

KFK-401

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Februar 1966

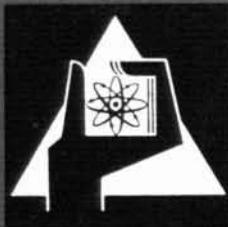
KFK 401 ✓

Institut für Radiochemie

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
in der Helmholtz-Gemeinschaft
Hauptabteilung Bibliothek und Medien

Radiochemische Bestimmung der Reichweiten einiger Spaltprodukte
aus der Spaltung von Pu-239 mit thermischen Neutronen und Deutronen
der Energien 12 MeV, 20 MeV und 50 MeV

Gerhard Rohde



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Februar 1966

K F K 401

Institut für Radiochemie

Radiochemische Bestimmung der Reichweiten einiger Spaltprodukte
aus der Spaltung von Pu-239 mit thermischen Neutronen und Deu-
teronen der Energien 12 MeV, 20 MeV und 50 MeV.

von

Gerhard Rohde

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

1.	Einleitung	1
	Zielsetzung der Arbeit	
2.	Radiochemische Methode der Reichweitebestimmung	3
	2.1. Dünnes Target-dünner Fänger-Methode	4
	2.2. Dickes Target-dicker Fänger-Methode	6
	2.3. Vergleich der beiden Methoden	7
3.	Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit	10
	3.1. Dünnes Target-dünner Fänger-Experimente	10
	3.1.1. Targetaufbau	10
	3.1.2. Reichweiten	11
	3.2. Dickes Target-dicker Fänger-Experimente	14
	3.2.1. Targetaufbau	15
	3.2.2. Reichweiten	18
4.	Auswertung	19
	4.1. Anregungsenergie und Häufigkeit der Zwischenkerne	20
	4.2. Anregungsenergie und Häufigkeit der Spaltkerne	33
	4.3. Mittlerer Spaltkern und mittlere Anregungsenergie	36
	4.4. Wahrscheinlichste Ladung Z_p	37
	4.5. Anzahl der verdampften Neutronen	38
	4.6. Reichweite-Energie-Beziehung, totale kinetische Energie	40
5.	Diskussion der Ergebnisse, Zusammenfassung	45
6.	Experimentelles	53
	6.1. Targetherstellung	53
	6.1.1. Au-Folientarget	53
	6.1.1.1. Folienherstellung	
	6.1.1.2. Aufbringen der PuO_2 -Schicht	
	6.1.1.3. Uniformitäts- und Dickenbestimmung von Targetschicht und Folien	
	6.1.2. Al-Folientarget	59
	6.1.2.1. Pu-Al-Legierung	
	6.1.2.2. Folienherstellung	
	6.1.2.3. Dickenbestimmung der Folie	
	6.1.2.4. Festlegung der Strahlage	
	6.1.3. Abmessungen der Targets	64
	6.2. Radiochemische Trennungsgänge	65
	6.3. Meßtechnik	67
7.	Definition der verwendeten Formelzeichen	68
8.	Literaturübersicht	71

1. Einleitung

Schwere Kerne können sich in zwei Bruchstücke aufspalten, wenn genügend Anregungsenergie zu ihrer Deformierung verfügbar ist. Bei einer Reihe von sehr schweren Kernen reicht die innere Energie dazu aus (Spontanspaltung), bei den anderen muß die Anregungsenergie von außen zugeführt werden. Meist ist es jedoch zweckmäßiger, den betreffenden, hochangeregten Kern durch eine Kernreaktion herzustellen. Nach erfolgter Reaktion kann entweder sofort Spaltung eintreten (Spaltung 1. Art), oder ein Neutron verdampfen. Reicht die Anregungsenergie nach der Neutronenverdampfung noch zur Spaltung aus, so besteht hierfür wieder eine bestimmte Wahrscheinlichkeit (Spaltung 2. Art). Dieser Vorgang kann sich mehrfach wiederholen. Kerne im Moment der Spaltung sollen im folgenden als Spaltkerne bezeichnet werden.

Die bei der Spaltung zunächst entstehenden primären Spaltfragmente fliegen wegen der Coulombabstoßung mit hoher kinetischer Energie auseinander. Die vom Spaltkern auf die Primärfragmente übergegangene Anregungsenergie wird zur Verdampfung von Neutronen verbraucht. Die durch Neutronenverdampfung entstandenen sekundären Spaltfragmente sind wegen ihres Neutronenüberschusses β^- -instabil, es werden daraus durch β^- -Zerfälle die Spaltprodukte gebildet.

