

Untersuchung der Abbremsung von Schwerionen in Materie
im Energiebereich (40 - 400) MeV/u

Inauguraldissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
der Justus-Liebig-Universität Gießen
Fachbereich 7
Physik, Mathematik und Informatik, Geographie

vorgelegt von
Nikolay Nankov
aus Lovech, Bulgarien

2. August 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theorie der Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie	7
2.1	Grundlagen	7
2.1.1	Unterteilung der Wechselwirkungen	7
2.1.2	Energieverlust	9
2.1.3	Reichweiten	10
2.1.4	Ladungsverteilung	11
2.2	Berechnung der Energieverluste	11
2.2.1	Quasiklassische Theorie	11
2.2.2	Quantenmechanische Theorie	12
2.2.3	Korrekturen zur Stopping-Power	15
2.2.4	Energieverluste im keV-Bereich	16
2.2.5	Mittlerer Energiebereich	19
2.3	Berechnung der Energieverluststreuung	20
2.3.1	Klassische Rechnung	20
2.3.2	Rechnung in erster Bornscher Näherung	21
2.3.3	Rechnung nach LS-Theorie	21
2.3.4	Beitrag durch Umladung	21
2.4	Ionisation und Elektroneneinfang	22
2.4.1	Ladungsverteilung	22
2.4.2	Ionisation	24
2.4.3	Elektroneneinfang	25
3	Experiment	29
3.1	Instrumentierung	29
3.1.1	Das Magnetspektrometer FRS	29
3.1.2	Detektoren	33
3.1.3	Targets	36
3.1.4	Homogener und keilförmiger Degradier	36
3.1.5	Monoenergetischer Degradier zur Reichweitefokussierung	37

3.1.6	Datenaufnahme	39
3.2	Untersuchung der Ladungsverteilungen und der Energieverluste	40
3.2.1	Messung der Gleichgewichtsladungsverteilung	40
3.2.2	Messung der Energieverluste	43
3.2.3	Messung der Energieverluststreuung	49
3.2.4	Messung der Reichweiten	51
4	Meßergebnisse und Vergleich mit der Theorie	57
4.1	Ladungsverteilungen	57
4.1.1	Relative Häufigkeiten	57
4.1.2	Mittlerer Ladungszustand	59
4.2	Energieverluste	62
4.2.1	Ladungsabhängigkeit	62
4.2.2	Barkas-Effekt, Schalenkorrekturen	66
4.3	Energieverluststreuung	67
4.4	Reichweitefokussierung	69
5	Anwendungen	73
5.1	Abbremsen von Fragmentstrahlen	73
5.1.1	Abbremsstufe zum Abstoppen von radioaktiven Schwerionen	74
5.2	Abstoppen von Schwerionen in Gas und ihre Extraktion	76
6	Zusammenfassung	85
A	Gemessene Stopping-Power und Einergieverluststreuung	87

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Materie ist ein wichtiger Teil der Ionenphysik. Es gibt eine Vielzahl theoretischer Ansätze, die diese komplizierten Prozesse in unterschiedlichen Energiebereichen für unterschiedliche Ionensorten und Targetelemente behandeln. Trotz einiger Erfolge der Theorie der atomaren Wechselwirkungen gibt es noch keine einheitliche theoretische Beschreibung. Um die Physik dieser Prozesse besser zu verstehen, und damit die theoretischen Ansätze zu verbessern, ist es notwendig präzise Messungen der charakteristischen Größen wie Energieverlust, Energieverluststreuung und Reichweiteverteilung durchzuführen. Auch bei Detektorentwicklungen sowie Anwendungen von Ionenstrahlen in der Medizin sind detaillierte Kenntnisse über die Wechselwirkungen der Ionen mit Materie erforderlich.

Für diese Arbeit interessante Untersuchungen der atomaren Wechselwirkungen von schweren Ionen wurden bisher in den folgenden drei Energiebereichen gemacht:

Bei Energien über 500 MeV/u kann man die Projektile als nackte Kerne betrachten. Dadurch vereinfacht sich die theoretische Beschreibung sehr. In diesem Energiebereich spielen relativistische Effekte eine wichtige Rolle. Eine Reihe von Messungen mit Schwerionen einschliesslich Uran haben gezeigt, daß die experimentellen Ergebnisse für die Energieverluste sich in einer sehr guten Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen der LS-Theorie [LiS96] befinden [SGM94, SGM96]. Das liegt daran, daß die LS-Theorie eine exakte Beschreibung der Wechselwirkungen von nackten relativistischen Schwerionen liefert.

Experimente bei niedrigerer Energie (bis 100 MeV/u) haben Abweichungen von der LS-Theorie aufgezeigt [WGS00]. In diesem Energiebereich darf man die Projektile nicht als vollständig ionisiert betrachten. Das führt dazu, daß sich der mittlere Energieverlust stark von dem eines nackten Ions unterscheidet. Bei der Energieverluststreuung tritt ein zusätzlicher Effekt durch die Umladung der Ionen auf [WGS00b] (Umladungs-Stragglings).

Schließlich gibt es noch Messungen mit schweren Ionen bei niedriger Energie als in dieser Arbeit, wie etwa [HBG91, Bim96]. In diesem Bereich wurde die theoretische

Beschreibung bisher nur durch semiempirische Formeln mit Hilfe einer effektiven Ladung durchgeführt, wie z.B. SRIM [ZBL85] oder die Hubert-Tabelle [HBG90].

Kapitel 2

Theorie der Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie

2.1 Grundlagen

2.1.1 Unterteilung der Wechselwirkungen

Die Materie besteht aus Elektronen und Atomkernen. Schwere Ionen als Projektile, die auf eine Materieschicht (das Target) treffen, wechselwirken mit beiden. Somit kann man folgende Arten von Stößen unterscheiden:

- elastische Stöße mit dem Targetatom,
- inelastische Stöße mit dem Targetkern,
- elastische Stöße mit den Targetelektronen und
- inelastische Stöße mit den Targetelektronen.

Die Projektile werden durch diese Prozesse von ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt und verlieren einen Teil ihrer kinetischen Energie.

Die elastische Streuung findet nur über elektromagnetische Wechselwirkung statt. Sie entspricht für punktförmige Ladungsträger der Rutherford- oder Mottstreuung. Bei ausgedehnten Ladungsträgern muß der Stoß mit einer veränderten Potentialform betrachtet werden. Durch Streuung am Targetkern kann sich die Flugrichtung des Projektils ändern. Da dies in einem dicken Target viele statistisch verteilte Ablenkungen bedeutet, führt das zu einer Winkelverteilung der Projektile am Austritt des Targets. In den Kollisionen wird dabei auch ein Teil der Energie an die Targetatome abgegeben. Dieser Anteil des Energieverlusts überwiegt bei niedrigerer Projektilgeschwindigkeit.

Die elastische Streuung am Targetelektron führt auf Grund des großen Massenunterschieds zwischen Schwerion und Elektron zu keiner nennenswerten Ablenkung

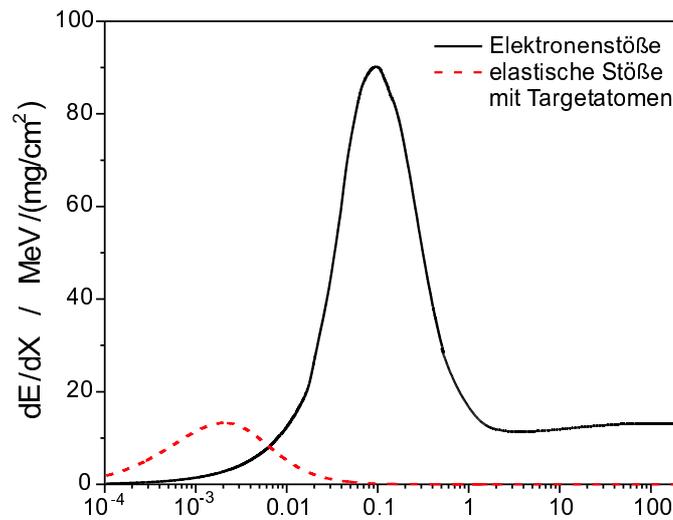


Abbildung 2.1: Energieverlust pro Targetdicke von Goldionen in einem Aluminiumtarget als Funktion der Projektilgeschwindigkeit. Die gestrichelte Kurve zeigt den Anteil elastischer Stöße mit dem Kern und die durchgezogene Kurve den Beitrag durch Stöße mit den Targetelektronen. Die Geschwindigkeit ist wegen des relativistischen Bereichs im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit ($\beta = v/c$) und multipliziert mit dem Lorentzfaktor (γ) angegeben. Die Werte wurden mit den Programmen SRIM [ZBL85] und ATIMA [SGS98] berechnet.

des Ions von seiner Flugbahn. Der Energieübertrag an die Targetelektronen ist jedoch nicht zu vernachlässigen. Er stellt bei hoher Projektilgeschwindigkeit den Hauptanteil des Energieverlustes der Projektile. Das gilt für die im Targetatom gebundenen Elektronen (inelastischer Stoß), sowohl als auch für quasifreie Elektronen deren Bindungsenergie klein gegen den Energieübertrag im Stoß ist.

Das Beispiel von Goldionen in einem Aluminiumtarget in Abb.2.1 zeigt den Anteil der Energieverluste durch Kollisionen mit den Targetelektronen und den durch elastische Stöße mit dem Targetkern, wobei die Elektronen gebunden bleiben, so daß es kinematisch eigentlich eine Kollision mit dem ganzen Targetatom ist. Man sieht, daß im Energiebereich der in dieser Arbeit untersucht wird, der elektronische Energieverlust deutlich überwiegt. Das Verhältnis ist kleiner als $6 \cdot 10^{-4}$. Der Energieverlust findet also fast ausschließlic durch Ionisierung der Targetatome statt.

Inelastische Streuung am Kern bedeutet Anregung des Kerns oder Kernreaktionen. Diese treten bei Energien oberhalb der Coulomb-Barriere auf. In dicken Targets kann es dann sein, daß ein großer Anteil der Schwerionen durch Kernreaktionen in andere Kerne mit unterschiedlicher Kernladung (Z) und Massenzahl (A) umgewandelt wird. In Abb.2.2 ist die Wahrscheinlichkeit für Kernreaktionen in einem Aluminiumtarget mit einer Dicke entsprechend der halben oder 10 % der Reichweite des Projektils bei einer gegebenen Anfangsenergie gezeigt.

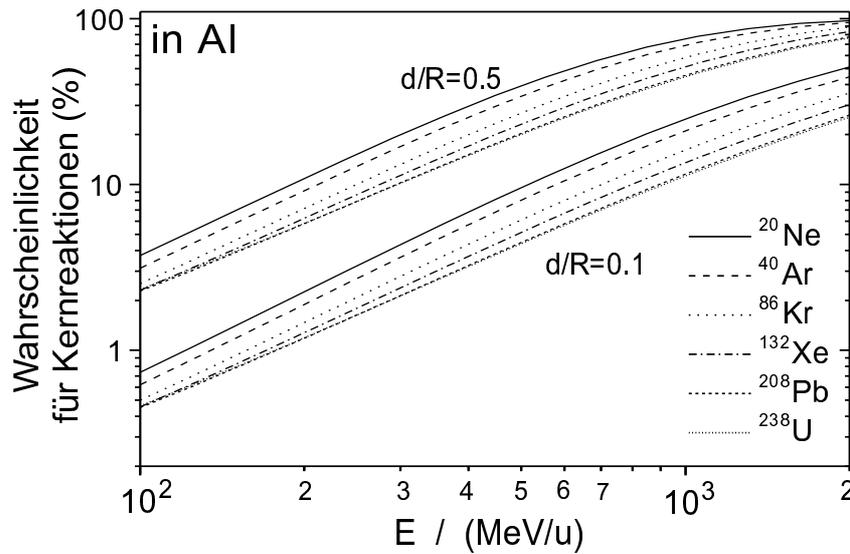


Abbildung 2.2: Wahrscheinlichkeit für Kernreaktionen in einem Aluminiumtarget mit einer Dicke entsprechend der halben oder 10% der Reichweite des Projektils bei einer gegebenen Anfangsenergie (E). Die verschiedenen Kurven entsprechen verschiedenen Projektilkernen mit unterschiedlichem Reaktionsquerschnitt. Die Energieverluste wurden mit ATIMA [SGS98] und die Reaktionsquerschnitte nach Ref.[Kox85] berechnet.

Da es sich beim Energieverlust um elektromagnetische Wechselwirkung handelt, ist die Ladung des Projektils entscheidend für dessen Größe. Schwerionen sind jedoch nicht immer völlig ionisiert. Beim Durchgang durch Materie können sie durch Elektroneneinfang oder Ionisation ihren Ladungszustand wechseln.

2.1.2 Energieverlust

Der komplizierte Prozeß der vielen einzelnen Stöße läßt sich mit Hilfe von Erwartungswerten vereinfacht beschreiben. Nach dem Target haben die Ionen eine Energie (E). Diese ist jedoch wegen der unterschiedlichen Stoßparameter und der ungleichen Anzahl der Stöße für jedes Ion verschieden. Auf Grund dieser Streuung sind die Ionen beim Austritt aus dem Target mit einer Wahrscheinlichkeitsdichte ρ_n im Energieraum verteilt. Der mittlere Energieverlust läßt sich dann folgendermaßen definieren:

$$\langle \Delta E \rangle = E_0 - \int_0^x E_n \rho_n dE . \quad (2.1)$$

Hier ist $\rho_n = dn/dE$ und E_0 die Anfangsenergie der Ionen.

Man kann das auch ausdrücken mit Hilfe der Wahrscheinlichkeit einen bestimmten Energieübertrag (T) zu erreichen. Diese Wahrscheinlichkeit kann wiederum mit Hilfe eines Wirkungsquerschnittes geschrieben werden. Daraus folgt der diffe-

rentielle Energieverlustquerschnitt ($d\sigma/dT$). Der mittlere Energieverlust ist dann

$$\langle \Delta E \rangle = NX \int T d\sigma = NX \int T \frac{d\sigma}{dT} dT . \quad (2.2)$$

X ist in dieser Gleichung die Targetdicke und N die Dichte der Streuzentren pro Volumen.

Zum besseren Vergleich von Theorie und Meßdaten definiert man den differentiellen Energieverlust. Er beschreibt den mittleren Energieverlust unabhängig von der Targetdicke. Diese Größe wird Abbremsvermögen oder Stopping-Power genannt:

$$\frac{dE}{dX} = \lim_{\Delta X \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta E \rangle}{\Delta X} . \quad (2.3)$$

Die Stopping-Power ist eigentlich eine Kraft. Zum besseren Vergleich verschiedener Materialien wird X jedoch nicht in einer reinen Längeneinheit sondern als Flächenbelegung angegeben. (dE/dx) hat dann die typische Einheit $MeV/(mg/cm^2)$

Die Energieverluststreuung kann durch die Varianz oder Standardabweichung (σ_E) beschrieben werden

$$\sigma_E^2 = \langle (E - \langle \Delta E \rangle)^2 \rangle . \quad (2.4)$$

Mit Hilfe des Energieverlustquerschnitt geschrieben wird daraus

$$\sigma_E^2 = Nx \int T^2 d\sigma = Nx \int T^2 \frac{d\sigma}{dT} dT . \quad (2.5)$$

2.1.3 Reichweiten

Nach einer hinreichend langen Materiestrecke haben die Projektile ihre gesamte kinetische Energie abgegeben und werden dort gestoppt. Die mittlere Länge der Strecke nach der Ionen startend bei einer definierten Energie (E_0) abgestoppt werden wird Reichweite (R) genannt. Aus der Stopping-Power kann die Reichweite folgendermaßen abgeleitet werden:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{1}{\frac{dE}{dX}} dE . \quad (2.6)$$

Wie schon erwähnt, tritt beim Abbremsen von Projektilen in Materie auch Winkelstreuung auf. Damit ist der Weg, den ein Teilchen bis zum vollständigen Abstoppen zurücklegt nicht gerade und die Projektion kürzer als die eigentliche Reichweite. Da aber bei den sehr schnellen und schweren Projektilen im Energiebereich (40-400) MeV/u die Winkelstreuung nur einige *mrad* beträgt ist dieser Unterschied nur auf den letzten paar Prozent der Reichweite, auf denen die Ionen viel stärker abgelenkt werden, ein nennenswerter Unterschied. Insgesamt werden die gemessenen Reichweiten der Ionen dadurch nicht wesentlich verändert.

Aus der Energieverluststreuung folgt auch eine Reichweitestreuung (σ_R). Definiert ist sie wiederum als Standardabweichung. Die Reichweitestreuung kann mit Hilfe der Stopping-Power und der differentiellen Energieverluststreuung ($d\sigma_E^2/dX$) berechnet werden.

$$\sigma_R^2 = \int_{E_0}^0 \frac{d\sigma_E^2}{dX} dE . \quad (2.7)$$

2.1.4 Ladungsverteilung

Auf Grund des Elektroneinfangs des Projektilions aus dem Target und dem konkurrierenden Effekt der Ionisation des Projektils wechselt der Ladungszustand der Ionen häufig. Betrachtet man allerdings eine große Anzahl Ionen so kann man eine Wahrscheinlichkeit (f_i) dafür angeben, wieviel Ionen sich gerade in einem Ladungszustand (i) befinden. Der Zustand kann dabei durch eine andere Ionenladung oder nur durch eine verschiedene Elektronenkonfiguration bestimmt sein.

Häufig reicht es zur Berechnung der Energieverluste aus, nur den Mittelwert der Ladungsverteilung zu betrachten. Dieser ist einfach die entsprechend der relativen Häufigkeit (f_i) gewichtete Summe der einzelnen Ladungszustände (q_i)

$$\langle q \rangle = \sum_i f_i q_i . \quad (2.8)$$

2.2 Berechnung der Energieverluste

Hier werden Ansätze gezeigt, die zu Formeln zur Berechnung des Energieverlustes in Stößen mit den Targetelektronen führen. Diese Theorien werden später zum Vergleich mit den Meßdaten verwendet.

2.2.1 Quasiklassische Theorie

Startpunkt ist Gl.2.2. Verwendet man jedoch nur den Querschnitt für die Streuung an freien Elektronen, und integriert über alle Stoßparameter so konvergiert das Integral nicht. Die erste vernünftige Beschreibung wurde von Niels Bohr gegeben [Boh13, Boh15]. Er verwendete einen quasiklassischen Ansatz, d.h. die Streuung selbst wird nach der klassischen Mechanik berechnet, aber die Elektronen befinden sich in diskreten gebundenen Zuständen. Diese werden als harmonische Oszillatoren betrachtet. In den nahen Stößen mit einem Energieübertrag viel größer als die Bindungsenergie kann man die Elektronen als quasifrei betrachten. In fernen Stößen dagegen wird die Anregung der Oszillatoren und der damit verbundene Energieverlust berechnet. Ist der Stoß sehr periphär oder die Relativgeschwindigkeit sehr klein, wird der Stoß adiabatisch. Der Grenzbereich zwischen den beiden Fällen wird mit Hilfe eines Stoßparamters b_{limit} festgelegt,

so daß dieser deutlich größer als der mittlere Atomradius ist und zusätzlich die Umlaufzeiten der Elektronen klein gegenüber der Dauer des Stoßes bleiben.

Wenn die Wechselwirkung auf dieser Weise behandelt wird, konvergiert das Integral über die fernen Stöße. So kommt es zu der folgenden bekannten Formel für den mittleren Energieverlust [Boh48]:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Bohr} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} N_{at} Z_2 \ln \left(\frac{1.123 m_e v_1^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right). \quad (2.9)$$

In dieser Formel wird angenommen, daß das Projektil eine Ladung ($Z_1 e$) besitzt und das Elektron die Ladung e . Die Anzahl der Streuzentren (das heißt die Anzahl der Targetelektronen) wird durch die Ordnungszahl des Targets (Z_2) und die Atomdichte (N_{at}) als $N = Z_2 N_{at}$ bestimmt. $\langle \omega \rangle = \frac{\langle E \rangle}{\hbar}$ ist eine mittlere Oszillatorfrequenz, die dem mittleren Energieübertrag an die Targetelektronen entspricht. Mit der Masse des Elektrons (m_e) und der Projektilgeschwindigkeit v_1 ist der maximale Energieübertrag in einem Stoß $2m_e v_1^2$. Der Grenzwert des Stoßparameters b_{limit} , der die nahen von den fernen Stößen trennt, kommt erst in Korrekturen zu dieser Formel in höherer Ordnung vor (Größenordnung 10^{-4} [Ahl80]).

In der sogenannten "Binary Collision Approximation" wird dieser Ansatz verfeinert. Es werden weiterhin die Streuquerschnitte von schweren Ionen an den Atomen im Target durch die klassische Mechanik berechnet. Allerdings wird die Elektronenverteilung in den Targetatomen berücksichtigt und die veränderte Potentialform dadurch [Eck91]. Die Grenzen dieser Theorien liegen bei niedrigen Energien in der Zunahme kollektiver Effekte [Eck91](S.26).

Eine andere Limitierung entsteht durch quantenmechanische Effekte. So gibt es keinen definierten Stoßparameter mehr, wenn die Abstände bei der Kollision klein gegenüber der de Broglie-Wellenlänge des Elektrons werden. Bohr hat deshalb den Parameter κ eingeführt,

$$\kappa = 2Z_1 v_0 / v. \quad (2.10)$$

v ist die Projektilgeschwindigkeit und v_0 die Bohrsche Geschwindigkeit, die für Schwerionen mit Z_1 skaliert wird. Nur im Fall $\kappa \gg 1$ ist die klassische Rechnung gültig.

2.2.2 Quantenmechanische Theorie

Rechnung in Bornscher Näherung

Die quantenmechanische Betrachtung geht im Prinzip von den gleichen Annahmen aus wie die klassische Rechnung, nur daß es sich jetzt um quantenmechanische Oszillatoren handelt. Es wird aber wieder zwischen Stößen mit großem Impulsübertrag an quasifreie Elektronen und Stößen mit kleinerem Impulsübertrag an gebundene Elektronen unterschieden. Die Beschreibung der Streuung basiert

auf dem Rutherfordquerschnitt. Bethes Rechnung [Bet30] benutzt die erste Bornsche Näherung. Die Anregung der Targetatome kann vereinfacht mit Hilfe eines mittleren Ionisationspotentials (I) beschrieben werden. Dies ist die logarithmische Summe der einzelnen Anregungsenergien gewichtet mit den Oszillatorstärken. I stellt eine Konstante für jedes Targetmaterial dar. Tabelliert findet man diese Werte z.B. in [ICR94]. Bethes Ergebnis lautet dann:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Bethe} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} N_{at} Z_2 \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right). \quad (2.11)$$

Der Vorfaktor ist der selbe wie in der klassischen Rechnung. Nur der logarithmische Term unterscheidet sich. Da dieser somit im Blickpunkt des Interesses steht hat er einen eigenen Namen, die Bremszahl L ($L_{Bethe} = \ln(2m_e v^2/I)$). Bemerkenswert ist, das $(dE/dX)_{Bethe}$ nur direkt von Z_1^2 abhängt. Das liegt an der verwendeten Störungstheorie in erster Ordnung. Sie kann nur angewendet werden, wenn die Störung des Systems wirklich klein ist. Das ist der Fall, wenn [Daw92]

$$Z_1 v_0/v \ll 1. \quad (2.12)$$

Relativistische Betheformel

Im Energiebereich, der in dieser Arbeit untersucht wurde, sind jedoch relativistische Effekte schon wichtig. Das heißt man darf den Stoß mit dem Elektron auf Grund dessen Spins nicht mehr mit dem Rutherford-Querschnitt berechnen, sondern muß den Mott-Querschnitt verwenden. Bethe hat seine Rechnung für diesen Fall erweitert [Bet32], allerdings weiterhin in erster Bornscher Näherung.

Die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetatom wird dann nicht allein durch einen rein elektrischen Coulombanteil beschrieben, sondern es treten zusätzlich magnetische Kräfte auf Grund der mit dem Spin verbundenen elektrischen Ströme auf [Fan63]. Dies führt deshalb zu einem Anstieg der Stopping-Power bei relativistischen Geschwindigkeiten. Im Potential muß man auch die Retardierung berücksichtigen. Als Resultat erhält man die relativistische Bethe-Formel:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Bethe,rel.} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} N_{at} Z_2 \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (2.13)$$

Im Fall $\beta = v_1/c \rightarrow 0$ geht diese Gleichung in den nicht relativistischen Fall über.

Exakte Betrachtung großer Energieüberträge

Wie schon erwähnt ist die Bethe-Theorie nur eine Näherung. Es treten Probleme auf im Energiebereich, wo die Bedingung 2.12 nicht gut erfüllt ist.

Bloch [Blo33] hat für den nichtrelativistischen Fall durch eine exakte Behandlung der Phasenunterschiede bei Stößen mit großem Energieübertrag die Bethe-Formel

korrigiert, was zu einem zusätzlichen Beitrag (ΔL_{Bloch}) zur Bremszahl führt. Auf diese Art und Weise erhält man einen stetigen Übergang zur Bohrformel [Sig98].

Besonders gravierend ist jedoch der Unterschied bei relativistischen sehr schweren Ionen. Auf Grund des magnetischen Teils der Wechselwirkung findet ein großer Anteil des Energieübertrags in Stößen statt, die nicht gut in einfacher Störungstheorie beschrieben werden. Hier kann man eine Rechnung in höherer Ordnung verwenden. Daraus folgt ein Korrekturterm zur Bremszahl der ΔL_{Mott} genannt wird [Ahl78, Sch94].

Allerdings ist auch eine exakte Behandlung des Problems möglich. Die Theorie von Lindhard und Sørensen [LiS96] beinhaltet dann beide genannten Effekte.

Der Ansatz ist die Streuung mit geringerem Impulsübertrag weiter von der Bethe-Theorie behandeln zu lassen, während der Energieübertrag an ein als ungebunden betrachtetes Elektron exakt mit der Hilfe der Methode der Partialwellenzerlegung auf der Basis der Dirac-Gleichung berechnet wird. Wie im Fall der klassischen Rechnung oder der Störungstheorie würde das Ergebnis für die, durch diesen Ansatz bestimmte, Bremszahl L divergieren. Jedoch kann man die Anregung der gebundenen Elektronen in entfernten Stößen weiterhin gut in Störungstheorie berechnen. Deshalb wird nur die Differenz betrachtet. Die LS-Theorie berechnet also direkt ein $\Delta L_{LS} = L - L_{Bethe}$. Somit konvergiert Integral 2.2. Die Summation über alle Phasenverschiebungen führt dann zu folgender Reihe als Ergebnis:

$$\begin{aligned} \Delta L_{LS} = & \sum_{k=-\infty, k \neq 0}^{\infty} \left[\frac{|k|}{\nu^2} \frac{k-1}{2k-1} \sin^2(\delta_k - \delta_{k-1}) - \frac{1}{2|k|} \right] \\ & + \frac{1}{\gamma^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k}{4k^2-1} \frac{1}{k^2 + (\nu/\gamma)^2} + \frac{\beta^2}{2}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

An Stelle der Quantenzahl des Bahndrehimpulses (l) wird hier eine neue Quantenzahl (k) benutzt, die aus dem Gesamtdrehimpuls mit Kopplung an den Spin definiert wird, siehe [BLP86]. ($\nu = Z_1 v_0 / v_1$) ist der Sommerfeldparameter.

Die Phasenverschiebungen δ_k können für ein Coulomb-Potential folgendermaßen berechnet werden [LiS96]:

$$\delta_k = \zeta_k - \arg \Gamma(s_k + 1 + i\nu) - \frac{1}{2}\pi s_k + \frac{1}{2}\pi l \quad (2.15)$$

mit

$$s_k = \sqrt{k^2 - (\alpha Z_1)^2}$$

und

$$e^{2i\zeta_k} = \frac{k - i\nu/\gamma}{s_k - i\nu}$$

(α) ist die Feinstrukturkonstante und ($\arg \Gamma$) kann mit numerischen Standardroutinen [PFT90] berechnet werden. Somit hat man zwar eine komplizierte Formel, sie kann aber mit einem einfachen Computerprogramm ausgewertet werden.

Bei niedriger Geschwindigkeit geht ΔL_{LS} in die reine Bloch-Korrektur über. Bei hohen Geschwindigkeiten entspricht sie der Mott-Korrektur. Die LS-Theorie

kann die Meßwerte für relativistische Schwerionen sehr gut beschreiben [SGM94, GWS02]. Zusätzlich ist auch noch die Abweichung der Projektile von der Punktform in Gestalt von homogen geladenen Kugeln (Nuclear Size Effect) berücksichtigt. Das ist wichtig bei sehr relativistischen Projektilen wenn, die de Broglie-Wellenlänge des Elektrons nur noch eine Größe vergleichbar mit dem Kernradius besitzt [Dat96].

2.2.3 Korrekturen zur Stopping-Power

Die quantenmechanische Herleitung der Stopping-Power bedarf allerdings immer noch einiger Korrekturen.

Schalenkorrekturen

Bei der Herleitung der Bethegleichung wird angenommen, daß eine Anregung aller Oszillatorstärken gleichmäßig möglich ist. Wenn der Energieübertrag jedoch nur etwa genauso groß oder sogar kleiner als die Bindungsenergie oder Anregungsenergie der Elektronen ist, ist diese Annahme nicht mehr erfüllt. Die in der Herleitung benutzte Vollständigkeitsrelation (Thomas-Reiche-Kuhn Summenregel) ist dann nicht mehr exakt anwendbar. Als Folge davon ist das mittlere Ionisationspotential I keine Konstante mehr. Es werden deshalb Korrekturterme eingeführt die näherungsweise in einer Entwicklung berechnet werden. Allgemein lassen sich diese Schalenkorrekturen als ein zusätzlicher Summand zur Bremszahl darstellen:

$$\Delta L_{Schalen} = -\frac{C}{Z_2}, \quad (2.16)$$

mit $C = C_K(v) + C_L(v) + C_M(v) + \dots$. Die einzelnen Beiträge (C_K, C_L, C_M) für die jede Schale sind geschwindigkeitsabhängig und verschwinden im Grenzfall sehr hoher Projektilgeschwindigkeit.

Tabellierte Werte der Schalenkorrekturen kann man in Ref. [ICR94] und [BaB64] finden. Insgesamt wirken sich die Schalenkorrekturen in einer Verringerung der Stopping-Power aus, weil insgesamt weniger Elektronen zu der Wechselwirkung mit dem Projektil beitragen.

Barkas-Effekt

Die Polarisierungseffekte der Elektronenhülle führen zu ungeraden Termen in der Abhängigkeit der Stopping-Power von Z_1 .

Zum ersten Mal wurde ein solches Verhalten bei der Messung von Reichweiten von negativen gegenüber positiven Pionen festgestellt [BaD63]. Weil ungerade Terme auch in der korrigierten Bethe-Formel vorkommen, auf Grund des Mott-Querschnitts und der Bloch-Korrektur, werden diese auch oft als Barkas-Effekt

bezeichnet. In dieser Arbeit soll jedoch nur die zusätzliche Polarisation der Elektronenhülle und die damit lokal veränderte Elektronendichte als Barkas-Effekt bezeichnet werden.

Die theoretische quantenmechanische Betrachtung des Barkas-Effekts [HiM74] basiert auf der Berechnung der Energieüberträge des Projektils an ein Targetatom, dargestellt als eine Superposition von quantenmechanischen harmonischen Oszillatoren mit der gleichzeitigen Berücksichtigung der sich ändernden Elektronenkonfiguration. Das Ergebnis läßt in folgender allgemeiner Form als Korrektur zur Bremszahl (L) schreiben:

$$\Delta L_{Barkas} = L \frac{Z_1}{\sqrt{Z_2}} F(W), \quad W = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\gamma}{\sqrt{Z_2}}. \quad (2.17)$$

Die dimensionslose Funktion $F(W)$ ist in der Arbeit von Jackson und McCarthy [JaM72] genau angegeben. Diese Funktion nimmt mit steigender Projektilgeschwindigkeit ab. Der physikalische Grund dafür ist, daß es eine gewisse Zeit dauert, bis die Elektronenhülle polarisiert ist.

Die oben erwähnten theoretischen Überlegungen wurden nur für den Anteil der entfernten Stöße angestellt. Lindhard [Lin76] zeigte in seiner Rechnung jedoch, daß der Barkas-Effekt auch in nahen Stößen eine Rolle spielt, die nicht allein durch eine höhere Ordnung der Bornschen Näherung oder die exakte LS-Theorie ausreichend berücksichtigt wird. Das führt in etwa zu einer Verdoppelung des Korrekturterms. Ein genauer Test dieser Vorhersage steht noch aus. Erste Ansätze zur Bestätigung sieht man im experimentellen Vergleich der Energieverluste von Protonen und Antiprotonen [MeM91]. In den Experimenten, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist die Barkas-Korrektur schon ein wichtiger Beitrag. Bei Projektilen mit hohem Z_1 in Targets mit ebenfalls hohem Z_2 kann so auch der Beitrag des Barkasterms getestet werden.

