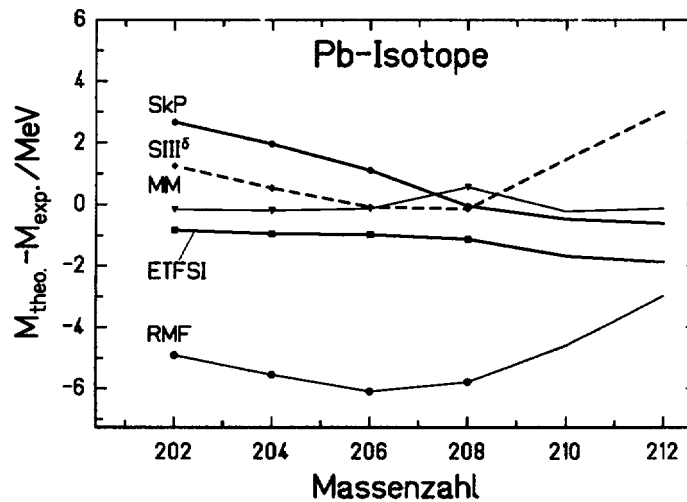


Abbildung 5.33: Vergleich experimenteller Resultate mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen [243, 124]. Daten des FRS-ESR Experimentes sind durch Symbole gekennzeichnet. Mikroskopischen Modelle, die von einer Parametrisierung der Kernkraft (Skyrme) ausgehen und die Kernbindungsenergie in einer selbstkonsistenten Hartree-Fock-Bogoliubov Rechnung liefern, sind durch SkP, SIII^δ gekennzeichnet. Weitere mikroskopische Rechnungen stellen eine relativistische Mittelfeldrechnung (RMF) und das erweiterte Thomas-Fermi Modell (ETFSI) dar. Ein makroskopisch-mikroskopisches Modell (MM) ist ebenfalls in den Vergleich mit eingeschlossen.

Die erreichte Genauigkeit in der Massenmessung ist durchaus ausreichend, um die theoretischen Vorhersagen überprüfen und verbessern zu können. Die besten mikroskopischen Modelle [243], die von einer effektiven Kernkraft [Skyrme (SkP, SIII^δ), Gogny] ausgehen und die Kernbindungsenergie mit einer selbstkonsistenten Hartree-Fock-Bogoliubov Rechnung liefern, sind in ihrer Genauigkeit noch mehr als eine Größenordnung schlechter als unsere gegenwärtige experimentelle Unsicherheit. Diese Aussage wird in einem Vergleich für Bleisotope mit gerader Massenzahl in der Abbildung 5.33 demonstriert. Die experimentellen Werte unseres Experimentes sind durch Symbole gekennzeichnet. Bei den mikroskopischen Rechnungen geht man davon aus, daß die Bleikerne mit gerader Massenzahl

in guter Näherung eine kugelförmige Gestalt haben. Weiterhin muß man berücksichtigen, daß die Übereinstimmung bei Bleisotopen besser ist als bei anderen Elementen, weil der doppelt-magische ^{208}Pb -Kern in den meisten Modellen zur Anpassung der freien Parameter dient.

In unserem Experiment sind für etwa 110 Nuklide die Massen zum ersten Mal bestimmt worden [174, 253]. Durch Massenmessungen der Endkerne in Alpha-Ketten konnten etwa die gleiche Anzahl von Kernen über die genau bestimmten Q_α -Werte in bekannte Massenwerte übergeführt werden. Bei diesen Messungen ist besonders interessant, daß mit Hilfe dieser Anbindung bessere Aussagen über die Kerne an der Protonenabbruchkante gemacht werden können, bspw. kann der Verlauf der Protonenabbruchkante auf einem weiten Bereich neu festgelegt werden.

Obwohl die begonnene Serie von Experimenten zur direkten Massenmessungen als sehr erfolgreich eingestuft werden kann, werden wir versuchen die Auflösung noch weiter zu verbessern, um auch isomere Zustände im unteren Energiebereich bis 500 keV sicher identifizieren zu können. Ebenso muß die mögliche Coulomb-Wechselwirkung von Ionen auf nahezu identischen Trajektorien im Speicherring (Abstände im Mikrometerbereich) systematisch untersucht werden. In einem weiteren Schritt werden die Experimente zur direkten Massenbestimmung durch Flugzeitmessungen mit der isochronen Einstellung zu kurzlebigen Kernen hin ausgedehnt.

5.4.2 Lebensdauerermessung völlig ionisierter Isomere

Lebensdauerermessungen von völlig ionisierten exotischen Kernen in einem großen Zeitbereich sind mit der Kombination von FRS und ESR erstmals im Labor möglich. Die Zerfallseigenschaften der Kerne können durch die Elektronen in der Atomhülle beeinflusst werden. Instabile Kerne können durch vollständige Ionisation stabil werden oder umgekehrt stabile Kerne können bspw. durch β -Zerfall in gebundene Zustände zerfallen, wenn die Hüllenelektronen fehlen. Die letzte Zerfallsart konnte erst kürzlich experimentell am ESR nachgewiesen werden [169]. Die Auswirkung der Ionisation auf den Kernzerfall ist auch astrophysikalisch sehr interessant, da bei den Temperaturen in den stellaren Plasmen die leichten Kerne hochionisiert vorkommen und sich dadurch in der Lebensdauer stark von neutralen Atomen unterscheiden können [97, 83, 321]. Im allgemeinen muß man bei einem Kernzerfall in der exakten Beschreibung berücksichtigen, daß stets das gesamte Atom (Kern und Hülle) seine quantenmechanische Zustände ändert.

Obwohl kürzlich erste experimentelle Untersuchungen der nuklearen Zerfallsfallseigenschaften mit hochgeladenen Kernen durchgeführt wurden [249, 250, 22], konnten diese Messungen nicht auf völlig ionisierte Atomkerne erweitert werden. Diese Möglichkeit ist jedoch gut mit relativistischen Projektilfragmenten realisierbar und wird im folgenden Experiment mit Kernen in der $A \approx 50$ Gegend eingesetzt. Die untersuchten Kerne zerfallen im neutralen Zustand durch Positronenemission und Elektroneneinfang (EC). Es ist evident, daß im nackten Zustand der EC-Zerfallskanal abgeschaltet und somit der β^+ -Zweig separat gemessen werden kann.

Generell beeinflusst die Elektronenhülle den Betazerfall der Kerne durch den Einfluß der Ladungsabschirmung auf die Fermi-Funktion; die Änderung der atomaren Bindungsenergien und den unvollständigen Überlapp der Wellenfunktion; Elektronen-Austausch-Effekte

und verschiedene Endzustände der Elektronen im Tochteratom [83]. Im Vergleich mit neutralen Atomkernen ist für unseren Fall nur die Änderung der Fermi-Funktion relevant, die die Anzahl der emittierten β -Teilchen $N(p)$ im Impulsintervall $(p, p+dp)$ bestimmt:

$$N(p) = \frac{g^2}{2\pi^3} p^2 p_\nu^2 F(Z, W) C(W) dp, \quad (5.18)$$

wobei g die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung, p_ν der Neutrinoimpuls, $C(Z)$ der spektrale Formfaktor und $F(Z, W)$ die Fermi-Funktion ist [37]. Die Fermi-Funktion berücksichtigt die Störung der Kernladung auf die Wellenfunktion der β -Teilchen, somit ist klar, daß abhängig vom Ladungszustand der atomaren Hülle sich $F(Z, W)$ ändert. Die integrierte Fermi-Funktion

$$f(Z, W_0) = \int_0^{p_0} F(Z, W) p^2 (W_0 - W)^2 dp \quad (5.19)$$

wird durch die Präsenz der Elektronenhülle im Fall der β^- -Emission reduziert und bei β^+ -Emittieren vergrößert. Der Einfluß der Abschirmung ist bei Positronenemitttern stärker und nimmt außerdem mit zunehmender Kernladung drastisch zu [37]. Beispielsweise ist die erwartete Änderung der Lebensdauer für nackte Kerne mit $Z=20$ gegenüber den entsprechenden neutralen Atomkernen etwa 1.5 % und bei $Z=60$ schon 9 %, wenn jeweils von einer β^+ -Endpunktsenergie (W_0) von 0.5 MeV ausgegangen wird. Diese Änderung wird als Funktion von W_0 in der Abbildung 5.34 für $Z = 20, 40, 60, 80$ für β^+ - und β^- -Zerfall graphisch dargestellt [37].

Im zweiten Teil des oben beschriebenen Experimentes zur Massenmessung völlig ionisierter Nickelfragmente haben wir mit der gleichen Anordnung die Lebensdauer von gespeicherten und gekühlten Kernen gemessen. Mit der Schottky-Sonde wurden wiederum die Signale der umlaufenden Ionen registriert, siehe Abbildung 5.30. Die Flächen in den Fourier-analysierten Spektren sind proportional zur Anzahl der zirkulierenden Ionen, so daß die Messung und Auswertung der Frequenzspektren zu definierten Zeiten nach der Injektion in den ESR direkt die Lebensdauer des ausgewählten Kernes ergibt. In diesem Experiment muß man jedoch berücksichtigen, daß die Intensität der gespeicherten Nuklide nicht nur durch den nuklearen Zerfall bestimmt ist, sondern auch atomare Wechselwirkungen wie Umladung und Streuung im Elektronenkühler und Restgas zum Teilchenverlust führen. Der radiative Einfang (REC) von freien Elektronen im Kühler ist der dominierende Verlustprozeß. Diese 'atomare' Lebensdauer bestimmt die obere Grenze für Lebensdauer-messungen mit dieser Methode. In diesem Experiment betrug diese Halbwertszeit für Eisenisotope bei einem Kühlerstrom von 50 mA etwa 12 Stunden. Die untere Grenze für die Lebensdauer-messung mit gekühlten Strahlen wird durch die erforderliche Kühlzeit festgelegt. Es gelten dafür die Ausführungen, die oben im Massenexperiment gemacht wurden.

Ein Ziel des Experimentes war die Lebensdauer von ^{53}Fe - und ^{52}Mn -Fragmenten im Isomerenzustand zu messen. Das Erreichen dieses Ziels setzt nicht nur hohe Anforderungen an die Massenauflösung voraus, sondern verlangt außerdem, daß der Isomerenzustand in der Fragmentation in ausreichender Intensität populierte wird. Die Verhältnisse von Grund- und Isomerenzustand können interessante Beiträge zum Verständnis des Reaktionsablaufes geben.