Zur Aufklärung der Kernspaltung sind eine große Anzahl von theoretischen und experimentellen Arbeiten publiziert worden. Untersucht wurden dabei u.a. die Bildungswahrscheinlichkeit (Massenausbeute) der Spaltfragmente, deren kinetische Energie und die Winkelverteilung, die Anzahl der verdampften Neutronen und die primäre Ladungsverteilung in den isobaren Reihen. Diese Daten wurden für eine große Anzahl von Targetnukliden und Projektilarten verschiedener Energie bestimmt. Dennoch war es bisher nicht möglich, eine Theorie aufzustellen, die den Ablauf der Spaltung umfassend beschreibt. Das liegt hauptsächlich daran, daß die Spaltung ein Vielkörperproblem darstellt, dessen exakte Behandlung wegen der vielen Freiheitsgrade nur sehr schwer möglich ist. Dagegen sind eine Reihe von halbempirischen Beziehungen abgeleitet worden wie z.B. die Regel der gleichen Ladungsverteilung. Gute Zusammenfassungen der bisher bekannten Arbeiten finden sich bei Halpern (01), Hyde (02) und Gindler u. Huizenga (03).

Durch Bestimmung der Massenverteilungen konnte gezeigt werden, daß die Wahrscheinlichkeit der symmetrischen Spaltung in zwei gleich große Sekundärfragmente um einige Größenordnungen kleiner ist als die der asymmetrischen Spaltung. Mit steigender Anregungsenergie des Spaltkerns nimmt die Wahrscheinlichkeit für die sym-

metrische Spaltung jedoch schnell zu und erreicht schließlich die Werte der asymmetrischen Spaltung. Man hat verschiedentlich versucht, diesen beiden Spaltarten zwei charakteristische Deformationsformen des Spaltkerns zuzuordnen (44).

Es wird heute allgemein die Ansicht vertreten, daß der Ablauf des Spaltprozesses durch seine Energiebilanz bestimmt wird. Eine Anzahl von Untersuchungen über die Verteilung der kinetischen Energie der sekundären Spaltfragmente in Abhängigkeit von ihrer Nukleonenzahl sind daher in den letzten Jahren durchgeführt worden. Dabei konnte gezeigt werden, daß auch die Energieverteilung im Bereich der symmetrischen Spaltung ein Minimum hat. Es besteht die Möglichkeit, daß dieses Minimum der kinetischen Energie und das der symmetrischen Massenausbeute durch die charakteristische Deformationsform verursacht wird. Da sich das Ausbeuteminimum mit steigender Anregungsenergie des Spaltkerns schnell verflacht und schließlich ganz verschwindet, erschien die Frage interessant, ob sich auch das Energieminimum im gleichen Sinn ändert, d.h. mit steigender Anregungsenergie abnimmt. Diese Frage war bereits der Ausgangspunkt verschiedener Untersuchungen, teils wurde die Energiebestimmung mit Halbleiterdetektoren oder Flugzeitmessungen durchgeführt, teils indirekt durch radiochemische Bestimmung der Reichweite von Fragmenten ermittelt (04) (05) (06). Bisher konnte jedoch keine Klärung dieser Frage erreicht werden. Es erschien daher wünschenswert, weiteres experimentelles Material zu erarbeiten.

In dieser Arbeit wurde durch radiochemische Reichweitebestimmung einiger Spaltfragmente aus der Spaltung von Pu-239 die Änderung des Energieminimums in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des Spaltkerns untersucht. Diese Bestimmungen wurden in einem Anregungsenergiebereich des Spaltkerns zwischen 5 MeV und 40 MeV durchgeführt. Bei 5 MeV liegen die Spaltausbeuten aus der symmetrischen Spaltung etwa 3 Größenordnungen unter denen der asymmetrischen Spaltung, während sie für 40 MeV etwa gleich sind.

2. Radiochemische Methoden der Reichweitebestimmung

Das Prinzip der radiochemischen Reichweitebestimmung beruht auf der Annahme, daß die von einem Fragment im Mittel zurückgelegte Distanz (Reichweite) in einem homogenen Fängermedium eine eindeutige Funktion seiner kinetischen Energie ist. Die von einer punktförmigen Quelle emittierten Spaltfragmente gleicher kinetischer Energie befinden sich nach vollkommener Abbremsung auf der Oberfläche einer Kugel, deren Zentrum die Quelle bildet. Der Kugelradius R ist die Reichweite dieser Fragmente in dem die Quelle umgebenden Fängermedium. Unter der Annahme, daß die Spaltung isotrop verläuft, ist die Häufigkeitsverteilung der Spaltfragmente auf der Kugeloberfläche überall gleich. Unterteilt man nun diese Reichweitekugel in einzelne Abschnitte (Schnitt A - A' der Abb. 1), so ist die Anzahl der darin gebremsten Spaltfragmente der sphärischen Oberfläche dieser Kugelabschnitte direkt proportional.