2.2.4 Energieverluste im keV-Bereich

Im Energiebereich von einigen keV lassen sich die Energieverluste durch quasiklassische Methoden behandeln.

Inelastische Energieverluste

Allgemein kann man die inelastischen Energieverluste als kontinuierliche oder lokale betrachten. Die elektronischen Energieverluste sind auf die Wechselwirkungen der Ionen mit dem Elektronengas, betrachtet als Plasma zurückzuführen. In diesem Fall spielen die Polarisierungseffekte des Mediums die entscheidende Rolle. Die modernen Theorien und Modelle der elektronischen Energieverluste basieren auf der LRT-Theorie¹, in der angenommen wird, daß die Ionen sich in

¹Linear Response Theory

einem entarteten Elektronengas bewegen und der imaginäre Teil der dielektrischen Konstante beschreibt die Energieänderung des durchdringenden Ions. Die Modelle innerhalb dieser Theorie basieren auf der Vorstellung vom Elektronengas als einer gelartigen Masse (kontinuierliche Verluste) oder es werden die Elektronenwolken der kollidierenden Teilchen betrachtet (lokale Verluste), für die man eine vom Stoßparameter abhängige Stopping-Power definieren kann.

Zur Beschreibung der lokalen Energieverluste im keV-Bereich, werden die Modelle von Firsov [Fir59] und Oen-Robinson [OeR76] benutzt. Die beiden Modelle setzen eine komplette Mischung der Elektronenwolken der Stoßpartner, während der Kollision voraus. Der Impulsübertrag während dieses Mischprozesses bestimmt die Energieverluste. Diese Betrachtung führt zu der Formel für die elektronischen Energieverluste in der Form nach Oen-Robinson:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{OR}(E) = K\sqrt{E}(1-k), \quad (2.18)$$

wobei $k = (1 + d_1 p_{max}/a) \exp(-d_1 p_{max}/a) < 0.1$ eine kleine Korrektur ist. d_1 ist ein Potentialparameter und a die Abschirmlänge des gewählten Streupotentials. Der Faktor K wird so gewählt, daß die auf diese Weise bestimmten Energieverluste gleich den kontinuierlichen Energieverlusten bei hohen Energien sind. Diese Approximation ist im Energiebereich $E < \frac{1}{2}m_1 v_F^2$ gültig, wobei v_F die Fermi-Geschwindigkeit bezeichnet und m_1 die Projektilmasse.

Die Behandlung der kontinuierlichen Energieverluste beruht auf der Vorstellung für das Elektronengas als viskoses Medium in dem sich die Ionen bewegen. Lindhard und Scharff [LiS61] benutzten den Ansatz der dielektrischen Response um eine Formel für die Stopping-Power herzuleiten:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Lind.-Sch.} = 8\pi\sqrt{2}a_0\hbar \frac{Z_1^{7/6}Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \sqrt{\frac{E}{m_1}} = K\sqrt{E}, \quad (2.19)$$

wobei die Konstante K die gleiche Bedeutung hat wie in Gl.2.18. Diese Formel ist auch unter der gleichen Bedingung wie Gl.2.18 gültig.

Die Theorie von Lindhard-Scharff und von Oen-Robinson unterscheiden sich bei niedrigen Energien bis zu einem Faktor 10 [Eck91](S.69), wobei die Theorie von Oen-Robinson eine kleinere Stopping-Power vorhersagt, als die von Lindhard-Scharff. Bei höheren Energien nähert sich die Formel von Oen-Robinson asymptotisch der von Lindhard-Scharff und die beiden sind identisch bei einem großen Stoßparameter.

Elastische Kernstöße

Bei niedrigen Energien gewinnen auch die Energieverluste, verursacht durch den Energietransfer in elastischen Stößen zwischen den Kernen an Bedeutung. Die dabei transferierte Energie ist:

$$T = T_{max} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \quad (2.20)$$

Hier ist T_{max} der maximale Energieübertrag im Stoß, ϑ der Streuwinkel.

Durch Differenzieren erhält man den Energieverlustquerschnitt und daraus über Gl.2.2 die Stopping-Power. Da dieser Anteil in Stößen der Kerne besteht wird er auch häufig als nukleare Stopping-Power bezeichnet, hat aber nichts mit den am Anfang des Kapitels erwähnten Kernreaktionen zu tun.

Entscheidend ist, welches Streupotential verwendet wird. Die in den Theorien betrachteten Potentiale sind meist von dem abgeschirmten Coulomb-Potential (Φ) abgeleitet:

$$\Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \sum_{i=1}^n c_i \exp\left(-d_i \frac{r}{a}\right), \quad \sum_{i=1}^n c_i = \Phi(0) = 1. \quad (2.21)$$

Die Größe des Abschirmradius (a), hängt von der Ordnungszahl der Stoßpartner Z_1 und Z_2 ab. Meistens wird zur Bestimmung dieser Abhängigkeit eine effektive Ordnungszahl Z_{12} aus Z_1 und Z_2 nach folgendem Muster ausgerechnet:

$$Z_{12} = (Z_1^x + Z_2^x)^y, \quad (2.22)$$

so daß der Abschirmradius folgende Form bekommt:

$$a = \left(\frac{9\pi^2}{128}\right)^{1/3} a_0 Z_{12}^{-1/3} = 0.8853 a_0 Z_{12}^{-1/3}. \quad (2.23)$$

Eines der häufig benutzten Potentiale ist das sogenannte "Universale Potential" oder ZBL-Potential [ZBL85](S.45). Dabei handelt sich um ein über 500 Ion-Target-Kombinationen gemitteltes empirisches Potential. Der Abschirmradius wird dann

$$a_u = 0.88534 a_0 \left(Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}\right)^{-1}.$$

Für alle Kombinationen von Ion und Targetatom wurden alle notwendigen Fitparameter in einer Datenbank gesammelt, um ein schnelles Ausrechnen der Stopping-Power zu ermöglichen. Das Simulationsprogramm (TRIM-2000) [ZiB00] beruht auf dieser Theorie.

Bei sehr niedrigen Energien (im eV-Bereich) beginnen auch attraktive Kräfte zwischen den Stoßpartnern sich bemerkbar zu machen. Der Hauptgrund dafür ist die Polarisation der Elektronenhülle des Ions und des Targetatoms, was zu einer relativ schwachen Dipol-Ion und Dipol-Dipol-Wechselwirkung führt. Eine häufig verwendete Potentialform, die in vielen Simulationsprogrammen benutzt wird, ist die von Lennard-Jones [LeJ24]:

$$V(r) = \lambda_n r^{-n} - \lambda_m r^{-m}. \quad (2.24)$$

Meistens wird die sogenannte 6-12 Form benutzt (mit $m=6$ und $n=12$). Der attraktive Term mit $m=6$ ist auf die Dipol-Dipol Wechselwirkung zurückzuführen und ist für die van der Waals-Kräfte verantwortlich. Die λ -Koeffizienten werden aus thermodynamischen Daten oder aus Ionentransport-Experimenten bestimmt. Solche Potentiale finden eine Anwendung bei der Beschreibung der Ionenwechselwirkungen in Gasstoppzellen und gasgefüllten RF-Geräten, wie RF-Quadrupolen.

2.2.5 Mittlerer Energiebereich

Die relativistischen Energien und der Energieverlust von völlig ionisierten Teilchen wird von der LS-Theorie gut beschrieben. Der mittlere Energiebereich ist jedoch schwer zu behandeln.

Ein Ansatz basiert auf einer Interpolation zwischen den verschiedenen Energiebereichen nach folgender Formel [VaB70]:

$$(dE/dX)^{-1} = (dE/dX)_{niedrig}^{-1} + (dE/dX)_{hoch}^{-1}. \quad (2.25)$$

Als Basis für den Bereich niedrigerer Energie wird oft die Theorie von Lindhard und Scharff [LiS61] und für den Bereich hoher Energie die Bethe-Formel mit Korrekturen verwendet, siehe [Eck91](S.67f).

Eine der populärsten Formeln (SRIM) [ZBL85] zur Berechnung der Energieverluste verwendet eine semiempirische Methode. So wird mit Hilfe der freien Parameter (a_1 bis a_8) die Stopping-Power von Protonen bei niedriger Energie ($E/m_1 \ll 25keV/u$) approximiert, gemäß der Formel [ZBL85]:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{niedrig} = a_1 \left(\frac{E}{m_1}\right)^{a_2} + a_3 \left(\frac{E}{m_1}\right)^{a_4}. \quad (2.26)$$

Im hochenergetischen Bereich ($E/m_1 \gg 25keV/u$) hingegen wird eine der Betheformel ähnliche Parametrisierung benutzt:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{hoch} = a_5 \ln \left(a_7 \frac{m_1}{E} + a_8 \frac{E}{m_1} \right) / \left(\frac{m_1}{E} \right)^{a_6}. \quad (2.27)$$

Diese Überlegungen gelten für nackte Projektile. Um den Einfluß der nicht vollständig ionisierten Projektile auf die Stopping-Power zu ermitteln, wurde das Konzept der effektiven Ladung eingeführt [Nor60]. SRIM verwendet eine effektive Ladung nach Brandt [Bra82], damit können die Ergebnisse für Protonen auf schwere Ionen übertragen werden:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Z_1 > 2} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_H (q_{eff} Z_1)^2, \quad (2.28)$$

$$q_{eff} = q + \frac{1}{2}(1 - q) \left(\frac{v_0}{v_F}\right) \ln \left[1 + \left(\frac{2\Lambda v_F}{a_0 v_0}\right)^2 \right]. \quad (2.29)$$

q_{eff} ist die effektive Ladung, a_0 der Bohrsche Radius und v_0 die Bohr-Geschwindigkeit. Den Parameter Λ [ZBL85](S.97) kann man als eine Länge der Abschirmung der Kernladung interpretieren. Er hängt von der mittleren Ionenladung (q) und Z_1 ab. Für fast völlig ionisierte Goldionen weicht q_{eff} auf Grund des kleinen Abschirmradius nur sehr gering von q ab.

Die mittlere Ladung q wird aus dem Verhältnis der Ionengeschwindigkeit (v_1) zur Fermi-Geschwindigkeit (v_F) berechnet:

$$q = \begin{cases} 1 - \exp(0.803 y_r^{0.3} - 1.3167 y_r^{0.6} - 0.38157 y_r - 0.008983 y_r^2) & , y_r \geq 0.13 \\ 1 & , y_r < 0.13 \end{cases} \quad (2.30)$$

mit [ZBL85](S.96)

$$y_r = \begin{cases} \frac{v_1}{v_0 Z_1^{1/3}} \left[1 + \frac{1}{5} \left(\frac{v_F}{v_1} \right)^2 \right] & v_1 \geq v_F \\ \frac{3}{4} \frac{v_F}{v_0 Z_1^{1/3}} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{v_1}{v_F} \right)^2 - \frac{1}{15} \left(\frac{v_1}{v_F} \right)^4 \right] & v_1 < v_F \end{cases} ,$$

Die Fermigeschwindigkeit ist $v_F = \hbar/m_e(3\pi^2\rho)^{1/3}$, wobei ρ die Elektronendichte bedeutet.

Eine andere einfachere Formel zur Berechnung der mittleren Ladung ist diejenige von Pierce und Blann [PiB68] in ihr wurde der ursprüngliche Ansatz von Northcliffe [Nor60] nur gering variiert.

$$q = Z_1 \left(1 - \exp\left(-0.95 \frac{v_1}{v_0 Z_1^{2/3}}\right) \right) \quad (2.31)$$

Diese Theorie wird von Ziegler immer wieder neu an die gesammelten Meßdaten angepaßt und erreicht so eine relativ gute Wiedergabe der Experimentwerte. Das Computerprogramm SRIM-2000 bietet einen einfachen Zugang. Allerdings bleiben viele Effekte die im Ansatz nicht explizit vorgesehen sind unberücksichtigt, wie etwa Gas-Festkörper-Unterschiede [GWS02]. Die Skalierung mit der effektiven Ladung kann nicht zu einem exakten Ergebnis führen, da in der exakten Theorie schon für nackte Projektilionen dies nur eine Näherung darstellt. Diese ist insbesondere bei sehr schweren Ionen (wie Gold) nicht gut erfüllt.

2.3 Berechnung der Energieverluststreuung

2.3.1 Klassische Rechnung

Da verschiedene Ionen Stöße mit Targetelektronen bei verschiedenem Stoßparameter durchführen ist der Energieübertrag dabei unterschiedlich. Zur Streuung tragen dabei vor allem die Kollisionen mit einem sehr hohen Energieübertrag bei. Das ist genau der Anteil der nach der Bohr-Theorie als Stöße mit quasifreien Elektronen betrachtet wird. Somit muß man nur den differentiellen Energieübertrag in elastischen Projektil-Elektron-Kollisionen kennen. Im nicht relativistischen Fall entspricht das der Rutherford-Streuung. Setzt man diesen differentiellen Energieverlustquerschnitt in Gl.2.5 ein so erhält man Bohrs Formel für die Energieverluststreuung [Boh48]:

$$\sigma_{E,Bohr}^2 = 4\pi Z_1^2 e^4 N_{at} Z_2 X . \quad (2.32)$$

Wie man sieht ist die Varianz (σ_E^2) proportional zur Targetdicke X .

2.3.2 Rechnung in erster Bornscher Näherung

Die Rechnung in erster Bornscher Näherung geht von den gleichen Annahmen aus wie die klassische Betrachtung. Da der Rutherfordquerschnitt exakt, in erster Bornscher Näherung und klassisch der gleiche ist, erhält man wieder das Ergebnis von Gl.2.32 [Bet30].

Das gilt allerdings nicht mehr für relativistische Ionen bei denen der Mott-Querschnitt verwendet werden muß. Bethe hat den Mott-Querschnitt in seiner relativistischen Rechnung ebenfalls in erster Bornscher Näherung betrachtet. Durch den Spin der Elektronen erhält man eine zusätzliche Wechselwirkung zwischen Elektron und Projektil. Das führt zu einem relativistischen Korrekturfaktor zu Gl.2.32. Das Ergebnis ist als relativistische Bohr-Formel bekannt [Bet32].

$$\sigma_{E,rel.Bohr}^2 = 4\pi Z_1^2 e^4 N_{at} Z_2 X \left(\frac{1 - \beta^2/2}{1 - \beta} \right). \quad (2.33)$$

Im Fall $\beta = v/c \ll 1$ geht die Gleichung in den nichtrelativistischen Fall über.

2.3.3 Rechnung nach LS-Theorie

Die Bedingung für die Bornsche Näherung ist im Fall relativistischer Schwerionen allerdings nicht gut erfüllt. So ist der entscheidende Parameter $Z_1\alpha/\beta$ nicht deutlich kleiner als 1. In diesem Fall muß der Energieübertrag in den nahen Stößen exakt berechnet werden. Genau dies wird in der Theorie von Lindhard und Sørensen [LiS96] getan. Somit erhält man einen weiteren Korrekturfaktor (χ) zur Bohrformel. Er kann mit Hilfe der Phasenverschiebungen der gestreuten Partialwellen ausgerechnet werden. Er hängt von der Geschwindigkeit und der Ladung (Z_1) ab. In der LS-Theorie ist sogar eine Abweichung von reinen Punktladungen in Form von homogen geladenen Kugeln vorgesehen.

$$\sigma_{E,LS}^2 = 4\pi Z_1^2 e^4 N_{at} Z_2 X \gamma^2 \chi. \quad (2.34)$$

Im Grenzfall von niedrigeren Geschwindigkeiten und kleinem Z_1 erhält man das Ergebnis der relativistischen Störungsrechnung.

Im Fall von Uranionen bei $900\text{MeV}/u$ wurde eine Abweichung in der Varianz von der relativistischen Bohr-Formel von bis zu einem Faktor drei festgestellt. Die LS-Korrektur erklärt diese Meßergebnisse sehr gut [SGM96].

2.3.4 Beitrag durch Umladung

Neben der Streuung durch den verschiedenen Energieübertrag in einem Stoß (dem Kollisions-Straggling) kann der Energieverlust auch deutlich dadurch variieren, daß die Ionen die Materie in verschiedenen Ladungszuständen durchlaufen. Dieser Anteil wird Umladungs-Straggling genannt.

Wie die funktionale Abhängigkeit aussieht kann am besten am einfachen Beispiel von nur zwei Ladungszuständen demonstriert werden [Vol74, Sig94]:

$$\sigma_E^2 = 2X \frac{f_0 f_1}{N(\sigma_{01} + \sigma_{10})} \left[\frac{dE}{dX}(q_0) - \frac{dE}{dX}(q_1) \right]^2. \quad (2.35)$$

Ausser von der Differenz der partiellen Stopping-Power der Ionen in einem bestimmten Ladungszustand $(dE/dX)(q_i)$ und der Targetdicke X hängt σ_E vor allem von den Umladungsquerschnitten (σ_{ij}) , um vom Zustand i zum Zustand j zu gelangen, ab. Die relativen Häufigkeiten der Ladungszustände (f_i) sind ebenfalls eine Funktion der Umladungsquerschnitte. Man erkennt, daß das Umladungs-Stragglings vor allem dann groß wird, wenn die Querschnitte klein sind. In anderen Worten kann man sagen, die freie Weglänge bis zur nächsten Umladung ist dann groß, so daß in diesem Fall der Energieverlustunterschied über diese Strecke ebenfalls groß wird.

Das Umladungs-Stragglings wurde experimentell untersucht und konnte auch in Simulationsrechnungen reproduziert werden [WGS00b, WSG02]. Eine allgemeine theoretische Beschreibung mit Hilfe von Transportgleichungen wurde von Peter Sigmund entwickelt [Sig92]. Für die Vergleichswerte, die in dieser Arbeit gezeigt werden, wurde das in Ref.[WSG02] beschriebene Monte-Carlo-Simulationsprogramm benutzt. Allerdings braucht man für alle diese Rechnungen immer die Kenntnis der Umladungsquerschnitte, die jedoch nur in bestimmten Bereichen genau berechnet werden können. Experimentelle Daten sind auf Grund der riesigen Zahl von Projektil- und Targetkombinationen bei verschiedenen Energien nur unzureichend vorhanden.

2.4 Ionisation und Elektroneneinfang

Neben den Prozessen der Energieübertragung vom Ion an das Target, durch Ionisation und Anregung der Targetelektronen, findet auch eine Änderung des Ladungszustandes des Projektilions statt.

2.4.1 Ladungsverteilung

Es gibt Elektroneneinfang und Ionisation des Projektils. Für den Energieverlust entscheidend ist die Gesamtladung des Ions (d.h. die Anzahl der Elektronen) und nur zu einem geringen Teil auch die genaue Elektronenkonfiguration.

Bei konstanter Geschwindigkeit des Projektils stellt sich nach einer großen Anzahl von Kollisionen mit Ladungswechsel ein dynamisches Gleichgewicht ein. Beim Eintritt des Ions in das Target ist dies normalerweise noch nicht vorhanden. Da die Geschwindigkeit sich auf Grund des Energieverlustes auch ändert verschiebt sich das Ladungsgleichgewicht langsam. Es ist aber dennoch sinnvoll von einem Gleichgewicht zu sprechen, da im Allgemeinen die Targetdicke zum Erreichen des

Gleichgewichts viel dünner ist als eine signifikante Änderung des Mittelwerts der Ladungsverteilung. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.3 an einem Beispiel dargestellt.

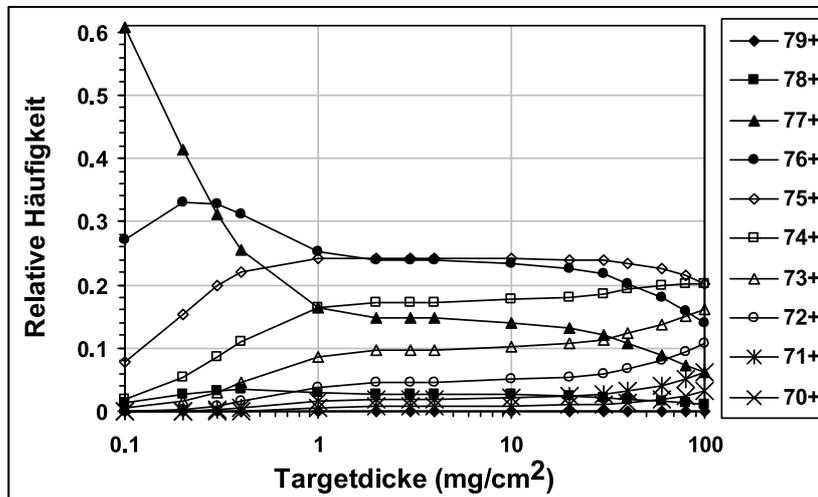


Abbildung 2.3: Der theoretische Verlauf der Häufigkeiten der einzelnen Ladungszustände von Goldionen in einem Goldtarget bei einer Anfangsenergie von 64 MeV/u und $q_{in}=77^+$. Deutlich zu erkennen ist der Bereich, wo kein Gleichgewicht herrscht ($< 1 \text{ mg/cm}^2$), der etwa konstante Bereich von $\sim(1-20) \text{ mg/cm}^2$ und die allmähliche Verschiebung des Gleichgewichts bei abnehmender Energie ($> 20 \text{ mg/cm}^2$). Die Rechnung wurde mit dem Simulationsprogramm GLOBAL [SSM98] durchgeführt.

Der zeitliche Ablauf dieses Prozesses kann durch die folgende einfache Bilanzgleichung beschrieben werden:

$$\frac{df_i(t)}{dt} = \sum_j f_j(t) \Lambda_{ji} - f_i(t) \sum_j \Lambda_{ij} . \quad (2.36)$$

Hier wird mit $f_i(t)$ die Anzahl der Ionen in einem bestimmten Zustand (i) bezeichnet. Λ_{ij} steht für die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit vom Ladungszustand mit i Elektronen zum Ladungszustand mit j .

Für ($t \rightarrow \infty$) wird die Gleichgewichtsladungsverteilung erreicht. Dann gilt:

$$f_i(t) \sum_j \Lambda_{ij} = \sum_j f_j(t) \Lambda_{ji} . \quad (2.37)$$

Die physikalischen Vorgänge werden durch Querschnitte beschrieben aus denen die Übergangswahrscheinlichkeiten folgen. Die verschiedenen physikalischen Prozesse lassen sich folgendermaßen gliedern [Sto92]:

- Ionisation
- radiativer Einfang (REC, "Radiative Electron Capture")
- Coulomb-Einfang (NRC, "Non-Radiative Electron Capture")
- Resonante Anregungsprozesse (RTE, "Resonant Transfer of Electrons")
- Mehrkörper-Prozesse

Beim RTE wird die Energie des eingefangenen Targetatoms resonant auf ein anderes Projektilektron übertragen. Danach geht das so doppelt angeregte Ion durch Röntgenemission in den Grundzustand über. Das entspricht der Umkehrung der Anregung von Auger-Elektronen. Die Querschnitte sind allerdings im in dieser Arbeit betrachteten Bereich unbedeutend klein. Auch die Stöße mit mehreren Teilchen gleichzeitig sind sehr selten. Somit bleiben nur die ersten drei Effekte, die genau betrachtet werden müssen. Die Simulationen in dieser Arbeit wurden mit Hilfe des Computerprogramms GLOBAL von Walter Meyerhof gemacht [SSM98], das diese Querschnitte berechnet.

2.4.2 Ionisation

Der Übergang eines Elektrons von einem gebundenen Zustand im Atom ins Kontinuum ist eine Folge der Anregung durch den Stoß mit dem Targetkern. Das ist im Prinzip genau dasselbe wie bei der Ionisation des Targetatoms durch das Projektil. Nur werden jetzt konkret einzelne Energieniveaus betrachtet.

Die Ionisationsquerschnitte werden deshalb meist quantenmechanisch in der ersten Bornschen Näherung bestimmt². Dabei wird die Annahme gemacht, dass die Flugbahn des Ions während des Stoßes sich nicht ändert. Um den Querschnitt der Ionisation auszurechnen, braucht man die Übergangswahrscheinlichkeiten von einem gebundenen Zustand ins Kontinuum. Integriert man dann über die kontinuierliche energetische Verteilung der freigesetzten Elektronen und über den Impulsübertragung, bekommt man die Formel [AnM85]:

$$\sigma_k = 8\pi a_6^2 \left(\frac{Z_2 \alpha}{\beta} \right)^2 \int_0^\infty d\varepsilon \int_{q_{min}}^\infty |F(\vec{q})_{\varepsilon s}|^2 \frac{dq}{q^3}. \quad (2.38)$$

Hier ist α die Feinstrukturkonstante und $\beta = \frac{v}{c}$ ist das Verhältnis der Geschwindigkeit des Projektils zur Lichtgeschwindigkeit. Die untere Grenze der Integration über q resultiert aus der Existenz einer minimalen Energie, die dem Ion übertragen werden muß, um ein Elektron in der K-Schale anzuregen. Mit

$$|F(\vec{q})_{\varepsilon s}|^2 = \langle \varepsilon | e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar}} | s \rangle,$$

²PWBA, "Plane-Wave Born Approximation"

wird das Übergangsmatrixelement von dem gebundenen Zustand $|s\rangle$ in den Kontinuumszustand $|\varepsilon\rangle$ bezeichnet. Für die Rechnung werden meist nur Übergänge vom $1s$ -Wellenfunktionen berücksichtigt.

Die Berechnungen für die wasserstoffähnlichen Zustände führen zu dem folgenden Ausdruck für den Ionisationsquerschnitt der gebundenen s -Elektronen:

$$\sigma_k = \frac{8\pi a_0^2}{Z_{A,k}^4} \frac{1}{\theta_k} F_k \left(\frac{\eta_k}{\theta_k^2}, \theta_k \right) .$$

Hier sind η_k und θ_k dimensionslose Größen, die mit der Teilchenenergie, Ladung, Masse und Ionisationspotential verbunden sind [KCM69].³ Die Funktion $F_k \left(\frac{\eta_k}{\theta_k^2}, \theta_k \right)$ hängt von der Energie des Projektils ab. Das charakteristische für sie ist ihr Maximum bei Ionengeschwindigkeiten gleich der Geschwindigkeit der gebundenen Elektronen. Sie wurde z.B. in [BeK78] tabelliert.

Im relativistischen Fall müssen die Formeln entsprechend korrigiert werden [SSM98]. Bei hohen Ordnungszahl des Projektils müssen die relativistischen Wellenfunktionen benutzt werden. Der Korrekturfaktor hat die Form [Anh79]:

$$\left(1 + \left(\frac{Z\alpha}{2} \right)^2 \right)^{-2} .$$

Bei hohen Geschwindigkeiten müssen ausserdem relativistische Potentiale verwendet werden. Als Ergebnis verschiebt sich das Maximum der Funktion $F_k \left(\frac{\eta_k}{\theta_k^2}, \theta_k \right)$, so daß auch bei Ionengeschwindigkeiten $v \geq v_k$ der Ionisationsquerschnitt weiter leicht ansteigt.

Im Rahmen der verwendeten Störungstheorie kann man das Ergebnis für Protonen auf andere Targetmaterialien gemäß Z_2^2 skalieren. Natürlich ist diese Skalierung wie bei der Herleitung der Stopping-Power nur begrenzt gültig, siehe Gl.2.12. Bei sehr hohen Energien kann auch ein Stoß mit Targetelektronen zur Ionisation führen. Andererseits wird die Kernladung der Targetatome durch die Targetelektronen abgeschirmt [EiM95]. Der wichtigste Nachteil ist wohl die Bedingung für die Störungstheorie. So zeigen sich insbesondere bei niedriger Energie und schweren Ionen deutliche Abweichungen von den theoretischen Vorhersagen [AnM87, VRW96, WGS00].

2.4.3 Elektroneneinfang

Radiativer Einfang (REC)

Dieser Prozeß ist die Umkehrung der Photoionisation. Dabei fängt das Projektil ein Elektron aus dem Kontinuum oder aus einem gebundenen Zustand im Target ein. Die Energiedifferenz zwischen dem Ausgangs- und Endzustand $\Delta E = \hbar\omega$

³ θ_k hängt von der Ionisationsenergie und der Hauptquantenzahl n ab. Durch Anpassen dieses Wertes kann die Beschreibung auf nicht wasserstoffähnliche Zustände erweitert werden.

wird als Photon abgestrahlt. Die bekannte Formel nach Stobbe [Sto30, BeS57] kann zur Berechnung des Querschnitts eingesetzt werden. Dies ist eine nicht relativistische Rechnung und sie verwendet die Dipolapproximation. So erhält man aber zuerst nur den Querschnitt für Rekombination durch Einfang freier Elektronen. Mit Hilfe der Impulsapproximation [EiM95] wird der Querschnitt mit der Impulsverteilung im Targetatom gefaltet. Bei sehr kleinem Z_2 ist die Bindung jedoch so schwach, daß man das Ergebnis auch einfach nur mit der Anzahl der Elektronen multiplizieren kann. So ergibt sich die ungefähre Skalierung des REC mit Z_2 ($\sigma_{REC} \propto Z_2$).

In einer vollständig relativistischen Betrachtung haben Ichihara und Eichler [ISE94] mit Hilfe von Coulomb-Dirac-Wellenfunktionen auch ohne die Dipolnäherung, d.h. in einer Entwicklung bis beliebiger Multipolordnung, die Photoionisationsquerschnitte bestimmt. Mit Hilfe des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts kann daraus der Querschnitt für radiative Rekombination (RR) und daraus schließlich wieder σ_{REC} berechnet werden.

Das Programm GLOBAL verwendet die Dipolapproximation. Bemerkenswerterweise sind die Ergebnisse bis etwa $1\text{ GeV}/u$ fast gleich wie in der exakten Rechnung [StK95].

Nichtradiativer Elektroneneinfang (NRC)

Ein Elektron kann auch direkt aus der Hülle des Targetatoms eingefangen werden. Voraussetzung ist, daß die gesamte kinetische Energie des Elektrons in kinetische Energie der Stoßpartner umgewandelt werden kann. Somit wird danach keine Energie mehr abgestrahlt, daher der Name NRC.

Die Wahrscheinlichkeit für NRC steigt, wenn die Geschwindigkeit der Elektronen sich wenig ändern muß und somit die Energiedifferenz nicht zu groß ist. Leichte Targetkerne haben wenig Möglichkeiten Elektronen bei einer entsprechenden Energie anzubieten. Bei hohem Z_2 steigt die Wahrscheinlichkeit jedoch stark an. In den sehr schnellen Stößen wie im Energiebereich dieser Arbeit tragen dann Targetelektronen der K- und L-Schale hauptsächlich zum Einfang bei.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich mit Hilfe der Eikonalnäherung bestimmen [EiM95, AnM85, Eic85]. In der relativistischen Eikonalapproximation wird der Querschnitt mit Hilfe von Dichtematrizen berechnet, die unabhängig voneinander Anfangs- und Endzustände im Projektil und Targetatom beschreiben. Allerdings können die Wellenfunktionen nicht für beide Systeme beliebig genau berechnet werden. Eine Seite wird nur in erster Bornscher Näherung behandelt. Je nach dem welches System stärker verändert wird, wird die Target- oder Projektilseite in beliebig hoher Ordnung behandelt. Die allgemeine Rechnung kann nur numerisch durchgeführt werden. Aber im Falle von $1s$ -Zuständen ist auch eine analytische Integration möglich. Aus ihr ersieht man die Abhängigkeit von den Kernladungen,

$$\sigma_{NRC} \propto Z_2^5 .$$

Vergleicht man dies mit dem REC,

$$\sigma_{NRC} \propto Z_2 ,$$

so sieht man, daß der NRC vor allem in Materialien mit hohem Z_2 wichtig ist, während der REC für niedrige Z_2 dominiert.

Kapitel 3

Experiment

3.1 Instrumentierung

3.1.1 Das Magnetspektrometer FRS

Der experimentelle Teil dieser Arbeit wurde mit dem hochauflösenden Magnetspektrometer FRS [GAB92] (FRagment-Separator) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Der FRS ist an das Schwerionensynchrotron SIS angekoppelt und erhält so Ionenstrahlen bis zu $1 \text{ GeV}/u$ für schwere Elemente bis zu Uran.

Das Spektrometer (siehe Abb.3.1) besteht aus vier Dipolstufen, symmetrisch angeordnet, so daß in der Mitte des Systems eine dispersive Abbildung stattfindet und das System nach allen vier Stufen wieder achromatisch ist. Quadrupoltriplets und Dupletts dienen zur Fokussierung des Strahls. Um die ionenoptischen Abbildungsfehler zu minimieren, sind vor und hinter jedem Dipolmagnet Sextupolmagnete eingebaut.

Zur Standardausstattung des Fragmentseparators gehören: Detektoren zur Bestimmung der Strahlstromes (SEETRAM, eine Folie mit Sekundärelektronenmonitor), ortsempfindliche Detektoren in allen Fokalebene (Multiwire Proportional Counters, MWPC), Detektoren zur Bestimmung der Flugzeit (Plastikszintillatoren) und der deponierten Energie zum Beispiel zur Ladungsbestimmung (Ionisationskammern, MUSIC).