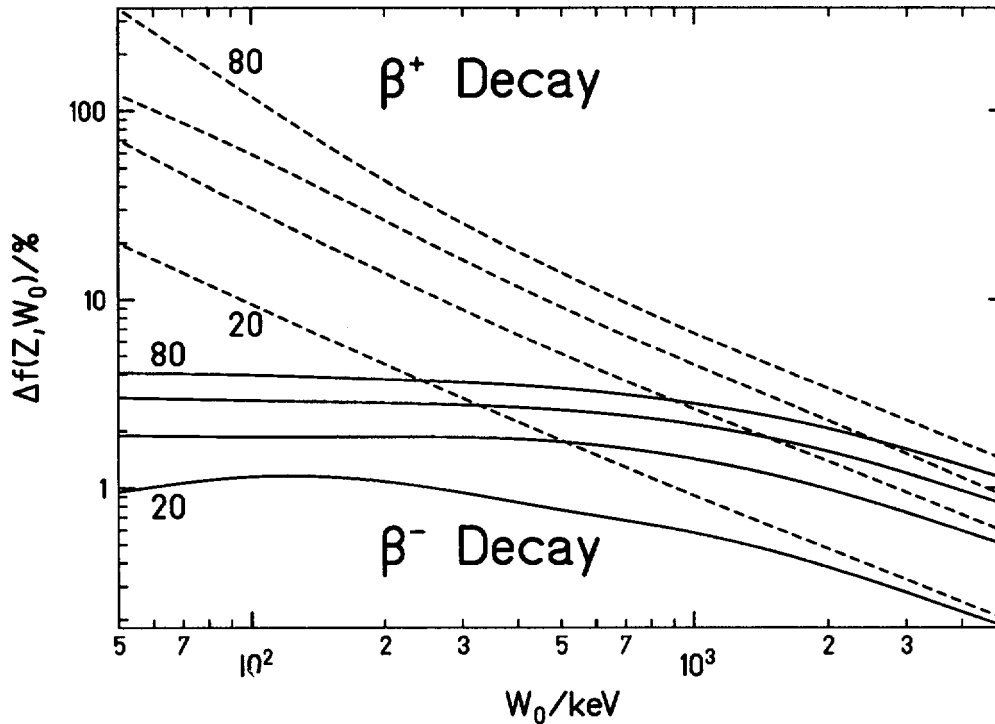


Abbildung 5.34: Änderung der integrierten Fermi-Funktion in Abhängigkeit von den β^+ - (gestrichelte Kurven) und β^- - (ausgezogene Kurven) Endpunktsenergien (W_0) für die Kernladungen der Töchter ($Z = 20, 40, 60, 80$) [37].

Die ^{53}Fe -Fragmente wurden bei einer $B\rho$ -Einstellung des FRS entsprechend ihrem M/q -Verhältnis injiziert. Die benachbarten Massen im Schottky-Spektrum sind dabei ^{55}Co und ^{51}Mn . Diese Verteilungen sind aufgrund ihres großen Unterschiedes im M/q -Verhältnis ($\Delta(M/q)/(M/q) = 0.7215 \cdot 10^{-3}$ für $^{55}\text{Co} - ^{53}\text{Fe}$ und $\Delta(M/q)/(M/q) = 0.77712 \cdot 10^{-3}$ für $^{51}\text{Mn} - ^{53}\text{Fe}$) relativ zum ^{53}Fe leicht im entsprechenden Schottky-Spektrum zu separieren. Das gemessene Frequenzspektrum für ^{53}Fe ist in der Abbildung 5.35 gezeigt. Man erkennt, daß die Verteilung aus zwei Komponenten besteht. Ein Vergleich mit den bekannten Energieabständen von Grund- und Isomerenzustand aus der Gammaspektroskopie zeigt, daß wir den entsprechenden Massenunterschied aufgelöst haben. Dieses Spektrum zeigt sehr anschaulich die Äquivalenz zwischen Energie und Masse, der angeregte Kern ist im experimentellen Spektrum als schwerere Masse manifestiert. Im Bild sind die Spektren mit einer Zeitdifferenz von 200 s und 600 s nach der Injektion dargestellt. Unsere Ergebnisse sind in der Tabelle 5.4 zusammengestellt. Die spektroskopischen Informationen aus der Literatur, die Meßwerte für die neutralen Atomkerne und die daraus berechneten erwarteten Halbwertszeiten für die nackten Kerne sind mit den Messungen verglichen. Außerdem sind in dieser Tabelle die Änderungen der β^+ -Fermi-Funktionen Δf angegeben [37]. Die Halbwerts-

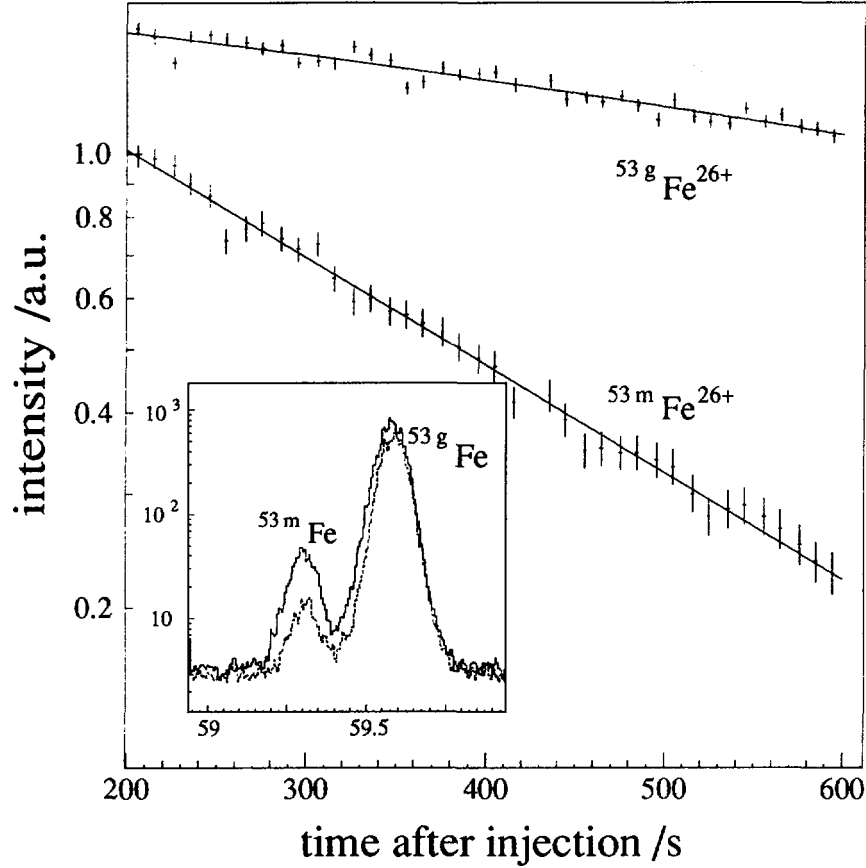


Abbildung 5.35: Lebensdauermessung von gespeicherten und gekühlten ^{53}Fe -Fragmenten. Die Fragmente sind völlig ionisiert, so daß der Zerfallszweig über Elektroneneinfang unter diesen Meßbedingungen ausgeschaltet wird. Die Lebensdauerkurven sind separat für Grund- (^{53g}Fe) und Isomerenzustand (^{53m}Fe) dargestellt. Die Trennung wurde durch die Auflösung des entsprechenden Massenunterschiedes erstmals möglich. Im Bild ist das aufgelöste Massenspektrum für 200 s und 600 s nach dem Einschub in den ESR gezeigt [164].

zeiten für die entsprechenden nackten Kerne $T_{1/2}^{\text{cal}}(\text{bare})$ sind folgendermaßen berechnet:

$$T_{1/2}^{\text{cal}}(\text{bare}) = T_{1/2}(\text{neutral}) \cdot \left(\sum (I_{\beta}/\Delta f) + \sum I_{\gamma} \right)^{-1}, \quad (5.20)$$

wobei $T_{1/2}(\text{neutral})$ die gesamte Halbwertszeit für das neutrale Atom und $\sum I_{\beta}$ und $\sum I_{\gamma}$ die Summen aller relativen Intensitäten der β^{+} - und γ -Zerfallszweige darstellen. Der Zerfallskanal für Elektroneneinfang ist in der Gleichung weggelassen, da dieser bei nackten Kernen nicht auftauchen kann ($I_{\text{EC}}=0$). Die gute Massenauflösung erlaubt es, den Zerfall von Grund- und Isomerenzustand im ^{53}Fe -Spektrum aufzulösen, dabei ist das gemessene Isomerenverhältnis $\sigma^m/\sigma^g = 0.101(5)$.

Eine Stufe schwieriger ist die Aufgabe, analoge Daten für ^{52}Mn zu messen. Hier liegen Grund- und Isomerenzustand um einen Faktor 10 näher (378 keV) zusammen. Außerdem ist der Primärstrahl im gleichen $B\rho$ -Fenster und würde somit durch die hohe Intensität (intra-beam scattering) eine optimale Massenauflösung verhindern. Dieses Problem wur-

Nucleus	Neutral State			Bare State		
	$T_{1/2}^{exp}$	$\sum I_{\beta}, \sum I_{\gamma} \cdot 10^{-2}$	Δf	$T_{1/2}^{calc}$	$\lambda_{obs} [h^{-1}]$	$T_{1/2}^{exp}$
$^{52}\text{Mn}^m$	21.1(2) min	$\beta^+ : 96.7(20)$ $\gamma : 1.68(5)$	1.0048 /	21.5(6) min	1.62(18)	22.7(30) min
^{52}Fe	8.275(8) h	$\beta^+ : 55.5(18)$	1.0154	15.1(5) h	0.103(3)	12.5(15) h
$^{53}\text{Fe}^g$	8.52(2) min	$\beta^+ : 98.6(7)$	1.0051	8.73(8) min	3.98(15)	8.5(3) min
$^{53}\text{Fe}^m$	2.58(4) min	$\gamma : \geq 99.6$	/	2.58(4) min	13.69(27)	2.48(5) min

Tabelle 5.4: Experimentelle Halbwertszeiten von neutralen Atomkernen aus der Literatur. Diese Werte wurden umgerechnet für völlig ionisierte Kerne ($T_{1/2}^{calc}$) [167, 168, 37] und sind mit den Meßwerten dieses Experimentes verglichen. λ_{obs} ist die gemessene Lebensdauer, die sowohl die atomare Wechselwirkung als auch die relativistische Zeitdilatation noch einschließt. In der letzten Spalte sind daraus die nuklearen Lebensdauern im Ruhesystem extrahiert. Der Lorentz-Faktor betrug für diese Messungen 1.22. Die theoretischen Änderungen der β^+ -Zerfallswahrscheinlichkeiten Δf zwischen dem neutralen und dem völlig ionisierten Zustand sind ebenfalls angegeben [37].

de dadurch gelöst, indem die FRS-Magnetfelder optimal auf die Energie des Mangans angepaßt wurden und zusätzlich mit Schlitten die Hauptintensität des Primärstrahles abgefangen wurde. Das Ergebnis ist im Massenspektrum zu erkennen, Grund- und Isomerenzustand sind aufgrund der entsprechenden Massendifferenz deutlich getrennt, und man kann durch die zeitliche Abnahme der Intensitäten die Halbwertszeiten bestimmen. Eine solche Messung war mit den bisherigen Methoden nicht möglich. Zwar erreichte man mit einer Ionenfalle die Trennung des Grund- und Isomerenzustandes von ^{84}Rb , wobei die Energiedifferenz von 464 keV [180] im Massenspektrum aufgelöst wurde, jedoch sind entsprechende Halbwertszeitmessungen nicht möglich. Das gemessene Isomerenverhältnis beträgt für $^{52m}\text{Mn}/^{52g}\text{Mn}$ 0.62(3). Das Resultat für die Halbwertszeit ist in der Tabelle 5.4 zusammen mit den Daten aus der Literatur aufgeführt. Die lange Lebensdauer des Grundzustandes von 5.6 Tagen macht eine erhebliche Korrektur durch atomare Verluste notwendig, so daß unsere Messung in diesem Fall zu ungenau wird und deshalb in der Tabelle nicht angegeben wurde. Es wurden jedoch die atomaren Wechselwirkungen des Mn-Grundzustandes als Referenz für die entsprechende Korrektur der beobachteten Lebensdauer des Isomers herangezogen.

