

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

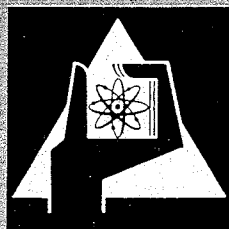
Dezember 1967

KFK 693

Institut für Radiochemie

Methodik und Ergebnisse radiochemischer Reichweite-Untersuchungen

H. Münzel



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1967

KFK 693

Institut für Radiochemie

METHODIK UND ERGEBNISSE RADIOCHEMISCHER REICHWEITE-UNTERSUCHUNGEN ^{x)}

von

Helmut Münzel

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

x) Diese Arbeit wurde der Fakultät für Naturwissenschaften II der Universität (T.H.) Karlsruhe als Habilitationsschrift vorgelegt.

Herrn Prof. Dr. W. Seelmann-Eggebert möchte ich für die Anregung der Arbeit, sein stetes Interesse und seine wohlwollende Förderung herzlich danken. Weiterhin bin ich den Herren Dr. J. Buschmann und Dr. M. Hollstein für die Durchsicht des Manuskriptes sowie Fr. Kirste, Frl. Leitl und Frl. Pfennig für Ihre Mühe bei der Herstellung des Berichts und beim Lesen der Korrekturen dankbar.

Inhaltsverzeichnis

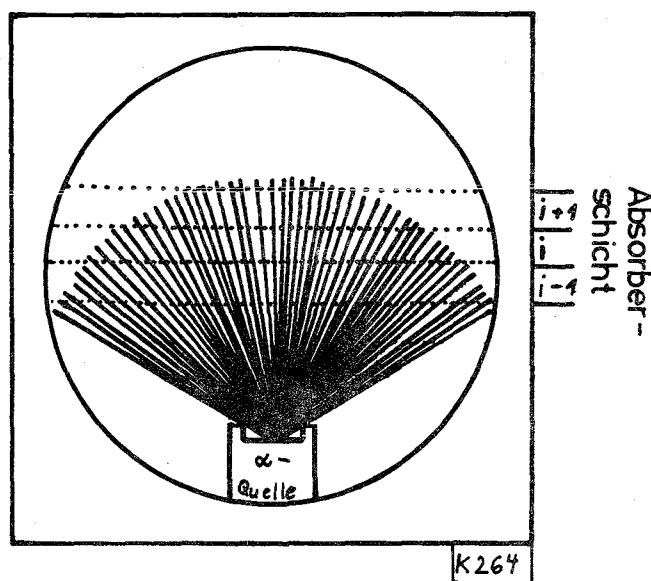
1. Einleitung	1
2. Varianten der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung	4
2.1. Grundlage der Methode	4
2.2. Allgemeine Bemerkungen zur Anwendung der MRRB	6
2.3. Nomenklatur und Voraussetzungen	9
2.4. Versuchsanordnungen mit dünnem Target und Kollimator (DU+K)	11
2.4.1. Variante DU+K 1	14
2.4.2. Variante DU+K 2	16
2.4.3. Variante DU+K 3	19
2.4.4. Variante DU+K 4	20
2.5. Versuchsanordnungen mit dünnem Target ohne Kollimator (DUDU)	21
2.6. Versuchsanordnungen mit dickem Target und dünnen Fängerfolien (DIDU)	26
2.7. Versuchsanordnungen mit dickem Target und dicken Fängerfolien (DIDI)	29
2.8. Versuchsanordnungen zur Bestimmung von Winkelverteilungen (WI)	34
2.9. Vergleich der Versuchsanordnungen	36
3. Reichweite schwerer Ionen	38
3.1. Nomenklatur	39
3.2. Bisher verwendete Reichweite-Energie-Beziehungen	40
3.3. Eine neue Reichweite-Energie-Beziehung	45
3.3.1. Spezifischer Energieverlust durch Ionisation $(dE/dX)_I$	47
3.3.2. Spezifischer Energieverlust durch Kernstreuung $(dE/dX)_N$	60
3.3.3. Berechnung der Energieabhängigkeit der Reichweite	64
3.3.4. Prüfung der neuen Reichweite-Energie-Beziehung	67
3.4. Reichweite-Verteilung	86
4. Ergebnisse radiochemischer Reichweite-Untersuchungen	90
4.1. Prüfung des Statistischen Modells	91
4.1.1. Allgemeines	91
4.1.2. Grundlagen	93
4.1.3. Anregungsfunktionen (Qualitative Auswertung)	95
4.1.4. Anregungsfunktionen (Quantitative Auswertung)	99
4.1.5. Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten von Isomeren	107
4.1.6. Relative Emissionswahrscheinlichkeit von Neutronen und γ -Strahlung	111

II

4.2. Untersuchung von Direktreaktionen	118
4.2.1. Reaktionen mit kleinen Werten für v_{α}/v_c	122
4.2.2. Reaktionen mit großen Werten für v_{α}/v_c	131
4.3. Untersuchung der Kernspaltung	137
4.3.1. Spaltkerne mit kleiner Anregungsenergie	142
4.3.2. Spaltkerne mit mittlerer Anregungsenergie	151
4.3.3. Spaltkerne mit hoher Anregungsenergie	155
5. Literaturverzeichnis	170

1. Einleitung

Beim Durchgang schwerer geladener Teilchen hoher kinetischer Energie durch Absorberschichten treten Wechselwirkungen auf, welche zur Abbremsung der Teilchen führen. Die Energieabgabe erfolgt dabei vorwiegend durch Ionisation der Absorberatome. Da bei jedem Ionisationsvorgang nur ein kleiner Teil der Energie des Teilchens abgegeben wird, sind sehr viele Stöße bis zu seiner völligen Abbremsung erforderlich. Der spezifische Energieverlust und die bis zur völligen Abgabe der Energie zurückgelegte Wegstrecke, d.h. die Reichweite, weichen deshalb meist nur wenig von den Mittelwerten ab. Ferner sind die bei dem Abbremsvorgang auftretenden Abweichungen von der Ausgangsrichtung gering, da bei der Wechselwirkung der Teilchen mit den sehr viel leichteren Elektronen nur sehr kleine Streuwinkel möglich sind. Dies trifft jedoch nicht mehr zu, wenn das Teilchen langsam geworden ist, da dann die restliche Energie bevorzugt durch Kernstreuung abgegeben wird, so daß große Richtungsänderungen immer wahrscheinlicher werden.



Das Verhalten von Ionen bei der Abbremsung ist deutlich an der Nebelkammeraufnahme eines α -Präparates zu erkennen. Wie die schematische Darstellung einer solchen Aufnahme zeigt, haben alle α -Teilchen tatsächlich fast dieselbe Reichweite. Die zur Ruhe gekommenen α -Teilchen liegen somit auf der Oberfläche einer Kugel, in deren Zentrum sich die punktförmige α -Quelle befindet. Teilt man - wie im Bild angedeutet - die Nebelkammer in einzelne Absorberschichten auf, so wird in jeder dieser Schichten ein Teil der α -Teilchen zur Ruhe kommen. Wie groß dieser Anteil ist, hängt u.a. von der

Reichweite der Ionen ab. Die Abhängigkeit der Verteilung der abgebremsten Ionen auf die einzelnen Absorberschichten von der Reichweite bildet die Grundlage der Methode der radiochemischen Reichweitebestimmung.

Bei der mathematischen Formulierung dieser Beziehung werden normalerweise die Abweichungen von der Ausgangsrichtung sowie der Breite der Reichweiteverteilung vernachlässigt. Trotz dieser Vereinfachung sind die bei der Berechnung der Reichweite aus der Häufigkeitsverteilung auftretenden Fehler bei Ionen mit einer Energie von mehr als 0,1 MeV pro Nukleon kleiner als einige Prozent. Ist eine höhere Genauigkeit erforderlich oder die kinetische Energie kleiner, so sind die Reichweite- und Richtungsabweichungen durch Korrekturglieder zu berücksichtigen.

Die Vorgänge bei der Abbremsung von energiereichen Ionen sind schon mehrfach Gegenstand theoretischer Untersuchungen gewesen. Allerdings weisen die aufgestellten Gleichungen, z.B. die für die Abhängigkeit der mittleren Reichweite von der Art und der kinetischen Energie der Ionen, zwei schwerwiegende Nachteile auf. Sie sind zu kompliziert und enthalten außerdem noch Parameter, deren Werte nicht berechnet werden können. Man benutzt deshalb stark vereinfachte Gleichungen, deren Konstanten empirisch ermittelt wurden. Mit befriedigender Genauigkeit war das bisher allerdings nur für die Reichweite-Energie-Beziehung möglich, nicht jedoch für die Energieabhängigkeit der Richtungsabweichungen und der Breite der Reichweite-Verteilung.

Die Methode der radiochemischen Reichweitebestimmung wurde bisher zur Untersuchung der Abhängigkeit der Abbremsseigenschaften verschiedener Absorbiermaterialien von der Art und der Energie der Ionen verwendet. Außerdem diente sie zur Ermittlung der Energie und der Energie-Verteilung der bei Kernreaktionen gebildeten schweren Endprodukte. Tatsächlich wurde gerade von der zuletzt genannten Anwendungsmöglichkeit bisher besonders häufig Gebrauch gemacht, so daß die meisten Varianten der Versuchsanordnungen speziell für diesen Verwendungszweck entwickelt wurden.

Wie alle anderen Methoden zur Bestimmung der Abbremsseigenschaften und der kinetischen Energie schwerer geladener Teilchen weist die Methode der radiochemischen Reichweitebestimmung Vor- und Nachteile auf. Ein Nachteil ist z.B., daß sie praktisch nur zur Untersuchung radioaktiver Ionen geeignet ist, da nur bei diesen die zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung erforderliche Nachweisempfindlichkeit erreichbar ist. Weiterhin werden keine Informationen über die individuellen Eigenschaften, wie Reichweite und Energie, einzelner Ionen erhalten. Allerdings wirkt sich dies in einigen

Fällen auch günstig aus, da die manchmal mühevoll e Mittelung über die Daten von vielen Einzelereignissen entfällt. Ein Vorteil der Methode ist, daß die Reaktionsprodukte zumeist eindeutig identifiziert werden können. Dadurch ist es möglich, eine bestimmte Kernreaktion auch dann zu untersuchen, wenn sowohl deren Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu dem anderer Reaktionen klein als auch die Zahl der Endprodukte groß ist.

2. Varianten der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung

Im folgenden Kapitel werden neben dem Prinzip der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung (MRRB) die verschiedenen Varianten der praktischen Ausführung eingehend erläutert. Außer den verschiedenen Versuchsanordnungen werden jeweils auch die zur Auswertung der Meßergebnisse erforderlichen Gleichungen angegeben. Die bei deren Ableitung benutzten Voraussetzungen sowie allgemeine Bemerkungen zur Durchführung der Experimente und zur verwendeten Nomenklatur sind in den Abschnitten 2.3 und 2.2 zusammengefaßt.

2.1. Grundlage der Methode

Das Prinzip der MRRB sei anhand der in Bild 1 dargestellten Versuchsanordnung erläutert. Die Reichweite der von der punktförmigen Quelle emittierten schweren Ionen sei \bar{R} . Der geometrische Ort der abgebremsten Ionen ist demnach die Oberfläche einer Kugel, in deren Zentrum die Quelle liegt.

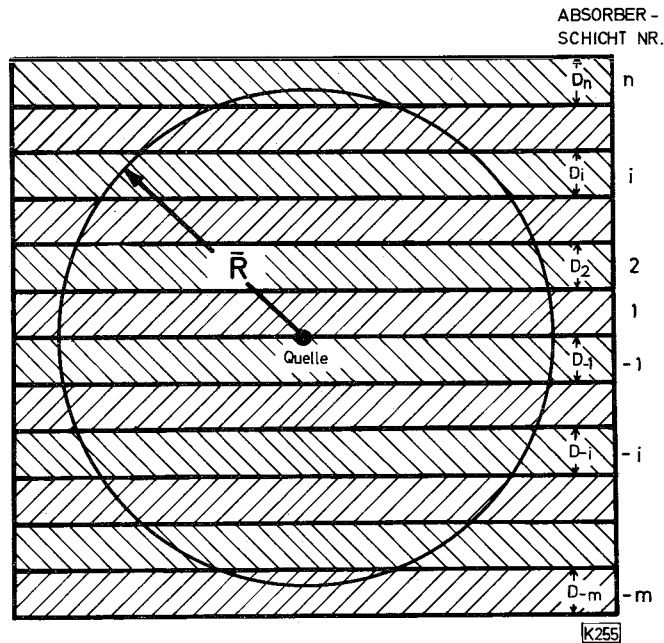


Bild 1: Versuchsanordnung zur Bestimmung der Reichweite \bar{R} der von der punktförmigen Quelle emittierten Ionen.

Erfolgt die Emission der Ionen isotrop, so ist die Wahrscheinlichkeit der Abbremsung in einem bestimmten Teilstück der Kugeloberfläche proportional zu dessen Größe. Aus der Geometrie der in Bild 1 gezeigten Anordnung ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit $w(i)$ der Abbremsung der Ionen in der Absorberfolie i :

$$w(i) = \frac{D_i}{2 \bar{R}} I \quad \text{für } \bar{R} > \sum_{j=1}^i D_j \quad \text{Gl. 2}$$

Es bedeuten D_i die Schichtdicke der Absorberfolie i und I die Gesamtzahl der emittierten Ionen. Zur Ermittlung der Reichweite ist nach Gleichung 2 die Bestimmung der Größen D_i , $w(i)$ und I erforderlich. Da jedoch die Genauigkeit der experimentellen Werte für $w(i)$ und I nicht sehr hoch ist, geht man in der Praxis von der Gleichung 3 aus. Dieser Zusammenhang ergibt sich aus Gleichung 2, da die Summe über alle Wahrscheinlichkeiten

$$W(i) = \frac{w(i)}{2 \sum_1^n w(i)} = \frac{D_i}{2 \bar{R}} \quad \text{für } \bar{R} > \sum_{j=1}^i D_j \quad \text{Gl. 3}$$

$w(j)$ gleich der Gesamtzahl I ist. $W(i)$ bedeutet somit die auf 1 normierte Wahrscheinlichkeit für die Abbremsung der Ionen in der Absorberschicht i . Da zur Bestimmung von $W(i)$ nur das Verhältnis von $w(i)$ zur Summe aller $w(j)$ zu ermitteln ist, müssen zur experimentellen Durchführung der Untersuchung keine absoluten Häufigkeiten gemessen werden. So reicht bei radioaktiven Ionen die Bestimmung der $w(j)$ proportionalen Aktivitätsraten $A_R(j)$ zur Ermittlung von $W(i)$ aus. Da diese ohne großen Aufwand besser als auf 1 % genau bestimmt werden können, ist die Genauigkeit der mittels Gleichung 3 erhaltenen Reichweiten recht gut. Allerdings setzt diese Arbeitsweise voraus, daß zumindest für alle der auf einer Seite der Quelle liegenden Absorberfolien $A_R(j)$ bestimmt wird.

Alle Anwendungsformen der MRRB beruhen letztlich auf diesen beiden Grundgleichungen. Allerdings sind die in der Praxis verwendeten Gleichungen zu- meist erheblich komplizierter, da z.B. Anisotropie der Emission oder/und Streuung der Ionen bei der Abbremsung zu berücksichtigen sind. Auch der Einfluß der endlichen Dicke der Quelle ist bei der Ableitung der Gleichung zu beachten. Dagegen ist eine Korrektur für eine flächige Ausdehnung der Quelle nicht erforderlich, da die Gleichungen 2 und 3 unabhängig von der Lage der Quelle zwischen den Absorberfolien 1 und -1 sind.

2.2. Allgemeine Bemerkungen zur Anwendung der MRRB

Nach dem im Abschnitt 2.1. erläuterten Grundprinzip der MRRB bestehen die Versuchsanordnungen aus einer punktförmigen oder ausgedehnten Quelle für die Ionen, welche allseitig mit Absorbermaterial umgeben ist. Eine wesentliche Anforderung an die Anordnung ist dabei, daß die Häufigkeitsverteilung der abgebremsten Ionen über eine begrenzte Zeit fixiert und z.B. durch die Bestrahlungsbedingungen nicht beeinflußt wird. Es wurden daher normalerweise feste Absorber- und Target-Folien verwendet, da die Verhinderung der Bewegung der abgebremsten Ionen durch Diffusion oder Konvektion in gasförmigen oder flüssigen Fängern erhebliche experimentelle Schwierigkeiten bereitet. Diese konnten bisher nur für solche Versuchsanordnungen gelöst werden, welche zur Untersuchung gerichteter Ionenstrahlen geeignet sind.

Es ist üblich, die bisher verwendeten Versuchsanordnungen in folgender Weise zu klassifizieren:

- 1) Anordnungen mit dünnem Target (Quelle) und dünnen Absorber (Fänger)-Schichten
 - a) mit Kollimator (DU+K)
 - b) ohne Kollimator (DUDU)
- 2) Anordnungen mit dickem Target (Quelle) und
 - a) dünnen Absorber (Fänger)-Schichten (DIDU)
 - b) dicken Absorber (Fänger)-Schichten (DIDI)
- 3) Anordnungen zur Bestimmung der Winkelverteilung (WI)

Die in diesem Zusammenhang verwendete Bezeichnung dünn bzw. dick bedeutet, daß die Target- oder Fänger-Schichtdicke kleiner bzw. größer ist als die Reichweite der Ionen in dem betreffenden Material. Hinter den einzelnen Klassen sind in Klammer die im folgenden benutzten Kennzeichnungen aufgeführt.

Die in der Klasse 1a zusammengefaßten Versuchsanordnungen vom Typ DU+K werden hauptsächlich zur Bestimmung von Reichweite-Verteilungen verwendet, während die anderen Typen 1b, 2a und 2b besser zur Bestimmung der mittleren Reichweite geeignet sind. Die in der dritten Klasse aufgeführten Anordnungen zur Bestimmung der Winkelverteilung werden in der vorliegenden Arbeit nur kurz erläutert.

Nach den Gleichungen 2 und 3 besteht bei Verwendung der in Bild 1 gezeigten Versuchsanordnung zwischen der Reichweite und der Schichtdicke D_i ein linearer Zusammenhang. Die Standardabweichung für die so bestimmte Reichweite ist somit keinesfalls kleiner als die des Flächengewichtes D_i . Es ist deshalb notwendig, den Fehler bei der Ermittlung der Schichtdicken möglichst klein zu halten. Auch die Uniformität der Schichtdicke sowie die Rauheit der Oberfläche beeinflussen die Genauigkeit der Bestimmung, da sie zu einer unkontrollierten Veränderung der Größe der Oberfläche und damit auch des Flächengewichtes führen. Die Folien werden deshalb normalerweise unmittelbar vor der Verwendung mechanisch und/oder chemisch poliert und dabei gleichzeitig der oberflächlich anhaftende Schmutz entfernt. Besteht das Targetmaterial aus einer Legierung, so ist bei Verwendung chemischer oder elektrischer Polierverfahren darauf zu achten, daß dadurch keine Konzentrationsverschiebung in der obersten Schicht auftritt (11).

Dicke Target- oder Fänger-Folien werden durch Walzen hergestellt. Bei duktilen Metallen ist es dabei möglich, Folien mit Flächengewichten bis herab zu einigen mg/cm^2 zu erzeugen. Durch "Hämmern" können zwar noch dünnere Folien erhalten werden, zumeist genügen diese jedoch nicht mehr den Uniformitätsanforderungen. Eine visuelle Inspektion zeigt bereits, daß die Schichten viele kleine Löcher aufweisen. Zur Herstellung von Folien mit Schichtdicken unter einigen mg/cm^2 muß man deshalb auf eines der folgenden Verfahren zurückgreifen: Elektrolyse, Elektrophorese, Aufdampfung, Elektrospray-Methode oder Lackier-Technik. Auf eine nähere Beschreibung dieser Verfahren kann hier verzichtet werden, da in den letzten Jahren einige gute Zusammenfassungen veröffentlicht wurden (P26)(P27)(P28). In diesen werden neben der Arbeitstechnik die Vor- und Nachteile der genannten Verfahren diskutiert.

Die Bestimmung der Schichtdicke erfolgt durch Wägung eines Folienstückes mit bekannter Fläche oder durch Ermittlung des Energie-Verlustes von α - oder β -Strahlung in der Folie. Mit der ersten Methode erhält man direkt das mittlere Flächengewicht D der Folie. Mit der zweiten Methode kann dagegen die Folie abgetastet werden, so daß auch Änderungen der Schichtdicke feststellbar sind. Da die Abhängigkeit der Energie-Abgabe von der Foliendicke zumeist durch Eichung ermittelt wird, sind im allgemeinen die möglichen Fehler für die mit der zweiten Methode erhaltenen Absolutwerte für das Flächengewicht etwas größer. Bei sorgfältiger Ausführung der Bestimmung lassen sich jedoch Genauigkeiten von besser als 1 % erreichen.

Je dünner die Folien sind, umso schwieriger werden die Messungen, da dann z.B. Adsorptions-Effekte zu einer erheblichen Verfälschung der Ergebnisse führen können. Eine eingehendere Diskussion der Verfahren und der Schwierigkeiten bei der Anwendung findet sich in den Veröffentlichungen (P26)(P27) (P28).

Die Herstellung und Handhabung der zur Untersuchung von Reichweiteverteilungen erforderlichen dünnen Fängerschichten bereitet häufig große experimentelle Schwierigkeiten. Das von Davies et al. (D1) eingeführte Stripping-Verfahren verdient deshalb besonderes Interesse. Bei dieser Arbeitstechnik werden die Ionen in einem dicken Al-Fänger abgebremst und dieser nach der Bestrahlung in dünne Schichten aufgeteilt. Dazu wird der Fänger zunächst anodisch oxidiert und dann die Oxydschicht abgelöst. Wie Hollstein und Münzel (H1) zeigten, ist die Anwendung dieses Verfahrens auf solche Elemente beschränkt, deren Normalpotential nicht wesentlich positiver ist, als das des Fängermaterials. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so wird nur der Teil $L(i)$ von der ursprünglich in der Schicht i vorhandenen Menge $L_o(i)$ abgelöst. Nach Hollstein und Münzel (H1) kann für diese Verschleppung wie folgt korrigiert werden:

$$L_o(i) = \frac{L(i) - K_V L(i-1)}{1 - K_V} \quad \text{Gl. 4}$$

Sie bestimmten den Verschleppungsfaktor K_V für die Elemente Ag, Sb und Ba in Al-Fängern und fanden die Werte: $0,98 \pm 0,01$, $0,80 \pm 0,03$ und $0,00 \pm 0,02$.

Arbeitsvorschriften für die Durchführung des Stripping-Verfahrens wurden bisher für folgende Elemente veröffentlicht: Al(D1), Si (D2), W (M1) und Au (W1). Ob auch bei den drei letztgenannten Elementen eine Verschleppung auftritt, wurde bislang noch nicht experimentell untersucht.

Zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung der Ionen wird die Versuchsanordnung nach der Bestrahlung in die einzelnen Folien aufgeteilt und in diesen die Aktivität bestimmt. Emittiert das Radionuklid eine charakteristische Strahlung, so ist eine weitere Aufarbeitung nicht erforderlich und die Ermittlung der Aktivitätsrate erfolgt mittels einer geeigneten Meßanordnung. So bestimmten Gordon et al. (G1) die Reichweiten einiger ^{233}U -Spaltprodukte durch die direkte Aktivitätsmessung mit einem Ge(Li)-Detektor. Im allgemeinen werden die Folien jedoch vorher aufgearbeitet. Dazu werden diese gelöst, das gewünschte Element chemisch abgetrennt und die Aktivitätsrate des erhaltenen Präparates bestimmt. Zur Trennung und Messung der Aktivitätsrate

werden die in der Radiochemie üblichen Methoden und Arbeitstechniken verwendet (R12).

Nach Gleichung 3 bzw. 7 ist zur Berechnung von \bar{R} die Kenntnis mehrerer Aktivitätsraten $A_R(j)$ erforderlich. Werden die $A_R(j)$ der Präparate hintereinander in der gleichen Meßanordnung bestimmt, so ist im allgemeinen eine Korrektur für den Aktivitätsabfall notwendig. Diese Korrektur entfällt dann, wenn die Messungen gleichzeitig mittels einer größeren Zahl an Detektoren vorgenommen werden. Allerdings sind in diesem Fall die Unterschiede in der Ansprechwahrscheinlichkeit der Meßanordnungen bei der Auswertung zu berücksichtigen. Sind diese Unterschiede nicht sehr groß, so kann das Rotationsverfahren bei der Messung angewendet werden. Bei dieser Methode werden die $A_R(j)$ der Präparate gleichzeitig bestimmt und danach die Messung $(n-1)$ -mal wiederholt, wobei jedesmal die Präparate in eine andere Meßanordnung eingeführt werden. Zum Schluß wird der Mittelwert der für die einzelnen Messungen berechneten $W(i)$ (s. Gl. 3) zur weiteren Auswertung verwendet.

Eine wesentliche Voraussetzung bei der Anwendung der verschiedenen Versuchsanordnungen ist weiterhin, daß einerseits deren mechanischer Aufbau und andererseits die Beweglichkeit der Ionen unter den gewählten Bestrahlungsbedingungen nicht wesentlich verändert wird. Schwierigkeiten bei der Erfüllung dieser Forderungen werden bei Zyklotron-Bestrahlungen auftreten, weil dabei die Anordnung einer erheblichen thermischen Belastung ausgesetzt wird. So führten Rohde und Münzel (R1) die mangelnde Reproduzierbarkeit bei der Bestimmung der Reichweiten einiger bei der Reaktion $^{239}\text{Pu}(d,f)$ gebildeter Spaltprodukte auf Verwerfungen der dünnen Absorberfolie zurück.

Weiterhin ist bei der Auswertung zu berücksichtigen, daß ein Teil der Aktivitätsrate möglicherweise auf Kernreaktionen mit den im Fängermaterial enthaltenen Verunreinigungen zurückzuführen ist. Zur Bestimmung dieses Anteils enthalten deshalb die Versuchsanordnungen normalerweise zusätzlich Absorberschichten als Monitorfolien.

2.3. Nomenklatur und Voraussetzungen

Bei der Ableitung der Gleichungen, welche zur Berechnung der mittleren Reichweiten aus der experimentell bestimmten Häufigkeitsverteilung benötigt werden, sind neben der Art der verwendeten Versuchsanordnung noch eine Reihe von Voraussetzungen bzw. Annahmen zu berücksichtigen. Diese dienen entweder der Beschreibung der Abbremsung der Ionen oder des Verlaufs der Kernreaktion.

Da es nicht möglich ist, die Gleichungen für alle Varianten in diesen Annahmen aufzuführen, wurden nur einige charakteristische Beispiele ausgewählt. Die in diesen Beispielen verwendeten Voraussetzungen und Annahmen sind im folgenden zusammengestellt.

1. Die mittlere Reichweite \bar{R} hängt in der durch Gleichung 5 angegebenen Weise von der kinetischen Energie E_K der Ionen ab.

$$\bar{R} = \alpha E_K^\beta \quad \text{Gl. 5}$$

α und β sind Konstanten, deren Werte von der Art des Ions und Absorbermaterials beeinflusst werden.

2. Die Verteilung der Reichweiten um den Mittelwert \bar{R} ist symmetrisch und die relative Halbwertsbreite H im allgemeinen vernachlässigbar klein. Ist eine Korrektur erforderlich, so wird bei der Ableitung der Gleichung eine Gauss-Verteilung angenommen.
3. Werden die Ionen nicht isotrop emittiert, so wird folgender Ansatz für die Winkelverteilung verwendet:

$$W(\theta) = a + b \cos^2 \theta \quad \text{Gl. 6}$$

θ ist der Winkel zwischen den Bewegungsrichtungen von Projektil und Reaktionsprodukt. Der Quotient b/a ist demnach ein Maß für die Anisotropie der Reaktion. Eine weitere Variante ist die Annahme einer vollständigen Impulsübertragung bei der Bildungs-Reaktion der schweren Ionen, so daß deren Bewegungsrichtung zumindest näherungsweise mit der Projektilrichtung gleichzusetzen ist.

4. In einigen Fällen ist die Geschwindigkeit des Reaktionsproduktes auf zwei verschiedene Prozesse zurückzuführen. So ist z.B. die Geschwindigkeit von Spaltprodukten die Vektorsumme $\vec{v} + \vec{V}$, wobei \vec{v} die Geschwindigkeit des Spaltkerns und \vec{V} die Geschwindigkeit des Spaltprodukts im System des bewegten Spaltkerns bedeuten. Bei der Auswertung nach diesem "Zwei Vektor Modell" wird angenommen, daß v stets viel kleiner als V und somit der Quotient $\eta = v/V \ll 1$ ist. Außerdem wird vorausgesetzt, daß v in die Komponenten v_- und v_+ zerlegt werden kann ($\vec{v} = \vec{v}_- + \vec{v}_+$). \vec{v}_- bzw. \vec{v}_+ verläuft parallel bzw. senkrecht zur Projektilrichtung. Für die Quotienten $\eta_- = v_-/V$ und $\eta_+ = v_+/V$ gilt ebenfalls die Annahme, daß sie wesentlich kleiner als eins sind.
5. Die Targetanordnungen sind zunächst als unendlich groß angenommen und somit Kanteneffekte vernachlässigt worden. Diese Annahme ist nicht immer gerechtfertigt. In den Fällen, in denen eine Korrektur unbedingt erforderlich

ist, wird bei der Beschreibung der speziellen Variante der Versuchsanordnungen besonders darauf hingewiesen.

Bei der Ableitung der Gleichungen wurden die Formulierungen stets so gewählt, daß nur relative Häufigkeiten darin vorkommen. Bei der Auswertung ist dann nicht die Kenntnis der absoluten Zahl der in einer Folie abgebremsten Ionen erforderlich, sondern z.B. nur die Aktivitätsrate $A_R(j)$. Wie bereits im Abschnitt 2.1 gezeigt, ist auf diese Weise eine genauere Bestimmung von \bar{R} möglich.

Die in den Gleichungen verwendete Nomenklatur sei noch kurz erläutert:

$W(i)$ ist die Bezeichnung für die normierte Wahrscheinlichkeit der Abbremsung der Ionen in der Absorberschicht i (s. auch Gl.3). Sie ist gleich dem in Gl. 7a gegebenen Quotienten, wobei $A_R(i)$ bzw. $A_R(T)$ die Aktivitätsrate der Folie i

$$W(i) = \frac{A_R(i)}{\sum_{j=1}^n A_R(j) + A_R(T) + \sum_{j=1}^m A_R(j)} \quad \text{Gl. 7a}$$

$$W(>i) = \frac{\sum_{j=i+1}^n A_R(j)}{\sum_{j=1}^n A_R(j) + A_R(T) + \sum_{j=1}^m A_R(j)} \quad \text{Gl. 7b}$$

bzw. des Targets bedeutet. Der Nenner in Gl.7a bzw.7b stellt somit die über die gesamte Versuchsanordnung summierte Aktivitätsrate dar. Die relative Anzahl der die Schicht i durchdringenden Ionen wird mit $W(>i)$ bezeichnet. Bei der Untersuchung anisotroper Kernreaktionen hängt $W(i)$ von der Lage der Folien relativ zur Projektilrichtung ab. Ist diese parallel bzw. senkrecht zur Normalen der Targetfläche so werden die Bezeichnungen $W(i,=)$ und $W(>i,=)$ bzw. $W(i,+)$ und $W(>i,+)$ benutzt. D_T bedeutet das Flächengewicht der Targets, D_i das der Absorberfolie i und D_{K_i} das aller Fängerfolien 1 bis i .

2.4. Versuchsanordnungen mit dünnem Target und Kollimator (DU+K)

Diese Art der Versuchsanordnungen eignet sich besonders zur Bestimmung der Reichweite-Verteilung. Die sich aus der Verteilung ergebende mittlere Reichweite ist dagegen weniger genau, da durch die Summierung über die Schichtdicken vieler dünner Fängerfolien der Gesamtfehler größer wird.

Tabelle 1 Varianten der DU+K-Anordnungen

Bezeichnung der Variante	Fänger (F: Fest) (G: Gas)	Anordnung der Fänger im (i) oder hinter (h) dem Kollimator	Art der erhaltenen Reichweite-Verteil. (dif = differentiell int = integral)
DU+K 1	F	h	dif
DU+K 2	G	i	dif
DU+K 3	G	h	dif
DU+K 4	G	i	int

Allen bisher benutzten Varianten der Versuchsanordnung ist gemeinsam, daß die dünne Targetschicht auf einer dicken Trägerfolie aufgebracht war. Dagegen unterscheiden sie sich, wie Tabelle 1 zeigt, im Aggregatzustand des Absorbermaterials und der Lage der Fängerschichten in bezug auf den Kollimator. Sind diese nicht hinterm sondern im Kollimator angebracht, so trifft ein Teil der Ionen auf die Kollimatorwandung und wird somit bei der späteren Häufigkeitsbestimmung in den Fängerschichten nicht erfaßt. Qualitativ läßt sich zeigen, daß dadurch eine zu kleine Halbwertsbreite vorgetäuscht wird. Eine quantitative Abschätzung ergibt jedoch, daß der dadurch bedingte Fehler klein gegenüber den anderen experimentellen Fehlern sein sollte.

Die Bilder 2a und 2b zeigen differentielle Reichweite-Verteilungen, wie sie mit den Versuchsanordnungen DU+K 1, DU+K 2 und DU+K 3 erhalten werden. Aufgetragen ist dabei der Quotient $A_R(i)/D_i$ gegen die Summe D_{Ki} der Schichtdicken aller Fängerfolien von 1 bis i. Mit der Variante DU+K 4 erhält man dagegen integrale Reichweite-Verteilungen, bei denen $W(>i)$ gegen D_{Ki} aufgetragen wird (Bild 2c). Um daraus die Reichweite-Verteilung in der in Bild 2a und 2b gezeigten Form zu erhalten, ist es erforderlich, die integrale Reichweite-Verteilung zu differenzieren.

In Bild 2a ist die Verteilung für Ionen mit kleiner kinetischer Energie gezeigt. Charakteristisch daran ist, daß wahrscheinlichste und mittlere Reichweite nicht miteinander übereinstimmen. Die typische Verteilungskurve für Ionen mit etwa 1 MeV/AME ist im Bild 2b dargestellt. Sie zeigt einen ausge-

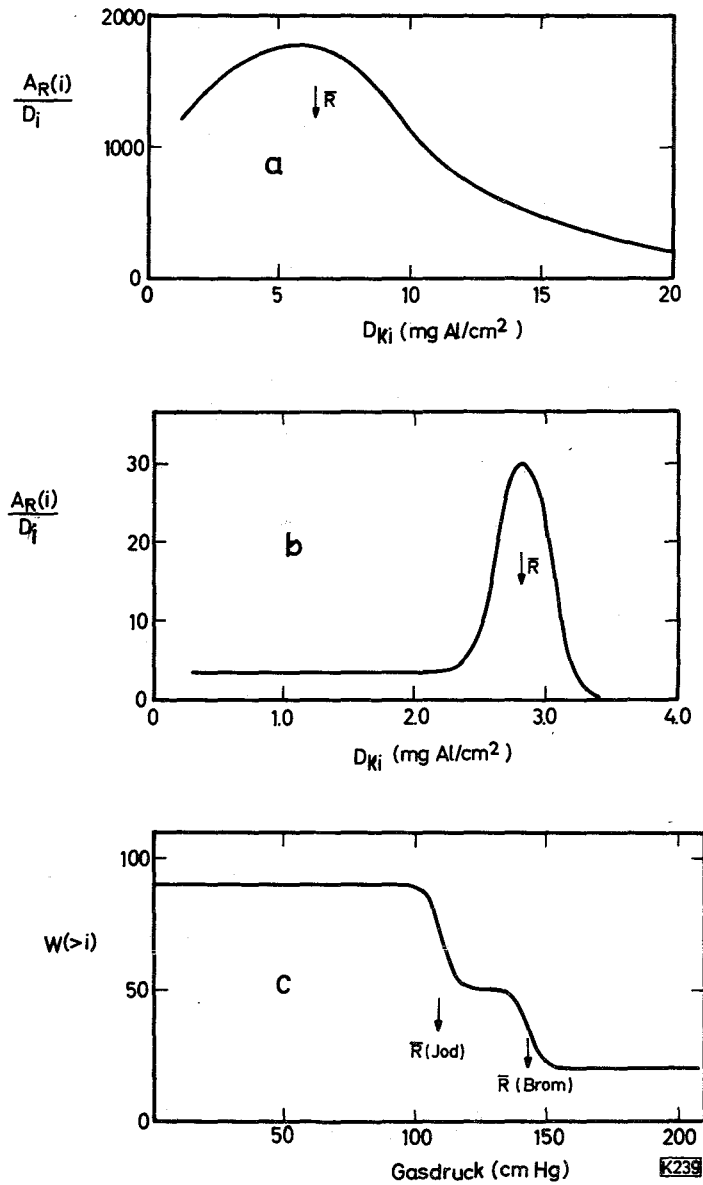


Bild 2: Reichweite-Verteilungskurven

- a) Differentielle Verteilungskurve (²⁴Na in Al; $E_K = 10$ keV; Davies et al. (D3))
- b) Differentielle Verteilungskurve (Spaltprodukt ¹⁴⁰Ba in Al; DU+K 1; Brown u. Oliver (B1))
- c) Integrale Verteilungskurve (Verzögerte Neutronenstrahler ⁸⁷Br und ¹³⁷J in Al; DU+K 4; Good u. Wollan (G2)).

prägen Peak, welcher nach höheren Schichtdicken hin schnell auf 0 abfällt. Nach geringeren Schichtdicken hin bleibt die Intensität jedoch stets endlich. Über die Herkunft dieses "niederenergetischen" Untergrundes herrscht noch keine Klarheit. Hollstein und Münzel (H1) konnten zeigen, daß ein Teil auf die Streuung der Ionen an der Wand des Kollimators zurückzuführen ist. Allgemein wird angenommen, daß die gaussförmige Verteilungskurve durch diesen Untergrund in der beobachteten Weise verzerrt wird. Zur Auswertung wird deshalb nur die von dem Untergrund kaum beeinflusste rechte Flanke des Peaks verwendet.

Die Größe der beobachteten relativen Halbwertsbreite H , d.h. der Quotient aus Halbwertsbreite der Verteilung und mittlerer Reichweite \bar{R} , hängt von den Versuchsbedingungen ab. Normalerweise (z.B. H1) wird bei der Auswertung der in Gleichung 8 gegebene Ansatz verwendet.

$$H^2 = H_B^2 + H_A^2 + H_G^2 + H_T^2 + H_F^2 \quad \text{Gl. 8}$$

Dabei geht man von der Annahme aus, daß die verschiedenen Einflüsse auf H voneinander unabhängig sind. In Gleichung 8 bedeuten die mit Indices versehenen H die relativen Halbwertsbreiten der Reichweite-Verteilung, welche zurückzuführen sind auf

- H_A : die Streuung bei der Abbremsung
- H_B : die Bildungsreaktion des Ions
- H_G : die Kollimatorgeometrie
- H_T : die endliche Targetdicke
- H_F : die Inkonstanz der Fängerschichtdicken

Nach Gleichung 8 kann aus H das gewünschte H_B berechnet werden. Die numerischen Werte für die anderen Anteile werden entweder experimentell bestimmt oder aber durch eine Abschätzung erhalten.

2.4.1. Variante DU+K 1

Diese Art der Versuchsanordnung wurde zuerst von Brown und Oliver (B1) zur Bestimmung der Reichweite-Verteilung von Spaltprodukten aus der Reaktion $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ benutzt. Als Kollimator diente eine Aluminium-Platte, in welche Löcher gebohrt waren (Bild 3a). Die Auftrennung der als Fänger verwendeten dicken Aluminium-Folie erfolgte nachträglich mittels der Stripping-Methode.

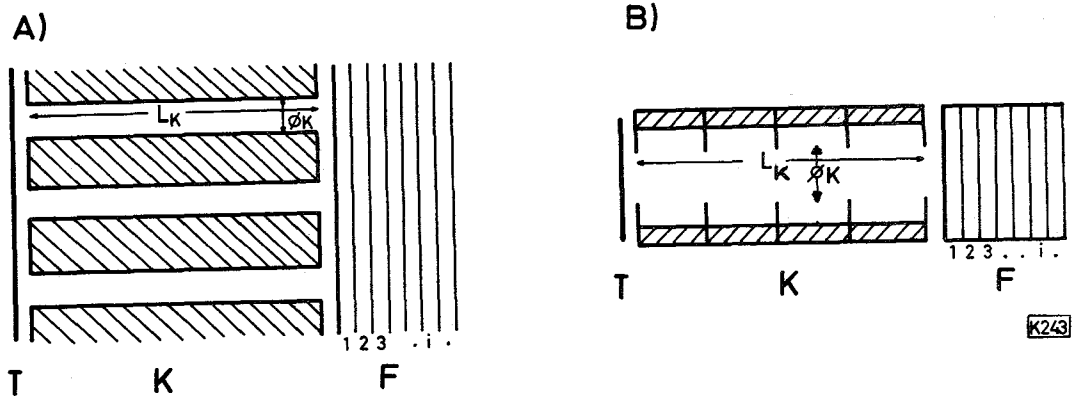


Bild 3: Versuchsanordnung DU+K 1, bestehend aus Target T, Kollimator K und Fänger F_i ; A) nach Brown u. Oliver (B1); B) nach Hollstein u. Münzel (H1)

Bei der Auswertung wurde angenommen, daß die Verteilung gaussförmig ist und die leichte Verzerrung auf den "niederenergetischen" Untergrund zurückzuführen ist. Unter dieser Voraussetzung ergab sich, daß der Anteil der Peakfläche an der Gesamtfläche unter der Kurve größer als 75 % ist.

Hollstein und Münzel (H1) bestimmten in der gleichen Weise die Reichweiteverteilung einiger Spaltprodukte aus der Reaktion $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$. Selbst nach Korrektur der experimentellen Ergebnisse für die Stripping-Verschleppung ergab sich der Untergrund-Anteil zu $> 50 \%$. Sie verwendeten deshalb bei weiteren Experimenten einen sog. streuarmlen Kollimator (Bild 3B) mit besonders kleiner Wandfläche. Die mit diesem Kollimator erhaltenen Verteilungskurven wiesen ebenfalls einen hohen Untergrund auf, dessen Verlauf jedoch wesentlich verändert war. Die genannten Autoren teilen deshalb den Untergrund in zwei Anteile auf. Einen davon führen sie auf die Streuung der Spaltprodukte an der Kollimator-Wand zurück. Die Herkunft des zweiten Anteils ist noch ungewiss. Wahrscheinlich ist u.a. die Art und der Druck der Gasfüllung des Kollimators für diesen Untergrundanteil von wesentlicher Bedeutung. Wie die Autoren anhand einer qualitativen Abschätzung zeigten, müssen jedoch noch andere Effekte erheblichen Einfluß besitzen.

Der Fehler der nach der DU+K 1 - Methode bestimmten mittlerer Reichweiten ist im allgemeinen groß. So sind die von Aras, Menon und Gordon (A1) für einige Spaltprodukte bestimmten Werte um etwa 25 % zu klein. Die Autoren vermuten, daß dies einerseits auf Ungenauigkeiten bei der Ermittlung der

Fänger-Schichtdicken und andererseits auf die unvollständige Verdrängung der Luft im Kollimator durch Helium zurückzuführen sei. Um die Genauigkeit bei der Bestimmung der mittleren Reichweite zu verbessern, benutzten Brown und Oliver (B1) bzw. Hollstein und Münzel (H1) mit Wasserstoff gefüllte bzw. evakuierte Kollimatoren. Außerdem wurde bei beiden Untersuchungen der Fänger in Haupt- und Vorfänger aufgetrennt. Die Schichtdicke des letzteren entsprach etwa einer halben Reichweite.

Bei der Auswertung der Ergebnisse nach Gleichung 8 ist die größte Schwierigkeit die Ermittlung von H_A , d.h. des durch die Streuung bei der Abbremsung bedingten Anteils der Halbwertsbreite. Die Größe von H_A kann entweder aus der Theorie der Abbremsung oder aber aus den Ergebnissen analoger Versuche mit gasförmigem Fänger berechnet werden. Die dabei erhaltenen Werte stimmen etwa miteinander überein. Setzt man diese in Gleichung 8 ein, so ergeben sich viel zu große Werte für H_B , d.h. den auf die Bildungsreaktion zurückzuführenden Anteil. Dies läßt nur den Schluß zu, daß H_A zu klein angesetzt wurde und etwa um den Faktor 2 größer sein muß als erwartet. Eine befriedigende Erklärung für diesen Effekt kann noch nicht gegeben werden. Möglicherweise ist er zumindest z.T. auf die Tatsache zurückzuführen, daß der spezifische Energieverlust von der Flugrichtung des Ions in bezug auf die Gitterebenen im Kristall abhängt.

Aus den sich bei der Durchführung von Untersuchungen nach der DU+K 1 Methode abzeichnenden Schwierigkeiten ergibt sich, daß sich dieses Verfahren zur Bestimmung von H_B nur bedingt eignet. Die ermittelte relative Halbwertsbreite H der Reichweiteverteilung wird besonders durch die Streuung bei der Abbremsung (H_A) beeinflusst, so daß die abgeleiteten Werte für H_B in ihren absoluten Beträgen unsicher sind. Der Vergleich der H_B von z.B. ähnlichen Spaltprodukten sollte jedoch möglich sein und vertrauenswürdige Aussagen erbringen.

2.4.2. Variante DU+K 2

In dieser Versuchsanordnung (Bild 4), welche zuerst von Katcoff et al. (K1) verwendet wurde, befindet sich das Target an dem einen Ende einer zylindrischen Kapsel. Von dem anderen Ende der Kapsel ausgehend ist diese durch sehr dünne Folien in kleine Absorberabschnitte unterteilt. Der Gasdruck in der Kapsel wird so eingestellt, daß die mittlere Reichweite etwa in der Mitte des Absorber-Bereichs liegt. Nach der Bestrahlung werden die einzelnen Folien getrennt aufgearbeitet und die darin befindliche Aktivität des

gewünschten Radionuklids bestimmt. Es wird dabei vorausgesetzt, daß sich die in den Zwischenräumen abgebremsten Ionen auf den dünnen Trennfolien niederschlagen und bis zur Aufarbeitung fest daran haften. Der auf der Kollimatorwand und den Halterungen der Trennfolien abgeschiedene Aktivitätsanteil wird nicht erfaßt.

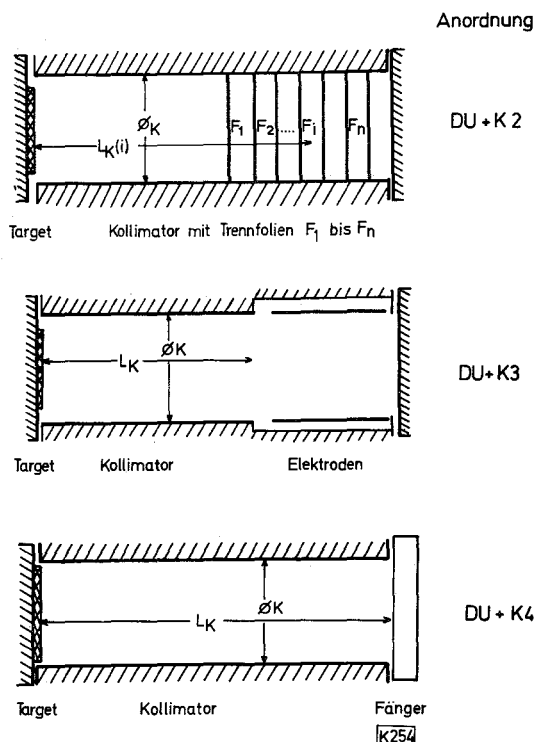


Bild 4: Varianten 2, 3 und 4 der Versuchsanordnung DU+K

Die ermittelte Reichweite-Verteilung muß noch für folgende Effekte korrigiert werden:

1. Einfluß der Kollimatorgeometrie auf die Auflösung. Wurde das Verhältnis Durchmesser ϕ_K zu Länge L_K des Kollimators zu groß gewählt, so ist für die schlechten Kollimator-Eigenschaften der Anordnung zu korrigieren. Unter Umständen ist es sogar möglich, daß die Kugel, auf deren Oberfläche die Ionen zur Ruhe kommen (s. Bild 1), innerhalb des Kollimators von mehreren Absorbern geschnitten wird. Die Korrektur für die Geometrie ist vernachlässigbar, sobald das Verhältnis ϕ_K/L_K kleiner als 0,2 gemacht wird.
2. Änderung der Geometrie im Bereich der Absorberschichten. Der von den einzelnen Absorberschichten überdeckte, auf das Targetzentrum als Scheitel bezogene Raumwinkel hängt von deren Entfernung vom Target ab. Je größer

diese Distanz ist, umso kleiner wird der Raumwinkel und somit auch die Wahrscheinlichkeit $w(i)$ für die Abbremsung der Ionen in der Absorberschicht i . Näherungsweise gilt, daß durch eine Vergrößerung dieser Distanz um 10 %, die Wahrscheinlichkeit $w(i)$ um etwa 20 % absinkt. Die Asymmetrie der experimentell gefundenen Verteilungskurven ist jedoch nur zu einem kleinen Teil auf diesen Effekt zurückzuführen.

3. Streuung der Ionen bei der Abbremsung. Zur quantitativen Berechnung dieses Effektes ist die genaue Kenntnis der Streuung schwerer Ionen in gasförmigen Absorbern erforderlich. Obwohl bereits in einer Reihe von theoretischen Arbeiten (s. Kapitel 3) dieses Problem näher untersucht wurde, sind die Voraussagen nicht sehr sicher. Qualitative Abschätzungen (z.B. Hollstein und Münzel (H1)) zeigen jedoch, daß die erforderliche Korrektur sehr klein sein sollte.
4. Energieverlust in den Trennfolien. Die zur Abtrennung der gasförmigen Absorberschichten verwendeten Folien besitzen andere Abbremsseigenschaften als das Gas. Die Korrektur für diesen Effekt ist schwierig durchzuführen. Es ist deshalb wichtig, sehr dünne Trennfolien zu verwenden.
5. Einfluß der Diffusion. Ist die Voraussetzung, daß die in den Absorberschichten abgebremsten Ionen auf der jeweils nächstliegenden Folie gesammelt werden, nicht erfüllt, so wird die Verteilung in unvorhersehbarer Weise verfälscht. Eine Korrektur für diesen Effekt ist praktisch nicht möglich. Die Bestimmung der Reichweite-Verteilung gasförmiger Substanzen, z.B. Isotope der Edelgase, ist deshalb mit dieser Art der Versuchsanordnungen nicht möglich (K1).

Ein wesentlicher Vorteil dieser Versuchsanordnung besteht darin, daß verschiedene Gase als Absorbermaterial verwendet werden können. Auf diese Weise ist es möglich, ohne großen Aufwand die Abhängigkeit der Halbwertsbreite H von der Nukleonenzahl A_A des Absorbermaterials zu bestimmen. In Bild 5 ist ein Beispiel für eine solche Untersuchung gezeigt. Der Abszissenmaßstab wurde dabei so gewählt, daß sich aufgrund theoretischer Überlegungen eine lineare Abhängigkeit ergeben sollte. Extrapoliert man in dieser Zeichnung auf $A_A = 0$, so ergibt sich H_B .

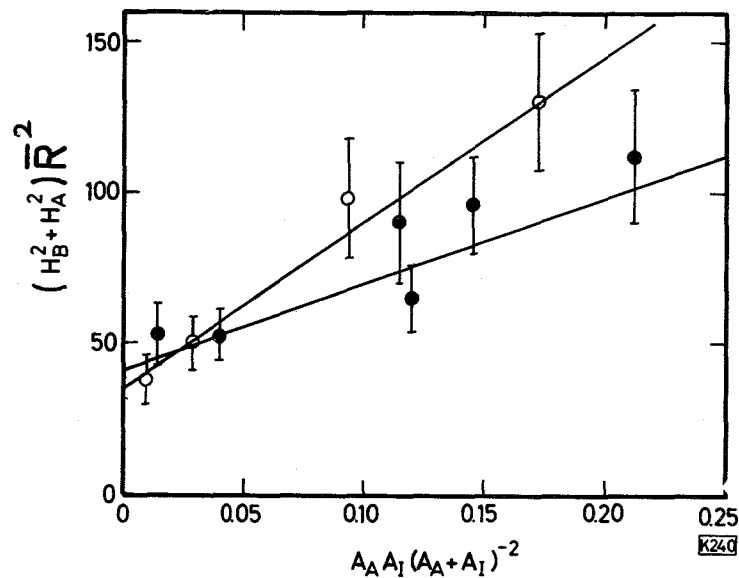


Bild 5: Einfluß der Nukleonenzahl des Ions (A_I) und des Absorbermaterials (A_A) auf die relative Halbwertsbreite der Reichweite-Verteilungskurve (nach Petrzhak et al. (P1)). Untersucht wurden die Spaltprodukte Sr-91 (●) und Ba-140 (○) in H_2 , He, N_2 , Luft, Ne und Ar.

2.4.3. Versuchsanordnung DU+K 3

Diese Versuchsanordnung unterscheidet sich von DU+K 2 dadurch, daß ein anderes Prinzip zur Sammlung der in einem Gasraum abgestoppten Ionen verwendet wird. Wie das Bild 4 zeigt, wird senkrecht zur Kollimatorrichtung ein elektrisches Feld angelegt, wodurch die fast völlig abgebremsten Ionen auf die Elektroden gezogen werden. Die Ionen sammeln sich dabei vorwiegend auf der Kathode an.

Bei dieser, zuerst von Ghiorso und Sikkeland (G3) verwendeten Versuchsanordnung wird vorausgesetzt, daß die Reichweite-Verteilung durch die Diffusion der weitgehend abgebremsten Ionen nicht merklich beeinflußt wird. Unter Verwendung der Annahme, daß die Produkte bis zur Abbremsung in den Elektroden stets eine Ladung aufweisen, konnte Valyocsik (V1) zeigen, daß diese Voraussetzung zutrifft. Dagegen spricht jedoch, daß einerseits die Halbwertsbreiten der Verteilungskurven für Ionen mit geringer kinetischer Energie erheblich breiter sind als erwartet (V1) und andererseits die Ausbeute an At- und Po-Ionen bei Verwendung von Wasserstoff als Absorbergas sehr klein ist (V2).

Alexander et al. (A2) diskutieren ebenfalls den Einfluß von Diffusion, Konvektion, Feldfehler, Targetfolie, Gasdruck und Elektroden-Abstand. Außerdem führten sie einige Testexperimente zur Prüfung der Abschätzungen über die Größe der verschiedenen Fehlermöglichkeiten durch. Es zeigte sich, daß unter der durch Variation des Gasdrucks leicht einstellbaren Bedingung von $7 \lesssim \bar{R} \lesssim 10$ cm die apparativen Fehler weitgehend vernachlässigt werden können.

Bei der Konstruktion der Anordnung ist darauf zu achten, daß das elektrische Feld zwischen den Elektroden nicht gestört wird. So fand Valyocsik (V1), daß bei Verwendung eines Kollimators aus Kunststoff die scheinbare Reichweite der Ionen wesentlich kleiner war als erwartet. Wahrscheinlich ist dieser Effekt auf die statische Aufladung des Kollimators zurückzuführen.

2.4.4. Versuchsanordnung DU+K 4

Die zuerst von Finkle et al. (F1) und später von Good und Wollan (G2) verwendete Anordnung (Bild 4) besteht aus einer zylindrischen Kapsel, welche mit Gas gefüllt wird. Das Target und der dicke Fänger sind an den Rohrenden befestigt. Durch den Gasdruck in der Kapsel wird das Flächengewicht des Absorbers zwischen Target und Fänger variiert. Gemessen wird die Intensität des Produktes auf dem Fänger in Abhängigkeit von dem Gasdruck.

Tabelle 2; Zusammenstellung der Untersuchungen mit DU+K-Versuchsanordnungen

Untersuchung von	Variante	Literatur
Reichweite-Energie-Beziehung	DU+K 1	(P13)
Statistisches-Modell	DU+K 3	(A2)(G6)(M15)
Kernspaltung	DU+K 1	(A1)(B1)(H1)
	DU+K 2	(K1)(P1)(M25)
	DU+K 4	(F1)(F14)

Bei der Auswertung sind die bereits im Abschnitt 2.4.2 genannten Effekte zu berücksichtigen. Besonders die Annahme, daß sich die im Gasraum abgebremsten Ionen nicht auf dem Fänger niederschlagen, ist experimentell schwer zu be-

weisen. Eine zusätzliche Schwierigkeit ergibt sich dadurch, daß jeweils nur ein Teil der erzeugten Ionen erfaßt wird. Die Zahl der bei jeder Bestrahlung insgesamt gebildeten Ionen muß gesondert ermittelt werden, z.B. durch die Projektilfluß-Bestimmung mit einem geeigneten Monitor. Außerdem ist für jedes Flächengewicht des Absorbers (Gasdruck) eine eigene Bestrahlung erforderlich.

2.5. Versuchsanordnungen mit dünnem Target ohne Kollimator (DUDU)

Diese Art der Versuchsanordnung (Bild 6) wurde zuerst von Segrè und Wiegand (S1) verwendet. Sie dient zumeist zur Bestimmung der mittleren Reichweite.

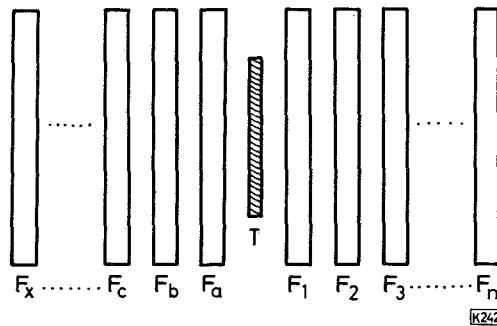


Bild 6: Versuchsanordnung DUDU

Die Genauigkeit der damit ermittelten Reichweite-Verteilung läßt dagegen zu wünschen übrig. Dies liegt daran, daß entweder die Zahl der sehr dünnen Folien sehr groß sein muß oder aber die Zahl der experimentellen Werte zur Auswertung der erhaltenen integralen Verteilung (Bild 2c) zu klein ist. Beide Alternativen führen zu einem recht großen Fehler.

Die Anwendung der DU+K- und DUDU-Anordnungen bringt im Vergleich zu den Anordnungen mit dicken Targets den Nachteil mit sich, daß die Zahl der bei der Bestrahlung erzeugten Ionen klein ist. Somit ist die Bestimmung der Reichweiten mit diesen Verfahren auf solche Ionen beschränkt, deren Häufigkeit schon bei sehr kleinen Substanzmengen mit der gewünschten Genauigkeit ermittelt werden kann. Andererseits weisen diese Varianten auch Vorteile auf. So können sehr kostbare oder nur in sehr geringer Menge vorhandene Targetmaterialien zur Durchführung der Untersuchungen verwendet werden. Weiterhin ist die Korrektur für unterschiedliche Abbrems- und Streu-Eigenschaften von Target-

und Fängermaterial zumeist sehr klein.

Beim Aufbau der Anordnung werden die dünnen Fänger entweder direkt oder durch Abstandsbleche getrennt auf die dünne Targetschicht aufgelegt. Letztere ist entweder auf einer dicken Trägerfolie oder dem ersten Fänger aufgebracht.

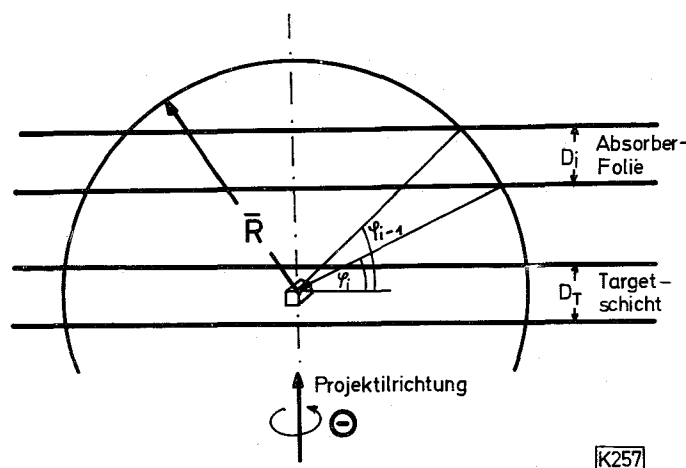


Bild 7; Versuchsanordnung DUDU. Erläuterung zur Ableitung der Gleichung 9.

Da die Herstellung sehr dünner Fängerfolien mit großen Schwierigkeiten verbunden ist, begnügt man sich zumeist mit einer kleinen Anzahl an Absorberschichten, deren Flächengewicht etwa innerhalb der Grenzen $0,1 \bar{R} < D_j < 0,5 \bar{R}$ liegt.

Die relative Wahrscheinlichkeit $W(i,=)$ für die Abbremsung eines Ions in der Schicht i (Bild 7) ergibt sich unter der Voraussetzung $\eta = 0$ aus Gleichung 9.

$$W(i,=) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\varphi_i} W(\varphi) \sin\varphi d\varphi d\theta d(D_T)}{D_T \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\varphi_{i-1}} W(\varphi) \sin\varphi d\varphi d\theta d(D_T)} \quad \text{Gl. 9}$$

Ersetzt man in dieser Gleichung einerseits φ_i durch φ_{i-1} und andererseits φ_{i-1} durch 0, so ergibt die dreifache Integration $W(>i,=)$. Um $W(i,+)$ zu erhalten, muß die Versuchsanordnung um 90° relativ zur Projektilrichtung gedreht werden.

Setzt man außer $\eta = 0$ noch voraus, daß die Exponenten β in der Reichweite-Energie-Beziehung (Gl. 5) für alle Schichten der Versuchsanordnung annähernd gleich groß sind und $W(>2,=) > 0$, so ergibt sich aus Gleichung 9

$$W(>T, =) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{D_T \left(1 + \frac{b D_T^2}{6a \bar{R}_T^2} \right)}{2 \bar{R}_T \left(1 + \frac{b}{3a} \right)} \right\} \quad \text{Gl. 10}$$

$$W(T, =) = 1 - 2 W(>T, =) \quad \text{Gl. 11}$$

$$W(>1, =) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \frac{b}{3a}} \left[B_x + \frac{D_T}{2 \bar{R}_T} + \frac{b B_x^4 \bar{R}_T}{12a D_T} \left(\left[1 + \frac{D_T / \bar{R}_T}{B_x} \right]^4 - 1 \right) \right] \right\} \quad \text{Gl. 12}$$

$$W(1, =) = W(>T, =) - W(>1, =) \quad \text{Gl. 13}$$

$$W(>2, =) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \frac{b}{3a}} \left[M_x + \frac{D_T}{2 \bar{R}_T} + \frac{b M_x^4 \bar{R}_T}{12a D_T} \left(\left[1 + \frac{D_T / \bar{R}_T}{M_x} \right]^4 - 1 \right) \right] \right\} \quad \text{Gl. 14}$$

mit

$$B_x = \left(\frac{D_1}{\bar{R}_1} \right)^{q_T} \cos^{(1-q_T)} \bar{\varphi}_1 \quad \text{Gl. 15}$$

$$M_x = \left\{ \frac{D_1}{\bar{R}_1} \cos \left(\frac{1-q_T}{q_T} \right) \bar{\varphi}_2 + \left(\frac{D_2}{\bar{R}_2} \right)^{q_1} \cos \left(\frac{1-q_T q_1}{q_T} \right) \bar{\varphi}_2 \right\}^{q_T} \quad \text{Gl. 16}$$

$$q_T = \frac{\beta_T}{\beta_1} \quad q_1 = \frac{\beta_1}{\beta_2}$$

$$\cos \bar{\varphi}_1 \approx \left(\frac{D_1}{\bar{R}_1} \right)^{q_T} \cos^{(1-q_T)} \bar{\varphi}_1 + \frac{D_T}{2 \bar{R}_T} \quad \text{für } D_T \ll \bar{R}_T \quad \text{Gl. 17}$$

$$\cos \varphi_2 \approx \frac{D_T}{2\bar{R}_T} + \left\{ \frac{D_1}{\bar{R}_1} \cos \left(\frac{1-q_T}{q_T} \varphi_2 \right) + \left(\frac{D_2}{\bar{R}_2} \right)^{q_1} \cos \left(\frac{1-q_T q_1}{q_T} \varphi_2 \right) \right\}^{q_1} \quad \text{für } D_T \ll \bar{R}_T \quad \text{Gl. 18}$$

Die Indices T, 1, 2, weisen auf das Target bzw. die Nummer der Fängerfolie hin. Unter \bar{R} wird die mittlere Reichweite verstanden. Da laut Voraussetzung sowohl q_T als auch q_1 nur wenig von 1 abweichen sollen, sind die Exponenten der Winkelfunktionen etwa gleich Null und somit diese Glieder nur kleine Korrekturgrößen. Davon ausgehend können die obigen Gleichungen iterativ gelöst werden.

Besitzen alle Folien ähnliche Abbremsereigenschaften, d.h. $\beta_T = \beta_1 = \beta_2 = \beta_i$, und ist der Anisotropie-Parameter b/a gleich Null, so vereinfachen sich die Gleichungen ganz erheblich:

$$W(>T, =) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{D_T}{2\bar{R}_T} \right\} \quad \text{Gl. 19}$$

$$W(>1, =) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{D_1}{\bar{R}_1} - \frac{D_T}{2\bar{R}_T} \right\} \quad \text{Gl. 20}$$

$$W(>i, =) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sum_{j=1}^i \frac{D_j}{\bar{R}_j} - \frac{D_T}{2\bar{R}_T} \right\} \quad \text{für } W(>i, =) > 0 \quad \text{Gl. 21}$$

Die Gleichung 9 und somit auch die daraus abgeleiteten Gleichungen 10 bis 21 gelten jedoch nur dann, wenn die relative Halbwertsbreite der Reichweite-Verteilung sehr klein ist. Trifft dies nicht zu, so ist eine Beeinflussung der Ergebnisse durch die Streuung der Ionen möglich. Die bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse reichen jedoch nicht aus, um diese Beeinflussung mit guter Genauigkeit berechnen zu können. Man ist deshalb darauf angewiesen, von vereinfachenden Annahmen über die räumliche Reichweite-Verteilung auszugehen, um den Einfluß der Streuung auf die Häufigkeitsverteilung der Ionen im Target und in den Fängern abzuschätzen.

Unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit $W(r)$ der Abbremsung des Ions im Abstand r_s von dem Zentrum der Reichweite-Verteilung linear mit r_s abnimmt, ergibt sich für die auf die Ausgangsrichtung des Ions projizierte Verteilung

eine Form, welche näherungsweise mit einer Gausskurve beschrieben werden kann. Bezeichnet man die relative Halbwertsbreite dieser Verteilung mit H und setzt $\bar{R}_T = \bar{R}_1 = \bar{R}_i$ sowie $b/a = 0$ voraus, so ergibt sich für den in (i, \rightarrow) bzw. entgegen (i, \leftarrow) der Projektilrichtung (Bild 7) aus dem Fänger i gestreuten Anteil an der Gesamtaktivität $W(i)$:

$$W(i, \rightarrow) = W(i, \leftarrow) = \frac{3}{40} H \quad \text{Gl. 22}$$

Ausgehend von den Gleichungen 19 bis 21 ergibt sich demnach unter Berücksichtigung der Streuung für die Wahrscheinlichkeit $W(i, s)$ der Abbremsung eines Ions in der Fängerschicht i die folgende Gleichung:

$$W(i, s) = W(i) - W(i, \rightarrow) - W(i, \leftarrow) + W(i-1, \rightarrow) + W(i+1, \leftarrow) \quad \text{Gl. 23}$$

$$W(i, s) = \frac{D_i}{2\bar{R}_i} \left\{ 1 + \frac{3\bar{R}_i}{40 D_i} \left(H_{i-1} + H_{i+1} - 2H_i \right) \right\} \quad \text{Gl. 24}$$

für

$$\frac{\bar{R}_j}{D_j} H_j < \frac{1}{2} \quad \text{mit} \quad j = \begin{cases} i-1 \\ i \\ i+1 \end{cases}$$

$$W(>i+1, =) > 0 \quad \text{und} \quad D_T \approx 0$$

Bei der Ableitung der Gleichung 24 wurde weiterhin vorausgesetzt, daß die relative Halbwertsbreite H_j nur von dem Material der Folie, in der das Zentrum der Verteilung liegt, abhängt. Tatsächlich werden jedoch die Halbwertsbreiten von allen der bis zur vollständigen Abbremsung der Ionen berührten Materialien beeinflußt. Die Gleichung 24 stellt somit den Maximalwert der Streukorrektur dar.

Sind alle Fänger aus dem gleichen Material, so ergibt sich aus Gleichung 24: $W(i, s) = W(i)$. In diesem Fall ist es somit nicht erforderlich, eine Korrektur für die Streuung anzubringen.

Zu grundsätzlich ähnlichen Ergebnissen über den Einfluß der Streuung auf die Häufigkeitsverteilung kommt man auch bei Verwendung anderer Annahmen über die räumliche Reichweiteverteilung (z.B. (W2) und (A3)).

Aus den aufgeführten Gleichungen geht hervor, daß die Auswertung der Ergebnisse durch die Verwendung verschiedener Fängermaterialien wesentlich erschwert wird. Da unter diesen Umständen weiterhin die nicht genau abschätzbare Streukorrektur hinzukommt, sind die erhaltenen Ergebnisse mit größeren Fehlern behaftet. Man sollte deshalb möglichst alle Fänger aus dem gleichen Material anfertigen.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei der Untersuchung von Compoundkernreaktionen die beiden Versuchsanordnungstypen DU+K und DUDU gegeneinander austauschbar sind. Aufgrund ihrer Bildungsbedingungen werden die schweren Ionen das Target nur in der Projektilrichtung verlassen. Ihre Häufigkeitsverteilung in den Absorberfolien wird deshalb unabhängig davon sein, ob diesen ein Kollimator vorgeschaltet ist oder nicht.

Tabelle 3: Zusammenstellung der Untersuchungen mit DUDU-Versuchsanordnungen

Untersuchung von	Literatur
Reichweite-Energie-Beziehung	(B11)(D3)(P12)(S9)(K2)(K3)(K4) (L6)(M1)(P10)
Statistisches Modell	(A5)(W2)(A6)(K2)(K3)(K4)(M17) (S13)(H6)
Direktreaktionen	(R8)(W7)
Kernspaltung	(A1)(A3)(D10)(R1)(S1)

2.6. Versuchsanordnungen mit dickem Target und dünner Fängerfolie (DIDU)

Dieser Typ der Versuchsanordnungen ist dadurch gekennzeichnet, daß eine dicke Targetschicht mit einer Reihe dünner Fängerfolien abgedeckt ist (Bild 8). Er wird besonders dann angewendet, wenn die mittlere Reichweite der Ionen bestimmt werden soll. In einigen Fällen wurde mit DIDU-Anordnungen auch die relative Halbwertsbreite der Reichweiteverteilung ermittelt (z.B. (P2), (P3), (P4)). Bei dieser Art der Auswertung ist jedoch nur schwer abzuschätzen, welchen Ein-

fluß die unterschiedlichen Streueigenschaften von Target- und Absorbermaterial auf das Resultat haben. Insgesamt ist die Korrektur für diesen Effekt sehr schwierig, so daß Winsberg und Alexander (W2) auf eine genauere Auswertung ihrer Ergebnisse verzichteten.