Der Ionenstrahl läßt sich durch Schlitze beeinflussen, die einen geeigneten Teil des Ionenstrahls herausschneiden können. Alle notwendigen Antriebe können zentral gesteuert werden. Die Spannungsversorgung der Detektoren und der anderen Einbauten wird ebenfalls zentral per Computer geregelt. Der Antrieb der beweglichen Teile des Fragmentseparators ist elektromechanisch (Schrittmotore) oder pneumatisch (Pressluftantrieb). Das erste Verfahren sichert eine höhere Präzision, das zweite ist jedoch viel schneller. Eine genaue Beschreibung der im Experiment benutzten Detektoren folgt später in diesem Kapitel.

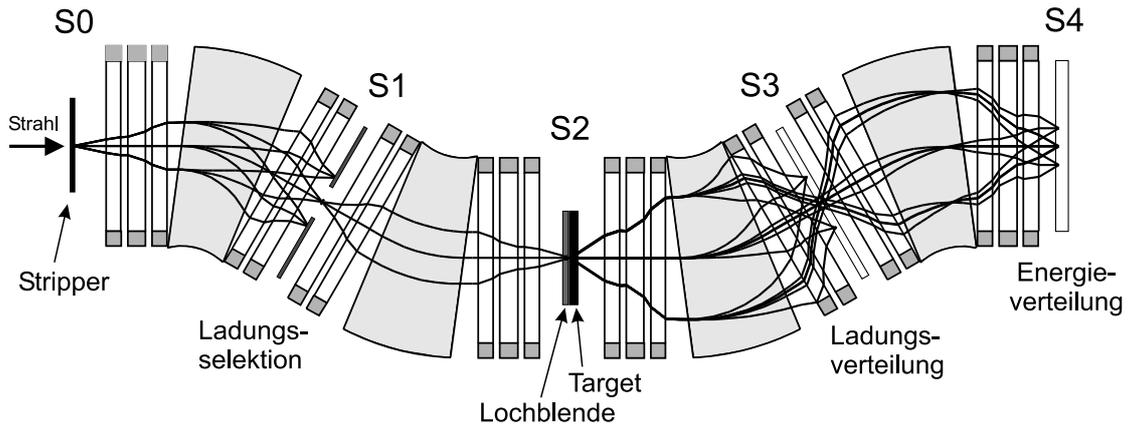


Abbildung 3.1: Strahlverlauf im FRS. Der Primärstrahl trifft in der Fokalebene S0 auf ein Strippertarget. An S1 wird ein Ladungszustand ausgewählt der auf das Target an S2 trifft. An S3 wird die Ladungsverteilung nach diesem Target und an S4 die Breite der Energieverteilung untersucht. Um Störungen durch Inhomogenitäten des Targets zu vermeiden wird der Strahl vor diesem durch eine Lochblende stark kollimiert.

Zur Bestimmung des Energieverlustes und der Energiestreuung wurde der FRS als Magnetspektrometer betrieben. Die Grundlagen der dazu notwendigen ionenoptischen Beschreibung des Systems sollen hier kurz erläutert werden.

Die Größe der Ablenkung eines Ions unter dem Einfluß eines magnetischen Feldes wird durch seine magnetische Steifigkeit $B\rho$ bestimmt, die von dem relativistischen Impuls des Teilchens im Laborsystem p und dessen Ladung q abhängt.

$$B\rho = \frac{p}{q}$$

Weil ein Ionenstrahl aus mehreren Teilchen besteht, wird er durch ein Ensemble im Raum der ionenoptischen Koordinaten dargestellt. Dabei wird eines der Teilchen als Referenzteilchen definiert und alle Positionen im Bezug zu diesem Ion bestimmt. Wenn die Richtung der Ausbreitung des Ionenstrahls gleich der Richtung der z -Achse gesetzt wird, läßt sich der Phasenraum in jeder Ebene senkrecht zur z -Richtung durch die folgenden Koordinaten beschreiben:

1. x , die Position in horizontaler Richtung,
2. y , die Position in vertikaler Richtung,
3. $a := \frac{p_x}{p_{ref}}$ als Maß für den Strahlwinkel in x ,
4. $b := \frac{p_y}{p_{ref}}$ als Maß für den Strahlwinkel in y ,
5. $\delta := \frac{p_z - p_{ref}}{p_{ref}}$, die relative Impulsabweichung.

Die Zeit als sechste Koordinate kann hier vernachlässigt werden, da im FRS keine sich schnell ändernden Felder vorkommen.

Um den Zustandsvektor (x, a, y, b, δ) , der die Position eines Ions in einer optischen Ebene beschreibt, in den in einer anderen Ebene zu überführen, werden Transfermatrizen verwendet. Diese Methode hat sich als sehr praktisch herausgestellt, da man so in der Lage ist auch große Systeme systematisch zu untersuchen [Wol87]. Allgemein ist die Transfermatrix eine nichtlineare Funktion. Allerdings kann diese durch eine Taylor-Entwicklung vereinfacht werden. Dann beschreibt die erste Ordnung die gewünschte Abbildungseigenschaft des Systems. Die höheren Ordnungen beschreiben die Abbildungsfehler.

Die grundlegenden ionenoptischen Eigenschaften des FRS lassen sich in der folgenden Transfermatrix erster Ordnung zusammenfassen:

$$\begin{pmatrix} x \\ a \\ y \\ b \\ \delta \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|a) & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (a|x) & (a|a) & 0 & 0 & (a|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|b) & 0 \\ 0 & 0 & (b|y) & (b|b) & 0 \\ (\delta|x) & (\delta|a) & (\delta|y) & (\delta|b) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ a \\ y \\ b \\ \delta \end{pmatrix}_i \quad (3.1)$$

Die Indizes i und f bezeichnen die Start und Zielebene. Einige Koeffizienten wie etwa ein $(x|y)$ oder $(y|\delta)$ sind gleich null auf Grund der Entkopplung der linearen Anteile der Felder in x - und y -Richtung und auf Grund der Tatsache, daß die Dipole den Strahl nur in Horizontalrichtung ablenken.

Im Folgenden wird die Nummerierung entsprechend der FRS-Abschnitte (S0 bis S4) verwendet. Auf diese Weise läßt sich die Ortsverteilung eines Ionenstrahls in der dritten dispersiven Fokalebene vom Target an S2 kommend folgendermaßen ausdrücken:

$$x_3 = (x|x)_{32} x_2 + (x|a)_{32} a_2 + (x|\delta)_{32} \delta_2$$

Der Koeffizient $(x|a)_{32}$ verschwindet, wenn das System exakt Punkt zu Punkt abbildet. Dann beschreibt der Koeffizient $(x|x)_{32}$ die ionenoptische Vergrößerung des Objektes mit Größe x_2 an S2; $(x|\delta)_{32}$ ist die Dispersion zwischen der zweiten und dritten Fokalebene. Da der Impuls außerhalb der Targets erhalten bleibt, muß außerdem $\delta = const$ gelten.

Eine der wichtigsten Eigenschaften eines Spektrometers ist sein Auflösungsvermögen (R). Es bestimmt die Fähigkeit des Spektrometers Ionen mit verschiedenen Steigungen räumlich zu trennen. Es ist proportional zur Dispersion, wird aber durch die auch ohne Dispersion schon vorhandene Strahlbreite (Δx) in der Bildebene beschränkt.

$$R = \frac{(x|\delta)}{2\Delta x}$$

Der Werte für die Dispersion von S2 bis S4 ist in der verwendeten Standardeinstellung des FRS $(x|\delta) = 6670$ mm. Der Strahl hat bedingt durch den Kollimator eine Ortsbreite an S2 von $\Delta x = \pm 0.15$ mm. Allerdings ist die Detektorauflösung

an S4 schlechter als dieser Wert. Auch die Winkelstreuung im Austrittsvakuumfenster verbreitert den Strahl vor dem Detektor. Somit hatte der Strahlfleck je nach Projektilenergie eine Breite zwischen $\sigma_x = 1.3$ mm und $\sigma_x = 1.5$ mm. Damit ergibt sich ein Auflösungsvermögen von etwa $R = 2400$.

Die Impulsakzeptanz beträgt in der Standardeinstellung des FRS etwa $\delta = \pm 1\%$ von S2 nach S4 und $\delta = \pm 3.6\%$ von S2 nach S3. Die Strecke von S2 nach S3 wurde deshalb zur Bestimmung der Ladungsverteilung verwendet, da man so viele Ladungszustände von Goldionen gleichzeitig sehen kann. Wegen der höheren Auflösung fand an S4 die Messung der Energiebreiten statt. Ausserdem sind dort auf Grund der Symmetrie des optischen Systems geometrische Bildfehler bedingt durch die Dipole kompensiert. Ansonsten wäre der Ort auch noch in höherer Ordnung signifikant von a_2 und δ_2 abhängig.

Die Standardeinstellung des FRS ist achromatisch von S0 nach S4, daß heißt der Ort und Winkel am vierten Fokus ist unabhängig von der Energiebreite nach Synchrotron und Stripper. Es sind also folgende Bedingungen erfüllt:

$$(x|\delta)_{40} = 0 ,$$

$$(a|\delta)_{40} = 0 .$$

Diese ionenoptische Einstellung ist vorteilhaft zur Messung der Energieverluststreuung am vierten Fokus, weil sie erlaubt Ortsbreiten unabhängig von den Energieschwankungen des Beschleunigers sehr genau zu bestimmen.

Nur zur Reichweitenfokussierung wurde kein achromatischer Standardmode verwendet, sondern einer in dem die erste Hälfte des FRS von S0 nach S2 fast dispersionsfrei ist und nur zum Strahltransport dient. So kann der monoenergetische Degradier an S4 nicht nur die Energiebreite stammend von einem Target an S2 verringern, sondern gleichzeitig auch die verschiedene Beschleunigerenergien kompensieren.

Eine weitere wichtige Größe zur Beschreibung eines Spektrometers ist die Strahlbreite in einer beliebigen Ebene senkrecht zur optischen Achse. Diese Breite wird ohne die Dispersion zu berücksichtigen aus der Annahme abgeleitet, daß das Ensemble der Ionen im Phasenraum durch eine Ellipse beschrieben werden kann [Wol87]. Die so ermittelte Einhüllende aller Ionentrajektorien wird Strahlenveloppe genannt. Die Enveloppen in x (x_{env}) und y (y_{env}) werden hier unabhängig voneinander berechnet:

$$x_{env} = \left([(x|x) x_0]^2 + [(x|a) a_0]^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$y_{env} = \left([(y|y) y_0]^2 + [(y|b) b_0]^2 \right)^{\frac{1}{2}} .$$

x und y sind Funktionen der z-Koordinate. Orte an denen der Strahl einen maximalen oder minimalen Durchmesser hat werden Waists genannt. Solche Stellen sind von Bedeutung bei der experimentellen Bestimmung der Energieverluststreuung. So wurde die Lage der Bildebene nicht direkt, sondern über die Position der

minimalen Waist an S4 bestimmt. Auf Grund der kleinen Objektgröße sind beide Ebenen aber bei großer Strahldivergenz praktisch identisch.

Da der Anfangsort durch die Lochblende an S2 sehr klein gehalten wird, reicht die Winkelakzeptanz um die Akzeptanz in transversaler Richtung zu charakterisieren. Sie beträgt in x-richtung $a = \pm 9 \text{ mrad}$ und in y-richtung $b = \pm 15 \text{ mrad}$.

3.1.2 Detektoren

MWPC, ortsempfindlicher Detektor

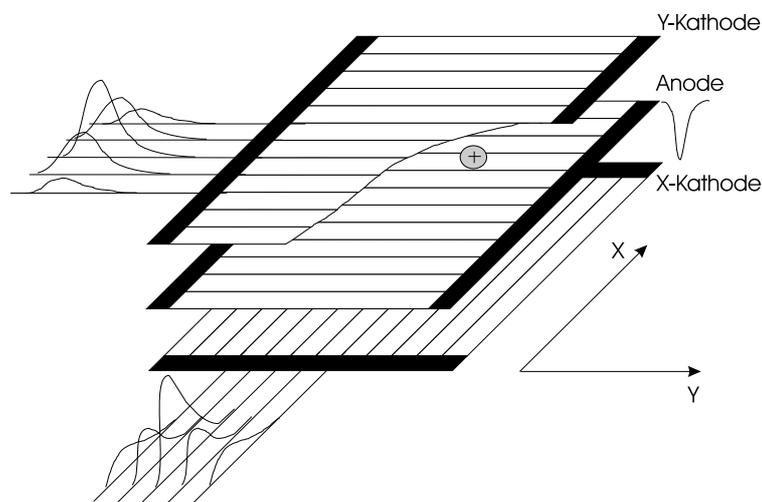


Abbildung 3.2: Aufbau des MWPCs. Die Entladung auf der Anode induziert ein elektrisches Signal auf den beiden orthogonalen Kathodenebenen. Sie werden benutzt um die Position des Teilchens in x- und in y-Richtung zu bestimmen.

Der MWPC [Ste91] (Multi Wire Proportional Chamber) ist ein ortsempfindlicher Drahtkammerdetektor. Sein Aufbau ist in Abb.3.2 skizziert. Das durchfliegende Teilchen verursacht eine Gasentladung auf der Anode, die ihrerseits eine Ladung entgegengesetzter Polarität auf den beiden Kathoden induziert. Die daraus resultierenden Signale der einzelnen Drähte werden verstärkt, an jeweils beiden Seiten einer Kathode. Ein TDC (Time-to-Digital Converter) wandelt die zeitlichen Signale in digitale Form. Aus der Laufzeit der Signale zwischen beiden Seiten einer Kathode folgt die Position des Teilchens. Um die Position des Teilchens in Längeneinheiten zu bestimmen, wird der Detektor relativ durch die verwendeten Delay-Bausteine kalibriert und die absolute Nulllage durch den zentrierten Primärstrahl definiert. Die beiden Kathoden erlauben eine gleichzeitige Positionsmessung in x- und y-Richtung.

Die MWPCs wurden im Experiment benutzt um die Ladungsverteilung des Ionenstrahles nach dem Target und die mittlere Strahlage zu bestimmen, sowie die Strahlbreite als Folge der Energiestreuung im Target zu messen. Weil die Zählrate

des Detektors auf Grund der Gasentladung begrenzt ist, wurde nur mit Strahlintensitäten von etwa 1000 Ionen pro Sekunde gemessen. Die Ortsauflösung des Detektors betrug $\sigma_x = 0.5 \text{ mm}$.

Die ortsabhängige Effizienz des Detektors ist sehr wichtig um breite Energieverteilungen und vor allem Ladungshäufigkeiten zu analysieren. Experimentell wurde die Effizienz durch Verschieben eines Spektrums mit Peaks vieler Ladungszustände untersucht. Eine signifikante Effizienzsenkung wurde nur am Rande des Detektors festgestellt. Diese hat ihre Ursache wohl weniger in der Effizienz des Detektors selber, sondern eher in einer geringeren optischen Transmission dieser Ionen. Zur Auswertung ist schließlich nur das Produkt von reiner Detektoreffizienz und optischer Transmission entscheidend. Abb.3.3 zeigt das Ergebnis. Da für die Transmission auch die Winkelstreuung entscheidend ist, wurde der Test mit verschiedenen Targetmaterialien und Dicken an S2 durchgeführt.

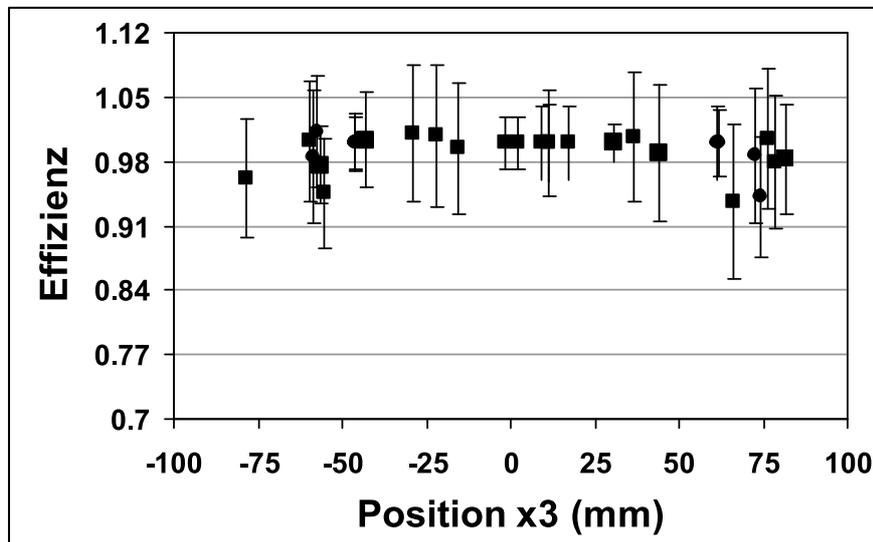


Abbildung 3.3: Effizienz des MWPCs an S3 als Funktion des Ortes x für Goldionen mit einer Anfangsenergie von 79.3 MeV, die an S2 in verschiedenen Targets abgebremst wurden.

Ionisationskammer MUSIC

Die MUSIC (Multiple Sampling Ionization Chamber) [PGM94] ist eine Ionisationskammer, gefüllt mit einem Gemisch aus 90% Argon und 10% Methan, genannt P10, bei Raumtemperatur und normaler Druck, siehe Abb.3.4. Wenn ein ionisierendes Teilchen durch das Gas fliegt, bildet sich eine Elektronen- und Ionenwolke und diese driften unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes zur Kathode (die positiven Ionen) oder zur segmentierten Anode (die Elektronen). Mit der Hilfe eines ladungssensitiven Vorverstärkers wird die Ladung der Elektronen, die jede einzelne Anode erreichen, in eine Spannung umgewandelt, die proportional

zur Teilchenzahl ist. Weil die Anzahl der generierten Elektronen ungefähr proportional zum Quadrat der mittleren Ladung ist, wird durch die Ausgangsspannung des Vorverstärkers die Kernladung des Ions gemessen.

Das Signal aus dem Vorverstärker wird von einem Hauptverstärker erfaßt und anschließend von einem AD-Wandler digitalisiert und an das Datenanalyzesystem weitergeleitet. Je nach Ionensorte und Energiebereich muß die Schwelle des Vorverstärkers entsprechend korrigiert werden. Bei sechs vorhandenen Anoden werden die Signale von den mittleren vier benutzt. Die erste und die zweite Anode sorgen dafür, daß das elektrische Feld am Eintritt und Austritt der Ionisationskammer möglichst homogen bleibt.

Wenn zusätzlich ein schneller Detektor als Starttrigger für den TAC oder den TDC benutzt wird, läßt sich aus den Driftzeiten der Elektronen die x-Position des Teilchens innerhalb der Ionisationskammer extrahieren. Das Stoppsignal für den TAC oder den TDC kann von dem Ausgang des Vorverstärkers genommen werden, entsprechend geformt mit der Hilfe eines Timing-Filter-Verstärkers.

In der folgenden Tabelle werden einige wichtige Kennwerte der MUSIC zusammengefaßt:

Länge (mm)	Durchmesser (mm)	Länge _{Anode} (mm)	Materie im Strahl (mg/cm^2)	U_{Anode} (V)	$U_{Kathode}$ (V)
600	450	100	14 Kapton + 100 P10	650	-4200

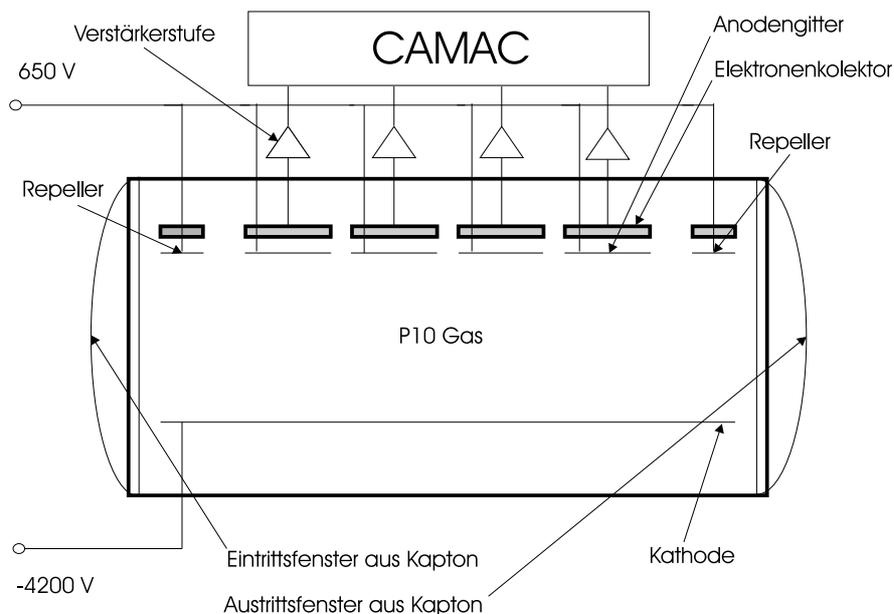


Abbildung 3.4: Aufbau der MUSIC Ionisationskammer.

3.1.3 Targets

Die Targets wurden nach folgenden Kriterien ausgesucht:

1. Targetdicken: Die Targetdicken wurden so ausgewählt, daß der mittlere Energieverlust 10%, 20% und 30% der Anfangsenergie war. Dünnere Targets wurden nur in Einzelfällen, wie bei der Bestimmung der Ladungsverteilung der Ionen nach dem Target verwendet, denn für diese ist der relative Fehler der Targetdicke größer. Andererseits kann in noch dickeren Targets die Winkelstreuung zu stark werden, oder danach die Ladungsverteilung auf Grund der Energiebreite nicht mehr aufgelöst werden. Schließlich soll die Messung auch energieabhängige Information liefern und darf deshalb die Energieverluste nicht über ein zu großes Intervall integrieren. Die genaue Auswahl der Dicke wurde mit Hilfe der Berechnungen des Programms ATIMA [SGS98] durchgeführt.
2. Targetmaterialien: Die Targetmaterialien wurden im Z_2 -Bereich von 4 (Be) bis 79 (Au) gewählt. Das erlaubt die Abhängigkeit der Energieverluste vom Material über den Bereich fast aller Elemente zu untersuchen.
3. FRS: Schließlich mußte noch die Limitierung durch die Stromsteuerung der Dipolmagnete des FRS berücksichtigt werden. Aus dieser ergibt sich eine minimale Steifigkeit $B\rho = 1.9 \text{ Tm}$ bei der noch zuverlässig gemessen werden kann. Dadurch wurde die niedrigst mögliche Anfangsenergie begrenzt.

Alle Targets wurden im Targetlabor der GSI hergestellt. Das Targetmaterial war von hoher Reinheit. Der Anteil der Verunreinigungen betrug nur etwa 10^{-4} . Nur im Fall von Beryllium waren Kontaminanten von etwa 1% anderer Elemente vorhanden. Als Targetmaterialien wurden ausschließlich Metalle verwendet. Die Oberflächen der verwendeten dünnen Targets waren gewalzt. Die Targetdicke wurde durch Wiegen des Targets und Messung des Durchmessers an mehreren Stellen bestimmt. Die Genauigkeit des Gewichtes war in diesem Fall besser als 2 Promille und der Fehler beim Bestimmen des Durchmessers betrug maximal 2% bei den dünnsten Targets.

3.1.4 Homogener und keilförmiger Degradier

Das gesamte Degradiersystem besteht aus zwei Teilen: Einem mit in x- und y-Richtung konstanter Dicke (homogener Degradier) und einem keilförmigen mit unterschiedlicher Dicke in x-Richtung.

Der homogene Degradier setzt sich genau betrachtet aus zwei keilförmigen Teilen mit gleichem Kantenwinkel zusammen, die sich gegeneinander bewegen, wie in Abb.3.5 gezeigt. Auf diese Art und Weise kann die Dicke variiert werden. Der Antriebsmechanismus ist ein Schrittmotor, der die beiden Keile mit einer Genauigkeit von $80\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bewegen kann.

Der eigentliche Keil besteht ebenfalls aus zwei Teilen, in diesem Fall um den Degradierwinkel variabel zu machen. Es handelt sich um zwei Scheiben, die um eine Achse senkrecht zu ihrer Oberfläche gedreht werden können. Die Scheiben haben keine konstante Stärke sind also selber wieder Keile. Die Drehung der beiden Teile führt zu

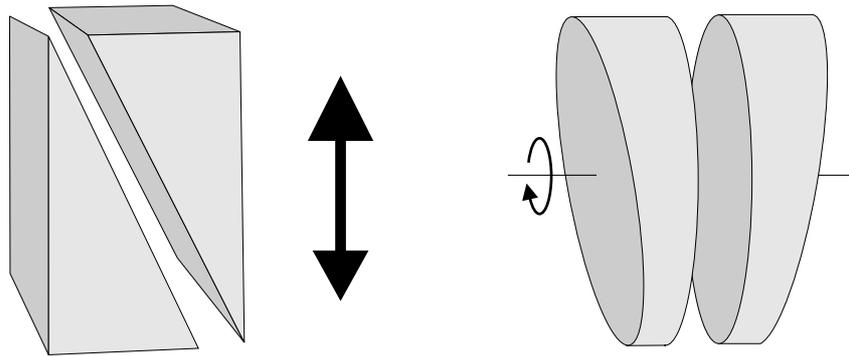


Abbildung 3.5: Aufbau und Funktionsweise der Degraders: homogen (links) und keilförmig mit variabler Dicke (rechts).

einer Änderung des resultierenden Keilwinkels. Diese Eigenschaft des Scheibendegraders wurde bei den Experimenten zur Reichweitefokussierung benutzt.

Die allgemeinen Kennwerte der beiden Degrader sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

1. Erster homogener Degrader ¹

Max. Dicke (mg/cm^2)	Min. Dicke (mg/cm^2)	Breite (mm)	Höhe (mm)	Material -
3823.20	24.3	200	470	Al

2. Zweiter homogener Degrader ¹

Max. Dicke (mg/cm^2)	Min. Dicke (mg/cm^2)	Breite (mm)	Höhe (mm)	Material -
3191.45	228.9	80	192	SiO_2

3. Degraderscheiben

Mittlere Dicke (mg/cm^2)	Winkelbereich ($mrad$)	Radius (mm)	Material -
837	± 18.3	114	Al

3.1.5 Monoenergetischer Degrader zur Reichweitefokussierung

Beim Abbremsen der Schwerionen in Materie bis zum vollständigen Stoppen, spielt der Anfangsenergieunterschied der Ionen eine entscheidene Rolle. Interessant ist es exotische Kerne abzubremesen, die in Kernreaktionen bei hohen Energien erzeugt wurden.

¹Die Angaben sind für jeweils eine Hälfte des Degraders gemacht.

Die Reaktionskinematik verursacht eine sehr Breite Impulsverteilung². Ein Separator wie der FRS hat typischerweise eine Impulsakzeptanz von 1% bis 2.5%. Wenn es gelingt diese Anfangsenergiebreite des Ionenstrahls zu fokussieren, wird das zu einer erheblichen Reduzierung der Reichweitestreuung führen. Durch die schmalere Verteilung verbessert sich auch die longitudinale Separation der verschiedenen Fragmente.

Zur Reichweitefokussierung werden Ionen mit einer großen anfänglichen Geschwindigkeitsverteilung durch eine dispersive Dipolstufe geschickt. Nach dieser Stufe wird die Geschwindigkeitsunschärfe Δv_0 in eine Ortsverteilung Δx umgewandelt. Führt man dann ein geeignet geformtes Stück Materie in den Weg des Strahls, kann man erreichen, daß die schnelleren Ionen durch eine dickere Materieschicht fliegen und die langsameren eine dünnere. Die daraus resultierenden Energieverluste führen dazu, daß nach dem Degrader die Ionen die gleiche Geschwindigkeit haben.

In erster Ordnung ist die geeignete Form des Degraders ein Keil mit einem Winkel α wie in Abb.3.6.

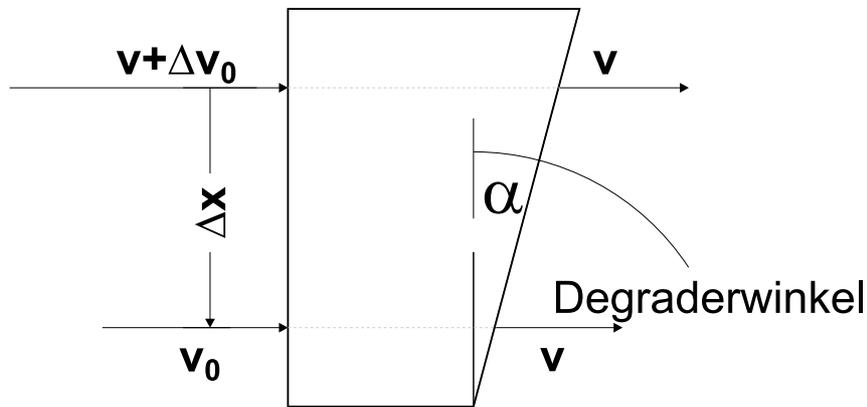


Abbildung 3.6: Reichweitefokussierungseffekt, bedingt durch die Anwendung eines Degraders mit Keilform in dispersiver Richtung.

Mit der Methode der Transfermatrizen läßt sich die Änderung der relativen Geschwindigkeitsbreite σ_v nach einem ionenoptischen System, bestehend aus einer dispersiven Stufe und einem Degrader folgendermaßen beschreiben [GeS89]:

$$\sigma_v^2 = [(\delta_v, x)_D (x, \delta)_1 + (\delta_v, \delta_v)_D]^2 \sigma_{v,0}^2 + [(x, x)_1 (\delta_v, x)_D]^2 \sigma_{x,0}^2. \quad (3.2)$$

Hier bezeichnet der Index D die Koeffizienten des Degraders, der Index 1 steht für die Matrixelemente der dispersiven Stufe und der Index 0 kennzeichnet die Strahleigenschaften vor der Dipolstufe. $(\delta_v, \delta_v)_D$ beschreibt die Änderung der relativen Geschwindigkeitsbreite (δ_v) in einem homogenen Degrader und der zweite Koeffizient beschreibt die Form des Abbremsers.

Durch die Anpassung des Degraderwinkels $(\delta_v, x)_D$ wird δ_v unabhängig von $\delta_{v,0}$. Daraus folgt die Bedingung für den monoenergetischen Degrader:

$$(\delta_v, x)_D = -\frac{(\delta_v, \delta_v)_D}{(x, \delta_v)_1}.$$

²Bei der Produktion von Fragmenten durch Spaltung im Flug am FRS treten Impulsunterschiede von $\pm 2\%$ bis $\pm 6\%$ auf.

Der Summand in der zweiten eckigen Klammer in Gl.3.2 stellt die Limitierung dieses Verfahrens durch die Auflösung der Dipolstufe dar. Er ist mit der Tatsache verbunden, daß die Strahlfleckgröße auf dem Degradier nicht Null ist, und damit besteht die Möglichkeit, daß Ionen mit gleicher Geschwindigkeit, unterschiedlich dicke Bereiche des Degrades durchdringen. Die Qualität der Reichweitefokussierung hängt vom Auflösungsvermögen der Dipolstufe ab. Zusätzlich beschränkt die Energieverluststreuung im Degradier selber die erreichbare Reichweitefokussierung.

Die Verwendung eines monochromatischen Degradiers verringert die longitudinale Emitanz vergrößert aber dagegen das transversale Phasenraumvolumen. Die Breite des Strahls nach dem Degradier ist:

$$\sigma_{x,D} = \sqrt{[(x, \delta)_1 \sigma_{v,0}]^2 + [(x, x)_1 \sigma_{x,0}]^2} . \quad (3.3)$$

Näherung für den Winkel des monoenergetischen Degradiers. Der optimale Winkel eines monoenergetischen Degradiers läßt sich relativ einfach für den Fall eines dünnen Degrades ableiten. Der gewünschte Optimalwinkel hat die Eigenschaft, daß der Energieverlust im Degradier bei diesem Winkel gleich dem Anfangsenergieunterschied der Ionen sein soll. So erhält man:

$$\tan \alpha = \frac{\Delta}{\Delta x}, \quad \Delta = \frac{\Delta E}{\left(\frac{dE}{dX}\right)}, \quad (3.4)$$

wobei ΔE den mittleren Energieverlust bezeichnet und $\left(\frac{dE}{dX}\right)$ die mittlere Stopping-Power in Flugrichtung ist. Δx wird aus der Dispersion bestimmt und mit dem relativistischen Zusammenhang zwischen Impuls und Energie, läßt sich Gl.3.4 umformen in:

$$\tan \alpha = \frac{\gamma m v_0^2}{(x, \delta)_1 \left(\frac{dE}{dX}\right)} . \quad (3.5)$$

In dieser Gleichung ist m die Ruhemasse und γ der Lorentzfaktor. Diese Formel gilt unter der Voraussetzung $dE/dX \sim const$ und $(\delta_v, \delta_v) \sim 1$ wie für den Fall eines dünnen Degradiers.