Die Ergebnisse dieser Meßreihen mit ^{53}Fe und ^{52}Mn stimmen innerhalb der experimentellen Fehler gut mit den Werten aus der Literatur für neutrale Atome überein. Dies ist zu erwarten, da die betrachteten Kerne hauptsächlich über β^+ - und γ -Emission zerfallen und außerdem ϵ_f sich für diese leichten Kerne nur im 1-Prozentbereich für nackte Ionen ändert. Anders ist es bei den ^{52}Fe -Kernen, die als neutrale Atome 8.5 Stunden leben und ein Verzweungsverhältnis von EC und β^+ von 44 % bzw. 56 % haben [167]. Die gemessene Zerfallskurve von $^{52}\text{Fe}^{26+}$ ist in der Abbildung 5.37 zusammen mit den atomaren Speicherlebensdauern von anderen Kernen dargestellt, deren Intensitätsabnahme vom radiativen

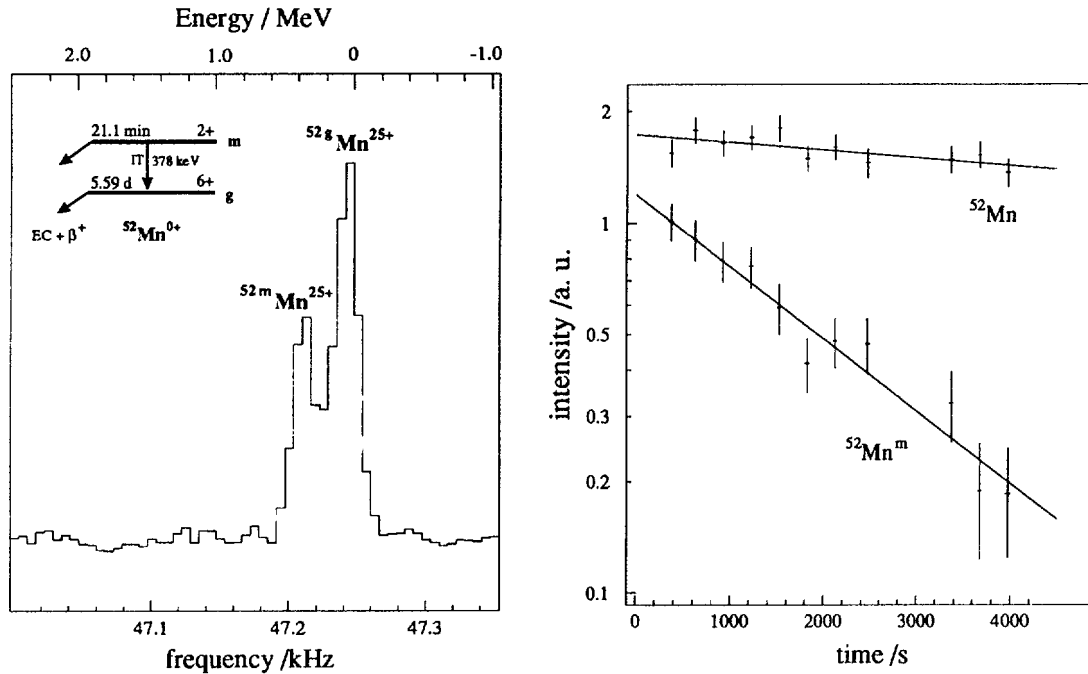


Abbildung 5.36: Schottky-Frequenzspektrum der gespeicherten und gekühlten ^{52}Mn -Fragmenten (links). Die relative Impulsbreite von $5 \cdot 10^{-7}$ (Standardabweichung) erlaubt die Trennung von Grund- und Isomerezustand, die eine Energiedifferenz von 378 keV haben. Das Spektrum ist über 5 Minuten gemittelt und wurde mit Hilfe einer Mischfrequenz (33.15 MHz) in den geeigneten Arbeitsbereich des Fourier-Analysators geschoben [164].

Elektroneneinfang (REC) im Kühler bestimmt wird. Die gemessene Z-Abhängigkeit von $Z^{2.02}$ ist mit der erwarteten quadratischen Abhängigkeit der REC-Theorie [277] sehr gut verträglich. Im vollionisierten Zustand ist der EC-Zerfall ausgeschaltet, und die erwartete partielle Halbwertszeit beträgt nach Gleichung 5.20 15.1 Stunden. Unser Meßergebnis ist jedoch $(12.5^{+1.5}_{-1.2})$ Stunden. Mit diesem Ergebnis erhält man eine Änderung für die Verzweigungsverhältnisse im neutralen Atom von $I_\beta = 67(8)\%$ und $I_{EC} = 33(8)\%$, dabei wurde wie in der Literatur $I_\gamma=0$ angenommen. Dieses einfache Zerfallsschema ist jedoch nicht verträglich mit der bekannten Grundzustandsmassendifferenz von ^{52}Fe und ^{52}Mn , die den Q_{EC} -Wert ergibt. Da die entsprechenden tabellierten Massen [23] und unsere eigenen Messungen aus diesem Experiment jedoch besser als 60 keV übereinstimmen, muß man annehmen, daß die publizierten Zerfallskanäle für ^{52}Fe noch ergänzt werden müssen.

Die Hauptergebnisse dieser ersten Experimente mit gekühlten Fragmentstrahlen sind im folgenden zusammengefaßt:

- Die Massen- und Lebensdauermessungen gespeicherter Fragmentstrahlen eröffnen ein neues Feld in der Spektroskopie exotischer Nuklide.

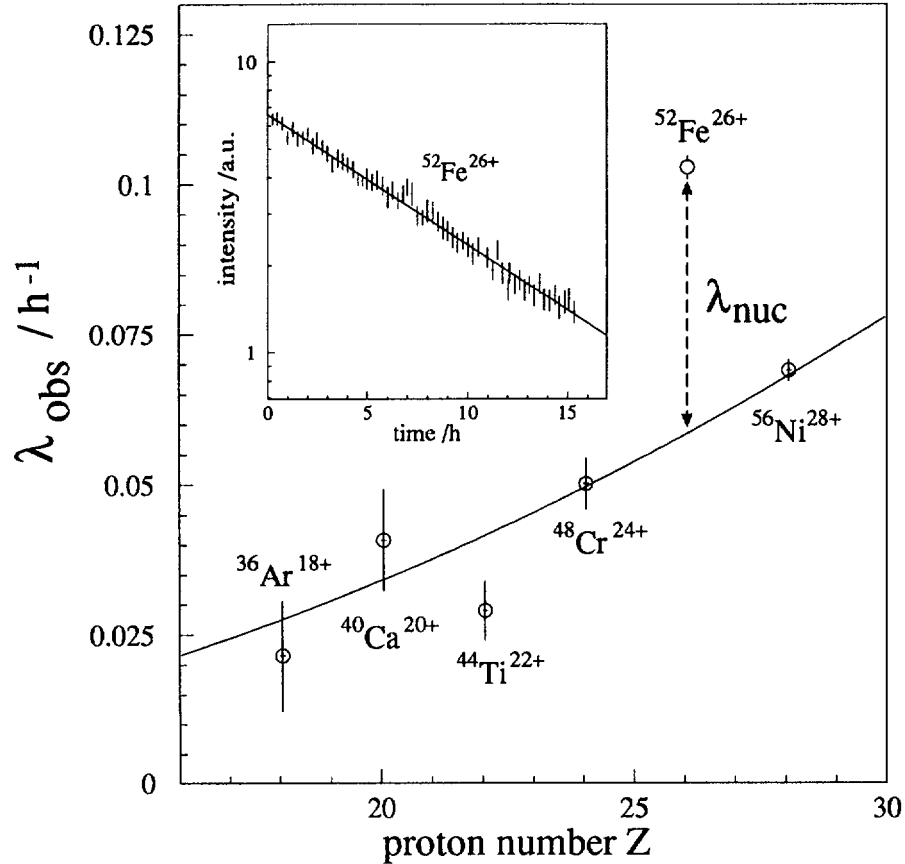


Abbildung 5.37: Lebensdaueremessung von gespeicherten und gekühlten $^{52}\text{Fe}^{26+}$. Die gemessenen Zerfallskonstanten von verschiedenen anderen stabilen Ionen aus dem $A/Z=2$ Spektrum sind ebenfalls eingezeichnet. Die gemessene quadratische Z -Abhängigkeit bestätigt die Annahme, daß die Intensitätsabnahme dieser gespeicherten Ionen durch den radiativen Elektroneneinfang bestimmt wird [164].

- Für langlebige Isotope ($1 \text{ min} < T_{1/2} < 1 \text{ d}$) sind Messungen mit gekühlten Strahlen eine neue Möglichkeit zur Massen- und Lebensdauerbestimmung. Die erreichte gute Auflösung ermöglicht die separate Untersuchung von Grund- und Isomerenzustände.
- Den Bereich der zugänglichen Halbwertszeiten kann man beträchtlich erweitern, wenn die Kühlung nicht zur Massenidentifikation erforderlich ist. In diesem Fall können isotonenreine Strahlen vom FRS mit Hilfe der $B\rho\text{-}\Delta E\text{-}B\rho$ -Methode injiziert werden und die Zerfallsprodukte können dann mit Teilchenzähler registriert werden, die dicht neben der Speicherbahn im ESR eingefahren werden können [179]. Mit dieser Möglichkeit sind Lebensdauern weit unterhalb von einer Sekunde erreichbar. Bei einer iso-

chronen Einstellung des Speicherrings ist somit auch die Massenmessung in diesem Zeitbereich erweitert.

- Der Zerfallskanal des Elektroneneinfangs kann leicht durch den Einsatz von völlig ionisierten radioaktiven Kernen absepariert werden und somit können einfachere Verhältnisse auch für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse geschaffen werden.
- Unsere ersten Ergebnisse zeigen überzeugend, daß die Kopplung von FRS und ESR ein Potential an Möglichkeiten neuartiger Kernspektroskopie als Funktion des atomaren Ionisationsgrades darstellt. Die Aussage wird verstärkt, wenn man berücksichtigt, daß es gelungen ist, sogar einzelne Atome im Schottky-Spektrum noch nachzuweisen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Der Fragmentseparator FRS der GSI, der im Rahmen dieser Arbeit konzipiert, aufgebaut und in ersten Experimenten erfolgreich eingesetzt wurde, ist ein vielseitiges Spektrometer zur Untersuchung der atomaren und nuklearen Wechselwirkung von relativistischen Schwerionen mit Materie.