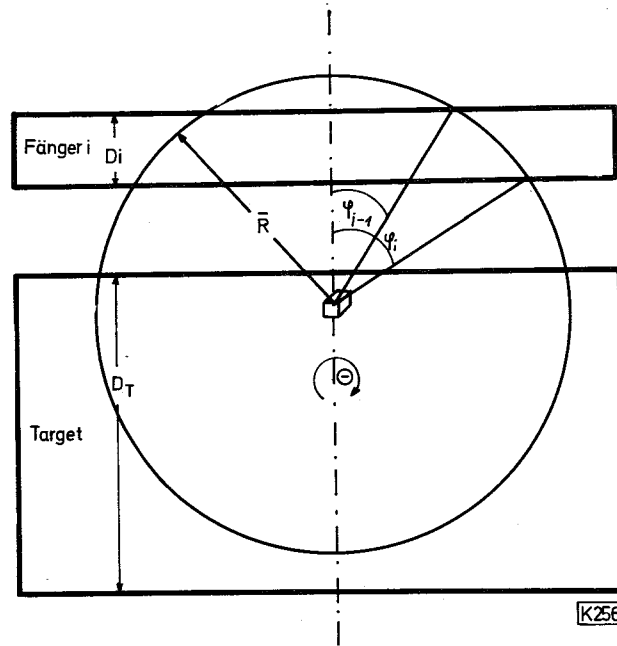


Bild 8: Versuchsanordnung DIDU

Die relative Wahrscheinlichkeit $W(>i,=)$ für die Abbremsung der Ionen in den Fängerschichten $j > i$ ergibt sich aus Gleichung 25.

$$W(>i,=) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\varphi_{\max}} \int_0^{D_{T\max}} d(D_T) W(\varphi) \sin \varphi d\varphi d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{D_T} d(D_T) W(\varphi) \sin \varphi d\varphi d\theta} \quad \text{Gl. 25}$$

Unter den Voraussetzungen $\alpha_T \neq \alpha_i$, $\alpha_1 = \alpha_2 = \dots = \alpha_i$, $\beta_T = \beta_1 = \beta_2 \dots = \beta_i = \beta$, $\eta_+ = 0$ und $\eta_- = \eta \ll 1$ ergibt sich bei Vernachlässigung aller η^2 enthaltenden Glieder für die Integrationsgrenzen:

$$\cos \varphi_{\max} = D_{Ri} \left\{ 1 - (\beta-1) \eta D_{Ri} \right\} - \eta \quad \text{Gl. 26}$$

$$D_{T\max} = \frac{\alpha_T}{\alpha_A} \bar{R}_A \left\{ (\cos \varphi + \eta) (1 + 2 \cos \varphi)^{\frac{\beta-1}{2}} - D_{Ri} \right\} \quad \text{Gl. 27}$$

mit $D_{Ri} = \frac{D_{Ki}}{R_A}$

Die Indices T, A, 1, 2, i weisen auf das Target bzw. den Absorber und die Nummer der Schicht hin. Die Bedeutung der übrigen Symbole ist im Abschnitt 2.3. erläutert.

Setzt man die Integrationsgrenzen in Gleichung 25 ein, so ergibt sich für die relative Wahrscheinlichkeit $W(>i,=)$:

$$W(>i,=) = \frac{\alpha_T \bar{R}_A}{4 \alpha_A D_T (1 + \frac{b}{3a})} \left\{ \left(1 + \frac{b}{2a}\right) - 2 D_{Ri} \left(1 + \frac{b}{3a}\right) + D_{Ri}^2 \left(1 + \frac{b D_{Ri}^2}{3a}\right) + \eta \right\} \quad \text{Gl. 28}$$

mit

$$\mathcal{F} = \frac{2}{3}(2+\beta) + \frac{2}{15a} b (2+3\beta) - 2D_{Ri} \left(1 + \frac{bD_{Ri}}{a}\right) - \frac{2}{3} D_{Ri}^3 \left(\beta - 1 - \frac{2b}{a}\right) - \frac{2bD_{Ri}^5}{5a} (\beta - 1)$$

Im allgemeinen kann diese Gleichung jedoch nicht zur Auswertung herangezogen werden, da aus den experimentellen Untersuchungen zumeist nur die Aktivitätsraten A_R für die Fängerfolien bekannt sind. Man benutzt dann die Ableitung von $W(>i,=)$ nach D_{Ki} , welche aus den experimentellen Daten zumindest näherungsweise ermittelt werden kann:

$$\frac{d(W(>i,=))}{dD_{Ki}} = - \frac{\alpha_T}{2 \alpha_A D_T (1 + \frac{b}{3a})} \left\{ 1 + \frac{b}{3a} - D_{Ri} \left(1 + \frac{b D_{Ri}^2}{3a}\right) + \eta \right\} \quad \text{Gl. 29}$$

mit

$$\mathcal{F}' = 1 + 2 \frac{b}{a} D_{Ri} + D_{Ri}^2 \left(\beta - 1 - \frac{2b}{a}\right) + \frac{b}{a} D_{Ri}^4 (\beta - 1)$$

Die Berechnung der Größen \bar{R}_A , η und b/a erfolgt sinnvollerweise iterativ. Dazu ermittelt man unter Verwendung der Gleichung 30 oder 31 zunächst einen Näherungswert für \bar{R}_A und damit nach Gleichung 28 oder 29 bei $D_{Ki} \rightarrow 0$ einen Näherungswert für b/a usw. Um jedoch einen brauchbaren Wert für b/a oder η zu erhalten, sind extreme Anforderungen an die Genauigkeit der $A_R(j)$ zu stellen.

$$W(>i,=) = \frac{R_A \alpha_T}{4 D_T \alpha_A} (1 - D_{Ri})^2 = \frac{R_T}{4 D_T} (1 - D_{Ri})^2 \quad \text{für } b/a = 0; \eta = 0 \quad \text{Gl. 30}$$

$$\frac{d(W(>i,=))}{d(D_{Ki})} = \frac{1-D_{Ri}}{2 D_T} = \frac{(\bar{R}_A - D_{Ki}) \alpha_T}{2 D_T \bar{R}_A \alpha_A} \quad \text{Gl. 31}$$

Trägt man die Ableitung von $W(>i,=)$ nach D_{Ki} gegen D_{Ki} auf, so sollte sich nach Gleichung 31 eine lineare Abhängigkeit ergeben. Nach der universell anwendbaren Gleichung 29 gilt dies nur in den Bereichen $D_{Ri} \ll 1$ und $D_{Ri} \cong 1$, wobei die Neigung der beiden Geraden geringfügig anders ist. Abweichungen von dem erwarteten Verlauf der Kurven sind zumindest zum Teil einerseits auf den Einfluß der Streuung auf die Häufigkeitsverteilung und andererseits auf den Kanteneffekt zurückzuführen.

Tabelle 4: Zusammenstellung der Untersuchungen mit DIDU-Versuchsarrangements

Untersuchung von	Literatur
Statistisches Modell	(A5)
Kernspaltung	(S2) (M2) (P2)

2.7. Versuchsarrangements mit dickerem Target und dicken Fängerfolien (DIDI)

Bei dieser Art der Versuchsarrangement, welche zuerst von Sugarman, Campos und Wielgoz (S2) verwendet wurde, ist die dicke Targetschicht auf einer oder beiden Seiten mit einer dicken Fängerfolie abgedeckt. Bestimmt wird nur die mittlere Reichweite \bar{R}_T im Targetmaterial. Experimentelle Daten über die Reichweiteverteilung können mit diesem Versuchsarrangementstyp nicht erhalten werden. Durch geschickt gewählte Versuchsbedingungen ist es jedoch möglich, neben \bar{R}_T auch η und die Größe b/a einer vorgegebenen Winkelverteilung zu ermitteln. Besonders vorteilhaft wirkt sich dabei aus, daß die relative und z.T. auch die absolute Genauigkeit der mittels DIDI-Anordnungen bestimmten Reichweiten unter 1 % liegt. Diese bemerkenswerte Genauigkeit ist darauf zurückzuführen, daß die Aktivität in den Folien durch die Verwendung dicker Targets relativ groß ist und somit eine genaue Ermittlung von $A_R(j)$ keine besonderen Schwierigkeiten

bereitet. Außerdem sind dicke Folien mit uniformer Schichtdicke einfacher herzustellen.

Um diese Art der Versuchsanordnung auch dann anwenden zu können, wenn von der Targetsubstanz keine dicken Targets verfügbar sind, weil z.B. das Material sehr kostbar und deshalb die vorhandene Menge klein ist, wurde von Hollstein und Münzel (H2) eine spezielle Arbeitstechnik entwickelt. Danach werden das Targetmaterial und eine Trägersubstanz homogen gemischt und daraus die Targetfolien hergestellt. So verwendeten die Autoren eine homogene Pu-Al-Legierung mit einem Pu-Gehalt $< 1\%$ zur Bestimmung der mittleren Reichweiten einiger Pu-Spaltprodukte. Da diese Legierung praktisch die gleichen Abbremsseigenschaften wie das als Fängermaterial benutzte reine Aluminium aufweist, sind die Korrekturen für die Streuung (s.u.) sehr klein.

Die zur Auswertung der experimentellen Ergebnisse erforderlichen Gleichungen ergeben sich unter Vorgabe der speziellen Versuchsbedingungen aus dem in Gleichung 25 dargestellten allgemeinen Ansatz. So gelten für die Integrationsgrenzen nach einer Ableitung von Sugarman et al. (S3) folgende Gleichungen:

$$D_{TMAX} = \bar{R}_T (\cos \varphi + \eta \cos \varphi') \left\{ 1 + \eta^2 + 2\eta (\sin \varphi \sin \varphi' \cos \theta + \cos \varphi \cos \varphi') \right\}^{\frac{2B_T - 1}{2}} \quad \text{Gl. 32}$$

$$\cos \varphi_{MAX} = -\eta \cos \varphi' \quad \text{Gl. 33}$$

Dabei bedeutet φ' den Winkel zwischen der Projektilrichtung und dem Geschwindigkeitsvektor \vec{v} (siehe Abschnitt 2.3). Setzt man dieses D_{TMAX} und φ_{MAX} als Integrationsgrenzen in Gleichung 25 ein, so ergibt sich für die relative Wahrscheinlichkeit $W(1,=)$ der Abbremsung der Ionen im Fänger 1 (Bild 9)

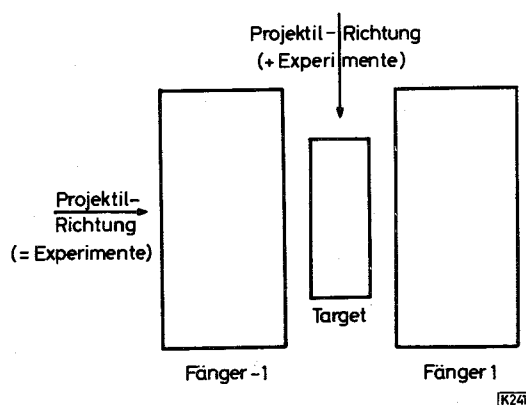


Bild 9: Versuchsanordnung DIDI

$$W(1,=) = \frac{\bar{R}_T}{4D_T(1 + \frac{b}{3a})} \left\{ 1 + \frac{b}{2a} + \eta_{=} K_1 + \eta_{=}^2 K_2 + \eta_{+}^2 K_3 \right\} \quad \text{Gl. 34}$$

mit

$$K_1 = \frac{2}{3} (2\beta_T + 2) + \frac{b}{a} \left(\frac{2}{3} + \frac{4\beta_T - 2}{5} \right)$$

$$K_2 = \frac{(2\beta_T + 1)^2}{4} + \frac{b}{a} \left(\frac{2\beta_T - 1}{2} \right) \left(\frac{4\beta_T + 3}{6} \right)$$

$$K_3 = \frac{4\beta_T^2 - 1}{8} + \frac{b}{a} \left(\frac{2\beta_T - 1}{2} \right) \left(\frac{2\beta_T + 3}{12} \right)$$

Ersetzt man in Gl. 34 (K_1) durch $(-K_1)$, so gilt sie für $W(-1,=)$. Bestrahlt man senkrecht zur Normalen der Targetebene, so ergibt die Ableitung folgenden Ausdruck:

$$W(1,+) = W(-1,+) = \frac{\bar{R}_T}{4D_T(1 + \frac{b}{3a})} \left\{ 1 + \frac{b}{4a} + \eta_{+}^2 K_4 + \eta_{=}^2 K_5 \right\} \quad \text{Gl. 35}$$

mit

$$K_4 = \left(\frac{2\beta_T + 1}{16} \right) \left\{ 6\beta_T + 1 + \frac{b}{a} \left(\frac{2\beta_T + 3}{2} \right) \right\}$$

$$K_5 = \left(\frac{2\beta_T - 1}{8} \right) \left\{ 2\beta_T + 1 + \frac{b}{a} \left(\frac{2\beta_T - 1}{2} \right) \right\}$$

Bei diesen Ableitungen sind alle Glieder, welche $(b/a)^n$ bzw. η^m mit $n \geq 2$ bzw. $m \geq 3$ enthalten, vernachlässigt worden.

Die Berechnung von drei der gewünschten Größen \bar{R}_T , b/a , $\eta_{=}$ und η_{+} erfolgt zweckmäßigerweise iterativ, d.h. die Gleichungen werden zunächst durch die Vernachlässigung kleiner Korrekturglieder vereinfacht und nur Näherungswerte ermittelt. Diese dienen dann als Eingabedaten für die weitere Rechnung. Dieses Verfahren konvergiert rasch, so daß im allgemeinen die dritte Iteration ausreichend genaue Werte liefert. Die vierte Größe wird dabei entweder vernachlässigt oder als bekannt vorausgesetzt.

Die Streuung der Ionen bei der Abbremsung kann dazu führen, daß die ermittelten Werte für $W(1,=)$, $W(-1,=)$ und $W(1,+)$ mit systematischen Fehlern behaftet

sind. Die quantitative Korrektur für diesen Effekt ist schwierig durchzuführen, da über die Streuung schwerer Ionen nicht genug bekannt ist. Geht man von den im Abschnitt 2.5 aufgeführten Annahmen aus und verwendet weiterhin noch die Voraussetzung $b/a = 0$, $\eta = 0$ und $\beta_T = \beta_F$ so ergibt sich:

$$W(1,=,s) = W(1,=) \left\{ 1 + \frac{3}{10} \left(H_T - \frac{\alpha_A}{\alpha_T} H_A \right) + \frac{1}{15} \left(H_T^2 + \frac{\alpha_A^2}{\alpha_T^2} H_A^2 \right) \right\} \quad \text{Gl. 36}$$

Dabei bedeutet H_T bzw. H_A die relative Halbwertsbreite der auf die Ausgangsrichtung des Ions projizierten Reichweite-Verteilung im Target- bzw. Fängermaterial. Der in der großen Klammer enthaltene Ausdruck stellt die Streukorrektur dar. Da bei der Ableitung dieser Gleichung die Voraussetzung gemacht wurde, daß für die im Target bzw. im Fänger abgebremsten Ionen H_T bzw. H_A gilt, ist der Klammerausdruck systematisch zu hoch und damit die tatsächlich erforderliche Korrektur kleiner als in Gleichung 36 angegeben. Dies stimmt mit den experimentellen Befunden überein. So sollte die Korrektur nach Gleichung 36 für U-Spaltprodukte bei Verwendung einer aus U-Target und Al-Fängern bestehenden Versuchsanordnung etwa 7 - 10 % betragen. Tatsächlich ist jedoch nur eine Korrektur von 3 bis 4 % erforderlich. Dieser Wert ergibt sich aus den Untersuchungen von Niday (N1) und von Sugarman et al. (S4), welche die Reichweiten einiger U-Spaltprodukte nach der DIDI-Methode unter Verwendung von Al- und Pb-Fängern bestimmten (Bild 10). Es zeigte sich, daß durch den Einfluß der Streuung die Versuchsanordnungen mit Al-Fängern erwartungsgemäß größere mittlere Reichweiten ergaben.

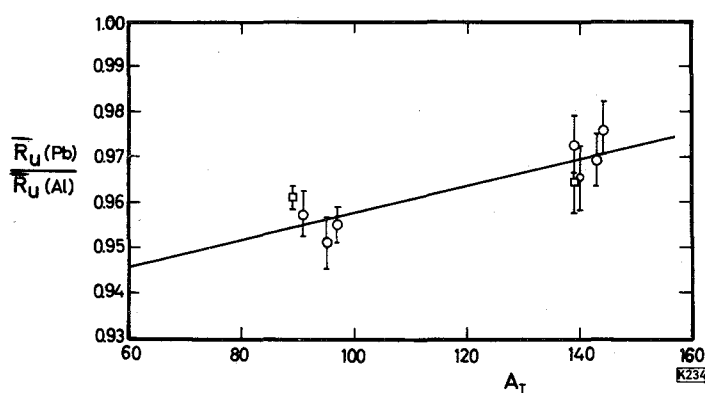


Bild 10: Verhältnis der mittels DIDI-Versuchsanordnungen erhaltenen Reichweiten $\bar{R}_U(\text{Al})$ und $\bar{R}_U(\text{Pb})$ im Targetmaterial Uran für einige Spaltprodukte in Abhängigkeit von deren Nukleonenzahl A_T . Die Indices in den Klammern bezeichnen das jeweils benutzte Fängermaterial Aluminium bzw. Blei. Die experimentellen Daten stammen von Niday (N1) (□) sowie von Sugarman und Wielgoz (S4) (○).

Aufgrund dieser Korrektur empfiehlt es sich, die Fänger aus einem Material herzustellen, dessen Streueigenschaften denen des Targetmaterials möglichst ähnlich sind. Besonders gut kann diese Forderung mittels der von Hollstein und Münzel (H2) entwickelten Arbeitstechnik (s. oben) erfüllt werden. Allerdings ist nach Gleichung 36 auch dann noch eine Streukorrektur erforderlich, wenn Target und Fänger aus dem gleichen Material gefertigt wurden. Diese Korrektur ist jedoch bei Verwendung von Elementen mit kleiner Nukleonenzahl vernachlässigbar; so sollte sie bei Aluminium kleiner als 0,5 % sein. Panontin und Sugarman (P2) kommen bei einer analog durchgeführten Abschätzung zu dem gleichen Wert.

Bei der Auswertung der experimentellen Häufigkeitsverteilung muß weiterhin noch für den sog. Kanteneffekt korrigiert werden. Bei allen Ableitungen wurde stets vorausgesetzt, daß die Targetfläche unendlich groß ist. Bei den verwendeten Versuchsanordnungen wird die Targetfolie jedoch durch Kanten begrenzt. Dadurch verlassen mehr Ionen das Target als erwartet und die berechnete mittlere Reichweite ist deshalb systematisch zu hoch. Die Korrektur dieses Effektes ist etwas problematisch, da die Verteilung der aus den Kanten ausgetretenen Ionen auf die beiden Fänger von der individuellen Art der Herstellung der Versuchsanordnung abhängt. Da die Größe dieser Korrektur unter den allgemein üblichen Arbeitsbedingungen maximal nur einige Prozent beträgt, ist der mögliche Fehler jedoch klein. Panontin und Sugarman (P2) haben deshalb bei ihrer Ableitung der Korrekturgleichung des Kanteneffektes angenommen, daß keiner der beiden Fänger bevorzugt ist.

Tabelle 5; Zusammenstellung der Untersuchungen mit DIDI-Versuchsanordnungen

Untersuchung von	Literatur
Reichweite-Energie-Beziehung	(P6)(S8)
Statistisches Modell	(B14)(B23)(E1)(H11)(M12)(P17) (S14)(B27)(A5)(W2)(H6)(M13) (M15)(P5)(S10)(S11)
Direktreaktionen	(B16)(C1)(L7)(M21)(P17)(H7)(F5) (V4)(W6)(S14)(P3)(P4)(P5)(P19) (R9)(W7)
Kernspaltung	(P7)(S2)(W9)(A4)(A9)(B36)(D11) (F1)(G1)(H2)(I1)(N1)(R1)(S3)(S4) (N6)(P2)(P25)

Für eine Reihe spezieller Versuchsbedingungen wurden von Winsberg (W3) die zur Auswertung erforderlichen Gleichungen abgeleitet. Soweit diese aus den Gleichungen 34 und 35 durch Vereinfachung hergeleitet werden können, stimmen die Ergebnisse miteinander überein. Besonders sei noch auf die zur Untersuchung von Compoundreaktionen herangezogenen Formulierungen (P5)(P6) (E1)(W2) hingewiesen. Die Grundvoraussetzung dieser Ableitungen ist die Annahme, daß die Reaktionsprodukte das Target nur in der Projektionrichtung verlassen.

2.8. Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Winkelverteilung (WI)

Die in den Abschnitten 2.4 bis 2.7 aufgeführten Versuchsanordnungen eignen sich zur Bestimmung der mittleren Reichweite und der Reichweite-Verteilung. Dagegen sind die möglichen Fehler der ermittelten Werte für den Anisotropie-Parameter groß. Noch dazu wird bei der Auswertung die prinzipielle Form (z.B. Gleichung 6) der Verteilung vorgegeben und nicht aus den experimentellen Befunden abgeleitet. Um diese Nachteile zu vermeiden, wurden bei Untersuchungen über die Anisotropie der schweren Reaktionsprodukte spezielle Versuchsanordnungen verwendet. Da diese Anordnungen eine gewisse Ähnlichkeit zu den bei der Bestimmung von Reichweiten verwendeten Versuchsanordnungen aufweisen, seien sie hier kurz erwähnt.

In Bild 11 sind die drei bisher verwendeten Varianten gezeigt. Die Versuchsanordnung WI 1 besteht aus dem Target und der (den) kreisförmig darum angeordneten dicken Fängerfolie (n). Letztere wird (werden) nach der Bestrahlung aufgeteilt und die einzelnen Stücke getrennt aufgearbeitet. Das gleiche Prinzip wird bei der Versuchsanordnung WI 2 verwendet, wobei der ebene Fänger nach der Bestrahlung in konzentrische Ringe aufgeteilt wird.

Es ist anzustreben, daß bei diesen Anordnungen die Ausdehnung der Quelle der Ionen möglichst klein gehalten wird. Dies erreicht man dadurch, daß die mit dem Targetmaterial beschichtete Fläche der Trägerfolie bereits bei der Herstellung des Targets auf die gewünschte Größe begrenzt wird. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Projektilstrahl entsprechend zu kollimieren.

Schwierigkeiten bei der Anwendung dieser Anordnungen ergeben sich durch die geringe Aktivität in den Fängerstücken. Dies ist nicht nur auf die Verwendung kleiner Targets zurückzuführen, sondern auch auf die zur Erzielung einer ausreichenden Auflösung erforderliche schlechte Geometrie der Anordnung. Außerdem müssen die Targets sehr dünn sein, um die Winkelverteilung nicht

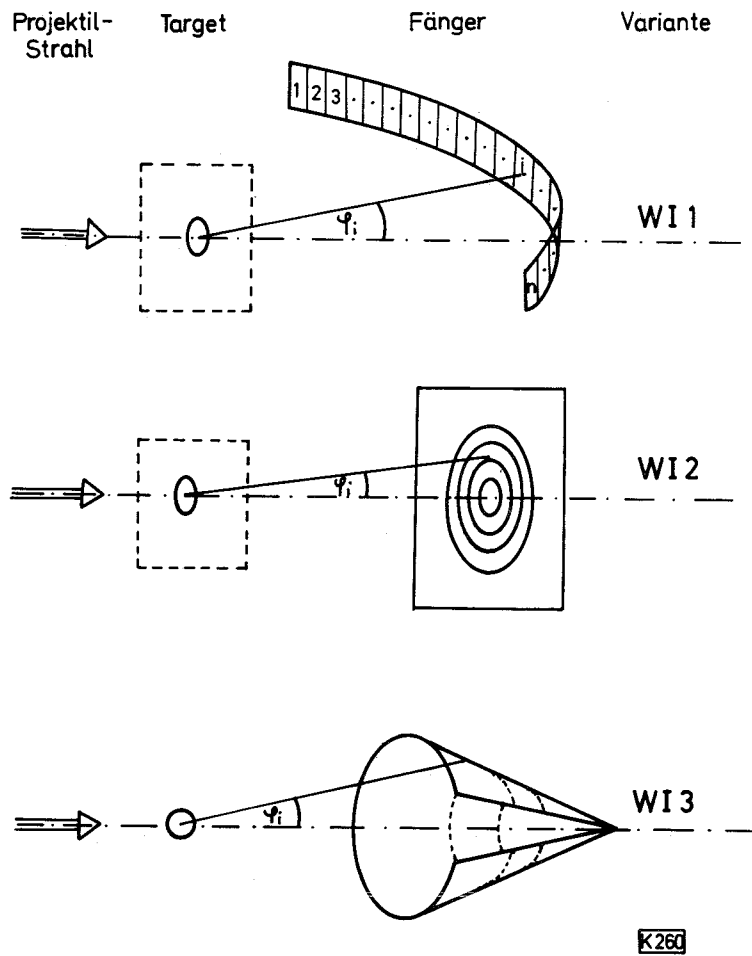


Bild 11: Varianten der Versuchsanordnungen WI

durch Streuung bei der Abbremsung der Ionen zu beeinflussen. Welche extremen Anforderungen sich in dieser Hinsicht ergeben können, läßt sich an den Untersuchungen von Donovan et al. (D4) erkennen. Diese Autoren bestimmten die Winkelverteilung der bei der Reaktion $^{209}\text{Bi}(\alpha_{20}, 2n)$ gebildeten ^{211}At -Ionen. Um den Einfluß der Streuung auf das Ergebnis in tragbaren Grenzen zu halten, war es notwendig ein Target von $1 \mu\text{g Bi/cm}^2$ zu verwenden. Dies entspricht etwa einer monoatomaren Bi-Schicht.

Die Versuchsanordnung WI 3 wurde von Wolke und Gutmann (W1) zur Bestimmung der Winkelverteilung von Bi-Spaltprodukten verwendet. Sie bestand aus einer kleinen Messingkugel, auf die eine dicke Bi-Schicht aufgebracht wurde.

Dem konischen Fänger fehlte ein Segment, um die Bestrahlungen mit dem Innenstrahl eines Zyklotrons durchführen zu können. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß durch die Verwendung eines dicken Targets die Aktivität in den Teilstücken wesentlich größer ist. Wie Ramaniah und Sugarman (R2) allerdings zeigen konnten, sind die mit dieser Versuchsanordnung ermittelten Winkelverteilungen nur dann richtig, wenn der Projektilfluß an jeder Stelle der Targetkugel der gleiche ist. Dies trifft jedoch bei Verwendung eines Zyklotron-Innenstrahles nicht zu.

2.9. Vergleich der Versuchsanordnungen

In den Abschnitten 2.4. bis 2.8. wurde gezeigt, daß man mit den aufgeführten Versuchsanordnungen mittlere Reichweiten, Reichweite- und Winkelverteilungen sowie das Geschwindigkeitsverhältnis η bestimmen kann. Entsprechend ihrem unterschiedlichen Aufbau sind die Anordnungen jedoch nicht gleichermaßen zur Ermittlung aller Größen geeignet. Tabelle 6 gibt eine Übersicht über die Anwendungsmöglichkeiten der verschiedenen Versuchstypen.

Tabelle 6: Anwendungsmöglichkeiten der verschiedenen Versuchsanordnungen

Typ	mittlere Reichweite	Bestimmung von		Geschwindigkeits-Verhältnis
		Reichweite-Verteilung	Winkel-Verteilung	
DU+K	+	+++	-	-
DUDU	++	++	+	++
DIDU	++	+	+	++
DIDI	+++	-	+	+++
WI	-	-	+++	-

Eignung: +++ sehr gut; ++ gut; + bedingt; - nicht

Weitere Einschränkungen erfährt die Auswahl der Typen noch durch die experimentellen Bedingungen. So ist zunächst zu prüfen, ob z.B. für DIDI-Anordnungen ausreichend Targetmaterial zur Verfügung steht. Auch die Herstellung der Folien in der gewünschten Schichtdicke kann auf Schwierigkeiten stoßen.

Zu bedenken ist weiterhin, ob die nach verschiedenen Verfahren erhaltenen Mittelwerte auch das gleiche bedeuten. So ist es möglich, daß die bei der Ableitung der Gleichungen durchgeführten Mittelungen nicht in gleicher Weise erfolgten. Sowohl Winsberg (W3) als auch Porile und Sugarman (P2) haben diese Frage aufgegriffen. Danach wird unter der Voraussetzung $\eta \ll 1$ bei den Versuchsanordnungen mit dünnem Target $\left(\frac{1}{R}\right)^{-1}$ und $\bar{\eta}$ bestimmt, während die Versuchsanordnungen mit dickem Target \bar{R} und $\bar{R}\eta/\bar{R}$ ergeben. Solange die relative Breite der Reichweiteverteilung klein ist, stellt $\left(\frac{1}{R}\right)^{-1}$ eine gute Näherung für \bar{R} dar. Dagegen wird der Fehler bei der Gleichsetzung von $\bar{R}\eta/\bar{R}$ und $\bar{\eta}$ etwas größer sein, aber im allgemeinen noch in tragbaren Grenzen liegen.

Panontin und Sugarman (P2) haben die mit verschiedenen Versuchsanordnungen ermittelten Reichweiten \bar{R} einiger Spaltprodukte miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß die Werte befriedigend miteinander übereinstimmen. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß die mit den DIDI- bzw. DIDU-Anordnungen bestimmten Reichweiten etwas größer sind als die, welche mit den DUDU- und DU+K Anordnungen erhalten werden. Die Autoren verweisen darauf, daß eine solche systematische Abweichung möglicherweise auf eine A_A -Abhängigkeit der Werte der Exponenten in der Reichweite-Energie-Beziehung (Gleichung 5) zurückzuführen ist. Eine Erklärung ist auch aufgrund der verschiedenen Mittelung (siehe oben) möglich.

Schließlich ist bei der Bewertung der Verwendbarkeit einer der Anordnungen zur Bestimmung der kinetischen Energie von schweren Ionen zu berücksichtigen, daß die erforderliche Reichweite-Energie-Beziehung nur für einige Materialien mit ausreichender Sicherheit bekannt ist. Um welche Absorbersubstanzen es sich dabei handelt, wird im nächsten Kapitel ausführlich dargelegt.

3. Reichweite schwerer Ionen

Zur universellen Anwendung der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung zur Untersuchung von Kernreaktionen ist die Kenntnis einer Reichweite-Energie-Beziehung erforderlich, welche auf möglichst viele Ionen und Absorbermaterialien anwendbar ist. Außerdem sollte sie für einen Energiebereich von 0 bis etwa 1 MeV/AME gültig sein. Inwieweit die bisher verwendeten Reichweite-Energie-Beziehungen diesen Anforderungen genügen, soll im folgenden gezeigt werden.

Im Energie-Bereich von 0 bis 1 MeV/AME erfolgt die Übertragung der kinetischen Energie der Ionen auf das Absorbermaterial fast ausschließlich durch einen der beiden folgenden Prozesse:

1. Ionisation der Absorberatome. Durch die elektrische Ladung des bewegten Ions findet eine Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen des Absorberatoms statt, welche zu einer Energie-Übertragung führt. Dabei wird ein Elektron in eine höhere Schale der Hülle gehoben (Anregung) oder ganz vom Atom abgetrennt (Ionisation). Wenn im folgenden von der Energie-Abgabe durch Ionisation gesprochen wird, so schließt dies auch die Abgabe durch Anregung ein.
2. Elastische Stöße mit den Kernen der Absorberatome (Kernstreuung). Die Verteilung der kinetischen Energie auf das Ion und das Absorberatom nach dem Stoß sowie der Ablenkwinkel ergeben sich aus dem Impuls- und Energie-Erhaltungssatz.

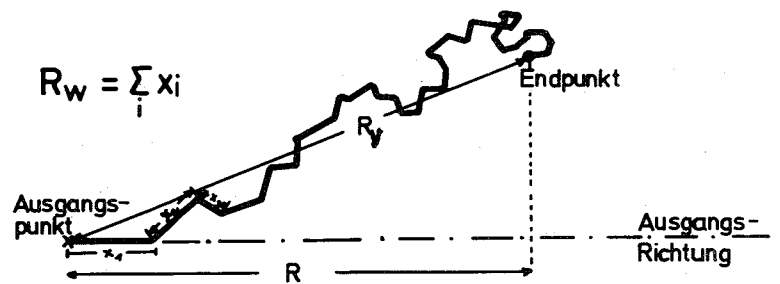
Beide Mechanismen der Energie-Übertragung wurden bereits mehrfach theoretisch untersucht. Aus den dabei erhaltenen Gleichungen für die Energie-Abhängigkeit des spezifischen Energie-Verlustes dE/dX wurden durch Integration Reichweite-Energie-Beziehungen abgeleitet. Es zeigte sich, daß bei alleiniger Berücksichtigung der Abbremsung durch Kernstreuung die Reichweite der Ionen der Energie etwa proportional sein sollte. Erfolgt dagegen die Energieübertragung nur durch Ionisation, so ist zumindest näherungsweise eine Proportionalität zwischen Reichweite und Geschwindigkeit der Ionen zu erwarten. Somit sollte der Exponent für die Geschwindigkeit in der Reichweite-Energie-Beziehung zwischen 1 und 2 liegen. Weiterhin zeigte es sich, daß bei höheren kinetischen Energien der schweren Ionen der spezifische Energieverlust durch Kernstreuung gegenüber dem durch Ionisation (Anregung) praktisch vernachlässigt werden kann. Ausführliche Darstellungen der theoretischen Ableitungen wurden

kürzlich von Fano (F2), Northcliffe (N2) und Starodubtsev et al. (S5) publiziert.

3.1. Nomenklatur

Um die Übersichtlichkeit des folgenden Kapitels zu verbessern, seien hier kurz die verwendeten Symbole definiert bzw. erläutert. Im Text der weiteren Abschnitte wird deren Bedeutung deshalb nur bei der ersten Verwendung näher beschrieben.

A_I bzw. A_A	Nukleonenzahl des Ions bzw. Absorberatoms
a_0	"Radius" der innersten Elektronbahn im Wasserstoffatom $= \frac{1}{2} \hbar^2 m_e^{-1} e^{-2}$
a_s	Abschirmlänge (Seite 50)
B	Bremszahl
$c_{K/Z_A}, c_{L/Z_A}$... Schalenkorrekturen (Seite 40)
c_1, c_2	Konstanten
E_K bzw. ξ_K	Kinetische Energie des Ions in MeV bzw. erg
e	Ladung des Elektrons
I	Mittel über die mittlere Anregungsenergie der Elektronen im Absorberatom
K_B	Konstante in Gleichung 37
K_1, K_2	Konstanten
L	$= B/Z_A$
m_e	Masse des Elektrons
N	Zahl der Absorberatome pro cm^3
p_1, p_2	Konstanten in den Reichweite-Energie-Beziehungen Gleichung 38 bis 46
R_w, R_v, R	Bei einer eingehenderen Betrachtung der Reichweite schwerer Ionen werden nach Bild 12 drei verschiedene Definitionen verwendet:



K262

Bild 12: Schematische Darstellung des Abbremsweges eines schweren Ions.

Die "wahre" Reichweite R_w ist die Summe aller Teilstrecken unabhängig von deren Richtung. Als "Vektor"-Reichweite R_v bezeichnet man die kürzeste Verbindung zwischen Ausgangs- und Endpunkt der Ionen. Die projizierte Reichweite R , in dieser Arbeit vereinfachend nur Reichweite genannt, stellt die Projektion der "Vektor"-Reichweite auf die Ausgangsrichtung dar. Die Mittelwerte dieser drei Größen werden durch Überstreichen gekennzeichnet. Wenn nicht anders vermerkt, sind die Reichweiten stets in mg/cm^2 angegeben.

r_I bzw. r_A	Radius des Ions bzw. Absorberatoms
T	Pro Stoß übertragene Energie
V_M	Nukleonenzahl-Verhältnis A_A/A_I
v_0	Geschwindigkeit des Elektrons im Wasserstoffatom = $(e/\hbar)^2$
v	Geschwindigkeit des Ions (cm/sec)
w_Z	= $E_K A_I^{-1} Z_I^{-4/3}$
X bzw. X_c	Streckeneinheit in mg/cm^2 bzw. cm
Z_I bzw. Z_A	Ladungszahl des Ions bzw. Absorbers
Z^*	effektive Ladungszahl = mittlere Ionenladung
α	Konstante in Reichweite-Energie-Beziehung (Seite 66)
β	Konstante in Reichweite-Energie-Beziehung (Seite 66)
γ	Konstante in Reichweite-Energie-Beziehung (Seite 66)
γ_Z	Verhältnis Z^*/Z_I
ϵ	siehe Gleichung 79
$d\epsilon/d\vartheta$	siehe Gleichung 82
ϑ	Ablenkwinkel des Ions im Schwerpunktsystem
α	= $E_K A_I^{-1} Z_A^{-1}$
ρ	siehe Gleichung 100
σ_N	Streuquerschnitt
σ_R	Siehe Gleichung 96
$\Omega(i, E)$	Siehe Gleichung 98

3.2. Bisher verwendete Reichweite-Energie-Beziehungen

Die bisher verwendeten Reichweite-Energie-Beziehungen wurden durch mehr oder weniger drastische Vereinfachungen aus den theoretisch ermittelten Gleichungen abgeleitet. So gilt nach Bohr (B2) für die wahre mittlere Reichweite \bar{R}_w , d.h. die im Mittel bis zur Abbremsung tatsächlich zurückgelegte Wegstrecke (s. Bild 12), von Ionen mit kleiner kinetischer Energie unter Vernachlässigung der Energie-Übertragung durch Ionisation näherungsweise die Beziehung

$$\bar{R}_w (\mu\text{g}/\text{cm}^2) = K_B \frac{A_A}{A_I} (A_I + A_A) \frac{(Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{1/2}}{Z_I Z_A} E_K \quad \text{Gl. 37}$$

(für $A_I > A_A$) mit $K_B = 602$

Es bedeuten E_K die Energie des Ions in MeV, Z die Ordnungszahl und A die Nukleonenzahl des Ions (Index I) bzw. des Absorbermaterials (Index A). Experimentell bestimmt man jedoch nicht \bar{R}_w sondern zumeist \bar{R} , d.h. die auf die Ausgangsrichtung projizierte kürzeste Strecke zwischen Ausgangs- und Endpunkt des Weges (s. Bild 12). Nur unter der Voraussetzung, daß das Ion wesentlich schwerer ist als das Absorberatom ($A_I \gg A_A$), sind beide Größen gleich. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so muß eine vom Massenverhältnis A_I/A_A abhängige Korrekturgröße in Gleichung 37 eingefügt werden. Bisher verfuhr man dabei zumeist so (z.B. H3), daß aus den experimentellen Daten die Konstante K_B berechnet wurde, welche dann natürlich nur noch für die speziellen Versuchsbedingungen gilt. Da nur wenige solcher Bezugswerte bekannt und diese z.T. noch mit beträchtlichen Fehlern behaftet sind, ist die Auswertung mit erheblichen Unsicherheiten verbunden.

Um eine Reichweite-Energie-Beziehung für Spaltprodukte, deren Energien etwa 1 MeV/AME beträgt, zu erhalten, benutzte Niday (N1) eine von Bohr (B2) abgeleitete Gleichung. Durch einige Vereinfachungen, z.B. die Vernachlässigung der Energie-Übertragung durch Kernstreuung, erhielt er daraus folgende Beziehung:

$$\bar{R}(\text{mg}/\text{cm}^2) = \frac{A_I(v - v_c)}{2,411(p_1 Z_I^{1/3} + 4,762 p_1^{5/3} Z_I^{5/9})} \quad \text{Gl. 38}$$

mit

$$v_c = \left\{ \frac{2 Z_I Z_A e^2 (Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{1/2} (A_I + A_A)}{a_0 A_I A_A} \right\}^{1/2} \quad \text{Gl. 39}$$

a_0 ist der "Radius" der innersten Bahn des Elektrons im Wasserstoffatom. Durch Vergleich der von ihm bestimmten Spaltprodukt-Reichweiten in Uran mit den von Stein (S6) durch Flugzeitmessungen ermittelten kinetischen Energien berechnete Niday für p_1 den Wert 1,077. Mukherji und Yaffe (M2) benutzten ebenfalls diesen Ausdruck und ermittelten die Abhängigkeit der Konstante p_1 von dem Absorbermaterial. Die verwendeten Reichweite-Daten stammten von Alexander und Gazdik (A3), Niday (N1) und Petrzhak et al. (P1). Bild 13 zeigt

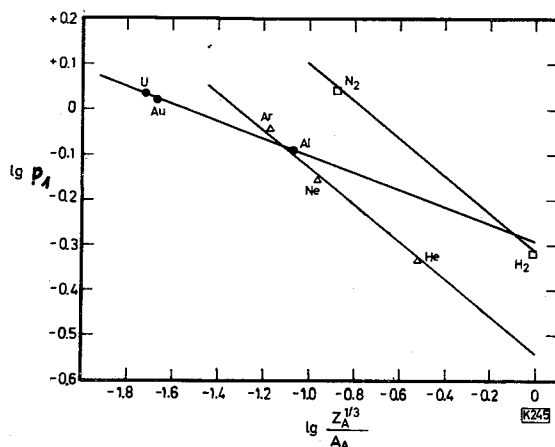


Bild 13: Abhängigkeit der Konstanten in Gleichung 38 von dem Absorbermaterial (nach (M2)). Die Symbole haben folgende Bedeutung:
 ● feste Absorbermaterialien; △ gasförmige Absorbermaterialien, atomar;
 □ gasförmige Absorbermaterialien, molekular

die von Mukherji und Yaffe berechneten Werte von p_1 in Abhängigkeit von dem Quotienten $Z_A^{1/3}/A_A$.

Tabelle 7: Werte für die Konstanten p_1' und p_1'' in Gleichung 40 (nach (M2)).

Absorber	p_1'	p_1''
fest, metallisch	195	0,6870
gasförmig, atomar	74	0,3097
gasförmig, molekular	168	0,2880

Sie folgern aus den Ergebnissen, daß p_1 nicht nur von der Art, sondern auch dem Zustand des Absorbers abhängt und geben die in Gleichung 40 dargestellte Reichweite-Energie-Beziehung an.

$$\bar{R}(\text{mg/cm}^2) = \frac{A_I (v - v_0)}{p_1' \left(\frac{Z_A^{1/3}}{A_A} \right) p_1'' Z_I^{5/9}} \quad \text{Gl. 40}$$

v_0 ist die "Geschwindigkeit" des Elektrons im Wasserstoffatom. In Tabelle 7 sind die von ihnen erhaltenen Werte für die Konstanten p_1' und p_1'' aufgeführt. Daraus ergibt sich für das Verhältnis der Reichweiten von Spaltprodukten in zwei metallischen Absorbermaterialien 1 und 2 die Gleichung 41.

$$\frac{\bar{R}_1}{\bar{R}_2} = \left(\frac{Z_{A2}^{1/3} A_{A1}}{Z_{A1}^{1/3} A_{A2}} \right)^{0,6870} \quad \text{Gl. 41}$$

Im Gegensatz dazu konnten Panontin und Sugarman (P2) jedoch zeigen, daß dieses Verhältnis etwas von der Nukleonenzahl A_I des Spaltproduktes abhängt. Sie geben folgende Gleichungen an:

$$\bar{R}_U / \bar{R}_{A1} = 2,507 + 0,002282 A_I \quad \text{Gl. 42a}$$

$$\bar{R}_{Bi} / \bar{R}_{A1} = 2,477 + 0,002282 A_I \quad \text{Gl. 42b}$$

$$\bar{R}_{Ta} / \bar{R}_{A1} = 2,434 + 0,002282 A_I \quad \text{Gl. 42c}$$

Die Indices bezeichnen das jeweils benutzte Absorbermaterial. Das von Mukherji und Yaffe ermittelte Verhältnis stellt somit nur eine Näherung dar.

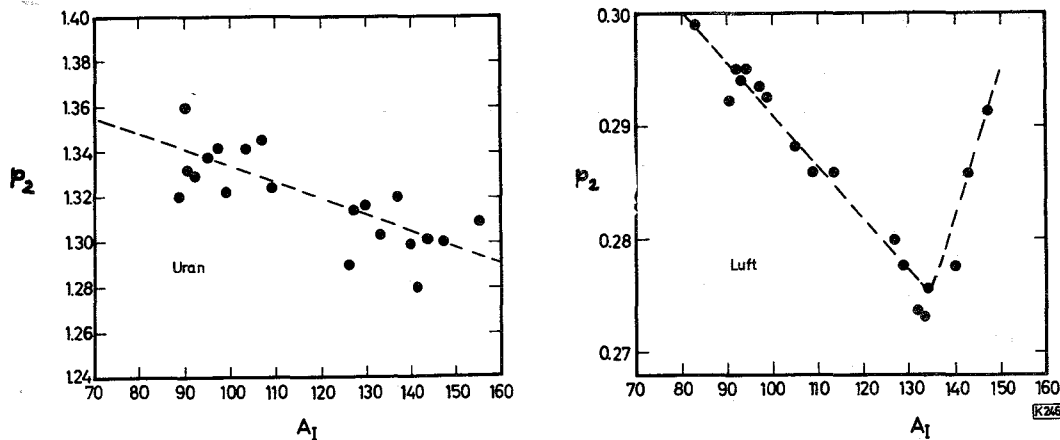


Bild 14: Abhängigkeit der Konstanten in Gleichung 43 von der Nukleonenzahl des Spaltprodukts für Luft bzw. Uran als Absorbermaterial (nach (B1)).

Brown und Oliver (B1) gingen ebenfalls von dem Bohr'schen Ansatz (B2) aus und gelangten durch weitgehende Vereinfachungen zu der Gleichung

$$\bar{R}(\text{mg/cm}^2) = p_2 \frac{A_I^{1/2}}{Z_I^{2/3}} E_K^{1/2} \quad \text{Gl. 43}$$

Unter Verwendung der Reichweite-Daten von Niday (N1) bzw. Katcoff et al. (K1) berechneten sie p_2 in Abhängigkeit von A_I für Uran bzw. Luft als Absorbermaterial. In Bild 14 sind die erhaltenen Werte zusammengestellt.

Eine weitere, im Aufbau noch einfachere Reichweite-Energie-Beziehung wurde von N. Sugarman et al. (S3) zur Analyse von Spaltproduktreichweiten in Uran verwendet:

$$\bar{R}(\text{mg}/\text{cm}^2) = p_3 E_K^{p_4} \quad \text{Gl. 44}$$

Zur Berechnung der Konstanten zogen sie die von Hubbard (H5) analysierten Reichweite-Werte schwerer Ionen (H4) sowie die von Niday bestimmten Spaltprodukt-Reichweiten (N1) heran. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sind in der Tabelle 8 zusammengestellt.

Tabelle 8: Werte der Konstanten p_3 und p_4 in Gleichung 44 (nach (S3)).

A_I	p_3	p_4
47	0,425	0,77
56	0,430	0,75
67	0,455	0,72
72, 73	0,475	0,70
89 - 140	0,512	0,67

Unter Verwendung der von Katcoff et al. (K1), Leachman und Schmidt (L1), Fulmer (F3) und Suzor (S7) bestimmten Reichweite-Werte berechneten Alexander und Gazdik (A3) die Konstanten für die empirisch ermittelten Gleichungen.

$$\bar{R}(\text{mg}/\text{cm}^2) = (p_5 A_I + p_6) \left(\frac{2 E_K}{A_I} \right)^{1/2} - p_7 \quad \text{Gl. 45}$$

$$\bar{R}(\text{mg}/\text{cm}^2) = p_8 E_K^{2/3} \quad \text{Gl. 46}$$

Die Bilder 15a und 15b zeigen die Abhängigkeit von p_7 und p_8 von der Nukleonenzahl A_I der Spaltprodukte. Die Anpassung an die experimentellen Werte ist mit beiden Gleichungen gleich gut.

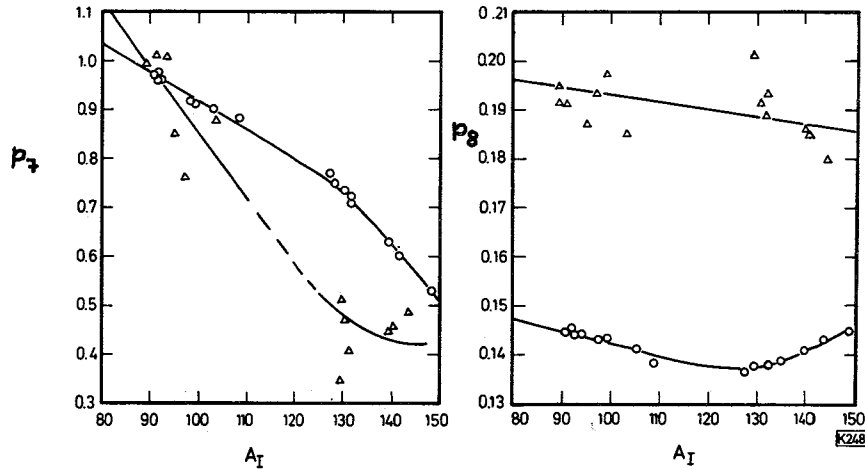


Bild 15a und b: Abhängigkeit der Konstanten in den Gleichungen 45 und 46 von der Nukleonenzahl der Spaltprodukte für die Absorbermaterialien Luft (○) und Aluminium (△) (nach (A3)).

Ein Vergleich dieser entweder durch drastische Vereinfachung theoretischer Ableitungen oder rein empirisch erhaltenen Reichweite-Energie-Beziehungen führt bei Spaltprodukten zu folgendem Ergebnis. Wie nicht anders zu erwarten, treten bei kleinen Energien sehr starke Unterschiede auf. Bei Energien von etwa 0,5 - 1 MeV/AME, d.h. im Bereich der kinetischen Energie der Spaltprodukte, stimmen die Kurven wesentlich besser überein. Doch auch hier sind noch Unterschiede von einigen Prozent zu beobachten. Dies ist auf die Unsicherheiten bei der Ermittlung der Konstanten zurückzuführen.

3.3. Eine neue Reichweite-Energie-Beziehung

Alle im Abschnitt 3.2. beschriebenen Reichweite-Energie-Beziehungen haben den Nachteil, daß die Konstanten in den Gleichungen aus einer relativ kleinen Anzahl von Werten berechnet wurden. Noch dazu sind diese Werte selbst Reichweiten von Spaltprodukten. Nun sind jedoch bei Spaltprodukten Z_I bzw. E_K näherungsweise proportional bzw. umgekehrt proportional zu A_I . Somit ist eine echte Prüfung der Z_I - und A_I -Abhängigkeit der Reichweite mit diesen Daten nur schwer möglich. Auch die Größe des Exponenten von E_K in den Gleichungen ist nur näherungsweise zu ermitteln, da die experimentellen Werte nur einen relativ kleinen Energie-Bereich überdecken. Es liegen zwar Messungen über den Energie-Verlust der Spaltprodukte in dünnen Folien (L1) oder kurzen Gasstrecken (F3)

vor. Jedoch wurde bei diesen Untersuchungen nur zwischen leichten und schweren Spaltprodukten unterschieden, so daß die erhaltenen Ergebnisse Mittelwerte für eine Vielzahl von Ionen darstellen.

Ein weiterer Nachteil dieser Reichweite-Energie-Beziehungen ergibt sich daraus, daß zur Berechnung der Konstanten auf die anderweitig bestimmten kinetischen Energien von Spaltprodukten zurückgegriffen werden muß. Daraus folgt, daß die aus Reichweiten berechneten kinetischen Energien von Spaltprodukten nur relative Werte zu den durch Flugzeitmessungen ermittelten darstellen.

Ein Vergleich der aufgeführten Reichweite-Energie-Beziehungen zeigt, daß sie auf die beiden folgenden Grundformen zurückgeführt werden können:

$$\bar{R} = \alpha E_K^\beta \quad \text{Gl. 47}$$

$$\bar{R} = \alpha E_K^\beta + \gamma \quad \text{Gl. 48}$$

Die Größen α , β und γ sind abhängig von E_K , A_I , A_A , Z_I und Z_A . Diese Grundformen stellen Näherungen zu den theoretisch abgeleiteten Ausdrücken dar, welche ihrerseits aus folgendem Ansatz erhalten wurden:

$$\bar{R}_w = \int_0^{E_K} \frac{dE}{(dE/dX)} \quad \text{Gl. 49}$$

Zur Durchführung der Integration mußten die Ausdrücke für $(dE/dX) = f(E_K)$ ebenfalls vereinfacht werden. Es ist schwer zu übersehen, welche Auswirkungen diese Vereinfachungen auf die Genauigkeit der Beziehung haben. Es erschien deshalb zweckmäßig, den Einfluß der Näherungen durch eine numerische Integration der Gleichung 49 auszuschalten. Dazu war es zunächst erforderlich, die Energieabhängigkeit des spezifischen Energieverlustes dE/dX für die Ionisation $(dE/dX)_I$ und Kernstreuung $(dE/dX)_N$ getrennt näher zu betrachten. Es war dabei festzustellen, ob die theoretisch abgeleitete Energieabhängigkeit für $(dE/dX)_I$ und $(dE/dX)_N$ mit den experimentellen Befunden übereinstimmen. Außerdem galt es, Werte für theoretisch schwer erhältliche Größen zu ermitteln. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in den folgenden Abschnitten wiedergegeben. Das Ziel war, durch eine solche Analyse der experimentellen Daten für den spezifischen Energieverlust schwerer Ionen in verschiedenen Absorbern eine Reichweite-Energie-Beziehung zu ermitteln, welche frei von den erwähnten Nachteilen ist.

3.3.1. Spezifischer Energie-Verlust durch Ionisation $(dE/dX)_I$.

Der Mechanismus der Energie-Übertragung durch Ionisation und Anregung ist schon mehrfach Gegenstand theoretischer Untersuchungen gewesen (z.B. (B2), (B3), (B4), (B5), (G4)). Im allgemeinen gingen diese Untersuchungen von verschiedenen Voraussetzungen aus und führten deshalb zu Gleichungen für das Bremsvermögen, welche nur für bestimmte Anwendungsbereiche, z.B. in Hinsicht auf die Energie der Ionen, gültig sind. Eine ausführliche Darstellung der Ableitungen sowie der Ergebnisse ist in den kürzlich erschienenen Zusammenfassungen von Fano (F2), Northcliffe (N2) und Starodubtsev et al. (S5) enthalten.

Die von den verschiedenen Autoren unter der Annahme einer regellosen räumlichen Verteilung der Absorberatome erhaltenen Gleichungen lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dX_c}\right)_I = \frac{4\pi Z_I^2 e^4}{m_e v^2} NB = \frac{4\pi Z_I^2 Z_A e^4}{m_e v^2} NL \quad \text{Gl. 50}$$

Dabei bedeuten $B (= Z_A L)$ die Bremszahl und N die Zahl der Absorberatome pro cm^3 . Die für die Größe L abgeleiteten Ausdrücke hängen von den eingeführten Voraussetzungen ab. So findet z.B. Bethe (B4)

$$L = \ln \frac{2m_e v^2}{I} + \left(\frac{c_K}{Z_A} + \frac{c_L}{Z_A} + \frac{c_M}{Z_A} + \dots\right) \quad \text{Gl. 51}$$

I ist das Mittel über die mittleren Anregungsenergien der Elektronen im Absorberatom. Bei dieser Mittelung wird vorausgesetzt, daß bei der Wechselwirkung von allen Elektronen alle möglichen Energiezustände erreicht werden können. Dies ist jedoch nur bei der Abbremsung sehr energiereicher Ionen der Fall. Mit sinkender Ionenenergie wird die Voraussetzung zunächst für die K-Elektronen, dann für die L-Elektronen etc. nicht mehr erfüllt sein. Es ist üblich, die dadurch bedingte Änderung der mittleren Anregungsenergie I durch die sogenannten Schalenkorrekturen c_i/Z_A (mit $i=K,L,M,\dots$) zu erfassen. Solange die Schalenkorrekturen vernachlässigt werden können, sollte L nach Gleichung 51 logarithmisch von v^2 bzw. E_K abhängen. Mit steigendem Einfluß der Schalenkorrekturen werden die Abweichungen von dieser Abhängigkeit immer größer.

Eine theoretische Berechnung von c_i/Z_A und auch von I ist nur bei den leichtesten Elementen, d.h. H, He und Li möglich. Bei den Elementen mit höherer Ordnungszahl werden I und c_i/Z_A als adjustierbare Parameter angesehen und aus den experimentellen Daten ermittelt. Generell ergab sich für L bei höheren Ionenenergien die erwartete logarithmische Abhängigkeit von v^2 . Außerdem konnte dabei die theoretisch vorausgesagte Abhängigkeit (B6, J1, B7) der mittleren Anregungsenergie von Z_A bestätigt werden (k_1 und k_2 sind Konstanten).

$$I = Z_A (k_1 + k_2 Z_A^{-2/3}) \quad \text{Gl. 52}$$

Setzt man Gleichung 52 in Gleichung 51 ein und formt den erhaltenen Ausdruck um, so ergibt sich

$$L = \ln \mathcal{Z} + \ln \frac{4 m_e}{k_1 + k_2 Z_A^{-2/3}} + \sum_i \frac{c_i}{Z_A} \quad \text{Gl. 53}$$

mit

$$\mathcal{Z} = \frac{E_K}{A_I Z_A}$$

Lindhard und Scharff (L2) argumentierten, daß auch die Schalenkorrekturen als Funktion von \mathcal{Z} darzustellen seien. Ausgehend vom Thomas-Fermi-Atommodell berechneten sie die Energie-Abhängigkeit von L für Protonen und fanden, daß für $\mathcal{Z} < 0,1$ zur Berechnung von L folgender Ausdruck verwendet werden kann:

$$L = c_5 \mathcal{Z}^{c_2} \quad \text{Gl. 54}$$

Für die Konstanten ergaben sich die Werte $c_5 = 8,63$ und $c_2 = 0,5$. Nach dieser Gleichung ist-ebenso wie nach Gleichung 51 - L und damit auch die Bremszahl B nur von der Geschwindigkeit des Ions und nicht von dessen Ladungs- und Nukleonenzahl abhängig.

Bei allen Ableitungen, welche zu Gleichung 50 führten, wurde angenommen, daß die Ladung der Ionen gleich Z_I ist. Solange v viel größer als $Z_I^{2/3} v_0$ ist, kann diese Voraussetzung als erfüllt betrachtet werden. Bei wesentlich kleineren Geschwindigkeiten, d.h. insbesondere in dem für die vorliegende Betrachtung interessierenden Energiebereich bis 1 MeV/AME, ist die Ionenladung kleiner als die Ordnungszahl des Nuklids. Um für diesen Effekt zu korrigieren,

ist es üblich, die Ladungszahl Z_I durch die sog. effektive Ladungszahl Z^* zu ersetzen. Das Verhältnis Z^*/Z_I wird im Folgenden mit γ_Z bezeichnet.

Nach einer Abschätzung von Bohr (B2) sollte γ_Z etwa proportional zu $w_Z = E_K A_I^{-1} Z_I^{-4/3}$ sein. Er ging dabei von der Annahme aus, daß nur die Elektronen aus der Hülle abgetrennt werden, deren Geschwindigkeit kleiner ist als die Geschwindigkeit des Ions. Eine genauere theoretische Abschätzung der Energieabhängigkeit von γ_Z ist nur sehr schwer möglich. Empirisch wurden von Booth und Grant (B8) sowie von Northcliffe (N3) Gleichungen von folgender Grundform aufgestellt:

$$\gamma_Z^2 = \left\{ 1 - e^{-\varphi(A_I, Z_I, E_K)} \right\} c_3 \quad \text{Gl. 55}$$

Booth und Grant verwendeten nur w_Z als Parameter im Exponenten.

Setzt man die Näherungsgleichungen 54 und 55 in Gleichung 50 ein, so ergibt sich

$$\left(\frac{d\dot{\xi}}{dX_c} \right)_I = \frac{4\sqrt{Z_I^2 e^4 Z_A}}{m_e v^2} N (1 - e^{-\varphi(A_I, Z_I, E_K)}) c_3 c_5 x^{c_2} \quad \text{Gl. 56}$$

bzw.

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_I = 0,143 \frac{Z_I^2 Z_A A_I}{E_K A_A} \left(1 - e^{-\varphi(A_I, Z_I, E_K)} \right) c_4 x^{c_2} \quad \text{Gl. 57}$$

Die Werte der Konstanten c_2, c_3, c_4 und c_5 sollten nur von den Eigenschaften des Absorbers abhängen.

Einen ähnlichen Weg zur Ermittlung des Bremsvermögens beschritten Lindhard et al. (L3). Ausgehend von dem Thomas-Fermi-Atommodell leiteten sie unter Verwendung bereits früher veröffentlichter Ergebnisse (F4)(W5)(L4) die Gleichung 58 ab. Die Größe \int_e kann näherungsweise durch $Z_I^{1/6}$ ersetzt werden.

$$\left(\frac{d\xi}{dX_c} \right)_I = N \int_e 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_I Z_A v}{(Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{3/2} v_0} \quad \text{Gl. 58}$$

bzw.

für $v < Z_I^{2/3} v_0$

$$\left(\frac{d\xi}{dX_c} \right)_I = \frac{k_n Z_I^{7/6} Z_A E_K^{1/2}}{(Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{3/2} A_I^{1/2}} \quad \text{Gl. 59}$$

mit $k_n = N 8\pi e^2 a_0 v_0^{-1} 2^{1/2}$

Unter anderem wurde bei der Ableitung von den Näherungen $L \approx c_5 \epsilon^{1/2}$ und $a_s \approx a_0 (Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{-1/2}$ Gebrauch gemacht. a_s ist die Abschirlänge.

Diesich aus den beiden Gleichungen 57 und 58 ergebenden Abhängigkeiten des spezifischen Energieverlustes $(dE/dX)_I$ von z.B. Z_A stimmen nicht miteinander überein. Es war deshalb zunächst zu testen, mit welcher Gleichung die experimentellen Befunde besser beschrieben werden können. Dazu wurde für jeweils ein vorgegebenes Ion die Energieabhängigkeit des Quotienten $(dE/dX)_a / (dE/dX)_b$ für die Absorbermaterialien a und b berechnet. Die dazu verwendeten experimentellen Daten wurden den folgenden Veröffentlichungen entnommen: (B8)(B9)(M3)(N3)(P8)(P9)(R3)(R4)(T1). Auf diesen Daten basieren auch die weiteren Vergleiche und Berechnungen. Die erst kürzlich von Bethge (B10) veröffentlichten dE/dX -Daten konnten nicht mehr in diese Analyse einbezogen werden. Eine halbquantitative Abschätzung zeigt jedoch, daß sich die Ergebnisse dadurch nur wenig verändert hätten.

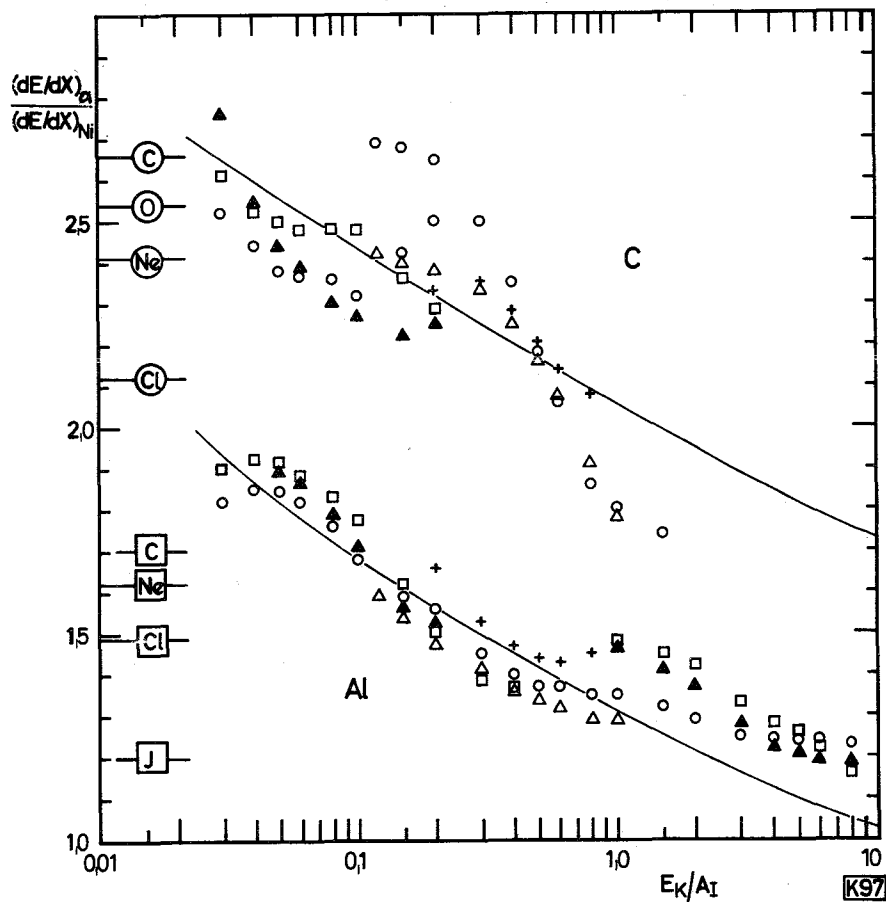


Bild 16: Vergleich des spezifischen Energieverlustes (dE/dX) verschiedener Ionen in Al bzw. C mit dem in Ni. Die Symbole für die Ionen bedeuten: \blacktriangle C, \square N, \circ O, \triangle Cl und $+$ J. Die am linken Bildrand durch Kreise bzw. Quadrate gekennzeichneten Werte sind die nach Gleichung 61 berechneten energieunabhängigen Erwartungswerte für die bezeichneten Ionen in Aluminium ($-\square-$) und Kohlenstoff ($-\circ-$). Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gleichung 66 unter Verwendung der mit DEDEX ermittelten Konstanten (Tabelle 9) berechnet.

In den Bildern 16 und 17 sind die erhaltenen Werte für den Quotienten gegen E_K/A_I aufgetragen. Als Bezugs-Absorbermaterial b wurde stets Nickel benutzt. Aus dem Verlauf der Kurven ergeben sich folgende Schlußfolgerungen: Das Verhältnis ist energieabhängig. Dagegen sind die Werte für ein gegebenes Absorbermaterial a innerhalb der Fehlergrenze unabhängig von Z_I und A_I . Ein systematischer Trend in bezug auf die Abweichungen vom Mittelwert für verschiedene Ionen ist nicht zu erkennen.

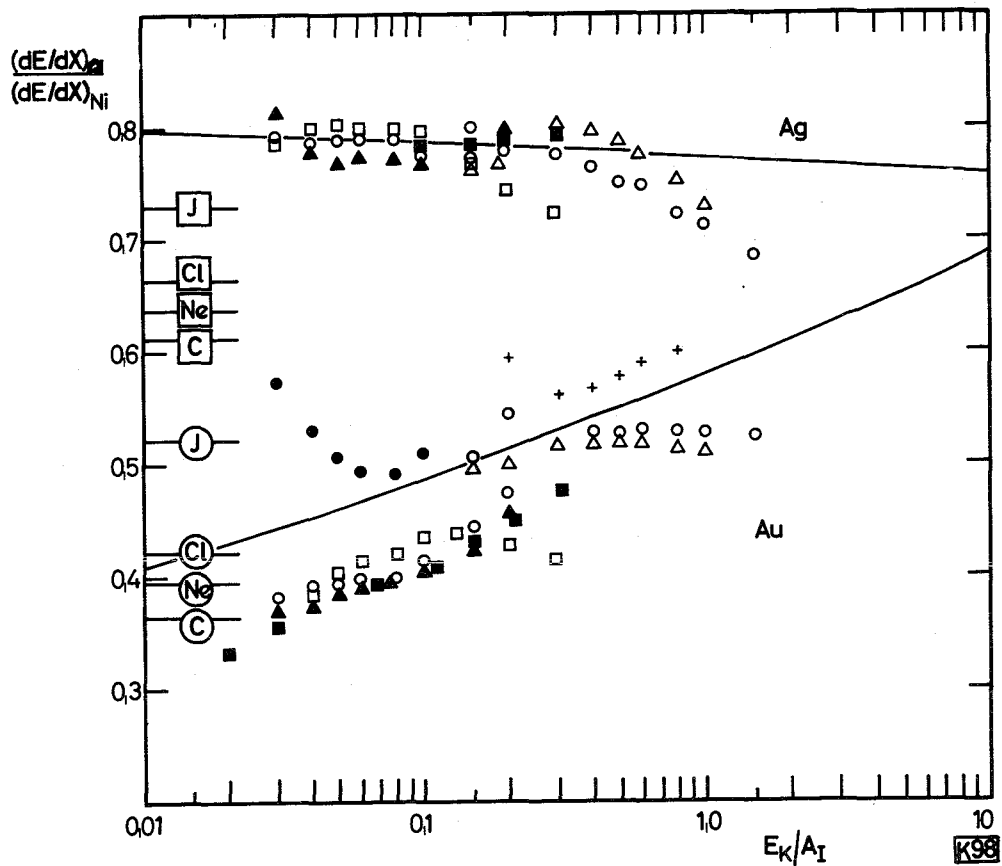


Bild 17: Vergleich des spezifischen Energieverlustes (dE/dX) verschiedener Ionen in Ag und Au mit dem in Ni. Die Symbole für die Ionen bedeuten: Δ C, \bullet N, \circ O, \blacksquare Ne, \triangle Cl, $+$ J. Die am linken Bildrand durch Kreise und Quadrate gekennzeichneten Werte sind die nach Gleichung 61 berechneten energieunabhängigen Erwartungswerte für die bezeichneten Ionen in Silber ($-\square-$) und Gold ($-\circ-$). Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gleichung 66 unter Verwendung der mit DEDEX ermittelten Konstanten (Tabelle 9) berechnet.