3.1.6 Datenaufnahme

Die Datenaufnahme 3.7 wird von drei Eltec E7 Prozessoren kontrolliert, die sich in einem VME-Crate befinden. Einer der E7_11 wird als Master konfiguriert und die anderen beiden, E7_5 und E7_6, werden als Slaves eingesetzt. Jeder von ihnen kontrolliert einen Zweig der Ausleseelektronik: Den FRS-Zweig für die Standarddetektoren und den Userzweig für experimentenspezifische Detektoren. Alle drei VME Prozessoren sind individuell an das GSI-Netzwerk angeschlossen.

E7_5 kontrolliert auch ein zusätzliches CAMAC-Crate, das die Constant-Fraction Diskriminatoren enthält. Diese Aufteilung der Aufgaben zwischen dem Master und den beiden Slaves erlaubt eine hohe Effizienz beim Datentransport und der Datenverarbeitung. So werden die Slaves benutzt um die Detektoren auszulesen. Die daraus resultierenden Subevents werden an den Master weitergeleitet. Der Master sammelt die

Information und bildet anschließend das Hauptevent. Die Eventdaten werden auf einem DLT-Magnetbandgerät, das direkt mit dem SCSI Controller des Masters (E7_11) verbunden ist, gespeichert. Der Master kontrolliert auch den Stream- oder Eventserver, der seinerseits Daten über das Netzwerk an andere Rechner zur Onlineanalyse liefert.

Jedes Crate ist mit dem Crate CBV-Controller der entsprechenden Zweige verbunden. Der Controller sichert den Datenaustausch von und zu dem Crate. Außerdem ist jedes Crate pro Zweig mit dem programmierbaren GSI-Triggermodul ausgerüstet. Das Triggermodul synchronisiert das Auslesen der Detektoren in der Zeit.

Das in den Experimenten benutzte Datenaufnahmesystem besteht aus zwei separaten Softwareumgebungen. Eine von ihnen dient zur Programmierung der VME-Prozessoren und die andere ist das Clientprogramm zur Onlineanalyse. Bei allen durchgeführten Experimenten wurde für die Onlineanalyse das Softwarepaket GOOSY verwendet [Ess95].

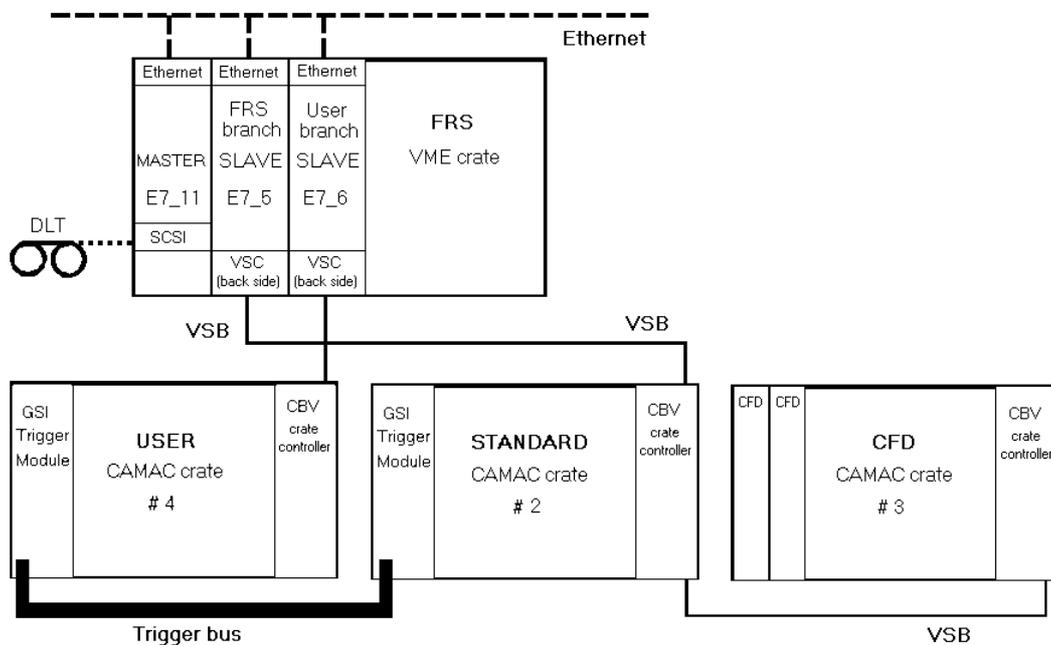


Abbildung 3.7: Schema des FRS Datenaufnahmesystems.

3.2 Untersuchung der Ladungsverteilungen und der Energieverluste

3.2.1 Messung der Gleichgewichtsladungsverteilung

Die Ladungsverteilung im Target bestimmt entscheidend die Größe des Energieverlustes im Target. Dies gilt vor allem in dem in dieser Arbeit untersuchten Energiebereich.

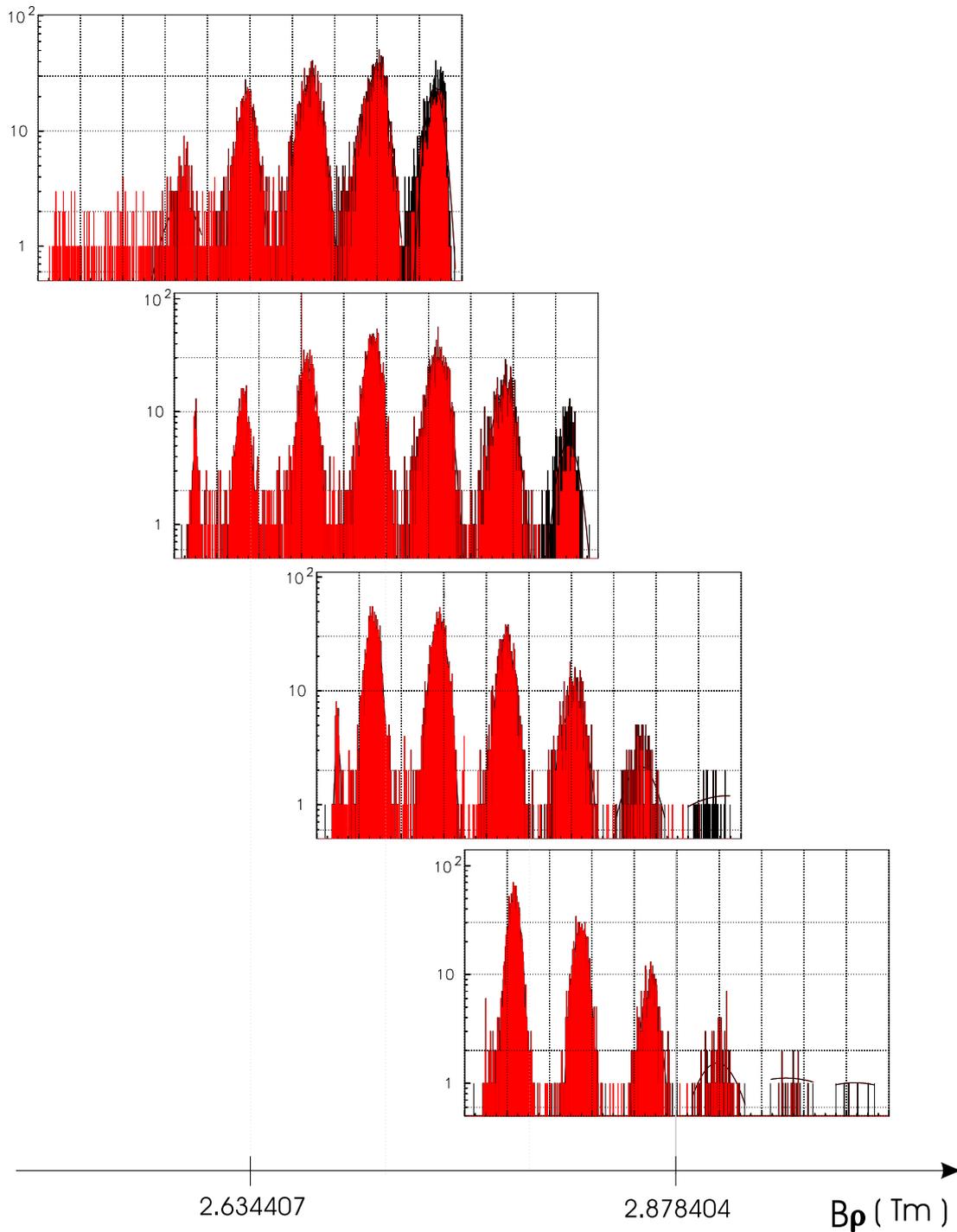


Abbildung 3.8: Das Prinzip der Messung einer breiten Ladungsverteilung. Die gesamte Verteilung wurde durch die Änderung der Steifigkeitseinstellung des Spektrometers abgetastet. Die einzelnen Spektren zeigen die Ladungsverteilung von Goldionen, nach einem Silbertarget bei einer Energie von 63 MeV/u.

Die Wahrscheinlichkeit für Elektroneneinfang wächst mit der Abnahme der Teilchengeschwindigkeit, während die Ionisationsquerschnitte leicht abnehmen [SSM98]. Als direkte Folge steigt die Anzahl der Ladungszustände, die nach der Umladung im Target entstehen.

Die Unterschiede in der magnetischen Steifigkeit der verschiedenen Ladungszustände sind bei den typischen Energien, bei denen die Untersuchung durchgeführt wurde, so groß, daß sie die $B\rho$ -Akzeptanz des Spektrometers deutlich übersteigen. Um alle Ladungszustände zu erfassen, wurde die volle Ladungsverteilung durch Einstellung von verschiedenen Steifigkeiten am FRS Stück für Stück abgetastet, wie es an einem Beispiel in Abb.3.8 gezeigt ist. Die daraus resultierten Teilspektren wurden dann aufeinander normiert und ein einziges Spektrum erzeugt. Hier wurde auch die Effizienzänderung des Systems am Rande des Detektors berücksichtigt. Die einzelnen Spektren wurden durch Auszählen der Ionen in einem Peak zu einem Ladungszustand bestimmt. Das Target war ausreichend dick um das Ladungsgleichgewicht zu gewährleisten. Das resultierende Histogramm der Häufigkeiten der einzelnen Ladungszustände sieht man in Abb.3.9. Da die meisten Ladungszustände sich nur durch die Elektronenzahl in der L-Schale unterscheiden, sind die dazugehörigen Umladungsquerschnitte sehr ähnlich. Dies führt zu der etwa gaußförmigen Verteilung.

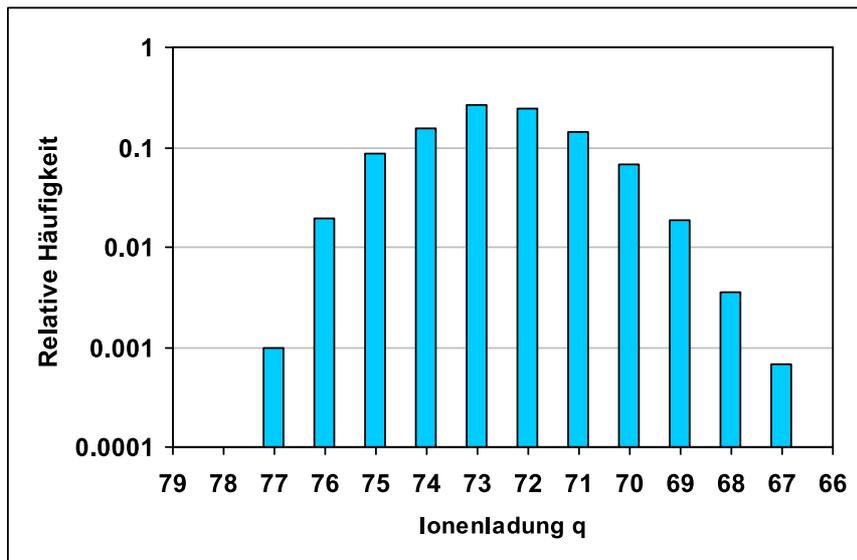


Abbildung 3.9: Aus mehreren Teilen (vergl. Abb.3.8) zusammengesetzte Häufigkeitsverteilung von Goldionen nach einem Silbertarget bei 63 MeV/u.

Ein anderes Problem, das bei Ladungsverteilungen bei Energien unter 120 MeV/u auftaucht, ist die eindeutige Identifizierung der einzelnen Ladungszustände. Am schwierigsten sind hier die Goldtargets, wo die Ladungsverteilung am breitesten ist. Die Form der Ladungsverteilung gibt keine Information mehr, da kein vollständig ionisierter Zustand mehr am Fehlen eines Nachbarn erkannt werden kann und selbst der Abschluß der K-Schale nicht mehr auffällt. Außerdem sind in diesem Fall auch die theoretischen Vorhersagen keine Hilfe mehr. Die vorhandenen Programme zur Berechnung der Gleichgewichtsladungsverteilung wie GLOBAL und CHARGE [SSM98] können die Querschnitts-

te nicht mehr vorhersagen. Der berechnete Mittelwert der Ladung weicht um ein bis mehrere Elektronen ab.

Es wurden deshalb verschiedene Methoden benutzt um eine richtige Identifizierung zu sichern:

Lediglich im Fall sehr kleiner Ladung des Targetkerns, wie etwa Beryllium ($Z_2=4$) liefert die Theorie noch brauchbare Werte. In diesem Fall ist bei den niedrigsten im Experiment verwendeten Energien die Ladungsverteilung auch am schmalsten. Durch Auftragen der Abweichungen zur Theorie mit zunehmendem Z_2 läßt sich so eine Identifizierung auch nach anderen Materialien gewinnen.

Man erwartet, dass die Häufigkeiten der einzelnen Ladungszustände eine stetige Funktion der Ionenenergie darstellen. So kann man schrittweise von sicher identifizierten Spektren bei höherer Energie zu niedrigerer Energie gehen. Die Ergebnisse im folgenden Kapitel zeigen diese Systematik. Allerdings war die Größe der Schritte durch die auf relative hohe Energieverluste optimierten Targetdicken vorgegeben. In einigen Fällen wurden deshalb zusätzliche, dünne Targets verwendet, um einen stetigen Verlauf der Ladungshäufigkeit zu erkennen.

Die Änderung der Energie oder des Impulses nach einem solchen dünnen Target ist sehr gering, so daß man aus dem identifizierten Ladungszustand in der ersten Hälfte des FRS vor dem Target leicht den zentrierten Ladungszustand nach dem Target ableiten kann. Die Verteilung entspricht dann aber noch nicht dem Ladungsgleichgewicht. Durch sukzessive Erhöhung der Dicke mit Hilfe mehrerer Targets erkennt man, wann sich das Gleichgewicht einstellt. Der FRS muß dann zwar nachskaliert werden, aber auf Grund der kleinen Energieverluste ist der Ladungszustand eindeutig zuzuordnen.

Trotz allem bestand die Gefahr, daß nach einem relativ dicken Target der verfolgte Ladungszustand mit einem seiner Nachbarn verwechselt werden könnte. Um solche Situation auszuschließen wurde die relative Änderung des ermittelten Impulses $\Delta p/p_0$ als Funktion der Targetdicke grafisch betrachtet, siehe Abb.3.10. Eine mögliche Verwechslung der Ladungszustände resultiert in einem falschen Impuls. Die relative Impulsänderung ist ungefähr proportional zur Targetdicke, wenn diese nicht zu groß ist. Das bedeutet, daß im Falle einer möglichen Verwechslung der Ladungszustände ein deutlicher Knick in der Kurve $\Delta p/p_0$ zu sehen ist. Etwas ungenauer ist die Anwendung dieser Methode bei großen Schritten in der Targetdicke, weil dann die relative Änderung des Impulses des Strahls ohnehin groß ist und auf Grund des vorhandenen Meßfehlers nicht eindeutig ein Sprung erkannt werden kann.

3.2.2 Messung der Energieverluste

Skalieren entsprechend der magnetischen Steifigkeit

Die Messung wurde mit Hilfe zweier aufeinanderfolgenden Ortsmessungen am dritten Fokus (S3) des FRS durchgeführt. Das untersuchte Target befand sich am zweiten Fokus (S2), wie schon in Abb.3.1 gezeigt. Der Ionenstrahl war vorselektiert, so daß vor dem Target die Ionen sich in einem definierten Ladungszustand befanden. Der Energieverlust der Ionen im Target verursacht eine Änderung ihrer magnetischen Steifigkeit. Als Ergebnis wurde der Ionenstrahl nach dem Target stärker vom Magnetfeld des dritten Dipols abgelenkt als im Vergleich zu dem Fall ohne Target. Um den Strahl wieder

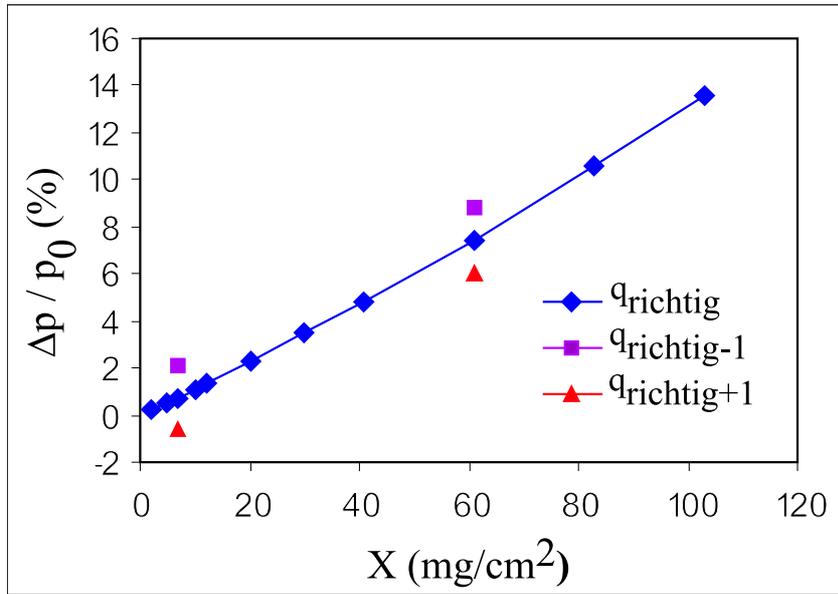


Abbildung 3.10: Die relative Änderung des Impulses von Au^{74+} -Ionen bei einer Anfangsenergie von 63 MeV/u als Funktion der Dicke verschiedener Goldtargets. An zwei Stellen wurde als Alternative jeweils ein Ladungszustand mit einem Elektron mehr oder weniger angenommen.

zu zentrieren wurde die Magnetfeldstärke abgeschwächt, so daß der Strahl wieder ungefähr in der Mitte des ortssensitiven Detektors (MWPC) lag. Auf diese Weise wurde der Energieverlust der Ionen im Target direkt mit der Änderung des Magnetfeldes verknüpft.

Die notwendige Anpassung des Magnetfeldes beruht auf der Skalierung entsprechend der magnetischen Steifigkeit des Strahls, so daß der Ablenkwinkel (ϕ) konstant bleibt. Dieser ist proportional zum Integral der Magnetfeldstärke entlang der optischen Achse:

$$\phi = \frac{\int B(l) dl}{B\rho}$$

Das Integral kann man auch durch eine Rechteckverteilung mit gleichem Flächeninhalt ersetzen. Als Höhe des Rechtecks wird der Wert in der Mitte des Dipols (B) benutzt. Daraus folgt dann die Definition der effektiven Länge, $L_{eff} = \int B(l) dl / B$.

Bei der Skalierungsprozedur wurde BL_{eff} mit einem Faktor skaliert um das Magnetfeld an die Strahlsteifigkeit $B\rho$ anzupassen. Damit bleibt der Ablenkwinkel zwar gleich, aber wenn L_{eff} nicht konstant ist, kann sich der Bahnradius noch geringfügig ändern, da dieser nur von B abhängt. Dies führt zu einer kleinen Verschiebung der Strahlage nach dem Sektorfeld trotz Skalieren. Dieser Effekt wird in Ref.[Wei00] erörtert. Dort wurde gezeigt, daß dies jedoch nur zu einer Verschiebung im Ort in der folgenden Fokalebene von etwa 0.01 mm führt. Neben den großen Dipolmagneten können auch die anderen optischen Elemente, vor allem die Quadrupole, die Strahlposition beeinflussen. Diese wurden ebenfalls entsprechend ihrer effektiven Länge mitskaliert.

Als ersten Anhaltspunkt für den notwendigen Skalierungsfaktor nach dem Einfahren des Targets wurden die Energieverluste berechnet mit ATIMA [SGS98] verwendet. Bei einer

Abweichung von mehreren mm zur Mitte, wurde mit Hilfe der bekannten Dispersion ein zweiter Skalierungsschritt berechnet. Auf Grund der Hysterese der Magnete muß der neue Wert über eine Rampenprozedur angefahren werden. Das heißt die Magnete werden zuerst in die Sättigung gebracht und danach der Wert auf immer der gleichen Magnetisierungskurve erreicht.

Bestimmung der Skalierungsfaktoren

Somit ist die Änderung der magnetischen Steifigkeit durch die Skalierungsfaktoren der Dipole bestimmt. Sie können auf zwei Arten bestimmt werden.

1. Stromstärke: Zur Einstellung der Magnetfelder durch Regelung der Stromstärke existieren Kalibrationspolynome mit denen BL_{eff} direkt aus der Stromstärke berechnet werden kann. Diese Polynome wurden durch systematische Vermessung der Magnetfelder bestimmt. Zur Auswertung kann man entweder die Sollströme der Netzgeräte oder die direkt gemessenen Ströme verwenden. Die letzten wurden mit der Hilfe eines LabView-Programms ausgelesen und abgespeichert. Die Umrechnung in Skalierungsfaktoren erfolgt durch die folgende Beziehung:

$$\frac{B\rho}{B\rho_0} = \frac{BL_{eff}(I)}{BL_{eff}(I_0)} .$$

Die Werte ohne Target sind durch den zusätzlichen Index 0 gekennzeichnet.

2. Hallspannungen: Die benutzten Hallsonden wurden in einem externen Magnetfeld durch zwei Punkte kalibriert. Zusätzlich wurden die Hallsonden durch die Stromstärke kalibriert, so daß der angezeigte Wert dem Sollwert der Netzgeräte entspricht. Allerdings messen die Hallsonden die Feldstärke nur an einem bestimmten Punkt innerhalb des Magneten. In diesem Fall wird der Skalierungsfaktor folgendermaßen aus den Hallspannungen (U_H) ausgerechnet:

$$\frac{B\rho}{B\rho_0} = \frac{U_H}{U_{H_0}} .$$

Bei der Auswertung der Meßdaten wurde das erste Verfahren mit den Sollströmen zur Bestimmung der Skalierungskoeffizienten benutzt. Die damit ausgerechneten Energien nach dem Target unterschieden sich von denen berechnet aus den Werten der Hallspannung um weniger als 0.3%.

Korrektur auf Grund der verbleibenden Ortsverschiebung

Nach dem Skalieren kann der Ionenstrahl bis auf wenige Millimeter an die alte Position gebracht werden, jedoch bleibt eine kleine Abweichung zum Ort ohne Target. Dieser kleine Unterschied in der magnetischen Steifigkeit kann mit Hilfe des linearen Anteils der Dispersion bestimmt werden. Dann ist diese Abweichung im Ort (Δx) proportional zu der relativen Abweichung der magnetischen Steifigkeit:

$$\frac{(B\rho) - (B\rho)_0}{(B\rho)_0} = \frac{\Delta x}{(x, \delta)} \quad (3.6)$$

Die unbekannte Dispersion (x, δ) läßt sich mittels zweier Verfahren experimentell bestimmen:

Ionen mit hoher Ordnungszahl kommen in mehreren Ladungszuständen vor. Ihr relativer Unterschied in magnetischer Steifigkeit ist kleiner als die Akzeptanz des FRS, so daß der Abstand zwischen den Ladungspeaks zur Bestimmung der Dispersion benutzt werden kann. Voraussetzung dafür ist, daß die Austrittsenergie der verschiedenen Ladungszustände gleich ist, denn dann ist der Abstand in $B\rho$ exakt bekannt. Diese Annahme ist gut erfüllt da die verschiedenen Ionen nur über etwa die Strecke der freien Weglänge bis zum nächsten Ladungswechsel unterschiedlichen Energieverlust entsprechend ihrer Ladung erfahren, insbesondere in Targets mit großem Z_2 , vergleiche Ref. [WGS00] (Abb.6). Allerdings muß man bei diesem Verfahren darauf achten, daß die Ladungszustände mit deren Hilfe die Dispersion bestimmt wird, im linearen Bereich des Detektors liegen und die Position nicht am Rand des MWPCs verzerrt wird. In dieser Arbeit wurden Energieverluste und Energiestreuung von Goldionen untersucht. Deshalb war diese Methode immer anwendbar.

Das andere Verfahren ist für Ionen mit kleinen Ordnungszahlen geeignet. In diesem Fall ist immer nur ein Ladungszustand gleichzeitig auf dem Detektor sichtbar und das erste Verfahren kann nicht angewendet werden. Die Dispersion wird dann durch ein gezieltes Verschieben des Ionenstrahls durch Skalieren der Strahlführung bestimmt. Aus dem Skalierungsfaktor folgt die relative Änderung der zentrierten magnetischen Steifigkeit und es wird die dazugehörige Ortsverschiebung des Peaks gemessen. Mit Hilfe von Gleichung 3.6 wird dann der Dispersionskoeffizient berechnet.

Die Messung des Ortes wird mit den MWPCs durchgeführt. Die Breite des Detektors erlaubt eine gleichzeitige Aufnahme von etwa drei bis vier Ladungszuständen. Nur der in der Mitte des Detektors wurde zur Auswertung der Energieverluste betrachtet.

Bei der Bestimmung des Ortes zur Energieverlustmessung muss man den Unterschied zwischen wahrscheinlichstem und mittlerem Energieverlust beachten. Bei asymmetrischen Verteilungen kann dies ein großer Unterschied sein. Da die relative Energiebreite in diesem Experiment jedoch maximal nur $3 \cdot 10^{-3}$ betrug und die Energieverlustverteilung sehr symmetrisch war, ist der Unterschied hier nicht groß. In dieser Arbeit wurde der mittlere Energieverlust bestimmt. Auf Grund der schmalen relativen Breite kann man sagen, daß der Ort proportional zur relativen Energieverschiebung ist. Deshalb wurde der Mittelwert der Ortsverteilung verwendet.

Berechnung des Energieverlustes aus den Meßgrößen

Mit den zuvor beschriebenen Methoden wurde die Ladungsidentifikation durchgeführt. Mit deren Hilfe und der gemessenen Dispersion, dem Skalierungsfaktor und der Ortsverschiebung läßt sich der jeweilige Energieverlust ΔE_i folgendermaßen ermitteln:

Zuerst wird der mittlere Impuls (p_0) des Strahls ohne Target aus der bekannten Energie (E_0) berechnet,

$$p_0 = \frac{1}{c} \sqrt{E_0^2 + 2E_0 m_0 c^2} . \quad (3.7)$$

Dabei ist m_0 die Ruhemasse des Ions und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Mit Hilfe des Skalierungsfaktors bestimmt aus den Magnetströmen und der Korrektur auf Grund der verbleibenden Ortsverschiebung Δx zusammen mit der Dispersion (x, δ) folgt der Impuls nach dem Target,

$$p_i = p_0 \frac{(BL_{eff})_i q_i}{(BL_{eff})_0 q_0} \left(1 + \frac{\Delta x}{(x, \delta)} \right). \quad (3.8)$$

Dabei muß beachtet werden, daß der Ladungszustand vor dem Target (q_0) verschieden von dem danach (q_i) sein kann.

Schließlich erhält man aus dem Impuls vor und hinter dem Target den Energieverlust

$$\Delta E_i = \sqrt{(p_0 c)^2 + (m_0 c^2)^2} - \sqrt{(p_i c)^2 + (m_0 c^2)^2}. \quad (3.9)$$

Die Anfangsenergie der Ionen E_0 ist nicht exakt bekannt. Nach der Beschleunigung der Ionen im SIS, hat ihre Energie eine relative Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-4}$. Im Experiment wurde ein Vorstripper benutzt, um die Ionen in einen höheren Ladungszustand zu versetzen. Die ungenaue Dicke des Vorstribbers und die Unsicherheit des Energieverlustes in ihm führen dazu, daß der Fehler der Anfangsenergie auf etwa $5 \cdot 10^{-4}$ steigt. Dieser Fehler überträgt sich auf den Energieverlust. Jedoch wirkt er sich nur gering auf den Energieverlust aus, da hauptsächlich Eintritts- und Austrittsenergie parallel verschoben werden. Somit ist dieser Beitrag kleiner als die sonstigen Fehlerquellen wurde jedoch bei der folgenden Auswertung der Stopping-Power berücksichtigt.

Bestimmung der Stopping-Power aus Targetdicke und Energieverlust

Es wurde für jede Anfangsenergie und jedes Targetmaterial eine Serie von mindestens zwei Messungen mit Targets unterschiedlicher Dicke durchgeführt. Hinzu kommt jeweils die Messung ohne Target, also Dicke null. Es mußte nun eine Funktion gesucht werden, welche die Stopping-Power energieabhängig beschreibt und die bestmögliche Anpassung an die Messwerte darstellt. Verwendet man einen sehr primitiven Ansatz, wie zum Beispiel ein einfaches Polynom braucht man viele freie Parameter um die nichtlineare Energieabhängigkeit wiederzugeben. Besser ist da ein Ansatz, der in etwa schon den richtigen Verlauf von dE/dX enthält. Dann müssen nur noch die Abweichungen mit Hilfe einer Fitfunktion angepaßt werden.

Dieses Verfahren wurde für die Auswertung der Messdaten in dieser Arbeit ausgewählt. Als Basis diente der theoretische Ansatz, wie er im Programm ATIMA [SGS98] enthalten ist. Er liefert eine relativ gute Beschreibung der Energieabhängigkeit der Stopping-Power. Nach dem Abziehen der theoretisch vorhergesagten Energieabhängigkeit des Energieverlustes kann man den Rest, der dann nur noch von der Targetdicke abhängig sein soll, durch ein einfaches Polynom $P(X)$ approximieren. Man macht also den folgenden Ansatz:

$$\left(\frac{dE(X)}{dX} \right)_{mess} = \left(\frac{dE(X)}{dX} \right)_{th.} + \frac{dP(X)}{dX}. \quad (3.10)$$

Durch Integration über die Targetdicke erhält man daraus

$$P(X) = \Delta E(X) - \int_0^X \left(\frac{dE(X)}{dX} \right)_{th.} dX. \quad (3.11)$$

Die Differenz aus gemessenem Energieverlust $\Delta E(X)$ und dem nach der Theorie vorhergesagten ist $P(X)$. Bei den betrachteten Meßdaten reichte eine Gerade als $P(X)$ aus.

Nach dieser Methode erhält man dE/dX allerdings zuerst nur als Funktion der Targetdicke X und nicht der Projektilenergie E . An den Stellen X_i entsprechend der Austrittsenergie aus einem Target ist jedoch auch die dazugehörige Energie E_i bekannt. Somit kann man zumindest an diesen Stellen $dE/dX(E)$ angeben, so wie es in Abb.3.11 gezeigt wird. Zwischen diesen Stellen kann man dann eine Interpolation verwenden um

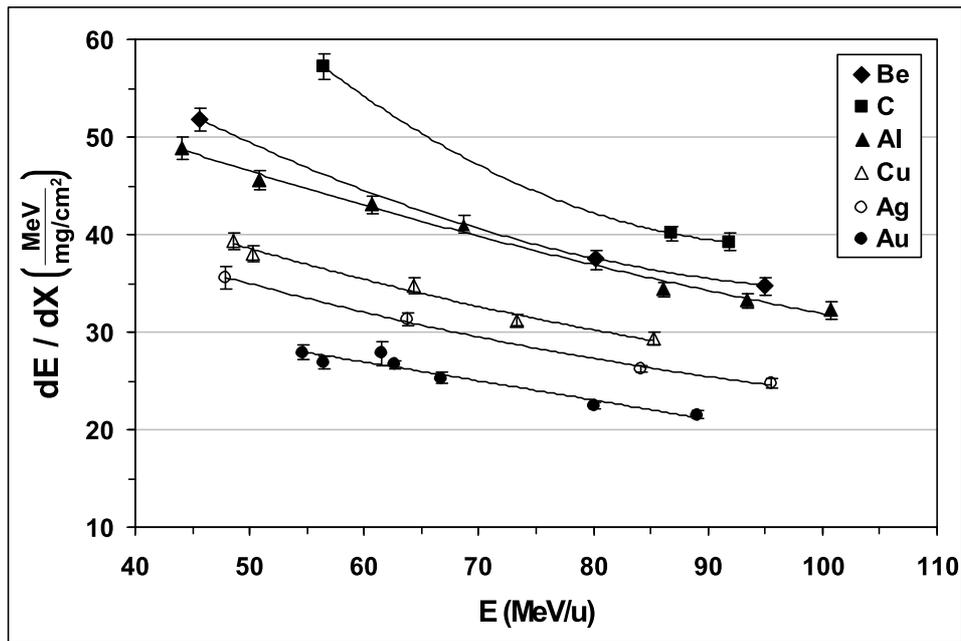


Abbildung 3.11: Gemessene Werte der Stopping-Power für Goldionen in verschiedenen Targetmaterialien als Funktion der Targetdicke. Die Stopping-Power wurde nur an den Stellen angegeben, die einer wirklich verwendeten Targetdicke entsprechen. Die Linien dienen nur zur besseren Orientierung.