Unsere präzisen Messungen zur Abbremsung und Umladung bilden eine Grundlage zur Verbesserung und Erweiterung der atomaren Stoßtheorien bei relativistischen Energien. Erstmals konnte experimentell aufgezeigt werden, daß die Berechnungen mit der ersten Bornschen Näherung unzureichend sind, um die gemessenen Daten zum spezifischen Energieverlust und Energieverluststreuung erklären zu können. Erst die Beschreibung mit dem exakten Mott-Streuquerschnitt bringt gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten und liefert somit die Voraussetzung für neue Anwendungen, die auf einer hohen Genauigkeit der Beschreibung der atomaren Abbremsung von relativistischen Schwerionen beruhen, wie bspw. die isotonenreine Separation von relativistischen exotischen Kernen mit der $B\rho$ - ΔE - $B\rho$ -Methode oder die Schwerionenstrahlentherapie.

Der FRS ist die erste universelle Anlage, mit der exotische Kerne aller Elemente bis zum Uran als isotonenreine räumlich getrennte Projektile bei relativistischen Geschwindigkeiten für Experimente zur Verfügung stehen. Solche Strahlen ermöglichen neue selektive Studien schon mit wenigen Atomen der exotischsten Kerne. Außerdem ist die isotonenreine räumliche Trennung Voraussetzung für Präzisionsmessungen bei einer Kopplung mit anderen ionenoptischen Systemen und Detektoranordnungen.

Unsere Untersuchungen der Produktionsquerschnitte und der Kinematik führten zu einer Verfeinerung der Modellvorstellungen der peripheren Kernreaktionen bei Energien im Bereich von 100-1000 A·MeV. Die Pionierarbeiten des LBL mit leichten Ionen bis Kalzium konnten bis zu den schwersten Projektilen erweitert und verbessert werden.

Die hohe Selektivität und Auflösung waren die Voraussetzung, daß schon bei den vergleichsweise niedrigen Projektileintensitäten des SIS eine große Anzahl von neuen Isotopen am FRS entdeckt werden konnten. Besonders erwähnenswert sind die beiden doppelt magischen Kerne ^{78}Ni und ^{100}Sn , die mit anderen experimentellen Anlagen vorher nicht zugänglich waren. Die Spaltung relativistischer Uranionen hat sich als eine besonders ergiebige neue Quelle für mittelschwere neutronenreiche Kerne erwiesen. Schon in den ersten Experimenten konnten mit dieser Produktionsmethode mehr als 100 neue Isotope identifiziert werden, deren spektroskopische Eigenschaften Gegenstand kommender Unter-

suchungen bei höherer Intensität des SIS sein werden.

Einen besonderen Schwerpunkt bei den Arbeiten am FRS in Kombination mit den Detektorsystemen ALADIN und LAND bilden die Untersuchungen der Halokerne. Die Kenntnisse der Struktur leichter Neutronen-Halokerne konnten durch unsere Untersuchungen bedeutend erweitert werden.

Durch präzise Messungen der longitudinalen Impulsverteilungen nach Aufbruchreaktionen in verschiedenen Targets konnte die übergroße räumliche Ausdehnung der Halokerne überzeugend aufgezeigt werden. Die relativistischen Energien sind bei solchen Messungen vorteilhaft, da sie eine relativ einfache theoretische Beschreibung erlauben. Mit Hilfe der Analyse der gemessenen Impulsverteilungen im Energiebereich von 280-1500 A·MeV mit dem FRS als Energieverlustspektrometer konnten wir nicht nur die Halostruktur von ^{11}Be und ^{11}Li vermessen, sondern auch ^8B als ersten Kern mit einem Protonenhalo identifizieren.

Direkte Reaktionen von exotischen Kernen in inverser Kinematik erweisen sich als ein geeignetes Hilfsmittel zur Strukturuntersuchung. Diese Aussage wird klar durch unsere Ergebnisse mit elastischer und inelastischer Streuung an Protonen demonstriert.

Experimente mit dem FRS in Kombination mit dem Speicher-Kühlerring ESR haben überzeugend aufgezeigt, daß mit diesen neuen experimentellen Anlagen Präzisionsuntersuchungen mit exotischen Sekundärstrahlen erstmals möglich sind, die eine hohe Phasenraumdichte oder hochionisierte exotische Kernen voraussetzen. Direkte Massenmessungen in Gebieten, die vorher experimentell nicht zugänglich waren, oder Lebensdauermessungen von nackten Kernen sind der Anfang weitergehender Untersuchungen in diesem neuen Feld. Die Lebensdauermessungen von hochionisierten oder nackten exotischen Kernen sind von großer Bedeutung für ein besseres Verständnis astrophysikalischer Reaktionen in den heißen Plasmen der stellaren Materie.

Kapitel 7

Danksagung

An erster Stelle danke ich Professor Dr. P. Armbruster und Professor Dr. G. Münzenberg, die mich mit der Aufgabe der Konzeption, des Aufbaus und der Inbetriebnahme des FRS betrauten. Das gute Arbeitsklima, ihre Hilfe und Unterstützung waren sehr wichtig dafür, daß die durchgeführten Arbeiten über eine lange Periode von 10 Jahren von Freude und Begeisterung mitgetragen wurden.

Die hervorragende Zusammenarbeit mit zahlreichen Universitäten und Forschungsinstituten hat sicher einen hohen Anteil am Erfolg dieser Arbeit. Explizit sei die Kollaboration mit verschiedenen Instituten der Universität Gießen angeführt. Die langjährige Erfahrung des 2. Physikalischen Institutes in der Ionenoptik und im Bau von großen Separatoren waren wichtige Pfeiler beim Aufbau des FRS. Professor Dr. H. Wollnik und seiner Arbeitsgruppe danke ich besonders für die fruchtbare Zusammenarbeit bei ionenoptischen Problemen und den gemeinsamen Experimenten. Professor Dr. V. Metag danke ich für wertvolle Diskussionen, die den Fortgang der Arbeit stimuliert haben. Der ausgezeichneten Zusammenarbeit mit Professor Dr. H. Lenske aus der Theoretischen Physik verdanke ich, daß wir neuen Kernstruktureffekten mit viel Begeisterung auf die Spur kamen. Die Zusammenarbeit bei Experimenten zur atomaren Umladung und Röntgenemission mit Professor Dr. P. Mokler und Dr. Th. Stöhlker und den Arbeitsgruppen von Professor Dr. K.-H. Scharfner und Professor Dr. W. Scheidt waren wichtiger Bestandteil der erfolgreichen atomphysikalischen Studien am FRS.

Allen Mitgliedern der FRS-Gruppe danke ich herzlich für die kollegiale und fruchtbare Zusammenarbeit. K.H. Behr, A. Brünle, K.H. Burkard und H.G. Burkhard verdanke ich, daß der Aufbau des FRS und die Experimentvorbereitungen und Durchführungen stets optimal waren.

Ohne die Mitarbeit und Erfahrung der Gründermannschaft des FRS Dr. O. Klepper, Dr. F. Nickel, Prof. Dr. E. Roeckl, Dr. D. Schardt, Dr. K.-H. Schmidt und Dr. K. Sümmerer und ihrer Gruppenmitglieder wären manche Ergebnisse nicht in dieser relativ kurzen Experimentierzeit erzielt worden.

Großer Dank gebührt allen Diplomanden, Doktoranden und Nachwuchswissenschaftlern, die wesentlich bei der Experimentdurchführung und Datenauswertung beigetragen haben. Besonders erwähnt seien: Dr. S. Czajkowski, Dr. E. Hanelt, Dr. F. Humbert, A. Heinz, Dr. H. Irnich, A. Junghans, Dr. Th. Kandler, Dr. G. Kraus, Dr. A. Magel, Dr. M. Mohar, Dr. S. Neumeier, Dr. T. Nilsson, T. Radon, Dr. J. Reinhold, Dr. C. Scheidenberger,

Dr. R. Schneider, Dr. Th. Schwab, Dr. W. Schwab, Dr. M. Steiner, Dr. B. Voss, Dr. C. Zeitelhack, Dr. C. Ziegler, Dr. M. Zinser.

Besondere Freude bereitete die Zusammenarbeit mit einer Vielzahl von Gästen, wiederum können nur einige stellvertretend genannt werden: Dr. M. Bernas, Dr. M. Chen, Dr. L. Chulkov, Dr. JP. Dufour, Dr. Y. Fujita, Dr. N. Iwasa, Dr. M. Golovkov, Dr. DJ. Morrissey, Dr. Z. Patyk, Dr. M. Pfützner, Dr. Y. Pivovarov, Dr. B.M. Sherrill, Dr. T. Suzuki, Dr. D. Vieira.

Allen GSI-Mitarbeitern danke ich, die mit ihrer kontinuierlichen Arbeit zum Erfolg beigetragen haben. Stellvertretend seien erwähnt E. Malwitz, H. Gaiser, H. Kiesewetter und G. Klappich aus dem Konstruktionsbüro, die Magnetgruppe mit H. Breitenberger, F. Klos, Dr. B. Langenbeck und Dr. G. Moritz, das Team des Targetlabors H. Folger, W. Hartmann, J. Klemm und W. Thalheimer, der Beschleunigerbereich mit Dr. N. Angert, Dr. B. Blasche, Dr. B. Franzke und ihre Mitarbeiter im besonderen die Operateure, die Werkstatt und Großmontage unter der Leitung von H. Benz und R. Schwedhelm, die Bibliothek unter Leitung von U. Grundinger und vor allem auch unsere Sekretärinnen S. Raiss und U. Vogel, die täglich mit unseren Verwaltungsarbeiten zu tun hatten.

Die Experimente des FRS mit dem Speicherring ESR und den komplexen Detektorsystemen der Targethalle verlangten eine optimale Kopplung der Apparate und eine optimale Zusammenarbeit der großen Gruppen. Besondere Freude bereitete die Kollaboration mit Dr. K. Becker, Professor Dr. F. Bosch, Dr. P. Egelhof, Dr. H. Eickhoff, Dr. H. Emling, B. Franczak, Dr. J. Friese, Dr. C. Kozhuharov Dr. M. Mutterer, Dr. F. Nolden, Prof. Dr. K. Rissager, Dr. G. Schrieder, Dr. M. Steck.

Ganz besonderer Dank gebührt Dr. F. Nickel, E. Pfeng, Dr. W. Schwab und Dr. Th. Kandler, die mir durch Korrekturlesen und beim Anfertigen der Bilder geholfen haben.

Die Verknüpfung von Naturwissenschaft und Theologie soll in diesem Zusammenhang nicht vergessen werden, Pfarrer E. Ruhl danke ich für das große Interesse am Fortgang der Experimente, die er auch zu später Stunde besichtigte.