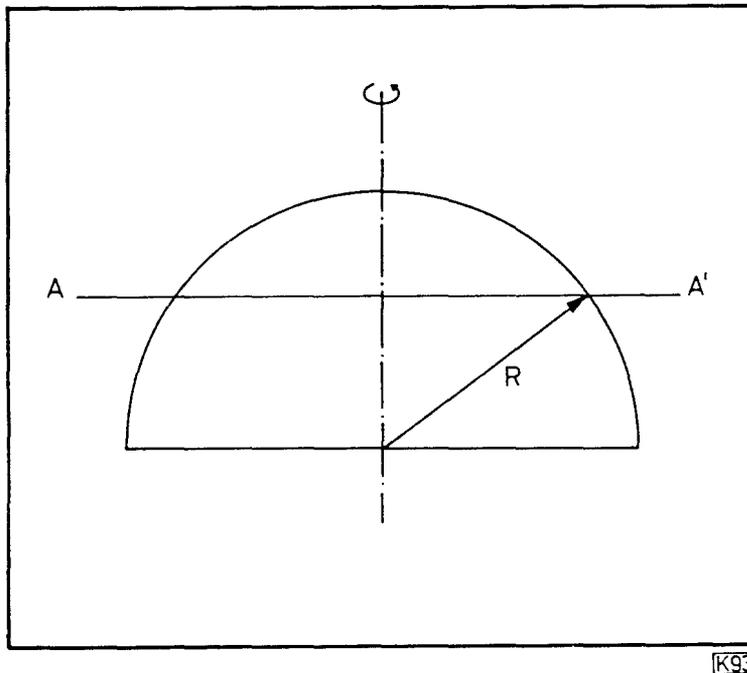


Abb. 1

In der Praxis sind punktförmige Spaltfragmentquellen nicht zu verwirklichen, man muß immer von flächig oder räumlich ausgedehnten Targets ausgehen. Ein solches Target kann als Summe vieler punktförmiger Quellen aufgefaßt werden, für die jeweils das einfache Reichweitekugelmodell gilt.

Radiochemische Reichweitebestimmungen wurden durchgeführt mit Targetanordnungen, bei denen entweder dünne Targetschichten und dünne Fängerfolien oder dicke Targets mit dicken Fängerfolien verwendet wurden. Dünn heißt in diesem Zusammenhang, daß die Dicke der Targetschicht sehr klein ist im Verhältnis zur Reichweite der Spaltfragmente im Targetmaterial. Dick heißt sinngemäß, daß die Reichweite der Spaltfragmente kleiner ist als die Dicke der Target- bzw. Fängerfolie.

2.1. Dünnes Target-Dünner Fänger-Methode^{*)}

Diese Methode geht auf Joliot (07) zurück und wurde zum ersten Mal von Douthett und Templeton (08) für genauere Messungen verwendet.

Die Targetanordnung besteht aus einer Trägerfolie, auf die eine dünne Schicht spaltbares Material aufgebracht ist. Über der Targetschicht liegen zwei oder mehrere Fängerfolien. Die Gesamtdicke des Folienpaketes wird normalerweise so gewählt, daß sie größer ist als die größte in dem Experiment erwartete Reichweite. Alle Spaltfragmente werden dann in dem Fängermaterial abgebremst. Bestimmt werden die Fraktionen der Spaltprodukte, die sich nach der Abbremsung in den einzelnen Folien befinden. In gleicher Weise kann die Trägerfolie als Fänger verwendet werden. Dann wird dahinter ein zweites Folienpaket angeordnet. Aus den in den einzelnen Folien enthaltenen Anteilen der untersuchten Spaltprodukte kann nach Gleichung 1 die Reichweite berechnet werden.

$$\frac{A(>D)}{A(>0)} = 1 - \frac{D}{R} \quad (1)$$

R = Reichweite (mg/cm^2)

D = $\sum d_i$, Summe der Foliendicken d bis zur Grenze D

A(>0) = Aktivität der Spaltprodukte, die das Target aus einer Oberfläche verlassen

A(>D) = Aktivität der Spaltprodukte, die in den Fängern hinter der Grenze D abgebremst wurden

^{*)} Im folgenden wird diese Methode als DÜT-Methode bezeichnet.

Diese von Panontin (09) angegebene Beziehung gilt unter folgenden Voraussetzungen:

1. Der Spaltkern befindet sich in Ruhe.
2. Es gibt keine Vorzugsrichtung für die Spaltfragmente (Isotropie der Spaltung).
3. Die Targetschicht ist sehr dünn, so daß keine Spaltfragmente darin zurückgehalten werden.
4. Die relative Reichweiteverteilung, die sich aus der Streuung der Fragmente ergibt, ist symmetrisch um einen Reichweitemittelwert und außerdem sehr klein gegenüber der Reichweite, so daß sie vernachlässigt werden kann. Dies darf nach Hollstein (10) vorausgesetzt werden.