Energie und Targetdicke zuzuordnen. Schließlich wurde der Wert an einer Stelle X in der Mitte der Serie von Targetdicken als endgültiger Meßwert der Stopping-Power angegeben, da an dieser Stelle der Fehler minimal wird.

Das verwendete Verfahren ist eine große Verbesserung, da es mit wenigen freien Parametern auskommt. Die Ergebnisse sind im Wesentlichen unabhängig von der verwendeten Theorie, da der im Integral subtrahierte Wert der Theorie als differentieller Wert wieder addiert wird. Man könnte im Prinzip auch jede andere integrierbare Funktion verwenden, aber nur die beste Theorie führt zu einer größtmöglichen Vereinfachung von $P(X)$.

Um die Unabhängigkeit dieses Verfahrens von der Wahl des theoretischen Beitrags zu testen, wurde eine zusätzliche Rechnung durchgeführt, bei der die bislang verwendete Theorie mit der alternativen Formel zur Berechnung des Energieverlustes nach Hubert [HBG90] ersetzt wurde. Der Unterschied der resultierenden Meßwerte dE/dX ist deut-

lich kleiner als der Meßfehler, wie man in Abb.3.12 sehen kann, obwohl der Unterschied der Theorien deutlich größer als der Meßfehler ist.

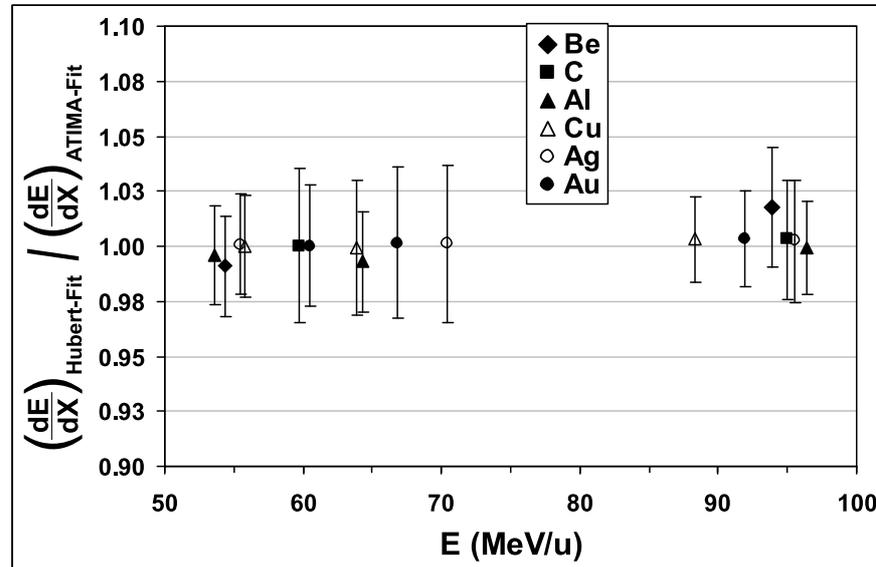


Abbildung 3.12: Verhältnis der Werte der Stopping-Power der Goldionen bestimmt durch den Einsatz der Formel von Hubert [HBG90] und der LS-Theorie in ATIMA [SGS98]. Der Vergleich zeigt die Unabhängigkeit des Auswerteverfahrens von der eingesetzten Theoriefunktion.

Der Meßfehler des Energieverlustes liegt im Bereich von 1% bis 3.5%. Der Hauptbeitrag ist auf die Ungenauigkeit der Targetdicke zurückzuführen (bis zu 3%). Der Rest des Fehlers wird vor allem durch den ungenauen Skalierungsfaktor bestimmt.

3.2.3 Messung der Energieverluststreuung

Experimentaufbau

Die Energieverlustverteilung wurde über die Impulsverteilung der Ionen nach einer dispersiven Strecke gemessen. Die Abbrems-targets befanden sich an S2. Es wurden drei Targetleitern mit Schrittmotorantrieb benutzt, was das Einstellen mehrerer kombinierter Targetdicken ermöglichte. Die Targetmaterialien variierten von Beryllium bis Gold. Es waren die gleichen Targets wie auch zur Messung der Energieverluste.

Um den Einfluß makroskopischer Targetinhomogenitäten auf die Energiestreuung zu vermeiden war unmittelbar vor den Targetleitern eine Lochblende aus Titan mit nur 0.3 mm Durchmesser und 3 mm Dicke angebracht. Ionen, die nicht durch diesen Kollimator gehen, erleiden einen so großen Energieverlust, daß sie nicht den Detektor an S4 erreichen. Gleichzeitig definiert die Lochblende die Größe des Objekts, welches nach S4 abgebildet wird. Dort erfolgte die Messung der Breite der Ortsverteilung mit Hilfe zweier MWPCs [Ste91]. Sie hatten eine intrinsische Ortsauflösung von 0.5 mm.

Zur Messung der Energieverluststreuung wurde der FRS im Standardmodus betrieben.

Diese achromatische Einstellung gewährleistet die Unabhängigkeit der Energieverluststreuung von Schwankungen in der Anfangsenergie. Mit homogenen Targets an S2 ist die Referenzsteifigkeit in beiden Hälften des FRS allerdings je nach Targetdicke verschieden. Das bedeutet, daß die Achromasie nicht immer vollständig ist und eine Restdispersion von S0 nach S4 verbleibt. Hier hilft wiederum die Lochblende, da sie, positioniert in der dispersiven Mittelebene des FRS, nur eine relative Impulsbreite von etwa 10^{-5} durchläßt. Da dieser Beitrag nur mit der Restdispersion von S0 nach S4 multipliziert wird, die viel kleiner ist als $(x, \delta)_{24}$, kann die unvollkommene Achromasie die Ortsbreite an S4 nicht verfälschen.

Bestimmung der Ortsverteilung

Die Ortsbreite an S4 soll proportional zur relativen Impulsbreite des Strahls sein. Es gibt jedoch auch noch andere Beiträge zur Ortsverteilung. So ist nur in der Bildebene der Ort unabhängig von der Winkelverteilung der Ionen im Target. Das Verhalten der Winkelstreuung folgte den theoretischen Vorhersagen [SGS98, PDG00] und war am geringsten nach dem Berylliumtarget und am stärksten nach dem Goldtarget. Somit ist der Beitrag der Winkelstreuung vor allem wichtig bei Targets mit hohem Z_2 und bei niedrigen Energien.

Ort und Winkel können mit den zwei MWPCs gemessen werden und durch Interpolation oder Extrapolation auch an anderen longitudinalen Positionen der Ort berechnet werden. Die Lage der Bildebene wurde dann als Position der Waist nach einem Goldtarget angenommen.

Der Beitrag der Objektgröße ist auf Grund der verwendeten Lochblende klein. Die Detektorauflösung ist jedoch nur etwa 0.5 mm. Dazu kommt noch die Winkelstreuung im 90 mg/cm² Titan-Austrittsfenster des FRS, welches das Hochvakuum vom Detektoraufbau bei Atmosphärendruck trennt, sowie in der Luft und im ersten Detektor. Die Optikeinstellung wurde so gewählt, daß die Bildebene nur etwa 40 cm hinter diesem Fenster liegt, so daß die Winkelverteilung möglichst wenig die Ortsbreite beeinflusst.

Das Ziel des Experiments war die Energieverluststreuung bei möglichst niedriger Energie zu messen. Bei den niedrigsten im Experiment untersuchten Austrittsenergien erreichen die Ionen den zweiten MWPC nicht mehr. In diesem Fall kann man die Position der Ionen nicht auf die wirkliche Bildebene zurückrechnen. Um trotzdem Messungen durchführen zu können, wurde die Bildebene bis auf die Position des ersten MWPCs noch im Vakuum vor dem Austrittsfenster verschoben und dann nur mit einem Detektor gemessen. Als Test der Auflösung wurde die Breite ohne Target betrachtet. Diese ist aber generell etwas zu schmal, da in diesem Fall die Winkelverteilung viel kleiner als mit Target ist.

Ein weiteres Problem stellt die Behandlung der Untergrundes dar. Die Ursache für den Untergrund war ein sehr kleiner Anteil an Fragmenten, die beim Abbremsen des Primärstrahls im Target gebildet werden und vor allem von der Lochblende gestreute Primärionen. Ein Teil der Ionen durchfliegt die Lochblende so, daß sie nur den Rand der Öffnung streifen. Dies führt nur zu einem sehr geringen Energiverlust und zu einem fast konstanten Untergrund auf der niederenergetischen Seite des Ortsspektrums. Teilweise konnte man auch einen Anteil auf der anderen Seite des Spektrums erkennen, der die gleiche Ursache hatte, und einfach zu einem benachbarten Ladungszustand gehörte.

Bei der Auswertung wurde der Untergrund auf beiden Seiten des Peaks jeweils als konstant angenommen, mit einer Kurve entsprechend dem Integral über den Peak verbunden und dieser Anteil abgezogen. Aus dem verbleibenden Histogramm wurde durch Auszählen die Standardabweichung im Ort (σ_x) innerhalb des Peaks bestimmt. Ein einfacher Gaußfit als Alternative ergab fast das gleiche Ergebnis. Das heißt der Unterschied war deutlich kleiner als der insgesamt angenommene Meßfehler.

Den Anteil der Energieverluststreuung an der Ortsbreite bekommt man, wenn die Verteilungen entfaltet werden. Dies kann man einfach durch abziehen der Varianzen mit und ohne Target voneinander erreichen,

$$\sigma_x^2 = \sigma_{x,mit}^2 - \sigma_{x,ohne}^2 . \quad (3.12)$$

Die gemessene Breite der Verteilung ohne Target sollte man dabei ein wenig nach oben korrigieren, weil die Messung mit Target auf Grund der Energieverluste im Target bei einer niedrigeren Energie stattfand. Das vergrößert die Winkelstreuung im Target und an S4. Diese Ungewißheit in der Breite der Nullmessung ist mit der Hauptanteil des Meßfehlers, der andere ist die Breite mit Target.

Umrechnung in Energieverlustverteilung

Die Breite der Energieverluststreuung wird mit der Hilfe der Dispersion aus σ_x in eine relative Impulsabweichung umgerechnet. Die dafür notwendige Austrittsenergie ist aus der Energieverlustmessung bekannt.

Bei der weiteren Umrechnung in eine Energieverteilung muß man den nichtlinearen Zusammenhang zwischen Impuls und Energie beachten. Das führt prinzipiell zu einer anderen Form der Energie- als der Impulsverteilung. Exakt wäre es die Impulse der Ionen einzeln in die entsprechende Energie umzurechnen und dann sich die resultierende Energieverteilung anzuschauen. Da aber die relative Breite der Energieverteilung sehr klein ist, kann man genausogut den Zusammenhang zwischen Energie und Impuls in diesem schmalen Energiebereich als linear annehmen. Es gilt dann

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \frac{\sigma_p}{p} . \quad (3.13)$$

Die Abweichungen von der Linearität entsprechen einer Änderung des Lorentzfaktors γ . Über die relative Energiebreite von maximal $3 \cdot 10^{-3}$ kann man dessen Änderung jedoch vernachlässigen.

3.2.4 Messung der Reichweiten

Versuchsaufbau

Die Reichweiteverteilung von Fragmentstrahlen ist auf Grund ihrer hohen Impulsbreite sehr lang. Ziel war es diese breite Verteilung auf eine viel kürzere zu reduzieren. Zur Produktion von Kernfragmenten wurde der homogene Degradier aus Aluminium an S2 benutzt. Für die Messung der Reichweiteverteilung wurden zwei Ionisationskammern (MUSICs) an S4 hintereinander positioniert. Zwischen ihnen wurde der keilförmige Degradier und der homogene Glasdegradier eingebaut, siehe Abb.3.13.

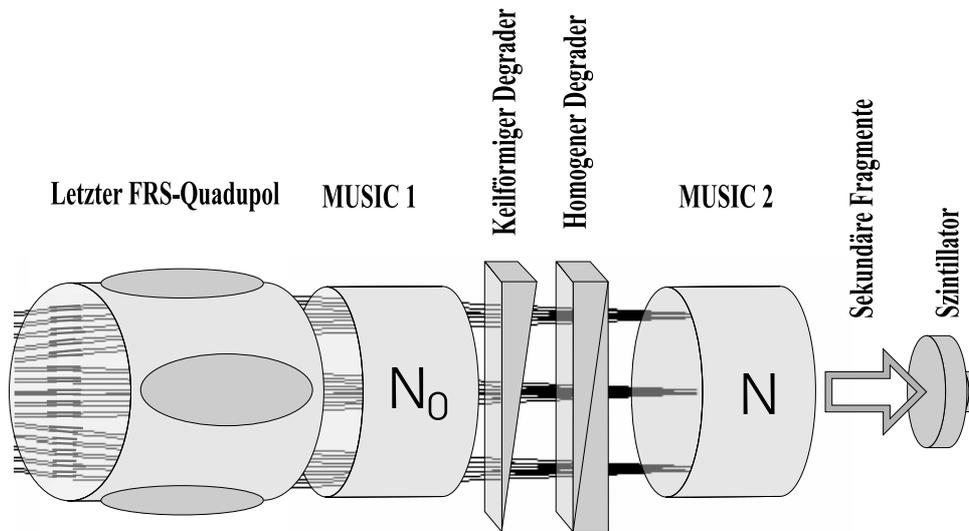


Abbildung 3.13: Experimenteller Aufbau an S4 zur Messung der Reichweiteverteilung.

Wenn ein Ion die erste MUSIC durchfliegt wird ein Trigger ausgelöst. Je nach Dicke des Degradiers und verbleibender Reichweite erreicht das Ion die zweite MUSIC oder nicht. Die Degradierdicke wurde mit Hilfe eines Schrittmotors gesteuert und somit die Reichweitenverteilung der Ionen verschoben. Die erreichbare Genauigkeit der Verschiebung betrug $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Je nach Ionengeschwindigkeit ist die Energiedeposition in der MUSIC verschieden hoch. In den Degradern wird außerdem ein Teil der Projektile fragmentiert. Die leichten Fragmente haben ebenfalls einen geringeren Energieverlust innerhalb der MUSIC. Für vier verschiedene Degradierdicken zeigt Abb.3.14 typische Energiespektren der zweiten MUSIC.

Wenn die gesamte Zahl der Ionen, die durch die erste MUSIC fliegen (gemittelt über die vier Elektroden) N_0 ist, zählt man noch N_i Ionen auf der i -ten Anode der zweiten MUSIC. Diese Zahl ist von der Dicke des homogenen Degradiers abhängig. Die Anzahl, der auf einer Anode der zweiten MUSIC gezählten Ionen, wurde nach einer Messzeit, die typischerweise 20000 Ereignissen entsprach, durch die Anzahl in der ersten MUSIC normiert. Dieses Verhältnis N_i/N_0 wird als Funktion der Dicke des Degradiers aufgetragen. Ein Beispiel dieser Kurven (Number-Distance-Curve) ist in Abb.3.15 gezeigt.

Je dicker der Abbremsler wird, desto weniger Ionen werden auf einer Anode der zweiten MUSIC gezählt, bis eine Dicke erreicht wird bei welcher alle Ionen vorher völlig gestoppt werden.

Um die leichten Fragmente nicht mitzuzählen kann man zum einen nur die Ionen in den Peaks der Energiespektren der MUSIC berücksichtigen und zum anderen den Szintillator hinter MUSIC 2 als Veto-Detektor verwenden. Allerdings erreichen nur wesentlich leichtere Ionen diesen Detektor. Man kann deutlich sehen, daß die Kurve in Abb.3.15 nicht direkt gegen eins strebt, wenn die Degradierdicke abnimmt. Das ist auf die Ionen zurückzuführen, die ein Signal in der ersten MUSIC erzeugt haben, aber dann im Degradiersystem vor der zweiten MUSIC fragmentierten. Erst wenn der Degradier

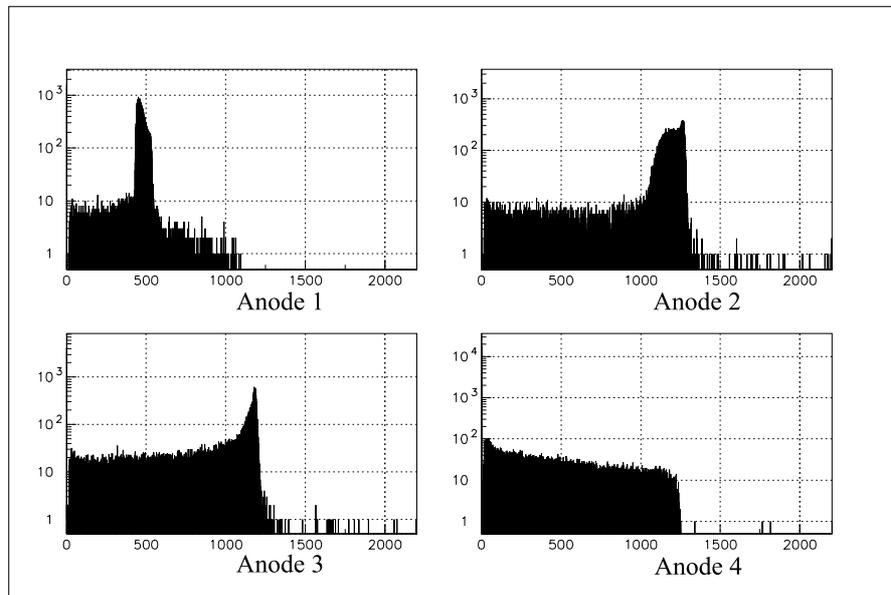


Abbildung 3.14: Energiespektren von ^{58}Ni -Ionen in der zweiten MUSIC aufgetragen in Kanälen des verwendeten Analog-Digitalwandlers. Mit der Degradierdicke läßt sich die Energiedeposition verändern. (Links oben) Die Ionengeschwindigkeit ist noch hoch und die Energiedeposition klein. (Rechts oben) Niedrigere Geschwindigkeit und mehr Energiedeposition. (Links unten) Die Anzahl der noch gezählten Ionen ist schon deutlich geringer. (Rechts unten) Es sind nur noch Fragmente zu sehen kein Primärstrahl mehr.

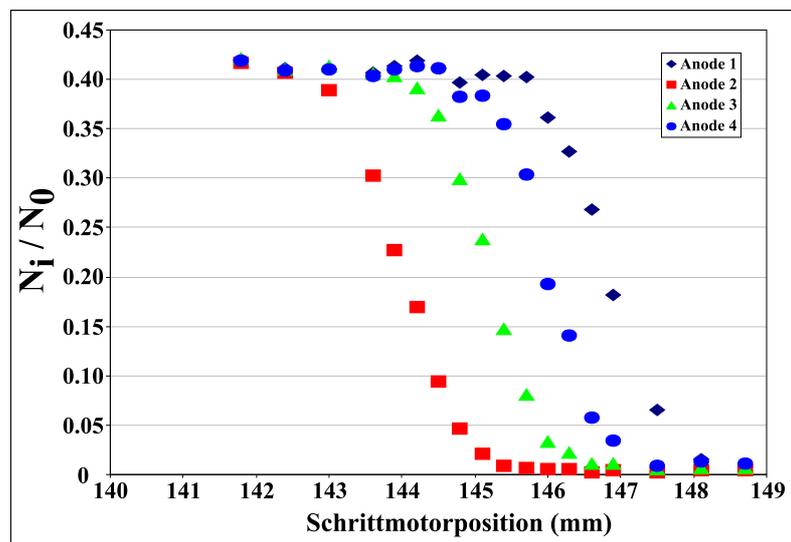


Abbildung 3.15: Number-Distance-Curve für den Primärstrahl aus ^{58}Ni -Ionen. Die 4 Kurven entsprechen den 4 Anoden von MUSIC 2. Die X-Achse ist in mm des Schritt-motors eingeteilt. Der Abstand der Anoden betrug jeweils 17.5 mg/cm^2 P10-Gas.

vollständig entfernt war, wurde das Verhältnis eins.

Auswahl der untersuchten Fragmente

Die Hauptkriterien zur Auswahl der Fragmente zum Test der Reichweitefokussierung waren:

- Ausreichende Produktion der Fragmente.
- Ausreichende Trennung der verschiedenen Fragmente.
- Mögliche deutliche Reduzierung der Reichweitenverteilung.

Da auf Grund des Targets an S2 keine Flugzeitinformation zur Verfügung stand, wurden solche Fragmente gewählt, die keine besonders breite Impulsverteilung besitzen, und deshalb schon allein auf Grund der magnetischen Steifigkeit im Masse-zu-Ladungsverhältnis (A/Z) getrennt werden können. Um die Separation eindeutig zu halten wurden relativ leichte Ionen angeschaut, die fast vollständig ionisiert sind.

Somit bot sich ^{58}Ni Ionenstrahl als Primärstrahl vom SIS an. Die Fragmente ^{56}Ni , ^{54}Co , ^{52}Fe konnten dann mit hoher Intensität produziert werden. Sie haben alle das gleiche A/Z und erreichen alle den Experimentaufbau an S4. Dort unterscheiden sie sich in der Reichweite und können auch an Hand der unterschiedlichen Energiedeposition ($\Delta E \propto Z^2$) in der ersten MUSIC identifiziert werden. An S3 und S4 wurden Schlitze benutzt, um Fragmente mit anderem A/Z abzutrennen.

Da die Impulsbreite der ^{56}Ni -Fragmente nach dem Target bei einer Energie von 461 MeV/u nach der Goldhaberformel [Gol74] und auf Grund des unterschiedlichen Energieverlusts im Target erwartungsgemäß nur $\sigma_E/E_0 = 0.73\%$ ist, kann der Faktor der erreichbaren Reichweitereduzierung allerdings nicht so groß sein.

Verlauf der experimentellen Untersuchung

Das Experiment zur Untersuchung der Reichweitestreuung wurde in drei Schritten durchgeführt. In einer Voruntersuchung wurde der optimale monoenergetische Winkel des Degraders für Ni bei einer Energie von 360 MeV/u vor dem Degraderelement experimentell bestimmt. Mit dem so bestimmten Winkel, wurde dann die Reichweite der obengenannten Fragmente gemessen. Zum Vergleich wurde der Versuch danach mit Degraderelementwinkel null wiederholt.

Zur Bestimmung des optimalen Degraderelementwinkels wurde ein Primärstrahl von ^{58}Ni -Ionen mit drei verschiedenen Energien, entsprechend 0.6% Unterschied im Impuls, durch das Spektrometer geschickt. Ohne den monoenergetischen Degraderelement und nur mit einem homogenen Abbremserelement wurden die Ionen mit diesen drei Energien an drei verschiedenen longitudinalen Positionen in der MUSIC gestoppt. Den monoenergetischen Degraderelement erkennt man daran, daß die Ionen trotz ihrer unterschiedlichen Energie im Mittel die gleiche Reichweite haben. Als Startwert wurde der theoretisch berechnete Degraderelementwinkel verwendet. Danach wurde der Winkel schrittweise angepaßt und jeweils eine Reichweitenverteilung für verschiedene Energien aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abb.3.16 gezeigt.

Bei der eigentlichen Reichweitemessung der Fragmente wurde zuerst der keilförmige Degradier auf Winkel null eingestellt und der homogene Degradier schrittweise gefahren, bis eine volle Reichweitenverteilung für mindestens zwei Anoden der zweiten MUSIC aufgenommen war. Danach wurde das gleiche mit dem ermittelten optimalen Winkel wiederholt. Die Verteilung wurde in groben Schritten auch weiter verschoben, so daß ^{54}Co und ^{52}Fe jeweils in der zweiten MUSIC abgestoppt wurden.

Datenaufnahme und Auswertung

Die Signale von den MUSIC-Anoden wurden aufgezeichnet. Parallel dazu wurde die Schrittmotorposition des homogenen Degradiers an S4 für jedes Event abgespeichert. Für jede Anode der zweiten MUSIC wurde die Anzahl der Ionen im Peak des Sollfragments durch Integration bestimmt, wobei der Untergrund beim Auszählen der Kanäle nicht berücksichtigt wurde. Allerdings ist die Trennung von den intensiven Fragmenten mit kleinem Unterschied in Masse und Ladung zum ^{56}Ni nicht sehr genau. Diese Fragmente haben jedoch immer noch eine um Größenordnungen geringere Intensität als das primäre Sollfragment. Auch erkennt man in Abb.3.15, daß die Kurve wirklich auf Null abfällt und somit kein bedeutender Anteil von Fragmenten mit unterschiedlicher Reichweite mitgezählt wurde.

Bei der Auswertung wurde die Anzahl der Ionen in den Spektren der ersten MUSIC gemittelt und durch die Anzahl der Ionen pro Anode in der zweiten MUSIC N_i normiert. Das Verhältnis N_i/N_0 als Funktion der Targetdicke hat den typischen Verlauf einer Fehler-Funktion da diese Verteilung durch Integration der gaußförmigen Reichweitenverteilung entsteht. Es wurde ein Fitprogramm geschrieben, das eine Fehler-Funktion nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Meßdaten anpaßt.

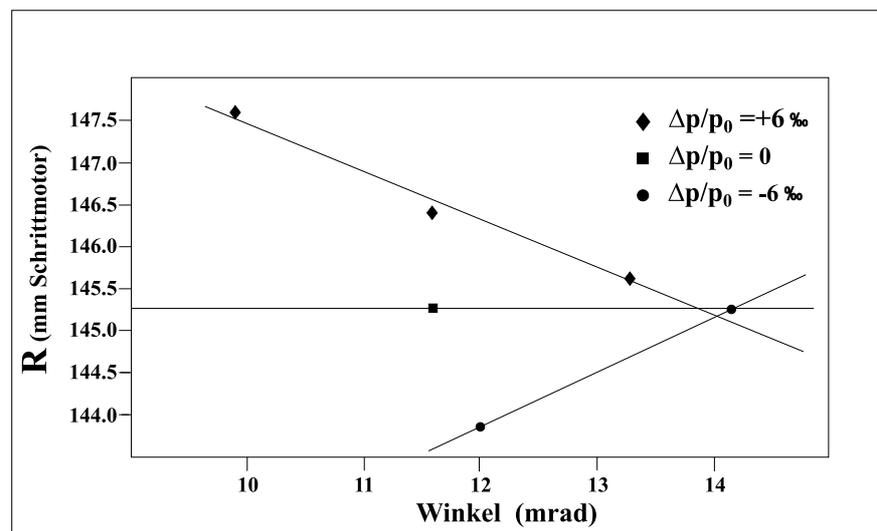


Abbildung 3.16: Mittlere Reichweiten des ^{58}Ni -Strahls als Funktion des Degradierwinkels. Im Schnittpunkt der Geraden haben auch die im Impuls um $\pm 0.6\%$ verschobenen Strahlen die gleiche Reichweite. Das entspricht dem monoenergetischen Degradierwinkel.

Die experimentellen Ergebnisse, die in dieser Arbeit präsentiert werden, sind noch nicht die vollständige Information aus den Meßdaten. Die bessere longitudinale Trennung der verschiedenen Fragmente wurde noch nicht ausgewertet. Auch die Untergrundkorrektur kann mit Hilfe des Veto-Detektors noch verbessert werden. Der Effekt der Reichweitefokussierung kann allerdings klar demonstriert werden. Es wurden bereits neue Experimente durchgeführt, aus denen die Degradereigenschaften und die erreichbare Reichweitefokussierung auch für schwerere Ionen folgen sollen.

Kapitel 4

Meßergebnisse und Vergleich mit der Theorie

4.1 Ladungsverteilungen

4.1.1 Relative Häufigkeiten

Die Gleichgewichtsladungsverteilung wurde bei verschiedenen Energien mit verschiedenen Targets experimentell bestimmt. Besonders interessant ist es den Verlauf der einzelnen Ladungszustände im Energiebereich unter 100 MeV/u und deren Auswirkung auf die Stopping-Power zu untersuchen. Wie man in Abb.4.1 sieht, wächst die Anzahl der Ladungszustände, die eine signifikante Häufigkeit haben, mit der Abnahme der Energie. Außerdem nimmt die Anzahl der Ladungszustände zu, was zu einer größeren Breite der Verteilung bei niedrigeren Energien führt.

Es ist auch zu beobachten, daß die Anzahl der Ionen mit Elektronen nur in der K-Schale im betrachteten Energiebereich gering ist und bei Energien kleiner als 80 MeV/u sogar verschwindet. Das bedeutet, daß die Ionisationsquerschnitte deutlich kleiner sind als die Querschnitte für den Elektroneneinfang.

Nach dem Goldtarget ist die Anzahl der Ladungszustände im Vergleich zu Aluminium größer und zu niedrigerer Ladung hin verschoben, denn in schweren Targetmaterialien wie Gold dominieren die Rekombinationsprozesse, bedingt durch den sogenannten NRC (Non-Radiative Electron Capture), im Gegensatz zu den leichten Materialien wie Beryllium oder Kohlenstoff. Oder anders gesagt: Die leichten Targets erweisen sich als bessere Stripper für niedrige Energie. Dieser Effekt ist auch im Verlauf des mittleren Ladungszustands in Abb.4.2 zu sehen.

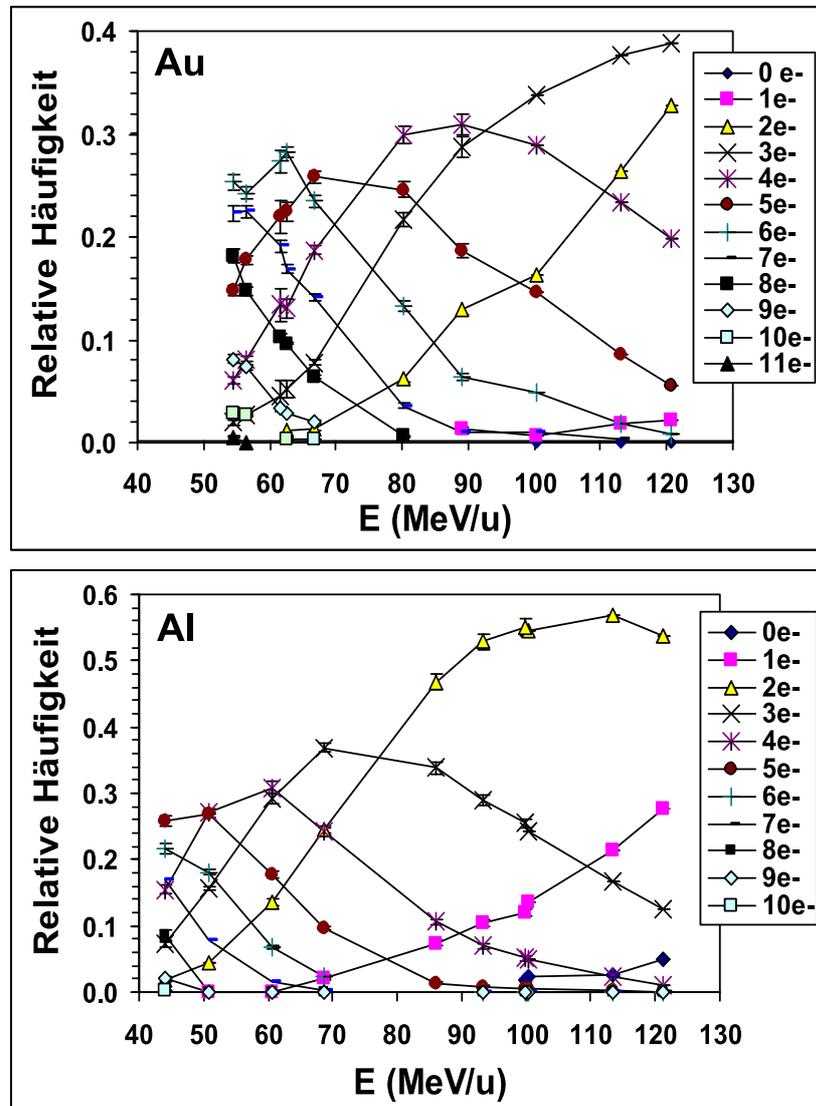


Abbildung 4.1: Gemessene Ladungsverteilungen von Goldionen im Gleichgewicht in Gold- (oben) und Aluminiumtargets (unten). Die Verbindungslinien zwischen den Meßpunkten dienen nur zur besseren Orientierung.