Meinen größten Dank schulde ich meiner Familie, ohne ihre Unterstützung und stetige Hilfe wären die geschilderten Experimente und auch die Niederschrift dieser Arbeit nicht in der Form möglich gewesen.

**Aktualisierte Fassung der Habilitationsschrift,
die im September 1995
dem Fachbereich Physik
der Justus-Liebig-Universität Gießen
zur Erlangung der *venia legendi*
vorgelegt wurde.**

Literaturverzeichnis

- [1] Abdul-Magd AY, Friedman WA, Hüfner J, Phys. Rev. C34:113 (1986).
- [2] Ahlen SP, Rev. Mod. Phys. 52:121 (1980).
- [3] Ahlen SP, Phys. Rev. A 25:1856 (1982).
- [4] Albert A, Kroneberger K, Heil O, Groeneveld KO, Geissel H, Nucl. Instr. and Meth. A317:397 (1992).
- [5] Alkhazov GD, Belostotsky SL, Vorobyov AA, Phys. Rep. 42C:89 (1978).
- [6] Allardyce BW, Ravn HL, Nucl. Instr. Meth. B26:112 (1987).
- [7] Alonso JR, Chatterjee A, Tobias CA, Trans. Nucl. Sci. NS-26:3003 (1979).
- [8] Ameil F, Armbruster P, Bernas M, Czaikowski S, Dessagne Ph, et al., Proc. of Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Arles (1995).
- [9] Andersen JU, Ball GC, Davies JA, Davies WG, Forster JS, et al., Nucl. Instr. and Meth. B90: 104 (1994).
- [10] Anholt R, Meyerhof WE, Gould H, Munger Ch, Alonso J, et al., Phys. Rev. A32:3302 (1985).
- [11] Anne R, Arnell SE, Bimbot R, Dogny S, Emling H, et al., Phys. Lett. B250:19 (1990).
- [12] Anne R, Bruske C, Burkhard K, Fradj M, Geissel H, et al., GSI Scientific Report, GSI-91-1: 291 (1991).
- [13] Anne R, Mueller AC, Nucl. Instr. and Meth. B70:276 (1992).
- [14] Anne R, Arnell SE, Bimbot R, Dogny S, Emling H, et al., Phys. Lett. B304:55 (1993).
- [15] Anne R, Bazin D, Bimbot R, Borge MJG, Corre JM, et al., Submitted to Phys. Lett. B
- [16] Armbruster P, Nukleonik 3:188 (1961).
- [17] Armbruster P, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35:135 (1985).
- [18] Armbruster P, Bernas M, Czaikowski S, Geissel H, Aumann Th, et al., Z. Phys. A355:191 (1996).
- [19] Armbruster P, Geissel H, Kienle P. Proc. Int. Symp. on Heavy Ion Physics and Nuclear Astrophysical Problems, Tokyo, Japan (1988); GSI-Report 88-37 (1988).

- [20] Arnold E, Bonn J, Gegenwart R, Neu W, Neugart R, et al., Phys. Lett B197:311 (1987).
- [21] Artukh AG, Obukhov YL, Stchepunov VA, Nagayenko MG, Severgin YP, et al., Nucl. Instr. and Meth. A306:123 (1991).
- [22] Attallah F, Aiche M, Chemin JF, Goudour JP, Scheurer JN, et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Shapes and Structures at Low Excitation Energies, Antibes, France, (1994).
- [23] Audi G, Wapstra AH, Nucl. Phys. A565:1 (1993).
- [24] Audi G, Wapstra AH, Nucl. Phys. A595:409 (1995).
- [25] Auger G, Mittig W, Lépine-Szily A, Fifield LK, Bajard M, et al., Nucl. Instr. Meth. A350:235 (1994).
- [26] Aumann T, Kratz JV, Stiel E, Sümmerer K, Brüche W, et al., Phys. Rev. C 47:1728 (1993).
- [27] Aumann T, Doctoral Thesis, Mainz (1994).
- [28] Aumann T, Sümmerer K, Geissel H, Blank B, Brohm T, et al., Z. Phys. A352:163 (1995).
- [29] Äystö J, Taskinen P, in Heavy Ions in Nuclear and Atomic Physics ed. Z. Wilhelmi, G. Szefflinska, Adam Hilger Bristol (1989).
- [30] Äystö J, Astier A, Enqvist T, Eskola K, Janas Z, et al., Phys. Rev. Lett. 69:1167 (1992).
- [31] Baelde JL, Baron E, Grunberg C, Joubert A, GANIL Report R94.03:46 (1994).
- [32] Bahcall JN, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press, New York (1989).
- [33] Barrett RC, Jackson DF, Nuclear Sizes and Structure, Clarendon Press 1979
- [34] Batty CJ, Friedman E, Gils HJ, Rebel H, in 'Advances in Nuclear Physics', ed. Negele JW, Vogt E, Vol.19 (1989).
- [35] Baur G, Bertulani CA, Rebel H, Nucl. Phys. A458:188 (1986).
- [36] Bazin D, Brown BA, Brown J, Fauerbach M, M. Hellström, et al., Phys. Rev. Lett. 74: 3569 (1995).
- [37] Behrens H, Jänecke J, Numerische Tabellen für den Beta-Zerfall und Elektroneneinfang, Landolt-Börnstein, Springer (1969).
- [38] Belmont JL, Bruandet JF, De Conto JM, Fruneau M, Gimond G, et al., In [74] pp. 407 (1992).
- [39] Benesh CJ, Cook BC, Vary JP, Phys. Rev. C 40:1198 (1989).
- [40] Bennett JRJ, Broom TA, Densham CJ, Gardner ISK, Aitken T, et al., In [216] pp. 49 (1993).
- [41] Bernas M, Armbruster P, Czajkowski S, Faust H, Bocquet JP, Brissot R, Phys. Rev. Lett. 67:3661 (1991).

- [42] Bernas M, Czajkowski S, Armbruster P, Geissel H, Dessagne Ph, et al., Phys. Lett. B331:19 (1994).
- [43] Bertsch GF, Das Gupta S, Phys. Rep. 160:189 (1988).
- [44] Bertulani CA, Baur G, Phys. Rep. 163:299 (1988).
- [45] Bertulani CA, McVoy KW, Phys. Rev. C46:2638 (1992).
- [46] Bertulani CA, Canto LF, Hussein MS, Phys. Report. 226:281 (1993).
- [47] Bertulani CA, Phys. Rev. C49:2688 (1994).
- [48] Berz M, Nucl. Instr. and Meth. A298:426 (1990).
- [49] Bethe H, Handbuch der Physik 24:273 (1933).
- [50] Bianchi L, Fernandez B, Gastebois J, Gillibert A, Mittig W, Barrette J. Nucl. Instr. and Meth. A276:509 (1989).
- [51] Blaich T. et al., Nucl. Instr. and Meth. A314:136 (1992).
- [52] Blank B, Gaimard JJ, Geissel H, Münzenberg G, Schmidt KH, et al., Nucl. Instr. and Meth. A286:160 (1990).
- [53] Blank B, GSI Report GSI-91-19 (1991).
- [54] Blank B, Gaimard J-J, Geissel H, Schmidt K-H, Stelzer H, et al., Nucl. Phys. A555:408 (1993);
Blank B, Gaimard J-J, Geissel H, Schmidt K-H, Stelzer H, et al., Z. Phys. A340:41 (1991), B281:16 (1992).
- [55] Blank B, Andriamonje S, Del Moral R, Dufour JP, Fleury A, et al., Phys. Rev. C50:2398 (1994).
- [56] Blasche K, Franczak B, Proc. of the third European Part. Acc. Conf., Berlin, 9, eds. H Henke, H Homeyer, Ch. Petit-Jean-Genaz. Gif-sur-Yvette: Editions Frontière (1992).
- [57] Blasche K, Private communication (1994).
- [58] J.P. Bocquet, R. Brissot, Bocquet JP, Brissot R, Nucl.Phys. A502:213c (1989).
- [59] Bohr N, Phil. Mag. 25:10 (1913).
- [60] Bohr N, Phil. Mag. 30:581 (1915).
- [61] Bohr N, Nature 137:344 (1936).
- [62] Bohr N, Dan. Mat. Fys. Medd. 18 No.8 (1948).
- [63] Bollen G, Becker St, Hartmann H, Kluge HJ, König M, et al., Nucl. Instr. and Meth. A368:675 (1996).
- [64] Bollen G, Physica Scripta T59:165 (1995).

- [65] Bondorf JP, quoted in Blomqvist J. Ark. Fys. 36:681 (1967).
- [66] Bosch F, Nucl. Inst. Meth. B23:190 (1987).
- [67] Bosch F, Nucl. Instr. Meth. A314:269 (1992).
- [68] Bourdard A., 'Presentation du poste experimental SPES1', DPh-N/ME, CEN Saclay (1980).
- [69] Bowman JD, Swiatecki WJ, LBL Report LBL2908 (1973).
- [70] Brinkman MC, Kramers HA, Proc. Acad. Sci. 33:973 (1930).
- [71] Brosa U, Grossmann S, Müller A, Becker E, Nucl. Phys. A502:423c (1989).
- [72] Brown BA, Rykaczewski K, Phys. Rev. C 50: R2270 (1994).
- [73] Brown KL, CERN Report 74-2 (1974), CERN Report 80-04 (1980).
- [74] Proc. Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, eds. JF Bruandet, B Fernandez, M Bex. Gif-Sur-Yvette: Editions Frontières (1992).
- [75] Budger GI, Proc. Intern. Symp. on Electron and Positron Storage Rings :11-1-1 (1966).
- [76] Budger GI, Dikanski NS, Kudelainen VI, Meshkov IN, Parchomchuk VV, et al. Part. Acc. 7:197 (1976).
- [77] Burq JP, Chemarin M, Chevallier, Denisov AS, Doreé et al., Phys. Lett. 77B:438 (1978).
- [78] Campi X, Hüfner J, Phys. Rev. C24:2199 (1981).
- [79] Carey DC, The Optics of Charged Particle Beams. London: Harwood (1987).
- [80] Caldwell JT, Dowdy EJ, Berman BL, Alvarez RA, Meyer P, Phys. Rev. C 21:1215 (1980).
- [81] Chulkov LV, Bertulani CA, Korheninnikov AA, Nucl. Phys. A587:291 (1995).
- [82] Cole FT, Mils FE, Ann. Rev. Nucl. Sci. 31:295 (1981).
- [83] Crasemann B, Nucl. Instr. and Meth. 112:33 (1973).
- [84] Gorkov LP, JETP 36:1364 (1959). Nucl. Instr. and Meth. 112:33 (1973).
- [85] Cowan JJ, Thielemann FK, Truran JW, Phys.Rep. 208:267 (1991).
- [86] Czajkowski S, Bernas M, Armbruster P, Geissel H, Kozhuharov C, et al., Z. Phys. A348:267 (1994).
- [87] Daniel H, Nucl. Instr. and Meth. 147:297 (1977).
- [88] D'Auria JM. Proc. of Part. Acc. Conf., Washington :1641 (1993).
- [89] Decrock P, Delbar Th, Duhamel P, Gaelens M, Galster W, et al. In [74] pp. 423 (1992).