Ein Vergleich mit den aus Gleichung 57 bzw. 58 abgeleiteten Beziehungen 60 bzw. 61 zeigt, daß nur Gleichung 60 mit den experimentellen Befunden in Einklang zu bringen ist.

$$\frac{(dE/dX)_a}{(dE/dX)_b} = \frac{Z_{Aa} A_{Ab} c_{4a}}{Z_{Ab} A_{Aa} c_{4b}} \mathcal{L}^{c_{2a} - c_{2b}} \quad \text{Gl. 60}$$

$$\frac{(dE/dX)_a}{(dE/dX)_b} = \frac{Z_{Aa} A_{Ab} (Z_I^{2/3} + Z_{Ab}^{2/3})^{3/2}}{Z_{Ab} A_{Aa} (Z_I^{2/3} + Z_{Aa}^{2/3})^{3/2}} \quad \text{Gl. 61}$$

Danach sind die Größen c_2 Funktionen der Ordnungszahl des Absorbermaterials Z_A . Die Gleichung 61, die aus der von Lindhard et al. (L3) für $(dE/dX)_I$ angegebenen Gleichung 58 folgt, ergibt weder die Energie-Abhängigkeit noch die Unabhängigkeit des Quotienten von Z_I . Zum Vergleich sind die nach Gleichung 61 berechneten Werte für den Quotienten in die Bilder 16 und 17 eingetragen. Zusammenfassend ergibt sich somit, daß zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes $(dE/dX)_I$ die Gleichung 57 besser geeignet sein sollte als Gleichung 58.

Zu der gleichen Schlußfolgerung gelangt man auch bei der Betrachtung des in Bild 18 gegen E_K/A_I aufgetragenen Quotienten $(dE/dX)_\alpha / (dE/dX)_\beta$. Hierbei stellt $(dE/dX)_\alpha$ bzw. $(dE/dX)_\beta$ den spezifischen Energieverlust in einem gegebenen Absorbermaterial für die Ionen α bzw. β dar. Aus Gleichung 57 bzw. 58 ergibt sich dieser Quotient zu:

$$\frac{(dE/dX)_\alpha}{(dE/dX)_\beta} = \frac{Z_{I\alpha}^2 (1 - e^{-\varphi(Z_{I\alpha}, A_{I\alpha}, E_K)})}{Z_{I\beta}^2 (1 - e^{-\varphi(Z_{I\beta}, A_{I\beta}, E_K)})} \quad \text{Gl. 62}$$

$$\frac{(dE/dX)_\alpha}{(dE/dX)_\beta} = \frac{Z_{I\alpha}^{7/6} (Z_{I\beta}^{2/3} + Z_A^{2/3})^{3/2}}{Z_{I\beta}^{7/6} (Z_{I\alpha}^{2/3} + Z_A^{2/3})^{3/2}} \quad \text{Gl. 63}$$

Auch hier ist nach Gleichung 63 dieses Verhältnis im Gegensatz zu den experimentellen Befunden zwar von Z_A , nicht dagegen von E_K abhängig. Also ist zur Beschreibung der Werte nur Gleichung 62 geeignet.

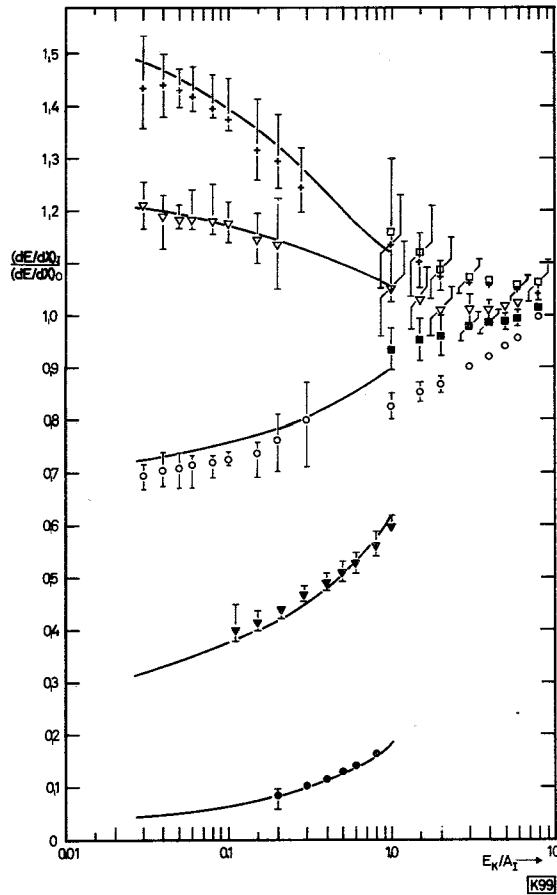


Bild 18: Spezifischer Energieverlust einiger Ionen-Sorten (\square B, $+$ C, ∇ N, \blacksquare F, \circ Ne, \blacktriangledown Cl, \bullet J) im Vergleich zu dem des Sauerstoffs. Aufgetragen sind jeweils die Mittelwerte für die Verhältnisse in den Absorbermaterialien C, Al, Ni, Ag und Au. Die eingezeichneten Fehler stellen entweder den experimentellen Fehler oder - wenn diese größer sind - die maximalen Abweichungen der Einzelwerte der Quotienten vom Mittelwert dar. Die durchgezogenen Kurven wurden nach Gleichung 66 unter Verwendung der mit DEDEX ermittelten Konstanten (Tabelle 9) berechnet.

Dieser Vergleich der $(dE/dX)_I$ -Werte für verschiedene Ionen und Absorbermaterialien hat gezeigt, daß die von Lindhard et al. (L3) angegebene Gleichung die Verhältnisse nur unvollkommen beschreibt. Vermutlich ist dies auf eine Überbewertung der Abschirmung zurückzuführen, welche sich bei den durchgeführten Vergleichen besonders stark bemerkbar machen sollte. Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß die generelle Übereinstimmung zwischen den nach Gleichung 58 berechneten Werten und den experimentell bestimmten Daten erheblich besser ist als man aufgrund der oben erwähnten Resultate erwarten sollte. So zeigt die instruktive Zusammenstellung von Northcliffe (N2), daß die experimentellen Werte zwar systematisch größer sind, aber normalerweise nur um 20 - 40 %.

Aufgrund der Ergebnisse der beschriebenen Vergleiche diente die Gleichung 57 als Grundlage zur Anpassung an die experimentell ermittelten dE/dX -Daten. Als Ansatz

für die Funktion $\varphi(Z_I, A_I, E_K)$ wurde in Analogie zu der von Booth und Grant (B8) verwendeten Beziehung folgende Gleichung benutzt:

$$\varphi(Z_I, A_I, E_K) = K_1(1 - e^{-K_2 w_Z}) + \sum_{i=3}^6 K_i w_Z^{i-2} \quad \text{Gl. 64}$$

mit

$$w_Z = \frac{E_K}{A_I Z_I^{4/3}}$$

Als Näherungsfunktion für L wurde nicht die von Lindhard et al. (L3) vorgeschlagene Gleichung (Gl. 54) direkt verwendet, sondern die Anpassung erfolgte an den Quotienten E_K/A_I , d.h.

$$L = c_6 \left(\frac{E_K}{A_I} \right)^{c_2} \quad \text{Gl. 65}$$

Diese Änderung erfolgte aus der Überlegung, daß in den Ansatz von Lindhard et al. die durch Gleichung 52 gegebene Z_A -Abhängigkeit von I eingeht. Tatsächlich weichen die experimentellen Werte für I von dieser Beziehung z.T. sogar beträchtlich ab. Es schien deshalb sinnvoll, zur Anpassung die Gleichung 65 zu verwenden. Die Größen c_6 und c_2 sollten dann nicht nur von Z_A , sondern auch von I abhängen. Insgesamt ergibt sich somit folgende Gleichung:

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_I = 0,143 \frac{Z_I^2 Z_A A_I}{E_K A_A} \left\{ 1 - \exp - \left[K_1 (1 - \exp [K_2 w_Z]) + \sum_{i=3}^6 K_i w_Z^{i-2} \right] \right\} c_1 \left(\frac{E_K}{A_I} \right)^{c_2}$$

Gl. 66

mit $c_1 = c_6 \cdot c_3$

Mittels eines Eingabelungsverfahrens wurden die "besten" Werte für die Konstanten in Gleichung 66 im Sinne der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt. Die Durchführung der Rechnung erfolgte auf einem Rechenautomaten IBM 7074 mit dem Programm DEDEX (M4) unter Verwendung folgender Voraussetzungen:

1. Die relativen Fehler für die Messungen sind innerhalb einer Meßreihe für ein Ion und einen Absorber konstant. Aus den veröffentlichten Untersuchungen ist zumeist nicht oder nur sehr schwer zu ermitteln, wie sich der relative Fehler

mit der Energie ändert.

2. Jede Meßreihe hat das gleiche Gewicht. Die Größe der möglichen Meßfehler wurde zwar von den verschiedenen Autoren abgeschätzt, aber es ist nicht zu übersehen, welche Genauigkeit diese Abschätzungen aufweisen. Außerdem wurden die zur Rechnung benutzten Werte aus visuell geglätteten Kurven abgelesen. Zum Teil geschah diese "Einebnung" der experimentellen Daten bereits durch die verschiedenen Autoren. Es ist schwer zu übersehen, welcher zusätzliche Fehler durch diesen visuellen Ausgleich der Daten verursacht wird.
3. Die von Porat und Ramavataram (P9) für verschiedene Ionen in Gold als Absorber bestimmten Werte für (dE/dX) sind nach Booth und Grant (B8) um 10 bis 20 % zu niedrig. An der Überlappungsstelle ($E_K/A_1 \approx 0,2$) dieser Daten mit den von anderen Autoren bestimmten Werten wurde ein empirischer Faktor von 1,16 für die Korrektur der systematischen Abweichungen errechnet.

Tabelle 9: Werte der Konstanten in Gleichung 66

K_1 $3,4 \cdot 10^{-3}$		K_2 $- 4,0 \cdot 10^3$		K_3 $- 21,0$		K_4 245		K_5 $- 1600$		K_6 4200	
		Absorbermaterial									
		C		Al	Ni	Ag	Au				
Konstante	I (eV)	81	87	163	317	471	761				
c_1	Berechnet (DEDEX)	4,414		2,924	2,256	1,904	1,551				
	Näherung (nach Gl. 67)	4,011	3,734	2,933	2,214	1,930	1,549				
	(%) ⁺	9,1	15,4	- 0,3	1,8	- 1,4	0,1				
c_2	Berechnet (DEDEX)	0,4901		0,4546	0,5633	0,5557	0,6387				
	Näherung (nach Gl. 68)	0,3782	0,4063	0,4542	0,5298	0,5575	0,6373				
	(%) ⁺	22,8	17,1	0,1	6,1	- 0,3	0,2				

$$+) (\%) = \frac{c(\text{Ber.}) - c(\text{Näh.})}{c(\text{Ber.})} \cdot 100$$

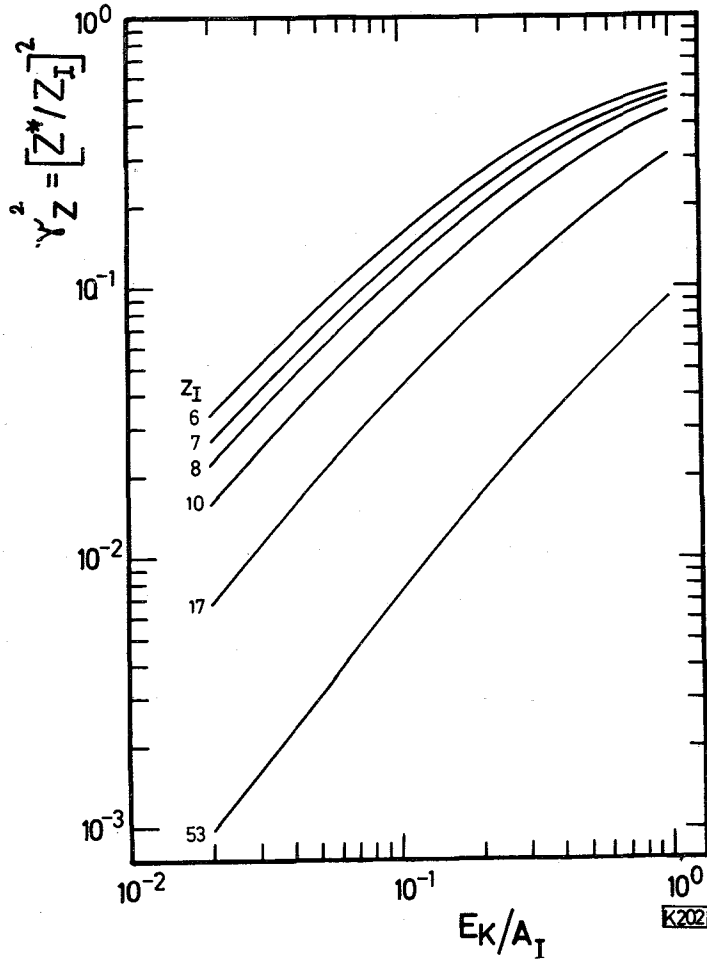


Bild 19: Abhängigkeit des Quotienten Z^*/Z_I von der Art des Ions (C-12, N-14, O-16, Ne-20, Cl-35, J-127) und der Energie pro Nukleon (MeV/AME). Die Kurven wurden nach den Gl. 55 und 64 unter Verwendung der mit DEDEX ermittelten Konstanten (Tabelle 9) und $c_3 = 1$ berechnet.

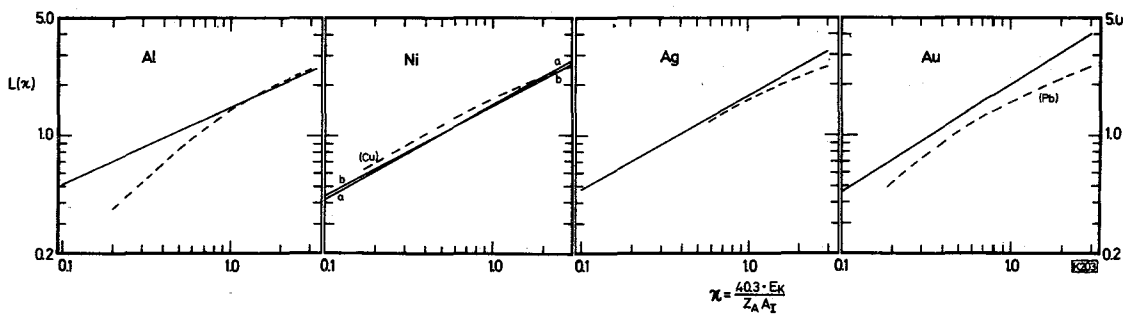


Bild 20: Vergleich der von Turner (T2) für verschiedene Absorbermaterialien (Al, Cu, Ag, Pb) ermittelten Abhängigkeit der Größe L von x (gestrichelte Kurven) mit den nach Gleichung 65 für Al, Ni, Ag und Au berechneten Werten (ausgezogene Kurven). Die beiden mit a bzw. b bezeichneten Kurven bei Ni wurden unter Verwendung der mit DEDEX bzw. den Gl. 67 und 68 berechneten Konstanten ermittelt.

Die als Ergebnis dieser Rechnung erhaltenen Werte für die Konstanten K_1 bis K_6 sowie c_1 und c_2 sind in Tabelle 9 zusammengestellt. Im Bild 19 sind die sich daraus für γ_Z^2 ergebenden Kurven gezeigt. Vergleicht man diese Werte mit den von Booth und Grant (B8) berechneten Daten für γ_Z^2 , so ergibt sich für das Verhältnis γ_Z^2 (Booth und Grant)/ γ_Z^2 (Gl. 55) ein Wert von $c_3 = 1,204 \pm 0,009$. Dieser Faktor ist bei der hier beschriebenen Analyse in der Konstanten c_1 enthalten. Berücksichtigt man diesen Faktor, so ergeben sich für $L(\mathcal{L})$ die in Bild 20 eingezeichneten Kurven. Außerdem sind in diesen Diagrammen die von Turner (T2) erhaltenen Werte für $L(\mathcal{L})$ aufgetragen (gestrichelte Kurven). Der Vergleich sollte dabei nur bis zu etwa $E_K/A_I \leq 1$ MeV/AME durchgeführt werden, d.h. bis zur Grenze der mit DEDEX durchgeführten Anpassung. Berücksichtigt man, daß die Analyse von Turner für $E_K/A_I < 1$ mit erheblichen Unsicherheiten verbunden ist, so ist die Übereinstimmung als befriedigend zu bezeichnen.

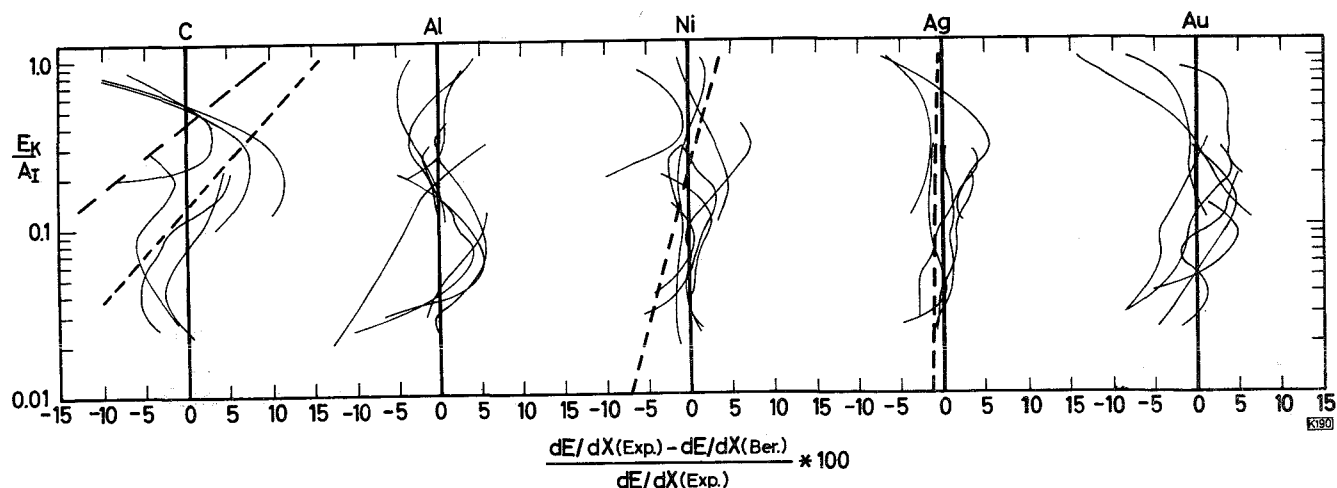


Bild 21: Abhängigkeit der prozentualen Abweichung zwischen den experimentellen (s. Text) und den nach Gleichung 66 berechneten $(dE/dX)_I$ -Werten von der Ionenenergie (MeV/AME). Die stark ausgezogenen Geraden entsprechen den Erwartungswerten für die Absorbermaterialien C, Al, Ni, Ag und Au. Die Abweichungen der verschiedenen Ionen-Absorber-Kombinationen (Tabelle 10) sind als dünne Kurven eingezeichnet. Werden nicht die mit DEDEX ermittelten Werte für c_1 und c_2 , sondern die sich nach Gleichung 67 und 68 ergebenden Konstanten bei der Rechnung verwendet, so erhält man die gestrichelt gezeichneten Erwartungswerte. Bei Kohlenstoff entspricht die lang(kurz)-gestrichelte Kurve einem mittleren Ionisationspotential von 81 (87) eV.

In Bild 21 sind die prozentualen Abweichungen zwischen den experimentellen Werten (B8)(B9)(M3)(N3)(P8)(P9)(R3)(R4)(T1) und den mittels Gleichung 66 unter Verwendung der in Tabelle 9 aufgeführten Konstanten berechneten Daten eingezeichnet. Im allgemeinen kann die Übereinstimmung als gut bezeichnet werden. Nur bei Kohlenstoff als Absorbermaterial sind deutlich systematische Abweichungen zu erkennen. Wahrscheinlich ist dies darauf zurückzuführen, daß bei den leichten Absorbermaterialien das Thomas-Fermi-Modell nicht mehr anwendbar ist und somit die Annahme, auf der die Gleichung 54 basiert, nicht mehr zutrifft.

Tabelle 10: Mittlere prozentuale Abweichung $\overline{(\%)}$ zwischen den experimentellen und den nach Gleichung 66 berechneten Werten.

$$\overline{(\%)} = \frac{100}{n} \sum^n \left\{ \left[(dE/dX)_{Exp} - (dE/dX)_{Ber} \right] / (dE/dX)_{Exp} \right\}$$

Ion (Literatur) Absorber	C (P9)	N (P9)	N (P9)	0 (P9)	0 (B8)	Ne (P9)	Cl (B8)	J (M3)
C	- 3,8	0,9		- 0,9	5,0		2,4	- 1,5
Al	1,5	2,3	2,7	0,0	- 1,0	- 2,9	- 2,3	0,8
Ni	0,8	2,9	- 1,0	0,5	- 0,1	- 1,6	2,4	- 3,4
Ag	0,3	0,5		1,7	- 2,6	- 1,7	2,1	
Au	- 0,2	2,0	1,6	1,8	- 2,4	- 2,9	- 1,6	3,0
Summe	- 1,4	8,6	3,3	3,1	- 1,1	- 9,1	3,0	- 1,1
Mittel	- 0,3	1,5		0,2		- 2,3	0,6	- 0,3

Eine andere Darstellung der in Bild 21 gezeigten Werte bringt die Tabelle 10, in der die mittleren prozentualen Abweichungen für jeweils eine Meßreihe aufgeführt sind. Diese Zusammenstellung zeigt ebenfalls die gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und berechneten Werten. Außerdem läßt sich erkennen, daß auch bei den für die einzelnen Ionen ermittelten Daten keine systematischen Abweichungen auftreten. Allenfalls wäre dies noch bei dem Neon möglich. Die über alle Beobachtungen gemittelte Abweichung von - 2,3 % ist jedoch zu klein, um daraus mit Sicherheit auf eine Systematik zu schließen. Betrachtet man dieses Ergebnis im Zusammenhang mit den in der gleichen Veröffentlichung (P9) enthal-

tenen Werten für den spezifischen Energieverlust von Stickstoff-Ionen, so erscheinen die Abweichungen doch signifikant. Dieser Befund könnte so gedeutet werden, daß die effektive Ladung von Edelgas-Ionen kleiner als erwartet ist. Es ist deshalb möglich, daß die berechneten Werte für den spezifischen Energieverlust von Edelgasen generell zu hoch und somit die dafür berechneten Reichweiten zu klein sind.

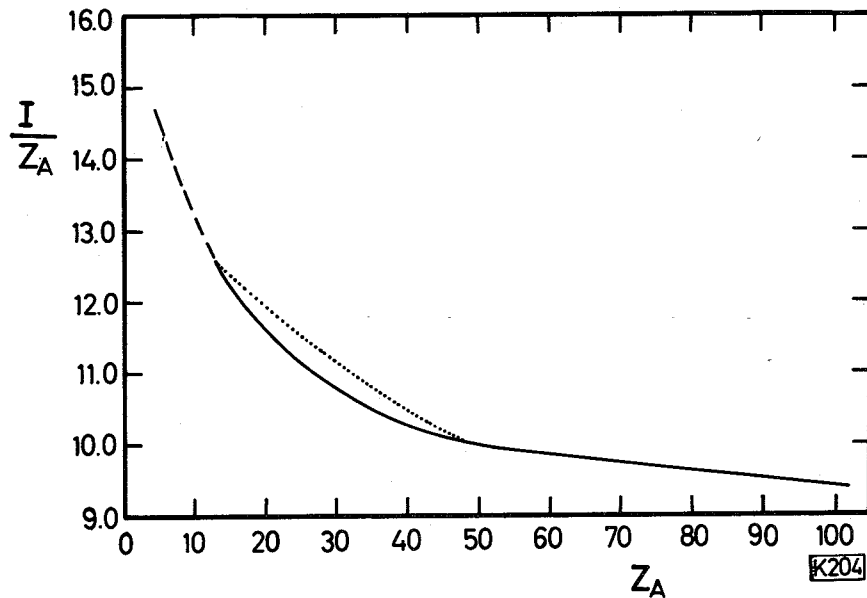


Bild 22; Abhängigkeit des Quotienten I/Z_A von der Ordnungszahl Z_A des Absorbermaterials (- - - nach (T2)(T3); Vorschlag (s. Text)).

Wie bereits erwähnt, sollten die Werte für die Konstanten von Z_A und I abhängen. Empirisch konnten folgende Näherungsgleichungen ermittelt werden:

$$c_1 = 132,6 \frac{Z_A^{1/2}}{I} \quad \text{Gl. 67}$$

$$c_2 = 0,01541 \frac{I}{Z_A^{2/3}} \quad \text{Gl. 68}$$

Eine Zusammenstellung der damit berechneten Werte ist in Tabelle 9 enthalten. Die dabei verwendeten Werte für I wurde einer Tabelle bei Fano (F2) entnommen. Allerdings erscheint der dort für Ni angegebene Wert etwas zu niedrig. Berücksichtigt man die Ergebnisse der von Turner (T3) sowie Berger und Selzer (B13)

durchgeführten Analysen der experimentellen Daten für die Abbremsung von Protonen in Cu-Absorbern, so ergibt sich für I(Ni) etwa 315 bis 320 eV. Die von Turner (T2)(T3) angegebene Z_A -Abhängigkeit von I (Bild 22) ist deshalb entsprechend zu korrigieren.

Durch die Verwendung der nach Gleichung 67 und 68 ermittelten Werte der Konstanten c_1 und c_2 bei der Berechnung des spezifischen Energie-Verlustes ergeben sich z.T. erhebliche Veränderungen in den im Bild 21 gezeigten prozentualen Abweichungen. Die sich ergebenden Erwartungswerte ("Null-Linie") sind als gestrichelte Geraden eingezeichnet. Man erkennt aus der Darstellung, daß bis auf das Absorbermaterial Kohlenstoff die Übereinstimmung auch bei Verwendung der Näherungsgleichungen 67 und 68 noch gut ist. Bei Kohlenstoff können die Abweichungen durch eine günstige Wahl von I in einem eng begrenzten Intervall der kinetischen Energie relativ klein gehalten werden; die Übereinstimmung über den insgesamt betrachteten Energiebereich ist jedoch schlecht.

3.3.2. Spezifischer Energie-Verlust durch Kernstreuung $(dE/dX)_N$

Der spezifische Energie-Verlust $(dE/dX)_N$ durch Kernstreuung ergibt sich aus Gleichung 69.

$$\left(\frac{d\mathcal{E}}{dX_c}\right)_N = N\sigma_N = N \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma_N \quad \text{Gl. 69}$$

Es bedeuten: σ_N Streuquerschnitt, N Zahl der Absorberatome pro cm^3 und $d\sigma_N$ Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis, bei dem die Energie T von dem Ion auf das Absorberatom übertragen wird. T_{\max} bzw. T_{\min} ist die maximal bzw. minimal pro Stoß übertragbare Energie, wobei gilt

$$T_{\max} = 4 \frac{A_I A_A}{(A_I + A_A)^2} E_K \quad \text{Gl. 70}$$

Ohne Berücksichtigung der Abschirmung der Kernladung durch die Elektronen in der Atomhülle ergibt sich $d\sigma_N$ und daraus σ_N zu (Rutherford-Streuung):

$$d\sigma_N = \frac{2\pi Z_I^2 Z_A^2 e^4}{A_A v^2} \frac{dT}{T^2} \quad \text{Gl. 71}$$

$$\sigma_N = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma_N = \frac{2\pi Z_I^2 Z_A^2 e^4}{A_A v^2} \ln \frac{T_{\max}}{T_{\min}} \quad \text{Gl. 72}$$

Für $T_{\min} = 0$, d.h. für unendlich große Impaktparameter, ergibt sich somit ein Streuquerschnitt von $\sigma_N = \infty$. Als Impaktparameter wird hierbei die kürzeste Entfernung bezeichnet, in welcher das Ion ohne gegenseitige Wechselwirkung am Absorberatom vorbeifliegen würde. Um σ_N mit Gleichung 72 zumindest näherungsweise berechnen zu können, ist demnach die Festlegung einer von Null verschiedenen unteren Integrationsgrenze erforderlich.

Die bei der Ableitung der Gl. 71 benutzte Annahme völlig ionisierter Projektil- und Absorberatome ist nicht realistisch. Besitzen beide Stoßpartner eine voll aufgefüllte Elektronenhülle, so ist das positive elektrische Feld im Abstand r_A bzw. r_I vom Kern völlig abgeschirmt (r_I bzw. r_A Atomradius des Ions bzw. Absorbers). Ist der Impaktparameter größer als die Summe $r_I + r_A$, so findet keine gegenseitige Beeinflussung durch die positive elektrische Ladung statt, d.h. eine Coulombstreuung ist nicht mehr möglich. Das bei der Ableitung von Gleichung 71 angenommene reine Coulombpotential ist demnach für die Abschirmung durch die Hüllenelektronen zu korrigieren. Bohr (B2) und später Lindhard (L3) haben als Näherung angenommen, daß das korrigierte Potential über Teilbereiche von $r < r_A$ durch die Gleichung 73 beschrieben werden kann. a_s ist die Abschirmlänge und a_0 der erste Bohr-Radius. Mit $s = 1$ entspricht $U(r)$ dem Coulomb-Potential.

$$U(r) = \frac{Z_I Z_A e^2 a_s^{s-1}}{s r^s} \quad \text{Gl. 73}$$

$$a_s = 0,8885 a_0 (Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{-1/2} \quad \text{Gl. 74}$$

Da das Potential mit steigendem r schneller als das Coulombpotential abfallen soll, liegen die üblicherweise für s benutzten Werte zwischen 1 und 3. Besonders einfache Ableitungen ergeben sich für $s = 2$, da dann der Streuquerschnitt σ_N Energie-unabhängig ist (B2, L3).

$$\sigma_N = \frac{\pi^2 e^2 a_0 Z_I Z_A}{2,7183 (Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{1/2} (A_I + A_A)} \quad \text{mit } s = 2 \quad \text{Gl. 75}$$

Eine Verbesserung der Näherung wurde von Lindhard et al. (L3) dadurch erreicht, daß sie ein aus dem Thomas-Fermi-Modell abgeleitetes Potential verwendeten (Gleichung 76). \mathcal{F}_0 bedeutet die sog. Fermi-Funktion.

$$U(r) = \frac{Z_I Z_A e^2}{r} \varphi\left(\frac{r}{a_s}\right) \quad \text{Gl. 76}$$

Mit diesem Potential ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_N$ für die Energieübertragung im Intervall T bis $T + dT$ zu

$$d\sigma_N = \pi a_s^2 \frac{\varphi(t^{1/2})}{2t^{3/2}} dt \quad \text{Gl. 77}$$

mit

$$t = \xi^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} = \xi^2 \frac{T}{T_{\max}} = \xi^2 \frac{E_K^{-1} (A_I + A_A)^2}{4 A_I A_A} T \quad \text{Gl. 78}$$

$$\xi = E_K \frac{a_s A_A}{Z_I Z_A e^2 (A_I + A_A)} \quad \text{Gl. 79}$$

ϑ ist der Ablenkwinkel des Ions im Schwerpunktsystem und $\varphi(t^{1/2})$ eine Funktion, deren Verlauf in Bild 23 gezeigt ist.

Um aus Gleichung 77 den Streuquerschnitt bzw. $(dE/dX)_N$ zu erhalten, ist eine Integration über den Energiebereich 0 bis ξ erforderlich. Zur Durchführung dieser Integration wurde die Kurve in Bild 23 über Teilstücke mittels einer Funktion der Form

$$\varphi(t^{1/2}) = a \ln t^{1/2} + b \quad \text{Gl. 80}$$

angenähert. Für $t^{1/2} > 5$ diente Gleichung 71 zur Integration.

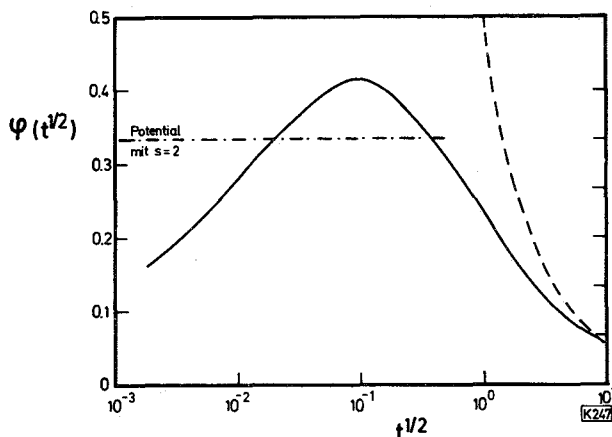


Bild 23: Verlauf der Funktion $\varphi(t^{1/2})$ in Gleichung 71 (nach Lindhard et al. (L3)). Die gestrichelt gezeichnete Kurve gilt für die Rutherford-Streuung, während die Strich-Punkt-Kurve die Streuung bei dem durch Gleichung 73 beschriebenen Potential darstellt.

Unter Berücksichtigung der numerischen Werte der Konstanten a und b ergab die Integration die folgenden Gleichungen:

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = 0 \quad 0 < \xi < 2 \cdot 10^{-4} \quad \text{Gl. 81a}$$

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = \frac{1}{\xi} \left[0,53 \xi (1 + 0,306 \lg \xi) - 1,39 \cdot 10^{-5} \right] \quad 2 \cdot 10^{-4} < \xi < 0,1 \quad \text{Gl. 81b}$$

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = \frac{1}{\xi} \left[0,436 \xi - 0,0068 \right] \quad 0,1 < \xi < 0,2 \quad \text{Gl. 81c}$$

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = \frac{1}{\xi} \left[0,376 \xi (1 - 0,636 \lg \xi) - 0,0282 \right] \quad 0,2 < \xi < 5 \quad \text{Gl. 81 d}$$

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = \frac{1}{\xi} \left[1,152 \lg \xi + 0,210 \right] \quad 5 < \xi \quad \text{Gl. 81 e}$$

mit

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = \frac{A_I + A_A}{4\pi a e^2 N A_I Z_I Z_A} \frac{d\xi}{dx_c} \quad \text{Gl. 82}$$

Die so berechneten Werte für $d\xi/d\vartheta$ stimmen sehr gut mit den von Lindhard et al. (L3) unter Verwendung des tatsächlichen Kurvenverlaufes durch numerische Integration erhaltenen Ergebnissen überein.

Ein direkter Vergleich der Gleichungen 81a - 81e mit experimentellen Daten ist nicht möglich, da der spezifische Energieverlust durch Kernstreuung noch nicht gemessen wurde. Da jedoch der aus Gleichung 77 abgeleitete Parameter der Reichweitedispersion (siehe Abschnitt 3.3.5.) befriedigend mit den Untersuchungsergebnissen übereinstimmt, ergibt sich dadurch eine Rechtfertigung für die Verwendung der Gleichungen 81a - 81e für die Berechnung der Reichweite-Energie-Beziehung. Es sei noch erwähnt, daß im Gegensatz zur Energieabgabe durch Ionisation bei der Kernstreuung die Einführung der durch Gleichung 74 angegebenen Abschirmlänge unbedingt erforderlich ist. Bei der Ionisation besteht dagegen eine relativ große Wahrscheinlichkeit dafür, daß Absorberatom und Ion noch praktisch getrennt sind und die Ladung des Ions als Punktquelle angesehen werden kann. Nur für die Ionisationsereignisse, bei denen sich beide Elektronenhüllen durchdringen, ist eine Abschirmlänge nach Gleichung 74 erforderlich. In der Praxis wird für solche Ereignisse durch die Verwendung der effektiven Ladungszahl, welche nicht notwendigerweise mit der tatsächlichen Ladung übereinzustimmen braucht, korrigiert.

3.3.3. Berechnung der Energieabhängigkeit der Reichweite

Nach Lindhard et al. (L3) kann man die für die Berechnung der wahren Reichweiten R_w , d. h. die von dem Ion bis zur vollständigen Abbremsung insgesamt zurückgelegte Strecke (siehe Bild 12), erforderliche Gleichung in folgender Weise ableiten. Es sei $p(E_K, R_w)$ die normierte Wahrscheinlichkeit, daß das Ion mit der kinetischen Energie E_K die Reichweite R_w besitzt. Die Normierung sei dabei in der Weise erfolgt, daß die Gleichungen 83 und 84 gelten.

$$\int_0^{\infty} p(E_K, R_w) dR_w = 1 \quad \text{Gl. 83}$$

$$\int_0^{\infty} R_w^m p(E_K, R_w) dR_w = \overline{R_w^m} \quad \text{mit } m = 1, 2, 3, \dots \quad \text{Gl. 84}$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Abgabe der Energie T ist im Streckenintervall ΔR_w gleich $N \Delta R_w d\sigma_T$. Berücksichtigt man die endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß im Intervall ΔR_w keine Energieübertragung stattfindet, so ergibt sich:

$$p(R_w, E_K) = N \Delta R_w \int_0^{T_{MAX}} p(R_w - \Delta R_w, E_K - T) d\sigma_T + (1 - N \Delta R_w \int_0^{T_{MAX}} d\sigma_T) \left\{ p(R_w - \Delta R_w, E_K) \right\} \quad \text{Gl. 85}$$

Unter der Annahme, daß die Energie-Übertragung durch Kernstöße und durch Ionisation unabhängig voneinander verläuft, kann zu dem Grenzwert $\Delta R_w \rightarrow 0$ übergegangen werden. Es ergibt sich dann nach Umformung:

$$\frac{\partial(p(R_w, E_K))}{\partial R_w} = N \int_0^{T_{MAX}} \left\{ p(R_w, E_K - T) - p(R_w, E_K) \right\} d\sigma_T \quad \text{Gl. 86}$$

Durch Multiplikation beider Seiten mit R_w^m und anschließende partielle Integration ergibt sich daraus die Gleichung 87.

$$m \left[\overline{R_w^{m-1}}(E_K) \right] = N \int_0^{T_{MAX}} d\sigma_T \left\{ \left[\overline{R_w^m}(E_K) \right] - \left[\overline{R_w^m}(E_K - T) \right] \right\} \quad \text{Gl. 87}$$

Entwickelt man diesen Ansatz in einer Taylor-Reihe und setzt $m = 1$, so ergibt sich bei Abbruch der Reihe nach dem ersten Glied die Gleichung 88.

$$\overline{R_w(E_K)} \approx \int_0^{E_K} \frac{dE}{N(\sigma_N + \sigma_I)} = \int_0^{E_K} \frac{dE}{(dE/dX)_N + (dE/dX)_I} \quad \text{Gl. 88}$$

Berücksichtigt man auch das zweite Glied der Reihe, so gilt:

$$\overline{R_w(E_K)} \approx \int_0^{E_K} \frac{dE}{N(\sigma_N + \sigma_I)} \left\{ 1 + \frac{\int_0^{T_{MAX}} T^2 d\sigma_T}{2} \frac{dR_w(E)}{dE} \right\} \quad \text{Gl. 89}$$

Der Ausdruck in der Klammer stellt nur ein kleines Korrekturglied dar. Somit ist es nicht erforderlich, weitere Glieder der Taylor-Expansion bei der Ausarbeitung der Gleichung zu berücksichtigen. Weiterhin ergibt sich daraus, daß Gleichung 88 bereits eine recht gute Näherung darstellt. Ohne Berücksichtigung der Energieabgabe durch Ionisation beträgt die max. Abweichung von $\overline{R_w}$ - berechnet nach Gleichung 88 - von dem "besten" Wert nur 10 %. Wird die Energieabhängigkeit durch Ionisation berücksichtigt, so wird diese Abweichung beträchtlich kleiner.

Bei experimentellen Untersuchungen wird jedoch nicht die wahre Reichweite R_w , sondern die Projektion R der Vektor-Reichweite R_v auf die Ausgangsrichtung bestimmt (siehe Bild 12). Unter Vektor-Reichweite wird hier die kürzeste Entfernung zwischen dem Ausgangs- und Endpunkt der Ionen-Bewegung verstanden. Die Gleichung für die mittlere (projizierte) Reichweite \overline{R} kann nach einem analogen Ableitungsgang erhalten werden. Ausgegangen wird dabei von Gleichung 90.

φ ist der Ablenkwinkel im Laborsystem.

$$1 = N \int_0^{T_{MAX}} \left\{ \left[\overline{R(E_K)} \right] - \left[\overline{R(E_K - T)} \right] \cos \varphi \right\} d\sigma_T \quad \text{Gl. 90}$$

Unter Verwendung der Gleichung 59 bzw. 82 für $(dE/dX)_I$ bzw. $(dE/dX)_N$ wurde von Lindhard et al. (L3) die relative Differenz zwischen \overline{R} und $\overline{R_w}$ in Abhängigkeit vom Verhältnis $V_M = A_A/A_I$ berechnet. Eine Reihe der erhaltenen bzw. daraus durch Interpolation abgeleiteten Werte sind in Bild 24 dargestellt. Die Bedeutung der dabei verwendeten Variablen ξ und k ist in den Gleichungen 91 und 92 angegeben.

$$\xi = E_K \frac{a A_A}{Z_I Z_A e^2 (A_I + A_A)} \quad \text{Gl. 91}$$

$$k \approx \frac{0,0793 Z_I^{2/3} Z_A^{1/2} (A_I + A_A)^{3/2}}{(Z_I^{2/3} + Z_A^{2/3})^{3/4} A_I^{3/2} A_A^{1/2}} \quad \text{Gl. 92}$$

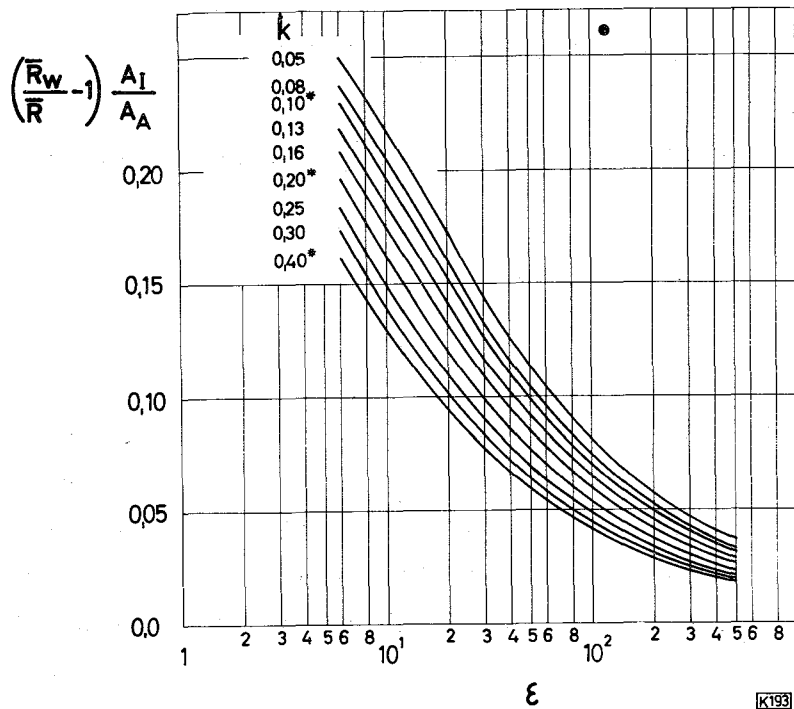


Bild 24: Abhängigkeit des Quotienten \bar{R}_w/\bar{R} von ϵ und k (nach (L3)(M7)). Die von Lindhard et al. (L3) berechneten Kurven sind mit einem Stern gekennzeichnet.

Bei der Ableitung der Gleichungen für \bar{R} und \bar{R}_w wurden die Grundgleichungen 87 und 90 bezüglich V_M in eine Taylor-Reihe entwickelt, so daß die in Bild 24 gezeigten Kurven nur für kleines V_M gelten sollten. Es zeigte sich jedoch, daß diese Abweichungen bei $V_M \leq 1$ und kleinem k ($= 0,1$ und $0,2$) vernachlässigbar klein sind. Selbst bei $V_M = 2$ und $k = 0,1$ ist der Fehler in der relativen Differenz auch bei höheren kinetischen Energien nicht größer als 10 %.

Ausgehend von der Gleichung 88 wurden mit dem Programm REIWEI (M6) auf einer Rechenanlage IBM 7074 die mittleren Reichweiten \bar{R}_w für mehrere Ionen-Absorber-Kombinationen im Energiebereich 0 bis 1 MeV/AME berechnet. Außerdem wurden dabei unter Verwendung der von Lindhard et al. (L3) angegebenen Umrechnungsfaktoren aus den \bar{R}_w -Werten die mittleren (projezierten) Reichweiten \bar{R} ermittelt. Es zeigte sich, daß die Abhängigkeit der Reichweite von der kinetischen Energie in begrenzten Bereichen sehr gut durch eine der Näherungsgleichungen 93, 94 und 95 wiedergegeben werden kann.

$$\bar{R} = \alpha E_K^\beta \quad 0,02 < E_K < 2 \text{ MeV} \quad \text{Gl. 93}$$

$$\bar{R} = \alpha E_K^\beta + \gamma \quad 2 < E_K < 40 \text{ MeV} \quad \text{Gl. 94}$$

$$\bar{R} = \alpha E_K^\beta \quad 30 < E_K < 100 \text{ MeV} \quad \text{Gl. 95}$$

Im Bild 25 ist für einige Beispiele gezeigt, wie gut die Übereinstimmung zwischen den mit REIWEI erhaltenen und den mit diesen Näherungsgleichungen berechneten Werten ist. Mit einem weiteren Programm REINA (M7) wurden die im Sinne der Methode der kleinsten Fehlerquadrate "besten" Werte der Konstanten α , β und γ für die drei Energiebereiche und eine größere Zahl von Ionen-Absorber-Kombinationen berechnet. Einige Beispiele der in einer Veröffentlichung (M7) zusammengestellten Ergebnisse sind in den Bildern 26 A bis E gezeigt.

In den Bildern 27 A und B sind einige Werte der Größe K_B in Gleichung 37 aufgeführt, wobei zur Berechnung die mit REIWEI erhaltenen Reichweiten verwendet wurden. Nach der von Bohr (B2) durch Vereinfachungen erhaltenen Gleichung sollte es sich bei K_B um eine Konstante handeln, deren Erwartungswert bei 602 liegt.

3.3.4. Prüfung der neuen Reichweite-Energie-Beziehung

Um einen Eindruck über die Genauigkeit der mittels Gleichung 93, 94 oder 95 berechneten Reichweiten zu erhalten, seien im folgenden Abschnitt einige dieser Werte experimentell erhaltenen Daten gegenübergestellt. Es ist jedoch erforderlich, diesem Vergleich einige allgemeine Bemerkungen über den erwarteten Gültigkeitsbereich der oben abgeleiteten und numerisch ausgewerteten Reichweite-Energie-Beziehungen voranzustellen.

Solange die Zahl der Stöße des Ions bis zur Abgabe der kinetischen Energie relativ klein ist, ergibt sich eine asymmetrische Reichweite-Verteilungskurve. Die wahrscheinlichste Reichweite und die mittlere Reichweite \bar{R} stimmen dann nicht mehr überein (siehe Bild 2). Es ist zu erwarten, daß dieser Effekt bei etwa $\geq 0,01$ MeV/AME vernachlässigbar klein wird.

Viel schwieriger ist bei dem Vergleich berechneter und experimenteller Reichweite-Daten der Einfluß des nun zu besprechenden Kanal-Effektes ("Channeling") zu berücksichtigen. Bei der Ableitung der verwendeten Daten wurde u.a. angenommen, daß das Absorbermaterial homogen und isotrop ist und somit die Atome statistisch im Raum verteilt sind. Die berechneten Werte sollten deshalb nur für amorphe Absorbermaterialien anwendbar sein. In kristallinen Materialien treffen die Voraussetzungen dagegen nicht zu, da der spezifische Energieverlust richtungsabhängig ist und somit die Reichweite vom Einschubwinkel α_E abhängt. So fanden z.B. Brown et al. (B11), daß für 40 keV ^{136}Xe -Ionen in Gold-Absorbern die in Gleichung 96 aufgeführten Relationen gelten.

$$\bar{R} \langle 110 \rangle \approx 2 \bar{R} \langle 100 \rangle \approx 6 \bar{R} \langle 111 \rangle$$

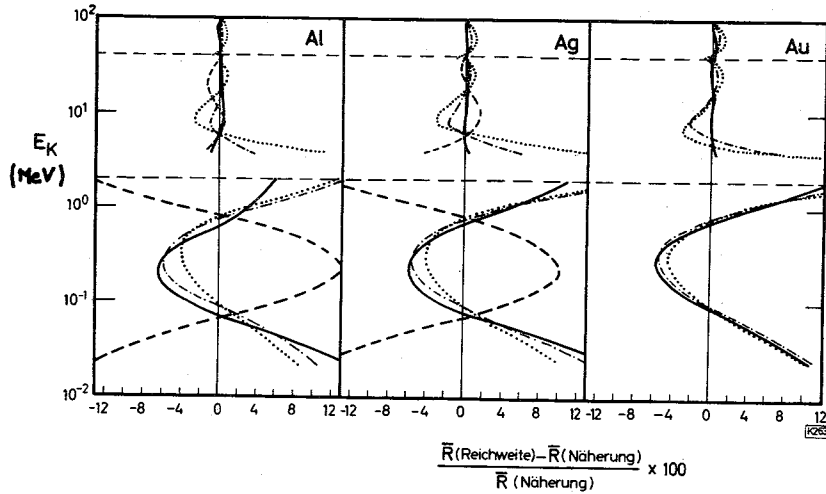


Bild 25: Beispiele für die Übereinstimmung zwischen den mit REIWEI ermittelten Reichweiten \bar{R} (Reichweite) und den nach Gleichung 93, 94 und 95 berechneten Näherungswerten \bar{R} (Näherung) in Abhängigkeit von der Ionenenergie (MeV) für einige Ionen: Mg-24 (---), Sr-88 (—), Ba-136 (-·-·-), Pb-208 (....)

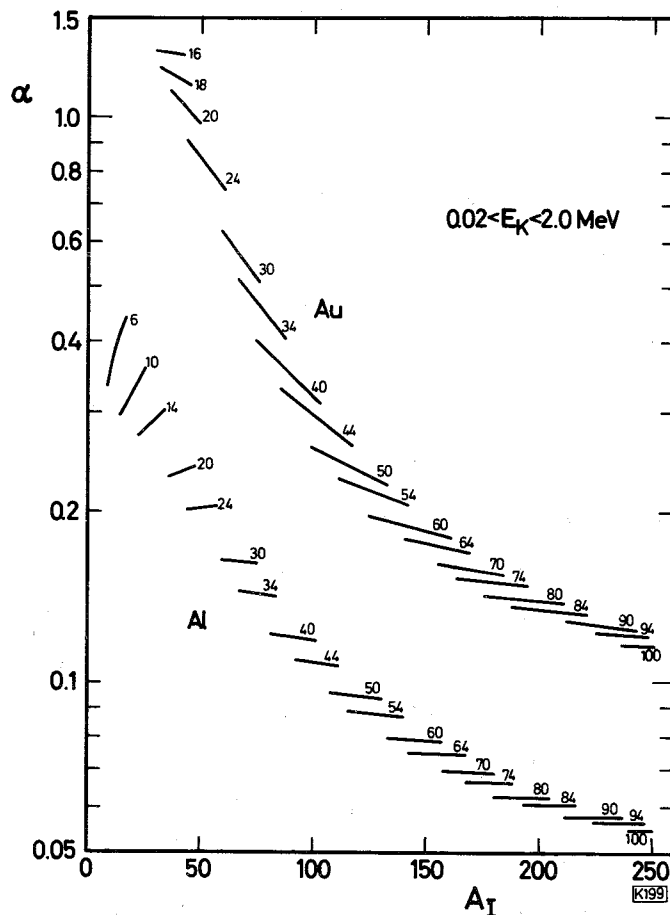


Bild 26 A bis E: Beispiele für die mit REINA (M7) berechneten Werte für die Konstanten α , β und γ in den Gleichungen 93, 94 und 95 in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl (Abszisse) und der Ordnungszahl (Zahlen im Bild) des Ions für Al- und Au-Absorber.

Bild 26 B

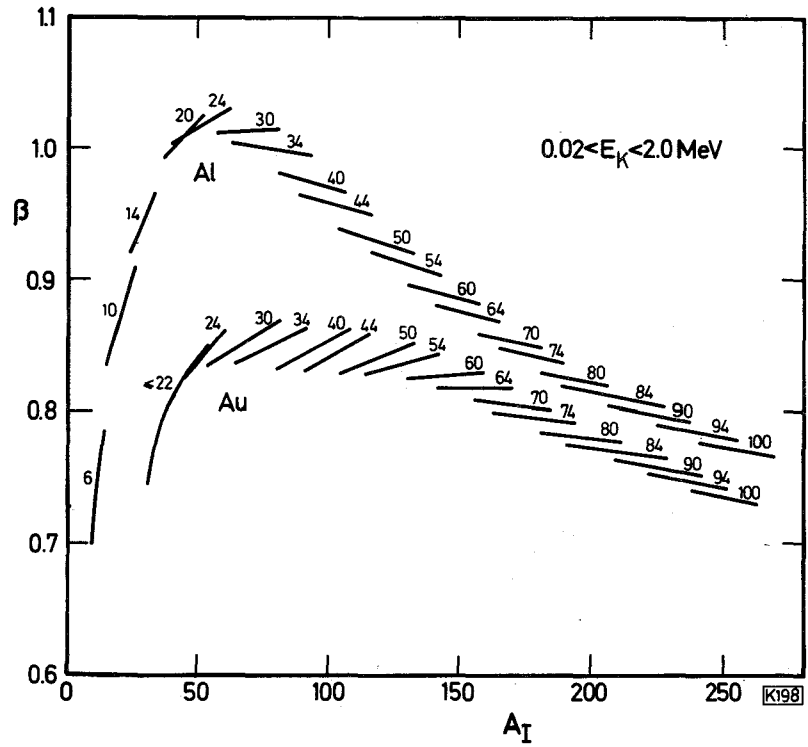
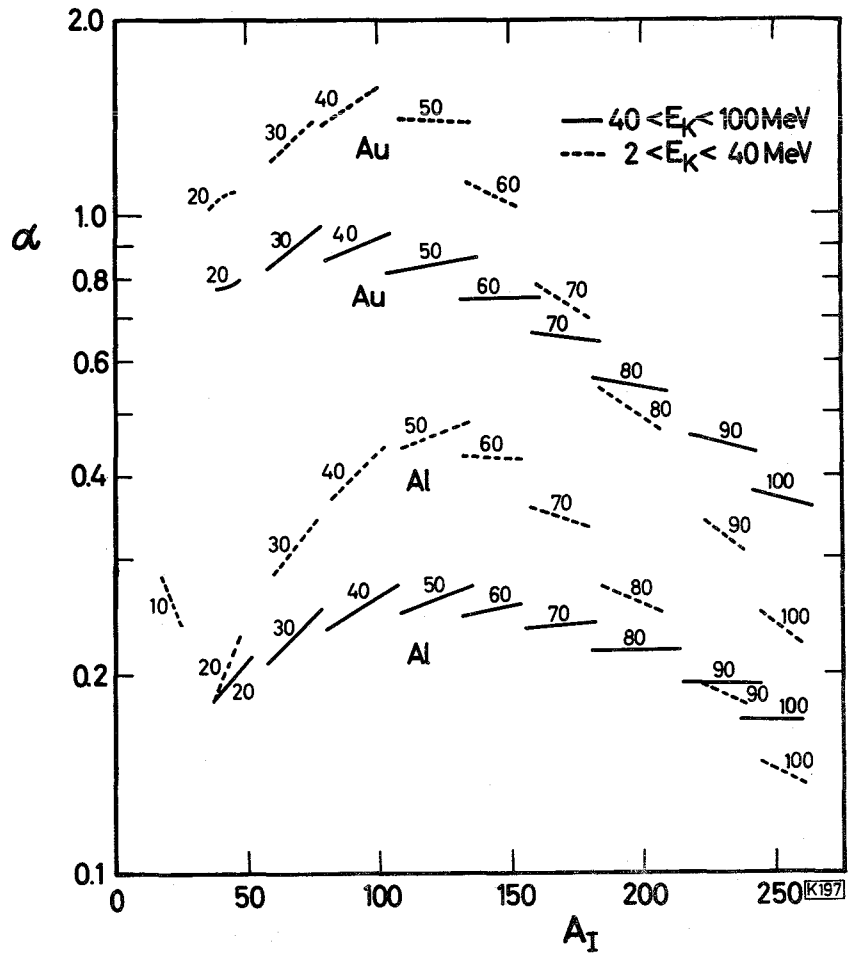


Bild 26 C



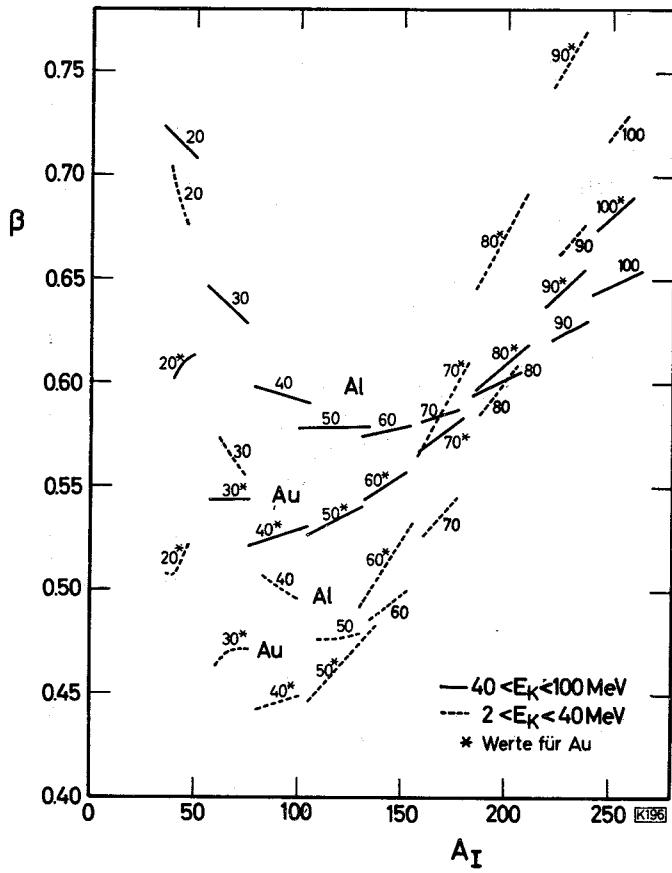


Bild 26 D

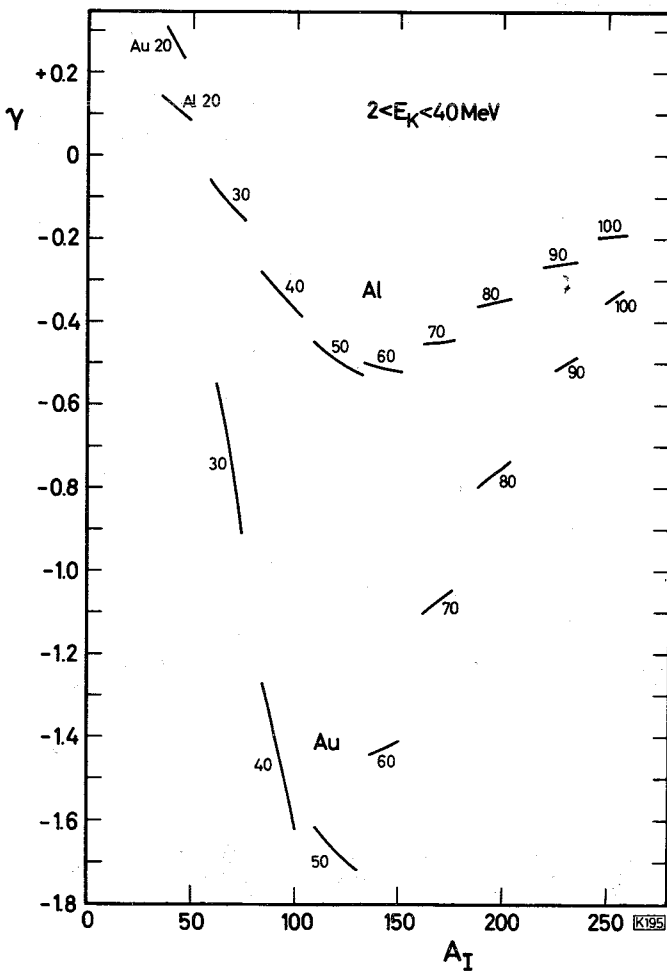


Bild 26 E

Bild 27 A

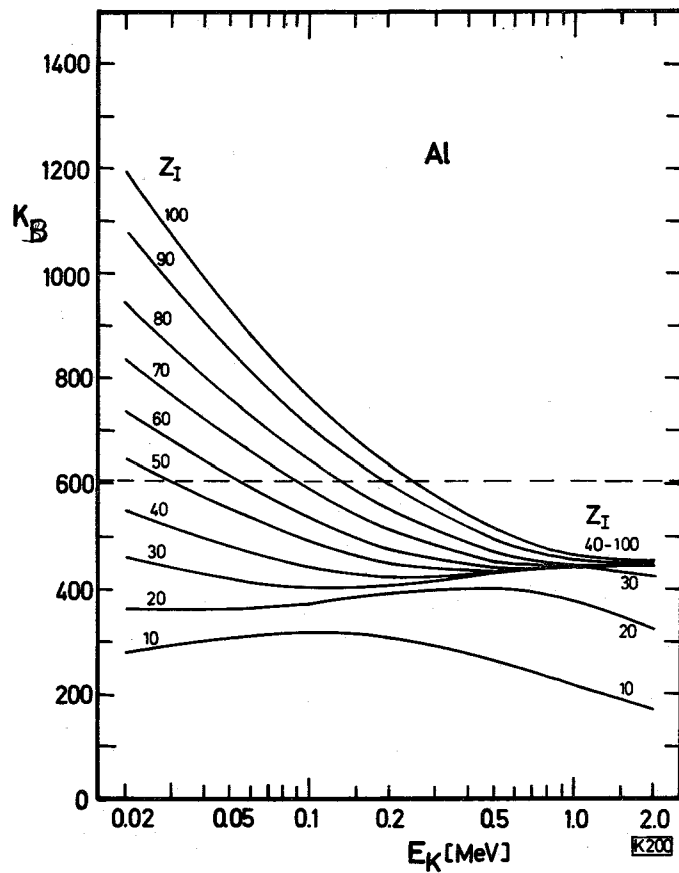


Bild 27 B

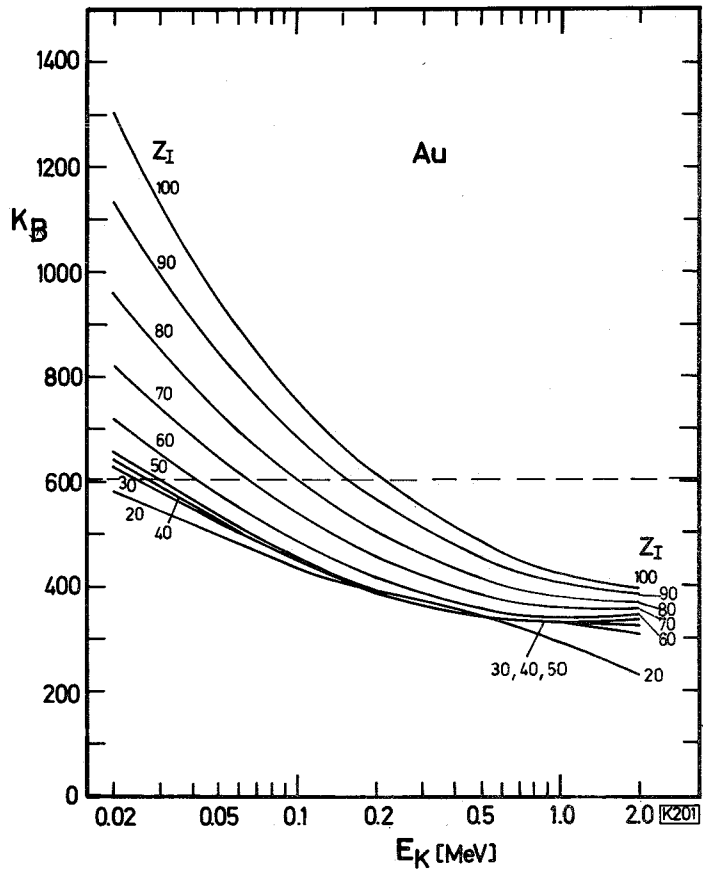


Bild 27 A und B: Abhängigkeit der K_B -Werte in Gleichung 37 von der Energie und Ordnungszahl des Ions für die Absorbiermaterialien Al und Au. Die Werte wurden unter Verwendung der mit REIWEI ermittelten Reichweiten berechnet. Der nach der Ableitung von Bohr (B2) erwartete Wert für K_B beträgt 602 (gestrichelte Gerade).

Die Indices hinter der Reichweite \bar{R} bezeichnen die kristallographischen Hauptachsen, zu denen die Ionen jeweils parallel eingeschossen wurden. Ähnliche Ergebnisse wurden auch für andere Ionen-Absorber-Kombinationen veröffentlicht; z.B. (D2), (P10), (D5), (D3), (D1), (D2).

Dieser Richtungseffekt wurde bisher von Lindhard (L5) und Erginsoy (E2) theoretisch behandelt. Sie gehen dabei von der Vorstellung aus, daß bei einem bestimmten Einschußwinkel die Ionen die Absorberatome aufgereiht wie auf einer Kette sehen. Trifft das Ion mit einem kleinen Winkel auf eine solche Kette, so treten durch die Korrelation der Coulomb-Streuung mit kleinem Winkel an den hintereinanderliegenden Kettengliedern quasi zurücktreibende Kräfte auf. In einem aus 4 solchen Ketten gebildeten Kanal wird bei geeignetem Einschußwinkel die Bewegung des Ions auf der Tunnelachse stabilisiert. Der spezifische Energieverlust dieses Ions ist kleiner als der Mittelwert, da am Ort der Tunnelachse die Elektronendichte besonders klein ist. Außerdem sollte die Halbwertsbreite der Winkelverteilung dieser durch die Kristallstruktur gelenkten Ionen sehr klein sein. Beide Erwartungen wurden experimentell bestätigt (G5). Bei etwas größeren Einschußwinkeln wird das Ion häufiger von den "Tunnel-Wänden" reflektiert, der zurückgelegte Weg wird somit erheblich länger als es der Tunnelachse entspricht und dadurch der beobachtete spezifische Energie-Verlust größer als der erwartete Mittelwert. Experimentell wurde gezeigt (G5), daß die Winkelverteilung dieser niederenergetischen Ionen - wie erwartet - recht breit ist. Außerdem ergibt sich aus den Untersuchungen von Gibson et al. (G5), daß die Winkelverteilung in Richtung der Gitterebenen größer ist als senkrecht dazu. Neben dem Kanal-Effekt tritt demzufolge auch ein Planar-Effekt auf.

Eine Abschätzung über den möglichen Einfluß des Kanal-Effektes auf die Reichweite-Energie-Beziehung ergibt sich aus folgenden Überlegungen. Der Kanaleffekt tritt nur dann auf, wenn für den auf eine Kristall-Vorzugsrichtung bezogenen Einschußwinkel α_E des Ions gilt: $0 \leq \alpha_E \leq \alpha_c$. Für den kritischen Einschußwinkel α_c und damit den in Bezug auf den Kanaleffekt wichtigen Raumwinkel α_R gelten nach Lindhard (L5) die in den Gleichungen 97 und 98 gegebenen Beziehungen.

$$\alpha_c = \left(\frac{E_S^*}{E_K} \right)^{1/2} \quad \text{Gl. 97}$$

$$\alpha_R \approx \pi \frac{E_S^*}{E_K} \quad \text{Gl. 98}$$

Dabei bedeuten E_S^* die zum Verlassen des Kanals erforderliche Schwellenenergie und E_K die Ionen-Energie. Da E_S^* richtungsabhängig ist, ergibt sich für α_c ebenfalls eine Abhängigkeit von der Lage zu den Kristallachsen. So ist zu erwarten, dass E_S^* in Richtung der Kristallebenen besonders klein ist und somit einer Ausbreitung des Ionenstrahls in dieser Richtung nicht viel Widerstand entgegengesetzt wird. Die Planar-Effekte finden in diesem Bild somit eine einfache Erklärung. Bei Protonen ergibt eine grobe Abschätzung (L5) für E_S^* etwa 5 eV. Mit $E_K = 0,1$ (5) MeV ergibt sich somit für α_c $0,4(0,06)^\circ$. Ist - wie z.B. bei radiochemischen Reichweite-Messungen ohne Kollimatoren - die Breite der Verteilung der Einschubwinkel sehr viel größer als α_c , so sollte der Einfluß des Kanal-Effektes auf das Ergebnis vernachlässigbar sein. Bei sonst gleichbleibenden Versuchsbedingungen wird dies umso eher zutreffen, je größer die Ionen-Energie ist. Ist dagegen die Richtung der Ionen aufgrund der Erzeugungsreaktion oder der Kollimierung gut definiert, so müssen zur Unterdrückung des Kanal-Effektes die Absorberatome regellos im Raum verteilt sein. Das deshalb geforderte amorphe Absorbermaterial kann jedoch häufig durch polykristalline Schichten ersetzt werden. Je kleiner dabei die Kristallite im Vergleich zur Reichweite sind, umso vergleichbarer werden dadurch die Eigenschaften mit denen des amorphen Zustandes. Bei größeren Ionen-Energien wird man deshalb in guter Näherung die Struktur des Absorbermaterials vernachlässigen können, es sei denn, es handelt sich dabei um Einkristalle.

Die Größe der Kristallite im Absorbermaterial hängt sehr stark von der Art und den Herstellungsbedingungen der verwendeten Folien ab. Im allgemeinen dürfte deren Flächengewicht in der Größenordnung von $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ liegen. Bei der Bestimmung der Reichweiten gerichteter Ionenstrahlen mit polykristallinen Absorberfolien ist deshalb bei $\bar{R} < 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ mit einem Einfluß des Kanaleffektes zu rechnen. Dieser Einfluß sollte jedoch mit steigender Energie kleiner werden, da einerseits der erfaßte Raumwinkel nach Gleichung 88 kleiner wird und andererseits die relative Größe der Kristallite im Vergleich zur Reichweite abnimmt. Diese Schlußfolgerung wird durch den Vergleich experimenteller und berechneter Werte in Tabelle 11 und den Bildern 28 bis 30 bestätigt. Die Gegenüberstellung der Werte in der Tabelle ergibt, daß bei kleinen Reichweiten die Werte stark streuen. Es läßt sich nicht erkennen, ob diese Abweichungen durch einen systematischen Fehler in der Reichweite-Energie-Beziehung bedingt sind oder aber im wesentlichen auf den Einfluß des bei der Durchführung der Untersuchungen nicht berücksichtigten Kanaleffektes zurückgeführt werden müssen. Erstaunlicherweise wird jedoch die Energie-Abhängigkeit von \bar{R} in begrenzten Energie-Bereichen offensichtlich recht gut wiedergegeben. In Bild 29 sind die experimentellen Werte (B11) für

Tabelle 11: Vergleich einiger experimenteller und berechneter Reichweite-Werte.