Die Voraussetzungen 1. und 2. sind nicht mehr erfüllt, wenn zur Auslösung der Spaltung energiereiche Projektile verwendet werden. Aufgrund der Impulsübertragung besitzt der Spaltkern eine Eigenbewegung, die auf die Spaltfragmente übergeht. Außerdem ist die Anisotropie der Spaltung zu berücksichtigen. Zur Berechnung der Reichweite von Experimenten, bei denen Fängerfolien und Targetfläche senkrecht zur Strahlrichtung liegen, gelten dann die Beziehungen 2 und 2a:

$$\frac{A(>D)}{A_V} = \frac{1 - \frac{D}{R} + \eta + \frac{1}{3} \frac{b}{a} (1 - (\frac{D}{R} - \eta)^3)}{1 + \eta + \frac{1}{3} \frac{b}{a}} \quad (2)$$

Spaltfragment in Rückwärtsrichtung (gegen Strahlrichtung):

$$\frac{A(>D)}{A_R} = \frac{1 - \frac{D}{R} - \eta + \frac{1}{3} \frac{b}{a} (1 - (\frac{D}{R} + \eta)^3)}{1 - \eta + \frac{1}{3} \frac{b}{a}} \quad (2a)$$

Es bedeuten:

$A(>D)$ = Aktivität der Spaltprodukte, die das Target aus einer Oberfläche verlassen

A_V = Gesamte Aktivität der Spaltprodukte in Vorwärtsrichtung

A_R = Gesamte Aktivität der Spaltprodukte in Rückwärtsrichtung

$\frac{b}{a}$ = Anisotropieparameter aus $W(\Theta) = a + b \cos^2$

Dabei wird die Winkelverteilung als symmetrisch um 90° zur Strahlrichtung angenommen, Θ ist der Winkel zwischen Strahlrichtung und der Richtung des Spaltfragmentes.

$$\eta = \frac{V_s}{V_a}$$

V_s = Geschwindigkeitskomponente des Spaltkernes (Schwerpunktsystem)
in Strahlrichtung

V_a = Geschwindigkeit des Spaltfragmentes (Schwerpunktsystem)

2.2. Dickes Target-Dicker Fänger-Methode ^{*)}

Diese Methode wurde von Sugarman et al. (11) eingeführt. Die Targetanordnung besteht aus einer dicken Targetfolie, die über ihre ganze Oberfläche von einer dicken Fängerfolie bedeckt ist. Bestimmt wird die mittlere Reichweite der Spaltfragmente im Targetmaterial.

Die Reichweite errechnet sich nach der folgenden Beziehung:

$$R = \frac{A_F}{A_F + A_T} \cdot 2 D \quad (3)$$

R = Reichweite (mg/cm^2)

A_F = Aktivität der Spaltprodukte im Fänger

A_T = Aktivität der Spaltprodukte im Target

D = Flächengewicht der Targetfolie (mg/cm^2)

Für die Anwendung der Gleichung 3 müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

1. Der Spaltkern befindet sich in Ruhe.
2. Die Spaltung erfolgt isotrop.
3. Der Teilchenfluß darf sich nach Durchgang durch das Target nicht wesentlich geändert haben.
4. Der sog. "Kanteneffekt", der zu einer Verfälschung der Reichweiten führt, da Spaltfragmente die Targetfolie längs der endlich dicken Schnittkanten verlassen, muß vernachlässigbar klein sein.
5. Die unterschiedliche Streuung der Fragmente in Target- und Fängermaterial muß vernachlässigbar sein; eine Korrektur für den sog. "Streueffekt" ist sehr schwierig. Außerdem muß die relative Reichweiteverteilung symmetrisch um einen Reichweitemittelwert sein.

^{*)} Im folgenden wird diese Methode als DIT-Methode bezeichnet.

Bei der durch schnelle Projektile ausgelösten Spaltung muß, wie bei der DÜT-Methode, für die Eigenbewegung des Spaltkerns und für die Anisotropie der Spaltung korrigiert werden.

Es gilt dann nach (12):

$$R = \frac{2 D \cdot A_F \left(1 + \frac{1}{2} \frac{b}{a} \right)}{(A_F + A_T) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{b}{a} + \eta^2 \right)} \quad (4)$$

Sind die Voraussetzungen 3. bis 5. nicht erfüllt, so ist auch dafür eine Korrektur erforderlich.

2.3. Vergleich der beiden Methoden

1. Fängerfolien

Bei der DÜT-Methode erhält man die Reichweiten im Fängermaterial aus dem Verhältnis der über eine Foliendicke D hinausgelangten Spaltproduktaktivität zur Gesamtaktivität, die das Target verlassen hat. Hieraus ergibt sich, daß nur Folien genau bekannter und uniformer Dicke als Fänger verwendet werden können. Je größer die Anzahl der Einzelfolien ist, aus der sich die Dicke D zusammensetzt, desto mehr Reichweitewerte lassen sich aus einem Experiment gewinnen. Da sich die Fehler in den Foliendicken aber addieren, werden die Reichweitewerte umso ungenauer.

Bei der DIT-Methode erhält man die Reichweite im Targetmaterial. Der Fänger dient nur als Sammelfolie für die das Target verlassenden Spaltfragmente, seine Dicke ist demzufolge unkritisch.