- [90] Proc. Second Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, ed. Th Delbar. Bristol: Adam Hilger (1992).
- [91] de-Shalit A, Talmi I, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New York (1963).
- [92] Détraz C, Vieira DJ, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 39:407-65 (1989).
- [93] Dobaczewski J, Hamamoto I, Nazarewicz W, Sheikh JA, Phys. Rev. 72:981 (1994).
- [94] Dufour JP, Del Moral R, Fleury A, Hubert F, Jean D, et al., Z. Phys. A324:487 (1986).
- [95] Dufour JP, Del Moral R, Emmermann H, Hubert F, Jean D, et al., Nucl. Instr. and Meth. A248:267 (1986).
- [96] Elton LRB, Nuclear Sizes , Oxford Press (1961).
- [97] Emery GT, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22:31 (1972).
- [98] Emling H, Progr. Part. Nucl. Phys. 33:729 (1994).
- [99] Engelmann Ch, et al., Z. Phys. A352:351 (1995).
- [100] Esbensen H, Phys. Rev. C53:2007 (1996).
- [101] Fano U, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13:1 (1963).
- [102] Fauerbach M, Diploma Thesis, TH Darmstadt. Internal Report (1992).
- [103] Feldmeier H, Rep. Prog. Phys. 50:915 (1987).
- [104] Feng J, private communication (1994).
- [105] Fermi E, Phys. Rev. 57:485 (1940).
- [106] Folger H, Geissel H, Hartmann W, Klemm J, Münzenberg G, et al., Nucl. Instr. and Meth. A303:24 (1991).
- [107] Fowler, JF, Medical Physics Handbooks 8:69. Bristol: Hilger (1981).
- [108] Franczak B, Proc. of the Europhysics Conference on Computing in Accelerator Design and Operation, Berlin (1983).
- [109] Franzke B, Proc. of the third European Part. Acc. Conf., Berlin, 9, eds H Henke, H Hommeyer, Ch Petit-Jean-Genaz. Gif-sur-Yvette: Editions Frontière (1992), Proc. of Part. Acc. Conf., Washington :1645 (1993); Nucl. Instr. and Meth. B24/25:18 (1987).
- [110] Franzke B, et al., GSI Scientific Report GSI-96-1: 159 (1996).
- [111] Friedlander EM, Heckman HH, in 'Treatise on Heavy Ion Science' Vol.4, ed. D.A. Bromley, Plenum Press New York 403 (1985).
- [112] Fujita T, Hüfner J, Nucl. Phys. A343:493 (1980).

- [113] M Fujioka, T Shinozuka, Y Kawase, Nucl. Instr. and Meth. B70:1 (1992). Proc. of the Twelfth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, Sendai, 1991.
- [114] Gaimard JJ, Schmidt KH, Nucl. Phys. A531:709 (1991).
- [115] Geissel H, Armbruster P, Arbeitstreffen über Experimente am geplanten Experimentier-Speicherring ESR der GSI, GSI Report:180 (1984). ed. Metag V, Kienle P, Ahrens H.
- [116] Geissel H, in Semiclassical Description of Atomic and Nuclear Collisions, ed. Bang J, De-Boer J. North Holland : 431 (1985).
- [117] Geissel H, Armbruster P, Franczak B, Langenbeck B, Klepper et al., Projectile-Fragment Separator, proposal for the SIS-ESR Experimental Programme (1987).
- [118] Geissel H, Schwab Th, Armbruster P, Dufour JP, Hanelt E, et al., Nucl. Instr. and Meth. A282:247 (1989).
- [119] Geissel H, Armbruster P, Behr KH, Brünle A, Burkard K, et al., Nucl. Instr. and Meth. B70:286 (1992).
- [120] Geissel H, Beckert K, Bosch F, Eickhoff H, Franczak B, et al., Phys. Rev. Lett. 68:3412 (1992).
- [121] Geissel H, Scheidenberger C, Rad. Eff. Def. in Solids 126:29 (1993).
- [122] Geissel H, in [216] :157 (1993).
- [123] Geissel H, Münzenberg G, Riisager K, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 45:163 (1995).
- [124] Geissel H, Bollen G, Franzke F, Münzenberg G, Patyk Z, Nucl. Instr. Meth. B125: (1997) in print and GSI-Preprint-96-64 (1996).
- [125] Geissel H, GSI-Preprint-96-35 (1996).
- [126] Ghiorso A, Yashita S, Leino ME, Frank L, Kalnins J, et al., Nucl. Instr. and Meth. A269:192 (1988).
- [127] Glauber RJ, Lectures In Theoretical Physics, Vol.1:315, Interscience New York (1959).
- [128] Gönnerwein F, in [348] :287 (1991) and Nucl. Phys. A502:159c (1989).
- [129] Goldhaber AS, Phys. Lett. 53B:306 (1974).
- [130] Goldhaber AS, Heckman HH, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28: 161 (1978).
- [131] Gomes ACV, Bertulani CA, Nucl. Phys. 517:639 (1990).
- [132] Grawe H, et al., Physica Scripta T56:71 (1995).
- [133] Grebenjuk OG et al., Nucl. Phys. A500:637 (1989).
- [134] Greiner DE, Lindstrom PJ, Heckman HH, Cork B, Bieser FS, Phys. Rev. Lett. 35:152 (1975).

- [135] Habs D, Van Duppen P, et al., REX-ISOLDE Proposal CERN-ISC 94-25 ISC-P68 (1994).
- [136] Habs D, Baumann W, Berger J, Blatt P, Faulstich A, et al., Nucl. Instr. Meth. B43:390 (1989).
- [137] Hahn O, Strassman F, Naturwissenschaften, 27:11 (1939).
- [138] Hamamoto I, Sagawa H, Phys. Rev. C48:R960 (1993).
- [139] Hansen PG, CERN workshop on Intermediate Energy Physics, PS-CD1/77-43 (1977).
- [140] Hansen PG, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 29:69 (1979).
- [141] Hansen PG, Jonson B, Europhys. Lett. 4:409 (1987).
- [142] Hansen PG, Jensen AS, Jonson B, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 45: 591 (1995).
- [143] Hansen PG, Proc. of the International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, (1995).
- [144] Hansen PG, Phys. Rev. Lett. 77:1016 (1996).
- [145] Hardy JC, Towner IS, Koslowski VT, Hagberg E, Schmeing H, Nucl. Phys. A509:429 (1990).
- [146] Harwood JL, Nolen JA, Nucl. Instr. and Meth. 186:435 (1981).
- [147] Haustein PE, Atomic and Nuclear Data Tables 39:185 (1988).
- [148] Heckman HH, Lindstrom PJ, Phys. Rev. Lett. 37:56 (1976).
- [149] Heine F, Schneider R, Faestermann T, Fries J, Homolka J, Proc. ENAM 95 Arles , France (1995).
- [150] Hermann G, Nucl. Phys. A502:141c (1989).
- [151] Herrmann G, Denschlag HO, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19:1 (1969).
- [152] Hesse M, Bernas M, Armbruster P, Aumann T, Czajkowski S, et al., Z. Phys. A355:69 (1996).
- [153] Highland VL, Nucl. Instr. and Meth. 129:497 (1975), *ibid.* 161:171 (1979).
- [154] Hirata D, private communication (1994).
- [155] Hofmann S, Proc. Tours Symposium on Nuclear Physics II, p.362, ed. H. Utsonomiya, M. Ohta, J. Galin, G. Münzenberg, World Scientific Singapore (1994).
- [156] Hofmann S, Ninov V, Hessberger FP, Armbruster P, Folger H, et al., Z. Phys. A350:277 (1995).
- [157] Hofmann S, Ninov V, Hessberger FP, Armbruster P, Folger H, et al., Z. Phys. A350:281 (1995).
- [158] Hofmann S, Ninov V, Hessberger FP, Armbruster P, Folger H, et al., Z. Phys. A354:229 (1996).

- [159] Hubele J, et al., Z. Phys. A340:263 (1991).
- [160] Hüfner J, Schäfer, Schürmann B, Phys. Rev. C12:1888 (1975).
- [161] Hüfner J, Nemes MC, Phys. Rev. C23:2538 (1981).
- [162] Hüfner J, Phys. Rep. 125:129 (1985).
- [163] Humbert F, Nilsson T, Schwab W, Zinser M, Blaich Th, et al., Phys. Lett. 75:1719 (1995).
- [164] Irnich H, Doctoral Thesis, Gießen (1995).
- [165] Irnich H, Geissel H, Nolden F, Beckert K, Bosch F, et al., Phys. Rev. Lett. 75:4182 (1995).
- [166] Jonson B, Nucl. Phys. A574:151c Nucl. Phys. A583:733c (1995).
- [167] Junde H, Nucl. Data Sheets 71:659 (1994).
- [168] Junde H, Dailing H, Nucl. Data Sheets 61:47 (1990).
- [169] Jung M, Bosch F, Beckert K, Eickhoff H, Folger H, et al., Phys. Rev. Lett. 69:2164 (1992).
- [170] Junghans A, and De Jong M, Diploma Thesis TH Darmstadt, Internal Reports (1994).
- [171] Karol PJ, Phys. Rev. C11:1203 (1975).
- [172] Kaufmann SB, Steinberg EP, Wilkins BD, Henderson DJ, Phys. Rev. C22:1897 (1980).
- [173] Kelley JH, Austin SM, Kryger RA, Morrissey DJ, Orr NA, et al., Phys. Rev. Lett. 74:30 (1995).
- [174] Kerscher T, Doctoral Thesis, München, (1996).
- [175] Kienle P, Nucl. Instr. and Meth. A271:277 (1988).
- [176] Kirchner R, Nucl. Instr. and Meth. B70:186 (1992).
- [177] Kitagawa H, Sagawa H, Phys. Lett. B299:1 (1993).
- [178] Klapisch R, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19:33 (1969).
- [179] Klepper O, Bosch F, Daues HW, Eickhoff H, Franczak B et al., Nucl. Instr. and Meth. B70:427 (1992).
- [180] Kluge HJ, Bollen G, Nucl. Instr. Meth. B70:473 (1992).
- [181] Kluge HJ, Bollen G, Carlberg C, Moore RB, Proc. of Conf. on Nuclear Shape and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, Antibes, France 1994;
- [182] Kluge HJ, Proc. of the International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, p.3 Editions Frontieres (1995).
- [183] Kobayashi T, Yamakawa O, Omata K, Sugimoto K, Shimoda T, et al., Phys. Rev. Lett. 60:2599 (1988).