Ion	Energie MeV	Absorber- material	mittlere Reichweite ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)		Literatur
			berechnet	experim.	
Ra-224	0,097	N	7,6	7,0	(V1)
Th-226	0,725	N	38,5	38	(V1)
Ra-224	0,097	Ne	8,4	7,3	(V1)
Ra-224	0,097	Ar	10,5	9,4	(V1)
Th-226	0,725	Ar	51,7	40	(V1)
Na-24	0,030	Al	13,2	15,0	(D3)
K-42	0,030	Al	7,5	9,0	(D3)
Rb-86	0,030	Al	4,0	8,1	(D3)
Cs-137	0,020	Al	2,5	4,8	(D3)
Cs-137	0,030	Al	3,6	7,4	(D3)
Cs-137	0,040	Al	5,6	11,3	(D3)
Ne-20	1,0	Al	323	350	(P12)
Ne-20	2,0	Al	512	540	(P12)
Ne-20	2,8	Al	645	670	(P12)
Tb-149	4,0	Al	336	340	(A5)
At-203	4,0	Al	252	280	(A5)
Cs-137	0,020	Ge	4,4	8,0	(D6)
Cs-137	0,040	Ge	8,1	11,0	(D6)
Cu-62	$\approx 0,04$	Cu	$\approx 12,9$	12,6	(S8)
Ag-106	$\approx 0,02$	Ag	$\approx 7,0$	7,7	(S8)
At-205	2,2	Ag	395	434	(L6)
At-203	2,8	Ag	474	476	(L6)
At-203	4,0	Au	510	500	(A5)
At-210	0,68	Bi	110	100	(H6)
At-209	0,68	Bi	131	121	(H6)

einige Ionen-Absorber-Kombinationen eingezeichnet. Mit Ausnahme der Kombination Xenon-Gold stimmt die Neigung der mit REINA berechneten Kurven sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Auch das zu 1,035 berechnete Verhältnis der Reichweiten von ^{24}Na - und ^{22}Na -Ionen in Al weicht nur wenig von dem experimentellen Ergebnis (D5) von $1,018 \pm 0,004$ ab.

Diese Übereinstimmung zwischen einigen experimentellen und berechneten Werten darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß die Differenzen im allgemeinen doch beträchtlich sind. In der Regel sind die Abweichungen kleiner als der Faktor 2.

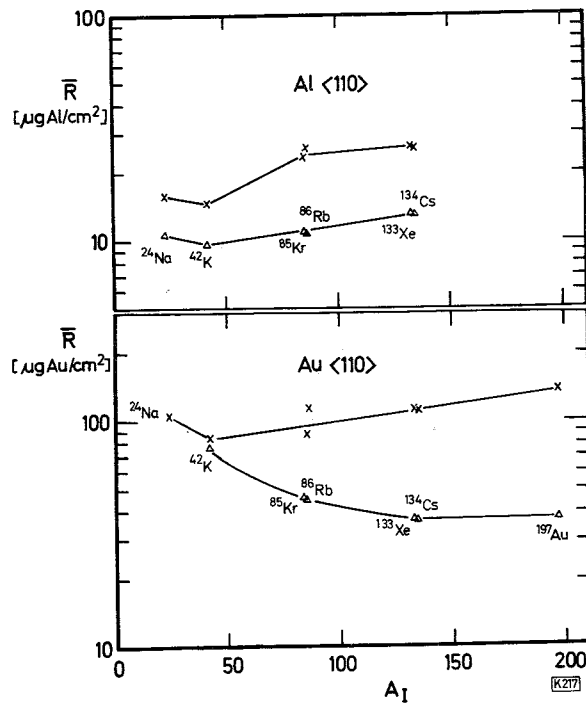


Bild 28; Vergleich experimenteller (x) (B11) und nach Gleichung 93 berechneter (Δ) Reichweiten für einige Ionen in den Absorbermaterialien Al und Au. Die experimentellen Daten beziehen sich auf die Kristallachse in der \bar{R} am größten ist. Die Energie der Ionen beträgt $0,94 A_I$.

Mit der im Abschnitt 3.3.3. abgeleiteten Reichweite-Energie-Beziehung ist es demnach bei kleinen Ionenenergien nicht möglich gute Näherungswerte zu berechnen. Dazu wäre die Berücksichtigung der räumlichen Anordnung der Absorberatome sowie der örtlichen, vom Typ des Kristallgitters abhängigen Elektronendichte bei der Ableitung der Gleichungen erforderlich.

Wie bereits erwähnt, bestehen einige hoffnungsvolle Ansätze (L5)(E2) zur theoretischen Behandlung des Kanaleffektes. Die größere Aktivität besteht z.Z. jedoch zweifellos bei der Durchführung experimenteller Untersuchungen. So behandeln allein auf der Internationalen Konferenz über Massenseparatoren und deren Anwendung (P11) mehr als 20 Vorträge neue experimentelle Ergebnisse, wobei ein großer Teil dieser Arbeiten auf der Anwendung der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung beruhen. Besonders intensiv wurde dieses Gebiet von Davies et al. (z.B. (D1), (D2), (D3), (D5), (D6), (D7), (B11), (M1), (P10), (W1)) bearbeitet. Eine Betrachtung der Ergebnisse zeigt jedoch, daß die Übereinstimmung mit theoretischen Ableitungen noch unbefriedigend ist. In einem gewissen Umfang mag dies auch auf die experimentellen Schwierigkeiten zurückzuführen sein. So konnten Davies et al. (D7) zeigen, daß bei einer Abweichung zwischen der Einschubrichtung und der gewählten Kristallachse von nur $0,88^\circ$ die mittlere Reichweite um etwa 30 % absinkt. Um die zum Vergleich mit der Theorie notwendigen genauen experimentellen Daten zu erhal-

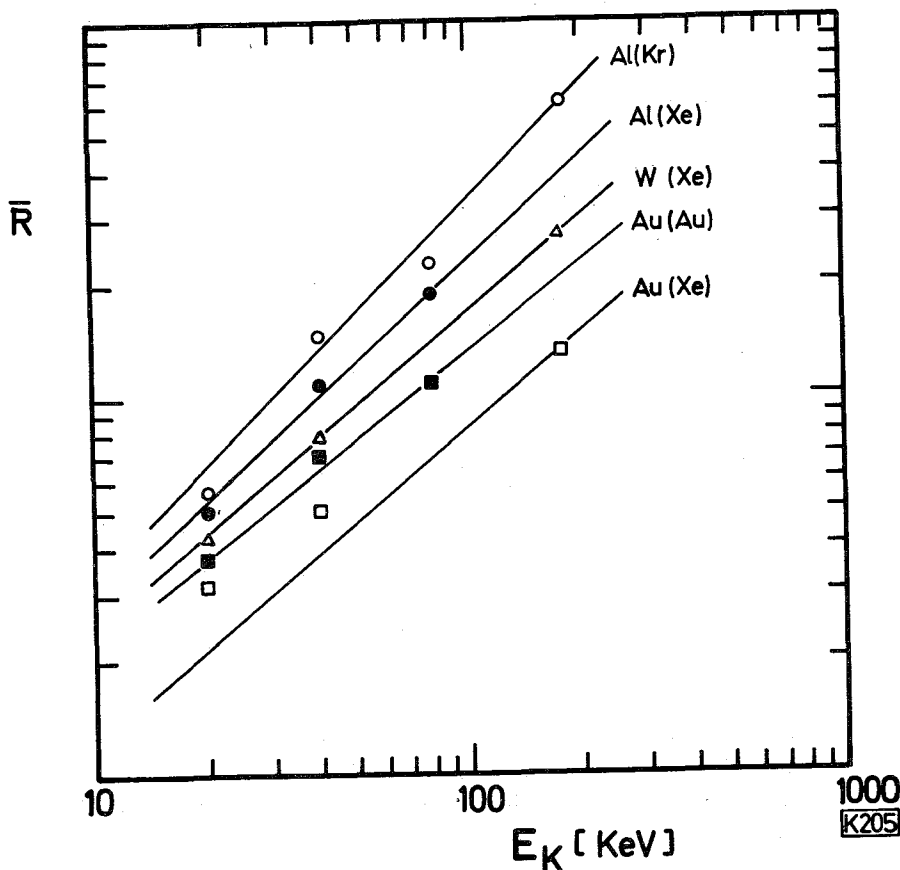


Bild 29: Abhängigkeit der mittleren Reichweite \bar{R} von der Ionenenergie für einige Ion-Absorber-Kombinationen (nach B11). Der Ordinatenmaßstab ist willkürlich gewählt, so daß nur ein Vergleich der Neigungen möglich ist. Die Anpassung der nach Gleichung 93 berechneten Kurven an die experimentellen Daten erfolgte stets am Wert für die jeweils höchste kinetische Energie. Aufgetragen sind die Werte für die Kristallachse mit der größten Reichweite. Die sich für die anderen Kristallachsen ergebenden Neigungen unterscheiden sich davon jedoch nur wenig. Die Angabe z.B. Al(Kr) bedeutet: Reichweiten von Kr-Ionen in Al-Absorbern.

ten, sind demnach extreme Anforderungen an die Ausrichtung und Justierung der Einkristalle zu erfüllen. Insgesamt gesehen erscheint es demnach noch verfrüht, eine Zusammenstellung der Ergebnisse zu geben, da diese letztlich nur aus einer Aufzählung experimenteller Daten bestehen würde. Es sei jedoch betont, daß bei diesen Untersuchungen die MRRB wertvolle Dienste geleistet hat.

Wesentlich besser wird - wie erwartet - die Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechneten Reichweite-Werten bei höheren Ionenenergien, d.h. von etwa 1 MeV an aufwärts. So zeigen die Kurven in Bild 30 die Energieabhängigkeit der mittleren Reichweite von ^{24}Na -Ionen in Aluminium. Die Punkte sowie die dünn gezeichneten Kurven stellen die experimentellen Werte dar. Die Übereinstimmung ist in Anbetracht der relativ großen experimentellen Fehler als befriedigend bis gut zu bezeichnen. Die innerhalb einer Versuchsreihe bei höheren Energien auftretenden Abweichungen sind nicht auf Fehler in der Reichweite-Ener-

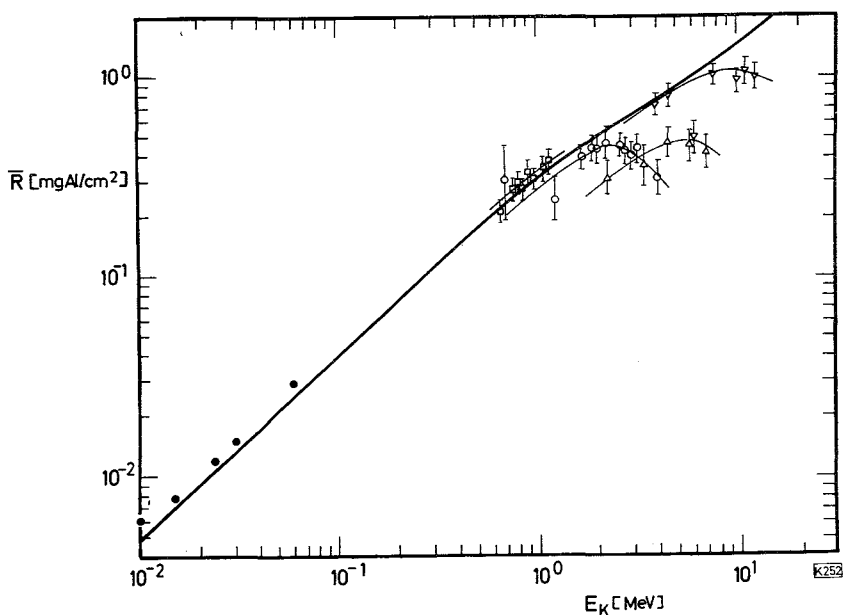


Bild 30: Mittlere Reichweiten von Na-24-Ionen in Aluminium. Die experimentellen Werte wurden folgenden Arbeiten entnommen: ● (D3), □ (C1), ○ (H7)(F5), △ (F5), ▽ (C1)(F5). Die ausgezogene Kurve wurde nach Gleichung 93 unter der Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Na-24-Bildung berechnet.

gie-Beziehung zurückzuführen, sondern auf die Energie-Übertragung bei der Bildung des ^{24}Na . Es wurde mit Ausnahme der Arbeit von Davies et al. (D3) bei allen Untersuchungen angenommen, daß das Ion durch eine Compound-Reaktion entsteht und somit dessen Impuls gleich dem des Projektils ist (Gl. 110). Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt (siehe Kapitel 4), so wird bei der Auswertung die mittlere Energie der Ionen systematisch zu hoch angesetzt, und die Kurven zeigen demzufolge den in Bild 30 beobachteten Verlauf. Dies trifft auch auf alle weiteren noch zu besprechenden Untersuchungen zu.

In den Bildern 31 bis 37, 43, 44, 45, 46 und 52 sind weitere Vergleiche zwischen experimentellen und berechneten Werten dargestellt. In allen Fällen kann die Übereinstimmung als befriedigend bezeichnet werden. Selbst bei Kohlenstoff als Absorbermaterial, bei dem nach Bild 21 die Anpassung der $(dE/dX)_I$ -Daten unbefriedigend ist, sind die Abweichungen kleiner als 10 % (Bild 31). Die mit REINA berechneten Konstanten in der Gleichung 94 sind somit zur Berechnung der Reichweiten von schweren Ionen in festen Absorbermaterialien geeignet.

Unklar ist jedoch aufgrund der in Bild 38 dargestellten Reichweiten von Dy-Ionen in N, Ne, Ar, Kr und Xe, ob die berechneten Werte auch für gasförmige Absorber anwendbar sind. Die beobachteten Abweichungen sind möglicherweise auf eine Reihe verschiedener Effekte zurückzuführen. So könnte die beim Versuch verwendete Dichte des Absorbergases einen Einfluß haben (F6) oder die mittlere Ionisierungs-

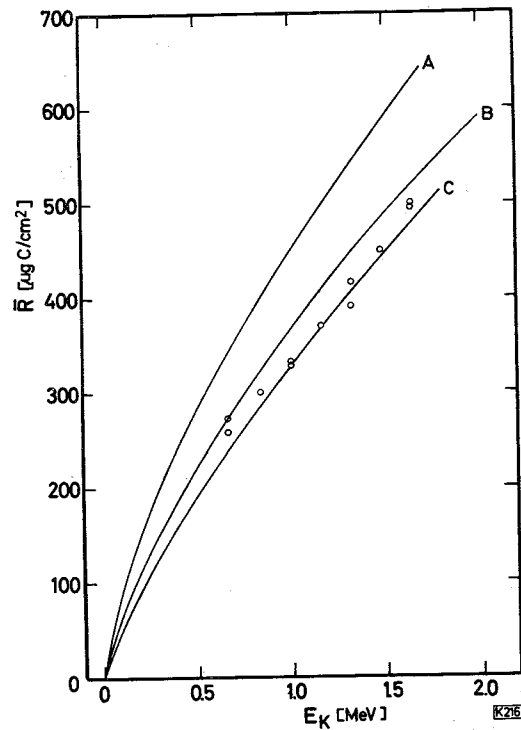


Bild 31: Mittlere Reichweite von C-11-Ionen in Kohlenstoff. Aufgetragen sind neben den experimentellen Werten von Panontin et al. (P13) die sich aus den Reichweite-Energie-Beziehungen von Lindhard et al. (L3) (Kurve A), Münzel (M7) (Kurve B; Gl. 93 und 94) und Northcliffe (N2) (Kurve C) ergebenden Abhängigkeiten.

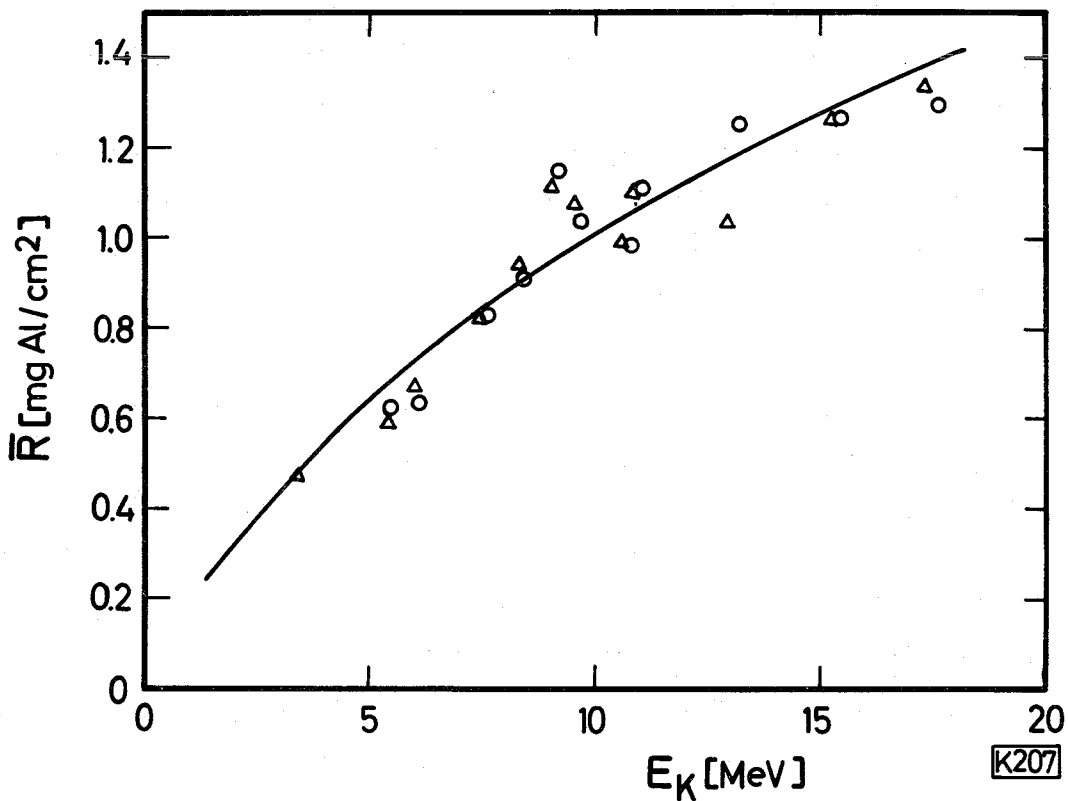


Bild 32: Mittlere Reichweiten von Cu-60 (Δ)- und Cu-61 (\circ)-Ionen in Aluminium (nach (S9)). Die Kurve wurde mittels der Gleichungen 93 und 94 unter Annahme einer Compoundkern-Bildung bei der Bildungsreaktion des Cu-60 bzw. Cu-61 berechnet.

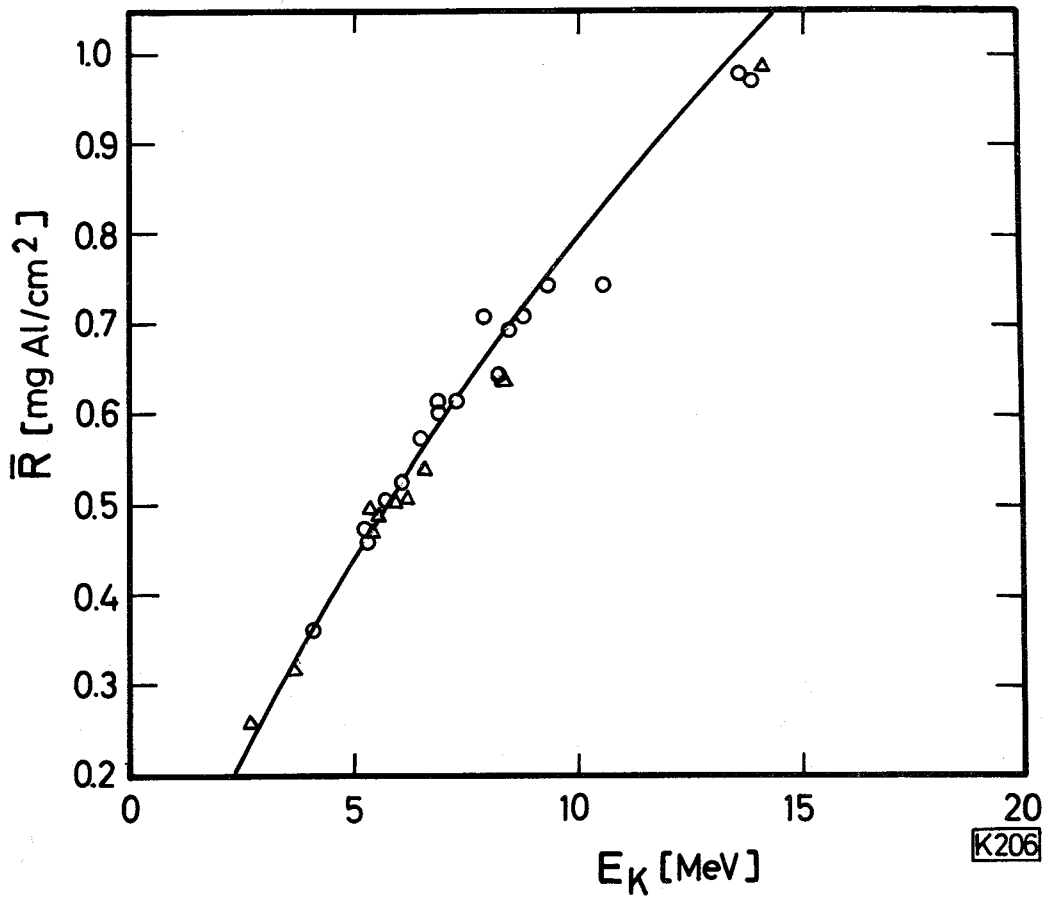


Bild 33; Mittlere Reichweite von Ba-126 (○)- und Ba-128 (△)-Ionen in Aluminium (nach K2). Die eingezeichnete Kurve wurde mittels Gleichungen 93 und 94 unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Bildung des Ba-126 bzw. Ba-128 berechnet.

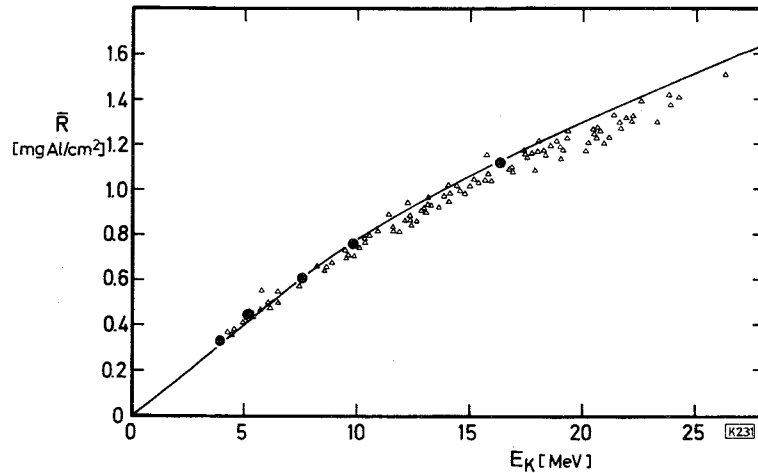


Bild 34; Mittlere Reichweite von Tb-149-Ionen in Aluminium. Die experimentellen Werte (△) stammen von Alexander et al. (A6)(A5)(W2); die durch ● gekennzeichneten Werte stellen die auf die Schwellenenergie der Bildungsreaktion Tb-149 extrapolierten Werte dar (W2). Die eingezeichnete Kurve wurde mittels der Gleichungen 93 und 94 unter der Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Bildung des Tb-149 berechnet.

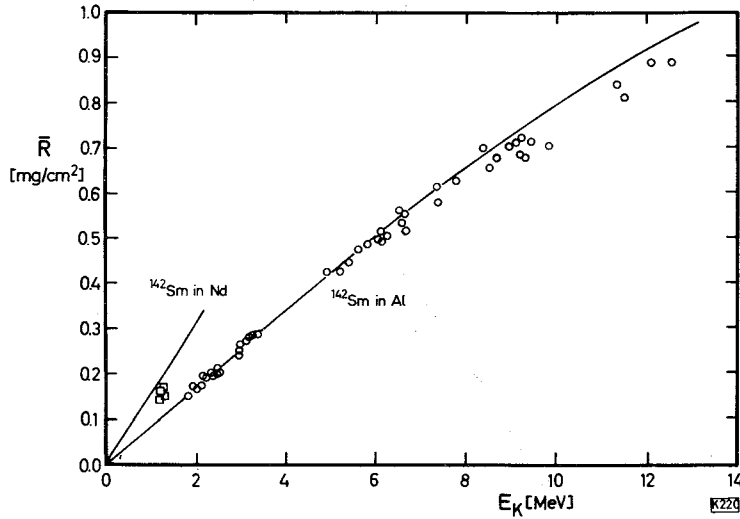


Bild 35; Mittlere Reichweiten von Sm-142-Ionen in Neodym (\square) und Aluminium (\circ) (nach (K3)(K4)). Die eingezeichneten Kurven wurden mittels der Gleichungen 93 und 94 unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Bildung der Sm-142-Ionen berechnet.

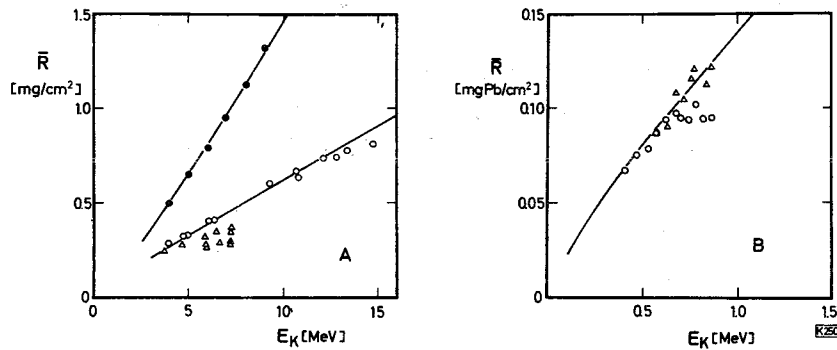


Bild 36; Mittlere Reichweite von At-Ionen. A) At-203-Ionen in Aluminium (\circ)- und Gold (\bullet)-Absorbern (nach (W2)) sowie At-203- bzw. At-205-Ionen in Aluminium (\triangle) (nach (L6)). B) At-(209+210) (\triangle)- und At-211 (\circ)-Ionen in Blei. Die eingezeichneten Kurven wurden mittels der Gleichungen 93 und 94 unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Bildung der At-Ionen berechnet.

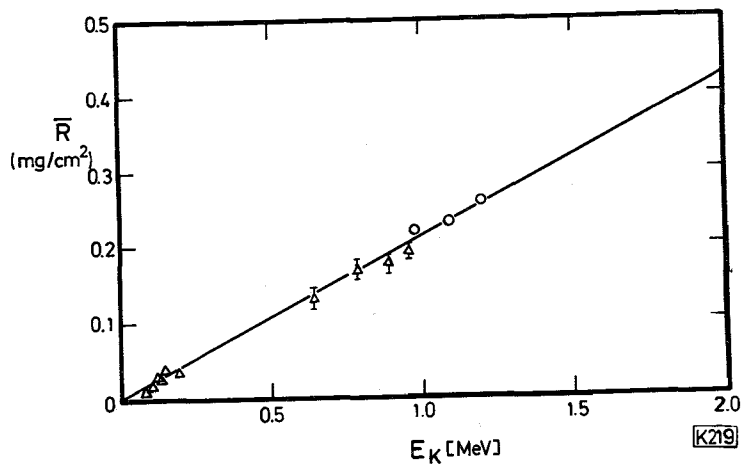


Bild 37: Mittlere Reichweite von Ga-(65+66+67)-Ionen (Δ) in Zink und Kupfer (nach P6) sowie Ga-66-Ionen in Kupfer (\circ) nach (B14)). Die eingezeichnete Kurve wurde mittels der Gleichungen 93 und 94 unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Bildung der Ga-Ionen berechnet.

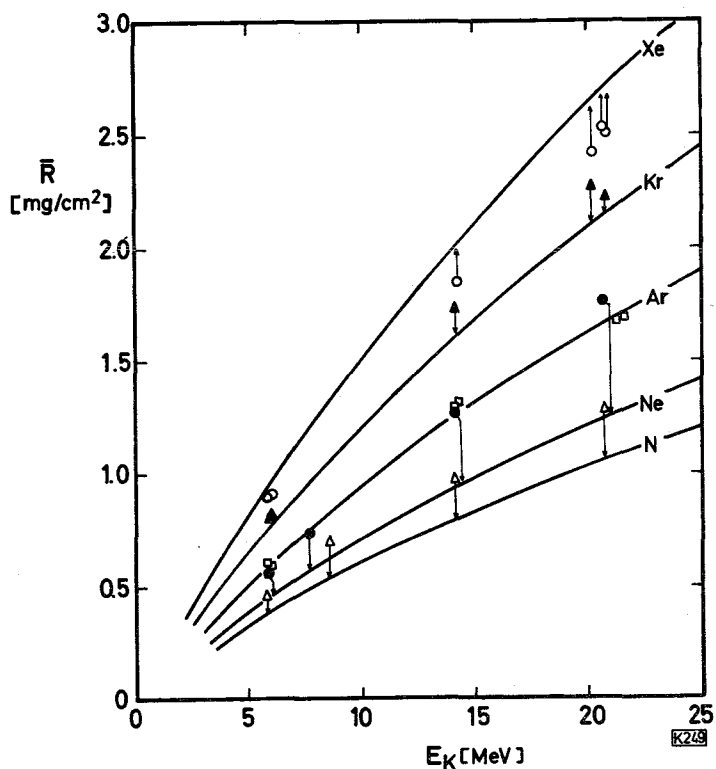


Bild 38: Mittlere Reichweiten für Dy-Ionen in verschiedenen Gasen: N (Δ), Ne (\bullet), Ar(\square), Kr (\blacktriangle) und Xe (\circ) (nach Gilat und Alexander (G6)). Die eingezeichneten Kurven wurden mittels Gleichungen 93 und 94 unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion bei der Bildung der Dy-Ionen berechnet. Zur besseren Orientierung wurden bei großen Differenzen die Zusammengehörigkeit der Punkte und Kurven durch Pfeile angedeutet.

energie I von dem bei der Berechnung benutzten Erwartungswert (Bild 22) erheblich abweichen. Allerdings ist die experimentell gefundene Übereinstimmung zwischen den Reichweiten in Ar und Ne theoretisch kaum zu verstehen.

Obwohl bei der Ermittlung der Konstanten in der Funktion für den spezifischen Energieverlust $(dE/dX)_I$ vorwiegend experimentelle Daten für relativ leichte Ionen verwendet wurden, sind die erhaltenen Werte auch für schwere Ionen anwendbar. Dies ist eine wichtige Schlußfolgerung aus der Übereinstimmung zwischen den berechneten und experimentellen Daten. Ob dies auch für den Energiebereich $40 < E_K < 100$ MeV gilt, soll im folgenden untersucht werden:

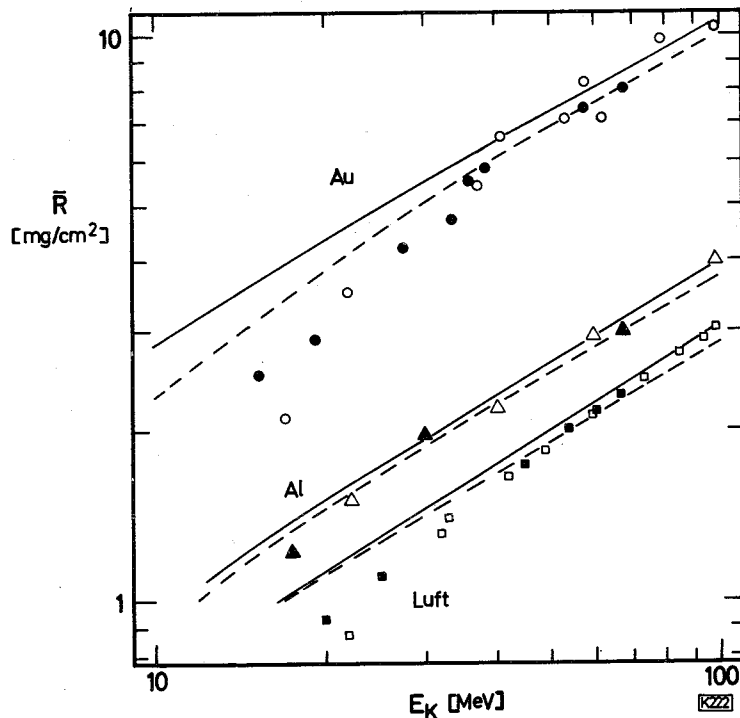


Bild 39: Energie-Abhängigkeit der Reichweiten \bar{R} für mittlere leichte (—, ○, △, □) und schwere (---, ●, ▲, ■) Spaltprodukte in den Absorbermaterialien Luft, Aluminium und Gold. Die experimentellen Werte wurden einer Zusammenstellung publizierter Daten bei Alexander und Gazdik (A3) entnommen. Die Kurven wurden mittels Gleichung 95 berechnet.

- A) Energieabhängigkeit: In Bild 39 sind für die drei Absorbermaterialien Gold, Aluminium und Luft jeweils die für die mittleren schweren bzw. leichten Spaltprodukte erwartete Energieabhängigkeit der Reichweite eingezeichnet. Außerdem sind die experimentellen Werte, wie sie bei einer kritischen Auswertung der vorhandenen Daten von Alexander und Gazdik (A3) zusammengestellt wurden, in das Bild eingetragen. Es zeigt sich, daß die Abweichungen im Gültigkeitsbereich

der Näherungsgleichung 95 (> 30 MeV) die experimentellen Fehler nicht übersteigen. Ob die besonders bei Gold und Luft auftretenden Differenzen im Bereich kleiner Energien real sind, kann anhand dieser Daten nicht entschieden werden. Möglicherweise sind sie auch auf systematische Fehler bei der Auswertung der experimentellen Ergebnisse zurückzuführen.

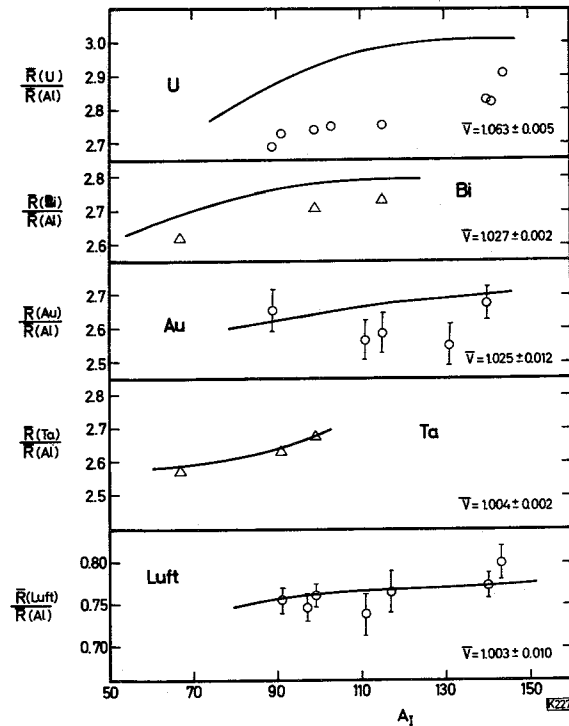


Bild 40: Einfluß des Absorbermaterials auf die Reichweite von Spaltprodukten. Aufgetragen sind die Reichweite-Verhältnisse \bar{R} (Absorbermaterial X)/ \bar{R} (Aluminium) gegen die Nukleonenzahl der Spaltprodukte (nach der Zusammenstellung publizierter Daten in (I1)). \bar{V} ist die mittlere Abweichung der experimentellen von den mittels Gleichung 95 berechneten Werten. Sind die Fehler der Daten erheblich größer als die Symbole, so ist dies durch die Fehlerfahne angegeben.

B) Einfluß des Absorbermaterials: In Bild 40 sind die relativen Reichweiten einiger Spaltprodukte in verschiedenen Absorbermaterialien aufgetragen. Als Bezugsgröße diente dabei stets die Reichweite in Aluminium. Außerdem enthalten die Diagramme noch die Erwartungswerte für diese Verhältnisse, wobei die Kurven eine visuelle Anpassung an die für eine Reihe von Spaltprodukten berechneten Werte darstellen.

Die Auswertung der in Bild 40 gezeigten Daten ergibt, daß die Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Daten im Verhältnis $\bar{R}(\text{Luft})/\bar{R}(\text{Al})$ sehr gut ist. Die mittlere Abweichung der Punkte beträgt nur 0,3 %. Dagegen treten bei Absorbermaterialien mit hoher Ordnungszahl systematische Differenzen auf. Ein unmittelbarer Vergleich zwischen den genannten mittleren Abweichungen \bar{V} ist jedoch nicht möglich, da sich die kinetischen Energien der Spaltprodukte

je nach der Bildungsreaktion unterscheiden. Generell ergibt sich jedoch aus diesem Vergleich, daß die Abweichungen mit steigender Ladungs- und Nukleonenzahl des Absorbermaterials rasch zunehmen. Da einerseits für Luft und andererseits für Ta die mittleren Abweichungen klein sind, erscheint die Schlußfolgerung gerechtfertigt, daß innerhalb dieser Grenzen die Reichweiteverhältnisse mit guter Genauigkeit berechnet werden können.

Die schlechte Übereinstimmung bei schweren Absorbermaterialien ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Streukorrektur bei dem Massenverhältnis $V_M = A_A/A_I > 2$ nur noch näherungsweise gilt. Wie im Abschnitt 3.3.3. aufgeführt, gelten die bei der Berechnung benutzten Umrechnungsfaktoren $U_R = \bar{R}/\bar{R}_w$ (L3) nur im Bereich kleiner Werte von V_M . Um eine bessere Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechneten Werten zu erzielen, ist es deshalb erforderlich, bessere U_R -Näherungswerte für $V_M > 1$ zu ermitteln.

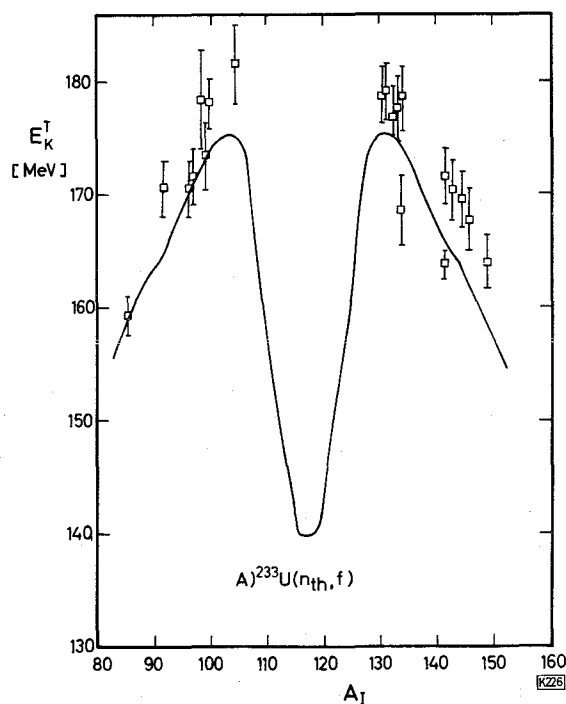


Bild 41 ; Abhängigkeit der totalen kinetischen Energie von Spaltprodukten, d.h. die Summe der kinetischen Energie komplementärer Spaltprodukte, von deren Nukleonenzahl. Die mit der MRRB erhaltenen experimentellen Werte wurden einer Zusammenstellung in (I1) entnommen, während die von Milton und Fraser (M14) durch Flugzeitmessungen ermittelten Daten als geschlossener Kurvenzug eingezeichnet sind. In Bild 41 C ist außerdem der mit Halbleiterdetektor-Messungen erhaltene Verlauf (T5) eingetragen (---). Die Bildungsreaktionen der Spaltprodukte sind: Bild 41 A: $U-233(n_{th}, f)$; Bild 41 B: $U-235(n_{th}, f)$; Bild 41 C: $Pu-239(n_{th}, f)$.

Bild 41 B

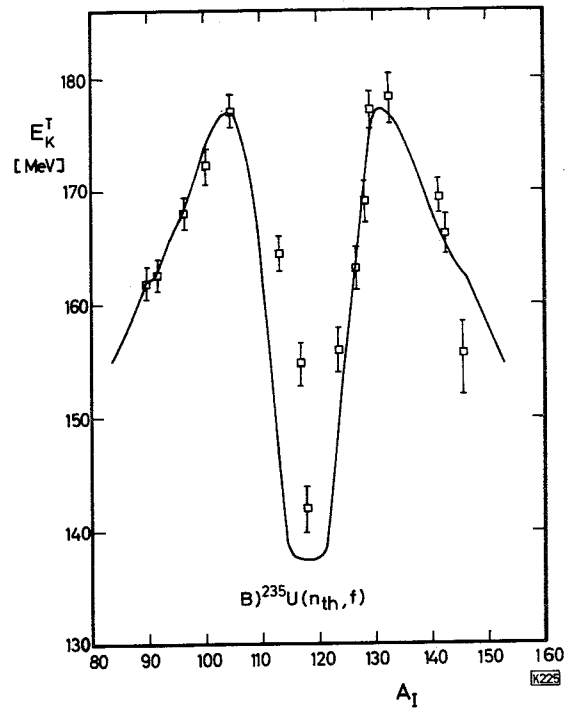
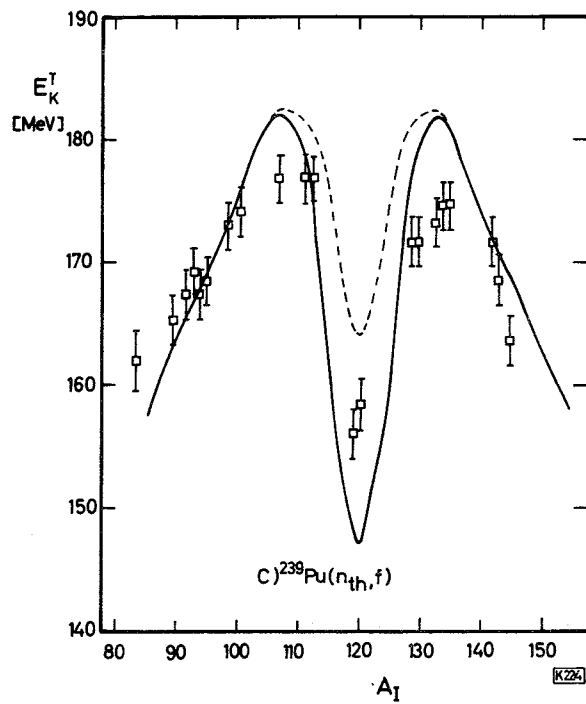


Bild 41 C



C) Einfluß der Ionenart; Die Abhängigkeit der Reichweite von der Ladungs- und Ordnungszahl des Ions ist schwieriger nachzuweisen, da der Einfluß nach Bild 39 nicht sehr groß ist. Ein Hinweis darauf, daß auch diese Abhängigkeit in den mit REINA berechneten Werten richtig berücksichtigt ist, ergibt sich durch folgende Betrachtung. In den Bildern 41 A, 41 B und 41 C sind für die Reaktionen $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ und $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ die aus Reichweiten berechneten Werte für die totale kinetische Energie E_K^T (s. Abschnitt 4.3.) den durch Flugzeitmessungen erhaltenen gegenübergestellt. Es zeigt sich, daß die Abweichungen für die leichten ($A_I \approx 90$) und schweren ($A_I \approx 140$) Spaltprodukte recht gut miteinander übereinstimmen. Dies ist praktisch nur für den Fall zu erwarten, daß der Einfluß der Ladungs- und Ordnungszahl des Ions auf die Reichweite ordnungsgemäß berücksichtigt wurde.

Die Ergebnisse der unter den Punkten A, B und C aufgeführten Vergleiche zeigen, daß die neue Reichweite-Energie-Beziehung auch im Bereich der Spaltprodukte ($A_I \approx 100$, $E_K \approx 100$ MeV) anwendbar ist.

In diesem Kapitel wurde der Versuch unternommen, eine neue Reichweite-Energie-Beziehung abzuleiten. Dabei wurde einerseits von theoretischen Betrachtungen und andererseits von experimentellen (dE/dX) -Daten ausgegangen und schließlich die Konstanten in den Gleichungen 93, 94 und 95 berechnet. Der Vergleich mit den experimentellen Reichweite-Daten in diesem Abschnitt zeigte, daß die vorgeschlagene Beziehung weitgehend universell anwendbar ist. Die Genauigkeit der berechneten Werte ist bei festen Absorbern über einen weiten Bereich in E_K , Z_I , A_I , Z_A und A_A gut bis sehr gut. Abweichungen treten dagegen bei kleinen Energien sowie bei leichten Absorbern, wie Kohlenstoff, auf. Dies trifft auch bei der Abbremsung von Spaltprodukten in schweren Absorbern ($\geq \text{Bi}$) zu.

3.4. Reichweite-Verteilung

Bei der Beschreibung der verschiedenen Versuchsanordnungen wurde bereits mehrfach darauf hingewiesen, daß bei der Ableitung der Gleichungen für die Häufigkeitsverteilung der Ionen gegebenenfalls die Reichweiteverteilung zu berücksichtigen ist. Der Einfluß der Dispersion ist nur dann zu vernachlässigen, wenn die Breite der Verteilung klein gegen die mittlere Reichweite ist. Es soll deshalb im folgenden kurz über theoretische Betrachtungen sowie übereinige experimentelle Ergebnisse berichtet werden, um dadurch einen Eindruck über die Breite von Verteilungskurven zu vermitteln.

Wie auch die experimentellen Werte bestätigen, stellt die Beschreibung der Reichweiteverteilungskurve mittels einer Gaussfunktion (Gleichung 99) eine gute Nähe--

rung dar.

$$w(R_w) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_R} \exp \left\{ -\frac{(\Delta R)^2}{2\sigma_R^2} \right\} \quad \text{Gl. 99}$$

mit

$$\Delta R = \bar{R}_w - R_w$$

Zur Ableitung der Funktion $\sigma_R = f(A_I, Z_I, A_A, Z_A, E_K)$ gingen Lindhard et al. (L3) von Gleichung 86 aus und leiteten Gleichung 100 und daraus über eine Reihenentwicklung Gleichung 101 ab.

$$\int_0^{T_{MAX}} \left\{ \overline{\Delta R_w^2(E_K)} - \overline{\Delta R_w^2(E_K-T)} \right\} d\sigma_T = \int_0^{T_{MAX}} \left\{ \overline{R_w(E_K)} - \overline{R_w(E_K-T)} \right\}^2 d\sigma_T \quad \text{Gl. 100}$$

$$\sigma_R^2 = \overline{\Delta R_w^2(E_K)} \approx \int_0^{E_K} \frac{\Omega(2, E) dE}{N^2 \phi^3} \quad \text{Gl. 101}$$

mit

$$\Omega(i, E) = \int_0^{T_{MAX}} T^i d\sigma_T \quad \text{und} \quad \phi N = (dE/dx)_I + (dE/dx)_N$$

Berücksichtigt man auch das zweite Glied der Reihe und führt weiterhin die Annahme ein, daß dieses nur eine kleine Korrektur darstellt, so erhält man die Beziehung:

$$\frac{d(\overline{\Delta R_w^2(E_K)})}{dE} = \frac{\Omega(2, E)}{\phi^3 N^2} \left\{ 1 + \left[\frac{\Omega(3, E)}{\Omega(2, E)\phi} - \frac{5\Omega(2, E)}{2\phi^2} \right] \frac{d\phi}{dE} + \frac{d\Omega(2, E)}{2\phi dE} \right\} \quad \text{Gl. 102}$$

Letztlich bedeuten die bei den Ableitungen verwendeten Annahmen, daß die Gleichungen eine Reihenentwicklung nach $\gamma_v = (T_{MAX}/E_K) = \left[4 A_I A_A (A_I + A_A)^{-2} \right]$ darstellen.

Vernachlässigt man die Wechselwirkung durch Ionisation und benutzt das in Gleichung 73 dargestellte Streupotential, so ergibt sich als erste Näherung (Gleichung 101) für σ_R^2 :

$$\sigma_R^2 = \left\{ \frac{\sigma_R}{\bar{R}_w} \right\}^2 = \frac{s-1}{s(2s-1)} \gamma_v \approx \frac{\gamma_v}{6} \quad \text{Gl. 103}$$

Danach ist die relative Breite der Reichweite \mathcal{S}_R unabhängig von der Energie des Ions.

Tabelle 12: Vergleich der nach den Gleichungen 98 und 99 berechneten Werte für \mathcal{S}_R^2 (nach Lindhard et al. (L3)).

s	$\gamma_v \ll 1$ $\mathcal{S}_R^2(\text{Gl. 99}) / \mathcal{S}_R^2(\text{Gl. 98})$	$\gamma_v = 1$ $\mathcal{S}_R^2(\text{Gl. 99}) / \mathcal{S}_R^2(\text{Gl. 98})$
3/2	$1 + 0,1 \gamma_v$	1,105
2	$1 + 0,167 \gamma_v$	1,165
3	$1 + 0,14 \gamma_v$	1,145

Geht man von der Gleichung 101 aus, so ergeben sich die in Tabelle 12 zusammengestellten Werte. Die oben aufgeführte Annahme, daß bereits das zweite Glied der Taylor-Reihe nur eine kleine Korrekturgröße darstellt, trifft somit im Bereich $\gamma_v \leq 1$ zu. Der sich bei Anwendung der beiden Näherungsgleichungen ergebende Unterschied in \mathcal{S}_R^2 wird mit steigender Ionenenergie kleiner, weil dann der Anteil des Energieverlustes durch Ionisation bei der Abbremsung zunimmt. Dies führt aber auch dazu, daß \mathcal{S}_R insgesamt kleiner wird, da ja die auf die Energie-Abgabe durch Ionisation zurückzuführende Breite der Reichweite-Verteilung klein ist.

Eine eingehende Prüfung dieser theoretisch abgeleiteten Gleichungen ist mit den vorhandenen experimentellen Daten nicht möglich. Einerseits sind nur wenige Ionen-Absorber-Kombinationen untersucht worden und andererseits ist die Genauigkeit der erhaltenen Werte unbefriedigend. Dies liegt daran, daß z.B. die bei der Auswertung der Untersuchung mittels Gleichung 8 erforderlichen Korrekturen sehr groß sind. Noch dazu ist im allgemeinen der auf die Bildungsreaktion der Ionen zurückzuführende Teil an der Halbwerts-Breite der Reichweiteverteilung unbekannt, bzw. nur abschätzbar, so daß fast stets die Summe aus H_A und H_B bestimmt wird. Die erhaltenen Werte sollten somit größer sein als z.B. nach Gleichung 103 zu erwarten ist.

Im allgemeinen stimmen die experimentellen und berechneten Werte bei kleinen Ionenenergien in erster Näherung überein. Ein Beispiel für einen solchen Vergleich zeigt Bild 42. Die absolute Größe der Werte sowie deren Energie-Abhängigkeit entspricht den Erwartungen. Bei der Abbremsung von Dy-Ionen in Gasen (G6)

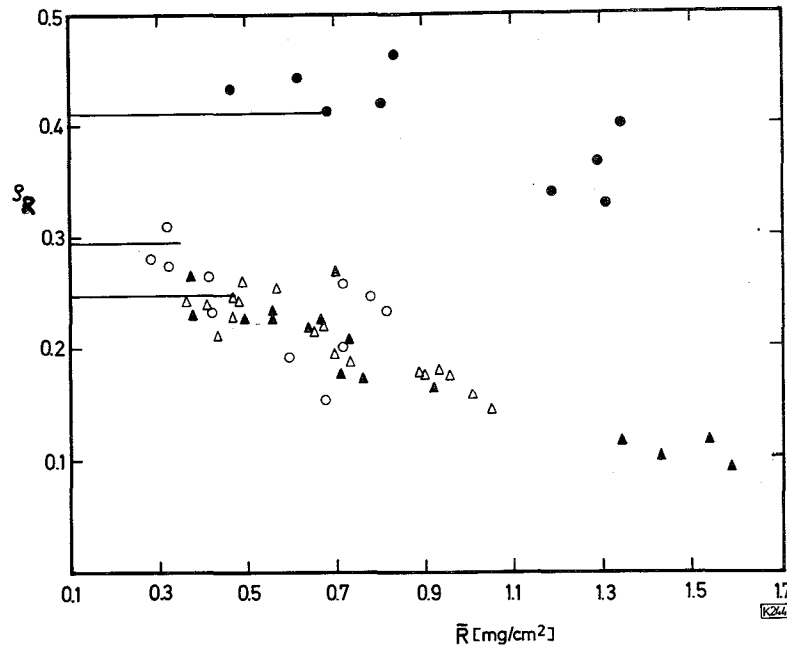


Bild 42; Vergleich experimenteller ($\bullet, \circ, \blacktriangle, \triangle$) und nach Gleichung 103 berechneter Werte (—) für den Streuparameter \mathcal{S}_R (nach (W2)(A6)). Die Symbole bedeuten: At-(199-207)-Ionen in Gold (\bullet)- und Aluminium (\circ, \triangle)-Absorbern; Tb-149 in Aluminium-Absorbern (\blacktriangle).

ergaben sich dagegen um $\leq 60\%$ zu hohe Werte für \mathcal{S}_R . Allerdings verringern sich die Abweichungen erheblich, wenn bei der Auswertung anstatt der von Lindhard et al. (L3) angegebenen Reichweite-Energie-Beziehung experimentelle Werte für \bar{R} verwendet werden (G6). Daß auch die Breite der Reichweite-Verteilung von Spaltprodukten zumindest näherungsweise linear von γ_v abhängt, ergibt sich aus den im Bild 5 dargestellten Werten. Allerdings zeigt es sich, daß die Breiten der Reichweite-Verteilungen von Spaltprodukten in festen Absorbern um etwa den Faktor zwei größer sind als aufgrund der mit gasförmigen Absorbern erhaltenen Ergebnisse zu erwarten war (siehe Zusammenstellung in (H1)). Möglicherweise ist diese Aufweitung der Verteilung zum Teil auf den Kanaleffekt zurückzuführen.

Insgesamt hat es den Anschein, als ob die von Lindhard et al. (L3) abgeleiteten Gleichungen zur Abschätzung der Größe von \mathcal{S}_R in gasförmigen Absorbern geeignet sind. Zur Vereinfachung der Auswertung wurden deshalb in (M7) die Werte der in (L3) verwendeten Parameter in Abhängigkeit von Z_I, A_I, Z_A und A_A tabelliert.

4. Ergebnisse radiochemischer Reichweite-Untersuchungen

In diesem Kapitel soll zusammenfassend über die Verwendung der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung berichtet werden. Wie bereits dargelegt, können mit dieser Methode Verteilung und Mittelwert der Reichweite radioaktiver Ionen und damit deren kinetische Energie bestimmt werden. Außerdem ist sie zur Ermittlung spezieller Abbremsseigenschaften von Ionen und Absorbermaterialien, z.B. der Auswirkungen des Kanaleffektes, geeignet. Das Verfahren in seinen verschiedenen Ausführungsformen sollte deshalb für alle jene Arbeitsgebiete von Interesse sein, in denen Abbremsung, Reichweite und Energie schwerer Ionen wichtige Größen darstellen. Besonders zu erwähnen sind in diesem Zusammenhang als Beispiele die Untersuchungen von

Kernreaktionen

Energieabgabe schwerer Ionen in verschiedenen Absorbermaterialien

Transportvorgänge und Rückstoß-Effekte

Kristall-Eigenschaften.

Bisher wurde die Methode praktisch nur zur Durchführung von Untersuchungen in den beiden zuerst genannten Sachgebieten angewendet. Dies liegt einerseits daran, daß das Verfahren weithin unbekannt war, und andererseits an der Unsicherheit in der zu benutzenden Reichweite-Energie-Beziehung.

Bei der Darstellung der Ergebnisse radiochemischer Reichweite-Untersuchungen standen zwei Möglichkeiten zur Wahl; Entweder konnten diese in der Zusammenstellung nach dem speziellen Sachgebiet der Arbeit oder aber nach der verwendeten Variante der Bestimmungsmethode (z.B. DIDI, DU+K 3,) geordnet werden. Da es nur die erste Art der Darstellung erlaubt, die Anwendungsmöglichkeiten der Methode in einem größeren sachlichen Zusammenhang zu zeigen, wurde diese vorgezogen. Naturgemäß mußte dabei die sicher sehr interessante Frage der Brauchbarkeit der einzelnen Varianten in den Hintergrund treten. Es sei deshalb auf das Kapitel 2 verwiesen, in dem versucht wurde, Vor- und Nachteile der einzelnen Varianten aufzuzeigen.

Das Ziel der vorliegenden Zusammenfassung ist eine möglichst umfassende Darstellung der bisher genutzten Anwendungsmöglichkeiten der MRRB. Es wurde allerdings kein besonderes Gewicht auf die vollständige Erfassung der Literatur gelegt; die Zahl der "übersehenen" Veröffentlichungen dürfte jedoch klein sein.

Die Arbeiten, deren Ziel die Untersuchung der Reichweite-Energie-Beziehung war, sind bereits im Abschnitt 3.3.4. bei dem Vergleich zwischen berechneten und experimentellen Daten besprochen worden. Auf eine Darstellung dieser Ergebnisse im

Rahmen dieses Kapitels konnte deshalb verzichtet werden. In den folgenden Abschnitten 4.1., 4.2. und 4.3. sind deshalb nur die Ergebnisse der Untersuchungen über den Ablauf von Kernreaktionen enthalten. Die Darstellung der speziellen Anwendungsmöglichkeiten und der erhaltenen Resultate erfolgte dabei notwendigerweise recht summarisch. Es wurde jedoch versucht, jeweils eine Arbeit oder eine Reihe von Untersuchungen gleicher Art etwas ausführlicher darzustellen, um einen Eindruck von der Zielsetzung und der Art der Auswertung zu geben. Alle anderen Veröffentlichungen des gleichen Arbeitsgebietes wurden - soweit sie nicht grundsätzlich Neues enthalten - nur kurz referiert.

4.1. Prüfung des statistischen Modells

4.1.1. Allgemeines

Nach der 1936 von N. Bohr entwickelten Modellvorstellung verläuft eine Compoundkern-Reaktion wie folgt: Targetkern und Projektil nähern sich einander und treten dabei in Wechselwirkung, in deren Verlauf die beiden Kerne unter Bildung eines instabilen Compoundkerns verschmelzen. Dieser zerfällt unter Emission (Verdampfung) von Nukleonen und γ -Strahlung in das Endprodukt der Reaktion, wobei intermediär weitere Zwischenkerne auftreten. Der Compoundkern unterscheidet sich somit von anderen instabilen Zwischenkernen nur dadurch, daß sich seine Eigenschaften, wie Nukleonenzahl und Anregungsenergie, eindeutig aus der Bildungsreaktion ableiten lassen.

Wesentlich für die Beschreibung des Reaktionsablaufes mittels des Statistischen Modells ist die von Bohr eingeführte Annahme, daß Bildung und Zerfall des Compoundkerns voneinander unabhängig sind. Das setzt eine so große Lebensdauer des Compoundkerns voraus, daß dieser die Erinnerung an die Art der Bildung verliert. Seine Eigenschaften sind dann weitgehend nur noch Funktionen seiner Zusammensetzung, Form, Anregungsenergie u.s.w. Es läßt sich abschätzen, daß bis zum vollständigen Gedächtnisverlust etwa 10^{-19} bis 10^{-20} Sekunden erforderlich sein werden. Dies ist um zwei bis drei Größenordnungen größer als das Zeitintervall t_K , in welchem das Projektil oder ein Nukleon die einem Kerndurchmesser entsprechende Strecke von etwa 10^{-12} cm zurücklegt.

Den Gegensatz zu dieser langsam verlaufenden Compoundkern-Reaktion bilden die unter dem Begriff Direktreaktionen zusammengefaßten Reaktionsmechanismen. Bei diesen ist die Dauer der Wechselwirkung zwischen Targetkern und Projektil sehr kurz, d.h. sie liegt in der Größenordnung von t_K . Dabei treten u.a. zwischen ein- und ausgehenden Teilchen zu Interferenzen führende Wechselwirkungen auf, welche

z.B. die Winkelverteilung der Endprodukte bedingt. Wie Ericson (E3) jedoch zeigen konnte, sind ähnliche Verteilungen unter speziellen experimentellen Bedingungen auch bei Compoundkern-Reaktionen zu erwarten. Eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Reaktionstypen ist deshalb auf dieser Basis nicht immer eindeutig. Dagegen ist ein anderes Merkmal charakteristisch: Der Compoundkern muß den gesamten Projektilimpuls aufnehmen, während der bei einer Direktreaktion gebildete Zwischenkern nur einen mehr oder weniger großen Bruchteil davon übernimmt. Die kinetische Energie der schweren Endprodukte hängt deshalb u.a. vom Mechanismus der Bildungsreaktion ab.

Im letzten Jahrzehnt sind erhebliche Fortschritte in der theoretischen Beschreibung des Ablaufs von Compoundkern-Reaktionen mittels des Statistischen Modells erzielt worden. Eine Prüfung dieser Vorstellungen war jedoch bis vor wenigen Jahren kaum möglich, da nur wenige brauchbare experimentelle Daten vorlagen. Grundsätzlich sollte ein solcher Vergleich durch die Bestimmung von Anregungsfunktionen oder Winkel- und Energie-Verteilungen der emittierten Nukleonen möglich sein. Die Schwierigkeit solcher Untersuchungen liegt nicht in der Messung der genannten Daten, sondern in der Beweisführung, daß die betreffende Reaktion tatsächlich über die Compoundkernbildung abgelaufen ist. Dieser Nachweis ist durch die Ermittlung der kinetischen Energie des schweren Endproduktes mit Hilfe der Methode der radiochemischen Reichweitebestimmung möglich. Wie bereits erwähnt, sollte die mittlere kinetische Energie des Compoundkerns größer sein als die Energie der bei Direktreaktionen gebildeten Kerne. Wie aus den im folgenden gezeigten Ergebnissen hervorgeht, besitzt dieses Verfahren den Vorteil, auch für die Untersuchung der Reaktionen mit kleinem Wirkungsquerschnitt geeignet zu sein. Die bis jetzt durchgeführten Untersuchungen können zwanglos in die folgenden Gruppen unterteilt werden:

- I) Bestimmung des Anteils der Compoundkern-Reaktionen am Gesamtquerschnitt mit anschließender qualitativer Auswertung (Abschnitt 4.1.3.)
- II) Bestimmung des Anteils der Compoundkern-Reaktionen am Gesamtquerschnitt mit anschließender quantitativer Auswertung (Abschnitt 4.1.4.)
- III) Bestimmung des Verhältnisses der Bildungswahrscheinlichkeiten von Isomeren (Abschnitt 4.1.5.).
- IV) Bestimmung der relativen Emissionswahrscheinlichkeit von Neutronen und γ -Strahlung (Abschnitt 4.1.6.).

4.1.2. Grundlagen

Nach dem Statistischen Modell (E3) kann für den Bildungsquerschnitt σ_U eines bestimmten Endproduktes U geschrieben werden:

$$\sigma_U = \sigma_C P_U \quad \text{Gl. 104}$$

Dabei bedeuten σ_C den Bildungsquerschnitt des Compoundkerns und P_U die Wahrscheinlichkeit der Bildung des Endproduktes U aus dem Compoundkern. Diese Art der Aufteilung von Bildungs- und Zerfallswahrscheinlichkeit des Zwischenkerns folgt, wie schon erwähnt, aus der Grundannahme des Gedächtnisverlustes. Nach der Bildung wird danach die Energie statistisch verteilt, und der Zerfall geht von einer Art Gleichgewichtszustand aus. Bis auf geringe Einschränkungen besteht bei der theoretischen Behandlung eine formale Analogie zwischen diesem Vorgang und der Verdampfung eines aufgeheizten Tropfens sowie der Strahlung schwarzer Körper.

Um die Modellvorstellung mit den experimentellen Befunden vergleichen zu können, ist es notwendig, Gleichung 104 numerisch auszuwerten. Im allgemeinen wird dabei σ_C als nichtelastischer Anteil des Gesamtquerschnitts nach dem Optischen Modell oder nach der Kontinuumstheorie berechnet. Die numerische Auswertung der Ansätze ist so kompliziert und langwierig, daß sie nur mit Hilfe von elektronischen Rechenanlagen erfolgen kann. Eine Reihe von Ergebnissen solcher Rechnungen sind veröffentlicht worden (M9)(M10)(H9) oder die verwendeten Rechenprogramme werden auf Anfrage vermittelt (z.B. (B15)). Eine Schwierigkeit bei der Berechnung von σ_C liegt in der Wahl der Werte für die Parameter oder schon in der Wahl einer geeigneten Potentialform im Optischen Modell. Glücklicherweise ist σ_C von einigen MeV über der Schwellenenergie an im allgemeinen nur eine langsam variierende Funktion von der Projektilenergie E_p , so daß ein systematischer Fehler in der Berechnung das Endergebnis nicht entscheidend beeinflusst. Außerdem ist es möglich, durch die Betrachtung von Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte σ_{U1}/σ_{U2} den Einfluß von σ_C völlig zu eliminieren.

Die Wahrscheinlichkeit $P_x(E_K)$, daß von einem Zwischenkern ein Teilchen x mit der kinetischen Energie im Intervall E_K bis $E_K + dE_K$ verdampft wird, ist nach dem Statistischen Modell gegeben durch (Weißkopf-Ewing-Gleichung):

$$P_x(E_K) = \frac{(2s + 1) \mu_x E_K \sigma^*(E^*) \mathcal{F}(E^*, j) dE}{\sum_s (2s + 1) \mu_x \int_0^\infty E_K \sigma^*(E^*) \mathcal{F}(E^*, j) dE} \quad \text{Gl. 105}$$

Es bedeuten s Teilchenspin, μ_x reduzierte Masse, $\sigma^*(E^*)$ den inversen Wirkungsquerschnitt der Reaktion und $\rho(E^*, j)$ bzw. E^* die Niveaudichte bzw. Anregungsenergie des nach der Teilchenemission verbleibenden Restkerns und j dessen Spin. $\sigma^*(E^*)$ kann nicht direkt experimentell bestimmt werden, da dazu die Beobachtung des Teilcheneinfangs vom angeregten Restkern erforderlich wäre. Es wird deshalb angenommen, daß $\sigma^*(E^*)$ von der Anregungsenergie des Targetkerns unabhängig ist und somit für das Teilchen x mit der kinetischen Energie E_K näherungsweise $\sigma_c \approx \sigma^*(E^*)$ gilt. Eine strenge theoretische Rechtfertigung dieser Annahme gibt es nicht, jedoch können einige qualitative Argumente dafür angeführt werden (E3). Außerdem konnte Blann (B15) bei seinen Untersuchungen zeigen, daß die von ihm berechneten Wirkungsquerschnittsverhältnisse nicht sehr empfindlich auf die benutzten $\sigma^*(E^*)$ -Werte reagieren.

Bei der Ableitung der Gleichung für die Niveaudichte $\rho(E^*, j)$ geht man von der Vorstellung des Fermi-Gases aus. Unter Berücksichtigung des Drehimpulses j ergibt sich für das freie Gas (E3):

$$\rho(E^*, j) = \frac{(2j + 1) \rho(E^*) \exp \left[-\frac{j(j+1)}{2 \sigma_j^2} \right]}{2 (2\pi)^{1/2} \sigma_j^3} \quad \text{Gl. 106}$$

mit

$$\rho(E^*) = \frac{6^{1/4} \exp \left[2 \left(\frac{\pi^2}{6} g_0 E^* \right)^{1/2} \right]}{12 g_0^{1/4} E^{*5/4}} \quad \text{Gl. 107}$$

$$g_0 = \frac{3 A_A}{2 E_F}$$

σ_j ist der Grenzdrehimpuls (Spin cut-off Parameter) und g_0 die Einteilchen-Niveaudichte in der Nähe der Fermi-Energie E_F .

Durch die Exponentialfunktion in Gleichung 106 wird der Drehimpuls-Erhaltungssatz berücksichtigt. Unter diesen Umständen sind bei der Rechnung j -abhängige σ_c zu verwenden. Für die Beschreibung der Niveaudichte bei Anregungsenergien über einigen MeV werden deshalb zumeist folgende vereinfachte Gleichungen verwendet (F_p und F'_p sind Proportionalitätsfaktoren):

$$\rho(E^*, j) = F_p (2j + 1) \rho(E^*) \quad \text{Gl. 108}$$

$$\rho(E^*) = F'_p (E^*)^{-2} \exp \left[2 (a_N E^*)^{1/2} \right] \quad \text{Gl. 109}$$

Der Niveaudichte-Parameter a_N sollte proportional A_A sein. Diese vereinfachte Abhängigkeit benutzt man insbesondere dann, wenn nur die Bildungswahrscheinlichkeit für ein Nuklid und nicht für einzelne Isomere berechnet werden soll.

Bei der Ableitung der Gleichungen 106 und 107 wurde vorausgesetzt, daß in dem Fermi-Gas keine Substrukturen vorhanden sind. Paarbildungs- und Schaleneffekte sind dadurch ausgeschlossen. Man kann deshalb von diesen Gleichungen nur erwarten, daß sie den generellen Trend der Abhängigkeit der Niveaudichte von den Kerneigenschaften wiedergeben. Um die Schalen- und Paarungseffekte zu berücksichtigen, wurden deshalb Varianten zu den Gleichungen 106 bis 109 vorgeschlagen. So ersetzen z.B. Newton (N4) und später Cameron (C2) die Einteilchen-Niveaudichte g_0 durch eine in geeigneter Weise berechnete oder halbempirisch bestimmte "Mittlere Niveaudichte". Die Mittelung erstreckte sich dabei nur auf die Niveaus in der Nähe der Fermi-Energie unter Berücksichtigung der Ergebnisse des Schalenmodells. Eine andere Variante wurde von Rosenzweig (R5) auf der Basis eines Vorschlags von Margenau (M11) entwickelt. Dieser wies darauf hin, daß die Zahl der möglichen Kombinationen in der Besetzung einer Schale von der Schalenfüllung abhängt. Demzufolge sollte eine halbgefüllte Schale besonders viele Anordnungsmöglichkeiten aufweisen und deshalb auch eine hohe Niveaudichte besitzen. Weitere Vorschläge wurden z.B. von Newson und Duncan (N5) sowie Ericson (E3) diskutiert.