2. Target

Bei der DÜT-Methode muß das Target aus einer dünnen Schicht bestehen, so daß nur eine vernachlässigbar kleine Anzahl Spaltfragmente darin verbleibt. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so ist eine Korrektur erforderlich. Diese ist jedoch nur dann möglich, wenn die Targetschicht gleichmäßig dick und ihr Flächengewicht gut bekannt ist.

An die dicke Targetfolie werden mehrere Forderungen gestellt:

- a) Die Targetfolie muß gleichmäßig dick und ihr Flächengewicht genau bekannt sein.
- b) Die der Oberfläche anhaftende Oxidschicht muß sehr dünn sein.
- c) Die Oberfläche der Targetfolie muß sehr glatt sein. Unebenheiten führen zu einer undefinierten Oberflächenvergrößerung und damit zu einer scheinbaren Verkleinerung des Flächengewichtes. Eine Korrektur für diesen Effekt ist praktisch nicht möglich.

3. Streueffekt

Unterschiedliche Streuung tritt auf, wenn Target und Fänger in ihrer Ordnungszahl verschieden sind. Bei der DIT-Methode erhält man nach Niday (13) z.B. 3 - 5% höhere Reichweiten, wenn für ein Urantarget statt Pb-Fängern Al-Fänger verwendet werden. Bei der DÜT-Methode ist, solange das Target sehr dünn ist, keine Streukorrektur erforderlich.

4. Kanteneffekt

Durch den Kanteneffekt entsteht bei der DIT-Methode zusätzliche Oberfläche, da auch aus den Schnittkanten der Targetfolie Spaltfragmente austreten. Diese Oberflächenvergrößerung wurde in den Reichweitebeziehungen 3 und 4 nicht berücksichtigt. Die Korrektur von A_F kann nach Gleichung 5 erfolgen

$$A_F' = A_F \frac{a \cdot b}{ab + (a + b) D} \quad (5)$$

A_F = Summe der Aktivität aus beiden Oberflächen und Kanten

A_F' = Aktivität aus beiden Oberflächen $a \cdot b$

a = Länge der Targetfolie

b = Breite der Targetfolie

D = Dicke der Targetfolie

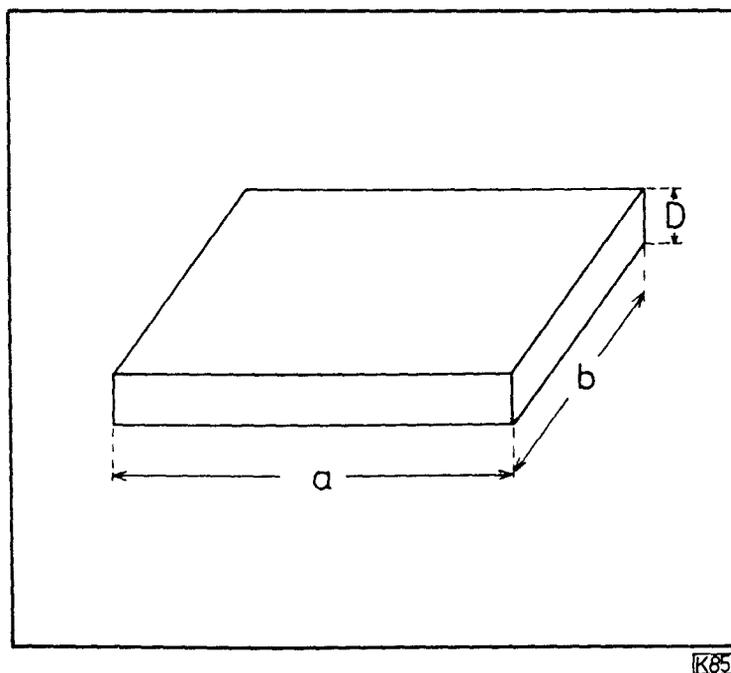
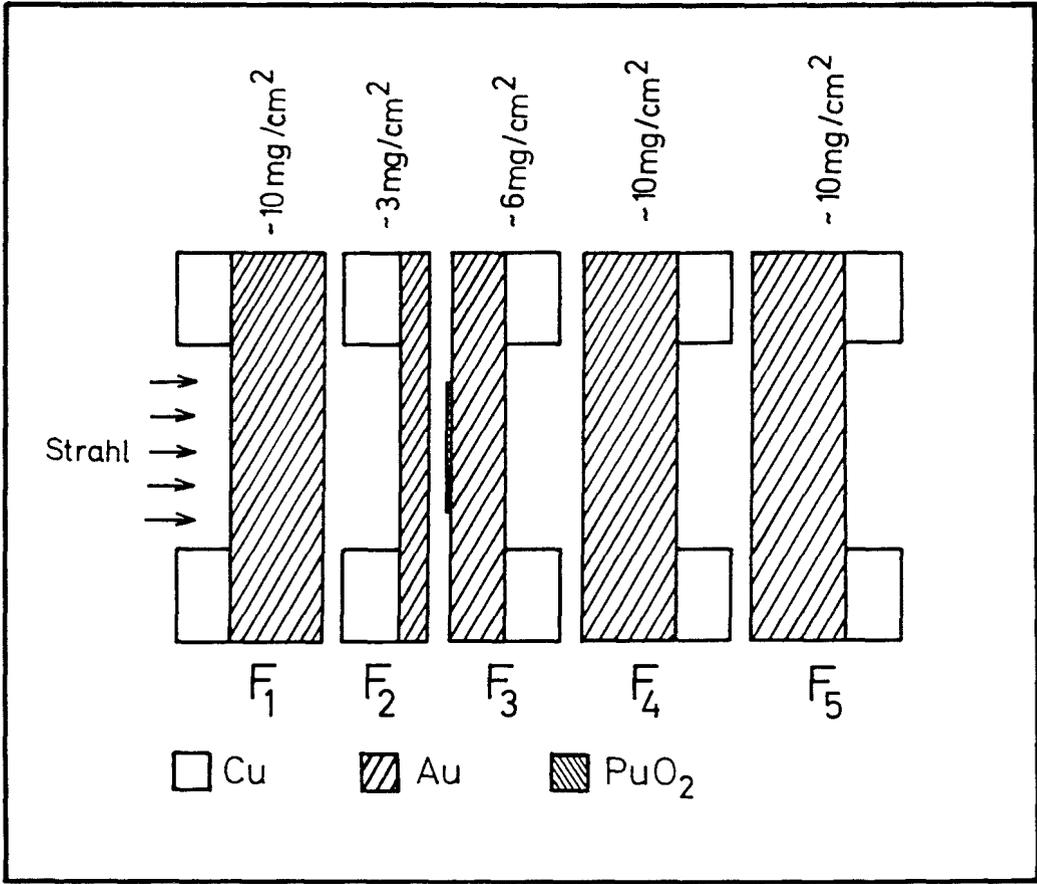