- [184] Kobayashi T, in [207]:325 (1989).
- [185] Kowalski S, Enge H, Nucl. Instr. and Meth. A258:407 (1987).
- [186] Kox S, Gamp A, Perrin C, Arvieux J, Bertholet R, et al., Phys. Lett. 159 B:15 (1985).
- [187] Kox S, Gamp A, Perrin C, Arvieux J, Bertholet R, Phys. Rev. C35:1678 (1987).
- [188] Kraus G, Egelhof P, Fischer C, Geissel H, Himmler A, et al., Phys. Rev. Lett 73:1773 (1994).
- [189] Kraus G, Egelhof P, Fischer C, Geissel H, Himmler A, et al., Phys. Scripta T56 :114 (1995).
- [190] Kubo T, Ishihara M, Inabe N, Kumagai H, Tanihata I, et al., Nucl. Instr. and Meth. B70:309 (1992).
- [191] Leino M, Jauho PP, Äystö J, Decrock P, Dendooven P, et al., Phys. Rev. 44:336 (1991).
- [192] Lenske H, Proc. Int. Symp. Structure and Reactions of Unstable Nuclei, World Scientific, Singapore (1991).
- [193] Lenske H, Proc. Int. Conf. Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, (1994).
- [194] Lenske H, to be published in Nucl. Phys.
- [195] Lewitowicz M, Anne R, Auger G, Bazin D, Borcea C, et al., Phys. Lett. B332:20 (1994).
- [196] Lichtenberg AJ, 'Phase-Space Dynamics of Particles', John Wiley, New York 1969
- [197] Lindhard J, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 28 (8) (1954), ibid. 33 (14) (1963), ibid. 34 (14) (1965), ibid. 36 (10) (1968), Phys. Rev. 124:128 (1961).
- [198] Lindhard J, Sorensen AH, Phys. Rev. A 53: 2443 (1996).
- [199] Magel A, Doctoral Thesis, Giessen (1995).
- [200] Magel A, Geissel H, Voss B, Armbruster P, Aumann T, et al., Nucl. Instr. and Meth. B94:548 (1994).
- [201] Matzdorf R, Soff G, Mehler G, Z. Phys. D 6:5 (1987).
- [202] McCarthy IE, Weigold E, Rep. Phys.51:299 (1988).
- [203] Meitner L, Frisch OR, Nature 143:239 (1939).
- [204] Mertelmeier T, Hofmann HM, Nucl. Phys. A459:387 (1986).
- [205] Metag V, 'Considerations on high intensity relativistic heavy ion beams at SIS' GSI Interner Bericht (1994).
- [206] Meyerhof WE, Anholt R, Eichler J, Gould H, Munger C, et al., Phys. Rev. A32:3291 (1985).
- [207] Proc. First Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, eds. WD Meyers, JM Nitschke, EB Norman, Singapore: World Scientific (1990).

- [208] Meyers WD, Swiatecki WJ, Ann. Phys. 55:395 (1969).
- [209] Minamisono T, Ohtsubo T, Minami I, Fukuda S, Kiagawa A, et al., Phys. Rev. Lett 69:2058 (1992).
- [210] Mittig W, Nucl. Phys. A553:473c (1993).
- [211] Möller P, Nix R, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20:1681 (1994).
- [212] Moll E, Schrader H, Siegert G, Asghar M, Bocquet JP, et al., Nucl. Instr. Meth. 123:615 (1975).
- [213] Monitz EJ, Sick I, Whitney RR, Ficenec JR, Kephart RD, Trower WP, Phys. Rev. Lett. 26:445 (1971).
- [214] Morrissey DJ, Marsh WR, Otto RJ, Loveland W, Seaborg GT, Phys. Rev. C18:1267 (1978).
- [215] Morrissey DJ, Phys. Rev. C39:460 (1989).
- [216] Proc. Third Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, ed. DJ Morrissey. Gif-Sur-Yvette: Editions Frontières (1993).
- [217] Mosel U, in 'Treatise on Heavy Ion Science' Vol.2, ed. D.A. Bromley, Plenum Press New York 1 (1985).
- [218] Motobayashi T, Iwasa N, Ando Y, Kurokawa M, Murakami H, et al., Phys. Rev. Lett. 73:2680 (1994).
- [219] Mueller AC, Sherrill BM, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 43:529 (1993).
- [220] Münzenberg G, Faust W, Hofmann S, Armbruster P, Güttner K, Ewald H, Nucl. Instr. and Meth. 161:65 (1979).
- [221] Münzenberg G, Rep. Prog. Phys. 51:57 (1988).
- [222] Münzenberg G, in: Handbook of Nuclear Decay Modes, de Gruyter eds. W Greiner, DN Poenaru in press.
- [223] Nakada H, Otsuka T, Phys. Rev. C49:886 (1994).
- [224] Nazarewicz W, Dobaczewski J, Werner TR, Physica Scripta T56:9 (1995).
- [225] Proc. Int. Conf. on Nuclei Far From Stability And Atomic Masses And Fundamental Constants, eds. R Neugart, A Wöhr. Institute of Physics Conference Series Number 132 (1993).
- [226] Neumaier SR, Alkhazov GD, Andronenko MN, Beha T, Behr KH, et al., Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, (1995).
Neumaier S, Doctoral Thesis, TH Darmstadt, (1995).
- [227] Nilsson T, Blaich Th, Borge MJG, Chulkov LV, Elze ThW, et al., Europhys. Lett. 30:19 (1995).
- [228] Nilsson T, Doctoral Thesis, CTH Göteborg, (1995).

- [229] Ninov V, Armbruster P, Hessberger P, Hofmann S, Münzenberg G, Nucl. Instr. and Meth. A357:486 (1995).
- [230] Nolen J, Plans for an exotic beam facility based on ATLAS priv. Communication (1995).
- [231] Nomura T, Nucl. Instr. Meth. B70:407 (1992).
- [232] Report of Study Group on: European ISOL-Type Radioactive Beam Facilities
NUPECC Report May (1993).
- [233] Oganessian YuTs, Lobanov YuV, Popeko AG, Abdulin Fsh, Gulbekyan GG, In [225] pp. 429 (1993).
- [234] Ogawa Y, Yabana K, Suzuki Y, Nucl. Phys. A543:722 (1992).
- [235] Ogawa Y, private communication November (1996).
- [236] Olson DL, Berman BL, Greiner DE, Heckman HH, Lindstrom PJ, Phys. Rev. C24:1529 (1981).
- [237] Olson DL et al., Phys. Rev. C28:1602 (1981).
- [238] O'Neill G, Phys. Rev. 102 :1418 (1956).
- [239] Orr NA, Anantaraman N, Austin SM, Bertulani CA, Hanold K, et al., Phys. Rev. Lett. 69:2050 (1992).
- [240] Ostrowski AN, Bohlen HG, Gebauer B, Grimes SM, Kalpakchieva R, et al., Phys.Lett. B338:13 (1994).
- [241] Otto T, Bollen G, Savard G, Schweikhard L, Stolzenberg H, et al., Nucl. Phys. A567:281 (1994).
- [242] Patyk Z, privat communication (1995).
- [243] Patyk Z, Baran A, Berger JF, et al., Acta Physica Polonica B 27:457(1996).
- [244] Paul W, Rev. Mod. Phys. 62:531 (1990).
- [245] Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei, Crimea:127 (1991). ed. Penionzhkevich YE, Kalpakchieva R, World Scientific, Singapore
- [246] Pfaff R, Morrissey DJ, Fauerbach M, Hellström M, Kelley JH, Phys. Rev. C51:1348 (1995).
- [247] Pfützner M, Geissel H, Münzenberg G, Nickel F, Scheidenberger C, et al., Nucl. Instr. and Meth. B86:213 (1994).
- [248] Pfützner M, Andriamonje S, Blank B, Del Moral R, Dufour JP, et al., Nucl. Phys. A587:229 (1995).
- [249] Phillips WR, Ahmad I, Baner DW, Glagola BG, Henning W, et al., Phys. Rev. Lett. 62:1025 (1989).

- [250] Phillips WR, Copnell J, Banes DW, Rehm KE, Ahmad I, et al., Phys. Rev. C47:3682 (1993).
- [251] Pollock RE, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 41:357 (1991).
- [252] Poth H, Phys. Rep. 196:135 (1990).
- [253] Radon T, Doctoral Thesis, Giessen, in preparation.
- [254] Randrup J. Nucl. Phys. A327:490-516 (1979).
- [255] Ravn HL, Phys.Rep. 54:201 (1979).
- [256] Ravn HL, Allardyce B. Treatise on Heavy-Ion Science, ed. Bromley DA. 8:363 New York:Plenum Press (1989).
- [257] Ravn HL, Nucl. Instr. Meth. B70:107 (1992).
- [258] Ravn HL, Bricault P, Ciavola G, Drumm P, Fogelberg B, et al., Nucl. Instr. Meth. B88:441 (1994).
- [259] Reinhold J., Thesis TU Munich 1995
- [260] Reisdorf W, Schädel M, Z. Phys. A343:47 (1992).
- [261] Reisdorf WJ, Phys. G 20:1297 (1994).
- [262] Riisager K, Jensen AS, Møller P, Nucl. Phys. A548:393 (1992).
- [263] Riisager K, Jensen AS, Phys. Lett. B301:6 (1993).
- [264] Riisager K, Revs. Mod. Phys. 66:1105 (1994).
- [265] Ritman J, Berg FD, Kühn W, Metag V, Novotny R, et al., Phys. Rev. Lett. 70:533 und 26597 (1993).
- [266] Roeckl E, Rep. Prog. Phys. 55:1661 (1992).
- [267] Roeckl E, Proc. 5th Int. Conf. on Nucleus Nucleus Collisions. Nucl. Phys. A583:849c (1995).
- [268] Rudstam G, Z. Naturforschg. 21A:1027 (1966).
- [269] Rutherford E, Phil. Mag. 21:669 (1911).
- [270] Rykaczewski K, In [225] pp. 517-26 (1992).
- [271] Sackett D, Iecki K, Galonsky A, Bertulani CA, Esbensen H, et al., Phys. Rev. 48:118 (1993).
- [272] Salamon MH, Ahlen SP, Tarle G, Crebbin KC, Phys. Rev. A 23:73 (1983).
- [273] Saudinos J, Wilkin C, Ann. Rev. Nucl. Sci. 24:341 (1974).
- [274] Savard G, Becker St, Bollen G, Kluge HJ, Moore RB, et al. Phys. Lett. A158:247 (1991).