Der Paarungseffekt wird im allgemeinen - einem Vorschlag von Hurwitz und Bethe (H11) folgend - durch Addition einer Konstanten \mathcal{C} zur Energie des Grundzustandes berücksichtigt. Phänomenologisch kann diese Konstante \mathcal{C} als die zum Aufbrechen eines Nukleonenaars erforderliche Energie gedeutet werden. In diesem Sinne beträgt die Korrektur bei gg-Kernen $2\mathcal{C}$ und bei ug- bzw. gu-Kernen $1\mathcal{C}$.

4.1.3. Anregungsfunktionen (Qualitative Auswertung)

Bei der Bestrahlung von O, Al oder Cu mit α -Teilchen der Energie 33 bis 42 MeV entsteht, wie die Untersuchungen von Bouchard und Fairhall (B16) zeigten, in geringer Ausbeute ${}^7\text{Be}$. Davon ist die Reaktion ${}^{27}\text{Al}(\alpha, {}^7\text{Be}){}^{24}\text{Na}$ besonders interessant, da hier beide Endprodukte radiochemisch untersucht werden können. Die Autoren haben die Anregungsfunktion dieser Reaktion und die mittlere Reichweite des ${}^7\text{Be}$ bestimmt. Danach ist die Bildungswahrscheinlichkeit für ${}^7\text{Be}$ und ${}^{24}\text{Na}$ etwa gleich. Aus der Reichweite ergibt sich nach Ansicht der Autoren, daß es sich dabei um eine "Pick up"-Direktreaktion (siehe Abschnitt 4.2.) handelt. Leider waren die Aktivitäten sehr klein, so daß diese Schlußfolgerung mit erheblichen Unsicherheiten behaftet ist. Lindsay und Carr (L7) haben die Reaktion erneut untersucht und finden bei einer Projektilenergie über 37 MeV für ${}^{24}\text{Na}$ eine erheblich größere

Bildungswahrscheinlichkeit als für ${}^7\text{Be}$. Sie vermuten, daß bei E_α von 40 MeV mindestens 30 % der ${}^{24}\text{Na}$ -Ionen durch die Reaktion $(\alpha, \alpha^3\text{He})$ gebildet werden. Außerdem schließen sie aus den von ihnen gemessenen Reichweiten, daß ein erheblicher Teil des ${}^7\text{Be}$ durch Reaktionen mit Compoundkernbildung entsteht. Diese widersprüchlichen Ergebnisse veranlaßten Porile (P5), die Reaktionen ${}^{27}\text{Al}(\alpha, {}^7\text{Be}){}^{24}\text{Na}$ und ${}^{27}\text{Al}(\alpha, {}^7\text{Be} 2n){}^{22}\text{Na}$ erneut zu untersuchen. Er bestätigte, daß die Bildungswahrscheinlichkeit des ${}^{24}\text{Na}$ wesentlich größer ist als die des ${}^7\text{Be}$. Außerdem führte ihn die sorgfältige und umfangreiche Auswertung der ebenfalls ermittelten Reichweite-Daten zu dem Schluß, daß ${}^{24}\text{Na}$ und ${}^{22}\text{Na}$ vorwiegend durch Reaktionen mit Compoundkernbildung entstehen, während ${}^7\text{Be}$ etwa zur Hälfte durch Direktreaktionen gebildet wird. Er vermutet, daß es sich dabei um Pick up-Reaktionen handelt.

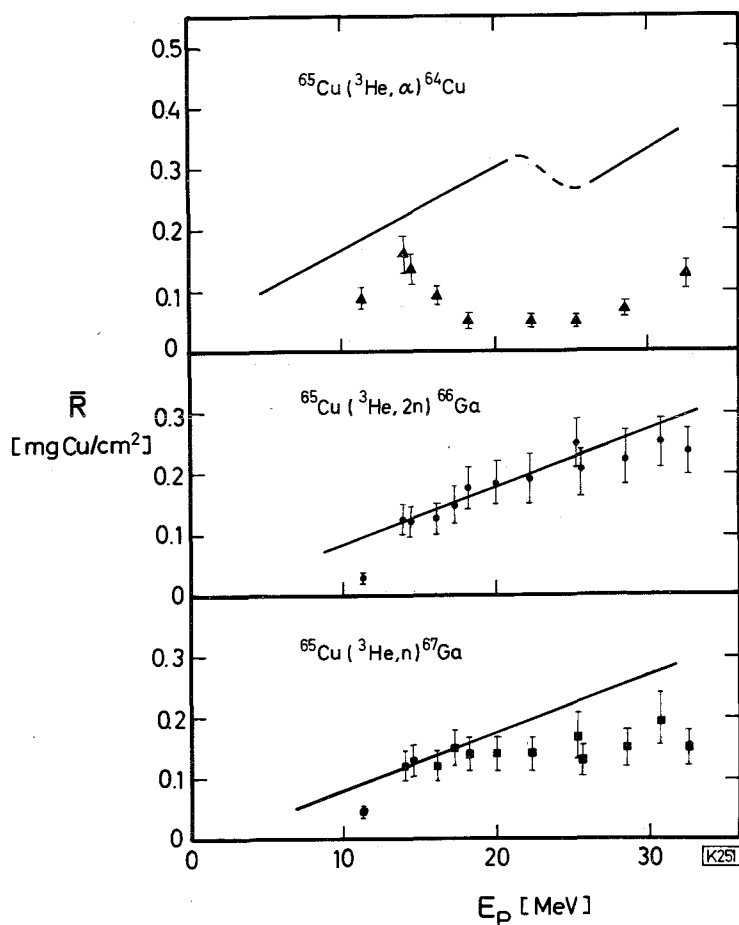


Bild 43: Mittlere Reichweiten der bei den Reaktionen $\text{Cu-65}(\text{He-3}, \alpha)$, $\text{Cu-65}(\text{He-3}, 2n)$ und $\text{Cu-65}(\text{He-3}, n)$ entstehenden Ionen Cu-64 (▲), Ga-66 (●) und Ga-67 (■) in Abhängigkeit von der Projektilenergie E_p (nach (S11)). Die eingezeichneten Kurven stellen die Erwartungswerte für die Compoundkern-Reaktion dar. Bei der $(\text{He-3}, \alpha)$ -Reaktion entspricht der Kurvenverlauf oberhalb 20 MeV der dann energetisch möglichen $(\text{He-3}, 2p2n)$ -Reaktion.

Saha und Porile (S10)(S11) wendeten die DIDI-Variante bei der Untersuchung der Reaktionen (α, n) , $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$, $(\alpha, \alpha n)$, $({}^3\text{He}, n)$, $({}^3\text{He}, 2n)$ und $({}^3\text{He}, \alpha)$ mit ${}^{65}\text{Cu}$ als Targetmaterial an. Als Beispiel sind die Ergebnisse der drei letztgenannten Reaktionen im Bild 43 dargestellt. Aufgrund der Übereinstimmung der mittleren Reichweiten mit den berechneten Erwartungswerten folgern sie, daß die Reaktionen (α, n) , $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$ und $({}^3\text{He}, 2n)$ vorzugsweise über die Compoundkern-Bildung ablaufen. Dagegen sind die mittleren Reichweiten der Endprodukte der Reaktionen $(\alpha, \alpha n)$ und $({}^3\text{He}, \alpha)$ wesentlich kleiner als die für Compoundkernbildung berechneten Erwartungswerte. Somit ist für die Beschreibung des Ablaufs dieser Reaktionen ein Direktreaktionsmechanismus heranzuziehen. Bei der $({}^3\text{He}, \alpha)$ -Reaktion z.B. dürfte es sich dabei um einen Pick up-Vorgang handeln. Erstaunlicherweise beginnen bei der Reaktion $({}^3\text{He}, n)$ die Punkte bereits bei einer Projektilenergie von den Erwartungswerten abzuweichen, welche nur um 4 MeV über der dem Maximum der Anregungskurve entsprechenden Energie liegt. Blann et al. (z.B. (B23), (E1), (H11)) fanden bei ähnlichen Reaktionen (siehe Abschnitt 4.1.4.) für diese Differenzwerte von 10 - 15 MeV.

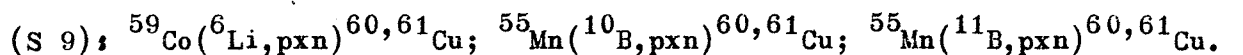
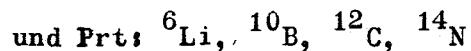
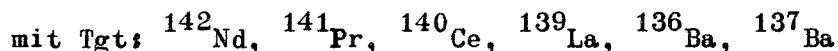
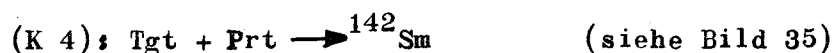
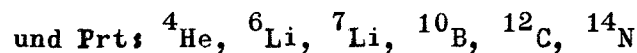
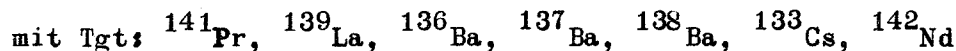
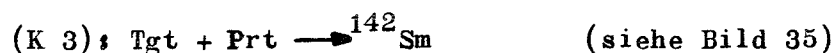
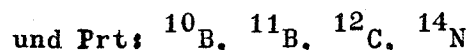
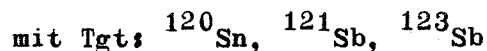
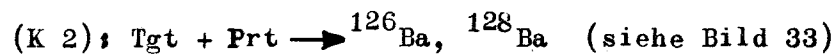
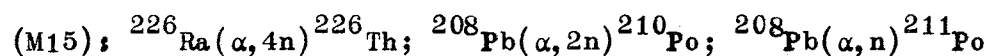
Bei der Reaktion $({}^3\text{He}, \alpha)$ läuft ein großer Teil der Reaktionen bei allen untersuchten Projektilenergien über einen Direktreaktionsmechanismus ab. Der Anstieg der mittleren Reichweite am Anfang bzw. am Ende des Energieintervalls (siehe Bild 43) deutet jedoch darauf hin, daß der Anteil der Compoundkern-Reaktion $({}^3\text{He}, \alpha)$ bzw. $({}^3\text{He}, 2p2n)$ nicht völlig vernachlässigt werden darf.

Diese Untersuchungen sind ein instruktives Beispiel dafür, daß aus der Anregungsfunktion allein nicht mit Sicherheit auf einen Anteil z.B. der Direktreaktionen geschlossen werden kann. So bestimmten Bryant et al. (B22) Anregungsfunktionen für die ${}^3\text{He}$ -Reaktionen mit ${}^{65}\text{Cu}$. Die erhaltenen Ergebnisse stimmten qualitativ mit den nach dem Statistischen Modell berechneten Werten überein. Aus den Reichweiteuntersuchungen geht jedoch unzweifelhaft hervor, daß zumindest die $({}^3\text{He}, n)$ -Reaktion und möglicherweise auch die $({}^3\text{He}, 2n)$ -Reaktion bei hohen Projektilenergien zum Teil über einen Direktreaktionsmechanismus ablaufen und somit die erhaltene Übereinstimmung mit den berechneten Werten als zufällig angesehen werden muß.

Donovan et al. (D4) bestimmten mit der Variante WI 2 die Winkelverteilung der bei den Reaktionen ${}^{209}\text{Bi}(\alpha, 3n){}^{210}\text{At}$, ${}^{209}\text{Bi}(\alpha, 4n){}^{209}\text{At}$ und ${}^{209}\text{Bi}(d, 3n){}^{208}\text{Po}$ gebildeten schweren Ionen. Die Ergebnisse stimmen mit den Werten, welche von den Autoren nach einem Monte-Carlo-Verfahren unter Verwendung von Standard-Neutronenspektren berechnet wurden, sehr gut überein. Sie schließen deshalb, daß die Reaktionen bevorzugt über Compoundkern-Bildung verlaufen. Dagegen stimmen nach Harvey et al. (H8) die berechneten und die experimentell bestimmten Winkelverteilungen bei den

Reaktionen $^{209}\text{Bi}(\alpha, 2n)^{211}\text{At}$ und $^{244}\text{Cm}(\alpha, 2n)^{246}\text{Cf}$ nicht miteinander überein. Eine Erklärung für die Abweichungen bei der zweiten Reaktion ergibt sich aus folgender Überlegung, welche die Konkurrenz der Kernspaltung mit in Betracht zieht. Ist die Anregungsenergie des Zwischenkerns nach der Emission des ersten Neutrons noch höher als 4,5 MeV, so ist die Wahrscheinlichkeit für die Spaltung vergleichsweise groß, und die Emission des zweiten Neutrons findet nur noch sehr selten statt. Die $(\alpha, 2n)$ -Reaktion ist somit praktisch nur dann möglich, wenn die kinetische Energie des ersten Neutrons über dem Durchschnitt liegt. Das bei der Berechnung der Erwartungswerte für die Winkelverteilung benutzte Neutronenspektrum ist deshalb falsch. Somit ist es bei der $^{244}\text{Cm}(\alpha, 2n)^{246}\text{Cf}$ -Reaktion trotz der Abweichungen zwischen berechneter und experimenteller Winkelverteilung des ^{246}Cf möglich, daß sie bevorzugt über Compoundkernbildung verläuft.

Weitere Untersuchungen über den Anteil der Direktreaktionen am Bildungsquerschnitt schwerer Ionen wurden noch für folgende Kombinationen durchgeführt (Tgt: Target; Prt: Projektil):



(siehe Bild 32)

Die genannten Reaktionen verlaufen alle über Compoundkern-Bildung.

4.1.4. Anregungsfunktionen (Quantitative Auswertung).

Blann et al. haben in einer Reihe von Arbeiten über die Bildung von Nukliden in der Nähe der abgeschlossenen $1f_{7/2}$ -Schale die Anwendbarkeit des Statistischen Modells untersucht. Sie bestimmten dazu die Anregungsfunktionen für folgende Reaktionen sowie die mittlere Reichweite der dabei entstehenden Radionuklide:

(H11)	(E1)	(B23)
$^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, p){}^{58}\text{Co}$	$^{56}\text{Fe}(\alpha, pn){}^{58}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}(\alpha, 3pn){}^{58}\text{Co}$
$^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, pn){}^{57}\text{Co}$	$^{56}\text{Fe}(\alpha, p2n){}^{57}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha p){}^{57}\text{Co}$
$^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, p2n){}^{56}\text{Co}$	$^{56}\text{Fe}(\alpha, p3n){}^{56}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha pn){}^{56}\text{Co}$
$^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, 2n){}^{57}\text{Ni}$	$^{56}\text{Fe}(\alpha, p4n){}^{55}\text{Co}$	$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha p2n){}^{55}\text{Co}$
$^{56}\text{Fe}({}^3\text{He}, 3n){}^{56}\text{Ni}$	$^{56}\text{Fe}(\alpha, 3n){}^{57}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha n){}^{57}\text{Ni}$
	$^{56}\text{Fe}(\alpha, 4n){}^{56}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha 2n){}^{56}\text{Ni}$

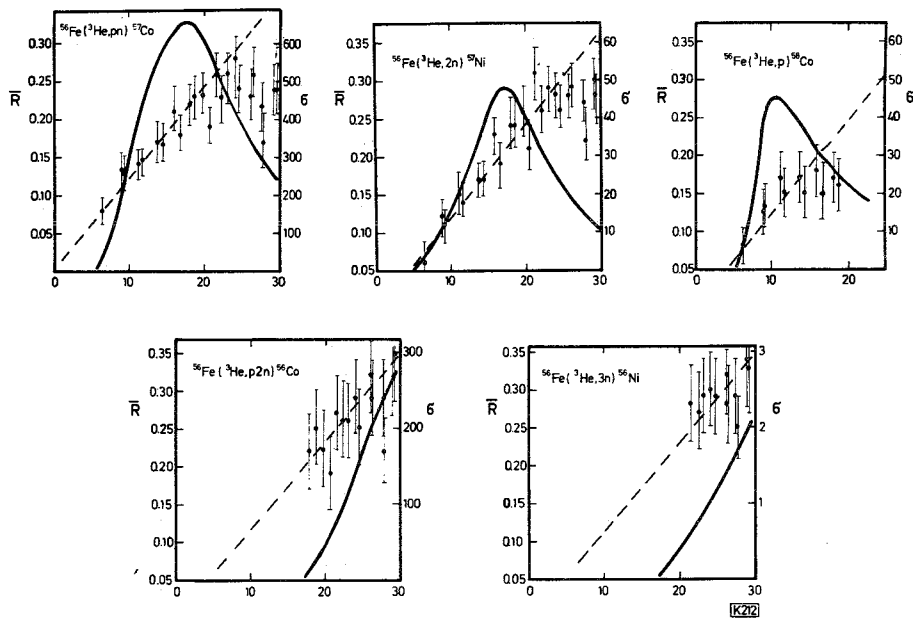


Bild 44: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ (—) (mb) von der Projektilenergie E (MeV) (Abszisse) für einige Reaktionen von He-3 an Fe-56. Eingezeichnet sind weiterhin die mittleren Reichweiten \bar{R} (●) ($\text{mg Fe}/\text{cm}^2$) der schweren Endprodukte sowie die unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion berechneten Erwartungswerte für \bar{R} (- - -) (nach H11)).

Zur Durchführung der Untersuchungen bestrahlten sie Sandwich-Arrangements, welche aus den auf Au-Folien aufgetragenen Targetschichten und Al-Fängern bestanden. Neben den von ihnen zusammengestellten Ergebnissen sind in den Bildern 44, 45 und 46 die Erwartungswerte für die Reichweiten eingezeichnet. Letztere wurden

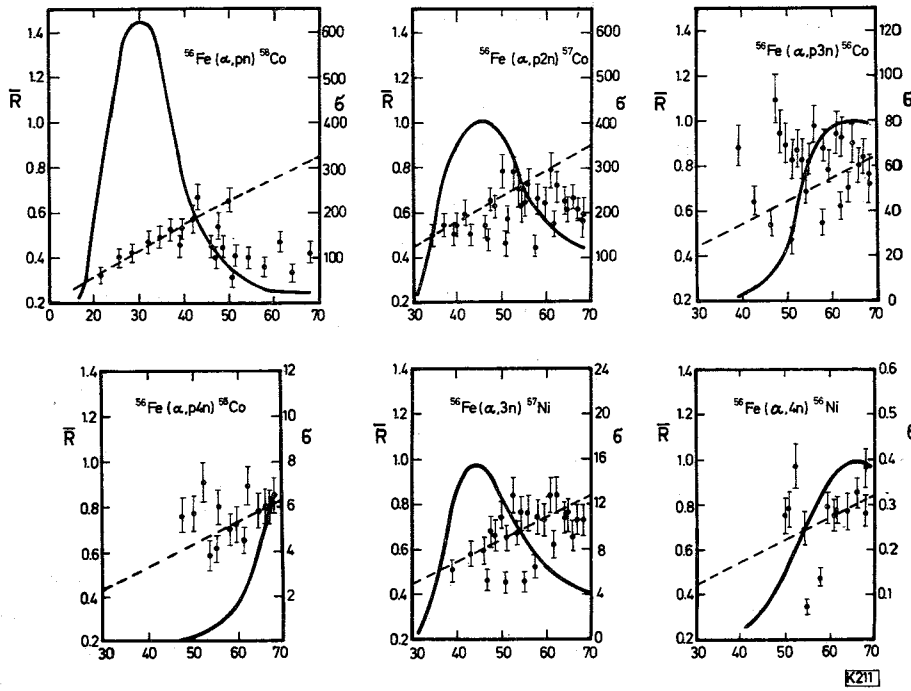


Bild 45: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ (—) (mb) von der Projektilenergie (MeV) (Abszisse) für einige Reaktionen von He-4 an Fe-56. Eingetragen sind weiterhin die mittleren Reichweiten \bar{R} (○) (mg Fe/cm²) der schweren Endprodukte sowie die unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion berechneten Erwartungswerte für \bar{R} (- - -) (nach (E1)).

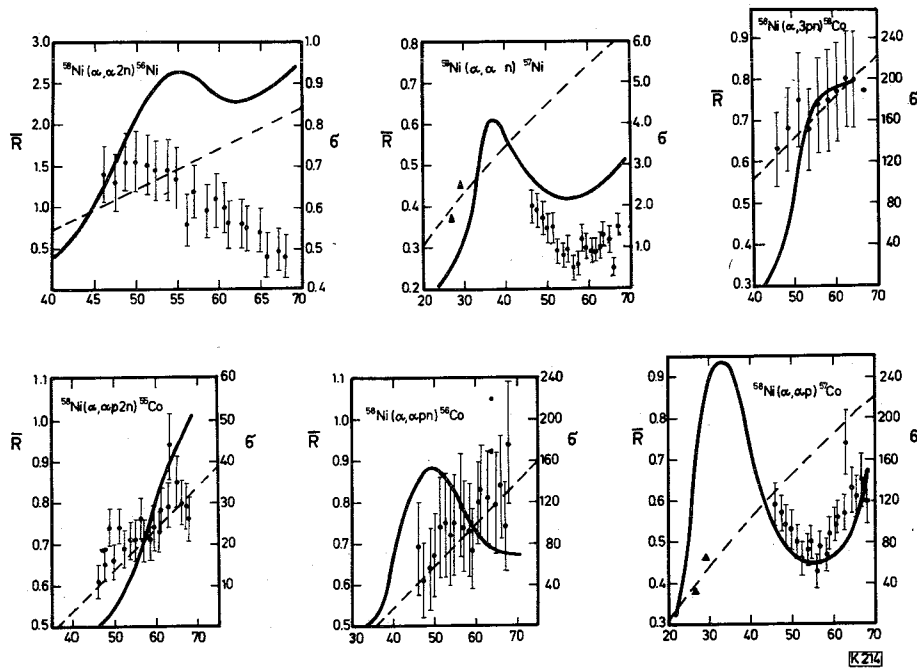


Bild 46: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ (—) (mb) von der Projektilenergie (MeV) (Abszisse) für einige Reaktionen von He-4 an Ni-58. Eingetragen sind weiterhin die mittleren Reichweiten \bar{R} (●, ▲) (mg Ni/cm²) der schweren Endprodukte sowie die unter Annahme einer Compoundkern-Reaktion berechneten Erwartungswerte für \bar{R} (- - -) (nach (B23)). Die mit ▲ gekennzeichneten Werte entstammen den Arbeiten (M12) (M13).

unter der Annahme berechnet, daß der Projektilimpuls voll auf den Compoundkern übertragen wird und somit folgende Gleichung für die kinetische Energie der Radionuklide gilt:

$$E_K = E_P \frac{A_P A_U}{(A_T + A_P)^2} \quad \text{Gl. 110}$$

Die Indices bedeuten: U Endprodukt, P Projektil und T Targetkern. Der Einfluß der Nukleonenverdampfung auf die mittlere Reichweite wurde durch eine Korrektur der Erwartungswerte berücksichtigt. Die Größe des Korrekturfaktors ergab sich unter Verwendung der vereinfachenden Annahmen, daß den abgedampften Teilchen eine mittlere kinetische Energie zugeordnet werden kann (α -Teilchen 12 MeV, Protonen 6 MeV, Neutronen 3 MeV) und die Emission entweder in Strahlrichtung oder entgegengesetzt dazu erfolgt. Die Korrekturen betragen zumeist nur einige Prozent. Verwendet man zur Berechnung der Erwartungswerte die von Lindhard et al. (L3) angegebene Reichweite-Energie-Beziehung, so sind sie größer und belaufen sich auf mehr als 5 % (B23).

Ein Vergleich der experimentellen Reichweiten mit den Erwartungswerten zeigt, daß diese in allen Fällen bis etwa 15 MeV oberhalb der Schwellenenergie E_S der betreffenden Reaktion sehr gut miteinander übereinstimmen. Nach Abschätzung der Autoren sollte noch ein Anteil der Direktreaktionen am Gesamtwirkungsquerschnitt von 15 % deutlich durch eine Abweichung der Reichweitewerte erkennbar sein. Man kann deshalb aus den Ergebnissen den Schluß ziehen, daß bis $E_P \leq E_S + 15 \text{ MeV}$ die Reaktionen praktisch vollständig über die Bildung von Compoundkernen verlaufen. Etwa 10 bis 15 MeV über der dem Maximum der Anregungsfunktion entsprechenden Energie E_P^M treten jedoch Abweichungen auf, so daß dann ein erheblicher Anteil des Wirkungsquerschnitts auf Direktreaktionen zurückzuführen ist.

Besonders bemerkenswert sind die kleinen Werte für das Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten isobarer Nuklide $\sigma(^{57}\text{Ni})/\sigma(^{57}\text{Co})$ und $\sigma(^{56}\text{Ni})/\sigma(^{56}\text{Co})$ bei vergleichbaren Reaktionen. Wie die Bilder 44, 45 und 46 zeigen, ist dies nicht auf den Einfluß von Direktreaktionen zurückzuführen. Die Deutung muß demnach im Rahmen des Statistischen Modells erfolgen. Wahrscheinlich sind die ungewöhnlich kleinen Werte der Verhältnisse durch den Abschluß der $1f_{7/2}$ -Schale bedingt.

Eine Ausnahme von der Regel in Bezug auf die Übereinstimmung der ermittelten Reichweiten mit den Erwartungswerten bei Energien $E_P \leq E_P^M + 15 \text{ MeV}$ macht nach Blann et al. (B23) die Reaktion $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha p n)^{56}\text{Co}$. Da die Streuung der Punkte in diesem Energiebereich relativ groß ist, scheint diese Schlußfolgerung nicht besonders gut gesichert. Noch dazu ist im Vergleich zu der entsprechenden $(\alpha, \alpha p)$ -

Reaktion zu erwarten, daß die Abweichungen der Reichweite vom Erwartungswert erst bei $E_p > 70$ MeV voll zur Geltung kommen sollten.

Die Reaktionen $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, 2n)^{57}\text{Ni}$ und $^{56}\text{Fe}(^3\text{He}, p)^{58}\text{Co}$ weisen deutlich Abweichungen auf und bilden somit keine Ausnahme von der oben erwähnten Regel. Hazan und Blann (H11) ließen die Frage offen, da ihnen die Differenzen nicht signifikant erschienen. Allerdings verwendeten sie zur Berechnung der Erwartungswerte die von Lindhard et al. (L3) gegebene Reichweite-Energie-Beziehung, welche einen etwas flacheren Kurvenverlauf ergibt. In dem Bild 44 ist dagegen die systematische Abweichung der experimentellen Punkte vom Erwartungswert deutlich zu erkennen.

Einen ungewöhnlichen Kurvenverlauf zeigen auch die für die Reaktionen $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha p)^{57}\text{Co}$ und $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha n)^{57}\text{Ni}$ gemessenen Daten. Das Interessante daran ist, daß die Reichweiten bei höheren Projektilenergien ($E_\alpha > 55$ MeV) wieder ansteigen. Blann et al. (B23) vermuten, daß dies auf die erst dann energetisch möglichen Reaktionen $(\alpha, 3p2n)$ und $(\alpha, 2p3n)$ zurückzuführen ist. Diese Reaktionen verlaufen zumindest kurz über der Schwellenenergie unter Compoundkern-Bildung. Eine Bestätigung dieser Vermutung kann in den Ergebnissen der Berechnung (siehe unten) gesehen werden.

Zur quantitativen Auswertung berechneten Blann et al. (H11)(B19)(E4) die Wirkungsquerschnitte nach dem Statistischen Modell (Rechnung 1). Sie verwendeten dabei den oben beschriebenen Formalismus, d.h. die Gleichungen 104 und 105 in Verbindung mit den durch die Gleichungen 108 und 109 gegebenen Ausdrücken für die Niveaudichte. Für den Niveaudichte-Parameter a_N benutzten sie den Wert 7 MeV^{-1} , was etwa $a_N = A_A/8,7$ entspricht. Die zur Korrektur erforderliche Paarungsenergie wurde der Arbeit von Everling et al. (E5) entnommen.

In den Bildern 47 und 48 sind als Beispiel für einige der untersuchten Reaktionen die Rechenergebnisse (dünn ausgezogene Kurve) mit den experimentellen Werten verglichen. Im allgemeinen liegen die berechneten Werte um etwa eine Größenordnung höher als die experimentellen Punkte, dagegen ist der Verlauf der Kurven in erster Näherung als ähnlich zu bezeichnen. Die Abweichungen bei hohen Energien waren zu erwarten, da dann der Wirkungsquerschnitt z.T. auf Direktreaktionen zurückzuführen ist. Die Übereinstimmung bei der Reaktion $(^3\text{He}, pn)$ darf wohl als Zufall angesehen werden. Daß die berechneten Werte bei der Reaktion $(^3\text{He}, p)$ vergleichsweise klein sind, liegt möglicherweise an den berechneten Werten für σ_C . In der Nähe der Schwellenenergie ändert sich σ_C sehr stark mit ansteigender Projektilenergie und ist deshalb mit erheblichen Unsicherheiten behaftet.

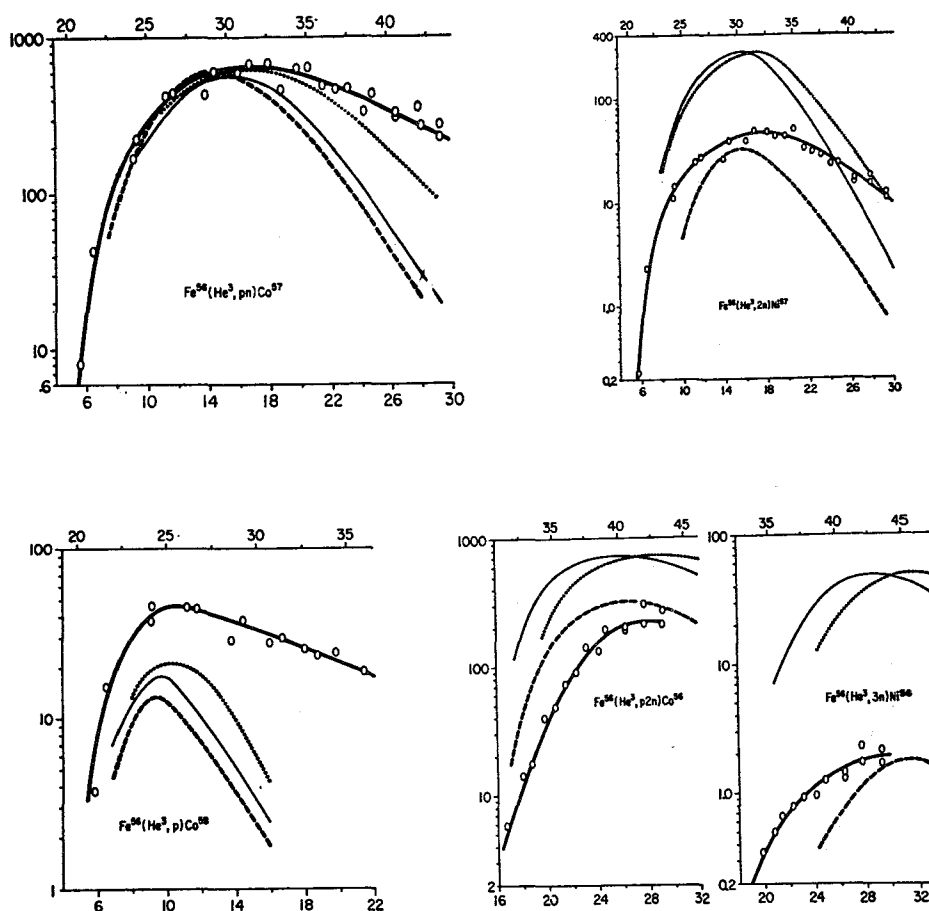


Bild 47; Vergleich experimentell bestimmter Anregungsfunktionen mit berechneten Werten (nach (H11)). Aufgetragen sind die Wirkungsquerschnitte (Ordinate; mb) gegen die Projektilenergie (Abszisse; MeV). Die Kurven bedeuten:

- \circ — \circ — \circ ; Experimentell bestimmte Anregungsfunktion
- dünn; Rechnung 1 ("Standard"-Statistisches Modell)
- - - - - ; Rechnung 2 (Rosenzweig-Formalismus)
- ; Rechnung 3 ("Rotor"-Modell).

Da die Übereinstimmung zwischen experimentellen Werten und den nach dem "Standard"-Statistischen Modell berechneten Werten im allgemeinen erheblich besser ist (z.B. (B15)) als in den in den Bildern 47 und 48 gezeigten Fällen, vermuteten Blann et al., daß hierbei die Auffüllung der $1f_{7/2}$ -Schale eine erhebliche Rolle spielt. Sie wiederholten deshalb die Rechnung (H11)(B19)(E4) unter Berücksichtigung des Füllungszustandes der letzten Schale in der von Rosenzweig vorgeschlagenen Art und Weise. Die Ergebnisse dieser Rechnung (Rechnung 2) sind ebenfalls in Bild 47 eingezeichnet. Der Vergleich zeigt, daß durch Berücksichtigung dieses Effektes die Anpassung erheblich verbessert werden konnte. Dies gilt auch für die in Bild 48 gezeigte $(\alpha, \alpha p)$ -Reaktion. Bemerkenswert an dem dafür berechneten Verlauf der Anregungsfunktion ist der Anstieg bei höheren Projektilenergien. Dieser ist auf die $(\alpha, 3p2n)$ -Reaktion zurückzuführen. Die bereits aus den Reichweite-Untersuchungen abgeleitete Schlußfolgerung findet durch die Rechnung eine ein-

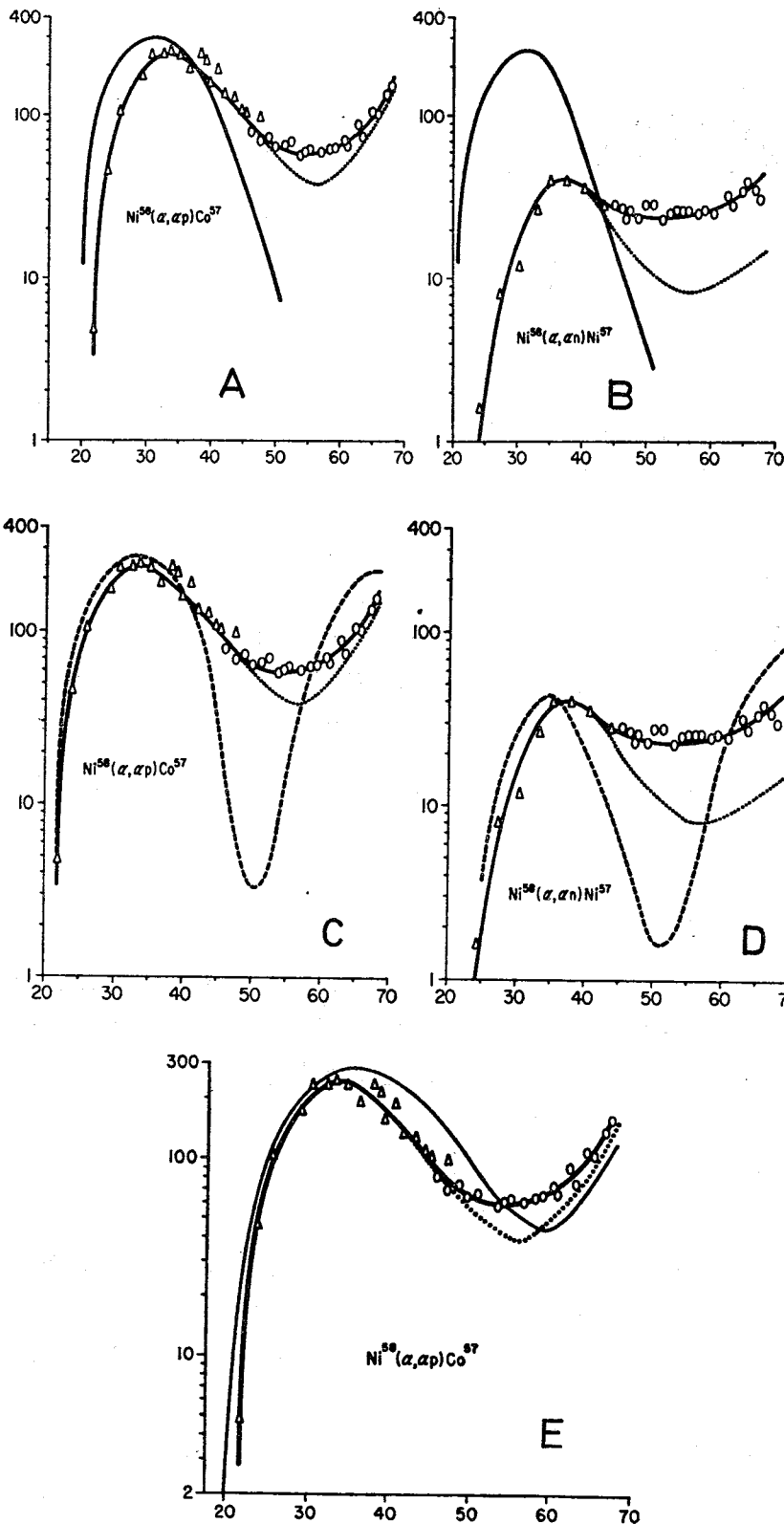


Bild 48: Vergleich experimentell bestimmter Anregungsfunktionen mit berechneten Werten (nach (B19)). Aufgetragen sind die Wirkungsquerschnitte (mb; Ordinate) gegen die Projektilenergie (MeV; Abszisse). Die Kurven bedeuten:
 ○○○○○○; Experimentelle Anregungsfunktionen
 — dünn; Rechnung 1 ("Standard"-Statistisches Modell) im Bild A und B bzw. Rechnung 3 ("Rotor"-Modell) im Bild E
 - - - - -; Rechnung 2 (Rosenzweig-Formalismus) im Bild C und D
; Abgeschätzter Anteil der Compoundkern-Bildung.

drucksvolle Bestätigung.

In einer dritten Version versuchten Blann et al. (H11)(B19)(E4) die Erhaltung des Drehimpulses zu berücksichtigen. Dazu vereinfachten sie die Theorie von Ericson und Strutinski (E6), welche zu der Gleichung 106 geführt hatte, in drastischer Weise, um dadurch die numerische Auswertung mit einer "endlichen" Computer-Zeit durchführen zu können (B19). Sie nahmen an, daß ein Teil der Energie als Rotationsenergie \bar{E}_{ROT} festgelegt und somit die Anregungsenergie des Compoundkerns um diesen Betrag kleiner ist als die in üblicher Weise berechnete. Weiter setzen sie voraus, daß \bar{E}_{ROT} unter Berücksichtigung des Impaktparameters, des Transmissionskoeffizienten und des Trägheitsmomentes τ des als starrer Körper gedachten Atomkerns berechnet werden kann.

$$\sigma_j^2 = \frac{\tau T_K}{\hbar^2} \quad \text{Gl. 111}$$

Ersetzt man in Gleichung 106 den Grenzdrehimpuls σ_j durch die Gleichung 111, welche die Kerntemperatur T_K als Variable enthält, so ergibt sich durch Vereinfachung die Näherungsgleichung 112 a. T_j ist der Transmissionskoeffizient für die Bildung des Compoundkerns mit dem Spin j .

$$\rho(E^*, j) \approx (2j + 1) \rho(E^* - \bar{E}_{ROT}) \quad \text{Gl. 112a}$$

$$\bar{E}_{ROT} = \frac{\sum_j (2j+1)(j^2+j) \hbar^2 2^{-1} \tau^{-1} T_j}{\sum_j (2j+1) T_j} \quad \text{Gl. 112b}$$

Blann et al. verwendeten die Näherung in Verbindung mit der Annahme, daß \bar{E}_{ROT} im Verlauf der Nukleonenverdampfung konstant bleibt und nur durch γ -Emission abgegeben wird, als Grundlage für die Rechnung 3. Die Ergebnisse sind ebenfalls in den Bildern 47 und 48 dargestellt. Im allgemeinen werden im Vergleich zu den Ergebnissen der Rechnung 2 die Peaks aufgeweitet und die Maxima zu höheren Projektilenergien verschoben. Von wenigen Ausnahmen abgesehen, ist jedoch die Übereinstimmung nicht wesentlich verbessert.

Diese Art der Rechnung unterscheidet sich von einem Ansatz, in dem von E^* eine konstante Energie ΔE abgezogen wird dadurch, daß eine genaue Beschreibung über die Art der Berechnung von \bar{E}_{ROT} vorgegeben wird und diese Größe somit nicht als freier Parameter in die Gleichung eingeht. Ausgehend von diesen Überlegungen müßte man erwarten, daß die Energiedifferenzen zwischen den Maxima der experimentellen und der mit Rechnung 1 erhaltenen Anregungsfunktionen eine Funktion von \bar{E}_{ROT} sind. Tatsächlich fanden Blann et al. diesen Zusammenhang (Bild 49).

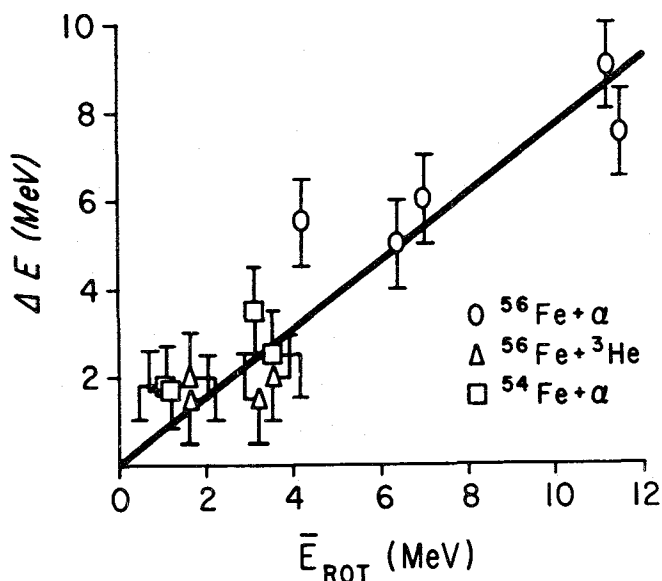


Bild 49; Abhängigkeit der Energiedifferenz ΔE zwischen den Maxima experimenteller und nach dem Standard-Statistischen Modell berechneter Anregungsfunktionen von der Rotationsenergie \bar{E}_{ROT} (nach (E4)).

In einer weiteren Studie vergleicht Blann (B15) die Verhältnisse der Bildungswahrscheinlichkeiten der Isobaren $^{57}\text{Co}/^{57}\text{Ni}$ und $^{56}\text{Co}/^{56}\text{Ni}$ mit den berechneten Werten. In die Untersuchung bezieht er außer den oben beschriebenen experimentellen Werten die von verschiedenen anderen Autoren (P14)(P15)(H12)(S12) veröffentlichten Daten über Anregungsfunktionen mit ein. Letztere umfassen Reaktionen mit α -Teilchen, Protonen und ^6Li -Ionen als Projektile, bei denen allerdings nicht durch Reichweite-Bestimmungen sichergestellt ist, daß sie ebenfalls über die Compoundkern-Reaktion ablaufen. Bei der numerischen Auswertung verwendete Blann vier Ansätze, von denen Rechnung 1 und 3 bereits oben beschrieben sind.

Rechnung 1: Standardform des Statistischen Modells

(Gleichungen 104, 105, 108 und 109; Paarungseffekt-Korrektur;
 $a_N = 7 \text{ MeV}^{-1}$)

Rechnung 2: Analog Rechnung 1, berücksichtigt jedoch zusätzlich Schaleneffekte in der von Newton vorgeschlagenen Weise

Rechnung 3: Analog Rechnung 1, berücksichtigt jedoch den Grad der Schalenfüllung (Rosenzweig-Formalismus)

Rechnung 4: Diese sollte dazu dienen, ein erweitertes Standardmodell auszuprobieren, in dem eine Kombination des Newton- und Rosenzweig-Formalismus verwendet wird. Es zeigte sich jedoch, daß die Übereinstimmung der berechneten Werte mit den experimentellen Daten gegenüber Rechnung 2 durch die gewählte Kombination keinesfalls verbessert werden konnte.

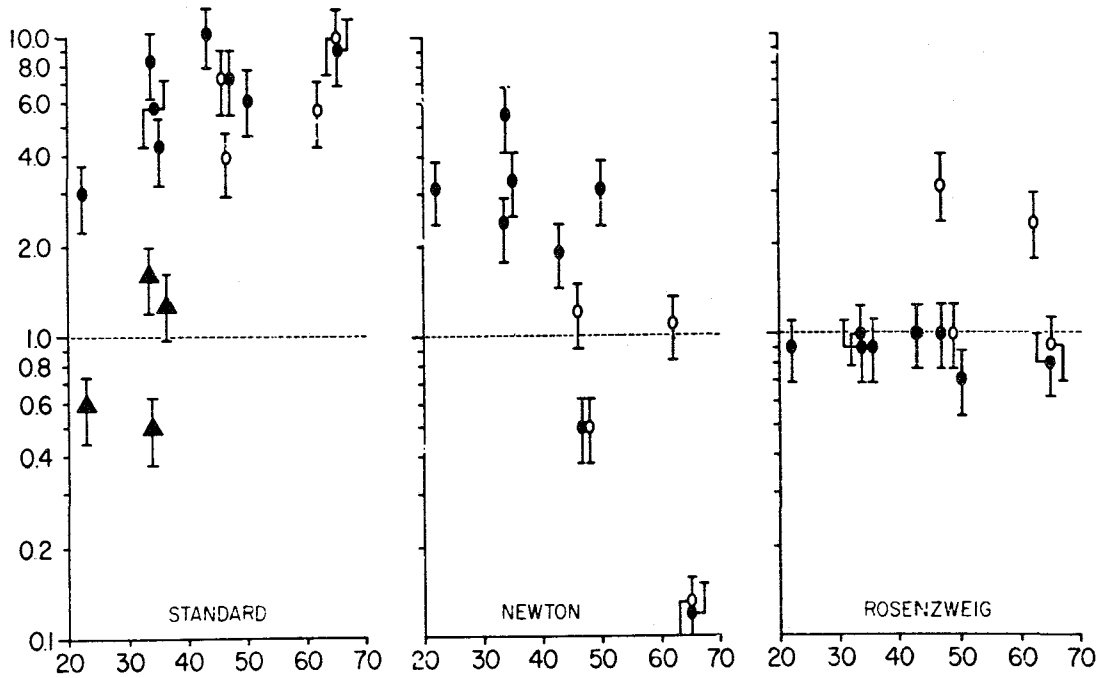


Bild 50: Vergleich experimenteller und berechneter Werte für die Wirkungsquerschnittsverhältnisse $\sigma(\text{Co-57})/\sigma(\text{Ni-57})$ und $\sigma(\text{Co-56})/\sigma(\text{Ni-56})$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_C^* des Compound-Kerns der betreffenden Reaktion (nach (B15)). Aufgetragen sind auf der Ordinate die Quotienten (Verhältnis experimentell)/(Verhältnis berechnet) und auf der Abszisse E_C^* (MeV). Die leeren (gefüllten) Kreise gelten für Reaktion mit Li-(He-3 oder He-4)-Ionen als Projektile. Die Dreiecke zeigen die gute Übereinstimmung der experimentellen mit den nach dem Standard-Statistischen Modell ermittelten Werten für solche Reaktionen, deren Endprodukte weit weg sind von der gefüllten $1f_{7/2}$ -Schale.

Die Ergebnisse für die Rechnung 1 bis 3 sind im Bild 50 dargestellt. Daraus geht hervor, daß bei Reaktionen mit Kernen in der Nähe der gefüllten $1f_{7/2}$ -Schale die Rechnung 3 die beste Übereinstimmung liefert. Dagegen ist die Beschreibung der Reaktion, bei denen die Reaktionspartner nicht in der Nähe der gefüllten $f_{7/2}$ -Schale liegen, schon mit dem Standardmodell möglich (Bild 50, gefüllte Dreiecke).

4.1.5. Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten von Isomeren

Im vorstehenden Abschnitt wurde anhand der Arbeiten von Blann et al. gezeigt, daß das Statistische Modell die absolute Höhe wie auch den allgemeinen Verlauf von Anregungsfunktionen für Compoundkern-Reaktionen gut zu berechnen gestattet. Dies bedeutet, daß die Vorstellung der langen Lebensdauer der Zwischenzustände und somit des Gedächtnisverlustes gerechtfertigt ist. Außerdem ergibt sich dadurch eine Bestätigung dafür, daß zur Berechnung der Niveaudichte die Vorstellung eines Fermi-Gases herangezogen werden kann, wobei allerdings erforderlichenfalls Substrukturen zu berücksichtigen sind. Das von Blann benutzte

Rotor-Modell zeigte außerdem, daß der Drehimpuls offensichtlich einen erheblichen Einfluß auf z.B. die Lage des Maximums der Anregungsfunktion hat. Ob allerdings dieser Einfluß in den Gleichungen 106 und 107 richtig berücksichtigt wird, kann mit den von Blann verwendeten experimentellen Daten nicht entschieden werden. Wesentlich besser geeignet dafür sind die Untersuchungen von Sugihara et al. (M12)(M13) über das Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten zweier Isomere eines Nuklides bei folgenden Kernreaktionen:

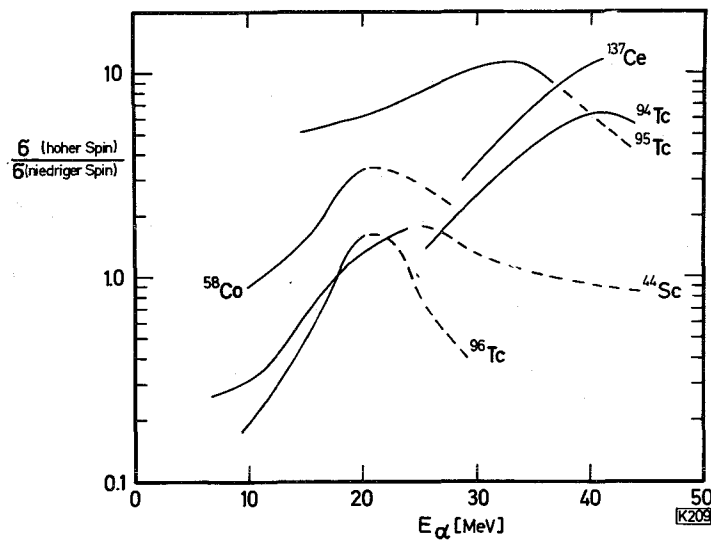
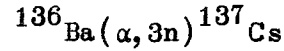
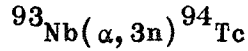
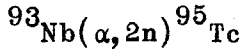
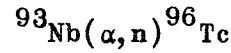
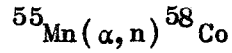
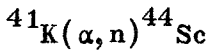


Bild 51: Abhängigkeit der Bildungsverhältnisse zweier Isomere der angegebenen Nuklide bei Kernreaktionen mit α -Teilchen (nach (M12)(M13)). Solange die beiden Isomere ausschließlich über Compoundkern-Reaktionen gebildet werden, sind die Kurven voll durchgezeichnet.

Die Ergebnisse sind in Bild 51 zusammengestellt. Wie die gleichzeitig durchgeführten Reichweite-Untersuchungen zeigen, werden die Radionuklide bis zu etwa 20 MeV über der Schwellenenergie der Reaktion praktisch ausschließlich durch Compoundkern-Reaktionen gebildet. Bei höheren Projektilenergien steigt der auf Direktreaktionen zurückzuführende Anteil des Wirkungsquerschnitts rasch. So schätzen die Autoren (M13) diesen Anteil z.B. bei der Reaktion ${}^{41}\text{K}(\alpha, n){}^{44}\text{Sc}$ und einer Projektilenergie E_α von 40 MeV auf etwa 46 %. Dieser Einfluß der Direktreaktionen tritt bei der Bildung des Grundzustandes wie bei der des metastabilen Zustandes gleichermaßen auf. In Bild 51 wurden die Kurven voll ausgezogen, solange der Einfluß der Direktreaktionen vernachlässigt werden kann. Es zeigt sich dabei, daß der Abfall im Bildungsverhältnis $\bar{\sigma}$ (Hochspin-Isomer)/

σ (Niederspin-Isomer) bei steigenden Projektilenergien in allen Fällen praktisch mit dem beginnenden Einfluß der Direktreaktionen zusammenfällt.

Zur quantitativen Analyse der Ergebnisse haben Dudey und Sugihara (D8) die Wirkungsquerschnittverhältnisse berechnet. Sie benutzten dazu als Grundlage ein von Vandenbosch und Huizenga (V3) vorgeschlagenes, auf dem Statistischen Modell beruhendes Rechenschema. Dabei wird u.a. die Spin-Verteilung der Zwischenkerne und die Spinänderung bei der Neutronenverdampfung und γ -Emission berücksichtigt. Weiterhin wird angenommen, daß bei ausreichender Anregungsenergie stets Neutronen verdampft werden. Erst wenn dies aus energetischen Gründen nicht mehr möglich ist, erfolgt γ -Emission. Der Einfluß des Kernspins auf die Konkurrenz der beiden Zerfallsarten wird dadurch berücksichtigt, daß die zur Nukleonenverdampfung erforderliche Energie als die Summe ($E_B + \bar{E}_K + \Delta E$) angesetzt wird. E_B bzw. \bar{E}_K ist die Bindungs- bzw. mittlere kinetische Energie des Teilchens und ΔE eine Korrekturgröße. Dudey und Sugihara verwenden auf Vorschlag von Grover (G7) für ΔE den Wert 2 MeV.

Eine Voraussetzung bei dem von Vandenbosch und Huizenga (V3) abgeleiteten Formalismus ist, daß von den Zwischenkernen nur Neutronen verdampft werden. Diese Annahme ist nur bei Zwischenkernen mit kleiner Anregungsenergie tatsächlich gerechtfertigt. Dudey und Sugihara (D8) haben deshalb bei ihren numerischen Auswertungen eine Konkurrenz in der Verdampfung von Neutronen und geladenen Teilchen berücksichtigt.

Bei der Durchführung der Rechnung ist es für die Ergebnisse entscheidend, welche Gleichung für die Niveaudichte und welche Werte für die darin enthaltenen Konstanten verwendet werden. Dudey und Sugihara benutzen im Prinzip die Gleichungen 106 und 107, wobei letztere im Exponenten ein additives Glied enthält. Diese Korrekturgröße ergibt sich bei Verwendung eines als diffus angenommenen Potentials bei der Ableitung der Gleichungen (B24). Für das Trägheitsmoment τ nehmen sie weiterhin an, daß es bei einer Anregungsenergie E^* über 10 MeV gleich dem eines starren Körpers τ_s und bei $E^* < 10$ MeV $\tau(E^*) < \tau_s$ ist. Eine derartige Abhängigkeit ist aufgrund theoretischer Vorstellungen (z.B. (E3)) näherungsweise zu erwarten. Diese Art des Zusammenhangs zwischen Anregungsenergie (Kerntemperatur) und Trägheitsmoment stimmt demnach nur für $E^* \leq 10$ MeV mit dem sonst üblichen Verfahren überein, bei dem τ als ein frei wählbarer Parameter angesehen wurde. Für den Parameter a_N benutzten sie die Abhängigkeit $a_N = A/10,7$. Ein um etwa 30 % größerer Wert von a_N führt im Endeffekt dazu, daß τ im Bereich $E^* < 10$ MeV um etwa 10 % kleiner wird. Die Kerntemperatur für $E^* \geq 10$ MeV wurde als konstant betrachtet.

Für den maximal bei der Rechnung zu berücksichtigenden Drehimpuls j der Zwischenkerne wurden drei Annahmen gemacht:

Rechnung 1: $j \leq j_0$ $\varrho(E^*, j)$ berechnet nach Gleichung 106

$$j > j_0 \quad \varrho(E^*, j) = 0$$

Rechnung 2: $j \leq j_m$ $\varrho(E^*, j)$ berechnet nach Gleichung 106

$$j > j_m \quad \varrho(E^*, j) = 0$$

Rechnung 3: $j \leq j_0$ $\varrho(E^*, j)$ berechnet nach Gleichung 106

Dabei bedeuten: $j_0 = K_N (\overline{p_j^2})^{1/2} = \sigma_j^{1/2}$ und $j_m = 3^{1/2} j_0$

p_j ist die Projektion des Drehimpulses eines einzelnen Nukleons auf eine festgelegte Achse und K_N die Zahl der unpaarigen Nukleonen. j_0 ist der größte Wert des Drehimpulses, für den die in Gleichung 106 verwendete gaussförmige Verteilung in $\varrho(E^*, j)$ noch gilt. j_m ist in guter Näherung der bei K_N angeregten Teilchen maximal mögliche Gesamtspin.

Außer den genannten Varianten wurden noch zwei weitere numerisch ausgewertet:

Rechnung 4: wie Rechnung 1, jedoch unter Vernachlässigung der Verdampfung geladener Teilchen als Konkurrenz zur Neutronenverdampfung

Rechnung 5: wie Rechnung 1, jedoch unter Verwendung eines konstanten Grenzdrehimpulses $\sigma_j = 4$.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, daß die Verhältnisse der Bildungswahrscheinlichkeiten von Isomeren durch die Variante 1 am besten wiedergegeben werden. Die Übereinstimmung ist in fast allen Fällen innerhalb der Fehlergrenze der experimentellen Werte. Nur bei der Bildung der ^{58}Co -Isomere treten Abweichungen auf, welche nicht direkt eine Erklärung finden. Möglicherweise spielt aber auch hierbei der Grad der Auffüllung der $1f_{7/2}$ -Schale eine Rolle. Diese außerordentlich gute Übereinstimmung werten Dudey und Sugihara als einen Beweis für die Richtigkeit der angenommenen gaussförmigen Niveaudichte-Verteilung (Gleichung 106). Allerdings muß - wie die Analyse zeigt - in dem von Vandenbosch und Huizenga (V3) vorgeschlagenen Ansatz die Konkurrenz der Verdampfung geladener und ungeladener Teilchen sowie ein Grenzwert für j eingebaut werden. Ob auch die Spinabhängigkeit der Konkurrenz zwischen Teilchen- und γ -Emission noch berücksichtigt werden sollte, geht aus der Analyse von Dudey und Sugihara nicht hervor.

4.1.6. Realtive Emissionswahrscheinlichkeit für Neutronen und γ -Strahlung

Bei allen bisher beschriebenen Untersuchungen wurde jeweils von der Annahme ausgegangen, daß oberhalb einer gegebenen Schwelle in der Anregungsenergie $E_S^* = E_B + \bar{E}_K + \Delta E$ stets Teilchenverdampfung stattfindet, während darunter nur γ -Quanten emittiert werden. Das zur Teilchenbindungsenergie additive Glied ΔE wurde dabei als freier Parameter behandelt oder aber ein willkürlicher Wert dafür eingesetzt. Diese Art der Näherung ist nur dann ausreichend genau, wenn der Drehimpuls des Compoundkerns relativ klein ist. Übersteigt er aber 20 bis 30 Einheiten, so sollte sich sein Einfluß auf die Verdampfungskette bemerkbar machen. Welcher Effekt dabei zu erwarten ist, ergibt sich bereits aus folgender qualitativer Betrachtung: Nach dem Statistischen Modell wird der Gesamtdrehimpuls eines Kernes durch die Kombination der Drehimpulse aller unpaarigen Nukleonen gebildet. Je größer die Zahl der unpaarigen Nukleonen und damit im allgemeinen auch die Anregungsenergie des Kernes ist, umso größer werden der mittlere sowie der maximale Gesamtdrehimpuls sein. Dies wiederum bedeutet, daß ein hoher Gesamtdrehimpuls erst ab einer Grenz-Anregungsenergie möglich ist. Neutronenverdampfung von einem Zwischenkern mit hohem Gesamtdrehimpuls ist nur dann möglich, wenn die Anregungsenergie des Folgekerns erheblich über dieser Grenzenergie liegt. Dies liegt daran, daß bevorzugt s-Neutronen emittiert werden und somit die Spindifferenz zwischen Anfangs- und Folgekern klein ist. Besitzt der mögliche Folgekern eine Anregungsenergie in der Nähe bzw. unter dieser Grenze, so ist der Übergang und damit die Neutronenverdampfung gehindert bzw. verboten und die Konkurrenz der γ -Emission ist zu berücksichtigen. Da pro MeV γ -Strahlung einige Einheiten des Spins abgegeben werden können, ist nach der γ -Emission evtl. wieder Neutronenverdampfung möglich. Insgesamt sollte demnach dieser Reaktionsverlauf dazu führen, daß die im Mittel für die Verdampfung von Neutronen erforderliche Energie nicht nur mit der Anregungsenergie des Zwischenkerns, sondern auch mit dessen Gesamtdrehimpuls ansteigt. Quantitative theoretische Betrachtungen zu diesem Effekt wurden u.a. von Grover (G7)(G8) durchgeführt.

Nach dem klassischen Bild eines scharf begrenzten Targetkerns und Projektils ergibt sich für den maximalen Gesamtdrehimpuls j_{\max} des Compoundkerns unter Vernachlässigung des Drehimpulses der Stoßpartner die Gleichung 113. Darin

$$j_{\max} = \frac{V_s}{\hbar} \left\{ 2 \mu_x (E_{P,s} - E_C) \right\}^{1/2} \quad \text{Gl. 113}$$

bedeuten μ_x die reduzierte Masse des Systems, r_s die Summe der Radien von Targetkern und Projektil, $E_{P,s}$ die Projektilenergie im Schwerpunktsystem und E_C die Coulombschwelle.

Die Wahrscheinlichkeit $P(j)$ für das Auftreten des Drehimpulses j und der mittlere Drehimpuls \bar{j} des Compoundkerns ergeben sich unter den gleichen Voraussetzungen zu;

$$P(j) = \frac{2j}{j_{\max}} dj \quad \text{für } j \leq j_{\max} \quad \text{Gl. 114}$$

$$P(j) = 0 \quad \text{für } j > j_{\max} \quad \text{Gl. 115}$$

$$\bar{j} = \frac{2}{3} j_{\max} = \frac{r_s}{3k} \left\{ 8\mu_x (E_{P,s} - E_C) \right\}^{1/2} \quad \text{Gl. 116}$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß das Verhältnis zwischen \bar{j} und Anregungsenergie bei Reaktionen mit schweren Projektilen besonders groß sein sollte. Um den Einfluß des Gesamtdrehimpulses zu ermitteln, sollten deshalb die Untersuchungen von Reaktionen mit schweren Projektilen, z.B. ^{12}C oder ^{20}Ne , besonders geeignet sein.

Ausgehend von diesem Gedankengang wurden von Alexander et al. (A2)(A5)(A6)(A7)(A8)(G6)(S13)(W2) für eine Reihe von Kombinationen der Targetkerne ^{138}Ba , ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd sowie ^{144}Nd und der Projektilen ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne sowie ^{22}Ne die Anregungsfunktionen und die mittleren Reichweiten der entstandenen schweren Produkte bestimmt. In den Bildern 52 und 53 sind einige Beispiele für die erhaltenen Ergebnisse aufgeführt. Da die mittleren Reichweiten mit den Erwartungswerten nahezu übereinstimmen (Bild 52 und 34), schließen die Autoren, daß alle Reaktionen im jeweils untersuchten Bereich der Projektilenergien über die Compoundkern-Bildung ablaufen. Für diese Schlußfolgerung spricht auch, daß nach Bild 53 die Wahrscheinlichkeit der Bildung von ^{149}Tb aus dem gleichen, jedoch auf verschiedenen Wegen hergestellten Compoundkern praktisch nur von dessen Anregungsenergie abhängt. Bei einer genauen Betrachtung der Ergebnisse scheint es jedoch so, als ob bei den meisten der Reaktionen jeweils im höheren Projektilenergie-Bereich systematische Abweichungen auftreten. Es ist nicht sicher, ob diese Abweichungen außerhalb der experimentellen Fehler liegen. Sollte dies der Fall sein, so ist bei Anregungsenergien, welche etwa 20 MeV über der Reaktionsschwelle liegen, der Anteil der Direktreaktionen nicht mehr zu vernachlässigen. Die aus den Ergebnissen dieser Untersuchungen abgeleiteten

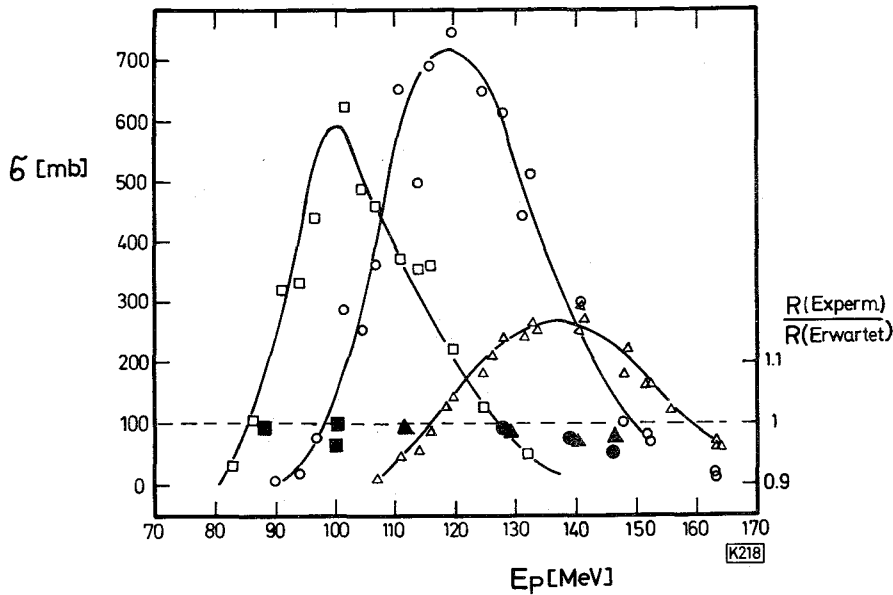


Bild 52: Anregungsfunktionen für die Reaktionen

Ce-140(0-16,5n)Dy-151 \square (\blacksquare)

Ce-140(0-16,6n)Dy-150 \circ (\bullet)

Ce-140(0-16,7n)Dy-149 \triangle (\blacktriangle)

Außerdem sind die Werte für die Verhältnisse $\bar{R}(\text{experimentell})/\bar{R}(\text{berechnet für Compoundkern-Reaktion})$ eingetragen (gefüllte Symbole). (nach (A7)).

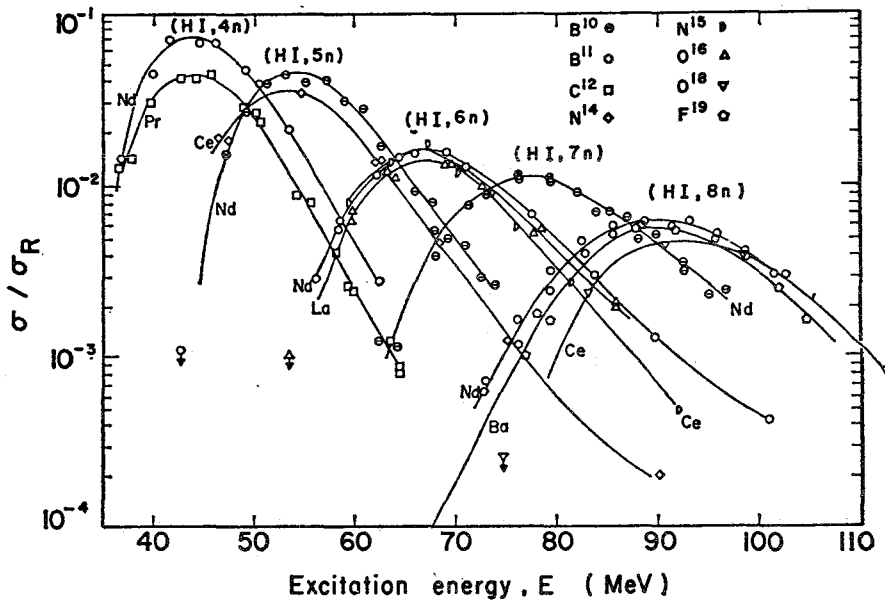


Bild 53: Anregungsfunktionen für einige Reaktionen des Typs $T(\text{HI},x\text{n})\text{Tb-149g}$. Als Targetmaterialien T dienten Nd-142, Nd-144, Nd-146, Pr-141, Ce-140, La-139 sowie Ba-138 und als Projektile HI die im Bild angegebenen Ionen. σ bzw. σ_R bedeuten; experimenteller bzw. geometrischer Wirkungsquerschnitt (nach (A8)).

Schlußfolgerungen werden jedoch davon nicht beeinflusst.

Bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte ähnlicher Reaktionen zeigt es sich, daß die Bildungswahrscheinlichkeit von $^{149}\text{g}\text{Tb}$ wesentlich kleiner ist als die der Dy-Isotope mit etwa gleicher Nukleonenzahl. Man kann daraus die Schluß-

folgerung ziehen, daß bei den zu ^{149}Tb führenden Reaktionen bevorzugt der metastabile Zustand entsteht. Im Vergleich zu den im vorhergehenden Abschnitt besprochenen Arbeiten von Sugihara et al. (M12)(M13) ist somit in diesem Fall - wie aufgrund des höheren Drehimpulses der Compoundkerne zu erwarten war - das Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten σ (Hochspin-Isomer) / σ (Niederspin-Isomer) wesentlich größer. Anhand der Ergebnisse einer vereinfachten Analyse zeigen Alexander und Simonoff (A8), daß im wesentlichen nur die Zustände mit $j \leq 7,5$ zur Bildung von ^{149g}Tb beitragen, während alle anderen zur Entstehung von ^{149m}Tb führen. Qualitativ stimmt dieses Ergebnis mit dem von Sugihara et al. erhaltenen überein; ein quantitativer Vergleich ist jedoch nicht möglich, da Alexander und Simonoff keine detaillierten Auswertungen durchführten.

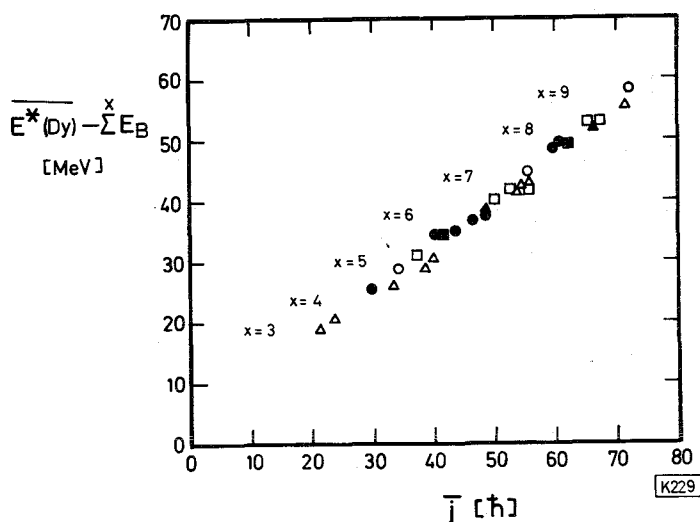


Bild 54: Abhängigkeit der Differenz $\overline{E^*(Dy)} - \sum E_B$ von dem mittleren Drehimpuls \bar{j} der bei (Hl,xn)-Reaktionen entstehenden Compoundkerne. $E^*(Dy)$ ist die mittlere Anregungsenergie der zu Dy-151 (Δ, \blacktriangle), Dy-150 (\circ, \bullet) und Dy-149 (\square, \blacksquare) führenden Compoundkerne und $\sum E_B$ die Summe der Bindungsenergien der emittierten Neutronen (nach (A7)).