Abb. 2



K74

Abb. 3 Targetanordnung für die Experimente nach der DUT-Methode

3. Untersuchungen dieser Arbeit

Beide unter 2. beschriebene Methoden wurden zur Bestimmung der Reichweiten einiger Spaltprodukte angewendet. Bei der DÜT-Methode wurden Au-Fängerfolien in Verbindung mit einer PuO_2 -Targetschicht benutzt. Die Targetanordnung für die DIT-Methode enthielt eine Folie aus Al-Pu(1%)-Legierung, die mit Al-Fängern bedeckt war.

3.1. Dünnes Target-Dünner Fänger-Experimente

3.1.1. Targetaufbau

Ausschlaggebend für die gewählte Targetanordnung (Abb. 3) war die Verfügbarkeit geeigneter Fängerfolien. Die meisten bisherigen Arbeiten verwendeten Al- oder Au-Folien als Fängermaterial. Da direkte Vergleichbarkeit mit anderen Untersuchungen angestrebt wurde, kam nur eines dieser beiden Materialien in Frage. Für ein mittleres Spaltfragment ist die Reichweite in Al etwa $3,5 \text{ mg/cm}^2$, in Au etwa 12 mg/cm^2 . Nach Panontin (09) ist die größte Genauigkeit zu erreichen, wenn die Dicke D zwischen 25% und 75% der Reichweite liegt. Selbst wenn der Fänger bis zur Grenze D nicht in Folien unterteilt ist, sondern eine einzelne "Vorfänger"-Folie verwendet wird, sind dazu Foliendicken von etwa 1 mg/cm^2 Aluminium bzw. 3 mg/cm^2 Gold nötig. Es war nicht möglich, Al-Folien dieser Stärke von guter Uniformität und Lochfreiheit zu beschaffen oder herzustellen. Auch die kommerziell erhältlichen Au-Folien von 5 mg/cm^2 zeigten selbst in kleinsten Bereichen Dickenunterschiede bis zu 50%. Sie waren demnach nicht zu verwenden.

Es wurde daher durch Aufdampfen dünner Schichten versucht, Au-Folien selbst herzustellen. Dabei zeigte sich jedoch, daß lange vor Erreichen der benötigten Dicken ($3 - 10 \text{ mg/cm}^2$) infolge thermischer Spannungen die Au-Schichten vom Träger abplatzten. Mehrfache Veränderung des Trägermaterials war ohne Erfolg. Gute Ergebnisse lieferte dagegen ein Elektrolyseverfahren, bei dem aus einem alkalischen $[\text{Au}(\text{CN})_2]^-$ -Bad das Gold auf vorher elektropolierten Cu-Anoden von 0,1 mm Stärke abgeschieden wurde. Die hochglänzenden Goldüberzüge waren vollkommen dicht und hafteten fest auf dem Cu-Blech. Die Schichtdicken konnten durch Variation der Elektrolysedauer bei konstanter Stromstärke genau und reproduzierbar eingestellt werden. Von dem goldbeschichteten Cu-Blech wurde durch eine geeignete Anordnung (s. Abb. 18) über der Fläche, an der die Au-Folie gebraucht wurde, das Kupfer durch Lösen mit halbkonz. HNO_3 entfernt. Das verbleibende Kupferblech bildete einen stabilen Rahmen für die empfindliche Au-Folie. Außerdem diente der Kupferrahmen als Abstandhalter zwischen den einzelnen Fängerfolien.