4.1.2 Mittlerer Ladungszustand

Der mittlere Ladungszustand im Gleichgewicht ist vor allem in Bezug auf die Energieverluste interessant. In Abb.4.2 ist der Verlauf des mittleren Ladungszustands für verschiedenen Targetmaterialien als Funktion der Energie dargestellt.

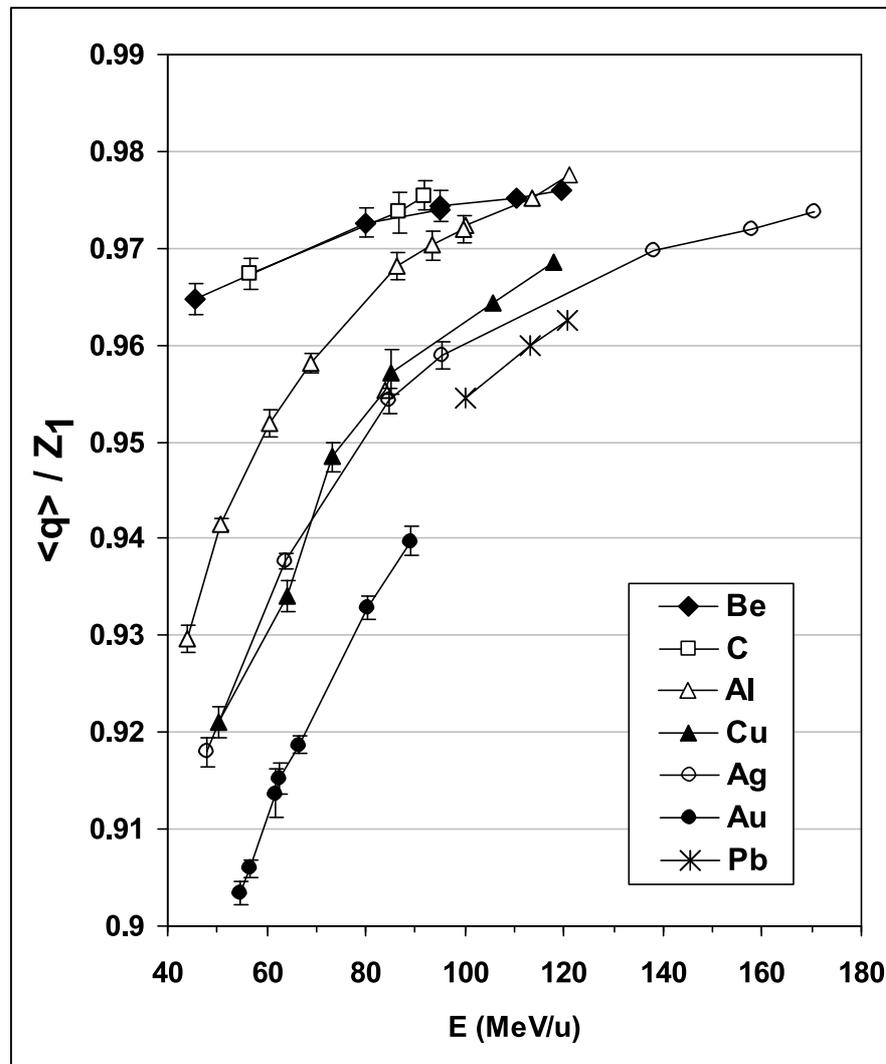


Abbildung 4.2: Gemessener mittlerer Ladungszustand von Goldionen in verschiedenen Targetmaterialien. Die Meßpunkte sind zur besseren Orientierung mit Geraden verbunden.

Es ist interessant, die experimentellen Werte mit verschiedenen theoretischen Ansätzen zu vergleichen. Das Konzept der effektiven Ladung wird in verschiedenen Simulationen benutzt um die Abschirmung der Kernladung durch die Elektronen zu approximieren. Die Formel von Pierce und Blann [PiB68], die eine Anwendung im Programm ATIMA findet, sowie die Theorie von Brandt¹ (siehe Ref.[Bra82, BrK82]) benutzen eine von Z_1

¹Wird im Simulationsprogramm SRIM2000 benutzt.

abhängige mittlere Ladung. Die Z_2 -Abhängigkeit, die in diesen Formeln implementiert wurde, führt zu sehr kleinen Korrekturen in der effektiven Ladung im betrachteten Energiebereich. Die beiden Ansätze liefern gute Ergebnisse bei hohen Energien, wo die Abschirmung gering ist. Ein Vergleich dieser Formeln mit den gemessenen Werten wird in Abb.4.3 gezeigt.

Bei niedrigen Energien sieht man eine deutliche Abweichung vom Experiment. Die Formeln nach Pierce und Blann oder Brandt führen zu einer zu großen Abschirmung der Kernladung. Bei den betrachteten Energien ist man schon zu nahe an dem kritischen Parameter der Bohr-Geschwindigkeit (v_0) die für Schwerionen mit Z_1 skaliert wird. Nur bei Projektilgeschwindigkeiten größer $Z_1 v_0$ sind diese Formeln anwendbar.

Eine bessere Beschreibung der mittleren Ladung in dem betrachteten Energiebereich liefert das Simulationsprogramm GLOBAL, welches theoretische Umladungsquerschnitte benutzt, um die Ladungsverteilung der Ionen zu bestimmen. In Abb.4.3 sieht man, daß die Formeln von Pierce und Blann oder Brandt von den experimentellen Werten bis zu 10% abweichen. Der Unterschied zu GLOBAL beträgt nur 2%. Allerdings weiß man aus anderen Experimenten [AnM87, WGS00], daß die Ionisationsquerschnitte bei niedriger Energie durch GLOBAL überschätzt werden und das speziell für die schweren Targetmaterialien.

So sieht man in Abb.4.3 praktisch keine Abweichung in Beryllium und Kohlenstoff, Abweichungen in Kupfer und Silber, sowie einen deutlichen Unterschied in Gold. In diesem Bereich ist die in GLOBAL verwendete Störungstheorie eigentlich nicht mehr anwendbar.

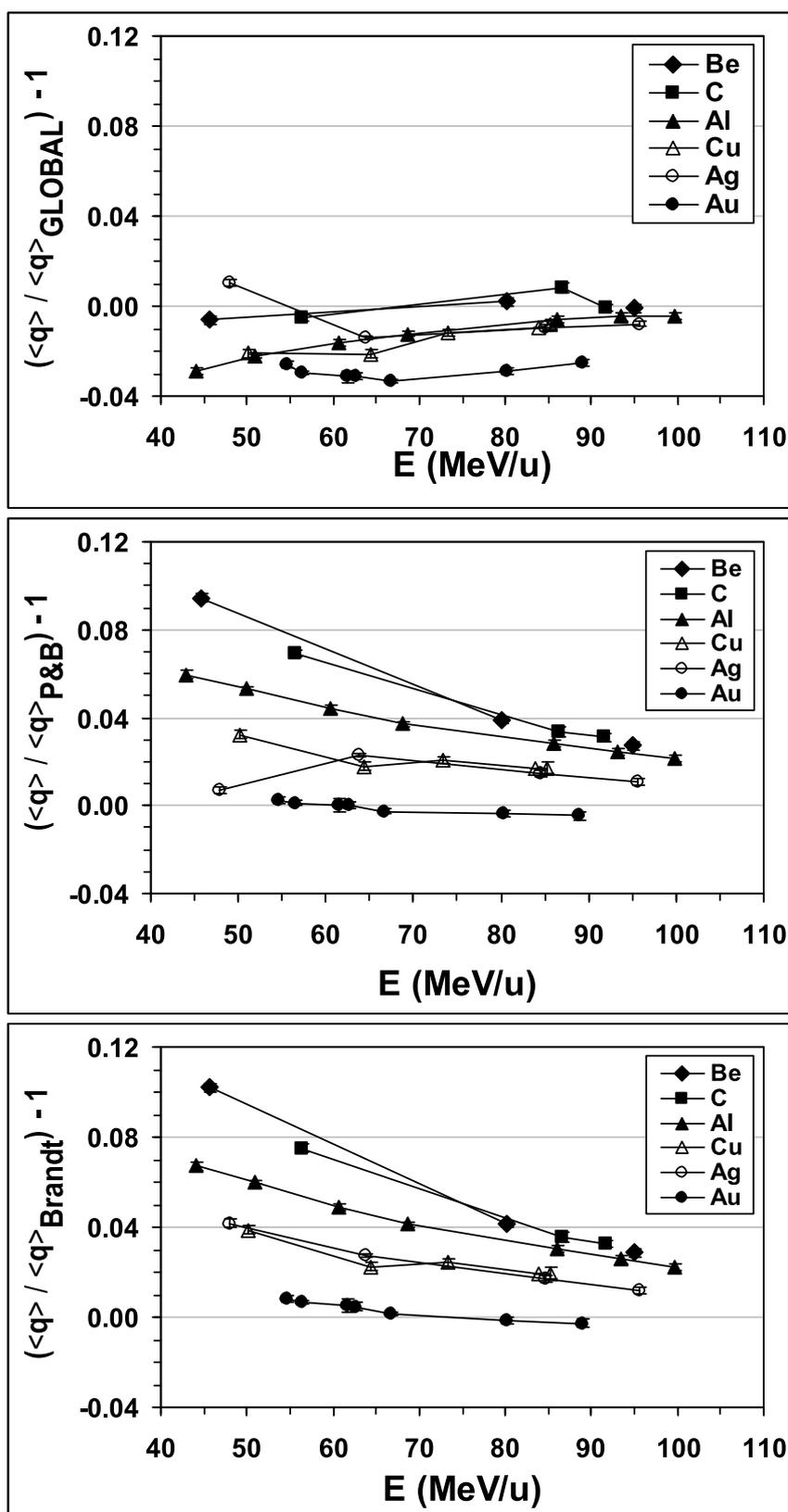


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen den gemessenen Ladungen von Goldionen und verschiedenen theoretischen Modellen: GLOBAL [SSM98] (oben), Pierce und Blann [PiB68] (Mitte), Brandt [Bra82] (unten).

4.2 Energieverluste

Die Abb.4.4 zeigt den Verlauf der gemessenen spezifischen Energieverluste als Funktion der Energie.

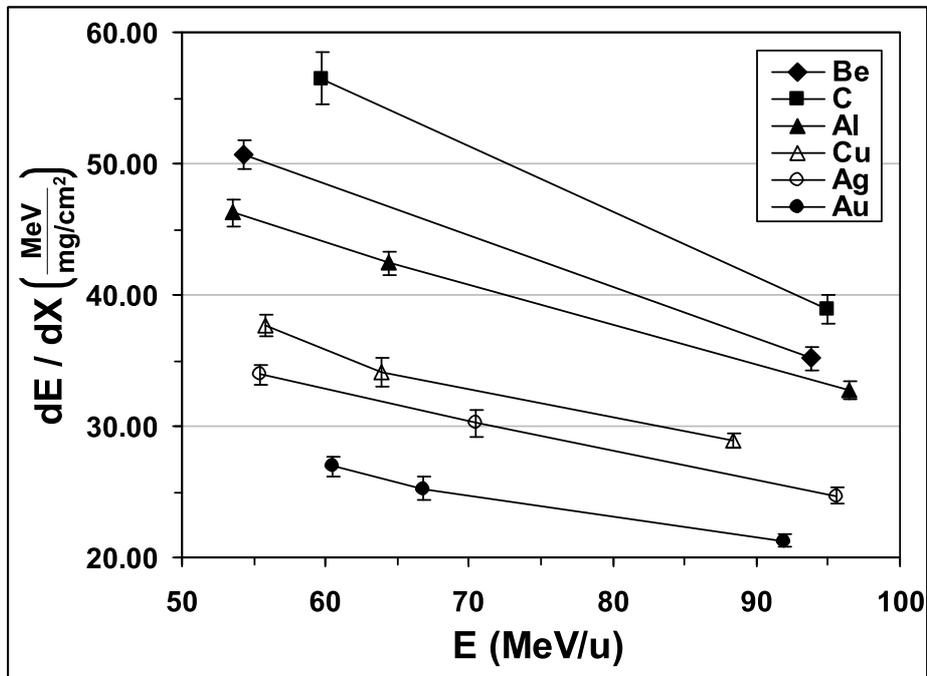


Abbildung 4.4: Gemessene spezifische Energieverluste (“Stopping-Power”) für Goldionen in verschiedenen Materialien.

Wie erwartet steigen sie mit der Abnahme der Energie bei allen Targetmaterialien. Man kann diesen Effekt mit der längeren Wechselwirkungszeit der Stoßpartner erklären. Das führt zu einer größeren Wahrscheinlichkeit Impuls auszutauschen und erhöht damit die Energieverluste. Zur Interpretation der Messungen der Stopping-Power wurden Vergleiche mit zwei Theorien gemacht: Die LS-Theorie [LiS96] und die semiempirische, an verschiedene experimentelle Werte angepaßte, ZBL-Theorie [ZBL85].

4.2.1 Ladungsabhängigkeit

Die LS-Theorie beschreibt sehr gut die Stopping-Power nackter Projektile. Es gibt aber Probleme, wenn die Ionen nicht mehr voll ionisiert sind. Schon bei 150 MeV/u gibt es eine Abweichung von experimentellen Daten für Goldionen von etwa 5%, wenn nackte Projektile angenommen werden [WGS00]. Diese Annahme ist im untersuchten Energiebereich nicht sinnvoll.

Um den Effekt der nicht vollständig ionisierten Ionen und dessen Einfluß auf die Stopping-Power zu berücksichtigen, wird häufig das Konzept der effektiven Ladung benutzt. Man rechnet dann in der Theorie nicht mehr mit nackten Ionen, sondern mit einer gemittelten Ladung, die kleiner als die Ordnungszahl des Projektils ist. Damit

werden die gebundenen Elektronen berücksichtigt. Im Simulationsprogramm ATIMA [SGS98], in dem die LS-Theorie implementiert ist, wurde die Formel für die mittlere Ladung der P&B-Theorie [PiB68] benutzt. Wie vorher erörtert wurde, wird so die Abschirmung der Ionen mit kleiner Projektilkernladung (Z_1) bei niedrigen Energien deutlich überschätzt. Die effektive Ladung der P&B-Theorie wird statt Z_1 in die LS-Theorie eingesetzt. Das bedeutet aber keine einfache Skalierung mit der Ladung. Das Ergebnis dieses Vergleichs ist in Abb.4.5 dargestellt.

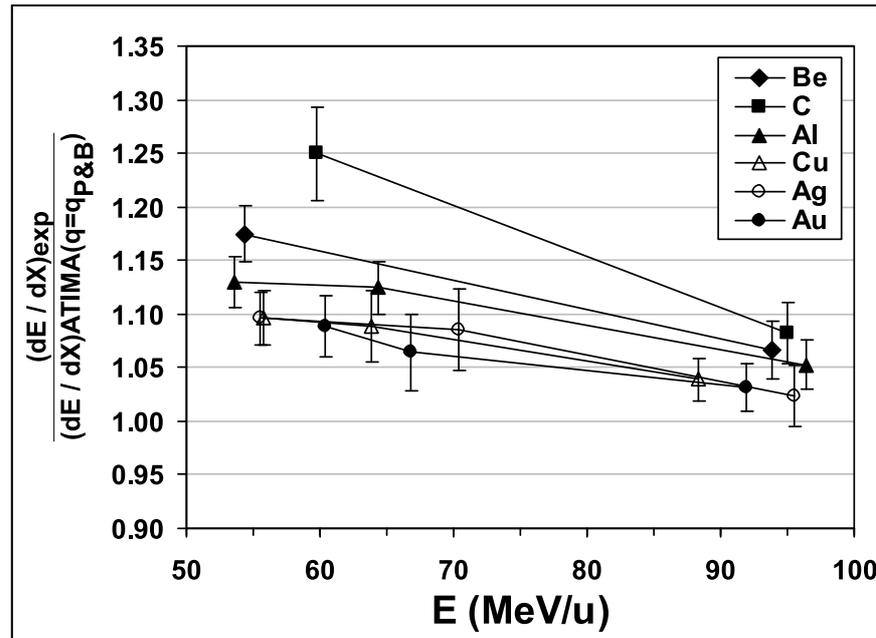


Abbildung 4.5: Experimentelle Stopping-Power für Au-Ionen in verschiedenen Target-Materialien, normiert durch die Werte von der LS-Theorie mit einer effektiven Ladung nach Ref. [PiB68].

Man sieht nun eine große Abweichung für Targets mit kleinem Z_2 , da in diesen Materialien auch die mittlere Ladung stark von q_{eff} abweicht. Die verwendete Formel für die effektive Ladung ist nur von Z_1 abhängig. Die schlechte Übereinstimmung der experimentellen Werte mit der Theorie für Targets mit kleinen Z_2 zeigt jedoch, daß eine Berücksichtigung der Z_2 -Abhängigkeit in der effektiven Ladung notwendig ist.

Genauer betrachtet ist der Energieverlust für jeden Ladungszustand unterschiedlich. Der Energieverlust für Punktladungen wird von der LS-Theorie gut beschrieben. Man kann deshalb den mittleren Energieverlust als den Mittelwert der Energieverluste der Ionen in den einzelnen Ladungszuständen gewichtet mit den relativen Häufigkeiten der Ladungszustände berechnen. Dabei wurden die Projektile als punktförmig angenommen, mit ihrer Ionenladung².

In einem ersten Vergleich wird dieser Ansatz mit den theoretischen Ladungshäufigkeiten

²Abschätzungen auf der Basis der Rechnung von Weick und Sørensen [WSG02] haben gezeigt, daß Abweichungen von der Punktform die Stopping-Power nur etwa 0.2% bis 0.3% verändern.

nach GLOBAL verwendet. Das Ergebnis sieht man in Abb.4.6. Es ist eine deutliche Verbesserung der Theorie gegenüber Abb.4.5 festzustellen.

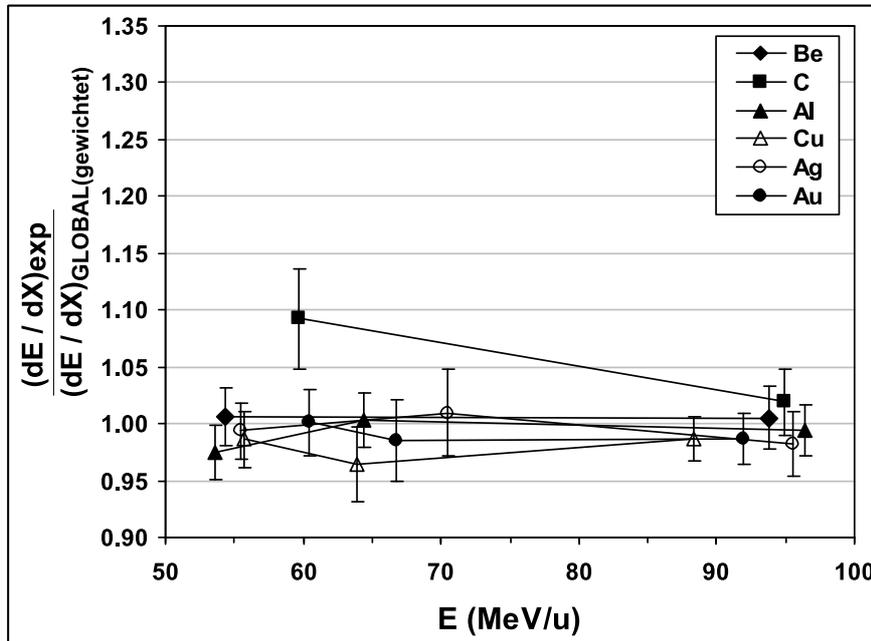


Abbildung 4.6: Experimentelle Stopping-Power für Goldionen in verschiedenen Targetmaterialien, normiert durch die Werte der LS-Theorie mit Korrekturen. Die partielle Stopping-Power nach dem Punktladungsmodell wurde entsprechend der theoretischen Häufigkeit der Ionenladung nach GLOBAL gewichtet.

Schließlich kann man noch an Stelle der theoretischen Ladungshäufigkeiten die gemessenen Ladungsverteilungen verwenden. Diese Methode hat den Vorteil, daß keine speziellen Annahmen über die Ladungsverteilung gemacht werden müssen. Den Vergleich zwischen der gemessenen Stopping-Power und den durch die oben genannte Methode berechneten Werten zeigt Abb.4.7. Man kann in dieser Abbildung sehen, daß die Übereinstimmung mit den Meßdaten gut ist, nur die Werte von Kohlenstoff weichen etwas mehr ab.

Zusätzlich zu dem Vergleich mit der LS-Theorie wurde die gemessene Stopping-Power auch mit den Ergebnissen des Programms SRIM-2000 [ZBL85] verglichen, siehe Abb.4.8. Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment in diesem Energiebereich. Wenn man aber den Verlauf der effektiven Ladung nach der Theorie von Brandt [Bra82] betrachtet, die in SRIM-2000 benutzt wird, stellt man fest, daß die theoretischen Werte für die mittlere Ladung bis zu 10% unter den experimentellen Werten liegen. Deshalb würde man eine größere Abweichung in der Stopping-Power erwarten. Die Stopping-Power für Schwerionen wird in dieser Theorie durch Skalieren der Protonen-Stopping-Power mit der effektiven Ladung nach Brandt berechnet. Damit wird die Bloch-Korrektur [Blo33] nicht berücksichtigt³. Das führt zu einem überschätzten Wert der Stopping-Power für Goldionen in dem betrachteten Energiebereich unter

³Im Gegensatz dazu beinhaltet die LS-Theorie in ΔL_{LS} die Blochkorrektur [LiS96].

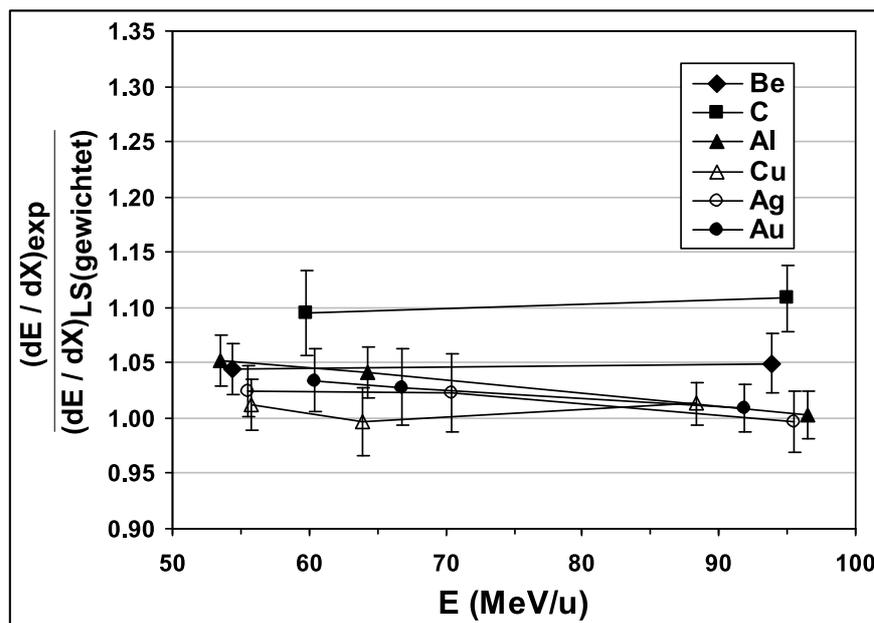


Abbildung 4.7: Experimentelle Stopping-Power für Goldionen in verschiedenen Targetmaterialien, normiert durch die Werte der LS-Theorie mit Korrekturen. Die partielle Stopping-Power nach dem Punktladungsmodell wurde entsprechend der gemessenen relativen Häufigkeit der Ionenladung gewichtet.

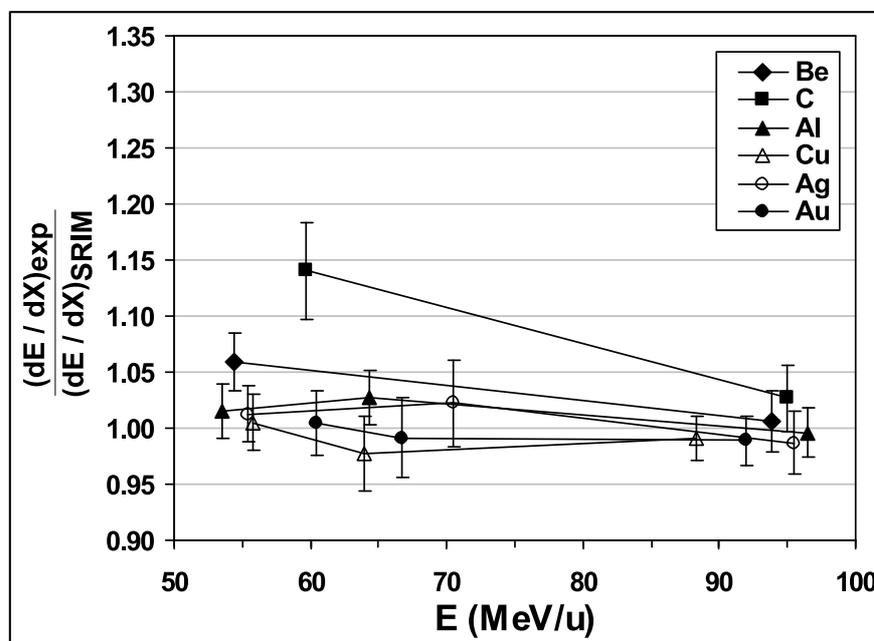


Abbildung 4.8: Experimentelle Stopping-Power für Goldionen in verschiedenen Targetmaterialien, normiert durch die Werte des Simulationsprogramms SRIM [ZBL85].

100 MeV/u. Skaliert man dann mit der unterschätzten effektiven Ladung nach Brandt, kompensieren sich die beiden Effekte, wie in Abb.4.8 zu sehen ist. Aus den genannten Gründen kann man die relativ gute Übereinstimmung mit dem Experiment erklären, Dennoch aber keine zuverlässige theoretische Methode zur Bestimmung der Stopping-Power der Schwerionen bei hohen Energien herleiten.

4.2.2 Barkas-Effekt, Schalenkorrekturen

In der Theorie, die dem Programm ATIMA zugrunde liegt, sind der Barkas-Effekt nach Jackson und McCarthy [JaM72] und Lindhard [Lin76], sowie Schalenkorrekturen nach Barkas und Berger [BaB64] berücksichtigt. Um zu testen ob die Größe dieser Korrektur stimmt wird in Abb.4.9 ein Vergleich der Meßwerte mit der LS-Theorie ohne die einzelnen Korrekturbeiträge gezeigt. Die Werte mit beiden Korrekturen entsprechen denen in der Abb.4.7. Im Falle von Berylliumtargets erwartet man nur eine kleine Abweichung von der LS-Theorie in der die gemessenen Ladungshäufigkeiten zur Wichtung verwendet wurden. Sie liegt innerhalb des Meßfehlers. Im Falle von Goldtargets jedoch sollte der Wert um bis zu 15% bei den niedrigsten Energien von der Theorie abweichen, wenn der Barkaseffekt nicht berücksichtigt wird. Das ist um ein Vielfaches größer als der Meßfehler von 3%. Das zeigt deutlich wie wichtig dieser Beitrag wird, wenn die Energie abnimmt. Während bei höheren Energien keine signifikante Differenz beobachtet werden konnte [Wei00], nimmt die Abweichung im untersuchten Energiebereich stark zu.

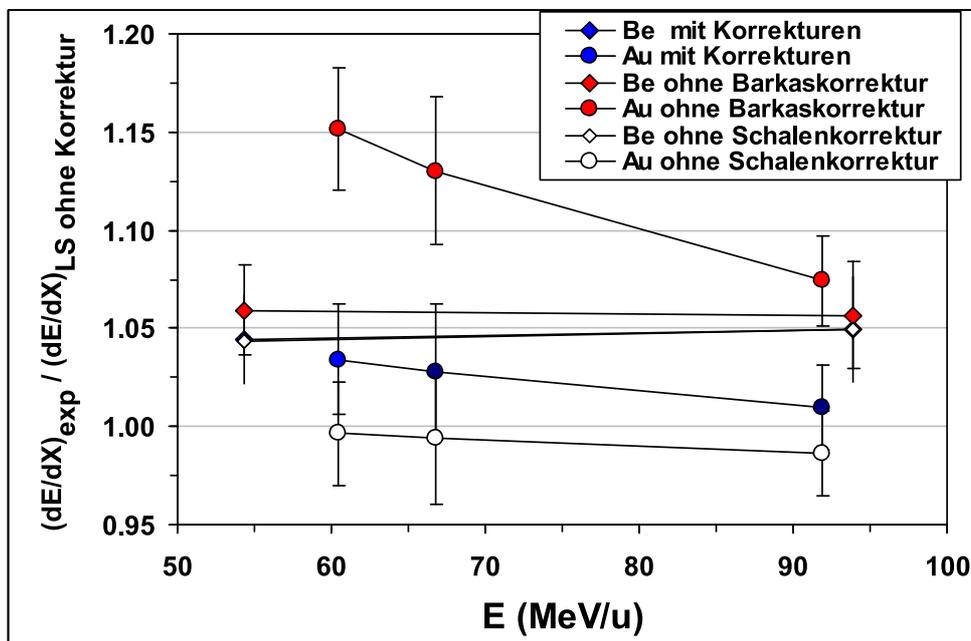


Abbildung 4.9: Verhältnis der experimentellen Stopping-Power zur entsprechend der Ladungshäufigkeiten gewichteten LS-Theorie. Die erste Rechnung wurde mit beiden Korrekturen gemacht, danach wurde jeweils eine der beiden Korrekturen weggelassen. Deutlich zu sehen ist die große Abweichung ohne Barkaskorrektur.

Die erwarteten Schalenkorrekturen wirken sich dagegen nicht so dramatisch aus. Ohne die verwendete Korrektur wäre das Verhältnis zur Theorie um bis zu 4% kleiner. Das läßt sich aber auf Grund des Meßfehlers nicht quantitativ bestätigen. Bei der theoretischen Behandlung des Barkaseffekts gibt es unterschiedliche Ergebnisse. Die hier ermittelten Werte können zum Theorietest verwendet werden, allerdings kann man nicht sauber den Barkaseffekt von den Schalenkorrekturen trennen, denn der genaue Beitrag der anderen Effekte ist nicht bekannt und muß noch näher untersucht werden.

4.3 Energieverluststreuung

Die hier vorgestellten Meßergebnisse zeigen die Energieverluststreuung (Energy Straggling) in einem Energiebereich in dem bisher keine experimentellen Daten existierten.

In Abb.4.10 sieht man die Abhängigkeit der Energieverluststreuung vom Targetmaterial.

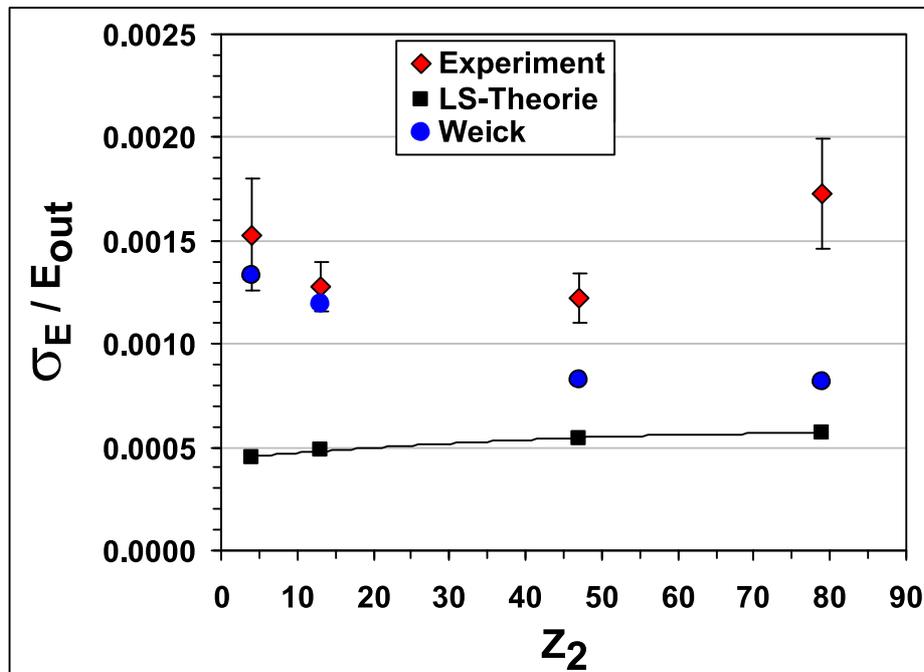


Abbildung 4.10: Relative Standardabweichung der Energieverluste von Goldionen bei einer Austrittsenergie (E_{out}) von 88 MeV/u. Die Eintrittsenergie E_0 betrug 106.5 MeV/u. Die Experimentwerte werden mit der LS-Theorie [LiS96] und einer Monte-Carlo-Simulation mit Umladungs-Straggling von Weick [WSG02] verglichen.