Alexander und Simonoff (A7) versuchten weiterhin aus den Anregungsfunktionen für die Bildung der Dy-Isotope 149, 150 und 151 den Einfluß des Gesamtdrehimpulses abzuleiten. Dazu berechnen sie die mittleren Anregungsenergien $\overline{E^*(Dy)}$ der zu den betreffenden Nukliden führenden Compoundkerne. In Bild 54 sind die Differenzen zwischen $\overline{E^*(Dy)}$ und der Summe der Bindungsenergie der verdampften Neutronen gegen den nach Gleichung 116 berechneten mittleren Gesamtdrehimpuls \bar{j} aufgetragen. Die genannten Autoren sehen in dem nahezu linearen Anstieg dieser Differenz mit \bar{j} einen Hinweis auf den Einfluß des Gesamtdrehmoments. Da jedoch die Differenz mit $\overline{E^*(Dy)}$ ebenso wie mit \bar{j} ansteigen sollte, ist bei der Beurteilung des Kurvenverlaufes Vorsicht geboten, da noch der schwer überschaubare

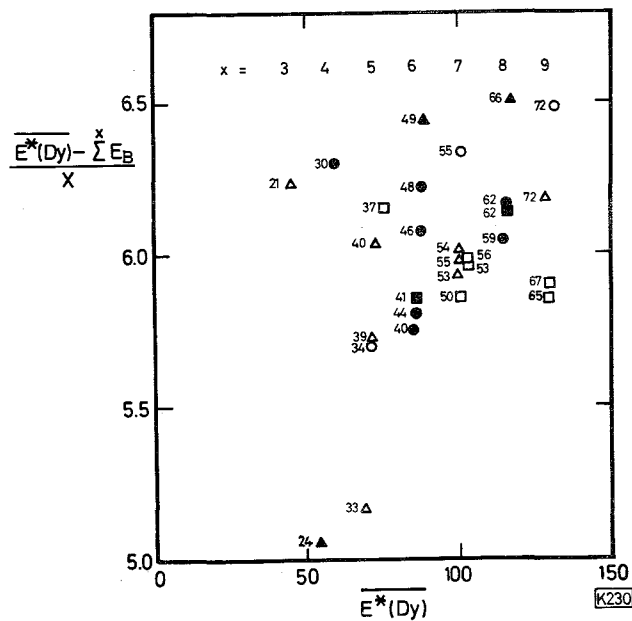


Bild 55: Abhängigkeit des Quotienten $(\overline{E^*(Dy)} - \sum E_B) / x$ (MeV) von der mittleren Anregungsenergie $\overline{E^*(Dy)}$ der bei (HI, xn) -Reaktionen zu den Ionen Dy-151 (Δ, \blacktriangle), Dy-150 (\circ, \bullet) und Dy-149 (\square, \blacksquare) führenden Compoundkerne. $\sum E_B$ ist die Summe der Bindungsenergien der x verdampften Neutronen. Die bei den einzelnen Punkten angegebenen Zahlen geben den mittleren Drehimpuls \bar{j} (\hbar) der Compoundkerne an (nach (A7)).

Einfluß von $\overline{E^*(Dy)}$ darin enthalten ist. Bild 55 dagegen zeigt den erwarteten Einfluß des Drehimpulses deutlich.

Aus dieser Analyse ist jedoch noch nicht abzuleiten, ob der steigende Energiebedarf für die Verdampfung eines Neutrons mit steigendem \bar{j} auf die Emission von γ -Quanten oder auf die Erhöhung der kinetischen Energie der Neutronen zurückzuführen ist. Alexander und Simonoff haben zur Klärung dieser Frage die Winkelverteilung der gebildeten Dy-Isotope untersucht (S13). Sie können zeigen, daß der mittlere Ablenkungswinkel $\bar{\theta}_L$ der Ionen eine Funktion von der Zahl und der mittleren kinetischen Energie \bar{E}_K der emittierten Neutronen ist. Aus der experimentell ermittelten Winkelverteilung berechneten sie $\bar{\theta}_L$ und daraus \bar{E}_K . Die Ergebnisse sind in den Bildern 56 und 57 dargestellt. Man erkennt, daß \bar{E}_K bei der Bildung der Dy-Isotope zwar mit der pro Neutron zur Verdampfung zur Verfügung stehenden Energie $(\overline{E^*(Dy)} - \sum E_B) / x$ ansteigt, aber dennoch weit unter dem maximal möglichen Wert bleibt. Der erhöhte Energiebedarf ist somit eindeutig auf die Emission von γ -Quanten zurückzuführen (Bild 57).

Bei der Bildung des ^{149g}Tb aus Tb-Compoundkernen sollte der Drehimpuls keinen derartigen Einfluß auf die Reaktion haben, da ja nur Zustände mit $j \leq 7,5$ (siehe oben) zu dessen Entstehung beitragen, während alle Zustände mit hohem Drehimpuls zur Bildung von ^{149m}Tb führen. Erwartungsgemäß wird bei diesen Reaktionen die

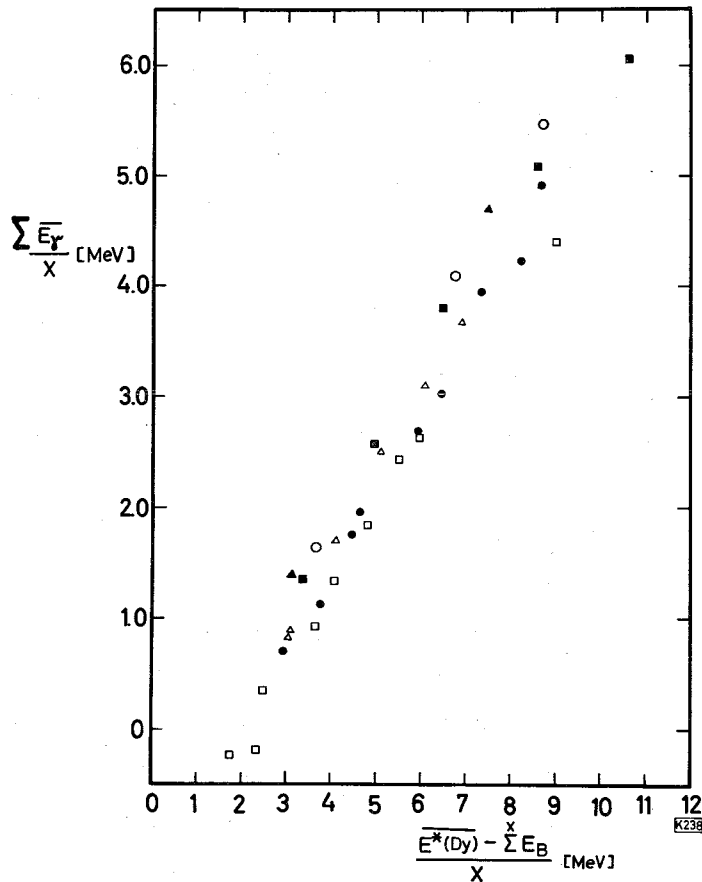
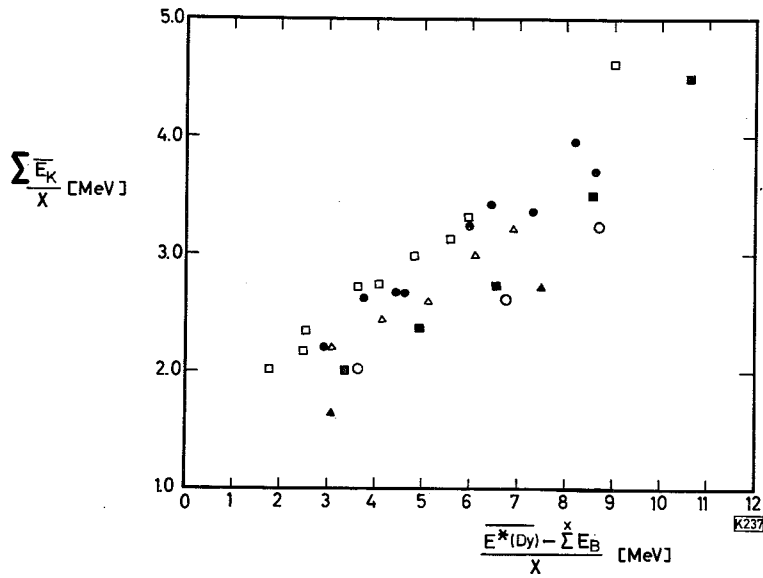


Bild 56 und 57: Abhängigkeit der mittleren kinetischen Energie $(\sum \bar{E}_K)/x$ bzw. der Energie der emittierten γ -Strahlung $(\sum \bar{E}_\gamma)/x$ vom Quotienten $(E^*(Dy) - \sum E_B)/x$. Dieser Quotient ist identisch mit der Summe $\gamma((\sum \bar{E}_K)/x + (\sum \bar{E}_\gamma)/x)$. Untersucht wurden eine Reihe der zu den Ionen Dy-151, Dy-150 und Dy-149 γ führenden (HI,xn)-Compoundkern-Reaktionen. Die Symbole bedeuten; x=3 \blacktriangle ; x=4 \circ ; x=5 \blacksquare und \triangle ; x=6 \bullet , x=7 \square . (nach (S13)).

zur Verfügung stehende Energie $(E^*(Tb) - \sum E_B)/x$ tatsächlich fast vollständig in kinetische Energie der Neutronen umgesetzt (A7).

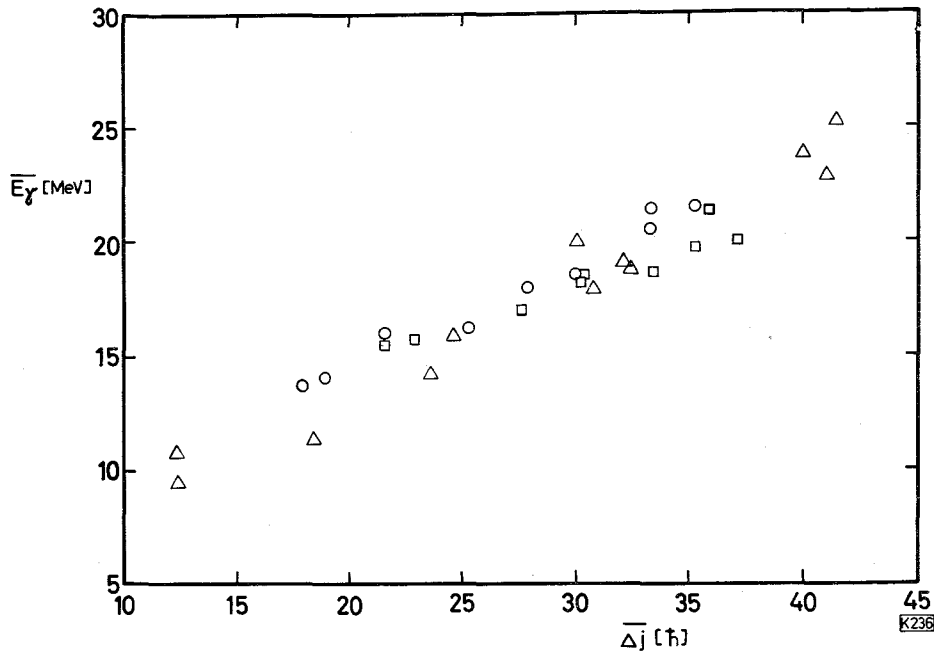


Bild 58: Mittlere Energie \overline{E}_γ der γ -Strahlung in Abhängigkeit von der mit der γ -Emission verbundenen Spinänderung $\overline{\Delta j}$ der Zwischenkerne (nach (A7)). Untersucht wurden eine Reihe der zu den Ionen Dy-151 (Δ), Dy-150 (\circ) und Dy-149 (\square) führenden (HI,xn)-Compoundkern-Reaktionen.

Aus den für \overline{E}_K erhaltenen Werten und den Daten für $\overline{E^*}(\text{Dy})$ berechneten Alexander und Simonoff (A7) die im Mittel als γ -Strahlung emittierte Energie \overline{E}_γ . In Bild 58 sind die Ergebnisse gegen den vom Kern durch die γ -Strahlung entfernten Gesamtdrehimpuls $\overline{\Delta j}$ aufgetragen. Tatsächlich zeigt sich der erwartete Anstieg von \overline{E}_γ mit größer werdendem Drehimpuls $\overline{\Delta j}$. Danach werden im Mittel $0,64 \pm 0,15$ MeV γ -Strahlung zur Entfernung einer Einheit des Drehimpulses benötigt. Berücksichtigt man, daß nach Mollenauer (M16) die γ -Quanten im Mittel eine Energie von $1,2 \pm 0,3$ MeV besitzen, so ergibt sich für $\overline{\Delta j}/\text{Quant}$ der Wert $1,8 \pm 0,6$. Die für \overline{E}_γ erhaltenen Werte stimmen recht gut mit den von Mollenauer (M16) für die Reaktion $\text{Te} + {}^{12}\text{C}$ gefundenen Werten überein. Überraschend ist jedoch, daß es sich nach dessen Untersuchungen im Gegensatz zum oben erwähnten Ergebnis vorwiegend um Dipol-Strahlung handelt. Morton et al. (M17) konnten ebenfalls aus der experimentell ermittelten Winkelverteilung für das bei der Reaktion ${}^{130}\text{Te}({}^{12}\text{C}, 5n)$ gebildete ${}^{137m}\text{Ce}$ zeigen, daß mit steigendem Gesamtdrehimpuls die durch γ -Strahlung emittierte Energie größer wird.

Alexander et al. (A7) versuchen in Weiterführung der Auswertung aus den oben aufgeführten Werten $E^*(Dy)$ die für die Verdampfung des ersten Neutrons erforderliche Energie sowie die Grenz-Anregungsenergie E_j^* für das Auftreten eines Kernes mit dem Gesamtdrehimpuls j abzuleiten. Bei der Beurteilung der Ergebnisse ist jedoch zu berücksichtigen, daß die zum Vergleich herangezogenen Größen jeweils die kleine Differenz zweier großer Zahlen darstellen. Durch den experimentellen Fehler einerseits und die bei der Berechnung der Erwartungswerte eingeführten, in ihrem Einfluß schwer überschaubaren Näherungen andererseits sind jedoch die möglichen Ungenauigkeiten so groß, daß die erhaltenen Resultate hier nicht näher betrachtet werden sollen.

4.2. Untersuchung von Direktreaktionen

Die im Abschnitt 4.1. besprochene Theorie der Compoundkern-Reaktionen beruht u.a. auf der Annahme einer für den Gedächtnisverlust ausreichenden Lebensdauer der Zwischenkerne. Wie die experimentellen Ergebnisse zeigen, ist diese Voraussetzung nur bei Zwischenkernen mit relativ kleiner Anregungsenergie erfüllt. Diese Einschränkung der Anwendbarkeit der Theorie war auch aufgrund theoretischer Betrachtungen zu erwarten. Nach einer Ableitung von Ericson (E3) gilt für die Lebensdauer t_L eines Zwischenkerns mit der Anregungsenergie E^* [MeV] und der Nukleonenzahl A_I näherungsweise folgende Beziehung:

$$t_L \approx \frac{200}{E^*} \exp \left\{ \frac{3 A_I^{1/2}}{E^*} \right\} \quad \text{Gl. 117}$$

Als Zeiteinheit t_E wurde dabei das Zeitintervall $t_E = \sigma_K/c$ verwendet, welches ein Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit zum Durchqueren des Kernes benötigt. σ_K ist der Kerndurchmesser und c die Lichtgeschwindigkeit. Um das Statistische Modell zur Beschreibung der Nukleonenverdampfung verwenden zu können, muß aufgrund der Annahmen über die Lebensdauer die Forderung $t_L \gg 1$ erfüllt sein. Für einen Kern mit $A_I = 100$ und einer Anregungsenergie von 25 bzw. 250 MeV ergeben sich für t_L nach Gleichung 117 die Werte 3200 bzw. 5,3. Somit ist bei dem Kern mit der hohen Anregungsenergie nicht zu erwarten, daß sich das geforderte Energie-Verteilungsgleichgewicht vor der Nukleonenverdampfung einstellt.

Folgende qualitative Betrachtung führt zu einem weiteren Grund, warum bei Reaktionen mit Projektilen höherer Energie andere Reaktionsmechanismen zu erwarten sind. Bei niederenergetischen Protonen z.B. ist die de Broglie-Wellenlänge so groß, daß der Targetkern nicht mehr "aufgelöst" wird und somit als ein schwarzer Körper erscheint. Mit steigender Energie wird die de Broglie-Wellenlänge

kleiner, was schließlich dazu führt, daß das Proton einzelne Nukleonen im Kern erkennt und mit diesen reagiert. Es ist zu erwarten, daß bei diesem Übergang erhebliche Änderungen im Reaktionsmechanismus auftreten.

Aus beiden oben aufgeführten Überlegungen geht hervor, daß neben der Compoundkern-Bildung andere Reaktionstypen auftreten sollten. Eine Gruppe davon bilden die "Direktreaktionen", denen man zusammenfassend folgende Eigenschaften zuschreibt:

1. Die Dauer der Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern beträgt nur etwa 10^{-21} bis 10^{-23} Sekunden. Nach dieser schnellen Reaktion bleibt ein angeregter Zwischenkern zurück, dessen Anregungsenergie zumeist zur Nukleonenverdampfung ausreicht.
2. Die leichten Partner der Reaktion werden vorzugsweise in Strahlrichtung emittiert.
3. Die mittlere kinetische Energie der leichten Produkte der Reaktion ist gegenüber den Compoundkern-Reaktionen deutlich höher.
4. Die Anregungsenergie der schweren Reaktionspartner ist erheblich kleiner als sich für die Compoundkern-Reaktion ergibt. Im allgemeinen muß dabei eine breite Verteilung um einen Mittelwert erwartet werden.
5. Für die kinetische Energie gilt das Gleiche wie für die Anregungsenergie (Punkt 4).

Im Ablauf der Reaktion sind aufgrund der kurzen Dauer nur einige Kollisionen möglich, so daß nur wenige der möglichen Freiheitsgrade des Systems angestossen werden können. Es ist deshalb üblich, bei den theoretischen Betrachtungen über den Ablauf der Reaktionen nur die zur Beschreibung des Eingangs- und Ausgangskanals unbedingt erforderlichen Freiheitsgrade zu berücksichtigen. Weiterhin nimmt man dabei z.B. an, daß im Kern die freie Weglänge der Nukleonen relativ groß ist. Unter diesen Bedingungen ergibt sich für den Ablauf der Direktreaktionen folgende Modellvorstellung: Innerhalb des Kerns reagieren die Nukleonen von Projektil und Targetkern weitgehend als "freie" Nukleonen. Tritt keines der Projektil-Nukleonen in Wechselwirkung mit Targetnukleonen, so verläßt das Projektil ungehindert den in diesem Beispiel transparenten Targetkern.

Ausgehend von diesen Vorstellungen ergeben sich drei Reaktionstypen:

1. Kaskaden-Reaktionen: Das Projektil, z.B. ein Proton, kollidiert mit einem Nukleon des Targetkerns. Nach dieser Wechselwirkung verläßt das Proton den Targetkern oder kollidiert erneut mit einem weiteren Nukleon etc. Reicht die kinetische Energie des Protons nicht zur Überwindung des Potentialwalls aus, so ist es im Kern eingefangen und seine Energie wird an die umliegenden Nu-

kleonen abgegeben. Analoges gilt für das Schicksal der anderen Kollisionspartner. Am Ende dieses schnell ablaufenden Vorgangs, bei dem mindestens einer der Kollisionspartner den Kern sofort verläßt, bleibt ein angeregter Zwischenkern zurück, welcher sich in Ladungs- und Nukleonenzahl nur wenig vom Ausgangskern unterscheidet. Dieser Zwischenkern emittiert Nukleonen und γ -Strahlen bis die Anregungsenergie vollständig abgegeben ist ("Verdampfung") oder zerfällt unter Bildung größerer Fragmente. Die aus den Kombinationen Kaskade-Verdampfung bzw. Kaskade-Fragmentierung bestehenden Reaktionen nennt man Spallation bzw. Fragmentation.

2. Stripping-Reaktionen: Bei diesem Reaktionstyp wird ein Teil des Projektils vom Targetkern eingefangen, während der Rest des Projektils weitgehend unbeeiligt bleibt.
3. Pick-up-Reaktionen: Dieser Reaktionstyp stellt die Umkehrung des unter 2) Genannten dar, d.h. hier wird ein Teil des Targetkerns vom Projektil eingefangen.

Von diesen drei Typen sind mit Hilfe der Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung bisher vornehmlich Kaskadenreaktionen untersucht worden. Die Arbeiten über Stripping- und Pick-up-Reaktionen, welche stets im Zusammenhang mit Untersuchungen über Compoundkern-Bildung erfolgten, führten bisher nur zu qualitativen Schlußfolgerungen. Diese sind im Abschnitt 4.1.3. erwähnt.

Die sich aus den bereits aufgeführten Voraussetzungen ergebenden Vorstellungen über den Ablauf von Kaskaden-Reaktionen wurden bereits mehrfach als Grundlage für die Durchführung von Berechnungen nach dem Monte-Carlo-Prinzip verwendet (B28)(B25)(C3)(G9)(L8)(M18)(M19)(M20)(R6). Als Beispiel seien die Arbeiten von Metropolis et al. (M20) angeführt. Diese Autoren gingen zur Beschreibung des Targetkerns von einem freien Fermi-Gas aus. Die verwendete Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Proton als Projektil und den Nukleonen im Targetkern entsprach den experimentell bestimmten p-p- und p-n-Wirkungsquerschnitten. Die zum Verlassen des Kerns für ein Nukleon erforderliche Mindestenergie (cut-off-energy) setzten sie je nach Targetkern zwischen 40 und 45 MeV an. Der Ablauf einer einzelnen Kaskade wurde nach dem Monte-Carlo-Verfahren numerisch verfolgt, d.h. Impaktparameter, Distanz zwischen den Kollisionen, Winkel der Ablenkung etc. wurden unter Berücksichtigung der entsprechenden Wahrscheinlichkeiten mit Hilfe von Zufallszahlen ermittelt. Für jede Kombination von Targetkern und Projektilenergie verfolgten sie 1000 solcher Kaskaden und erhielten daraus Mittelwerte für die Bildungswahrscheinlichkeit der Zwischenkerne sowie für deren kinetische und Anregungsenergie.

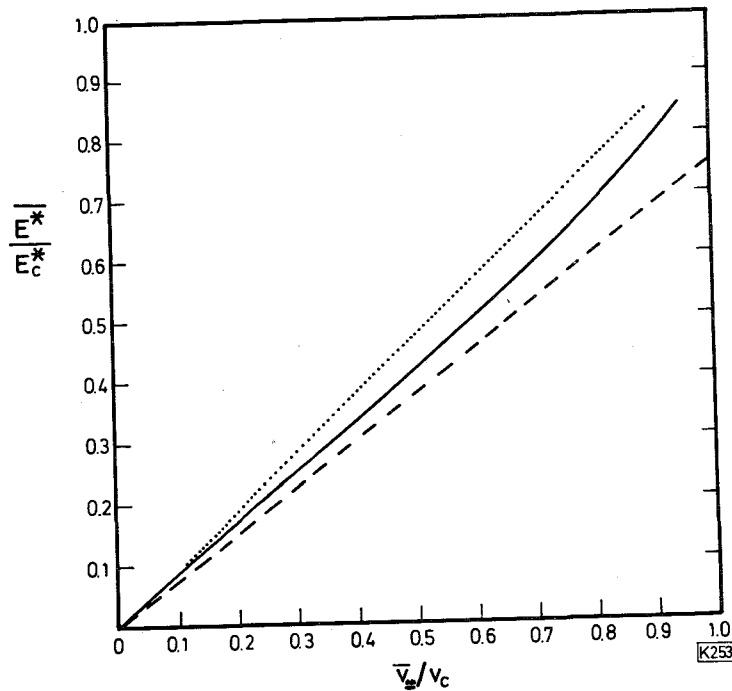


Bild 59; Abhängigkeit der mittleren Anregungsenergie \bar{E}^* von der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}_{||}$ parallel zur Projektilrichtung für die nach der Kaskadenreaktion verbleibenden Zwischenkerne. Die Nenner der aufgetragenen Quotienten stellen die für Compoundkern-Reaktionen berechneten Werte dar. Die Kurven bedeuten: — ; Ergebnis der Kaskaden-Berechnung von Metropolis et al. (M20), entsprechend der Analyse von Porile (P16); - - - ; Vorschlag von Alexander et al. (A9); ; Berechnet nach dem von Turkevich (T6) vorgeschlagenen Modell (s.S.125) (nach (P7)). Die Kurven gelten für Reaktionen mit Protonen als Projektilen sowie mittelschweren und schweren Nukliden als Targetsubstanzen.

Aus den von Metropolis et al. (M20) erhaltenen Werten wurde von Porile (P16) die Abhängigkeit der Anregungsenergie E^* der nach der Kaskade verbleibenden Zwischenkerne von dem übertragenen Projektilimpuls für jede einzelne Reaktion berechnet und daraus die Mittelwerte abgeleitet. Das Resultat dieser Analyse ist im Bild 59 gezeigt. Diese Abhängigkeit zwischen E^* und $v_{||}$ bildet zumeist die Grundlage für die Anwendung der MRRB zur Untersuchung von Kaskadenreaktionen. Bei der Auswertung muß berücksichtigt werden, daß der Geschwindigkeitskomponente $v_{||}$ eine weitere, auf den Rückstoß bei der Nukleonenverdampfung zurückzuführende Komponente v_R überlagert ist. Diese Komponente wird umso größer, je höher die Anregungsenergie der Zwischenkerne ist und umso mehr Nukleonen verdampft werden. Es ist deshalb allgemein üblich, die Auswertung nach dem Zwei-Vektor-Modell vorzunehmen. Dabei wird angenommen, daß sich die beiden Geschwindigkeitskomponenten v und V vektoriell addieren und für jede einzelne Reaktion $v \ll V$ gilt. Die sich unter Verwendung dieser Annahme ergebenden Gleichungen für die Häufigkeitsverteilung der Ionen in den Versuchsanordnungen sind in einigen Fällen in Kapitel 2 aufgeführt.

Bei der Untersuchung von Direktreaktionen können v und V wie folgt identifiziert werden: $v \equiv v_R$ und $V \equiv v_{\underline{}}$. Dies liegt daran, daß nach dem beschriebenen Ablauf dieser aus Kaskade mit anschließender Nukleonenverdampfung bestehenden Spallationsreaktion E^* näherungsweise proportional $v_{\underline{}}$ und v_R ist, welche wiederum der Forderung $v_R \ll v_{\underline{}}$ genügen.

Schwierigkeiten bei der Anpassung von experimentellen und berechneten Punkten sind jedoch zu erwarten, wenn die nach der Kaskadenreaktion verbleibenden Zwischenkerne Anregungsenergien E^* von mehr als etwa 50 bis 100 MeV haben. Dann gilt das Statistische Modell nicht mehr, und man muß bei einem Teil der Reaktionen mit einer örtlichen Überhitzung im Kern rechnen, welche z.B. zu einer Art Siedeverzug führen kann. Durch solche "Explosionen" könnten im Anschluß an Direktreaktionen größere Teilchen gebildet und emittiert werden. Dieser aus Kaskade und "Explosionen" bestehende Vorgang wird mit Fragmentation bezeichnet. Die Erwartungswerte für die mittlere Reichweite der durch Fragmentation entstehenden Restkerne lassen sich im Gegensatz zu denjenigen bei Spallationsreaktionen gebildeten nicht mit einiger Sicherheit vorherberechnen. Es ist deshalb üblich, Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Werten auf Fragmentation zurückzuführen.

Im folgenden wird nicht nach der Anregungsenergie der gebildeten Zwischenkerne sondern nach der Größe des Quotienten $v_{\underline{}}/v_C$ und damit nach dem Anteil des übertragene Projektimpulses unterteilt. $v_{\underline{}}$ ist die Geschwindigkeitskomponente des Zwischenkerns parallel zur Projektionsrichtung und v_C die Geschwindigkeit des Compoundkerns.

4.2.1. Reaktionen mit kleinen Werten für $v_{\underline{}}/v_C$

Es sind eine Reihe von Reaktionsmechanismen vorgeschlagen worden, bei denen der an den gebildeten Zwischenkern abgegebene Bruchteil des Projektimpulses relativ klein ist. Grover und Caretto (G10) haben zusammenfassend über die verschiedenen Vorschläge berichtet, so daß hier nur die drei wichtigsten kurz beschrieben werden sollen. Im übrigen sei, besonders im Hinblick auf die mathematische Formulierung der theoretischen Ansätze, auf den Artikel der erwähnten Autoren verwiesen.

1. Quasi-elastische Streuung (QES): Projektil und Nukleon kollidieren und verlassen ohne weitere Wechselwirkung den Kern, z.B. (p,pn). Der Impuls des Restkerns stellt in guter Näherung das Komplement zum Impuls des Nukleons im Kern dar, so daß die Richtungsverteilung der Endkerne näherungsweise isotrop sein sollte. Als Kollisionspartner kommen dabei nur solche Nukleonen in Betracht,

welche sich in der Nähe der Kernoberfläche befinden. Andernfalls würde die dem Lochzustand entsprechende Anregungsenergie zur Verdampfung eines Nukleons ausreichen.

2. Quasi-elastische Streuung mit Anregung (QESA): Nach der Projektil-Nukleon-Kollision treten die Teilchen bevor sie den Kern verlassen in Wechselwirkung mit weiteren Nukleonen. Es ist zu erwarten, daß dabei im allgemeinen nur wenig angeregte Zwischenkerne (E^* etwa 10 bis 30 MeV) entstehen, da sonst die Wahrscheinlichkeit des Einfangs eines der Partner der ersten Kollision zu groß wird. Die Impulsverteilung der Zwischenkerne sollte weitgehend mit der für QES-Zwischenkerne erwarteten übereinstimmen.
3. Inelastische Streuung (IS): Nach der Nukleon-Projektil-Kollision verläßt nur das Projektil oder das Nukleon den Kern, während der andere Stoßpartner eingefangen wird. Da nur Reaktionen, bei denen ein geringer Anteil des Projektilimpulses übertragen wird, betrachtet werden sollen, ist die Impulsverteilung des Zwischenkerns anisotrop. Wie bereits eine einfache Stoßbetrachtung zeigt, sollte der Impuls vorzugsweise senkrecht zur Strahlrichtung stehen.

Die weiterhin von Grover und Caretto (G10) betrachteten Mechanismen (Ladungsaustausch-Reaktionen, Pick-up-Reaktion und Cluster-Emission durch direkte Impulsübertragung) treten in ihrer Bedeutung hinter den bereits genannten zurück. Sie sollen deshalb nicht betrachtet werden.

Bis auf die zuerst genannten Reaktionstypen sind die speziellen theoretischen Betrachtungen über deren Ablauf noch nicht soweit gediehen, daß eine numerische Auswertung möglich ist. Da die oben erwähnten Monte-Carlo-Berechnungen die Mechanismen 1 bis 3 zumindest näherungsweise erfassen sollten, wurden die experimentellen Werte mit den dabei erhaltenen Ergebnissen verglichen. Ein Versuch, die auf die einzelnen Mechanismen zurückzuführenden Anteile zu ermitteln, wurde im allgemeinen nicht unternommen.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei allen unten aufgeführten Protonen-Reaktionen mit $E_p > 400$ MeV die Wahrscheinlichkeit der Mesonenbildung nicht vernachlässigt werden darf. So könnte z.B. eine scheinbare (p,pn)-Reaktion tatsächlich nach $(p, 2n\pi^+)$, $(p, pn\pi^0)$, $(p, pn\pi^+\pi^-)$ etc abgelaufen sein. Im folgenden soll bei den im einzelnen beschriebenen Reaktionen nicht besonders auf diese Möglichkeit hingewiesen werden, obwohl sie natürlich stets vorhanden ist.

Die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ wurde von einer Reihe von Autoren (P17)(H7)(F5)(V4)(C1)(W6) untersucht. Die von ihnen nach der DIDI-Methode erhaltenen Ergebnisse sind im Bild 60 in der Weise dargestellt, daß der die Al-Targetfolie verlassende Anteil der insgesamt gebildeten ^{24}Na -Aktivität gegen die Projektilener-

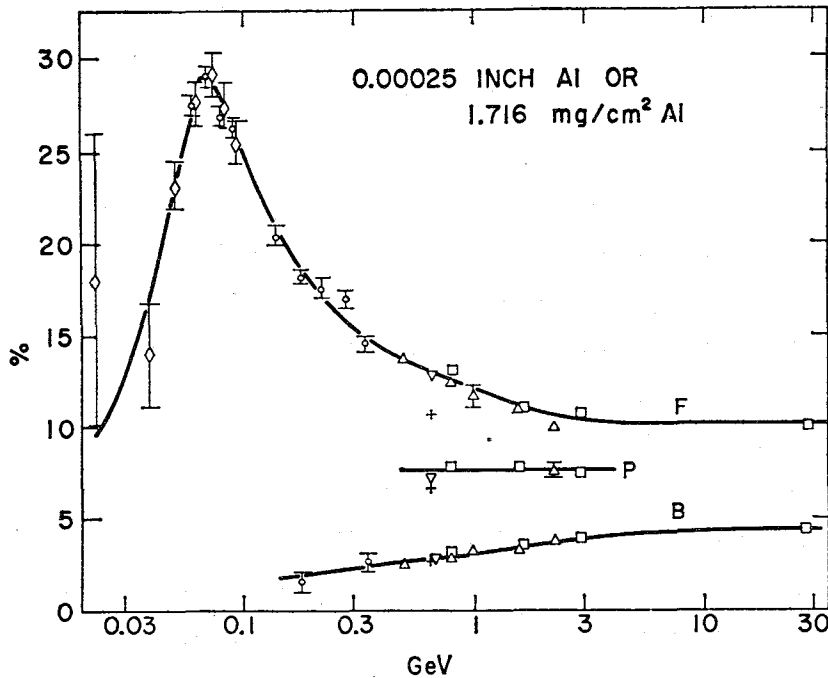


Bild 60; Abhängigkeit des eine Al-Folie mit dem Flächengewicht von 1,716 mg/cm² verlassenden Anteils (in Prozent) der bei der Reaktion Al-27(p,3pn) gebildeten Na-24-Aktivität von der Projektilenergie (nach (P17)). Dieser Aktivitätsverlust wurde unter verschiedenen Versuchsbedingungen gemessen (siehe auch Seite 11);

F: Projektilrichtung (PR) parallel zur Targetnormalen (= Experiment); Verlust gemessen in PR.

B: PR parallel zur Targetnormalen (= Experiment); Verlust gemessen entgegen der PR.

P: PR senkrecht zur Targetnormalen (+ Experiment)

Die experimentellen Daten entstammen den Publikationen: \diamond (H7); \circ (F5); + (V4); ∇ (C1); \triangle (W6); \square (P17).

gie aufgetragen wurde. Dieser zur mittleren Reichweite proportionale Anteil wurde in Strahlrichtung, sowie entgegengesetzt und senkrecht dazu gemessen. Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der einzelnen Arbeitsgruppen ist mit Ausnahme des von Volkova und Denisov (V4) für $E_p = 600$ MeV gegebenen Wertes sehr gut.

Qualitativ ist der Verlauf der Kurve F verständlich. Der anfängliche Anstieg deutet auf den Ablauf der Reaktion über die Compoundkernbildung hin. Dann wird die Bildungswahrscheinlichkeit des ²⁴Na durch eine Kaskadenreaktion mit anschließender Verdampfung größer und somit der im Mittel übertragene Projektilimpuls kleiner.

Poskanzer et al. (P17) nahmen aufgrund der geringen Anregungsenergie des Zwischenkerns an, daß der Ablauf der Reaktion mit der Kombination Kaskade-Verdampfung beschrieben werden kann. Tabelle 13 zeigt die Ergebnisse ihrer numerischen Auswertung. Danach ist die Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechne-

Tabelle 13: Prozentualer Anteil V der bei der Reaktion Al-27(p,3pn)Na-24 aus einer Al-Folie mit einem Flächengewicht von 1,716 mg/cm² austretenden Na-24-Aktivität. Die Bedeutung der Indices F,B,P ist bei Bild 60 erläutert (P17).

	$E_p = 360 \text{ MeV}$		$E_p = 1840 \text{ MeV}$	
	Berechnet	Experim.	Berechnet	Experim.
V_F	12,6	14,7	17,2	10,9
V_B	1,7	2,4	2,4	3,5
V_P	8,2	8	14,9	7,7

ten Werten bei $E_p = 360 \text{ MeV}$ befriedigend. Dagegen treten bei $E_p = 1840 \text{ MeV}$ große Abweichungen auf. Zu beachten ist ferner, daß der Trend in der E_p -Abhängigkeit der Verhältnisse V_P und V_F nicht richtig vorhergesagt wird. Daraus kann die Schlußfolgerung abgeleitet werden, daß bei der Berechnung der Kaskadenreaktion der Impuls des Zwischenkerns senkrecht zur Strahlrichtung bei Übertragung eines nur sehr kleinen Anteils des Projektil-Impulses stark überschätzt wird. Qualitativ ist dies ohne Schwierigkeiten zu erklären. Es gibt zwei Mechanismen, bei denen ein Zwischenkern mit kleiner Anregungsenergie gebildet wird. Einerseits kann bei der Projektil-Nukleon-Kollision soviel Energie übertragen werden, daß beide den Kern verlassen und nur die "Lochenergie" zurückbleibt. Bei einer streifenden Kollision andererseits wird ebenfalls nur wenig Energie übertragen. Der Impulsvektor des gestossenen, den Kern jedoch nicht verlassenden Nukleons steht nahezu senkrecht zur Strahlrichtung. Während bei dem ersten Mechanismus die Geschwindigkeitsverteilung des Restkerns näherungsweise winkelunabhängig sein sollte, ist bei dem zweiten Mechanismus die Geschwindigkeitskomponente des Restkerns in Strahlrichtung wesentlich kleiner als senkrecht dazu. Schon diese qualitative Betrachtung zeigt, daß die Bevorzugung der Seitwärtsbewegung bei den Rechnungen nicht unerwartet ist. In welcher Weise die Vorstellung über den Reaktionsablauf und damit auch der Formalismus der Rechnung abgeändert werden müssen, um Übereinstimmung mit dem Experiment zu erzielen, ist schwer zu erkennen (siehe unten).

Poskanzer et al. (P17) haben die experimentellen Ergebnisse weiterhin mit einer von Turkevich (T6) vorgeschlagenen sehr einfachen Modellvorstellung verglichen. Turkevich ging von der Annahme aus, daß die Kaskade nur aus einer Projektil-Nukleon-Kollision besteht und danach nur das Projektil den Kern verläßt (Bild 59).

Die daraus abgeleiteten Erwartungswerte stimmen näherungsweise mit den experimentellen Werten überein. Dies ist nicht besonders überraschend, da es sich ja um eine Reaktion handelt, bei der nur ein kleiner Teil des Projektilimpulses übertragen wird. Unter diesen Umständen stimmen der Reaktionsablauf nach dem Kaskaden-Modell und dem von Turkevich vorgeschlagenen Modell annähernd überein. Beiden Modellvorstellungen gemeinsam ist jedoch, daß sie die Größe der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Strahlrichtung erheblich überschätzen.

Eine weitere einfache Reaktion wurde im Anschluß an eine frühere Arbeit (H7) von Singh und Alexander (S14) untersucht, um dadurch Hinweise auf deren Ablauf zu erhalten. Sie bestimmten die Reichweiten in Strahlrichtung sowie entgegengesetzt und senkrecht dazu für das nach $^{12}\text{C}(p,pn)$ gebildete ^{11}C . Die Ergebnisse verglichen sie mit den Erwartungswerten, welche aus den beiden folgenden Vorstellungen abgeleitet wurden. Zuerst nahmen sie an, daß das Projektil soviel Energie auf den Targetkern überträgt, daß gerade ein Neutron verdampft werden kann. Die Analyse zeigte jedoch, daß die danach zu erwartende Geschwindigkeitskomponente des Zwischenkerns senkrecht zur Strahlrichtung wesentlich größer ist als die experimentell gefundene. Dieses Ergebnis steht im vollen Einklang mit den oben aufgeführten Resultaten.

Die zweite Vorstellung, welche Singh und Alexander (S14) zum Vergleich heranzogen, beruhte auf der Annahme einer einzelnen Neutron-Projektil-Kollision, nach der beide Teilchen ohne weitere Wechselwirkung den Kern verlassen. Die für dieses Modell ermittelten Reichweiten stimmen befriedigend mit den experimentellen Werten überein. Je nachdem, ob eine Isotropie oder Anisotropie in der Geschwindigkeitsverteilung der Nukleonen im Kern angenommen wird, ergibt sich als Mittelwert für deren kinetische Energie 17 bzw. 19 MeV und damit für die Potentialenergie des Fermitopfes 37 bzw. 45 MeV.

Panontin et al. (P18) untersuchten die Winkelverteilung der gleichen Reaktion und analysierten sie im Sinne des von Benioff und Person (B26) benutzten Modells. Die von Benioff und Person berechnete Winkelverteilung stimmt recht gut mit den experimentellen Daten überein. Nur bei Winkeln über 130° (bezogen auf Strahlrichtung) sind Abweichungen vorhanden, welche nach Panontin et al. (P18) als Hinweis auf andere, ebenfalls auftretende Reaktionsmechanismen gewertet werden. Die Autoren vergleichen ihre Ergebnisse auch mit den von Singh und Alexander (S14) erhaltenen Resultaten und finden eine ausreichende Übereinstimmung. Dagegen liegen die von Benioff und Person (B26) berechneten Werte etwa um den Faktor zwei niedriger.

Remsberg (R7) untersuchte die analoge Reaktion $^{65}\text{Cu}(p, pn)^{64}\text{Cu}$ und fand, daß neben der "Einstoß-Reaktion" auch ein Teil der Reaktionen über die Verdampfung eines Neutrons führt. Warum die Reaktionen an ^{12}C und ^{65}Cu so verschieden verlaufen, ist noch nicht geklärt. Außerdem stimmen die nach dem "Zwei-Vektor-Modell" aus den Ergebnissen von Remsberg berechneten Geschwindigkeitskomponenten nicht mit den von Merz und Caretto (M21) erhaltenen Resultaten (P18) überein. Diese Autoren untersuchten ebenfalls die Reaktion $^{65}\text{Cu}(p, pn)^{64}\text{Cu}$ und bestimmten die Abhängigkeit der mittleren ^{64}Cu -Reichweiten von der Projektilenergie. Sie schlossen, daß bis etwa 200 MeV die Kombination Kaskade-Verdampfung den bevorzugten Mechanismus darstellt, während bei höheren Energien die Reaktion bevorzugt durch Quasielastische Streuung abläuft. Dies ergibt sich aus der Abhängigkeit der Reichweiten von der Projektilenergie E_p . Eine über halbquantitative Betrachtungen hinausgehende Auswertung wurde von den Autoren jedoch nicht durchgeführt.

In einer weitergehenden Untersuchung bestimmten Reuland et al. (R8) außerdem noch die Reichweite- und Winkel-Verteilungen für die Reaktion $^{65}(p, pn)^{64}\text{Cu}$. Aus den Ergebnissen schließen sie, daß zwei sich durch die mittlere Reichweite von 45 - 50 und 180 $\mu\text{g Al/cm}^2$ unterscheidende Gruppen von ^{64}Cu -Ionen gebildet werden. Reuland et al. ordnen die beiden Gruppen, deren mittlere kinetische Energie danach 75 bzw. 300 keV beträgt, der IS- bzw. QES-Reaktion zu. Die für die beiden Reaktionstypen erwarteten Werte stimmen näherungsweise damit überein, und die Abhängigkeit des Verhältnisses $\sigma(\text{IS})/\sigma(\text{QES})$ von der Projektilenergie ist zumindest qualitativ richtig. Nach Benioff et al. (B26) können die beiden genannten kinetischen Energien auch nur auf die QES-Reaktion zurückgeführt werden. Die von ihnen nach der Störwellen-Impulsnäherungs-Methode erhaltenen Erwartungswerte zeigen Maxima bei den betreffenden Energien. Allerdings ist nicht ganz einzusehen (B26), warum dann bei $E_p = 130$ MeV nur die Gruppe mit der mittleren Energie von 75 keV auftritt.

Die Winkelverteilung der nach $^{65}\text{Cu}(p_{396}, pn)$ gebildeten ^{64}Cu -Ionen besitzt bei etwa 120° zur Strahlrichtung ein Minimum (R8). Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu der von Remsberg (R7) für $E_p = 370$ MeV gemessenen Winkelverteilung, welche bei etwa 75° ein deutlich ausgeprägtes Maximum aufweist. Eine Erklärung für diesen Widerspruch steht noch aus. Während ein Minimum in der Verteilung theoretisch kaum verständlich ist, bieten sich zur Erklärung eines Maximums zwei Möglichkeiten. Einerseits könnte es durch den Einfluß eines anderen Reaktionstyps bedingt sein oder sich andererseits bei einer Verfeinerung der Berechnung ergeben (B26).

Außer der genannten (p, pn)-Reaktion untersuchten Caretto et al. (M22) die Bildung von ^{67}Cu durch die Reaktion $^{68}\text{Zn}(p, 2p)$ und bestimmten dessen mittlere Reichweite in Strahlrichtung sowie entgegengesetzt und senkrecht dazu. Zur Auswertung

ziehen sie den QES-Mechanismus heran und finden eine befriedigende Übereinstimmung.

Borisova et al. (B27) untersuchten die Reaktion $\text{Ag}(p_{480}, \text{pxn})^{103,104,106}\text{Ag}$ und bestimmten Reichweite und Winkelverteilung der Endprodukte. Sie zeigen, daß die mittlere kinetische Energie der Rückstoßkerne größer ist, als nach einer reinen Verdampfungsreaktion zu erwarten wäre. Sie schließen daraus, daß die Kaskadenreaktion erheblich zur kinetischen Energie der Endprodukte beiträgt.

Sugarman et al. (P3)(S2)(P4) bestimmten die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{209}\text{Bi}(p_{450}, \text{pxn})^{199-206}\text{Bi}$ und $^{209}\text{Bi}(p_{450}, \text{xn})^{205-207}\text{Po}$. Außerdem ermittelten sie für die gebildeten Bi-Ionen die mittleren Reichweiten in Projektionsrichtung und entgegengesetzt dazu. Bei der Auswertung berücksichtigten sie auch den Einfluß der Nukleonen-Verdampfung und die Streuung der Ionen bei der Abbremsung.

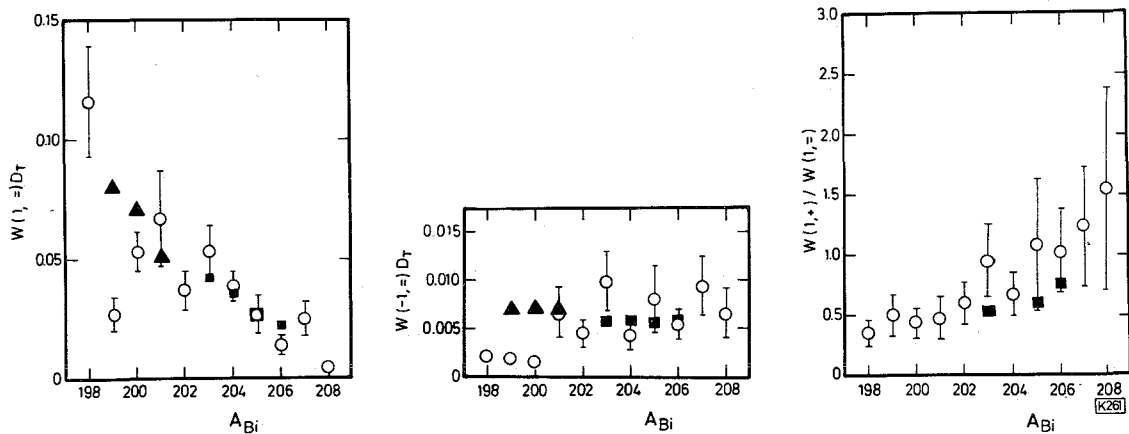


Bild 61: Vergleich experimenteller (■, ▲) und berechneter (○) Werte für $W(1,=)D_T$, $W(-1,=)D_T$ und $W(1,+)/W(1,=)$ in Abhängigkeit von der Nucleonenzahl der bei der Reaktion $\text{Bi}-209(p, \text{pxn})$ gebildeten Bi-Isotope (nach (P3)). Die experimentellen Werte entstammen den Arbeiten (P3) (■) und (S2) (▲).

Letztere Korrektur erfolgte unter der Annahme, daß die Ionen entweder auf der Oberfläche einer Kugel zur Ruhe kommen (Ball-Modell) oder aber deren kugelsymmetrische Häufigkeitsverteilung eine stetige Funktion vom Radius (Gauß-Modell) ist. In beiden Fällen ist das Zentrum der Verteilung gleich dem Erwartungswert der mittleren projizierten Reichweite. Die dabei erhaltenen Ergebnisse sind in Bild 61 dargestellt. Außerdem sind die von ihnen, unter Verwendung der Kaskaden-Berechnungen von Metropolis et al. (M20) ermittelten Erwartungswerte für $W(1,=)D_T$, $W(-1,=)D_T$ und $W(1,+)/W(1,=)$ (siehe Seite 11) eingetragen. Man erkennt, daß die Werte für $W(1,=)D_T$ und $W(-1,=)D_T$ in ihrer Größe sowie in ihrem Trend recht gut mit den Erwartungswerten übereinstimmen. Dagegen scheinen die experi-

mentellen Daten für $W(1,+)_T$ systematisch zu tief zu liegen. Dies ist noch deutlicher bei der Betrachtung der Verhältnisse $W(1,+)/W(1,=)$ zu erkennen. Dieser Befund deutet ebenfalls auf eine Überwertung der inelastischen Streuung bei der Kaskadenberechnung von Metropolis et al. (M20) hin.

Pierson und Sugarman (P4) vergleichen weiterhin die von ihnen und anderen Autoren (H13)(M23)(M24)(V5) bestimmten Wirkungsquerschnitte mit den Erwartungswerten. Es zeigte sich, daß nach den Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20) die experimentellen Werte für die (p,pxn) -Reaktion erheblich größer sind als erwartet. Dies gilt besonders für die Reaktionen mit kleinem x , bei denen die Voraussetzungen für die Anwendung des Kaskaden-Verdampfung-Formalismus sicher erfüllt sein sollten. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechneten Werten für diese Reaktionen wird wesentlich besser, wenn bei der Kaskadenberechnung nicht von einem Kern mit konstanter Dichte ausgegangen wird. Bertini (B28) führte solche Rechnungen aus, wobei er die von Hofstadter (H14) gefundene, nahezu trapezförmige Kerndichte-Verteilung durch eine Treppenfunktion annäherte. Zur gleichen Schlußfolgerung gelangen auch Grover und Caretto (G10) aufgrund der von Friedlander et al. (F7) in analoger Weise erhaltenen Ergebnisse. Obwohl eine quantitative Auswertung der Kaskadenberechnung von Bertini in Bezug auf die Reichweite der gebildeten Bi-Ionen nicht durchgeführt wurde, ist nach einer Abschätzung von Pierson und Sugarman (P4) der Erwartungswert für $W(1,+)_T$ etwa 20 % kleiner, als er sich aus den Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20)(P16) ergibt. Damit ist durch die Annahme einer trapezförmigen Dichteverteilung auch eine wesentliche Verbesserung in der Übereinstimmung der Reichweitedaten mit den Erwartungswerten erreicht.

Die geringere Dichte am Kernrand bewirkt, wie eine Inspektion der Rechnungen zeigt (G10), eine Erhöhung des Anteils der QES-Reaktionen am Gesamtquerschnitt. Aus den im vorhergehenden Absatz aufgeführten Ergebnissen läßt sich daher die Schlußfolgerung ableiten, daß besonders bei den einfachen Reaktionen der Anteil der QES-Reaktionen erheblich größer ist als er sich z.B. aus den Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20) ergibt. Nach einer Abschätzung von Grover und Caretto (G10) liegt dieser Anteil bei (p,pn) -Reaktionen im Bereich der Projektilenergien von 100 bis 500 MeV zwischen 60 und 95 %. Die QES-Reaktionen sollten deshalb weitgehend die Rückstoßeigenschaften des Endkerns bestimmen. Aus dieser Abschätzung ergibt sich andererseits die Folgerung, daß die QES-Reaktionen vorzugsweise in der Nähe der weniger dichten Oberfläche stattfinden.

Remsberg (R9) untersuchte weiterhin die Reaktion ${}^{65}\text{Cu}(p,p\pi^+){}^{65}\text{Ni}$, für die bereits von anderen Autoren (B29)(C4)(F8)(R10) die Anregungsfunktion teilweise bestimmt wurde. Außerdem ermittelten Fung und Turkevich (F8) sowie Remsberg (R9) die mitt-

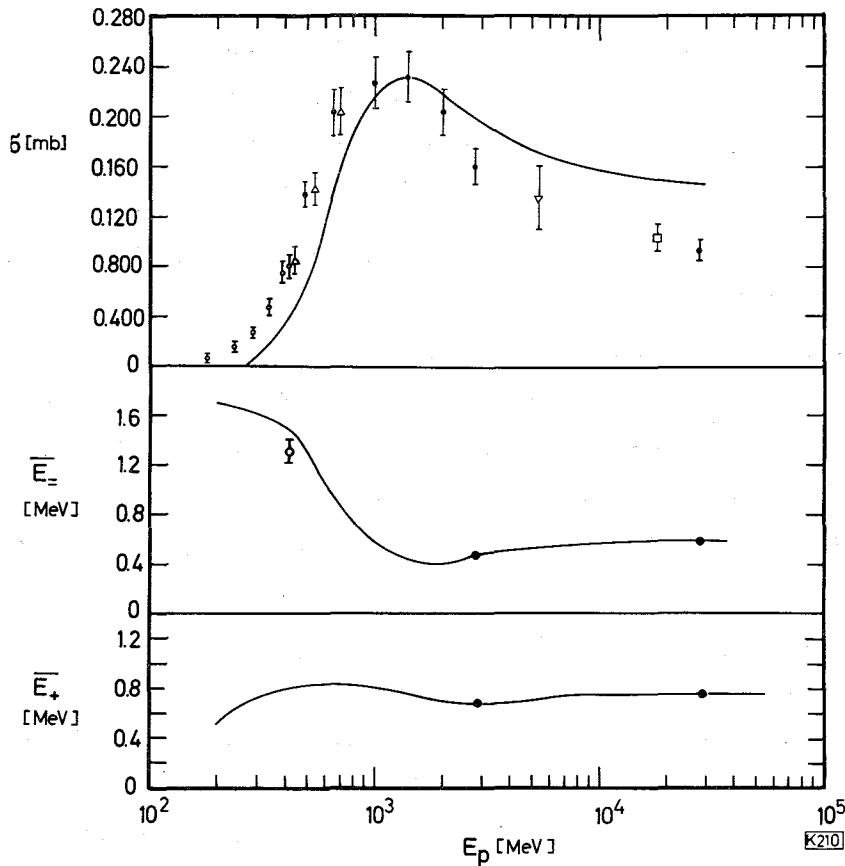


Bild 62; Ergebnisse der Untersuchungen der Reaktion $\text{Cu-65}(p, p\pi^+)\text{Ni-65}$. Aufgetragen sind die Energie-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte sowie die mittlere kinetische Energie der Ni-Ionen parallel (=) und senkrecht (+) zur Projektionsrichtung. Die experimentellen Werte entstammen den folgenden Arbeiten; \circ (F8); \triangle (C4); \bullet (R9); ∇ (B29); \square (R10). Die eingetragenen Kurven wurden von Remsberg (R9) berechnet.

leren Reichweiten von ^{65}Ni parallel (R_-) und senkrecht (R_+) zur Strahlrichtung (Bild 62), um damit einen weiteren Hinweis auf die Art des Reaktionsablaufes zu erhalten.

Nach einem Vorschlag von Ericson et al. (E7) sollte der Ablauf der Reaktion mit der Ein-Pion-Austausch-Theorie beschrieben werden können. Sie geben neben dem Formalismus auch die Ergebnisse einer numerischen Rechnung an, bei deren Durchführung sie allerdings eine Reihe drastischer Vereinfachungen verwendeten. So vernachlässigten sie in der Kinematik die Eigenbewegung der Nukleonen im Kern, was zu einer um einige 100 MeV zu hohen Schwellenenergie führte. Um den Vergleich zwischen Erwartungswert und experimentellen Daten realistischer zu machen, berücksichtigte Remsberg bei der numerischen Auswertung diese Nukleonenbewegung, hielt sich aber sonst an den von Ericson et al. (E7) vorgeschlagenen Formalismus. Die Ergebnisse sind ebenfalls im Bild 62 eingetragen. Als freien Parameter benutzte er dabei den Fermi-Impuls, dessen Größe er durch Anpassung der Reichweite-Werte erhielt. Mit 286 MeV/c - was einer Fermi-Energie von 42,5 MeV entspricht -

liegt dieser Wert erheblich über dem für ein Fermi-Gas mit der Temperatur 0 erwarteten Wert. Remsberg sieht zwei Möglichkeiten zur Erklärung dieser Diskrepanz. Einerseits könnte diese auf den abrupten Übergang auf Null in der angenommenen Verteilung des Fermi-Impulses zurückzuführen sein. Andererseits handelt es sich möglicherweise bei der untersuchten Reaktion um eine Oberflächenreaktion. Die Diskrepanz könnte dann mit einer anormalen Impulsverteilung in der Oberflächenschicht, wie sie von Benioff (B30) bei der Analyse der Untersuchungsergebnisse von (p,2p)-Reaktionen gefunden wurde, begründet werden.

Aus der Übereinstimmung der berechneten Kurve mit den experimentellen Reichweitendaten kann geschlossen werden, daß die zugrundeliegende Modellvorstellung den Ablauf der Reaktion recht gut wiedergibt. Analoges gilt auch für den Vergleich der Anregungsfunktionen. Man kann demnach schließen, daß das bislang nur im Bereich der Projektilenergien von 1 bis 3 GeV experimentell geprüfte Ein-Pion-Austausch-Modell auch für die durch 28 GeV Protonen ausgelöste Reaktion geeignet ist. Diese Schlußfolgerung bleibt auch dann bestehen, wenn die verbesserte Reichweite-Energie-Beziehung (siehe Kapitel 3) bei der Auswertung angewendet wird. Danach sind die von Remsberg berechneten Energien um etwa 10 % zu hoch und somit auch der Fermi-Impuls um ca. 5 % zu groß. Diese Verschiebung in der Größe von Fermi-Impuls bzw. Fermi-Energie führt zwar zu einer Verkleinerung der oben erwähnten Diskrepanz, hebt sie aber nicht auf.

4.2.2. Reaktionen mit großen Werten für $v_{\text{m}}/v_{\text{c}}$

Wie bereits ausgeführt, sollte bei weitgehender Übertragung eines großen Projektilimpulses auf den Targetkern dessen Anregungsenergie so hoch und somit die Lebensdauer so kurz sein, daß eine Anwendung des Statistischen Modells kaum noch realistisch ist. Nach einer von Bethe vorgeschlagenen Vorstellung sollten dann u.a. örtliche Überhitzungen möglich sein, welche in Form von "Siedeverzügen" zu Explosionen führen könnten, wobei größere Bruchstücke gebildet werden. Von Izumo (I2) und Feshbach et al. (F9) wurde diese Vorstellung auf der Basis weiterentwickelt, daß eine Verteilung der Anregungsenergie auf nur wenige Nukleonen im Kern angenommen wird. Es ist jedoch theoretisch sehr schwer anzugeben, in welcher Weise diese Verteilung erfolgen soll und wann eines der Nukleonen oder Cluster in einen ungebundenen Zustand übergeht. Zur Beschreibung im Rahmen des Tröpfchen-Modells wäre dazu z.B. die genaue Kenntnis der Dynamik des Vorganges erforderlich. Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß man im allgemeinen umgekehrt vorgeht. Man berechnet zunächst nach der Kombination von Kaskaden- und Verdampfungsreaktion die Erwartungswerte für Wirkungsquerschnitte oder mittlere Reichweiten.

Treten signifikante Abweichungen gegenüber den experimentellen Daten auf, so wird durch qualitative Überlegungen nach einem Reaktionsmechanismus gesucht, mit dem diese Differenzen erklärt werden können. Die bis jetzt vorliegenden Vorschläge für den Reaktionsablauf sind jedoch noch qualitativ wie quantitativ unvollkommen.

Winsberg (W7) untersuchte die Bildung von ^{149}Tb bei der Bestrahlung von ^{181}Ta , ^{197}Au und ^{209}Bi mit Protonen und α -Teilchen. Die ausführliche Auswertung der gemessenen Reichweiten nach dem Zwei-Vektor-Modell ergab folgende Resultate: Bei gleicher Projektilenergie ist der Anteil des auf den Zwischenkern übertragenen Projektilimpulses unabhängig von der Teilchenart. Dieser Anteil sowie der Absolutbetrag des übertragenen Impulses nehmen einerseits mit abnehmender Projektilenergie und andererseits mit steigender Nukleonenzahl des Targetmaterials zu.

Die zuletzt genannte Abhängigkeit stimmt zumindest qualitativ mit der aus dem Kaskade-Verdampfungs-Modell abgeleiteten überein. Danach ist bei größeren Kernen die Wahrscheinlichkeit für Nukleonen-Wechselwirkungen größer, und somit nimmt dabei im Mittel auch der übertragene Impuls zu. Dies bedingt, daß die mittlere kinetische Energie der Teilchen ansteigt und somit die Reichweite größer wird. Die Ergebnisse der Untersuchungen von Winsberg (W7) zeigen diesen Effekt ganz deutlich.

Im weiteren Verlauf der Auswertung versuchte Winsberg (W7), durch eine verallgemeinernde Anwendung des Energie- und Impulserhaltungssatzes weitere Aufschlüsse über den Ablauf der Reaktion zu bekommen. Dazu führte er durch eine Reihe von vereinfachenden Annahmen den Vorgang auf eine Zwei-Körper-Reaktion zurück und leitet aus der nunmehr leicht überschaubaren Kinematik einige interessante Schlußfolgerungen ab. Cumming (C5) konnte jedoch zeigen, daß die von Winsberg durchgeführte Analyse nur eine Lösung von vielen möglichen darstellt, so daß die Ergebnisse angezweifelt werden müssen.

Porile (P19) untersuchte die Bildung von ^{22}Na , ^{24}Na , ^{42}K und ^{43}K bei der Bestrahlung von Cu, Fe und Ti mit 29 GeV Protonen. Er bestimmte die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen sowie die mittleren Reichweiten in Strahlrichtung ($\bar{R}_{\underline{}}$) und senkrecht ($\bar{R}_{\underline{+}}$) dazu für ^{24}Na und ^{42}K . Bei der Berechnung der Erwartungswerte für diese Daten ging er (vergl. auch (P20)) einerseits von den Ergebnissen der Kaskadenberechnung von Metropolis et al. (M20) aus und verwendete andererseits den von Dostrovsky et al. (D9) angegebenen Monte-Carlo-Formalismus für die Verdampfungsreaktion. Die Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Wirkungsquerschnitten kann als befriedigend bezeichnet werden. Dagegen treten bei den Reichweiten erhebliche Unterschiede auf: $\bar{R}_{\underline{}}(\text{exp.})/\bar{R}_{\underline{}}(\text{ber.}) \approx 0,5$ und

$\bar{R}_+(\text{exp.})/\bar{R}_+(\text{ber.}) \approx 1,2$ bis 3. Da angenommen wurde, daß die Verdampfung der Nukleonen isotrop erfolgt, weisen die großen Werte für $\bar{R}_+(\text{exp.})$ besonders bei ^{22}Na auf die teilweise Bildung durch Fragmentation hin. Porile schließt jedoch, daß alle experimentellen Werte mit der Vorstellung einer Spallationsreaktion verträglich sind.

Bei der Beurteilung ist noch zu berücksichtigen, daß Porile bei der Auswertung eine Reichweite-Energie-Beziehung ohne Streukorrektur verwendet hat. Die berechneten Reichweiten sind deshalb z.B. beim ^{24}Na bis zu einem Faktor 2 zu groß. Bringt man bei den berechneten Werten eine entsprechende Korrektur an, so wird die teilweise Bildung der Radionuklide durch Fragmentation noch wahrscheinlicher. Weiterhin läßt sich erkennen, daß der durch Fragmentation gebildete Teil der Aktivitäten mit größer werdender Differenz zwischen den Neukleonzahlen von Targetkern und Restkern ebenfalls zunimmt.

Zu der Schlußfolgerung, daß bei der Bildung von Na aus schweren und mittelschweren Kernen Fragmentation eine Rolle spielt, kamen auch Crespo, Alexander und Hyde (C1). Diese Autoren bestimmten den Wirkungsquerschnitt für die Bildung von ^{24}Na und ^{28}Mg bei der Bestrahlung von Cu, Ag, Au und U mit Protonen und α -Teilchen. Außerdem ermittelten sie unter Verwendung der DIDI-Methode $W(1,=)$, $W(-1,=)$ und $W(1,+)$ für die Reaktionsprodukte bei Bestrahlungen mit 880 MeV α -Teilchen und 700 sowie 3000 MeV Protonen. Die Analyse der Daten erfolgte nach dem Zweivektor-Modell, wobei v die Geschwindigkeit des Zwischenkerns nach der Kaskade und V den zweiten Geschwindigkeitsvektor, welcher auf den Übergang zum Endkern (Nukleonenverdampfung) zurückzuführen ist, darstellen. Die Autoren führen die Auswertung mit den Annahmen $\eta_- = \eta$, $\eta_+ = 0$ und $b/a = 0$ durch und erhalten für ^{24}Na die in Bild 63 gezeigten Ergebnisse.

Eine Abschätzung zeigt, daß die Resultate durch diese Annahmen nur wenig beeinflußt werden, da die Geschwindigkeit V und damit die auf das Auseinanderbrechen zurückzuführende kinetische Energie recht hoch sind. Crespo et al. demonstrieren dies in eindrucksvoller Weise dadurch, daß sie einen Vergleich mit der zu erwartenden Coulombenergie E_{Coul} durchführen. Letztere berechnen sie nach dem Zweikugel-Modell, bei dem die beiden Reaktionspartner als sich berührende Kugeln aufgefaßt werden (s. Gleichung 119 mit $d=0$). Das Verhältnis $\bar{E}_K/E_{\text{Coul}}$ ist in Bild 63 dargestellt. Da die Werte zwischen 0,5 und 0,8 liegen, schließen die Autoren, daß eine Bildung nach der Kombination Kaskade-Verdampfung nicht in Frage kommt. Es ist tatsächlich schwer zu sehen, in welcher Weise eine Verdampfung im Mittel eine solch hohe kinetische Energie ergeben kann. Allerdings zeigen die Berechnungen von Porile (P21), daß dies zumindest in einigen Fällen tatsächlich möglich sein sollte.

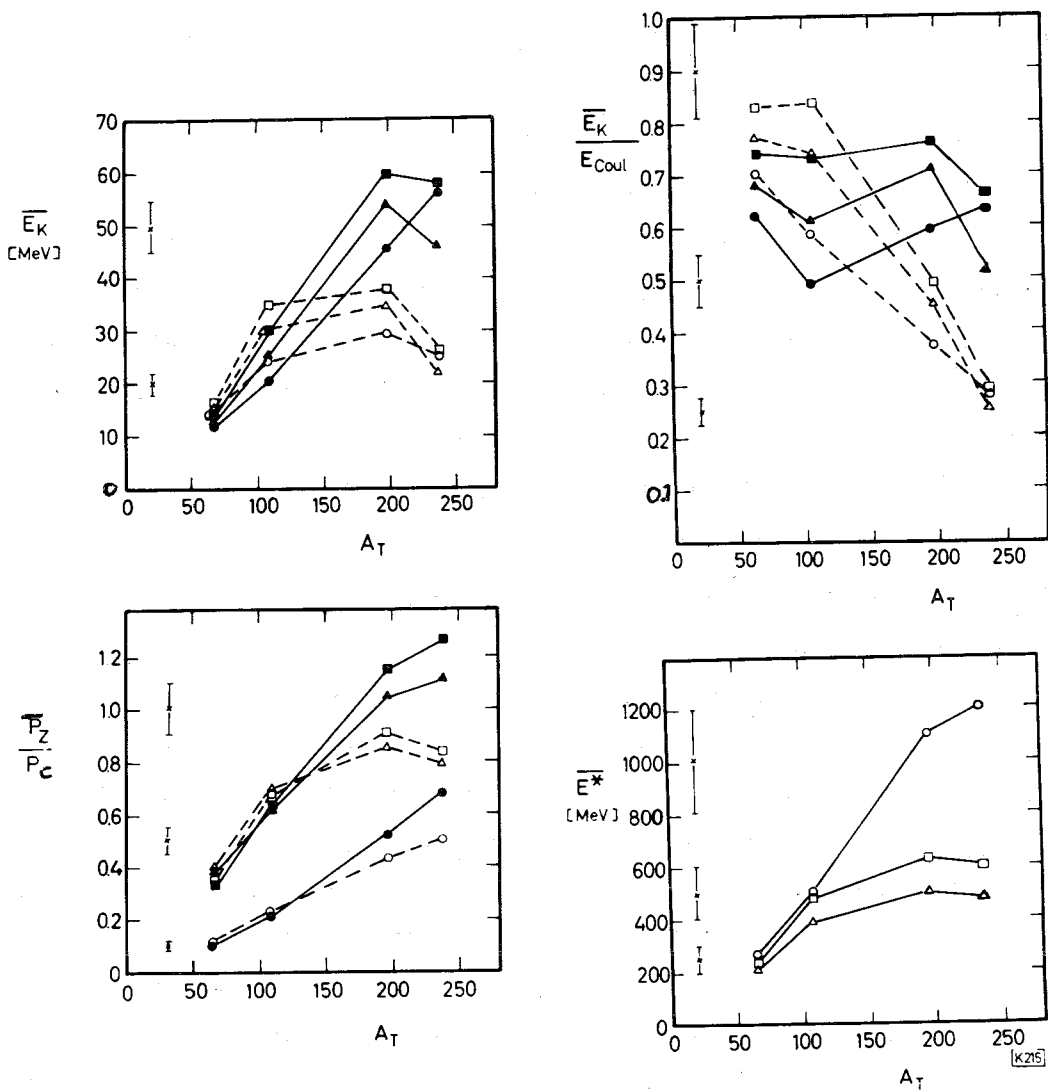


Bild 63: Einfluß der Projektilenergie E_p und der Nukleonenzahl A_T des Targetmaterials (Tgt) auf die Energie der bei den unten aufgeführten Reaktionen gebildeten ^{24}Na -Ionen. Es bedeuten; \bar{E}_K mittlere kinetische Energie der Ionen; E_{Coul} die sich nach dem Zwei-Kugel-Modell durch die Coulomb-Abstossung ergebende kinetische Energie der Ionen; \bar{P}_Z mittlerer Impuls des Zwischenkerns nach der Kaskade und \bar{E}^* dessen mittlere Anregungsenergie; P_C Projektilimpuls. Die gefüllten Symbole stellen die von Crespo et al. (C1) aus den experimentellen Daten berechneten Werte dar, während die anderen Werte (ungefüllte Symbole) unter Verwendung der neuen Reichweite-Energie-Beziehung (Gleichung 94 und 95) erhalten wurden. Die Symbole bezeichnen die folgenden Reaktionen; Tgt($p_{700}, ?$) ^{24}Na Δ ; Tgt($p_{3000}, ?$) ^{24}Na \circ ; Tgt($\alpha_{880}, ?$) ^{24}Na \square .