Als Targetschicht wurde auf den dickeren der beiden Vorfänger durch Hochspannungselektrophorese eine ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke PuO_2 -Schicht aufgebracht. Die fertige Targetanordnung bestand aus je einem Vorfänger und Hauptfänger in und gegen Strahlrichtung. Eine "Aktivierungsfolie" diente zur Ermittlung der Verunreinigungen.

Diese in Abb. 3 gezeigte Targetanordnung wurde bestrahlt mit

- a) 12 MeV Deuteronen im Innenstrahl des Zyklotrons des MPI für Kernphysik, Heidelberg^{*)},
- b) 20 MeV Deuteronen im Innenstrahl des Isochronzyklotrons des Kernforschungszentrums Karlsruhe,
- c) thermischen Neutronen im Forschungsreaktor FR2 des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Nach der Bestrahlung wurde die Aktivität folgender Spaltprodukte in den einzelnen Folien ermittelt:

Sr-91/92, Zr-97, Pd-111 und Ba-139.

Diese Nuklide wurden auch in der "Aktivierungsfolie" bestimmt. Die aus den Verunreinigungen des Fängermaterials entstandene Aktivität war in jedem Fall kleiner als 0,1% der entsprechenden Spaltproduktaktivität.

3.1.2. Reichweiten

Die Bestrahlungen wurden ausgewertet nach den Beziehungen 1, 2 und 2a. Die Werte für den Anisotropieparameter $\frac{b}{a}$ wurden einer Arbeit von Bate, Chaudhry und Huizenga (14) entnommen (s. Abb. 4)

$$\frac{b}{a_{12 \text{ MeV}}} = 0,13$$

$$\frac{b}{a_{20 \text{ MeV}}} = 0,19$$

η (s. Gleichung 2 und 2a) wurde nach der folgenden Beziehung 6 berechnet:

$$\eta = \frac{V_s}{V_a} = \frac{E_D \cdot m_D \cdot m_a}{E_K^T \cdot A_s \cdot m_b} \quad (6)$$

E_D = Energie der Deuteronen (MeV)

m_D = Masse des Deuterons

^{*)}Herrn Professor Dr. Schmidt-Rohr und Herrn Dr. Jahr vom MPI für Kernphysik, Heidelberg, möchte ich dafür danken, daß sie diese Bestrahlungen möglich gemacht haben.

- m_a = Nukleonenzahl des primären Spaltfragments
- m_b = Nukleonenzahl des Komplementärfragments
- A_s = Nukleonenzahl des Spaltkernes
- E_{TK}^T = Totale kinetische Energie (MeV) (es wurden die Werte für Pu-239(n_{th}, f) von Milton und Fraser (15) eingesetzt)
- V_s = Geschwindigkeit des Spaltkernes (Schwerpunktsystem)
- V_a = Geschwindigkeit des betrachteten Spaltfragments (Schwerpunktsystem)