- [275] Schaerf C, Scriimaglio R, Nucl. Instr. and Meth. 30:359 (1964).
- [276] Schaaf U, GSI-Report GSI-91-22 (1991).
- [277] Scheidenberger C, Geissel H, Stöhlker T, Folger H, Irnich H, et al., Nucl. Instr. and Meth. B90:36 (1994).
- [278] Scheidenberger C, Geissel H, Mikkelsen HH, Nickel F, Brohm T, et al., Phys. Rev. Lett. 73:50 (1994).
- [279] Scheidenberger C, Doctoral Thesis Universität Gießen (1994).
- [280] Scheidenberger C, Geissel H, Mikkelsen HH, Nickel F, Czajkowski S, et al., Phys. Rev. Lett. 77:3987 (1996).
- [281] Schmidt KH, Hanelt E, Geissel H, Münzenberg G, Dufour JP, Nucl. Instr. and Meth. A260:287 (1987).
- [282] Schmidt KH, Morawek W, Rep. Prog. Phys. 54:949 (1991).
- [283] Schmidt KH, Sümmerer K, Geissel H, Münzenberg G, Nickel F, et al., Nucl. Phys. A542:699 (1992).
- [284] Schmidt KH, Brohm T, Clerc HG, Dornik M, Fauerbach M, Geissel H, et al., Phys. Lett. B300:313 (1993).
- [285] Schmidt KH, Heinz A, Clerc HG, Blank B, Brohm T, et al., Phys. Lett. B325:313 (1994).
- [286] Schmidt R, Blaich Th, Elze W, Emling H, Freiesleben H, et al., Phys. Rev. Lett. 70:1767 (1993).
- [287] Schneider R, Friese J, Reinhold J, Zeitelhack K, Faestermann T, et al., Z. Phys. A348:241 (1994).
- [288] Schneider R, Faestermann T, Friese J, Gernhäuser R, Gilg H, et al., Phys. Scripta (1995).
- [289] Schröter A, Berdermann E, Geissel H, Gillitzer A, Homolka J, et al., Z. Phys. A350:101 (1994).
- [290] Schwab Th, Geissel H, Münzenberg G, Schmidt KH, Sherrill BM, Wollnik H, Nucl. Instr. and Meth. A282:247 (1989).
- [291] Schwab Th, Geissel H, Armbruster P, Gillibert A, Mittig W, et al., Nucl. Instr. and Meth. B48:69 (1990).
- [292] Schwab Th, Doctoral Thesis, GSI Report GSI 91-10, Darmstadt (1991).
- [293] Schwab W, Geissel H, Lenske H, Behr KH, Burkard KH, et al., Z. Phys. A350:283 (1995).
- [294] Scott WT, Rev. Mod. Phys 35:231 (1963).
- [295] Serber R, Phys. Rev. 72:1114 (1947).

- [296] Sharma KS, Unger P, Dyck GR, Barber RC, Hagberg E et al., in [225] p. 31 GSI Preprint GSI-94-48 (1994).
- [297] Shen W, Wang B, Feng J, Zhan W, Zhu Y, Nucl. Phys. A491:130 (1989).
- [298] Sherrill BM, In [90] pp. 1 (1991).
- [299] Sherrill BM, Morrissey DJ, Nolen JA, Orr N, Winger JA, Nucl. Instr. and Meth. B70:298 (1992).
- [300] Shima K, Mikumo T, Tawara H, Atomic and Nuclear Data Tables 34:357-91 (1986).
- [301] Siemssen RH. In [216] pp. 17 (1993).
- [302] Sigmund P, in 'Radiation Damage Processes In Materials', ed. by Dupuy CHS Noordhoff, Leyden 1975
in 'Interaction of Charged Particles with Solids and Surfaces', ed. by Gras-Marti et al. NATO Advanced Study Institute Series 271 B: 73 (1991).
- [303] Sigmund P, Winterbon KB, Nucl. Instr. and Meth. 119:541 (1974), Nucl. Instr. and Meth. 125:491 (1975).
- [304] Silberberg R, Tsao CH, Letaw JR, Astrophys. J. Suppl. 25:315 (1973); 25:335 (1973); 58:873 (1985).
- [305] Spolaore P, Larson JD, Signorini C, Beghini S, Zhu X, Si H, Nucl. Instr. and Meth. A238:381 (1985).
- [306] Steck M, Beckert K, Eickhoff H, Franzke B, Gruber A, et al., Proc. of Part. Acc. Conf., Washington DC :1738 (1993).
- [307] Steck M, Beckert K, Eickhoff H, Franzke B, Nolden F, et al., Phys. Rev. Lett. 77: 3803 (1996).
- [308] Steiner M, Blasche K, Clerc HG, Eickhoff H, Franczak B, et al., Nucl. Instr. and Meth. A312:420 (1992).
- [309] Stephan C, Tassan-Got L, Bachelier D, Bacri CO, Bimbot B, Phys. Lett. B262:6 (1991).
- [310] Stobbe M, Ann. Phys. 7:661 (1930).
- [311] Stöhlker T, Mokler P, Geissel H, Moshhammer R, Rymuza P, et al., Phys. Lett. A168:285 (1992).
- [312] Stöhlker T, Eichler J, et al., Phys. Rev. A51:2098 (1995).
- [313] Stöhlker T, Geissel H, Irnich H, Kandler T, Kozhuharov C, et al., Phys. Rev. Lett. 73:3520 (1994).
- [314] Strutinsky VM, Nucl. Phys. A95:420 (1967).
- [315] Sümmerer K, Bröchle W, Morrissey DJ, Schädel M, Szweryn B, Yang Weifan. Phys. Rev. C42:2546 (1990).

- [316] Sümmerer K, In [74] pp. 273 (1992).
- [317] Sümmerer K, et al., approved proposal at the GSI facilities SIS-FRS-KAOS (1994).
- [318] Symons TJM, et al., Phys. Rev. Lett. 42:40 (1979).
- [319] Szerypo J, et al., Nucl. Phys. A584:221 (1995).
- [320] Tachibana T, Uno M, Nucl. Data News 49:42 (1994), Nuclear Data Center JAERI
- [321] Takahashi K, Yokoi K, Nucl. Phys. A404:578 (1983).
- [322] Proc. of the Eleventh Internatinal Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, Los Alamos, 1986. ed. WL Talbert. Nucl. Instr. and Meth. B26:1 (1987).
- [323] Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O, Nagamiya S, Shida Y et al., Phys. Lett. 160B:380 (1985).
- [324] Tanihata I, Nucl. Phys. A478:795c (1988).
- [325] Tanihata I, Kobayashi T, Yamakawa O, Shimoura S, Ekuni K, et al., Phys. Rev. B206:592 (1988).
- [326] Tanihata I, in 'Treatise on Heavy Ion Science' Vol.8, ed. D.A. Bromley, Plenum Press New York 443 (1989).
- [327] Tanihata I, Proposal: RI Beam Factory (1994).
- [328] Tanihata I, Prog. Nucl. Part. Phys: (1995).
- [329] Tarle G, Solarz M, Phys. Rev. Lett. 41:483 (1978).
- [330] Tarle G, Solarz M, Phys. Rev. Lett. 50:1110 (1983).
- [331] Taskinen P, Penttilä H, Äystö J, Dendooven P, Jauho P, et al., Nucl. Instr. Meth. A281:539 (1989).
- [332] Ter-Akopian GM, Proposal: Heavy Ion Storage Ring Complex K4-K10, Dubna JINR E9-92-15 (1992).
- [333] Thieberger P, Wagner HE, Alonso J, Gould H, Munger Ch, et al., IEEE NS-32:1767 (1985).
- [334] Thomson IJ, Zhukov MV, Phys. Rev. 49:1904 (1994).
- [335] Typel S, Baur G, Phys. Rev. C50:2104 (1994).
- [336] Utsunomiya H, Schmitt RP, Nucl. Phys. A487:162 (1988).
- [337] Van Duppen P, Decrock P, Gaelens M, Huyse M, Vancraeynest G, In [74] pp. 289 (1992).
- [338] Vandenbosch R, Nucl.Phys. A502:8c (1989).
- [339] Vandenbosch R, Huizenga JR, Nuclear Fission, Academic Press New York (1973).

- [340] Van Duppen P, Decrock P, Huyse M, Kirchner R, Rev. Sci. Instrum. 63:2381 (1992).
- [341] Van Duppen P, Decrock P, Huyse M, Delbar Th, Galster W, et al., Nucl. Instr. Meth. B70:393 (1992).
- [342] Veyssiere A, Beil H, Bergere PC, Lepetre A, Kernbath K, Nucl. Phys. A199:45 (1973).
- [343] Vieira DJ, et al., Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, ed. M Vergnes et al. New York: Plenum Press. pp. 365 (1992).
- [344] Villari ACC, Angelique JC, Blank B, Clapier F, Deligne JM, et al., Proc. of Int. Symp. Physics of Unstable Nuclei, Niigata, Japan, Nov. 1994, Nucl. Phys. A., in press
- [345] Viola VE, Kwiatowski K, Walker M, Phys. Rev. C31:1550 (1985).
- [346] Voss B, Doctoral Thesis, TH Darmstadt (1995).
- [347] Waddington CJ, Fixen DJ, Freier PS, Phys. Rev. A 32:3102 (1985).
- [348] The Nuclear Fission Process, Editor C. Wagemans, CRC Press London (1991).
- [349] Wahl AC, At. Data Nucl. Data Tables 39:1 (1988).
- [350] Warner RE, Kelley JH, Zecher P, Bechetty FD, Brown JA, et al., submitted for Phys. Rev. C (Rapid Communication)
- [351] Weber M, Donzaud C, Dufour JP, Geissel H, Grewe A, et al., Z. Phys. A343:67 (1992).
- [352] Weber M, Doctoral Thesis, TH Darmstadt, GSI-93-26 (1993).
- [353] Werth GJ, Phys. G20:1865 (1994).
- [354] Westfall GD, et al., Phys. Rev. Lett. 43:1859 (1979).
- [355] Winger JA, Sherrill BM, Morrissey DJ, Nucl. Instr. and Meth. B70:380 (1992).
- [356] Wilkins BD, Steinberg E, Chasman RR, Phys. Rev. C14 1832 (1974).
- [357] Wollnik H, Nucl. Instr. and Meth. 83:229 (1970).
- [358] Wollnik H, Matsuo T, Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys. 37:209 (1981).
- [359] Wollnik H, Optics of Charged Particles. New York: Academic Press (1987).
- [360] Wollnik H, Nucl. Instr. and Meth. B26:267 (1987).
- [361] Wollnik H, Manual for GICO, University Giessen (1990).
- [362] Wollnik H, et al., Proc. ENAM 95 , Arles France, 1995
- [363] Wouters JM, Vieira DJ, Wollnik H, Butler GW, Kraus RH, Vaziri K, Nucl. Instr. and Meth. B26:286 (1987).
- [364] Wurzer J, Hofmann HM, Phys. Rev. C55:688 (1997).

- [365] Yarif Y, Fraenkel Z, Phys. Rev. C20:2227 (1979).
- [366] Zhukov MV, Danilin BV, Fedorov DV, Bang JM, Thompson IJ, Vaagen JS, Phys. Rep.:151(1993).
- [367] Zhukov MV, Thompson IJ, submitted to Phys. Rev. Lett. , Internal report CTHSP-95/07
- [368] Ziegler C, Diploma Thesis, Institut für Kernphysik TH Darmstadt (1992).
- [369] Zinser M, Humbert F, Nilsson T, Schwab W, Blaich Th, et al., Phys. Rev. Lett. 75:1719 (1995).
- [370] Zinser M, Doctoral Thesis, Mainz (1995).