Eine weitere Schlußfolgerung, daß die Reaktion nicht in den getrennten Schritten Kaskade-Verdampfung abläuft, ergibt sich aus folgender Betrachtung (C1): Die mittlere Anregungsenergie \bar{E}^* des Zwischenkerns sollte umso größer sein, je größer der übertragene Anteil des Projektilimpulses \bar{P}_Z ist. Geht man davon aus, so steigt nach Bild 63 die für die Bildung des ^{24}Na erforderliche mittlere Anregungsenergie der Zwischenkerne mit der Nukleonenzahl des Targetkerns sowie der Projektilenergie stark an. Um zu zeigen, daß die beobachtete Abhängigkeit nicht mit der Modellvorstellung übereinstimmt, verwenden sie (C1) folgende Beweisführung: Nach Porile und Sugarman (P22) kann man bei der Kaskaden-Verdampfungs-Reaktion für den Bildungsquerschnitt σ_U eines Endkernes U schreiben:

$$\sigma_U(E_P) = \int_0^{E_{\max}^*} \sigma_G N(E^*, E_P) F_U(E^*) dE \quad \text{Gl. 118}$$

σ_G ist der Gesamtquerschnitt, $N(E^*, E_P)$ die normierte Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines gegebenen Zwischenkerns mit der Anregungsenergie E^* bei der Bestrahlung mit Projektilen der Energie E_P und $F_U(E^*)$ die normierte Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des gebildeten Zwischenkerns in das Endprodukt U. Diese Gleichung stimmt formal mit Gleichung 104 überein, wobei hier dem Wirkungsquerschnitt für die Compoundkern-Bildung σ_C das Produkt $\sigma_G N(E^*, E_P)$ entspricht. In beiden Fällen wird dabei die Voraussetzung gemacht, daß zwischen Bildung und Zerfall keine Korrelation besteht, d.h. vollständiger Erinnerungsverlust.

Zur Ermittlung von $N(E^*, E_P)$ verwendeten Crespo et al. die Ergebnisse der Kaskaden-Berechnung von Metropolis et al. (M20). Wie sie zeigten, sind die weiteren Ergebnisse jedoch von diesen Werten nicht sehr stark abhängig, da für jeden "vernünftigen" Verlauf der Funktion $N(E^*, E_P)$, solange sich für $E^* < E_P$ ein Wert > 0 ergibt, die Auswertung zu ähnlichen Resultaten führt.

Betrachtet man die Anregungsfunktionen für die ^{24}Na -Bildung (z.B. Bild 64), so ergeben sich schon bei der qualitativen Auswertung folgende Schlußfolgerungen: $F_U(E^*)$ muß für $E^* < 300$ MeV gleich Null sein. Oberhalb dieser "Schwellen"-Energie steigt $F_U(E^*)$ mit größer werdendem E^* zunächst sehr steil an, durchläuft ein Maximum und fällt bei höherem E^* wieder ab. Die Höhe und Breite dieses Maximums hängen von der Art des Projektils und dem Targetkern ab. Eine halbquantitative Abschätzung führt zu folgenden Ergebnissen. Bei $E_P = 800$ MeV sollte bei Protonenbestrahlungen die mittlere Anregungsenergie des zur Bildung von ^{24}Na führenden Zwischenkerns $\bar{E}^*(\text{Na})$ für alle Targetmaterialien etwa bei 400 MeV liegen. Bei höheren Projektilenergien dagegen sollte $\bar{E}^*(\text{Na})$ bei Ag geringfügig, bei Au und U als Targetmaterial stärker ansteigen. Wie aus dem Bild 63 hervorgeht, steigt aber nach der Auswertung von Crespo et al. \bar{P}_Z sehr stark an, so daß

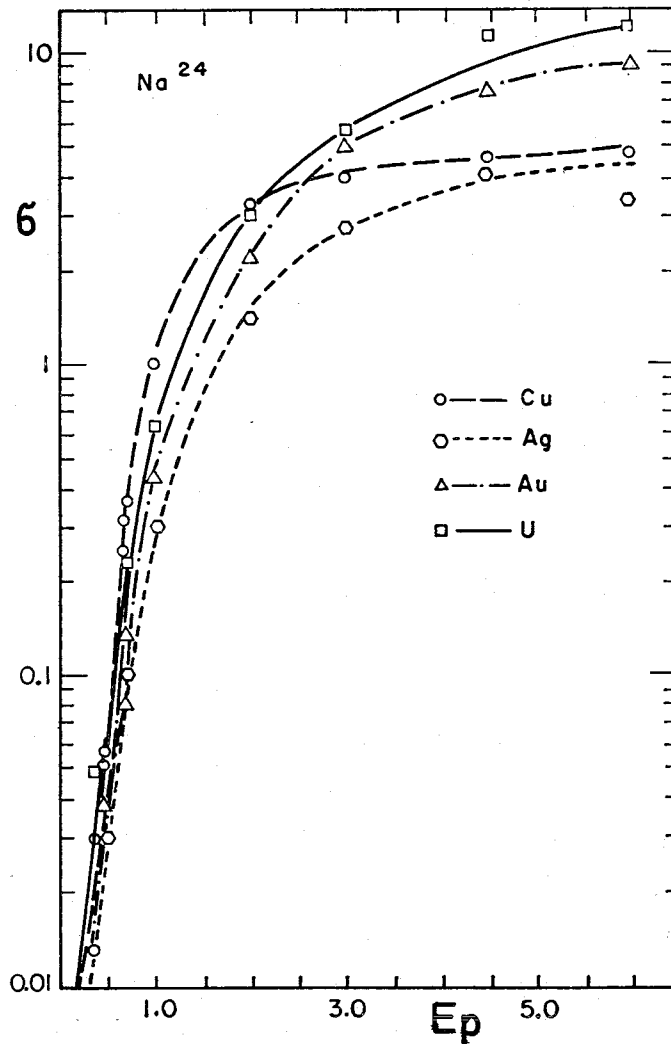


Bild 64; Anregungsfunktionen für die Bildung von Na-24 bei der Bestrahlung von Cu, Ag, Au und U mit Protonen. Aufgetragen sind auf der Ordinate der Wirkungsquerschnitt σ (mb) und auf der Abszisse die Protonenenergie E_p (GeV) (nach einer Zusammenstellung der veröffentlichten Daten in (C1)).

die Autoren darin einen weiteren Widerspruch zwischen Experiment und Modellvorstellung sehen.

Bei der geschilderten Auswertung verwendeten Crespo et al. eine Reichweite-Energie-Beziehung, welche die Autoren aus den Untersuchungen von Heckmann et al. (H4) in Verbindung mit α -Reichweiten (B31) ableiten. Ein Vergleich mit der im Kapitel 3 beschriebenen "neuen" Reichweite-Energie-Beziehung zeigt gute Übereinstimmung der Daten für Cu und Ag als Absorbermaterial. Dagegen sind die Abweichungen für die aus den Reichweiten in Au und U berechneten Energien wesentlich größer. Berücksichtigt man diese Differenzen, so ergeben sich für ²⁴Na die in Bild 63 durch ungefüllte Symbole bezeichneten Ergebnisse. Der wesentliche Effekt dieser Änderung ist die drastische Erniedrigung von \bar{E}_K und \bar{P}_Z für Au und U, wobei auch die bei Crespo et al. vorhandene Schwierigkeit der scheinbar zu großen Impuls-

übertragung ($\bar{P}_Z/P_C > 1$) beseitigt wird.

Berechnet man aus den neuen Werten unter Verwendung der von Porile (P16) gegebene Beziehung $\bar{E}^*/E_C = f(\bar{P}_Z/P_C)$ (siehe Bild 59) die mittlere Anregungsenergie der zur ^{24}Na -Bildung führenden Zwischenkerne, so ergeben sich die in Bild 63 gezeigten Werte. Diese zeigen mit Ausnahme des Cu für $E_P = 700$ MeV in erster Näherung die erwartete Unabhängigkeit von der Targetnukleonenzahl. Auch der Einfluß der Projektilenergie E_P auf \bar{E}^* wird qualitativ richtig wiedergegeben. Insgesamt liegen jedoch die Werte höher als erwartet, so daß die von Crespo et al. (C1) aus diesen Betrachtungen gezogenen Schlußfolgerungen auch noch nach der Korrektur gerechtfertigt sind.

Die Abweichungen der Werte für Cu können so gedeutet werden, daß in diesem Fall zumindest teilweise ein Bildungsmechanismus auftritt, welcher näherungsweise mit der Kaskaden-Verdampfungs-Vorstellung beschrieben werden kann. Dies würde in Übereinstimmung stehen mit den vorstehend beschriebenen Ergebnissen von Porile (P19).

Die bisher beschriebenen experimentellen Ergebnisse deuten daraufhin, daß der Reaktionsablauf bei großer Massendifferenz zwischen Ausgangs- und Endkern nicht mit dem Kaskaden-Verdampfungs-Modell beschrieben werden kann. Allerdings ist es nicht möglich, aus den experimentellen Werten mehr abzulesen, als die Erkenntnis, daß die großen Bruchstücke tatsächlich durch eine Art "Siedeverzug" entstehen. Solange die vorgeschlagenen qualitativen Modellvorstellung (z.B. (W8)(L9)(F10) (12)(F9)) nicht besser präzisiert werden, so daß sie einer numerischen Auswertung zugänglich sind, ist ein Vergleich mit den experimentellen Werten aussichtslos. Crespo et al. (C1) schließen zwar aus ihren Daten, daß die von Wolfgang et al. (W8) vorgeschlagene Beteiligung von Mesonen an der Reaktion nicht zutrifft. Allerdings handelt es sich dabei mehr um eine Intuition als um eine gesicherte Beweisführung. Um die Entwicklung voran zutreiben, sind aber nicht nur verbesserte Modellvorstellungen, sondern auch mehr experimentelle Daten erforderlich. Besonders interessant erscheint es im Moment, weitere Reichweite-Untersuchungen, verbunden mit der Bestimmung der Winkelverteilungen, durchzuführen.

4.3. Untersuchung der Kernspaltung

Unter dem Begriff "Kernspaltung" versteht man die Reaktion, in deren Verlauf aus einem Kern im allgemeinen zwei etwa gleich große Bruchstücke entstehen. Die Abgrenzung zu den unter dem Begriff "Fragmentation" zusammengefaßten Reaktionen (vgl. 4.2.) ist allerdings nicht scharf. Im allgemeinen spricht man dann von Fragmentation, wenn das Massenverhältnis von emittierten Teilchen und schwerem Endkern

wesentlich kleiner als 1 ist. Eine andere, ebenfalls nur schwer quantitativ erfaßbare Unterscheidung beruht auf dem Vergleich der kinetischen Energie der Fragmente mit dem nach dem Zwei-Kugel-Modell berechneten Erwartungswert. Bei dieser sehr einfachen Vorstellung wird die kinetische Energie auf die Coulomb-Abstoßung der beiden als sich berührende Kugeln gedachten Bruchstücke zurückgeführt. Die kinetische Energie der bei der Spaltung bzw. Fragmentation entstehenden Fragmente sollte nahezu diesem Erwartungswert entsprechen bzw. merklich kleiner sein als dieser.

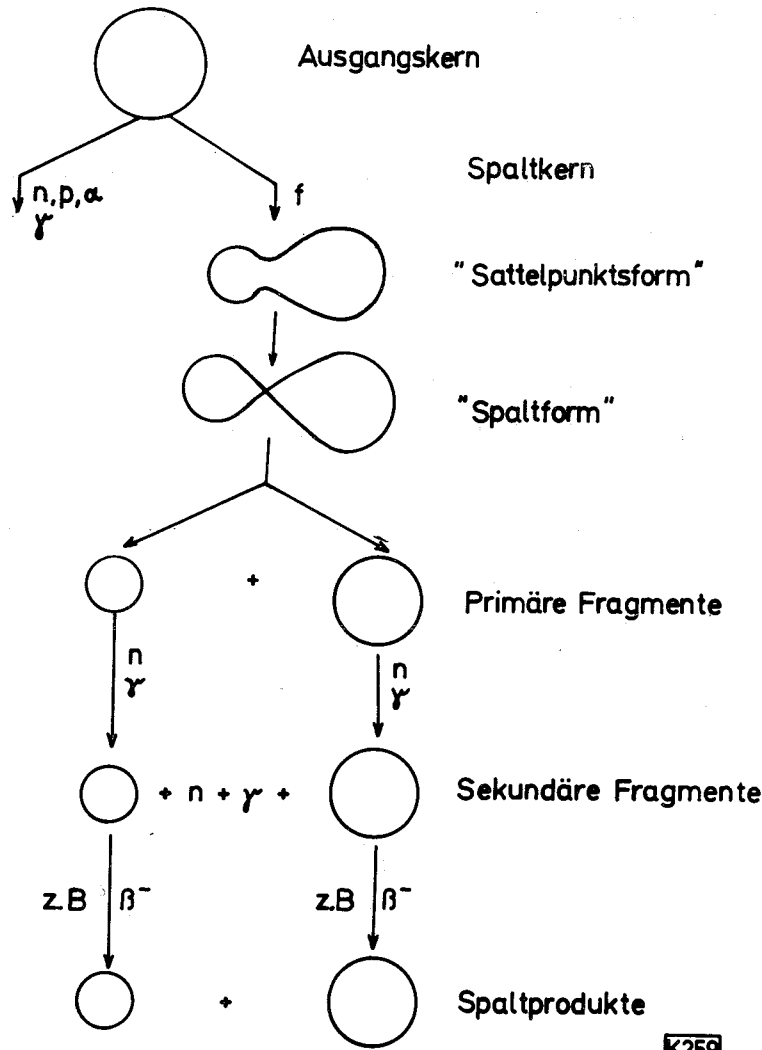


Bild 65; Schematische Darstellung des Ablaufs einer Kernspaltung

Nach dem Tröpfchenmodell ergibt sich für den Ablauf der Kernspaltung folgendes Schema (Bild 65):

- A) Der Ausgangskern führt Schwingungen um seine Gleichgewichtsform aus, wobei elongierte Deformationszustände auftreten. Da bei diesen Deformationen bis zu einem bestimmten Grenzzustand, der sog. Sattelpunktsform, die potentielle Energie ansteigt, erfährt der Kern eine Kraft, welche die ursprüngliche Form wieder herstellen möchte. In diesem Ausgangszustand können andere Reaktionen, wie Nukleonenverdampfung oder γ -Emission, mit der Spaltung konkurrieren.
- B) Entspricht die Deformation des Spaltkerns der Sattelpunktsform, so ist ein Minimum im Potentialwall erreicht, und das Gleichgewicht wird instabil. Jede weitere Elongation führt zu einer Verringerung der potentiellen Energie, so daß die Deformation freiwillig zur Spaltform fortschreitet.
- C) Die zunächst gebildeten primären Fragmente besitzen zumeist eine zur Verdampfung von Neutronen ausreichende Anregungsenergie. Ist diese vollständig abgegeben, so sind aus den primären die sekundären Fragmente entstanden. Ist eine Verwechslung nicht zu befürchten, so werden die zumeist radioaktiven sekundären Fragmente auch nur als Fragmente bezeichnet.
- D) Ist zumindest ein Teil eines bei der Spaltung entstehenden Nuklids durch radioaktiven Zerfall eines Fragmentes gebildet worden, so nennt man es auch Spaltprodukt.

Diesem generellen Bild des Ablaufes überlagern sich die auf den Eigenschaften des Spaltkerns und der Fragmente beruhenden speziellen Einflüsse. So ist z.B. zu erwarten, daß durch die Schalenstruktur die Sattelpunktsform wesentlich beeinflußt wird.

Bei der theoretischen Beschreibung des Ablaufs der Kernspaltung greift man zumeist auf die folgenden Vorstellungen zurück:

1. Tröpfchenmodell. Diese Modellvorstellung basiert auf folgender Grundidee: Die potentielle Energie des als Flüssigkeitstropfen behandelten Kerns, welche durch dessen Oberflächen- und Coulomb-Energie bestimmt wird, hängt eindeutig von der Deformation ab. Die für den Ablauf der Spaltung wichtige Sattelpunktsform sollte demnach der Berechnung zugänglich sein, da diesem Übergang in die Spaltform das Minimum in der Potentialenergie entspricht. Bei der Durchführung dieser Rechnungen ergeben sich jedoch erhebliche Schwierigkeiten, da aus zeitlichen Gründen, selbst bei Verwendung elektronischer Rechenanlagen, die gewünschten Größen nur näherungsweise ermittelt werden können. Es hat jedoch den Anschein, als ob nunmehr die Abhängigkeit der Potentialenergie von der Deformationsform für die symmetrische Spaltung mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist (C9)(S15). Darauf aufbauend haben Nix und Swiatecki (N8) eine

Theorie der Kernspaltung entwickelt, welche frei von adjustierbaren Parametern ist. Sie gehen dabei von der Sattelpunktsform als einem labilen System aus und erfassen die Störungen durch Oszillationen, Vibrationen und Knick-Schwingungen mit einfachen Näherungsgleichungen. Da die Spaltform innerhalb des Gültigkeitsbereiches dieser Näherungen liegen muß, ergibt sich, daß diese Theorie in der bisher vorliegenden Form nur für solche Spaltkerne gültig ist, bei denen Spalt- und Sattelpunktsform sich nur wenig voneinander unterscheiden. Dies trifft bei leichteren Kernen als ^{226}Ra zu. Ein Vergleich der berechneten mit den experimentellen Werten zeigt generell eine gute Übereinstimmung. Spezielle Eigenschaften des Spaltkerns und der Einfluß der Schaleneffekte werden dagegen weniger gut wiedergegeben.

2. Statistisches Modell. Fong(F11) ging bei der Anwendung des Statistischen Modells von der Annahme aus, daß der Ablauf der Kernspaltung vollständig durch den für beide primäre Fragmente zur Verfügung stehenden Phasenraum bestimmt wird. Eine der für diese Vorstellung erforderlichen Grundvoraussetzungen, d.h. die lange Lebensdauer des Zwischenzustandes, ist im Falle der Spaltung zweifellos erfüllt. Dagegen ist bei kleinen Anregungsenergien des Spaltkerns die Annahme, daß in allen Stadien des Spaltungsablaufes viele Kernzustände zur Verfügung stehen, wahrscheinlich nicht gerechtfertigt (siehe weiter unten). Man sollte deshalb erwarten, daß die Aussagen des Statistischen Modells über Anisotropie sowie Massen- und Energie-Verteilung der Fragmente erst bei höheren Anregungsenergien zutreffen. Fong (F11) und später z.B. Cameron (C6) haben diese Größen berechnet und generelle Übereinstimmung mit experimentellen Daten gefunden. Allerdings zeigte es sich, daß die berechneten Daten einerseits sehr stark von den Q-Werten für die Bildung individueller Fragmentpaare bei der Spaltreaktion und damit von der benutzten Massentabelle sowie andererseits von der Art der Gleichung für die Niveau-Dichten und den verwendeten Werten für die darin enthaltenen Parameter abhängen.
3. Kollektiv-Modell. A. Bohr (B32) ging von dem Gedankengang aus, daß ein Spaltkern mit niedriger Anregungsenergie in der Sattelpunktsform nahezu "kalt" ist und demzufolge nur wenige Zustände als Spaltkanäle offen sind. Diese Zustände können in Analogie zu den Zuständen dauernd deformierter Kerne nach dem Kollektiv-Modell, z.B. durch die Art der Symmetrie, den Drehimpuls sowie dessen Projektion auf die Symmetrie-Achse, charakterisiert werden. Es wird angenommen, daß diese wenigen Spaltkanäle den Ablauf der Reaktion beim Durchgang durch die Sattelpunktsform wesentlich beeinflussen. Der sich daran anschließende Verlauf der Spaltung wird durch den beiden Fragmenten zur Verfügung stehenden Phasenraum bestimmt. Die sich aus dieser Vorstellung ergebenden Erwartungswerte für die beobachteten Größen sollten sich demnach durch die

Überlagerung dieser beiden Einflüsse ergeben. Da bei höheren Anregungsenergien des Spaltkerns viele Kanäle für die Spaltung offenstehen, sollte sich deren Einfluß auf die Reaktion kaum noch bemerkbar machen und somit die Erwartungswerte denen nach dem Statistischen Modell berechneten weitgehend ähnlich werden.

Außer diesen drei Modellvorstellungen über den Ablauf der Kernspaltungen sind weitere Vorschläge gemacht worden, von denen noch besonders das von Faissner und Wildermuth (F13) vorgeschlagene Cluster-Modell erwähnt sei. Allen diesen Vorschlägen ist gemeinsam, daß sie die generellen Eigenschaften der Reaktion recht gut beschreiben. Die sich häufig auch im Detail ergebende Übereinstimmung zwischen Erwartungswerten und experimentellen Daten ist dagegen nicht notwendigerweise als Bestätigung für das betreffende Modell zu werten, da in praktisch allen Fällen in den Formalismus Parameter eingehen, deren Größe nicht a priori festzulegen ist. So wird die Güte der Übereinstimmung wesentlich von der benutzten Massentabelle, der Größe der Oberflächenspannung, der Niveaudichte etc. abhängen. Solange diese Unsicherheit bleibt, ist eine Entscheidung zwischen den verschiedenen Modellvorstellungen nicht möglich, Außerdem führte dies dazu, daß die Experimentatoren ihre Ergebnisse, zumeist vom Tröpfchenmodell ausgehend, in einer mehr qualitativen Weise auswerten.

Bei allen theoretischen Beschreibungen der Spaltung spielt die Energiebilanz in jedem Stadium des Ablaufs eine wesentliche Rolle. Es wurde deshalb besonders im letzten Jahrzehnt versucht, darüber auch experimentell Aufschluß zu erhalten. Leider sind die unmittelbar interessanten Größen, wie die Deformationsenergie der Primärfragmente, der direkten Beobachtung nicht zugänglich. Man hat deshalb versucht, aus den experimentell bestimmbaren Energien der Sekundärfragmente auf diese Zwischenwerte zu schließen. Dabei wurde im allgemeinen auf das Tröpfchenmodell zurückgegriffen und daraus auf die mögliche Deformationsform des Spaltkerns geschlossen. Da stets nur grobe Näherungen, wie das Zwei-Kugelmodell, bei der praktischen Auswertung verwendet wurden, sind natürlich die daraus abgeleiteten Interpretationen der Ergebnisse mit Unsicherheiten behaftet.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß in einigen Fällen die zunächst mehr als phänomenologische Beschreibung der Reaktion vorgetragenen Meinungen mit einer Theorie verwechselt werden. So bedeutet die Unterscheidung zwischen einer symmetrischen und asymmetrischen Spaltung, wie von Turkevich und Niday (T7) vorgeschlagen wurde, nicht notwendigerweise einen qualitativen Unterschied im Ablauf der Reaktion. Bereits eine charakteristische Differenz in den Fragment-Eigenschaften, wie die kinetische Energie oder das mittlere Drehmoment, kann für eine derartige Unterscheidung ausreichend sein. Hinweise, welche für eine derartige Differenzierung sprechen, sind jedoch nicht gleichzeitig als Beweis zu werten,

daß der Reaktionsmechanismus beider Spaltarten prinzipielle Unterschiede aufweist.

Die kinetische Energie von Fragmenten oder Spaltprodukten kann mittels eines der folgenden Verfahren bestimmt werden:

1. Flugzeitmessungen
2. Direkte Energie-Bestimmung mit
 - a) Halbleiter-Detektoren
 - b) Szintillationsdetektoren
 - c) Ionisationskammern
3. Reichweite-Bestimmung durch
 - a) direkte visuelle Ausmessung (z.B. Emulsionsverfahren)
 - b) Verwendung der MRRB

Von diesen sind nach dem derzeitigen Stand nur Verfahren 1. und 3b. zur unabhängigen Bestimmung der Energie geeignet. Alle anderen Verfahren bedürfen der Eichung mittels der nach 1. oder 3b. erhaltenen Ergebnisse. Weiterhin ist 3b. allen anderen Methoden in der Auflösung in Hinsicht auf Ladungs- und Nukleonenzahl der Fragmente überlegen. Im folgenden sollen die mit Methode 3b. erhaltenen Ergebnisse sowie die daraus abgeleiteten Schlußfolgerungen beschrieben werden. Die mit den anderen Verfahren durchgeführten Untersuchungen und deren Ergebnisse werden nur erwähnt, wenn dies zum Vergleich erforderlich ist oder eine wesentliche Erweiterung der nach 3b. ermittelten Schlußfolgerungen zuläßt.

4.3.1. Spaltkerne mit kleiner Anregungsenergie

In den Tabellen 14 und 15 sind die von verschiedenen Autoren bestimmten mittleren Reichweiten für einige der bei den Reaktionen $^{233}\text{U}(n_{\text{th}},f)$, $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$, $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ und ^{252}Cf (Spontanspaltung) gebildeten Spaltprodukte zusammengestellt. Aus diesen Werten wurden für die drei zuerst genannten Reaktionen unter Berücksichtigung der angegebenen Genauigkeit von Ishimori et al. (I1) die mittleren kinetischen Energien der Spaltprodukte und daraus die insgesamt freiwerdende kinetische Energie E_K^T , d.h. die Summe der kinetischen Energien beider primären Fragmente, berechnet. Im Bild 41 sind die erhaltenen Ergebnisse zusammen mit den von Milton und Fraser (M14) durch Flugzeitmessungen erhaltenen Werten aufgetragen. Bei der Spaltung von ^{235}U und ^{239}Pu mit thermischen Neutronen ist die Übereinstimmung der beiden Wertegruppen nicht nur im allgemeinen Verlauf, sondern auch in den Absolutwerten gut. Dies ist besonders bemerkenswert, da ja beide Meßverfahren völlig unabhängig voneinander sind. Dagegen treten bei der Spaltung des ^{233}U Abweichungen auf, welche im Mittel 1,8 % betragen. Es ist jedoch nicht sicher, ob diese Diskrepanz signifikant ist, da Gordon et al. (G1) ihre Werte noch als vorläufige Ergebnisse bezeichnen.

Tabelle 14: Mittlere Reichweite in mg Absorbiermaterial pro cm^2 für einige bei der Reaktion $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ gebildete Spaltprodukte.

Absorber	Luft	Al							Zr	Au	U	
Literatur	$\begin{pmatrix} \text{F 1} \\ \text{F14} \end{pmatrix}$	(A1)	(A3)	(S7)	(F1)	(P2)	(S15)	(B1)	(S16)	(A3)	(P2)	(N1)
Methode	DU+K 4	DUDU	DUDU	DUDU	DUDU	DIDU	DUDU	DU+K 1	DUDU	DUDU	DIDU	DIDI
As - 77												12,20
Rb - 86												10,00
Sr - 89			4,12		3,74	4,03	3,98		6,88	10,8	10,92	10,97
Sr - 90							4,05					11,3
Sr - 91	3,16		4,02									10,97
Y - 93												10,73
Zr - 95												10,81
Zr - 97				$\approx 4,08$	3,64							10,81
Nb - 97				$\approx 3,97$								
Mo - 99		3,98							6,12		10,63	10,64
Ru - 103					3,57	3,86					10,65	10,76
Ru - 106												10,4
Ag - 111		3,55	3,51							9,0		9,32
Pd - 112												9,21
Cd - 115		3,32	3,33			3,29				8,6	9,12	9,12
Sn - 121		3,18										
Sn - 125		3,21										8,75
Sb - 127		3,25										9,23
Sb - 129		3,34			3,34							
Te - 129m											9,33	9,39
J - 131			3,37		3,16					8,6		
Te - 132				$\approx 3,31$							9,28	9,28
Cs - 136												8,07
Cs - 137							3,21	2,64	5,51			8,86
								2,91				
Ba - 139	$\approx 2,38$											
Ba - 140		2,98	2,98		2,75			2,82	4,78	8,0		8,44
Ce - 141					2,69				4,20			8,27
Ce - 143												8,13
Ce - 144					2,54				4,20			8,06
Nd - 147												7,80
Sm - 153												7,18
Eu - 156												6,9

Die sich aus den für die Spontanspaltung des Californiums gemessenen Reichweiten (M25) ergebenden Werte für die freiwerdende kinetische Energie streuen sehr stark und sind noch dazu erheblich kleiner als die durch Flugzeitmessungen erhaltenen Daten. Es liegt a priori kein Grund vor, warum die beiden Verfahren nicht auch in diesem Fall übereinstimmende Ergebnisse liefern sollten. Eine Erklärung für diese Abweichungen steht noch aus.

In Bild 41 C sind außerdem die von Thomas et al. (T5) mittels Halbleiterdetektoren bestimmten E_K^T -Werte eingetragen. Die gute Übereinstimmung dieser Daten mit den bereits eingezeichneten Werten im Bereich der asymmetrischen Spaltung ist dadurch bedingt, daß die Detektoren mit diesen Werten geeicht wurden. Dagegen weichen die Halbleiterdetektor-Werte von den Flugzeitwerten im Bereich der symmetrischen Spaltung erheblich voneinander ab. Insgesamt ist diese Differenz etwa um den Faktor 4 größer als die Summe der von den Autoren angegebenen Fehler. Wahrscheinlich ist dies auf Schwierigkeiten bei der Korrektur für die begrenzte Massenauflösung bei beiden Meßverfahren zurückzuführen. Da die Methode der radiochemischen Reichweite-Bestimmung diesen Nachteil nicht aufweist, kommt den damit bestimmten Werten im Bereich der symmetrischen Spaltung besondere Bedeutung zu.

Aus den Bildern 41 A, B und C geht deutlich hervor, daß bei der symmetrischen Spaltung weniger Energie frei wird, als bei der asymmetrischen Spaltung. Die numerische Größe dieses Energiedefizits hängt von der Art der Definition ab. Geht man davon aus, daß die kinetische Energie ausschließlich auf die Coulomb-Abstoßung der beiden Fragmente zurückgeführt werden kann, so ergibt sich die freiwerdende kinetische Energie E_K^T nach dem Zwei-Kugel-Modell zu:

$$E_K^T = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2 + d} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} r_1 &= r_0 A_1^{1/3} \\ r_2 &= r_0 A_2^{1/3} \end{aligned} \quad \text{Gl. 119}$$

Z_1 und Z_2 bedeuten die Ladungszahlen der beiden bei einem Spalt ereignis gebildeten primären Fragmente sowie r_1 und r_2 deren Radien. Die Größe d ist der kleinste Abstand zwischen den Oberflächen der als Kugeln dargestellten Fragmente. Ermittelt man d für typische asymmetrische Spaltprodukte, wie ^{90}Sr und ^{140}Ba (Bild 66), so kann man unter Verwendung dieses Wertes mit Gleichung 119 einen Erwartungswert $\mathcal{E}(E_K^T)_s$ für die symmetrische Spaltung berechnen. Definiert man die Differenz zwischen diesem Erwartungswert und dem experimentell gefundenen Wert als Energiedefizit, so ergibt sich dessen Größe für die

Reaktionen $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ bzw. $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ zu 15 bzw. 17 MeV (I1).

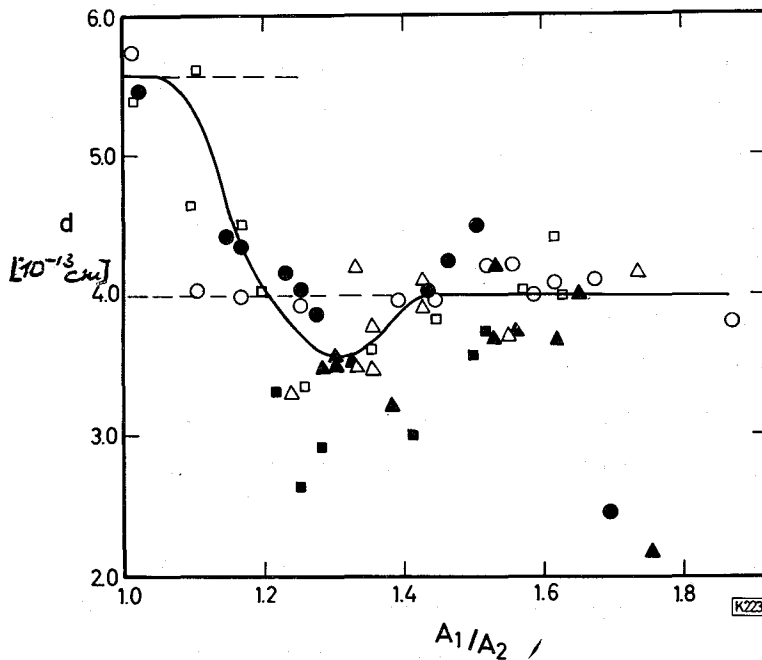


Bild 66: Abhängigkeit der Korrekturgröße d in Gleichung 119 vom Verhältnis der Nucleonzahlen der primären Fragmente (nach einer Zusammenstellung veröffentlichter Werte in (I1)). Es sind die Daten für die folgenden Reaktionen aufgetragen: $\text{U-233}(n_{\text{th}},f)$ (Δ), $\text{U-235}(n_{\text{th}},f)$ (\square) und $\text{Pu-239}(n_{\text{th}},f)$ (\circ). Die ungefüllten (gefüllten) Symbole bedeuten, daß die Werte aus den Reichweiten leichter (schwerer) Spaltprodukte berechnet wurden.

Die Übereinstimmung in der Größe des Energiedefizits für die genannten Reaktionen wurde von Ishimori et al. (I1) als Hinweis gewertet, daß in den beiden Fällen die Sattelpunktsform und somit der Ablauf der Spaltung ähnlich sind. Diese Schlußfolgerung wird von den Autoren noch dadurch gestützt, daß sie die Abhängigkeit der Korrekturgröße d in Gleichung 119 vom Verhältnis der Nucleonzahlen A_1 und A_2 der primären Fragmente berechnen. Die dabei unter Verwendung von $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm für d erhaltenen Werte sind in Bild 66 dargestellt. Man erkennt deutlich, daß bei den genannten Reaktionen der Spaltkern bei der symmetrischen Spaltung stärker deformiert ist als bei der asymmetrischen Spaltung. Der Unterschied in der Entfernung der Ladungsschwerpunkte der Fragmente beträgt nach dieser Auswertung etwa 10 %. Allerdings ist dieser Wert nur bedingt zu weiterführenden qualitativen Auswertungen zu verwenden, da die bei der Ableitung benutzte Vorstellung des Zwei-Kugel-Modells nur eine grobe Näherung an den tatsächlichen Deformationszustand der Spaltkerne dar-

stellt. Um genauere Werte zu erhalten, müßte man z.B. im Rahmen des Tröpfchenmodells die Dynamik des Übergangs Sattelpunkt \longrightarrow Fragment berücksichtigen.

Für einen Vergleich untereinander sollte jedoch die Genauigkeit der Näherung ausreichend sein. Ishimori et al. (11) ziehen deshalb aus den berechneten Werten den Schluß, daß der symmetrischen und asymmetrischen Spaltung je eine charakteristische Sattelpunktsform zugeordnet werden muß. Das bedeutet jedoch nicht notwendigerweise, daß den beiden Spaltarten prinzipiell verschiedene Reaktionsmechanismen zukommen. Die Abweichungen von dem für die asymmetrische Spaltung ermittelten d-Wert von etwa $4 \cdot 10^{-13}$ cm im Bereich der Massenverhältnisse 1,2 bis 1,4 führen die Autoren auf den Einfluß der Bildung von Fragmenten mit magischen Nukleonenzahlen zurück. Die dadurch zusätzlich frei werdende Bindungsenergie tritt demnach als kinetische Energie in Erscheinung. Sollte diese Erklärung richtig sein, so ist dieser Einfluß auf den engen Bereich im Massenverhältnis begrenzt. Von Ishimori et al. (11) wird deshalb besonders darauf verwiesen, daß demzufolge die asymmetrische Spaltung nicht ursächlich auf die Bildung magischer Fragmente zurückzuführen ist.

Sind die charakteristischen Sattelpunktsformen durch unterschiedliche Reaktionsmechanismen bedingt, so tragen im Übergangsbereich zwischen symmetrischer und asymmetrischer Spaltung beide Spaltarten anteilig zur Bildung von Spaltprodukten bei. Aufgrund der für die Spaltarten charakteristischen kinetischen Energien sollte man dann in diesem Bereich eine relativ breite Energieverteilung erwarten. Im Gegensatz zu Britt et al. (B33)(B34), welche die Spaltung von schweren Kernen mit geladenen Projektilen unter Verwendung von Halbleiterdetektoren untersuchten, fanden Aras et al. (A1) diese erwartete Verbreiterung der Verteilungskurve nicht. Sie betrachteten dabei speziell die für die Reaktion $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)^{127}\text{Sb}$ gemessene Reichweiteverteilungskurve, da nach Ansicht der Autoren bei diesem Spaltprodukt aufgrund der experimentell bestimmten kinetischen Energie nur etwa 66 % durch die symmetrische Spaltung gebildet werden sollten. Die Halbwertsbreite der von ihnen mit Hilfe dieser Annahme konstruierten Verteilungskurve ist etwa 30 % größer als die experimentell gefundene. Sie schließen daraus, daß demnach die Unterscheidung zweier Spaltarten mit verschiedenen Reaktionsmechanismen nicht zutreffend sei.

Gegen diese Beweisführung lassen sich jedoch zwei gewichtige Gründe anführen. Wesentlich für diesen Vergleich ist die angenommene relative Bildungswahrscheinlichkeit für das ^{127}Sb , welche sich aus den angegebenen Daten zu 66 ± 11 % ergibt. Schon bei Berücksichtigung dieser Fehlergrenze verringert sich die

Halbwertsbreite der konstruierten Verteilungskurve um etwa 15 %. Weiterhin muß beachtet werden, daß wahrscheinlich auch die kinetische Energie der symmetrischen Spaltprodukte durch die Bildung magischer Fragmente beeinflußt wird. Dies führt dazu, daß der durch asymmetrische Spaltung gebildete Anteil an ^{127}Sb kleiner als oben angegeben ist. Berücksichtigt man diesen Effekt, so ergibt sich für die konstruierte Reichweite-Verteilung eine Halbwertsbreite, welche mit der experimentell gefundenen übereinstimmt.

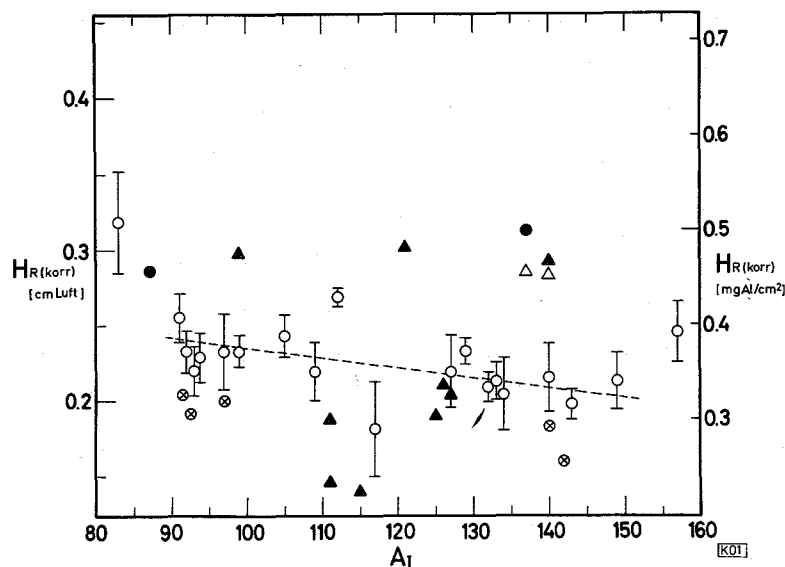


Bild 67: Abhängigkeit der für Targetdicke und Kollimatorgeometrie korrigierten Halbwertsbreiten $H_{R(korr)}$ der Reichweiteverteilungen von der Nukleonenzahl der Spaltprodukte R (nach einer Zusammenstellung veröffentlichter Daten in (H1)). Zur Bestimmung der durch Dreiecke gekennzeichneten Daten wurden Al-Folien als Absorber verwendet (A_1)(B_1), die anderen Werte wurden mit gasförmigen Absorbieren erhalten (K_1)(G_2)(P_1).

Die bisher publizierten experimentellen Daten über die Reichweiteverteilungen von Spaltprodukten wurden von Hollstein und Münzel (H1) zusammengestellt. In Bild 67 sind die Halbwertsbreiten der Verteilungen, jeweils korrigiert für Targetdicke und Kollimatorgeometrie, gegen die Nukleonenzahl der untersuchten Spaltprodukte aufgetragen. Im Vergleich zu den Daten anderer Autoren schwanken die Werte von Aras et al. (A_1) wesentlich stärker. Möglicherweise ist der tatsächliche Fehler dieser Werte größer als von den Autoren angenommen wurde. Aus Bild 67 geht weiterhin hervor, daß die mit festen Absorbieren (Al-Folien) gemessenen Reichweite-Verteilungen eine erheblich größere Halbwertsbreite aufweisen als die mit gasförmigen Absorbieren erhaltenen (s. Abschnitt 3.4.). Bei der kritischen Auswertung der publizierten Halbwertsbreiten wurden deshalb von Hollstein und Münzel nur die mit der DU+K 2-Methode und gasförmigen Absorbieren erhaltenen Werte berücksichtigt. Unter der Annahme, daß die mittlere Reichweite und die Halbwertsbreite der Verteilung für alle primären Fragmente

innerhalb einer isobaren Reihe einander gleich sind, erhielten sie für Spaltprodukte eine relative Halbwertsbreite der Energieverteilung von 11 %. Aus den Untersuchungen von Niday (N1) sowie von Brown und Oliver (B1) ergibt sich jedoch, daß abgeschirmte Spaltfragmente eine wesentlich kleinere Reichweite besitzen, als aufgrund der Reichweiten von Spaltprodukten ähnlicher Nukleonenzahl zu erwarten ist. Dies steht im Gegensatz zu der oben verwendeten Annahme über die Gleichheit der mittleren Reichweite für die primären Fragmente einer isobaren Reihe. Hollstein und Münzel (H2) haben deshalb dieses Reichweite-Defizit für die isobare Reihe 139 bei der Reaktion $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}},f)$ experimentell untersucht. Es ergab sich, daß das Defizit nicht nur bei abgeschirmten Nukliden auftritt. Wie die in Bild 68 dargestellten Resultate zeigen, hängt die Größe des Defizits linear von der Differenz zwischen der Ladungszahl Z_i der sekundären Fragmente und der wahrscheinlichsten Ladungszahl Z_p innerhalb der isobaren Reihe ab.

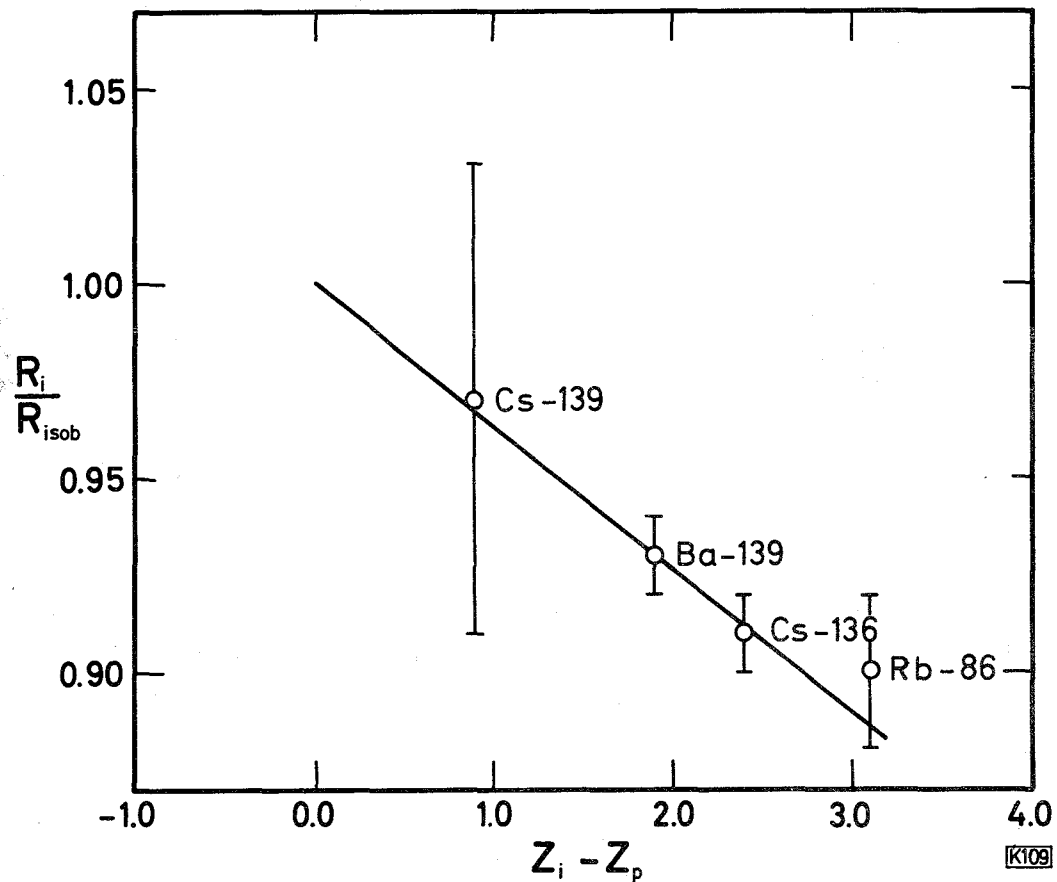


Bild 68: Abhängigkeit des Reichweitedefizits von der Differenz $Z_i - Z_p$ für einige sekundäre Fragmente (nach (H2)). Cs-139 und Ba-139 wurden für die Reaktion $\text{Pu-239}(n_{\text{th}},f)$ (H2) und Cs-136 sowie Rb-86 für die Reaktion $\text{U-235}(n_{\text{th}},f)$ (N1)(B1) bestimmt. Aufgetragen ist das Verhältnis der mittleren Reichweite R_i des Fragments i und der Mittelwert R_{isob} über alle R_i einer isobaren Reihe. Z_p ist die wahrscheinlichste Ladungszahl der betreffenden isobaren Reihe

Dieses Reichweite-Defizit ist nur zum Teil darauf zurückzuführen, daß der spezifische Energie-Verlust von der Ladungszahl des Ions abhängt. Niday (N1) folgert deshalb aus seinen Ergebnissen, daß die Zahl der verdampften Neutronen mit steigender Differenz $Z_i - Z_p$ ebenfalls zunimmt. Benutzt man jedoch die neue Reichweite-Energie-Beziehung im Zusammenhang mit den von Milton (M27) berechneten Werten für die Gesamtenergie E_T der Spaltung (Q -Wert), so ergibt sich in erster Näherung eine Übereinstimmung in den Differenzen $E_K^T(Z_p) - E_K^T(Z_i)$ und $E_T(Z_p) - E_T(Z_i)$. Die Änderung der kinetischen Energie der Fragmente stimmt somit näherungsweise mit der Abnahme der insgesamt zur Verfügung stehenden Energie überein. Dies ist demnach der analoge Vorgang zu der Erhöhung der kinetischen Energie bei der Bildung von Fragmenten mit magischen Zahlen. In beiden Fällen wird die Veränderung der zur Verfügung stehenden Gesamtenergie (Q -Wert der Spaltung) als Differenz in der kinetischen Energie sichtbar.

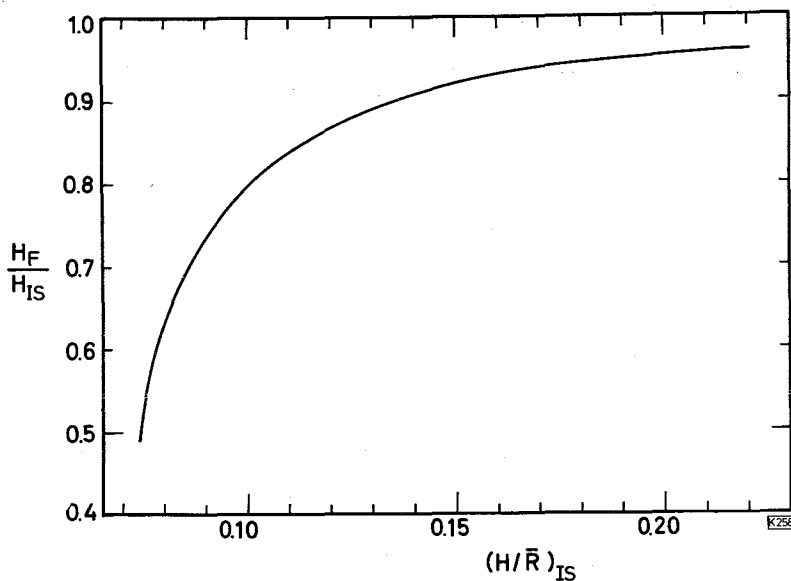


Bild 69; Abhängigkeit der Quotienten H_F/H_{IS} von der relativen Halbwertsbreite $(H/\bar{R})_{IS}$ der Reichweite-Verteilung (nach (H2)). Die Indices bedeuten: Mittelung über die zu einem Fragment (F) bzw. zu einer isobaren Reihe (IS) führenden Ereignisse.

Hollstein et al. (H2) verwendeten dieses Ergebnis, um erneut die Energiedispersion zu berechnen. In Bild 69 ist die von ihnen ermittelte Abhängigkeit des Quotienten H_F/H_{IS} von der relativen Halbwertsbreite der Reichweiteverteilung (korrigiert für Targetdicke und Kollimator-Geometrie) aufgetragen. H_F bzw. H_{IS} bedeuten die Halbwertsbreiten der Verteilungskurve für ein Fragment bzw. die gesamte isobare Reihe. Dabei wurde angenommen, daß H_F für alle Fragmente innerhalb einer isobaren Reihe konstant ist.

Nach dieser im Bild 69 gezeigten Abhängigkeit sollte z.B. das Verhältnis H_F/H_{IS} für ^{136}Cs 0,940 betragen. Brown und Oliver (B1) fanden experimentell einen Wert von 0,945, wobei jedoch anstatt $H_{IS}(A=136)$ der Wert $H_{IS}(A=137)$ zur Berechnung verwendet wurde. Hollstein et al. (H2) werteten diese Übereinstimmung als eine Bestätigung ihrer Annahme über die Konstanz von H_F .

Wendet man das berechnete Verhältnis von H_F/H_{IS} auf die mit gasförmigen Absorbieren bestimmten Reichweiteverteilungen an, so ergibt sich, daß die relative Halbwertsbreite der Energieverteilung für ein Fragment mit etwa 5 % nur ungefähr halb so groß ist wie die, welche für die gesamte isobare Reihe ermittelt wurde (H2). Da somit die tatsächliche Energiedispersion um etwa den Faktor zwei kleiner ist als bisher angenommen wurde, sollten die von den verschiedenen Autoren aus ihren Ergebnissen abgeleiteten Schlußfolgerungen nochmals überdacht werden. So scheint z.B. das Argument von Cohen et al. (C7) gegen die von Fong (F11) entwickelte Statistische Theorie der Spaltung nicht mehr gerechtfertigt. Fong sagte für die Dispersion der kinetischen Energie von Primärfragmenten einen Betrag von ungefähr 6 % voraus. Cohen et al. (C7) hingegen ermittelten einen Wert von 11,4 %, welcher allerdings für die gesamte isobare Reihe 99 gilt. Diese Abweichung vom Erwartungswert werteten die Autoren als Argument gegen die Fong'sche Theorie.

4.3.2. Spaltkerne mit mittlerer Anregungsenergie

Mukherji und Yaffe (M2) untersuchten für die Reaktion $^{238}\text{U}(p,f)^{140}\text{Ba}$ die Abhängigkeit der mittleren Reichweite von der Projektilenergie. Bei der Auswertung verwendeten die Autoren das Zwei-Vektor-Modell, wobei hier wie in dem folgenden Abschnitt V die Geschwindigkeit des Fragments im Schwerpunktssystem und v die Geschwindigkeit des Spaltkerns bedeutet. Es zeigte sich, daß der Spaltkern-Impuls innerhalb der Fehlergrenzen gleich dem Projektilimpuls ist. Mukherji und Yaffe (M2) schlossen daraus, daß die Reaktion bis zu einer Projektilenergie von 60 MeV über die Compoundkern-Bildung verläuft. Allerdings sind die Standardabweichungen der Werte relativ groß, so daß zur Sicherstellung dieses etwas überraschenden Resultates weitere experimentelle Untersuchungen erforderlich sind.

Außerdem ziehen Mukherji und Yaffe aus ihren Daten den Schluß, daß die kinetische Energie des ^{140}Ba weitgehend unabhängig von der Anregungsenergie des Spaltkerns ist. Dieses Resultat ergab sich auch bei den Untersuchungen von Rohde und Münzel (R1) über die Abhängigkeit der Reichweite einiger bei der Reaktion $^{139}\text{Pu}(d,f)$ gebildeter Spaltprodukte von der Projektilenergie. Aus den experimentellen Werten berechneten die Autoren die insgesamt freiwerdende

kinetische Energie E_K^T für die primären Spaltprodukte. Dabei wurde von ihnen u.a. berücksichtigt, daß die Wahrscheinlichkeit für (d,p)- oder (d,n)-Striping-Prozesse relativ groß ist und somit nur ein Teil der Reaktionen über Compoundkern-Bildung verläuft. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Meßwerten anderer Autoren in Bild 70 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die kinetische Energie für typisch asymmetrische Spaltprodukte, wie ^{91}Sr und ^{140}Ba , tatsächlich weitgehend unabhängig von der Anregungsenergie des Spaltkerns ist. Zu diesem Ergebnis kamen auch Alexander et al. (A4) bei der Untersuchung der Reaktion $^{238}\text{U}(d_{23},f)$. Auch die mit Halbleiterdetektoren erhaltenen Werte bestätigen diese Schlußfolgerung.

Zwischen den mit verschiedenen Meßmethoden erhaltenen Werten sind deutlich systematische Abweichungen zu erkennen, welche nur schwer zu erklären sind. Innerhalb einer Untersuchung sollten jedoch die Fehler relativ klein sein, da dann z.B. die für die Neutronenverdampfung erforderlichen Korrekturen stets in gleicher Weise ausgeführt wurden. So darf die Abnahme der kinetischen Energie E_K^T mit zunehmender Projektilenergie im Übergangsbereich zwischen symmetrischer und asymmetrischer Spaltung ($1,2 < A_1/A_2 < 1,4$) als experimentell gesichert angesehen werden. Dieses unterschiedliche Verhalten im Vergleich zur asymmetrischen Spaltung ist einfach zu erklären. Nach den von Ishimori et al. (I1) unter Verwendung des Zwei-Kugel-Modells abgeleiteten Schlußfolgerungen sollte sich in diesem Übergangsbereich der Einfluß der Bildung von magischen Spaltfragmenten bemerkbar machen. Bei höherer Anregungsenergie wird dieser Einfluß erwartungsgemäß kleiner und sollte schließlich ganz verschwinden, da dann diese Substrukturen zerstört werden. Damit sollte aber auch die kinetische Energie der betreffenden Spaltprodukte kleiner werden und auf die der asymmetrischen Spaltung entsprechende Größe absinken.

Bemerkenswert ist die Abhängigkeit der bei der symmetrischen Spaltung freiwerdenden kinetischen Energie E_K^T von der Projektilenergie. Nach (R1) beträgt die Differenz zwischen den E_K^T -Werten für Spaltkerne mit einer Anregungsenergie von 5 bzw. 31 MeV etwa 8 MeV. Bei einer weiteren, über 31 MeV hinausgehenden Erhöhung der Anregungsenergie bleibt dann jedoch der Wert für E_K^T praktisch konstant. Relativ zueinander zeigen auch die Werte von Burnett (B35) und Thomas et al. (T5) eine derartige Abhängigkeit.

Alexander et al. (A4) untersuchten die Reaktion $^{238}\text{U}(d_{23},f)$ und verglichen die aus den Reichweiten berechneten Werte für die kinetische Energie mit den von Niday (N1) erhaltenen Ergebnissen. Danach ist auch in diesem Fall die kinetische Energie bei der asymmetrischen Spaltung von der Anregungsenergie des Spaltkerns unabhängig. Für die symmetrische Spaltung erhöht sich dagegen die kinetische

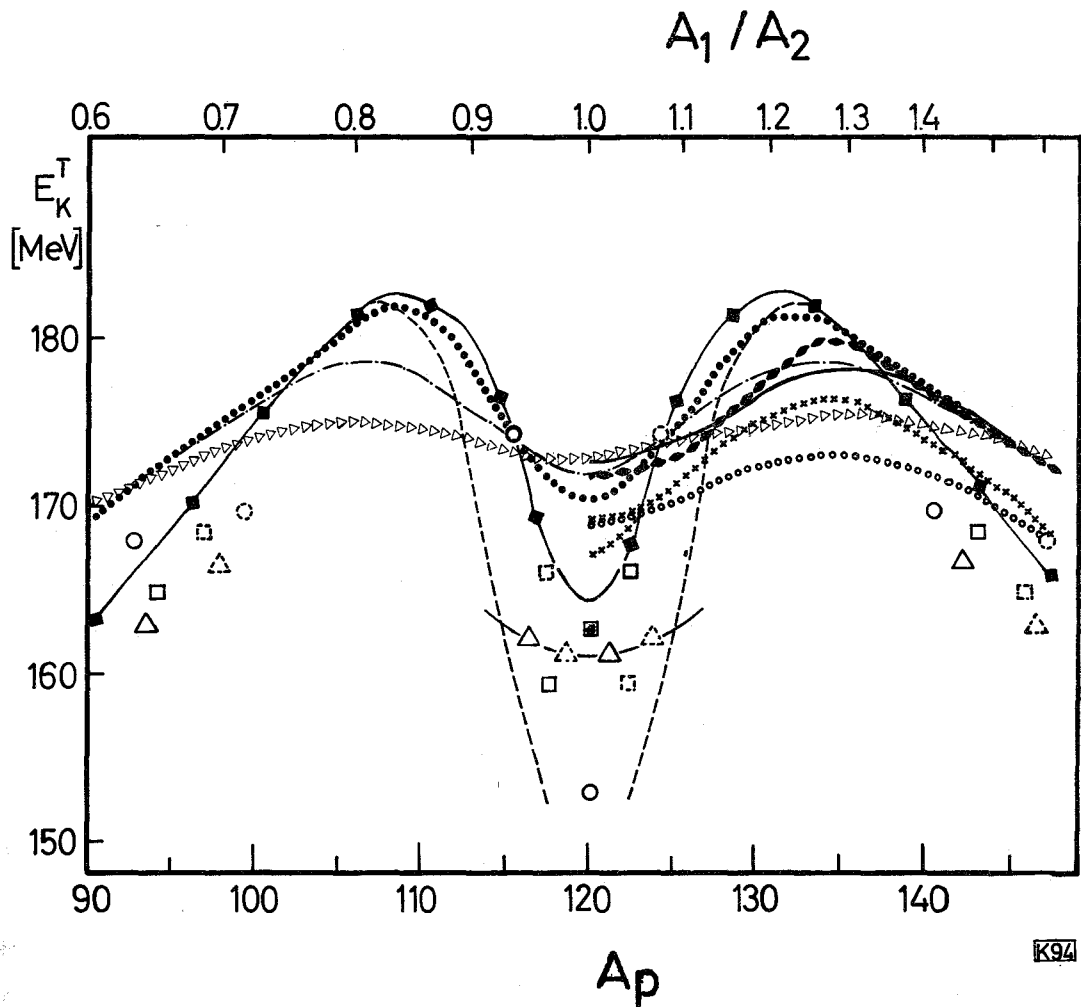


Bild 70; Vergleich einiger in der Literatur aufgeführter Energie-Verteilungen mit den von Rohde und Münzel (R1) erhaltenen Werten (nach (R1)). Die Symbole bedeuten:

Nr.	E_s^*	Z_s	A_s	Methode	Ref.
1	5	94	240	H1	(T5)
2	22	94	242	H1	(B35)
3	29	94	242	H1	(B35)
4	61	94	242	H1	(B35)
5	22	94	257	H1	(B33)
6	26	94	242	H1	(U1)
7	38	94	242	H1	(U1)
8	5	94	240	FZ	(M14)
9	22	94	237	FZ	(B33)
10	5	94	240	MRRB	(R1)
	31	95	240,8	MRRB	(R1)
	50	94,8	240,4	MRRB	(R1)
	gespiegelte Punkte			MRRB	(R1)
	Korrigiert für Neutronenverdampfung			MRRB	(R1)

Z_s und A_s sind die mittlere Ladungs- und Nukleonenzahl des Spaltkerns und E_s^* dessen mittlere Anregungsenergie. Weiterhin bedeuten die Hinweise auf die Meßmethode H1 Halbleiterdetektoren, FZ Flugzeitbestimmungen und MRRB Methode der Radiochemischen Reichweitebestimmung.

Energie um 8 MeV. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem für die Pu-Spaltung erhaltenen überein. Das Energiedefizit geht somit im Vergleich zur Spaltung mit thermischen Neutronen um diese 8 MeV zurück, so daß sich ein Wert von etwa 9 bis 10 MeV dafür ergibt. Wie weiter unten bei der Besprechung der Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450},f)$ gezeigt wird, ändert sich dieser Wert mit weiter steigender Anregungsenergie nicht mehr.

Die Art der Energieabhängigkeit von E_K^T bei der symmetrischen Spaltung ist besonders deshalb bemerkenswert, weil man eigentlich in Analogie zur asymmetrischen Spaltung eine von der Anregungsenergie unabhängige Sattelpunktsform erwarten sollte. Britt et al. (B34) haben jedoch bereits darauf hingewiesen, daß dieses Verhalten möglicherweise auf eine anormale Abhängigkeit der Drehimpuls-Verteilung der symmetrisch deformierten Spaltkerne von der Anregungsenergie zurückzuführen ist. Daß sich symmetrische und asymmetrische Spaltung in dieser Abhängigkeit der Drehimpuls-Verteilung unterscheiden, zeigt ein Vergleich der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitt-Verhältnisse für isomere Spaltfragmente. So ergab sich z.B. für die Reaktion $^{238}\text{U}(\alpha,f)$ eine unerwartete Energieabhängigkeit für das Verhältnis $\sigma(\text{Cd-115m})/\sigma(\text{Cd-115g})$ (M5).

Es ist leicht zu zeigen, daß der Verlauf der E_K^T -Kurve symmetrisch um $A_s/2$, d.h. die halbe Nukleonenzahl A_s des Spaltkerns, sein sollte. Eine nähere Betrachtung der Werte von (R1) im Bild 70 zeigt jedoch, daß die erwartete Symmetrie bei Massenverhältnissen von etwa 1 nicht erfüllt ist. Ähnliche Abweichungen ergaben sich z.B. bei der von Sugarman et al. (S3) untersuchten Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450},f)$. Wahrscheinlich sind diese Diskrepanzen auf Fehler bei der Auswertung zurückzuführen. So wurde stets angenommen, daß die Anregungsenergie pro Nukleon in beiden Primärfragmenten gleich und somit die Zahl der verdampften Neutronen näherungsweise deren Nukleonenzahl proportional ist. Verzichtet man auf diese Voraussetzung, so kann umgekehrt aus der gewünschten Spiegelsymmetrie der E_K^T -Kurve und der insgesamt zur Verfügung stehenden Anregungsenergie die Zahl der verdampften Neutronen für die Spaltfragmente im Bereich der symmetrischen Spaltung berechnet werden. Die Ergebnisse einer derartigen Auswertung (R1) zeigen deutlich, daß die Zahl der verdampften Neutronen nicht proportional der Nukleonenzahl der Fragmente ist. Möglicherweise ist das Verteilungsverhältnis von der absoluten Höhe der Anregungsenergie unabhängig.

Auf folgende Reichweite-Untersuchungen von Spaltprodukten sei nur kurz hingewiesen: Douthett und Templeton (D10) bestimmten die Reichweiten von 6 Spaltprodukten, die bei den Reaktionen $^{238}\text{U}(d_{18},f)$ und $^{238}\text{U}(p_{350},f)$ gebildet werden. Sie fanden, daß die Deuteronen-Reaktion vorzugsweise über die Compoundkern-Bildung abläuft. Der geringe Unterschied in den Reichweiten der nach beiden Reak-

tionen gebildeten Spaltprodukte wird von ihnen durch die erhöhte Neutronenverdampfung erklärt.

Desai und Menon (D11) berichten über die Reichweiten von 8 Spaltprodukten, die bei der Reaktion $^{238}\text{U}(n_{14,5},f)$ entstehen. Die aus den experimentellen Daten abgeleiteten Standardabweichungen dieser, in Bezug auf das Energiedefizit so interessanten Daten, sind jedoch leider sehr groß. Die dadurch bedingte Unsicherheit in den daraus berechneten E_K^T -Werten beträgt im Mittel etwa 10 % und ist somit größer als das ganze Defizit. Ähnliche Schwierigkeiten ergeben sich auch bei der Auswertung der von Wolke (W9) untersuchten Spaltung von ^{226}Ra mit Protonen.

4.3.3. Spaltkerne mit hoher Anregungsenergie

Von Noshkin und Sugihara (N6)(N7) wurde die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{150},f)$ näher untersucht. Zur quantitativen Auswertung benutzten sie das Zwei-Vektor-Modell und ermittelten neben \bar{R} und η die Anisotropie der Reaktion nach $W(\theta) = a + b \cos^2 \theta$. Die Interpretation der Ergebnisse wird erheblich durch den Umstand erschwert, daß die wahrscheinlichste Ladungszahl Z_p innerhalb einer isobaren Reihe bei dieser Reaktion wesentlich näher zur Stabilitätslinie liegt als bei der Spaltung mit thermischen Neutronen. Die Ausbeute der untersuchten Spaltprodukte ist deshalb vielfach nicht mehr identisch mit der Isobaren-Ausbeute. Die für ein solches Spaltprodukt ermittelten Eigenschaften sind deshalb nicht mehr die Mittelwerte für alle innerhalb einer isobaren Reihe gebildeten Fragmente, da sich die Mittelung stets nur über die Fragmente erstreckt, deren Ladungszahl Z_i kleiner oder gleich der des untersuchten Nuklids ist. Um aus diesen "unvollständigen" Mittelwerten auf die Eigenschaften der isobaren Reihen zu schließen, bedarf es einer Reihe von Annahmen, deren Berechtigung zum Teil experimentell nicht untermauert ist.

Noshkin und Sugihara haben bei der Auswertung ihrer Ergebnisse den Einfluß der "unvollständigen" Mittelung nur in der Umrechnung der Reichweiten in kinetische Energien durch Verwendung der in geeigneter Weise berechneten mittleren Ladungszahl der untersuchten Spaltprodukte berücksichtigt. Somit wurde von ihnen implizit die Annahme eingeführt, daß die Eigenschaften aller Fragmente innerhalb einer isobaren Reihe einander sehr ähnlich sind. Betrachtet man die Werte für die kinetischen Energien von isobaren Spaltprodukt-Paaren, so stellt man fest, daß diese Annahme durch die experimentellen Daten nicht gestützt wird. Allerdings sind die experimentellen Befunde von Noshkin und Sugihara nicht eindeutig, so daß eine Korrektur aufgrund einer weitgehend subjektiven Bewertung erfolgen

müßte. Wahrscheinlich haben deshalb Noshkin und Sugihara davon Abstand genommen.

Unter Verwendung des Zwei-Kugel-Modells zeigen Noshkin und Sugihara, daß die Unterschiede in der kinetischen Energie der 9 von ihnen untersuchten isobaren bzw. isotopen Paare bis auf zwei Ausnahmen (Ba-140/La-140 und Ga-72/Ga-73) in befriedigender Weise durch die Veränderung in der Coulomb-Abstossung erklärt werden können. Weiterhin verglichen sie ihre Ergebnisse mit den von Alexander et al. (A9) für die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{720},f)$ gefundenen Werten. Unter Verwendung verschiedener Annahmen, z.B. über die Neutronenverdampfung, ergaben ihre Rechnungen, daß die Distanz d in Gleichung 119 für beide Reaktionen etwa gleich ist. Dieses Ergebnis steht somit in voller Übereinstimmung mit der bereits früher erwähnten Unabhängigkeit der Sattelpunktsform und damit der kinetischen Energie von der Anregungsenergie der Spaltkerne.

Weiterhin vergleichen Noshkin und Sugihara die Abhängigkeit der insgesamt freiwerdenden kinetischen Energie E_K^T von dem Massenverhältnis der primären Fragmente für die beiden Reaktionen $^{238}\text{U}(p_{150},f)$ und $^{235}\text{U}(n_{th},f)$. Dabei macht sich die oben erwähnte "unvollständige" Mittelung durch die Streuung der Werte für die erstgenannte Reaktion unangenehm bemerkbar. Es ist deshalb aufgrund der damit verbundenen Unsicherheit nicht eindeutig zu entscheiden, ob die gefundene Unabhängigkeit der E_K^T -Werte von A_1/A_2 tatsächlich real ist. Sollte dies zutreffen, so bedeutet dies, daß bei höheren Anregungsenergien das Energiedefizit vollständig aufgefüllt wird. Dies steht jedoch nicht im Einklang mit den für die Reaktion $^{239}\text{Pu}(d_{50},f)$ erhaltenen Ergebnissen.

Unter Berücksichtigung der Spalt-Ausbeuten berechneten Noshkin und Sugihara die mittlere totale kinetische Energie für die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{150},f)$. Sie erhielten dafür einen Wert von 161 MeV. Dieser Wert liegt somit nur 7 MeV unter der mittleren totalen kinetischen Energie für die Reaktion $^{235}\text{U}(n_{th},f)$. Berücksichtigt man, daß bei der Reaktion mit 150 MeV Protonen der Einfluß der Bildung von Fragmenten mit magischen Nukleonenzahlen vernachlässigt werden kann, so ist tatsächlich eine Differenz von einigen MeV zu erwarten.