Die Energie vor dem Target in dieser Messung war 106.5 MeV/u. Die Energieverluststreuung wurde jeweils nach Targets eines Materials mit verschiedenen Dicken gemessen. Diese Werte wurden dann so interpoliert, daß alle bei einer gemeinsamen Austrittsenergie angegeben werden können. Zum Vergleich sind Theoriewerte für die Energieverluststreuung angegeben. Die gemessene Energiestreuung ist um ein Vielfaches größer als

das reine Kollisionsstragglung nach der LS-Theorie (ATIMA). Für die leichten Targetmaterialien (Al, Be) kann man den Unterschied durch den zusätzlichen Beitrag des Umladungs-Stragglung erklären, das heißt die Monte-Carlo-Simulation mit freien Weglängen entsprechend den theoretischen Umladungsquerschnitten nach GLOBAL (wie in Ref.[WSG02]) und führt zu einer Übereinstimmung mit dem Experiment. Ohne das Umladungs-Stragglung zu berücksichtigen, läßt sich der Unterschied durch etwa einen Faktor drei beschreiben. In Silber und Gold ist die Abweichung von der LS-Theorie auch stark ausgeprägt. Allerdings kann diese nicht durch die Simulation erklärt werden. Ein Grund dafür können die zu großen Umladungsquerschnitte nach GLOBAL sein, die zu zu kleinen freien Weglängen führen und somit zu einer Unterschätzung der Energieverluststreuung. Der Anstieg der Energieverluststreuung bei Targets mit hohem Z_2 scheint systematisch bei niedriger Projektilenergie zuzunehmen (vergleiche die Daten in Ref.[WGS00b]). Wie der große Unterschied (Faktor 2) zur Simulation quantitativ erklärt werden könnte, ist bisher unbekannt. Ein entscheidender Beitrag elastischer Stöße ist bei dieser hohen Energie auszuschließen. Targetinhomogenitäten wurden im Meßfehler berücksichtigt, sind aber nicht der dominante Beitrag.

Für Energien unter 65 MeV/u ist die Targetinhomogenität, bedingt durch die Oberflächenrauigkeit, zu berücksichtigen. Als Test wurde das "Stragglung" in einem sehr dünnen Goldtarget (2 mg/cm²) untersucht. In diesem Fall ist der erwartete Beitrag der Inhomogenität zur Energieverluststreuung ungefähr fast genauso groß wie in einem dickeren Target. Die so gemessene Energieverluststreuung kann also als eine Abschätzung des Beitrags der Oberflächenrauigkeit benutzt werden, denn die dickeren Goldtargets wurden nach der gleichen Technik hergestellt (durch Walzen).

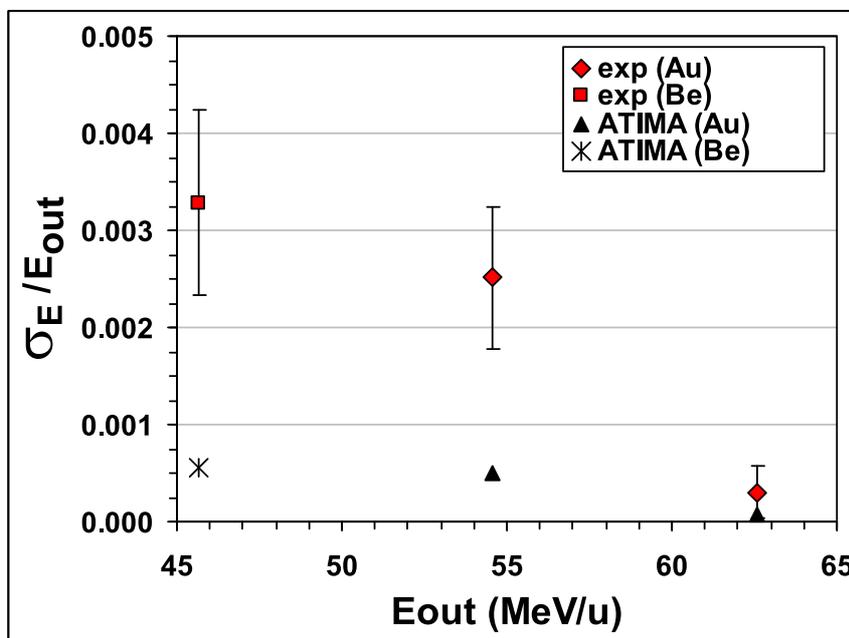


Abbildung 4.11: Relative Standardabweichung der Energieverluste von Gold- und Berylliumionen bei verschiedenen Austrittsenergien. Die Eintrittsenergie E_0 betrug 63 MeV/u. Die Experimentwerte werden mit der LS-Theorie [LiS96] verglichen.

In Abb.4.11 ist die Energieverluststreuung nach dem erwähnten dünnen Target sowie nach einem 61 mg/cm^2 Goldtarget und einem 68 mg/cm^2 Berylliumtarget gezeigt. Wie man sehen kann, wird der Unterschied zur LS-Theorie bei niedriger Energie noch größer. Er beträgt einen Faktor 5 beim Goldtarget und einen Faktor 6.5 beim Beryllium. Das ist deutlich außerhalb des Meßfehlers, der zum Großteil durch die Targetinhomogenität gegeben ist. Allerdings kann diese nicht noch größer sein, wie die Messung mit dem 2 mg/cm^2 Goldtarget gezeigt hat. Das Umladungsstraggling hat sicherlich auch einen großen Beitrag, kann aber wegen der ungenauen Querschnitte nicht genau berechnet werden.

4.4 Reichweitefokussierung

Eine unmittelbare Folge der Energieverluststreuung ist die Reichweitestreuung, wenn Ionen in Materie abgebremst werden. Zur Reichweitestreuung trägt aber auch die Anfangsverteilung der Ionenenergie bei. In dieser Arbeit war ein Hauptziel die Auswirkung einer breiten Anfangsverteilung der Ionenimpulse, verursacht durch Kernreaktionen in einem Target, auf die Reichweiteverteilung zu untersuchen und Methoden zu entwickeln, die eine Reduzierung dieser Breite gewährleisten. Das wurde durch eine Kombination von Ionenoptik und Abbremsern erreicht. Dieses Verfahren wird Reichweitefokussierung genannt.

Die experimentellen Ergebnisse zur Reichweitefokussierung sind in Abb.4.12 dargestellt. Sie zeigen die Abnahme der Anzahl der Ionen, welche die Ionisationskammer als Detektor (siehe Abb.3.13) noch erreichten, als die Degradierdicke zunahm. Aus der Form des Abfalls der Intensität folgt die Reichweiteverteilung. Das Straggling hat zwei Anteile. Der erste kommt von der verbleibenden Streuung des Eintrittsimpulses der Ionen. Die Ursache hierfür war in diesem Experiment die Projektil-Fragmentation bei der die Ionen gebildet wurden. Das entspricht einer Anfangsenergiebreite $(\sigma_E/E_0 \sim 0.73\%)^4$. Der zweite Anteil kommt von der Streuung im Abbremsers selbst. Dieser Anteil ist allerdings klein im Vergleich zu dem ersten, denn wie man in Abb. 4.12 sieht ist ohne Fokussierung des ersten Anteils die Reichweiteverteilung um einen Faktor 4.4 breiter.

Im Abbremsers (Degraders) und in der sonstigen Materie (siehe Abb.3.13) entstehen auch Fragmente mit unterschiedlicher Masse und Kernladung im Vergleich zu ^{56}Ni . Damit kann man erklären warum die Kurven für N/N_0 in Abb.4.12 nicht gegen eins streben, wenn sich die Dicke des Degraders verringert. Die Fragmente machen entweder einen kleineren Energieverlust oder erreichen den Detektor erst gar nicht. Sie haben auch eine breite Winkelverteilung und damit keine 100% Transmission zum Detektor. Es sollte nur die Reichweitenverteilung von ^{56}Ni untersucht werden, die sekundären Fragmente wurden nicht mitgezählt.

Die unterbrochene Linie in Abb.4.12 zeigt die Reichweitestreuung der ^{56}Ni -Ionen, die nur von einem homogenen Degraders abgebremst wurden. Mit dem experimentell bestimmten optimalen Degraderswinkel, kann man die Anfangsenergiebreite der Fragmente durch die Energieverluste kompensieren. Dies wird von der dicken Linie in Abb.4.12 bestätigt. Die kleine Verschiebung des Maximums der Verteilung kann man durch eine kleine Änderung der mittleren Dicke des Degraders erklären, welche beim Verstellen

⁴Dies ist der theoretische Wert, berechnet nach MOCADI [IGM97].

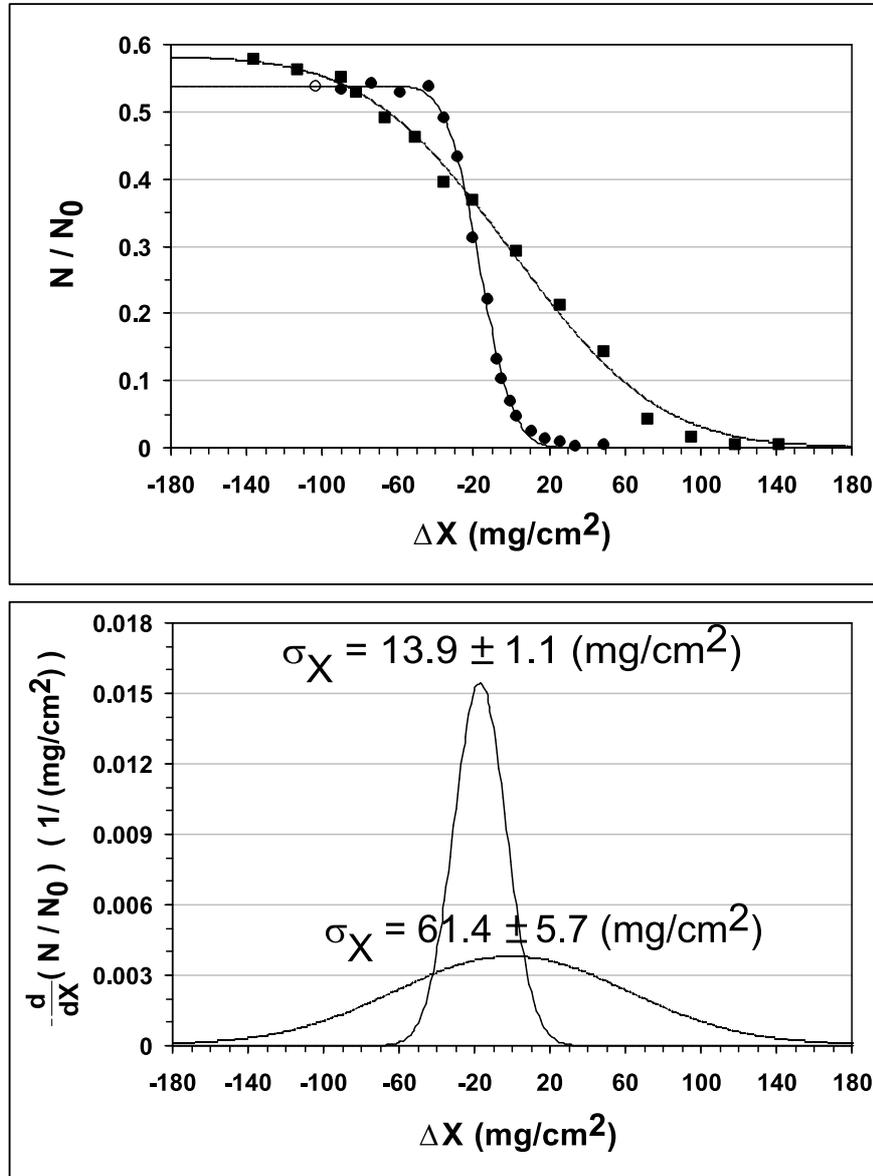


Abbildung 4.12: Gemessene Reichweiteverteilungen von 360 MeV/u ^{56}Ni Ionen, mit und ohne Reichweitenfokussierung. Oben ist die direkt gemessene Abnahme der Anzahl der Ionen nach dem Abbremsler als Funktion der Dicke gezeigt, unten die Ableitung davon. Die negativen Zahlen bedeuten eine Reichweite kleiner als der Mittelwert der Reichweite.

des Winkels entsteht. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine große Reduzierung (Faktor 4.4) der Reichweitestreuung. Damit ist die Reichweiteverteilung der Ionen fast vergleichbar mit der eines primären Ionenstrahls vom SIS ohne Projektilfragmentation.

Kapitel 5

Anwendungen

5.1 Abbremsen von Fragmentstrahlen

Exotische Kerne können bei hohen Energien im Flug produziert und separiert werden. Viele Experimente jedoch verlangen viel niedrigere Energie oder einen kleineren Phasenraum des Strahls, der durch das vollständige Abstoppen und Nachbeschleunigen der gestoppten Ionen erzeugt werden kann.

Eine Reduzierung der Strahlenergie kann erreicht werden durch einen inversen Beschleuniger oder durch Abbremsen in Materie. Als Materie kommt dabei ein Festkörper oder ein Gas in Frage. Im Festkörper kann der Hauptanteil der Strahlenergie auf einer kurzen Strecke reduziert werden. Allerdings ist es schwer, im Festkörper abgestoppte Ionen schnell und effizient zu extrahieren. Daher kann man ein Gas zum vollständigen Abstoppen der Ionen verwenden.

Gegenüber dem inversen Beschleuniger hat das Abbremsen in Materie den Vorteil, daß es sehr schnell ($\sim 1 \text{ ns}$) ist. In der transversalen Richtung vergrößert sich der Phasenraum beim Abstoppen in Materie kaum, weil die abbremsende Kraft im Mittel genau gegen die Flugrichtung wirkt und das Phasenraumvolumen nur durch die Winkelstreuung ansteigt. Das ist ein Vorteil gegenüber dem Abbremsen in einem Beschleuniger, in dem nur die longitudinale Komponente des Impulses reduziert wird.

Neue Projekte auf dem Gebiet der Kernstrukturforschung beinhalten die Methode des Abbremsens in Materie als einen wichtigen Bestandteil zur Erforschung exotischer Kerne, wie z.B. RIA [RIA01], RIKEN-RIBF [RIK02] und das GSI-Zukunftsprojekt (Super-FRS) [CDR01]. Der niederenergetische Teil des Super-FRS soll exotische Nuklide aller Elemente abbremsen, die weiter in verschiedenen Experimenten benutzt werden.

Das vorgeschlagene experimentelle Programm umfasst eine Großzahl von Experimenten in der Kern- und Atomphysik, Erforschung der schwachen Wechselwirkungen und Biophysik. Hier ist zum Beispiel das AGATA (Advanced Gamma Tracking Array) [AGA01] Experiment zu erwähnen, das von der kleinen Doppler-Verbreitung der energiefokussierten niederenergetischen Strahlen profitieren wird. Andererseits können die im Flug separierten exotischen Kerne auch sehr effizient in einer Gaszelle komplett abgestoppt werden, danach extrahiert und nachbeschleunigt werden. Das eröffnet neue Einsatzgebiete für Laserspektroskopie und Massenspektrometrie wie zum Beispiel bei ISOLDE

am CERN [HDK00, Bec97].

Das Problem beim Abbremsen ist die große Reichweitestreuung in Gasen, die ein relativ großes Gasvolumen erfordert (s.u.). Die Reichweitestreuung wird verursacht durch die große Impulsverteilung des Strahls bei der Fragmentproduktion durch Kernreaktionen in einem Target vor der Abbremsstufe. Mit Hilfe einer Kombination aus einem dispersiven ionenoptischen System und einem geformten Abbremsers (monoenergetischer Degrader) kann die Reichweitestreuung deutlich reduziert werden (siehe Kapitel 3). Das Design einer entsprechenden Abbremsstufe soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

5.1.1 Abbremsstufe zum Abstoppen von radioaktiven Schwerionen

Wie weit die Energiestreuung reduziert werden kann hängt vom Auflösungsvermögen des Spektrometers und von der Energieverluststreuung im monoenergetischen Degrader ab:

$$\sigma_v^2 = \left(\frac{(\delta_v, \delta_v)}{2R} \right)^2 + (\sigma_v^D)^2.$$

Hier ist σ_v die Geschwindigkeitstreuung nach dem Degrader, σ_v^D ist die Streuung verursacht durch den Degrader selbst, (δ_v, δ_v) ist das Verhältnis der der relativen Geschwindigkeitsbreite nach und vor dem Degrader und R ist das Auflösungsvermögen. Die sich aus der Geschwindigkeitsstreuung ergebende Reichweitestreuung ist als Funktion des Auflösungsvermögens für zwei Fragmente in Abb.5.1 dargestellt.

Man braucht eine große Auflösung um die Reichweiteverteilung von Spaltfragmente wie ^{132}Sn oder ^{78}Ni soweit wie möglich zu reduzieren (vergl. Abb. 5.1). Die Emittanz der Fragmentstrahlen ist jedoch sehr groß (vgl. Tabelle 5.1). Um trotzdem die nötige Auflösung zu erreichen ist eine Dipolstufe mit hoher Dispersion erforderlich. Wenn man unter diesen Bedingungen eine große Transmission erreichen will, muß die Apertur auch entsprechend groß sein. Das ionenoptische Design eines Energiebunchers ist in Abb.5.2 dargestellt und die Hauptkennwerte in der Tab.5.1 zusammengefaßt.

Magnetische Steifigkeit ($B\rho_{max}$)	10 Tm
Auflösungsvermögen	600
Impulsakzeptanz	$\pm 2.5\%$ (FWHM)
Akzeptanz in X-Richtung	$15\text{mm} \cdot 20\text{mrad}$
Akzeptanz in Y-Richtung	$10\text{mm} \cdot 20\text{mrad}$

Tabelle 5.1: Wichtige ionenoptische Kennwerte des geplanten Energiebunchers.

Die Abbremsstufe, betrachtet als Magnetspektrometer, besteht aus einem Quadrupol-dublett (Q) zur Fokussierung in die folgende 90°- Dipolstufe (D) und aus einem Quadrupoltriplett für den Endfokus. Sextupole direkt vor und hinter dem Dipol sorgen für die Korrektur der chromatischen Bildfehler. Dabei erstreckt sich der typische Energiebereich von 40 MeV/u bis 350 MeV/u.

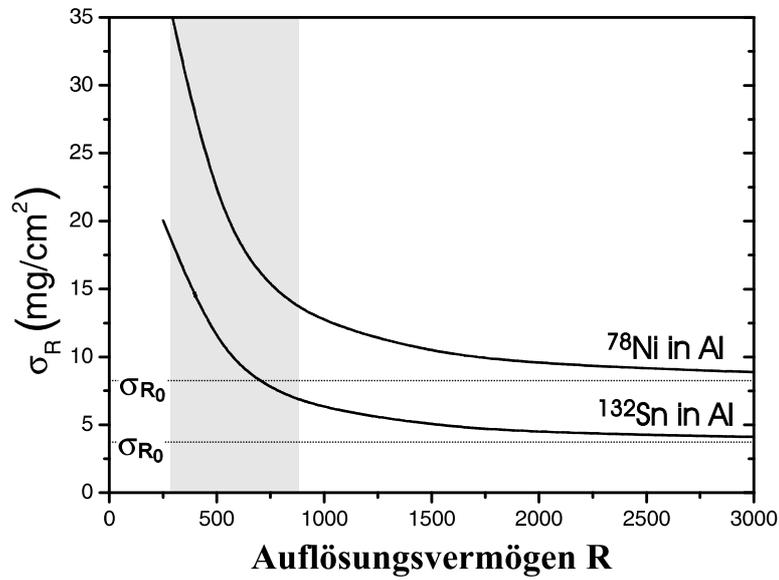


Abbildung 5.1: Reichweitestreuung (σ_R) in Al-Abbremsler als Funktion des Auflösungsvermögens (R) für 300 MeV/u ^{78}Ni und ^{132}Sn Fragmente vom Super-FRS [CDR01]. Die horizontalen Geraden bezeichnen die Reichweitestreuung σ_{R0} für den Fall eines idealen Strahls ohne anfängliche Energiestreuung. Der grau schattierte Bereich gibt die Auflösung an, die mit untenem gezeigtem Aufbau erreicht werden kann. Die Energieverluste wurden mit ATIMA [SGS98] berechnet.

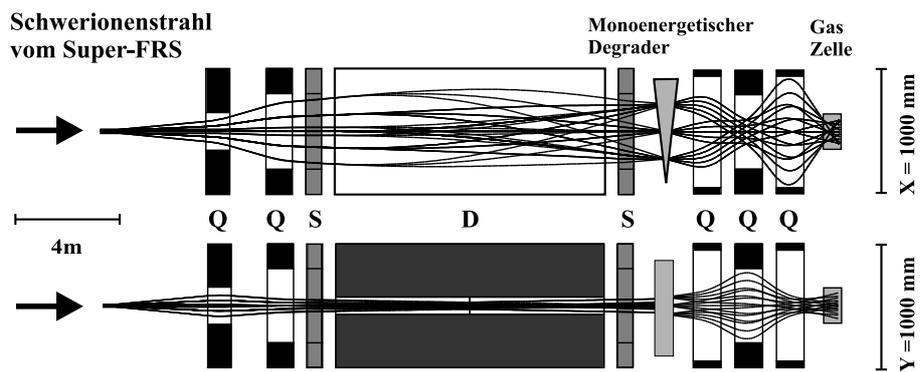


Abbildung 5.2: Ionenoptik eines Energie-Bunchers für den niederenergetischen Zweig des Super-FRS [CDR01](S.173). Der Buncher besteht aus einem 90° Dipolmagnet (D), Quadrupolen zur Fokussierung (Q) und Sextupolen (S) zur Korrektur der Bildfehler.

Gas	$R(\text{cm})$	$R_{bunch}(\text{cm})$
He	4249.3	429.1
Ne	174.5	33.7
Ar	27.17	5.2

Tabelle 5.2: Abschätzung für die Reichweitestreuung von Goldionen ohne (R) und mit (R_{bunch}) Reichweitefokussierung in verschiedenen Edelgasen bei einem Druck von 1 bar und einer Temperatur von 273.15 K. Für weitere Details siehe Kapitel 3.

5.2 Abstoppen von Schwerionen in Gas und ihre Extraktion

Zum vollständigen Abstoppen der Schwerion kann eine gasgefüllte Kammer (Stoppzelle) verwendet werden, die auf einer Seite ein Eintrittsfenster und auf einer anderen Seite eine Öffnung zur Extraktion besitzt. Weil im Gas chemische Reaktionen zwischen den Gasmolekülen und andere Gasverunreinigungen stattfinden können, werden als Gassubstanzen reine Edelgase (Helium, Argon) verwendet.

Wenn alle Ionen in der Gaszelle abgestoppt werden sollen, muß die Länge der Gaszelle mindesten so groß sein wie die Reichweitestreuung der Ionen im Gas. Diese kann abgeschätzt werden aus den Messwerten für die Reichweitestreuung in Festkörpern (Kapitel 3). Teilt man die Reichweitestreuung (in mg/cm^2), durch die Gasdichte (in mg/cm^3), so bekommt man eine Abschätzung für die Größe des Bereiches (in cm) in dem die Ionen abgebremst werden. Allerdings ergibt sich neben der Dichteabhängigkeit noch eine Abhängigkeit vom Material selbst.

Die folgende Tabelle zeigt die abgeschätzte Reichweitestreuung mit und ohne Reichweitefokussierung, korrigiert für die Ordnungszahlabhängigkeit des Abstoppers nach Gleichungen Gl.2.6 und Gl.2.7. Dabei wurde eine effektive Ordnungszahl für die Kombination aus Aluminium- und Glas-Degradern verwendet gemäß Gl.5.1.

$$Z_{eff}^2 = Z_{Al}^2 + Z_{Glas}^2 \quad (5.1)$$

Das Extrahieren der Schwerionen aus der Stoppzelle kann mittels verschiedenen Methoden realisiert werden:

Die einfachste Methode ist die Extraktion durch eine Gasströmung, kombiniert mit einem statischen elektrischen Feld, das die Ionen zu der Austrittsöffnung bewegt. Der große Druckunterschied (z.B. 1 bar) zwischen den beiden Seiten der Austrittsöffnung führt zu einer Gasbewegung mit Überschallgeschwindigkeit durch diese Öffnung. Damit werden die Ionen von den Gasmolekülen durch die Austrittsöffnung transportiert. Das statische elektrische Feld muß groß genug sein (ca. $5 - 10 V/mm$), so daß die Ionen-geschwindigkeit in Richtung der Extraktionsöffnung größer als die Diffusionsgeschwindigkeit ist. Die starken inhomogenen Felder am Rande der Austrittsöffnung führen zu einer Abnahme der Transmission.

Bei einem Ionenguide, der auf einem RF-Quadrupol mit einem longitudinalen elektrischen Feld basiert, ist der Betriebsdruck typischerweise einige mbar. Die Apertur des

Gerätes erstreckt sich normalerweise bis 10 mm. Aus diesen Grunde eignet sich dieser Typ von Ionenguide nicht für die Ionenextraktion aus einer Stoppzelle. Detailliertere Information für das Arbeitsprinzip des RF-Quadrupol basierten Ionguides und dessen Anwendungsmöglichkeiten für die Schwerionenforschung und Massenspektrometrie findet man in den Arbeiten [Kel02, Dod00, Raz01a].

Eine Alternative zu einem Extraktions-RF-Quadrupol, die größere Aperturen ermöglicht, ist ein gasgefüllter RF-Ionentrichter, als ein unmittelbares Interface für effiziente Ionenextraktion zwischen der Stoppzelle und ein RF-Quadrupol für weitere Strahlkühlung und Fokussierung. RF-Ionentrichter werden zur Zeit an einigen Stellen (GSI [Eng01], ANL [Sav00], RIKEN [Wad99]) entwickelt.

Modellierung der Ionenextraktion mittels eines RF-Ionentrichters

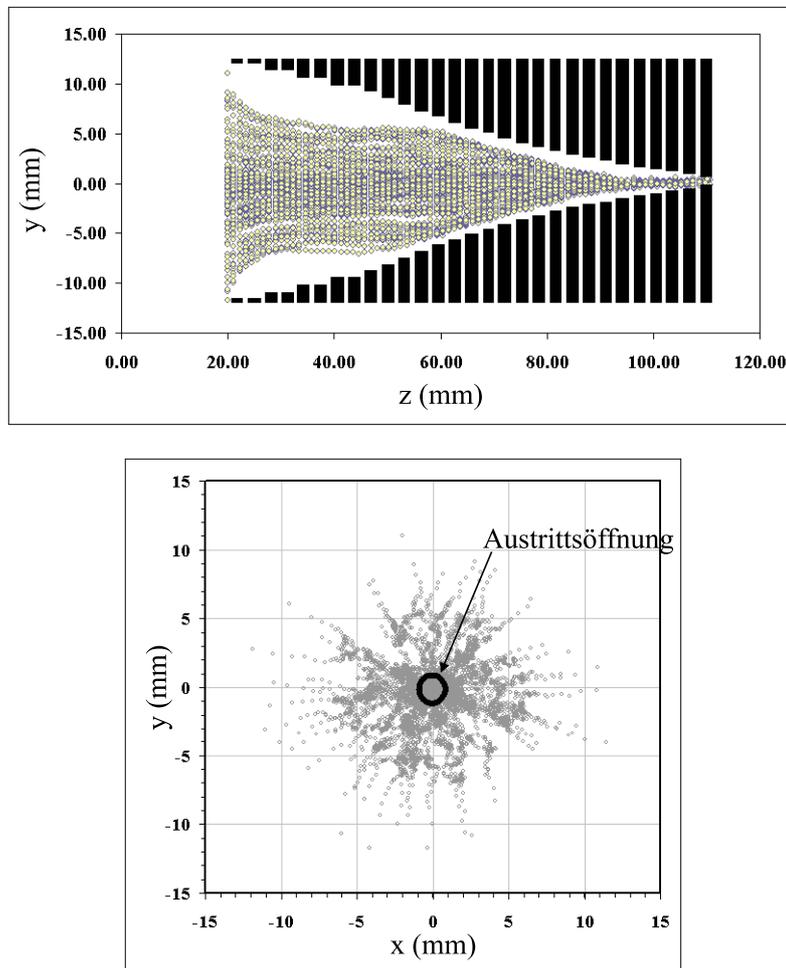


Abbildung 5.3: Ionenfokussierung in einem mit Gas gefüllten Ionentrichter unter dem Einfluß von RF-Feldern.

Ein gefüllter RF-Ionentrichter besteht aus einer Reihe von Ringen unterschiedlicher Innendurchmesser (siehe Abb.5.3). An den Ringen wird eine Überlagerung von RF- und

Gleichspannung angelegt. Dabei sind die RF-Spannungen auf zwei nebeneinander stehenden Ringe um 180° gegeneinander phasenverschoben. Die Gleichspannung erzeugt zusätzlich ein konstantes Feld in der longitudinalen Richtung. Durch das RF-Feld wird ein Fokussierungseffekt erzeugt. Er verhindert, daß die Ionen auf der Elektrodenoberfläche landen. Das longitudinale Feld bewegt die Teilchen in Richtung der Austrittsöffnung, welche kleiner ist als die Eintrittsöffnung. Damit wird der Durchmesser des Ionenstrahls schmaler, da sich die Ionen durch Ringe mit abnehmenden Innendurchmessern bewegen. Der Effekt ist ähnlich dem Abfluß einer Flüssigkeit durch einen Trichter, mit dem Unterschied, daß bei dem Ionentrichter kein Kontakt zwischen den Wänden und den Ionen existiert. Man kann die Kräfte, die auf ein Ion innerhalb des Gerätes wirken, folgendermassen zusammenfassen:

1. Atomare Wechselwirkungen der Ionen mit den Gasmolekülen. Das führt in erster Linie zu einer Kühlung der Ionen. Weitere wichtige Prozesse, die auf die atomaren Wechselwirkungen mit den Gasmoleküle zurückzuführen sind, sind Ionenumladung und chemische Reaktionen.
2. Longitudinales elektrisches Feld. Dieses Feld ist zeitlich konstant und bewegt die Ionen zur Austrittsöffnung.
3. RF-Feld. Die hochfrequente RF-Spannung zwischen den Ringen wirkt der Ionen-diffusion entgegen und verhindert, daß die Ionen an die Ringoberfläche gelangen.
4. Gasströmung. Die Gasströmung ist verantwortlich für den Ionentransport durch die Austrittsöffnung. Die Gasbewegung innerhalb des Ionentrichters ist sehr langsam und kann vernachlässigt werden. Im Bereich der Öffnung ist sie hingegen sehr wichtig.

Mit Hilfe eines in Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationsprogramms wurde der Fokussierungseffekt im RF-Ionentrichter qualitativ zu untersucht und ein Überblick über die Parameter, die die erfolgreiche Funktionsweise des Gerätes bestimmen, gewonnen. Durch das Programm wird die Extraktionsstufe einer Stopzelle simuliert. Die Geometrie wurde weitgehend von der Arbeit von [ShaTP99] übernommen und im Laufe der Simulation optimiert. Die folgende Tabelle zeigt die Parameter, welche in der Simulation benutzt wurden.

m_{ion}	amu	100
E_{ion}	eV	10
m_{gas}	amu	4
p_{gas}	mbar	20
T_{gas}	K	293.15
R_{Strahl}	mm	12.5
$Strahlemittanz$	$\pi \cdot mm \cdot mrad$	100

Diese Simulationsparameter sind von der selben Größe wie die Betriebsparameter eines einsatzfähigen Gerätes.

Für die Simulation der Wechselwirkung der Ionen mit dem Puffergas wurde das einfache Modell der harten Kugel implementiert, was die quantitative Aussagekraft der Simulation beschränkt. Es wurden auch weder Ionenumladung noch chemische Reaktionen

berücksichtigt. Für die Simulation des RF-Feldes und des statischen elektrischen Feldes wurden Potentiale benutzt, welche mit der Hilfe des Programms SIMION [Dah95] berechnet wurden. In der Simulation wurden die Trajektorien von 1000 Ionen verfolgt durch Integration der klassischen Bewegungsgleichungen.

Trotzt des qualitativen Charakters der Simulation zeigt das Ergebnis die wesentlichen Vorteile eines solchen Gerätes gegenüber dem RF-Quadrupol und der Stoppzelle mit statischen Felder: sehr gute Ionenfokussierung, effizienter Betrieb bei hohen Gasdrücken¹, schneller Ionentransport durch die Extraktionsstufe (den Ionentrichter) bis zu nur 800 μs bei einem Druck von 100 mbar, einfacher und robusterer Aufbau als der RF-Quadrupol.