Weiterhin wurde von Noshkin und Sugihara die mittlere Anregungsenergie der zu den untersuchten Spaltprodukten führenden Spaltkerne ermittelt. Dabei gingen sie von den berechneten kinetischen Energien (siehe oben) aus und erhielten daraus durch Kombination mit den bestimmten η -Werten zunächst die mittleren Geschwindigkeiten der betreffenden Spaltkerne. Unter Verwendung eines vereinfachten Reaktionsmodells über den Ablauf von Direktreaktionen, bei dem nach einem Vorschlag von Turkevich (T6) der Vorgang als inelastische Streuung aufgefaßt wird (s. auch Bild 59), kann daraus der übertragene Anteil vom Projektil-

impuls und schließlich die mittlere Anregungsenergie des Spaltkerns berechnet werden. Bei der Auswertung der erhaltenen Werte für \bar{E}_s^* muß berücksichtigt werden, daß es sich zum Teil ebenfalls um unvollständige Mittelwerte handelt.

Noshkin und Sugihara haben anhand dieser \bar{E}_s^* -Werte versucht, die Zahl der verdampften Neutronen abzuschätzen. Sie konnten zeigen, daß bei der Mehrzahl der untersuchten Produkte die experimentellen Werte nicht gegen eine Neutronenverdampfung vor der Spaltung sprechen. Dagegen muß zumindest bei Ga-72, Br-82 und Ag-112 angenommen werden, daß ein Teil der Neutronen nach der Spaltung von den Fragmenten emittiert wird.

Die über alle untersuchten Spaltprodukte gemittelten \bar{E}_s^* -Werte ergeben eine mittlere Anregungsenergie für alle Spaltkerne von 67 MeV. Nach den Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20) beträgt der Erwartungswert jedoch 87 MeV. Da bei Uran als Targetmaterial praktisch alle inelastischen Kernprozesse zur Spaltung führen sollten, ist diese Diskrepanz schwer zu erklären. Um eine Differenz von 20 MeV zu erhalten, wäre die Postulierung eines relativ großen Wirkungsquerschnitts für spezielle "Hochenergie"-Reaktionen (Spallation, Fragmentation) erforderlich. Noshkin und Sugihara vertreten jedoch die Ansicht, daß die Diskrepanz wahrscheinlich auf systematische Fehler in dem angenommenen vereinfachten Reaktionsmechanismus zurückzuführen ist.

Sugarman et al. (S3) untersuchten die Spaltung von ^{238}U mit 450 MeV Protonen. Sie bestimmten die mittleren Reichweiten von 19 Spaltprodukten. Bei der Auswertung verwenden sie das Zwei-Vektor-Modell und erhalten so auch Werte für η_- und b/a , wobei sie das Verhältnis von η_-/η_+ der Arbeit von Porile (P16) entnehmen. Allerdings ist bei den erhaltenen Werten zu beachten, daß die Exponenten in der benutzten Reichweite-Energie-Beziehung (Gleichung 44 in Abschnitt 3.2.) nicht mit den im Abschnitt 3.3.3. vorgeschlagenen übereinstimmen. Berücksichtigt man dies, so ergeben sich für η_- im Mittel um 7 % höhere Werte. Im folgenden wurden bei der Auswertung diese verbesserten Werte verwendet. Dies gilt auch für die aus den mittleren Reichweiten berechneten kinetischen Energien; allerdings treten hier nur bei Mn, Cu, Ga, In und Mo Abweichungen von mehr als 2 % auf.

Zur Auswertung berechneten Sugarman et al. (S3) zunächst die kinetische Energie der untersuchten Spaltprodukte und daraus die mittlere Geschwindigkeit der zu diesen Nukliden führenden Spaltkerne. Unter Verwendung der von Porile (P16) aus den Kaskaden-Berechnungen von Metropolis et al. (M20) abgeleiteten Beziehung zwischen übertragenem Projektil-Impuls und der Anregungsenergie des getroffenen Kerns ermitteln sie weiterhin die mittlere Anregungsenergie der zu den unter-

suchten Spaltprodukten führenden Spaltkerne.

Die erhaltenen Werte für E_K und E^* stellen in vielen Fällen nicht das Mittel über die Werte aller innerhalb einer isobaren Reihe gebildeten Fragmente dar. Der Vergleich solcher "unvollständigen" Mittelwerte untereinander sowie mit den für andere Reaktionen gefundenen Daten ist sehr schwierig, und alle abgeleiteten Schlußfolgerungen sind demzufolge unsicher. Sugarman et al. haben deshalb versucht, aus ihren Werten unter Verwendung vereinfachender Voraussetzungen die vollständigen Mittelwerte abzuleiten. Sie benutzten dazu z.B. die Annahme, daß die mittlere Anregungsenergie der zu einer isobaren Reihe führenden Spaltkerne eine stetige Funktion der Nukleonenzahl der Spaltprodukte ist. Außerdem setzten sie voraus, daß E^* für die Bildung von Fragmenten innerhalb einer isobaren Reihe pro Ladungseinheit um den konstanten Betrag ΔE^* zunimmt. Die Auswertung der von ihnen ermittelten Daten ergab für ΔE^* einen Wert von 25 MeV. Die mit diesem Wert berechneten mittleren Anregungsenergien $E^*(A, Z_p)$ der zu dem Fragment mit der wahrscheinlichsten Ladungszahl Z_p innerhalb einer isobaren Reihe mit der Nukleonenzahl A führenden Spaltkerne sind im Bild 71 aufgeführt. Entsprechend den Voraussetzungen ergibt sich ein kontinuierlicher Kurvenverlauf.

In ähnlicher Weise wurden von Sugarman et al. (S3) die mittlere kinetische Energie der primären Fragmente mit der wahrscheinlichsten Ladungszahl Z_p und der Nukleonenzahl A_p und daraus die insgesamt frei werdende kinetische Energie $E_K^T(A_p, Z_p)$ berechnet. Dabei verwendeten sie u.a. die Annahme, daß die kinetische Energie innerhalb einer isobaren Reihe proportional dem Produkt der Ladungszahlen beider Fragmente sind. Die erhaltenen Werte sind im Bild 72 dargestellt. Wie bereits aufgrund der besprochenen Ergebnisse für die Reaktion $^{239}\text{Pu}(d_{20}, f)$ und $^{239}\text{Pu}(d_{50}, f)$ erwartet werden konnte, nimmt die Größe des Energiedefizits im Bereich der symmetrischen Spaltung ab. Bemerkenswert ist jedoch, daß es auch bei der Spaltung mit 450 MeV Protonen erhalten bleibt. Mit etwa 12 MeV stimmt es sogar sehr gut mit dem Erwartungswert überein. Sugarman et al. nahmen an, daß die Genauigkeit ihrer Daten zur Auswertung in Bezug auf das Energiedefizit kaum ausreicht. Durch die Verwendung der neuen Reichweite-Energie-Beziehung sollte jedoch dieser Einwand entkräftet sein.

Berechnet man den mittleren Abstand der Ladungszentren D_L nach dem Zwei-Kugel-Modell, d.h. die Summe $D_L = r_1 + r_2 + d$ in Gleichung 119, so ergeben sich die in Bild 73 gezeigten Werte. Auch hier zeigt es sich, daß die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450}, f)$ ähnlich wie die Spaltung mit thermischen Neutronen ablaufen muß. Besonders interessant daran ist, daß offensichtlich die Deformation bzw. Elongation des Kerns im Moment der Spaltung weitgehend unabhängig von der Anregungsenergie ist.

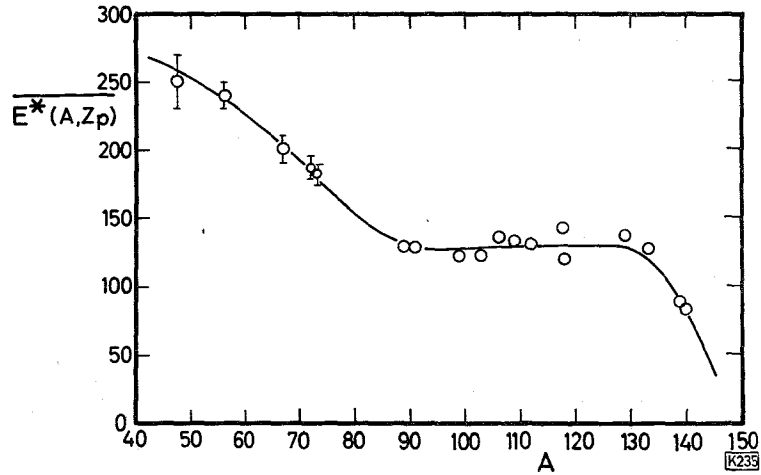


Bild 71; Mittlere Anregungsenergie $E^*(A, Z_p)$ der bei der Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450}, f)$ zu dem Fragment mit der wahrscheinlichsten Ladungszahl Z_p innerhalb einer isobaren Reihe A führenden Spaltkerne (nach (S3)).

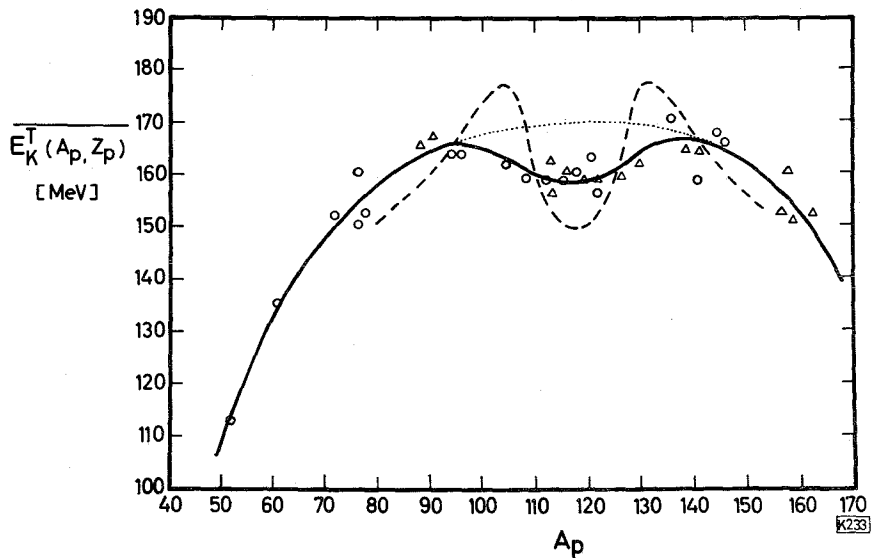


Bild 72; Mittlere totale kinetische Energie $E_K^T(A_p, Z_p)$ der bei der Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450}, f)$ entstehenden primären Fragmente mit der wahrscheinlichsten Ladungszahl Z_p innerhalb einer isobaren Reihe A_p (nach (S3)). Die durchgezogene Kurve stellt eine visuelle Anpassung an die experimentellen Werte (O) und deren Spiegelpunkte (Δ) dar. Die beiden anderen Kurven bedeuten: - - - $E_K^T(A_p, Z_p)$ -Werte für die Reaktion $\text{U-235}(n_{th}, f)$ (nach (N1)); Erwartungswerte nach Gleichung 119.

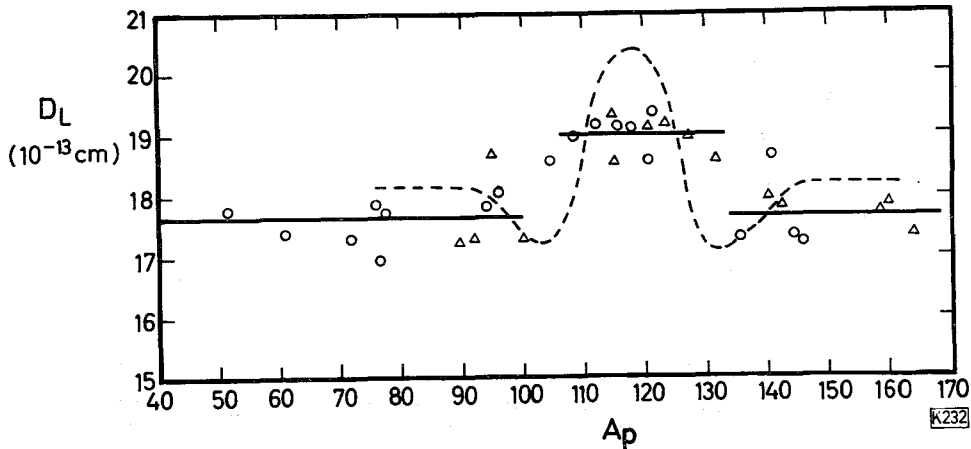


Bild 73: Mittlerer Abstand der Ladungsschwerpunkte im Zwei-Kugel-Modell in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl A_p der primären Fragmente (nach (S3)). D_L ist gleich der Summe $r_1 + r_2 + d$ in Gleichung 119. Die ausgezogenen Kurven stellen eine visuelle Anpassung an die experimentellen Werte (O) und deren Spiegelpunkte (Δ) dar. Außerdem sind die D_L -Werte für die Reaktion $U-235(n_{th}, f)$ (nach (N1)) eingetragen.

Diese Konstanz der Deformationsform macht sich auch dadurch bemerkbar, daß die über alle gebildeten Spaltprodukte gemittelte kinetische Energie mit 164 ± 8 MeV nahezu unabhängig von der mittleren Anregungsenergie der Spaltkerne ist. Die geringe Differenz von 4 MeV zu dem für die Reaktion $^{235}U(n_{th}, f)$ ermittelten Wert von 168 MeV könnte real sein, da bei der Reaktion $^{238}U(p_{450}, f)$ der Anteil der symmetrischen Spaltung größer ist.

Aus der mittleren Anregungsenergie der zu einer isobaren Reihe führenden Spaltkerne kann unter Berücksichtigung der Spaltausbeuten die mittlere Anregungsenergie \bar{E}_s^* aller Spaltkerne berechnet werden. Der sich aus der Untersuchung von Sugarman et al. ergebende Wert von 135 MeV ist 8 % tiefer als sich aus den Rechnungen von Metropolis et al. (M20) für alle bei der Kaskadenreaktion gebildeten Zwischenkerne ergibt. Dagegen stimmt der in analoger Weise ermittelte Mittelwert für den Impuls der Spaltkerne von 365 MeV/c mit dem Erwartungswert von 368 MeV/c sehr gut überein. Der Unterschied in \bar{E}_s^* ist deshalb erstaunlich, da ja die verwendete Impuls-Anregungsenergie-Beziehung aus den Kaskaden-Berechnungen von Metropolis et al. abgeleitet wurde (P16).

Im Vergleich zu den früher aus Emulsionsarbeiten abgeleiteten Werten von 268 ± 73 MeV/c (I3) bzw. 214 MeV/c (P24) für \bar{E}_s^* ist der von Sugarman et al. erhaltene erheblich größer. Eine Erklärung für diese Differenz ist ohne weitere experimentelle Daten kaum zu geben.

Die mittlere Anregungsenergie der Spaltkerne, aus denen die verschiedenen Fragmente innerhalb einer isobaren Reihe gebildet werden, steigt pro Ladungseinheit um 25 MeV an. Somit ist zur Bildung von Fragmenten mit kleinem Neutronen- zu - Protonen-Verhältnis n/p eine besonders hohe Anregungsenergie erforderlich. Dieses Ergebnis stimmt mit den Beobachtungen von Noshkin und Sugihara (N6)(N7) für die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{150}, f)$ überein.

Qualitativ ist eine solche Abhängigkeit zu erwarten. So sollten die neutronenüberschüssigen Nuklide wie ^{139}Ba oder ^{140}Ba vorzugsweise aus den Spaltkernen mit kleinen Anregungsenergien gebildet werden. Dies ergibt sich aus der Überlegung, daß aus den zu Primärfragmenten mit $140 < A_p < 144$ führenden Spaltkernen mit hoher Anregungsenergie letztlich Sekundärfragmente mit $A < 139$ entstehen werden. Andererseits ist die Ausbeute von Primärfragmenten mit $A_p \gtrsim 144$ sehr klein, so daß die relativ geringe Anzahl der daraus gebildeten Fragmente mit einer Nukleonenzahl von 139 oder 140 bei der Mittelwertbildung weitgehend vernachlässigt werden kann. Für isobare Reihen mit $85 \lesssim A_p \lesssim 130$, wie Sr-89 oder Sr-91, trifft dieses Argument nicht zu, so daß für diese höhere Werte für \bar{E}^* zu erwarten sind. Für kleine Nukleonenzahlen ($A_p \lesssim 80$) ergibt sich aus dieser Art der Argumentation, daß \bar{E}^* besonders groß sein sollte. Die experimentellen Werte bestätigen diese aus qualitativen Betrachtungen abgeleiteten Erwartungen.

Diese Übereinstimmung führt ebenfalls zu der Schlußfolgerung, daß der Ablauf der Spaltung weitgehend unabhängig von der Anregungsenergie der Spaltkerne ist. Demzufolge sollte es möglich sein, von der Massen-, Ladungs- und Energie-Verteilung der Spaltung mit thermischen Neutronen ausgehend, die entsprechenden Verteilungen für die Spaltung von Kernen mit energiereichen Projektilen zu konstruieren. Rudstam und Pappas (R11) haben diese Rechnung in stark vereinfachter Form für die Spaltung von $^{238}\text{U}(p_{170}, f)$ durchgeführt und bezüglich der Massenverteilung weitgehende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gefunden. Dagegen traten unter den gewählten Rechnungsbedingungen erhebliche Abweichungen in der Lage und Breite der Ladungsverteilung auf. Eine qualitative Abschätzung zeigt weiterhin, daß die Erweiterung der Rechnung von Rudstam und Pappas (R11) auf die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{380}, f)$ ohne Berücksichtigung der Emission geladener Teilchen von den hochangeregten Fragmenten keinesfalls zu der experimentell gefundenen Asymmetrie in der Ladungsverteilung (F12) isobarer Reihen mit hohem A führt.

Diese nur bei hohen Projektilenergien auftretende Asymmetrie der Ladungsverteilungskurve wurde von Sugarman et al. (S3) bei der Auswertung übrigens nicht berücksichtigt. Es ist deshalb möglich, daß die besonders kleine mittlere Anregungsenergie der zur Bildung der isobaren Reihen 139 und 140 (siehe Bild 71) führen-

den Spaltkerne darauf zurückzuführen ist. Eine Berücksichtigung der Asymmetrie würde höhere Werte für die wahrscheinlichste Ladungszahl und damit auch für $E^*(A, Z_p)$ ergeben.

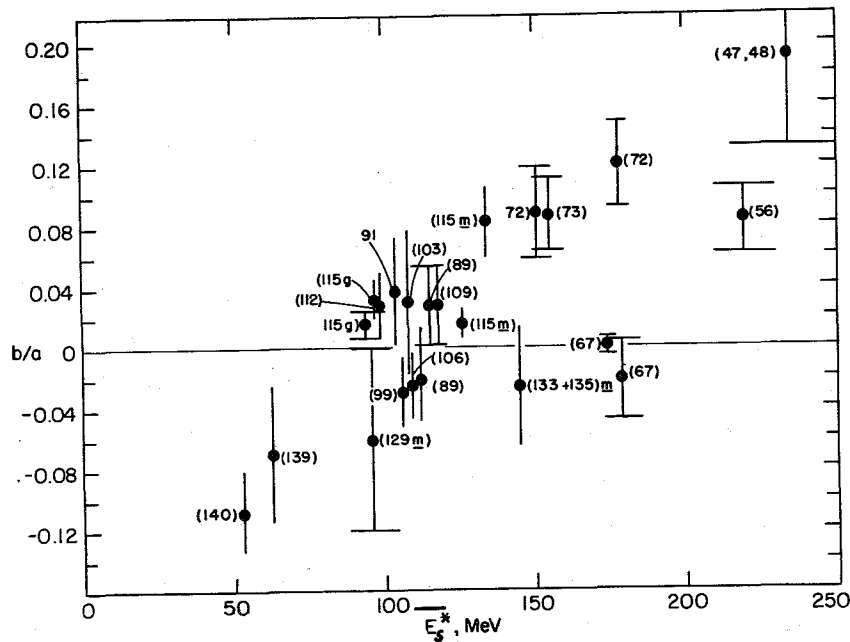


Bild 74: Abhängigkeit des Anisotropie-Parameters b/a von der mittleren Anregungsenergie \bar{E}_s^* der bei der Reaktion $U-238(p_{450}, f)$ zu den verschiedenen Spaltprodukten führenden Spaltkerne (nach (S3)). Die in Klammern angeführten Zahlen sind die Nukleonenzahlen der untersuchten Spaltprodukte.

Bei der Auswertung ihrer Daten nahmen Sugarman et al. an, daß die Anisotropie der Reaktion $^{238}U(p_{450}, f)$ mit der Gleichung $W(\theta) = a + b \cos^2 \theta$ beschrieben werden kann. Die für das Verhältnis b/a erhaltenen Werte sind in Bild 74 gezeigt. Obwohl die Fehler relativ groß sind, ist deutlich zu erkennen, daß b/a mit steigender Anregungsenergie ebenfalls größer wird. Insgesamt ergibt sich, daß die Anisotropie bei der Spaltung mit Projektilen hoher Energie - wie bereits früher beobachtet (G11)(C8) - im Mittel klein ist. Auch die für die Reaktion $Bi(p_{450}, f)$ gefundenen b/a -Werte (P7) stimmen unter Berücksichtigung der angegebenen Fehler mit dem Kurvenverlauf überein. Dagegen liegen die b/a -Werte für die Reaktion $Ta(p_{450}, f)$ im Mittel um etwa 0,2 Einheiten tiefer (P7). Warum sich diese Reaktion mit ihren negativen b/a -Werten so erheblich von den vorhergenannten unterscheidet, ist nicht bekannt.

Die für kleine Anregungsenergien des Spaltkerns beobachteten b/a -Werte stimmen recht gut mit den von Bohr (B32) sowie Halpern und Strutinsky (H15) abgeleiteten Erwartungswerten überein. Im Bild 75 ist die Abhängigkeit der für einige Spaltprodukte aus der Reaktion $^{238}U(p, f)$ beobachteten b/a -Werte gegen die Pro-

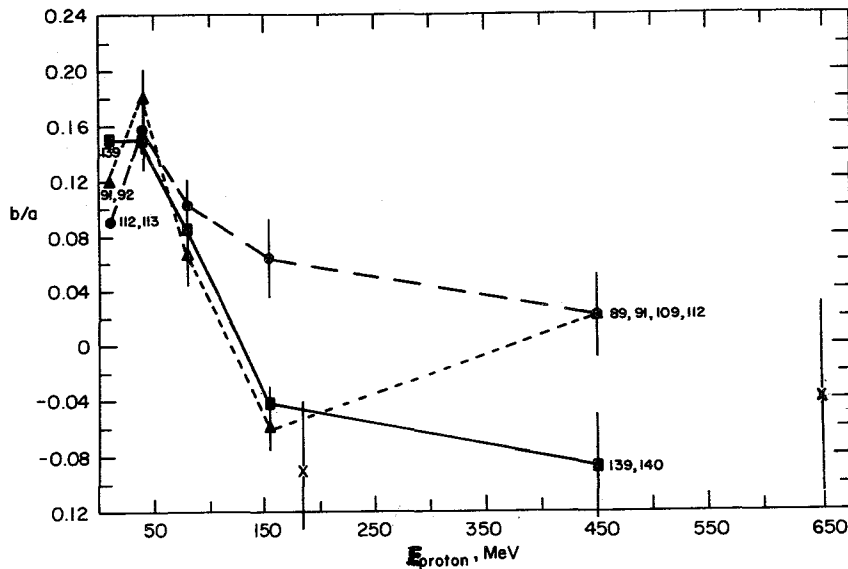


Bild 75: Abhängigkeit des Anisotropie-Parameters b/a für einige der bei der Reaktion $U-238(p,f)$ gebildeten Spaltprodukte von der Projektilenergie (nach einer Zusammenstellung der publizierten Daten in (S3)). Die Nukleonenzahlen der Spaltprodukte liegen bei etwa 90 (\blacktriangle), 112 (\bullet) und 140 (\blacksquare). Die durch Kreuz gekennzeichneten Werte stellen Mittelwerte über alle Spaltprodukte dar.

Projektilenergie aufgetragen. Bis $E_p \approx 50$ MeV steigt die Anisotropie beträchtlich an. Der Abfall bei höheren Projektilenergien ist auf den steigenden Anteil der Kaskaden-Reaktion an der Bildung des angeregten Zwischenkerns zurückzuführen.

Die negativen Werte von b/a für die Spaltprodukte, welche z.B. bei der Reaktion $^{238}U(p_{450},f)$ aus Spaltkernen mit kleiner Anregungsenergie entstehen, wurden von Halpern (H16) vorausgesagt. Er ging dabei von der Voraussetzung aus, daß es sich bei den Reaktionen mit kleiner Impulsübertragung vorzugsweise um inelastische Streuung handelt, wobei auf das im Kern angestoßene Nukleon ein nahezu senkrecht zur Projektilrichtung gerichteter Impuls übertragen wird. Weiterhin nahm er an, daß diese Impuls-Richtung für den Ablauf der Reaktion entscheidend ist und zu einer darauf bezogenen Anisotropie mit positivem b/a führt. Dies würde einer Reaktion mit kleiner Projektilenergie entsprechen (siehe Bild 75). Eine genauere Inspektion der Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20) zeigt jedoch (S3), daß die Zwischenkerne mit kleiner Anregungsenergie vorzugsweise auf Lochzustände zurückzuführen sind (siehe Abschnitt 4.2.). Es ist deshalb fraglich, ob die erste Annahme von Halpern real ist.

Sugarman et al. (S2)(P2)(P7) haben weiterhin die Reaktionen $^{209}Bi(p_{450},f)$ und $Ta(p_{450},f)$ untersucht und dabei mittels der DIDI-Methode die Reichweiten, η_{\pm} und b/a bestimmt. Da es sich auch bei diesen Werten zum Teil um "unvollständige" Mittelwerte handelt, sind die Auswertungen mit beträchtlichen Unsicherheiten

behaftet. Eine Korrektur, wie sie bei den Resultaten der Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450},f)$ durchgeführt wurde, ist hier aus zwei Gründen nur bedingt möglich. Einerseits ist die Abhängigkeit der Lage und Breite der Ladungsverteilung von der Nukleonenzahl für die beiden genannten Reaktionen nicht genau bekannt und andererseits ist die Zahl der jeweils untersuchten Nuklide und damit auch die der Vergleichswerte gering.

Die Auswertung der Daten unter Verwendung der neuen Reichweite-Energie-Beziehung ergibt für die Reaktion mit Bi bzw. Ta für die im Mittel freiwerdende kinetische Energie 130 ± 10 bzw. 120 ± 10 MeV. Zum Vergleich seien je 2 mit Halbleiter-Detektoren gemessene Werte für ähnliche Spaltkerne angeführt:

$\text{Tl}(d_{25},f)$: $141,7 \pm 3$ MeV (B34); $\text{Tl}(\alpha_{43},f)$: 143 ± 5 MeV (H17);

$^{159}\text{Tb}(0-16_{166},f)$: $124,3 \pm 4,4$ (V6); $\text{Ho}-165(\text{C}-12_{125},f)$: $122,0 \pm 5,2$ MeV (V6).

Im Gegensatz zur Reaktion mit Bi ist die Übereinstimmung bei der Ta-Spaltung sehr gut.

Aus der kinetischen Energie in Verbindung mit dem Verhältnis η_{\perp} erhielten Porile und Sugarman (P7) den mittleren Impuls der zu einem bestimmten Spaltprodukt führenden Spaltkerne. Unter Verwendung der Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20) ermittelten sie daraus deren mittlere Anregungsenergie \bar{E}_s^* . Wie bereits bei den anderen Untersuchungen erwähnt, ergibt sich auch hier eine Abhängigkeit zwischen n/p-Verhältnis und \bar{E}_s^* . Näherungsweise kann diese Abhängigkeit durch die Annahme erklärt werden, daß für jedes emittierte Neutron etwa 20 MeV an zusätzlicher Anregungsenergie benötigt werden.

Mittelt man über alle Spaltungen, so ergibt sich für die Reaktion mit Bi bzw. Ta für die Anregungsenergie 150 ± 20 bzw. 180 ± 20 MeV. Allerdings ist bei dieser Auswertung der Einfluß der "unvollständigen" Mittelung noch nicht berücksichtigt. Porile und Sugarman (P7) geben ein sehr vereinfachtes Verfahren für eine angenäherte Korrektur für diesen Effekt an. Benutzt man dieses, so erhöhen sich die oben aufgeführten Werte auf 165 ± 25 bzw. 200 ± 25 MeV. Diese Werte sind um 20 bzw. 65 MeV größer, als aufgrund der Berechnung von Metropolis et al. (M20) als Mittelwert für alle bei der Kaskade gebildeten Zwischenkerne erwartet werden sollte. Zur Erklärung dieser Differenz kann die relativ hohe Schwellenenergie für die Spaltung herangezogen werden. Danach tragen die Zwischenkerne mit einer Anregungsenergie von weniger als 75 MeV praktisch nicht mehr zur Spaltausbeute bei.

Um einen von den Reichweite-Untersuchungen unabhängigen Vergleichswert für \bar{E}_s^* zu erhalten, führten Porile und Sugarman (P22) eine entsprechende Analyse der experimentell bestimmten Spaltausbeuten durch. Sie gingen dabei von dem in

Gleichung 120 gegebenen Ansatz aus.

$$\sigma_x(E_P) = \int_0^{E_{MAX}^*} \sigma_G N(E^*, E_P) f_x(E^*) dE^* \quad \text{Gl. 120}$$

Danach sollte der Wirkungsquerschnitt $\sigma_x(E_P)$ für die Bildung eines bestimmten Spaltproduktes x bei einer Projektilenergie E_P zunächst von der Wahrscheinlichkeit abhängen, mit der überhaupt eine Wechselwirkung stattfindet. Diese Wahrscheinlichkeit kann bei höheren Projektilenergien in guter Näherung mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt σ_G beschrieben werden. Weiterhin gehen in Gleichung 120 die normierte Wahrscheinlichkeit $N(E^*, E_P)$ der Bildung eines Zwischenkerns mit der Anregungsenergie E^* sowie das Verzweigungsverhältnis $f_x(E^*)$ für dessen Zerfall zum Fragment x ein. Dabei wurde vorausgesetzt, daß der Zerfall des bei der Kaskadenreaktion zunächst gebildeten Zwischenkerns unabhängig von der Art der Entstehung ist (siehe auch Abschnitt 4.1.).

Ausgehend von den Kaskadenberechnungen von Metropolis et al. (M20) für $N(E^*, E_P)$ und den Anregungsfunktionen verschiedener Fragmente für $\sigma_x(E_P)$ ermittelten Porile und Sugarman (P22) mit einem Eingabelungsverfahren $f_x(E^*)$. In den Bildern 76 und 77 sind die für die Nuklide Cu-67 und Ba-131 gefundenen Werte wiedergegeben. Die angegebenen Verzweigungsverhältnisse stellen allerdings Mittelwerte für alle möglichen Zwischenkerne mit der Anregungsenergie E_s^* dar. Setzt man die Kenntnis der Funktionen $f_x(E^*)$ und $N(E^*, E_P)$ voraus, so kann die mittlere Anregungsenergie \bar{E}_s^* der zu bestimmten Spaltprodukten führenden Spaltkerne mittels Gleichung 121 berechnet werden.

$$\bar{E}_s^* = \frac{\int_0^{E_{MAX}^*} E^* \sigma_G N(E^*, E_P) f_x(E^*) dE^*}{\int_0^{E_{MAX}^*} \sigma_G N(E^*, E_P) f_x(E^*) dE^*} \quad \text{Gl. 121}$$

Porile und Sugarman (P22) erhielten bei einer entsprechenden Auswertung für das bei der Reaktion $\text{Bi}(p_{450}, f)$ gebildete Nuklid ^{67}Cu für \bar{E}_s^* einen Wert von 165 MeV. Berücksichtigt man die vielen vereinfachenden Annahmen bei den Auswertungen, so ist die Übereinstimmung mit dem aus den Reichweite-Untersuchungen für ^{67}Cu abgeleiteten Wert von 190 MeV (P7) als befriedigend zu bezeichnen.

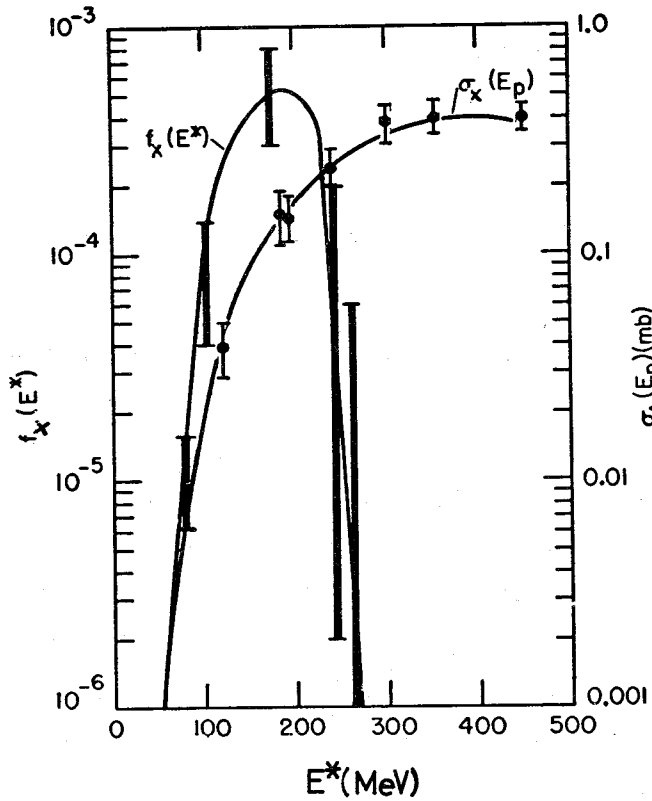


Bild 76: Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses $f_x(E^*)$ von der Anregungsenergie E^* (MeV) der bei der Reaktion Bi-209(p,f) zu dem Spaltprodukt Cu-67 führenden Spaltkerne (nach P22)). Außerdem ist die Anregungsfunktion der Reaktion eingetragen.

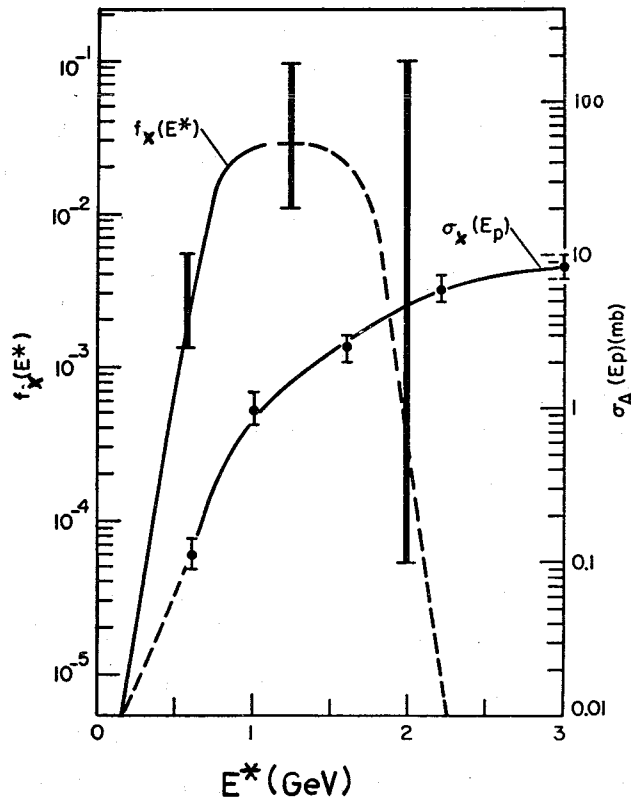


Bild 77: Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses $f_x(E^*)$ von der Anregungsenergie E^* (GeV) der bei der Reaktion Bi-209(p,f) zu dem Radionuklid Ba-131 führenden Spaltkerne (nach P22)). Außerdem ist die Anregungsfunktion der Reaktion eingetragen.

Benutzt man bei dieser Art der Analyse für $\sigma_x(E_p)$ die Abhängigkeit des Spaltquerschnittes von der Projektilenergie, so erhält man die mittlere Anregungsenergie aller Spaltkerne. Porile und Sugarman (P22) ermittelten auf diese Weise für die Reaktionen $\text{Bi}(p_{450}, f)$ und $\text{Ta}(p_{450}, f)$ die Werte 172 (165) und 196 (200) MeV. Die in Klammern angegebenen Werte wurden bei der Auswertung der entsprechenden Reichweite-Untersuchungen erhalten (P7). Die Übereinstimmung der nach den beiden Verfahren erhaltenen Größen ist vorzüglich.

Sugarman et al. (S3) analysierten auch die entsprechenden Daten für eine Reihe bei der Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450}, f)$ gebildeter Spaltprodukte. Qualitativ stimmen die nach beiden Verfahren erhaltenen Ergebnisse für alle betrachteten Nuklide überein. Ausgenommen hiervon sind nur die Werte für J-123. Bei einer quantitativen Auswertung zeigen sich jedoch erhebliche Unterschiede. Eine Systematik ist in diesen Differenzen jedoch nicht zu erkennen. So sind die aus Reichweite-Untersuchungen ermittelten \bar{E}_s^* -Werte für ^{132}Cs , ^{134}Cs und ^{136}Cs etwa um 35 % höher als sie sich bei der Analyse der Anregungsfunktion ergaben. Die Auswertung der Werte für Y-90 führt zu einer etwa gleich großen Differenz, allerdings mit dem entgegengesetzten Vorzeichen (M26).

Bei solchen Vergleichen ist darauf zu achten, ob die zur Analyse herangezogenen Werte durch Mittelung der Eigenschaften der gleichen Fragmente erhalten wurden. Wie bereits erwähnt, führen "unvollständige" Mittelungen zu erheblich von den Erwartungswerten abweichenden Resultaten. Besonders wichtig ist dies dann, wenn ein Sekundärfragment einen langlebigen metastabilen Zustand besitzt. So konnte Porile (P25) für die Reaktion $\text{Bi}(p_{450}, f)$ und Münzel (M26) für die Reaktion $^{238}\text{U}(p_{450}, f)$ zeigen, daß ^{115g}Cd eine um etwa 10 bis 20 % größere kinetische Energie besitzt als ^{115m}Cd . Dagegen ist die mittlere Anregungsenergie der zu ^{115m}Cd führenden Spaltkerne um etwa 15 % höher als zur Bildung von ^{115g}Cd erforderlich ist. Möglicherweise ist die höhere Anregungsenergie auf den Einfluß des Drehimpulses der Zwischenzustände auf die Neutronenverdampfung zu erklären (siehe Abschnitt 4.1.).

Die oben beschriebene Analyse der Anregungsfunktionen führte Sugarman et al. (P22) zur Annahme, daß bei hoher Projektilenergie z.B. Ba-131 nicht mehr vollständig durch Spaltung, sondern zum Teil durch eine Fragmentation-Reaktion gebildet wird. Alexander et al. (A9) sind dieser Frage experimentell nachgegangen. Sie bestimmten Wirkungsquerschnitte, Reichweiten und η_{m} für eine Reihe bei der Bestrahlung von Uran mit 720, 3000 und 6200 MeV Protonen entstehender Spaltprodukte. Aus den Werten berechneten sie deren kinetische Energien und die mittleren Anregungsenergien der einzelnen Nuklide ergebenden Spaltkerne.

Bei der qualitativen Diskussion ihrer Ergebnisse gehen Alexander et al. (A9) von zwei Grundgedanken aus. So nehmen sie aufgrund der oben aufgeführten Ergebnisse anderer Autoren an, daß das Verhältnis zwischen der bei der Spaltung freiwerdenden kinetischen Energie und der nach Gleichung 119 mit $d = 0$ berechneten Energie ungefähr 0,8 ist. Einen experimentellen Wert von etwa 0,8 werten sie deshalb als Hinweis, daß es sich dabei vorwiegend um eine Spaltungsreaktion handelt. Ist das Verhältnis dagegen erheblich kleiner, so entsteht das Nuklid zumindest zum Teil durch Fragmentation oder Spallation (s. Abschnitt 4.2.). Als zweites Merkmal zur Unterscheidung zwischen diesen verschiedenen Reaktionsmechanismen benutzten Alexander et al. die mittlere Anregungsenergie der ein bestimmtes Produkt ergebenden Spaltkerne. Danach sollten die einerseits aus Reichweite-Daten und andererseits aus Anregungsfunktionen mittels Gleichung 121 berechneten Werte gleich groß sein. Außerdem ist zu erwarten, daß die so erhaltenen Werte näherungsweise mit den sich aus den Kaskadenberechnungen ergebenden Mittelwerten übereinstimmen.

Anhand dieser Kriterien weisen Alexander et al. (A9) nach, daß bei der Projektilenergie von 720 MeV die Radionuklide ^{67}Cu , ^{99}Mo , ^{111}Ag , ^{112}Pd sowie die Jod-Isotope mit $123 \leq A \leq 135$ zumindest weitgehend durch Spaltung entstehen. Bei einer Projektilenergie von 6200 MeV trifft dies jedoch nur noch auf ^{99}Mo , ^{111}Ag , ^{112}Pd und $^{131-135}\text{J}$ zu. ^{64}Cu und die Neutronen-überschüssigen Jod-Isotope, z.B. ^{123}J , werden dagegen zumindest teilweise durch Fragmentation oder Spallation gebildet.

Dieselbe Schlußfolgerung zogen Friedlander et al. (F12) bei der Untersuchung der bei der gleichen Reaktion gebildeten Nuklide ^{131}Ba und ^{140}Ba . Es zeigte sich, daß die Reichweite für ^{140}Ba im Bereich der Projektilenergie von 380 bis 2900 MeV nahezu konstant ist. Dagegen nimmt die Reichweite des ^{131}Ba im gleichen Energieintervall um 17 % ab.

Die von Brandt (B36) bei Projektilenergien von 550 MeV und 18,2 BeV für 14 Jod-Isotope sowie 8 Br-Isotope erhaltenen Ergebnisse stimmen mit den von Alexander et al. (A9) sehr gut überein. Interessant ist, daß die Reichweiten der Neutronen-überschüssigen J-Isotope bei Projektilenergien über 3 BeV praktisch konstant bleiben.

Sugarman et al. (P22) konnten zeigen, daß auch bei der Spaltung von Bi mit Protonen eine solche Unterscheidung zwischen ^{91}Sr einerseits und ^{129}Ba und ^{133}Ba andererseits erforderlich ist. ^{91}Sr wird bei allen untersuchten Projektilenergien ($50 \leq E_p \leq 2,2$ BeV) vorzugsweise durch Spaltung gebildet. Die Neutronen-überschüssigen Ba-Isotope entstehen dagegen bei Projektilenergien über

450 MeV zumindest teilweise durch Fragmentation oder Spallation.

Bemerkenswert ist, daß in allen Fällen die Schlußfolgerungen über die Spaltung-Fragmentation-Konkurrenz aus der Energieabhängigkeit der Reichweiten abgeleitet wurden. Wie die Ergebnisse von Alexander et al. (A9) zeigen, ist dagegen die mittlere Anregungsenergie der Kaskadenkerne in erster Näherung unabhängig von der Projektilenergie. Die genannten Autoren führen dies darauf zurück, daß bei hohen Anregungsenergien das benutzte Modell nicht mehr zur Beschreibung des tatsächlichen Reaktionsablaufes ausreicht. Der nach der schnellen Direktreaktion (Kaskade) verbleibende, hoch angeregte Kern emittiert dann vor Erreichen des Statistischen Gleichgewichtes ("Gedächtnis-Verlust") Nukleonen oder spaltet. Unter diesen Umständen ist z.B. eine bevorzugte Emission leichter Reaktionspartner, wie ^{24}Na , in der Projektilrichtung möglich (siehe Abschnitt 4.2.). Die Geschwindigkeitskomponente des schweren Reaktionspartners, wie ^{123}J oder ^{131}Ba , in der Projektilrichtung wäre dann anomal klein. Dies wiederum würde unter den Bedingungen der benutzten Auswerteverfahren zu unerwartet kleinen Werten für \bar{E}_s^* führen.

5. Literaturverzeichnis

- A1 N.K. Aras, M.P. Menon u. G.E. Gordon,
Nucl. Phys. 69, 337 (1965), NYO 10063 (1963)
- A2 J.M. Alexander, J. Gilat u. D.H. Sisson, Phys. Rev. 136, B 1289 (1964)
- A3 J.M. Alexander u. M.F. Gazdik, Phys. Rev. 120, 874 (1960)
- A4 J.M. Alexander, M.F. Gazdik, A.R. Trips u. S. Wasif,
Phys. Rev. 129, 2659 (1963)
- A5 J.M. Alexander u. L. Winsberg, Phys. Rev. 121, 529 (1961)
- A6 J.M. Alexander u. D.H. Sisson, Phys. Rev. 128, 2288 (1962)
- A7 J.M. Alexander u. G.N. Simonoff, Phys. Rev. 133, B 93 (1964)
- A8 J.M. Alexander u. G.N. Simonoff, Phys. Rev. 130, 2383 (1963)
- A9 J.M. Alexander, C. Baltzinger u. M.F. Gazdik, Phys. Rev. 129, 1826 (1963)
- B1 F. Brown u. B.H. Oliver, Can. J. Chem. 39, 616 (1961)
- B2 N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab, Mat.-fys. Medd. 18, Nr. 8 (1948)
- B3 N. Bohr, Phil. Mag. 25, 10 (1913)
- B4 H.A. Bethe, Ann. Physik 5, 325 (1930)
- B5 F. Bloch, Ann. Physik 16, 285 (1933)
- B6 F. Bloch, Z. Physik 81, 363 (1933)
- B7 W. Brandt, Phys. Rev. 111, 1642 (1958), Phys. Rev. 112, 1624 (1958),
NAS-NRC-Public. 752 (1960)
- B8 W. Booth u. I.S. Grant, Nucl. Phys. 63, 481 (1965)
- B9 T.H. Braid u. R.W. Detenbeck, Bull. Am. Phys. Soc. 2, 225 (1957)
- B10 K. Bethge, P. Sandner u. H. Schmidt, Z.Naturforschung 21a, 1052 (1966)
- B11 F. Brown, G.C. Ball, D.A. Channing, L.M. Howe, J.P.S. Pringle u. J.L. Whitton,
Nucl. Instr. Methods 38, 249 (1965)
- B12 D.L. Eaulch u. J.F. Duncan, Australian J. Chem. 10, 112 (1957)
- B13 M.J. Berger u. S.M. Seltzer, NAS - NSS, Report 39
- B14 L. Bryde, N.O. Lassen u. L.O.R. Poulsen,
Mat. fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, Nr. 8 (1962)
- B15 M. Blann, Nucl. Phys. 80, 223 (1966)
- B16 G.H. Bouchard u. A.W. Fairhall, Phys. Rev. 116, 160 (1959)
- B17 M. Blann u. G. Merkel, Phys. Rev. 131, 764 (1963)
- B18 M. Blann, Phys. Rev. 133, B 707 (1964)
- B19 M. Blann u. G. Merkel, Phys. Rev. 137, B 367 (1965)
- B20 M. Blann u. G. Merkel, Nucl. Phys. 52, 673 (1964)
- B21 M. Blann, Phys. Rev. 133, B 700 (1964)

- B22 E.A. Bryant, D.R.F. Cochran u. J.D. Knight, Phys. Rev. 130, 1512 (1963)
- B23 M. Blann u. A. Ewart, Phys. Rev. 134, B 783 (1964)
- B24 D.B. Beard u. A. McLellan, Phys. Rev. 131, 2664 (1963)
- B25 G. Bernardini, E.T. Booth u. S.J. Lindenbaum, Phys. Rev. 88, 1017 (1952)
- B26 P. Benioff u. L. Person, Phys. Rev. 140, B 844 (1965)
- B27 N.I. Borisova, M.Y. Kutznesova, L.N. Kurchatova, U.N. Mekhedov u.
L.V. Chistyakov, Sov. Phys. JETP 10, 261 (1960)
- B28 H.W. Bertini, Phys. Rev. 131, 1801 (1963)
- B29 D.W. Barr, UCRL 3793
- B30 P.A. Benioff, Phys. Rev. 119, 324 (1960)
- B31 W.H. Barkas, P.H. Barret, P. Cüer, H. Heckmann, F.M. Smith u. H.K. Ticho,
Nuovo Cimento 8, 185 (1958)
- B32 A. Bohr, Proc. Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy Genf, 1955, Vol. 2
- B33 H.C. Britt u. S.L. Whetstone Jr., Phys. Rev. 133, B 603 (1964)
- B34 H.C. Britt, H.E. Wegner u. J.C. Gursky, Phys. Rev. 129, 2239 (1963)
- B35 D.S. Burnett, UCRL 11006 (1963)
- B36 R. Brandt, Phys. Chem. Fission, Proc. Symp. Salzburg, März 1965,
IAEA, Wien 1965
- C1 V.P. Crespo, J.M. Alexander u. E.K. Hyde, Phys. Rev. 131, 1765 (1963)
- C2 A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 36, 1040 (1957)
- C3 J. Combe, Nuovo Cimento 3, 182 (1956)
- C4 V.P. Crespo, Rev. Port. Quim. 5, 6 (1963)
- C5 J.B. Cumming, Phys. Rev. 137, B 848 (1965)
- C6 A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 36, 1040 (1958)
- C7 B.L. Cohen, A.F. Cohen u. C.D. Coley, Phys. Rev. 104, 1046 (1956)
- C8 H.G. de Carvalho, G. Potenza, R. Rinzivillo, E. Sassi u. G. Vanderhaeghe,
Nuovo Cimento (10) 25, 880 (1962)
- C9 S. Cohen u. W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 22, 406 (1963)
- D1 J.A. Davies, J. Friesen u. J.D. McIntyre, Can. J. Chem. 38, 1526 (1960)
- D2 J.A. Davies, G.C. Ball, F. Brown u. B. Domeij, Can. J. Phys. 42, 1070 (1964)
- D3 J.A. Davies u. G.A. Sims, Can. J. Chem. 39, 601 (1961)
- D4 P.F. Donovan, B.G. Harvey u. W.H. Wade, UCRL 9060, Phys. Rev. 119 218 (1960)
- D5 J.A. Davies, J.D. McIntyre u. G.A. Sims, Can. J. Chem. 39, 611 (1961)
- D6 J.A. Davies, Privatmitteilung, zitiert in (H3)
- D7 J.A. Davies, L. Eriksson u. P. Jespersgaard, Nucl. Instr. Methods 38, 245 (1965)
- D8 N.D. Dudev u. T.T. Sugihara, Phys. Rev. 139, B 896 (1965)
- D9 I. Dostrovsky, Z. Fraenkel u. G. Friedlander, Phys. Rev. 116, 683 (1960)
- D10 E.M. Douthett u. D.H. Templeton, Phys. Rev. 94, 128 (1954)

- D11 R.D. Desai u. M.P. Menon, Phys. Rev. 150, 1027 (1966)
- E1 A. Ewart, C. Valentine u. M. Blann, Nucl. Phys. 69, 625 (1965)
- E2 C. Erginsoy, Phys. Rev. Letters 15, 360 (1965)
- E3 T. Ericson, Zusammenfassende Darstellung des gegenwärtigen Entwicklungsstandes des Statistischen Modells, Advan. Phys. 9, 425 (1960)
- E4 A. Ewart u. M. Blann, Nucl. Phys. 72, 577 (1965)
- E5 F. Everling, L.A. König, J.H.E. Mattauch u. A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 18, 529 (1960)
- E6 T. Ericson u. V. Strutinski, Nucl. Phys. 8, 284 (1958)
- E7 T. Ericson, F. Seller u. R.T. Van de Walle, Nucl. Phys. 36, 353 (1962)
- F1 B. Finkle, E.J. Hoagland, S. Katcoff u. N. Sugarman, NNES Div. IV, Band 1, McGraw-Hill Publ. Comp, New York, 1951
- F2 U. Fano, NAS-NSS Report 39, Ann. Rev. Nucl. Sci 13, 1 (1963)
- F3 C.B. Fulmer, Phys. Rev. 108, 1113 (1957)
- F4 E. Fermi u. E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947)
- F5 S.C. Fung u. I. Perlman, Phys. Rev. 87, 622 (1952)
- F6 C.B. Fulmer, Phys. Rev. 139, B 54 (1965)
- F7 G. Friedlander, K. Chen, Z. Fraenkel, J.R. Grover, J.M. Miller u. Y. Shimamoto, Privatmitteilung, zitiert in (G10)
- F8 S.C. Fung u. A. Turkevich, Phys. Rev. 95, 176 (1954)
- F9 H. Feshbach, Ann. Phys. (N.Y.) 5, 357 (1958), 27, 13 (1964)
- F10 H. Faissner u. H. Schneider, Nucl. Phys. 19, 364 (1960)
- F11 P. Fong, Phys. Rev. 102, 434 (1956)
- F12 G. Friedlander, L. Friedman, B. Gordon u. L. Yaffe, Phys. Rev. 129, 1809(1963)
- F13 H. Faissner u. K. Wildermuth, Nucl. Phys. 58, 177 (1964)
- F14 M.S. Freedman, R.P. Metcalf u. N. Sugarman, NNES Div. IV, Band 1, McGraw-Hill Publ. Comp., New York 1951
- G1 G.E. Gordon, J.W. Harvey u. H. Nakahara, Nucleonics 24, DEZ. 62 (1966)
- G2 W.M. Good u. E.O. Wollan, Phys. Rev. 101, 249 (1956)
- G3 A. Ghiorso u. T. Sikkeland, Privatmitteilung, zitiert in (H3)
- G4 J.A. Gaunt, Proc. Cambridge Phil. Soc. 23, 732 (1927)
- G5 W.M. Gibson, C. Erginsoy, H.E. Wegner u. B.R. Appleton, Phys. Rev. Letters 15, 357 (1965)
- G6 J. Gilat u. J.M. Alexander, Phys. Rev. 136, B 1298 (1964)
- G7 J.R. Grover, Phys. Rev. 127, 2142 (1962)
- G8 J.R. Grover, Phys. Rev. 123, 267 (1961)
- G9 M.L. Goldberger, Phys. Rev. 74, 1268 (1948)

- G10 J.R. Grover u. A.A. Caretto Jr., Ann. Rev. Nucl. Sci. 14, 51 (1964)
- G11 P.A. Goritchev, V.F. Darovskikh, O.V. Lozhkin, A.I. Obukhov, N.A. Perfilov u. U.P. Jakovlev, Phys. Rev. 126, 2196 (1962)
- H1 M. Hollstein u. H. Münzel, Radiochim. Acta 5, 195 (1966); KFK 306
- H2 M. Hollstein u. H. Münzel, Radiochim. Acta 6, 9 (1966); KFK 306
- H3 B.G. Harvey, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 235 (1960)
- H4 H.H. Heckman, B.L. Perkins, W.G. Simon, F.M. Smith u. W.H. Barkas, Phys. Rev. 117, 544 (1960)
- H5 E.H. Hubbard, UCRL-9053 (1960)
- H6 B.G. Harvey, W.H. Wade u. P.F. Donovan, Phys. Rev. 119, 225 (1960)
- H7 N.M. Hintz, Phys. Rev. 86, 1042 (1952)
- H8 B.G. Harvey, W.H. Wade u. P.F. Donovan, Phys. Rev. 119, 225 (1960)
- H9 J. Huizenga u. G. Igo, ANL Report 6373
- H10 H. Hurwitz u. H. Bethe, Phys. Rev. 81, 898 (1951)
- H11 J.P. Hazan u. M. Blann, Phys. Rev. 137, B 1202 (1965)
- H12 F.S. Houck u. J.M. Miller, Phys. Rev. 123, 231 (1961)
- H13 E.T. Hunter u. J.M. Miller, Phys. Rev. 115, 1053 (1959)
- H14 R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1956)
- H15 I. Halpern u. V.M. Strutinski, Proc. 2nd Int. Conf. Peaceful Uses At. En 13, 408 (UN, Geneva, 1958)
- H16 I. Halpern, Nucl. Phys. 11, 522 (1959)
- H17 J.R. Huizenga u. R. Vandenbosch, Phys. Rev. 127, 212 (1962)
- I1 T. Ishimori, H. Münzel u. G. Pfennig, Veröffentlichung in Vorbereitung
- I2 K. Izumo, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 26, 807 (1961)
- I3 N.S. Ivanova u. I.I. P'ianov, Zh. Eksp. Teor. Fiz 31, 416 (1956)
Soviet Phys. JETP 4, 367 (1957)
- J1 H. Jensen, Z. Physik 106, 620 (1937)
- K1 S. Katcoff, J.A. Miskel u. C.W. Stanley, Phys. Rev. 74, 631 (1948)
- K2 M. Kaplan u. J.L. Richards, Phys. Rev. 145, 153 (1966)
- K3 M. Kaplan u. R.D. Fink, Phys. Rev. 134, B 30 (1964)
- K4 M. Kaplan, Phys. Rev. 134, B 37 (1964)
- L1 R.B. Leachman u. H.W. Schmitt, Phys. Rev. 96, 1366 (1954)
- L2 J. Lindhard u. M. Scharff,
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 27, Nr. 15 (1953)
- L3 J. Lindhard, M. Scharff u. H.E. Schiott,
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 33, Nr. 14 (1963)

- L4 J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 28, Nr. 8 (1954)
- L5 J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 34, Nr. 14 (1965)
- L6 R.B. Leachman u. H. Atterling, Arkiv Fysik 13, 101 (1957)
- L7 R.H. Lindsay u. R.J. Carr, Phys. Rev. 120, 2168 (1960)
- L8 C.F. Lees, G.C. Morris, H. Muirhead u. W.G.V. Rosser,
Phil. Mag. 44, 304 (1953)
- L9 O.V. Lozhkin, zitiert in (P23)
- M1 M. McCargo, J.A. Davies u. F. Brown, Can. J. Phys. 41, 1231 (1963)
- M2 S. Mukherji u. L. Yaffe, Can. J. Chem. 43, 232 (1965)
- M3 C.D. Moack u. M.D. Brown, Phys. Rev. Letters 11, 284 (1963)
- M4 H. Münzel, Rechenprogramm DEDEX, unveröffentlicht
- M5 H. Münzel, Nukleonik 3, 58 (1961)
- M6 H. Münzel, Rechenprogramm REIWEI, unveröffentlicht
- M7 H. Münzel, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 10/67-4 (1967)
- M8 H. Münzel, Veröffentlichung in Vorbereitung
- M9 G.S. Mani, M.A. Melkanoff u. I. Iori, Rapport CEA, Nr. 2379 (1963)
- M10 G.S. Mani, M.A. Melkanoff u. I. Iori, Rapport CEA, Nr. 2380 (1963)
- M11 H. Margenau, Phys. Rev. 59, 627 (1941)
- M12 T. Matsuo, J.M. Matuszek, N.D. Dudey u. T.T. Sugihara,
Phys. Rev. 139, B 886 (1965)
- M13 T. Matsuo u. T.T. Sugihara, Can. J. Chem. 39, 697 (1961)
- M14 J.C.D. Milton u. J.S. Fraser, Can. J. Phys. 40, 1626 (1962)
- M15 J.R. Morton u. B.G. Harvey, Phys. Rev. 126, 1798 (1962)
- M16 J.F. Mollenauer, Phys. Rev. 127, 867 (1962)
- M17 J.R. Morton, G.R. Choppin u. B.G. Harvey, Phys. Rev. 128, 265 (1962)
- M18 H. McManus, W.T. Sharp u. H.S. Gellman, Phys. Rev. 93, 924 A (1954)
- M19 J.W. Meadows, Phys. Rev. 98, 744 (1955)
- M20 N. Metropolis, R. Bivins, M. Strom, A. Turkevich, J.M. Miller u.
G. Friedlander, Phys. Rev. 110, 185 und 204 (1958)
- M21 E.R. Merz u. A.A. Caretto Jr., Phys. Rev. 126, 1173 (1962)
- M22 D.L. Morrison u. A.A. Caretto Jr.,
Phys. Rev. 127, 1731 (1962), 133, B 1165 (1963)
- M23 A.N. Murin, B.K. Preobrazhensky, I.A. Yutlandov u. M.A. Yakimov,
Conf. Acad. Sci USSR on Peaceful Use of At. Energy, July 1955 (AEC-tr-2435)
- M24 T.V. Malysheva u. I.P. Alimarin,
Zh. Eksperim. Teor. Fiz. 35, 1103 (1958), Sov. Phys.-JETP 8, 772
(1959)
- M25 K.V. Marsh u. J.A. Miskel, J. Inorg. Nucl. Chem. 21, 15 (1961)
- M26 H. Münzel. Privatmitteilung. zitiert in (S3)

- M27 J.C.D. Milton, UCRL 9883 (Rev.)
- N1 J.B. Niday, Phys. Rev. 121, 1471 (1961)
- N2 L.C. Northcliffe, NAS-NSS Report 39, Ann. Rev. Nucl. Sci 13, 67 (1963)
- N3 L.C. Northcliffe, Phys. Rev. 120, 1744 (1960)
- N4 T.D. Newton, Can. J. Phys. 34, 804 (1957)
- N5 H. Newson u. M. Duncan, Phys. Rev. Letters 3, 45 (1959)
- N6 V.E. Noshkin u. T.T. Sugihara, J. Inorg. Nucl. Chem. 27, 943 (1965)
- N7 V.E. Noshkin u. T.T. Sugihara, J. Inorg. Nucl. Chem. 27, 959 (1965)
- N8 J.R. Nix, UCRL - 10695 und 11338
- P1 K.A. Petrzhak, Y. Petrov u. E.A. Shlyamin, Exptl. Theor. Phys. USSR 38, 1723
(1960) Übersetzung in Soviet Physics JETP 11, 1244 (1960)
- P2 J.A. Panontin u. N. Sugarman, J. Inorg. Nucl. Chem. 25, 1321 (1963)
- P3 W.R. Pierson u. N. Sugarman, Phys. Rev. 130, 2417 (1963)
- P4 W.R. Pierson u. N. Sugarman, Phys. Rev. 133, B 384 (1964)
- P5 N.T. Porile, Phys. Rev. 127, 224 (1962)
- P6 N.T. Porile, Phys. Rev. 135, A 1115 (1964)
- P7 N.T. Porile u. N. Sugarman,
Phys. Rev. 107, 1410 (1957), Phys. Rev. 111, 1747 (1958)
- P8 W.R. Phillips u. F.H. Read, Proc. Phys. Soc. 81, 1 (1963)
- P9 D.I. Porat u. K. Ramavataram, Proc. Phys. Soc. 78, 1135 (1961)
Proc. Phys. Soc. 77, 97 (1961), Proc. Roy. Soc. A 252, 394 (1959)
- P10 G.R. Piercy, M. McCargo, F. Brown u. J.A. Davies,
Can. J. Phys. 42, 1116 (1964)
- P11 Proceedings of the International Conference on Electromagnetic Isotope-Separator and Related Ion Accelerators and their Application to Physics, Aarhus, Dänemark, 14.-18. Juni 1965, Nucl. Instr. Methods 38 (1965)
- P12 A.M. Poskanzer, Phys. Rev. 129, 385 (1963)
- P13 J.A. Panontin, L.L. Schwartz, A.F. Stehney, E.P. Steinberg u. L. Winsberg,
Phys. Rev. 140, A 151 (1965)
- P14 N.T. Porile u. D.L. Morrison, Phys. Rev. 116, 1193 (1959)
- P15 N.T. Porile, Phys. Rev. 115 939 (1959)
- P16 N.T. Porile, Phys. Rev. 120, 572 (1960)
- P17 A.M. Poskanzer, J.B. Cumming u. R. Wolfgang, Phys. Rev. 129, 374 (1963)
- P18 J.A. Panontin, L.L. Schwartz, A.F. Stehney, E.P. Steinberg u. L. Winsberg,
Phys. Rev. 145, 754 (1966)
- P19 N.T. Porile u. S. Tanaka, Phys. Rev. 135, B 122 (1964)
- P20 M.T. Porile, Phys. Rev. 135, B 371 (1964)

- P21 N.T. Porile, Privatmitteilung in (C1)
- P22 N.T. Porile u. N. Sugarman, Phys. Rev. 107, 1422 (1957)
- P23 N.A. Perfilov, O.V. Lozhkin u. V.P. Shamov, Usp. Fiz. Nauk. 60, 3 (1960)
- P24 N.A. Perfilov, N.S. Ivanova, O.V. Lozhkin, V.I. Ostroumov u. V.P. Shamov,
Conf. Acad. Sci. USSR Peaceful Uses At. En. Moskau 1955,
AEC-tr 2435 (1956)
- P25 N.T. Porile, Phys. Rev. 108, 1526 (1957)
- P26 W.C. Parker, H. Slätis, F.S. Goulding u. R.A. Allen,
in Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Editor
K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965
- P27 W. Parker, Thesis, Technische Hochschule Göteborg, 1965
- P28 Proc. Sem. Preparation and Standardisation of Isotopic Targets and Foils,
AERE, Harwell, 20. Oktober 1965, AERE-R 5097
- R1 G. Rohde u. H. Münzel, Radiochim. Acta 8, 96 (1967); KFK 401
- R2 M.V. Ramaniah u. N. Sugarman, Phys. Rev. 118, 562 (1960)
- R3 K. Ramavataram u. D.I. Porat, Nucl. Instr. 4, 239 (1959)
- R4 P.G. Roll u. F.E. Steigert, Nucl. Phys. 17, 54 (1960)
- R5 N. Rosenzweig, Phys. Rev. 105, 950 (1957), 108, 817 (1957)
- R6 G. Rudstam, Dissertation, Universität Uppsala, Schweden 1956
- R7 L.P. Remsberg, Privatmitteilung zitiert in (B26)
- R8 D.J. Reuland, N.K. Ganguly u. A.A. Caretto Jr., Phys. Rev. 133, B1171 (1964)
- R9 L.P. Remsberg, Phys. Rev. 138, B 572 (1965)
- R10 G. Rudstam, Nucl. Phys. 56, 593 (1964)
- R11 G. Rudstam u. A.C. Pappas, Nucl. Phys. 22, 468 (1961)
- R12 Radiochemistry of the Elements, Monographie-Serie NAS-NS-3001 bis
NAS-NS-3056 und NAS-NS-3101 bis NAS-NS-3105
- S1 E. Segre u. C. Wiegand, Phys. Rev. 70, 808 (1946)
- S2 N. Sugarman, M. Campos u. K. Wielgoz, Phys. Rev. 101, 388 (1956)
- S3 N. Sugarman, H. Münzel, J.A. Panontin, K. Wielgoz, M.V. Ramaniah, G. Lange
u. E. Lopez-Menchero, Phys. Rev. 143, 952 (1966)
- S4 N. Sugarman u. K. Wielgoz, Privatmitteilung, zitiert in (P2)
- S5 S.V. Starodubtsev u. A.M. Ramanov,
The Passage of Charged Particles through Matter, AEC-tr-6468
- S6 W.E. Stein, Phys. Rev. 108, 94 (1957)
- S7 F. Suzor, Compt. Rend. 224, 1155 (1947), J. de phys. et rad. 8, 39 (1947)
Ann. Phys. 4, 269 (1949)
- S8 R.A. Schmitt u. R.A. Sharp, Phys. Rev. Letters 1, 445 (1958)
- S9 V. Subrahmanyam u. M. Kaplan, Phys. Rev. 142, 174 (1966)

- S10 G.B. Saha u. N.T. Porile, Phys. Rev. 149, 880 (1966)
- S11 G.B. Saha u. N.T. Porile, Phys. Rev. 151, 907 (1966)
- S12 R.A. Sharp, R.M. Diamond u. G.W. Wilkinson, Phys. Rev. 101, 1493 (1956)
- S13 G.N. Simonoff u. J.M. Alexander, Phys. Rev. 133, B 104 (1964)
- S14 S. Singh u. J.M. Alexander, Phys. Rev. 128, 711 (1962)
- S15 V.M. Strutinskii, JETP (USSR) 45, 1891 (1963) und 45, 1900 (1963), engl. Übersetzung Soviet Phys. JETP 18, 1298 und 1305 (1963)
- T1 Y.A. Teplova, V.S. Nikolaev, I.S. Dmitriev u. L.N. Fateeva,
J.expt. theor. Phys. USSR 42, 44 (1962), Sov.Phys.JETP 15, 31
(1962)
- T2 J.E. Turner, Privatmitteilung, zitiert in (F2)
- T3 J.E. Turner, NAS-NSS, Report 39
- T4 S. Tanaka, J. Phys. Soc. Japan 15, 2159 (1961)
- T5 T.D. Thomas, W.M. Gibson u. G.J. Safford, Symp. Phys. Chem. Fiss.
SM-60/36 Salzburg 1965 (IAEC, Wien)
- T6 A. Turkevich, Privatmitteilung, zitiert in (P7)
- T7 A. Turkevich u. J.B. Niday, Phys. Rev. 84, 52 (1951)
- U1 J.P. Unik u. J.R. Huizenga, Phys. Rev. 134, B 91 (1964)
- V1 E.W. Valyocsik, UCRL 8855
- V2 E.W. Valyocsik, P.F. Donovan u. J.R. Morton,
Privatmitteilung, zitiert in (H3)
- V3 R. Vandenbosch u. J.R. Huizenga, Phys. Rev. 120, 1313 (1960)
- V4 L.V. Volkova u. F.P. Denisov, J. expt. Theor. Phys. USSR 35, 538 (1958)
Soviet Phys. JETP 8, 372 (1959)
- V5 A.P. Vinogradov, I.P. Alimarin, V.I. Baranov, A.K. Lavruhkina, T.V. Malysheva,
U.F.I. Pavlotskaya, Conf. Acad. Sci. USSR, Peaceful Use At. Energy,
Juli 1955 (AEC-tr-2435)
- V6 V.E. Viola Jr. u. T. Sikkeland, Phys. Rev. 130, 2044 (1963)
- W1 E. Whitton u. J.A. Davies, J. Electrochem. Soc. 111, 1347 (1964)
- W2 L. Winsberg u. J.M. Alexander, Phys. Rev. 121, 518 (1961)
- W3 L. Winsberg, UCRL 8618 (1959), UCRL 8997 (1960)
- W4 R.L. Wolke u. J.R. Gutmann, Phys. Rev. 107, 850 (1957)
- W5 A. Winther u. J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 34, Nr. 4 (1964)
- W6 R. Wolfgang u. G. Friedlander, Phys. Rev. 94, 775 (1954)
- W7 L. Winsberg, Phys. Rev. 135, B 1105 (1964)
- W8 R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cumming, G. Friedlander u.
J. Hudis, Phys. Rev. 103, 394 (1956)
- W9 R.L. Wolke, Phys. Rev. 120, 543 (1960)