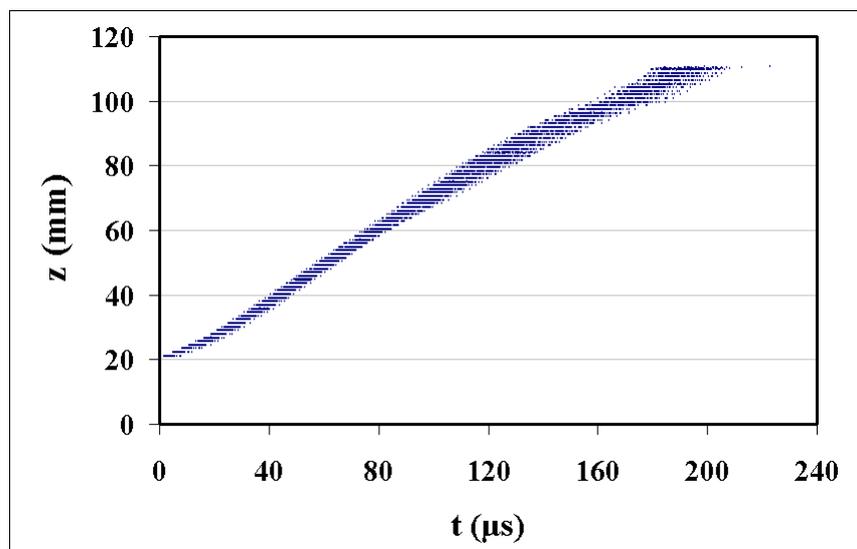


Abbildung 5.4: Longitudinale Position der Ionen als Funktion der Zeit. Die Teilchen starten bei $t=0$ am Eingang des Gerätes, welcher sich bei $z=20$ mm befindet. Die Ionen Positionen in x - und y -Richtung sind über die volle Apertur des Ionentrichters am Eintritt gleichmäßig verteilt.

Ein wichtiger Kennwert des Ionentrichters ist der Grad der Linearität des effektiven longitudinalen Feldes, zu welchem sowohl das statische Feld als auch die zeitlich gemittelte Wirkung des RF-Feldes beitragen. Im Idealfall sollen die Ionen innerhalb des Gerätes von einem konstanten Feld in longitudinaler Richtung getrieben werden. Die Notwendigkeit für die Homogenität des Feldes ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß sich die Ionen bei kleinen Geschwindigkeiten hauptsächlich entlang der Feldlinien bewegen. Wäre das longitudinale Feld nicht homogen, bestände für die Ionen die Gefahr, in die Richtung der Elektroden beschleunigt zu werden und schließlich auf den Elektroden zu landen. Durch eine sorgfältige Auswahl der Potentiale auf den Ringen kann man ein relativ homogenes Feld in longitudinaler Richtung erzielen (ersichtlich aus der nahezu konstanten longitudinalen Geschwindigkeit in Abb.5.4). Natürlich treten größere Abweichungen in der Nähe des Ausgangs des Ionentrichters auf Grund der starken RF-

¹Simulationen mit Gasdrücken von mehr als 100 mbar haben gezeigt, daß die Transmission immer noch über 50% bleibt.

Gradienten auf. Das ist der kritische Bereich, wo am meisten an Transmission eingebüßt wird. Die Gasströmung kann nur bedingt die Auswirkung solcher Inhomogenitäten im Feld auf die Ionenbewegung ausgleichen.

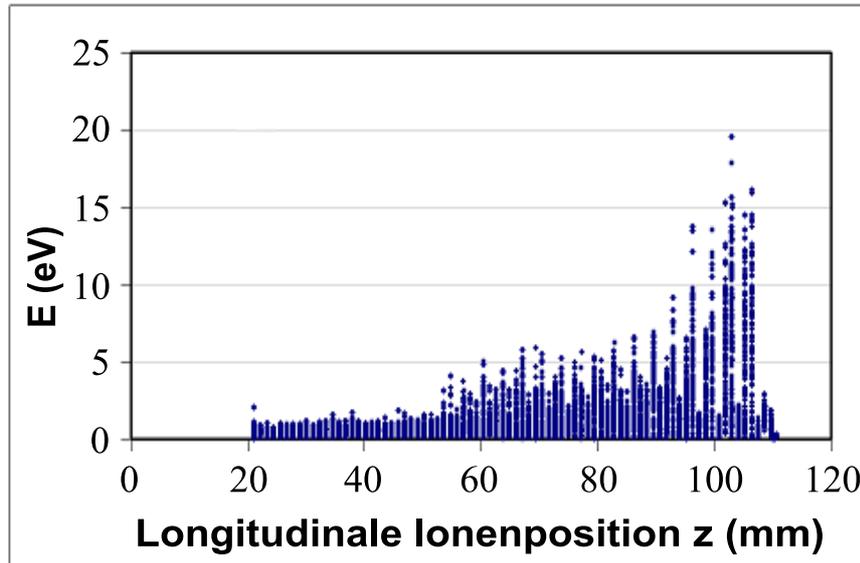


Abbildung 5.5: Änderung der Ionenenergie innerhalb des Ionentrichters unter dem Einfluß des RF-Feldes und den Stößen mit dem Puffergas. Die Ionen starten bei $z=20$ mm und ihre Energie wird nach gleichen Schritten in z -Richtung angegeben. Man erkennt den Anstieg der Energie am Ende des Gerätes wegen der Energieübertragung vom RF-Feld an die Ionen. Die Schwankungen in der Energie sind bedingt durch die periodische Ringstruktur.

Es ist auch interessant zu wissen, wie die Ionen Energie mit dem umgebenden Gas und dem RF-Feld austauschen. Allgemein ist zu erwarten, daß die Stöße mit den Gasmoleküle bei hohen Gasdrücken zu einem schnellen Kühlungseffekt führen. In der Tat werden die Ionen kurz nach dem Einflug in das Gerät nahezu auf Raumtemperatur heruntergekühlt. Wenn die Ionen sich dem Ausgang nähern, wächst der Anteil der Energie beträchtlich, die sie von dem RF-Feld aufnehmen (siehe Abb.5.5). Das verhindert eine hohe Transmission am Austritt.

Um Experimente mit kurzlebigen Nukliden zu ermöglichen, soll die Preparation des sekundären Ionenstrahls (Abbremsen, Extraktion, Nachbeschleunigung) plus die Meßzeit kleiner als die Halbwertszeit des Kernzerfalls sein. Der langsamste Prozess dabei ist oft die Extraktion aus der Stopzelle. Schon bei relativ niedrigen Gasdrücken (20-50 mbar) zeigt die Simulation, daß man mit Extraktionszeiten aus dem Ionentrichter (die letzte Stufe in der Stopzelle) von 200 bis 500 μs rechnen sollte. Die Lebensdauer der Schwerionen innerhalb des Ionentrichters hängt sowohl von der Halbwertszeit des Kernzerfalls, als auch von der Geschwindigkeit der Neutralisierung ihrer Ladung durch Stöße mit Gasmolekülen und chemischer Reaktionen mit Gasverunreinigungen ab. Diese zusätzlichen Faktoren führen zur Reduzierung der Transmission. Zusätzlich erzeugt das stark inhomogene RF-Feld Potentialmulden in der Nähe der Austrittsöffnung, welche die Ionen bei bestimmten Gasdruck, Elektrodenspannung, RF-Frequenz,

Ladung-zu-Masse-Verhältnis innerhalb des Gerätes auf Dauer einfangen können und damit weiter die Effizienz des Gerätes vermindern².

Modellierung einer effizienten Ionenextraktion mittels eines fokussierten Elektronenstrahls

Eines der zentralen Probleme bei der Ionenextraktion aus einer gasgefüllten Stopzelle ist der relativ große Verlust an Transmission am Austritt. Eine Methode wurde in der Arbeit von Raznikov [Raz01] vorgeschlagen. Sie soll eine extrem gute Ionenfokussierung am Austritt aus einer Stopzelle sichern. In Zusammenarbeit mit dem Autor dieser Methode wurde die Geometrie der Stopzelle entworfen und ihre Parameter im Bezug auf Effizienz und Dimensionen spezifiziert. Zusätzlich wurden realistische Parameter wie Anfangsemittanz, Ionenmasse und Ladung für den Ionenstrahl aus den experimentellen Daten bereitgestellt.

Die vorgeschlagene Konstruktion, welche diese Aufgabe erfüllt, besteht aus einer gasgefüllten Vorkammer und einer gasgefüllten Stopzelle. Die Schlüsselemente dieses Aufbaus sind zwei Solenoide mit unterschiedlichem Durchmesser, welche am Eingang und am Ausgang der Stopzelle stehen (siehe Abb.5.6).

Als Gas wurde Helium ausgewählt. Optional kann die Eintrittsregion mit einer Kühlschicht aus flüssigem Stickstoff ummantelt werden, welche zu einer Steigerung der Dichte von Helium führt und damit den notwendigen Gasdruck in der Stopzelle vermindert. Bei den Berechnungen wurde ein Druck von 530mbar verwendet. Eine externe Elektronenquelle sorgt für die Erzeugung einer großen Elektronendichte. Man bündelt dann die Elektronen in einen Strahl geeigneter Form (siehe Abb.5.7), was relativ einfach mit Hilfe der Solenoide realisiert werden kann.

Wenn die Elektronenquelle auf ein negatives Potential (-100 V) gesetzt wird, kann man erreichen, daß auf Grund der Raumladungskräfte die gestoppten Ionen von dem Elektronenstrahl eingefangen werden. Bei niedrigen Energien (100 keV), bewegen sich dann die Elektronen zusammen mit den Ionen im Plasma entlang der magnetischen Feldlinien. Die gebildete Plasmamischung aus Elektronen und Ionen soll für die typischen Extraktionszeiten (20 ms) hinreichend stabil bleiben. Wenn die Elektronen am Austritt der Stopzelle stark gebündelt werden, wird der Ionenstrahl auch sehr stark fokussiert. Bei einer so starken Fokussierung kann es zu Instabilitäten im Plasmabündel kommen. Das aber ist nicht entscheidend, da die Ionen am Austritt von einem sehr starken elektrischen Feld schnell extrahiert werden. Auch die starke Gasströmung in diesem Bereich erhöht die Extraktionsgeschwindigkeit.

Um die Effizienzsteigerung durch die vorgeschlagene Methode abzuschätzen, wurde in Rahmen dieser Arbeit ein entsprechendes Monte-Carlo Simulationsprogramm entwickelt. Es wurden Simulationen durchgeführt, um den Einfluß des fokussierten Plasmastrahls auf die Transmission der Stopzelle zu bestimmen. Folgende Startparameter wurden für die Simulation gewählt:

²In der Arbeit von Shaffer [ShaTP99] wurde an Hand einer Simulation, die die Raumladung berücksichtigt, gezeigt, daß das Abstoßen der Ionen die Ionenfallen innerhalb des Ionentrichters verhindern soll.

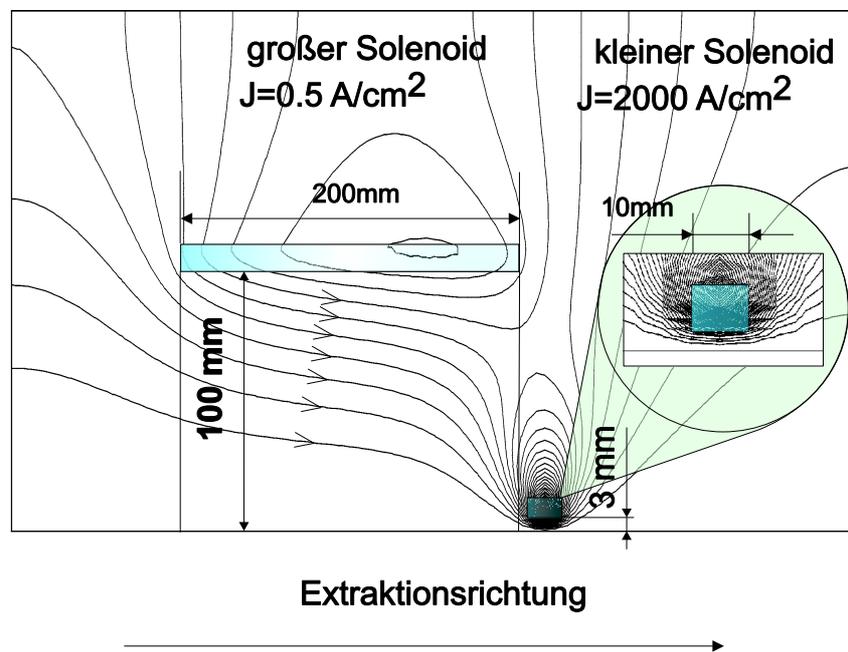


Abbildung 5.7: Realistischer Verlauf eines flaschenförmigen magnetischen Feldes, erzeugt durch zwei Solenoiden. J_{klein} und $J_{\text{groß}}$ sind die Stromdichten durch den kleinen und den großen Solenoid. Diese Berechnung wurde mit der Hilfe des Programms POISSON [BiY93] durchgeführt.

m_{ion}	amu	100
Z_{ion}		50
E_{ion}	MeV	1000
Emittanz in x-Richtung		$6mm \cdot 60mrad$
Emittanz in y-Richtung		$4mm \cdot 60mrad$
m_{gas}	amu	4
p_{gas}	mbar	530
T_{gas}	K	218
Gasfluß	l/s	70

Die Berechnungen wurden für zwei verschiedenen Fälle durchgeführt: mit und ohne flaschenförmiges Magnetfeld. Im Fall, wenn kein Magnetfeld eingeschaltet ist, wird die Bewegung der Ionen nur durch die Gasströmung und das konstante elektrische Feld bestimmt. Hier ergab sich eine Transimission von 0.33 %/ms (60 von 1000 gestarteten Ionen wurden für 18 ms bis zur Austrittsöffnung transportiert). Im Fall eines flaschenförmigen Magnetfeldes zeigte die Simulation eine Verbesserung der Transimission um den Faktor 8.9 (705 von 1000 gestarteten Ionen haben den Austritt für 24 ms erreicht). Die große Verbesserung der Transimission ist auf den erwähnten Fokussierungseffekt des Plasmastrahls zurückzuführen.

Die technische Realisierung und experimentelle Überprüfung einer solchen Methode ist jedoch sehr aufwendig. Verfahren für Plasmaerzeugung mit Gasentladung sind schwer oder gar unmöglich wegen des großen Gasdruckes innerhalb der Stopzelle anzuwenden. Eine Alternative stellt ein externer β -Emitter dar, der am Eintritt der Gaszelle positioniert werden kann.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Doktorarbeit war es, die Energieverluste von Schwerionen im Energiebereich (40-400) MeV/u zu messen. Bei diesen Strahlenergien existieren bis jetzt kaum experimentelle Daten. Um die theoretischen Vorhersagen in diesem Energiebereich zu überprüfen, braucht man präzise Meßergebnisse. Auch ein wesentlicher Teil der geplanten Experimente für die Erforschung der Kernstruktur soll mit abgebremsten Fragmentstrahlen durchgeführt werden.

Die hier präsentierten Ergebnisse, wurden in mehreren Strahlzeiten mit dem Magnetpektrometer FRS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI aufgenommen. Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit war die Vorbereitung und Auswertung des Experimentes. Der Energiebereich in dem die Energieverluste gemessen wurden, stellte spezifische Anforderungen an die Auswahl der Targets und der Energien des Ionenstrahls. In mehreren Berechnungen wurden sowohl geeignete Targets und Strahlenergien sowie ionenoptische Einstellungen des FRS gefunden, die später bei den Messungen verwendet werden konnten. Bei der Auswertung der experimentellen Daten wurden verschiedenen theoretischen Ansätze benutzt, um die Zuverlässigkeit des Auswerteverfahrens zu gewährleisten.

Die wichtigste Größe, die das Abbremsen der Ionen in Materie beschreibt ist der Energieverlust. In Rahmen dieser Arbeit wurde dieser für Goldionen im Energiebereich (40-100) MeV/u in verschiedene Targetmaterialien ($Z_2 = 4 - 79$) gemessen. Die Besonderheit dabei besteht in der großen Anzahl von Ladungszuständen bei den Wechselwirkungen, die wegen der Ionenumladung bei diesen Energien erzeugt werden (z.B. 10 signifikante Ladungszustände von Goldionen im Silbertarget bei 63 MeV/u). In diesem Energiebereich gibt es keine Theorie, die hinreichend gut die Ladungsverteilung von schweren Ionen (wie Gold) vorhersagen. Weil der Energieverlust stark von der Ionenladung abhängt, wurde die Ladungsverteilung genau vermessen werden. Der aus den Experimenten bestimmte Energieverlust wurde dann mit den Vorhersagen der herkömmlichen Theorien verglichen. Dabei wurden Abweichungen bis zu 25% festgestellt. Eine modifizierte Theorie, welche den als Summe der mit den gemessenen Ladungshäufigkeiten gewichteten Energieverlust nach der LS-Theorie für nackte Projektile berechnet, führt zu einer besseren Beschreibung.

Neben dem Energieverlust spielt die Energieverluststreuung eine wichtige Rolle bei der Beschreibung des Abbremsens von Schwerionen in Materie. Die experimentellen

Ergebnisse zeigten eine größere Abweichung dieser Streuung bedingt durch Stöße bei Energien unter 80 MeV/u. Das zeigt, daß in diesem Energiebereich die Streuung durch Umladung überwiegt.

Im Hinblick auf Anwendungen im GSI Zukunftsprojekt wurde die Reichweiteverteilung von ^{56}Ni Fragmente gemessen. Es wurde ein neues Verfahren zur vollständigen Abbremsung im Gas ausprobiert und konnte gezeigt werden, daß die Reichweitestreuung von ^{56}Ni Fragmenten um den Faktor 4.4 reduziert werden kann. Diese Ergebnisse werden eine wichtige Rolle spielen bei der Auslegung zukünftiger Anlagen (Super-FRS). Die Beschreibung des Ionentransports im Gas bei hohen Drücken ist dabei wichtig in Bezug auf den Entwurf einer gasgefüllten Zelle als Ionenfänger. Mit Hilfe von zwei Simulationsprogrammen wurde qualitativ der Ionentransport in einer solchen Zelle untersucht. Die Ergebnisse sind ermutigend in Bezug auf zukünftige Experimente mit kurzlebigen Nukliden.

Anhang A

Gemessene Stopping-Power und Einergieeverluststreuung

In der folgenden Tabelle sind die Werte der gemessenen Stopping-Power für Goldionen im Ladungsgleichgewicht in verschiedenen Targetmaterialien zusammengefasst. Die Ergebnisse sind für Festkörper bei normalen Bedingungen.

Target-material	Energie (MeV/u)	dE/dX (MeV/(mg/cm ²))
Be	54.3	50.63 ± 1.1
Be	93.8	35.14 ± 0.91
C	59.7	56.50 ± 1.98
C	94.9	38.90 ± 1.04
Al	53.5	46.27 ± 0.99
Al	64.3	42.42 ± 0.92
Al	96.4	32.69 ± 0.69
Cu	55.7	37.67 ± 0.87
Cu	63.8	34.13 ± 1.05
Cu	88.3	28.93 ± 0.55
Ag	55.4	33.93 ± 0.76
Ag	70.4	30.23 ± 1.06
Ag	95.5	24.72 ± 0.68
Au	60.4	26.93 ± 0.72
Au	66.7	25.25 ± 0.84
Au	91.9	21.28 ± 0.46

Die beiden folgenden Tabellen zeigen die Meßwerte für die Energieverluststreuung (Energy Straggling) von Goldionen in Festkörpern.

Anfangsenergie 106.5 MeV/u

Target-material	Austrittsenergie E_{out} (MeV/u)	Targetdicke (mg/cm ²)	σ_E/E_{out}
Be	88.0	105.4	0.00153 ± 0.00027
Al	88.0	111.3	0.00128 ± 0.00012
Ag	88.0	147.8	0.00122 ± 0.00012
Au	88.0	175.6	0.00173 ± 0.00027

Anfangsenergie 63 MeV/u

Target-material	Austrittsenergie E_{out} (MeV/u)	Targetdicke (mg/cm ²)	σ_E/E_{out}
Be	45.7	68.0	0.00329 ± 0.00094
Au	54.6	61.0	0.00251 ± 0.00073

Literaturverzeichnis

- [Ahl78] S.P. Ahlen, Phys. Rev. **17** (1978) 1236.
- [Ahl80] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 121.
- [AGA01] J. Gerl, W. Korten, et al., *AGATA - Technical proposal for an Advanced Gamma Tracking Array for the European gamma spectroscopy community*, (2001). <ftp.gsi.de/pub/AGATA/prop>
- [Anh79] R. Anholt, Phys. Rev. **A19** (1979) 1004.
- [AnM85] R. Anholt, W.E. Meyerhof *et al.*, Phys. Rev. **A32** (1985) 3302.
- [AnM87] R. Anholt, W.E. Meyerhof *et al.*, Phys. Rev. **A36** (1987) 1586.
- [BaB64] W.H. Barkas, M.J. Berger, NASA Report SP-3013 (1964).
- [BaD63] W.H. Barkas, N.J. Dyer, H.H. Heckman, Phys. Rev. Lett. **11** (1964) 26.
- [Bec97] D. Beck *et al.*, Nucl. Phys. A626 (1997) 343c.
- [BeK78] O. Benka, A. Kropf, Atom. Data and Nucl. Data Tables. **22** (1978) 219.
- [BeS57] H.A. Bethe, E.E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two Electron Atoms*, Springer Verlag, Berlin (1957).
- [Bet30] H. Bethe, Ann. Phys. **5** (1930) 325.
- [Bet32] H. Bethe, Z. Phys. **76** (1932) 293.
- [BiY93] J. H. Billen, L. M. Young, Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference **2**, (1993) 790.
- [Bim96] R. Bimbot, Nucl. Instr. and Meth. **107** (1996) 9.
- [Blo33] F. Bloch, Ann. Phys. **16** (1933) 285.
- [BLP86] W.B. Berestetzki, E.M. Lifschitz, L.P. Pitajewski, *Lehrbuch der theoretischen Physik, Quantenelektrodynamik*, S.130+131, 4. Auflage, Akademie-Verlag Berlin (1986).
- [Boh13] N. Bohr, Phil. Mag. **(6),25** (1913) 10.
- [Boh15] N. Bohr, Phil. Mag. **(6),30** (1915) 581.
- [Boh48] N. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. **18 No.8** (1948).
- [Bra82] W. Brandt, Nucl. Instr. and Meth. **194** (1982) 13.
- [BrK82] W. Brandt, M. Kitagawa, Phys. Rev. **B25** (1982) 5631.
- [CDR01] GSI, Conceptual Design Report *An International Accelerator Facility for Research with Ions and Antiprotons* (2001). <http://www.gsi.de/GSI-Future/project/eng/index.php>

- [Dah95] D. Dahl, "SIMION 3D Version 6.0", Proceedings of the 43 ASMS Conf. p.717 (1995).
- [Dat96] S. Datz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 113.
- [Daw92] A.S. Dawydow, *Quantenmechanik*, 8. Auflage, Barth: Leipzig, Berlin, Heidelberg (1992).
- [Dod00] A.F. Dodonov *et al.*, European Journal of Mass Spectrometry. **6** (2000)
- [Eck91] W. Eckstein, *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1991).
- [Eic85] J. Eichler, Phys. Rev. **A32** (1985) 112.
- [EiM95] J. Eichler, W.E. Meyerhof, *Relativistic Atomic Collisions*, Academic Press (1995).
- [Eng01] O. Engels *et al.*, Hyperfine Interaction **132** (2001) 501.
- [Ess95] H. Essel, GOOSY-GSI online offline system, GSI Darmstadt (1995). <http://www-gsi-vms.gsi.de/anal/home.html>
- [Fan63] U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13** (1963) 1.
- [Fir59] O.B. Firsov, Sov. Phys. JETP **36** (1959) 1076.
- [GAB92] H. Geissel, P. Armbruster, K.H. Behr, A. Brünle, K. Burkhard, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B70** (1992) 286.
- [GeS89] H. Geissel, Th. Schwab *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A282** (1989) 247.
- [Gei02] H. Geissel, *et al.*, Beitrag zu EMIS 14, Nucl. Instr. and Meth. **B** (2002) to be published.
- [Gol74] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
- [GWS02] H. Geissel, H. Weick, C. Scheidenberger, R. Bimbot, D. Gardes, Nucl. Instr. and Meth. B (2002) in press.
- [HBG90] F. Hubert, R. Bimbot, H. Gauvin, Atom. Data and Nucl. Data Tables. **46** (1990) 1.
- [HBG91] J. Herault, R. Bimbot, H. Gauvin, B. Kubica, R. Anne, G. Bastin, F. Hubert, Nucl. Instr. and Meth. **B107** (1991) 156.
- [HDK00] F. Herfurth, J. Dilling, A. Kellerbauer, *et al.*, accepted for publication in Nucl. Instr. and Meth. **A** (2000).
oder
CERN-Report, CEP/2000-062.
- [HiM74] K.W. Hill, E. Merzbacher, Phys. Rev. **A9** (1974) 156.
- [ICR94] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles*, ICRU-Report No.49, Bethesda, Maryland (1994).
- [IGM97] N. Iwasa, H. Geissel, G. Münzenberg, C. Scheidenberger, Th. Schwab, H. Wollnik, Nucl. Instr. and Meth. **B126** (1997) 284.
- [ISE94] A. Ichihara, T. Shirai, J. Eichler, Phys. Rev. **A49** (1994) 1875.
- [JaM72] J.D. Jackson, R.L. McCarthy, Phys. Rev. **B6** (1972) 4131.

- [KCM69] G.W. Khandelwal, B.H. Choi, E. Merzbacher, *Atom. Data and Nucl. Data Tables* **1** (1969) 103.
- [Kel02] A. Kellerbauer *et al.*, *Nucl. Phys.* **A 701** (2002) 1.
- [Kox85] J.D. Kox *et al.*, *Phys. Lett.* **B159** (1985) 15.
- [LeJ24] J.E. Lennard, I. Jones, *Proceedings of the Royal Society London*, **A168** (1924) 463.
- [Lin76] J. Lindhard, *Nucl. Instr. and Meth.* **132** (1976) 1.
- [LiS61] J. Lindhard, M. Scharff, *Phys. Rev.* **124** (1961) 126.
- [LiS96] J. Lindhard, A.H. Sørensen, *Phys. Rev.* **A53** (1996) 2443.
- [MAE85] W.E. Meyerhof, R. Anholt, J. Eichler, *et al.*, *Phys. Rev.* **A32** (1985) 3291.
- [MeM91] R. Medenwaldt *et al.*, *Phys. Lett.* **A155** (1991) 155.
und
R. Medenwaldt *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **B58** (1991) 1.
- [Mot32] N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc. London* **A135** (1932) 429.
- [Nor60] L.C. Northcliffe, *Phys. Rev.* **120** (1960) 1744.
- [OeR76] O.S. Oen, M.T. Robinson, *Nucl. Instr. and Meth.* **132** (1976) 647.
- [PDG00] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet S.194*, Springer (2000).
- [PFT90] W.H. Press, B.F. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [PGM94] M. Pfützner *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **B86** (1994) 213.
- [PiB68] T.E. Pierce, M. Blann, *Phys. Rev.* **173** (1968) 390.
- [Raz01] V.V. Raznikov *et al.*, *Adv. Mass Spectrom.* **15** (2001) 421.
- [Raz01a] V.V. Raznikov *et al.*, *Rapid Commun. Mass Spectrom.* **15** (2001) 1912.
- [RIA01] ANL-RIA, "Technical Aspects of RIA"
<http://www.phy.anl.gov/ria/index.html> (2002).
- [RIK02] RIKEN-RIBF, "RI BEAM FACTORY PROJECT AT RIKEN"
<http://ribfweb1.riken.go.jp/cont/yanoprez.html> (2002).
- [Sav00] G. Savard *et al.*, *Annual Report of Argonne National Lab*, ANL-00/20 (2000).
- [Sch94] C. Scheidenberger, Dissertation, *Abbremsung relativistischer Schwerionen im Energiebereich (100-1000) MeV/u*, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen (1994).
- [SGM94] C. Scheidenberger, H. Geissel, H.H. Mikkelsen, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 50.
- [SGM96] C. Scheidenberger, H. Geissel, H.H. Mikkelsen, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3987.
- [SGS98] C. Scheidenberger, H. Geissel, Th. Schwab, A.H. Sørensen, J. Kunzendorf, P. Malzacher, <http://www.gsi.de/~scheid/ATIMA1.html>
- [ShaTP99] S.A. Shaffer, A. Tolmachev, D. Prior, *et al.*, *Anal. Chem.* **71** (1999) 2957.

- [Sig92] P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth. **B69** (1992) 113.
- [Sig94] P. Sigmund, A. Nürmann, Phys. Rev. **A49** (1994) 4709.
- [Sig98] P. Sigmund, Nucl. Instr. and Meth. **B135** (1998) 1.
- [SSM98] C. Scheidenberger, Th. Stöhlker, W.E. Meyerhof, H. Geissel, P.H. Mokler, B. Blank, Nucl. Instr. and Meth. **B142** (1998) 441.
- [Ste91] H. Stelzer, Nucl. Instr. and Meth. **A310** (1991) 103.
und
M. Steiner, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt (1991).
- [Sto92] Th. Stöhlker, Habilitationsschrift, Justus-Liebig-Universität Giessen (1992).
- [StK95] Th. Stöhlker *et al.*, Phys. Rev. **A51** (1995) 2098.
- [Sto30] M. Stobbe, Ann. Phys. **7** (1930) 661.
- [StP71] R.M. Sternheimer, R.F. Peierls, Phys. Rev. **B3** (1971) 3681.
- [VaB70] C. Varelas, J.P. Biersack, Nucl. Instr. and Meth. **79** (1970) 213.
- [Vol74] O. Vollmer, Nucl. Instr. and Meth. **121** (1974) 373.
- [VRW96] D. Vernhet, J.P. Rozet, K. Wohrer, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B107** (1996) 71.
- [Wad99] M. Wada, RIKEN Review 31 (1999) 1-3.
- [WGS00] H. Weick, H. Geissel, C. Scheidenberger, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B164/165** (2000) 168.
- [WGS00b] H. Weick, H. Geissel, C. Scheidenberger, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2725.
- [Wol87] H. Wollnik, *Optics of Charged Particles*, Academic Press, Orlando, Florida (1987).
- [WSG02] H. Weick, A.H. Sørensen, H. Geissel, C. Scheidenberger, Nucl. Instr. and Meth. **B193** (2002) 1.
- [Wei00] H. Weick, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen (2000).
- [ZBL85] J.F. Ziegler, J.B. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Vol.1, Pergamon Press (1985).
- [ZiB00] J.F. Ziegler, J.B. Biersack, Das Monte-Carlo Computerprogramm TRIM, <http://www.srim.org>

Danksagung

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. Hermann Wollnik danken für die Aufnahme in das Zweite Physikalische Institut in Gießen, welche die vorliegende Doktorarbeit ermöglichte.

Speziell möchte ich Herrn Prof. Dr. Hans Geissel danken für die wissenschaftliche Betreuung und die große Hilfe bei den Experimenten am FRS.

Ein sehr großer Dank geht an Herrn Dr. Helmut Weick für seine vielseitige Mithilfe während der Strahlzeiten und besonders für seine Unterstützung bei der Auswertung und Interpretation der Ergebnisse. Besonders will ich mich beim Herrn Weick für seine außerordentlich große Hilfe bei der Korrektur dieser Arbeit bedanken.

Speziell will ich Herrn Dr. Christoph Scheidenberger danken für seine große Beihilfe bei der Planung und Durchführung des experimentellen Teils dieser Doktorarbeit am FRS.

Die numerischen Berechnungen für die in dieser Arbeit präsentierten Simulationen, wurden dank Prof. Dr. Valeri Raznikov ermöglicht. Seine ungewöhnlichen Ideen haben sehr geholfen, umfangreiche mathematische Modelle in die Simulationen zu implementieren.

Ich will mich auch bei den Mitarbeitern des Targetlabors für die sorgfältige Targetpräparation für die Experimente am FRS bedanken, sowie auch bei Herrn Karl-Heinz Behr und Herrn Adolph Brünle für ihre technische Hilfe bei dem Experimentaufbau.

Ein großer Dank geht an Herrn Dr. Wolfgang Pläß am Institut in Gießen und Herrn Dr. Frank Nickel an der GSI für ihre entscheidende Rolle bei der Vorbereitung und Korrektur des Textes dieser Arbeit.

Nicht zuletzt will ich mich herzlich bei Dr. Jens Stadlmann, Dr. Torsten-Peter Radon, Dr. Thomas Horvath und Dr. Marc Hausmann bedanken für ihre ständige Hilfsbereitschaft beim Lösen verschiedener Probleme. Das selbe gilt für alle Mitarbeiter der Kernphysik 2 an der GSI und der Universität-Gießen, die zu dieser Arbeit in irgendeiner Form beigetragen haben.

Als letztes will ich mich bei meiner Familie in Bulgarien bedanken für ihre ständige moralische Unterstützung, große Geduld und Verständnis.