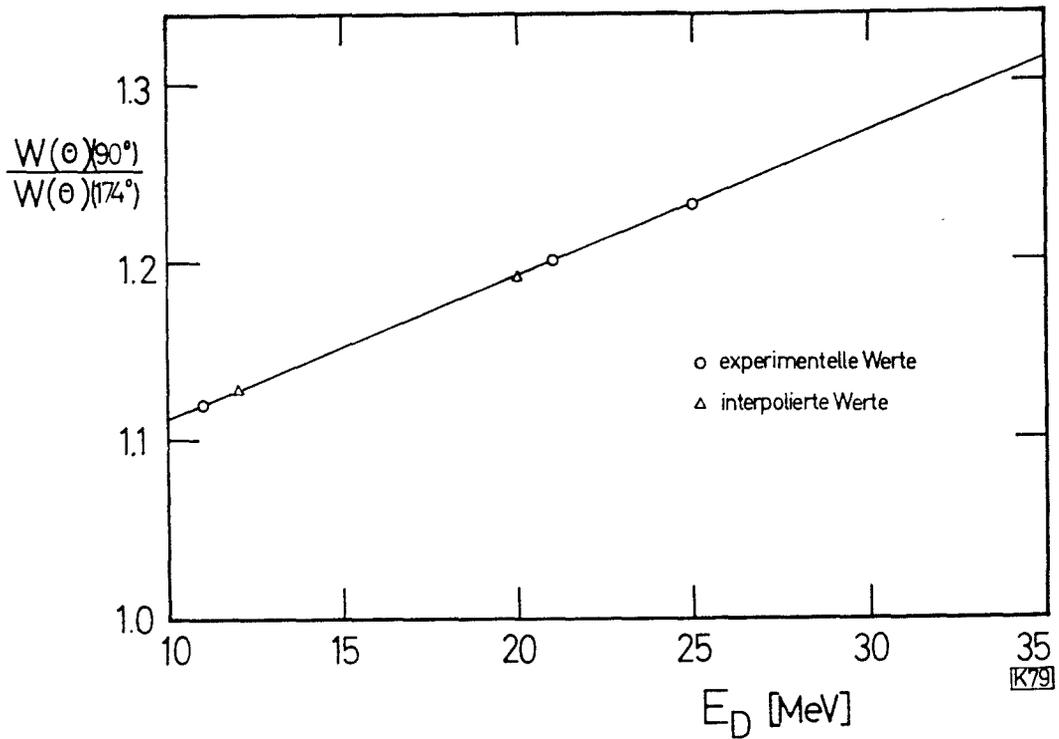


Abb. 4 Anisotropie der Spaltfragmente der Reaktion Pu-239(d,f) nach (14)

$W(\theta)(90^\circ)$ = Wahrscheinlichkeit der Emission von Spaltfragmenten in 90° zur Strahlrichtung

$W(\theta)(180^\circ)$ = Wahrscheinlichkeit der Emission von Spaltfragmenten in (gegen) Strahlrichtung

$$\frac{W(\theta)(90^\circ)}{W(\theta)(180^\circ)} - 1 = \frac{b}{a}$$

Bei der Berechnung von η wurde die Voraussetzung gemacht, daß die Deuteronenreaktion, die die Spaltung auslöst, nur nach einem Compoundmechanismus verläuft, der Anteil der Strippingreaktion wurde vernachlässigt. Die in Tabelle 1 angegebenen Werte für η sind daher Maximalwerte. Da eine Abweichung von η die Reichweite jedoch nur sehr wenig beeinflusst, kann der Fehler aus dieser Vereinfachung maximal 0,05% betragen.

Tabelle 1 Werte für η (berechnet nach Gleichung 6)

E_D	Sr-91/92	Zr-97	Pd-111	Ba-139
12 MeV	0,0225	0,0249		0,0337
20 MeV	0,0253	0,0284	0,0314	0,0376

Nach Alexander und Gazdik (16) verbleiben bei einer Targetdicke von $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ U_3O_8 folgende Mengen an Spaltfragmenten im Target (als Prozent der Gesamtaktivität):

Ba-140	2,5 %
Sr-89	2,0 %

Mit diesen Werten wurde die Targetdicke korrigiert, Es wurde dabei die Annahme gemacht, daß sich das Abbremsvermögen der Oxide U_3O_8 und PuO_2 wegen des ähnlichen Sauerstoffgehaltes und der fast gleichen Ordnungszahl für Uran und Plutonium kaum unterscheidet. Demnach halten beide Oxide bei gleicher Schichtdicke dieselbe Menge an Spaltfragmenten zurück. Da bei allen DÜT-Experimenten eine PuO_2 -Schichtdicke von ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet wurde, konnte eingesetzt werden:

Ba-139	2,5 %
Pd-111	2,2 %
Zr-97	2,1 %
Sr-91/92	2,0 %

Die von Alexander et al. nicht bestimmten Werte für Pd-111 und Zr-97 wurden durch Interpolation ermittelt. Aus der, gemessen am Gesamtfehler, recht guten Übereinstimmung der Reichweiten in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung kann geschlossen werden, daß diese Näherung ausreichend ist. Die Resultate sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Die angegebenen Fehler sind mittlere Abweichungen vom Mittelwert. Die Anzahl der Einzelbestimmungen ist in Klammern angegeben.

Tabelle 2 Reichweiten nach der DÜT - Methode ($\text{mg Au}/\text{cm}^2$)

Proj.	Ba-139	Pd-111	Zr-97	Sr-91/92
n_{therm}	$8,21 \pm 0,13(4)$		$10,22 \pm 0,19(4)$	$10,47 \pm 0,22(4)$
12 MeV _D	$8,14 \pm 0,16(20)$		$10,40 \pm 0,21(6)$	$11,36 \pm 0,20(19)$
20 MeV _D	$7,73 \pm 0,13(6)$	$9,31 \pm 0,33(4)$	$10,83 \pm 0,38(6)$	$11,66 \pm 0,58(5)$

Trotz der teilweise recht großen Anzahl von Einzelmessungen konnte nur eine verhältnismäßig geringe Genauigkeit erreicht werden. Das ist im wesentlichen auf zwei Ursachen zurückzuführen:

1. Die Dicke der durch Hochspannungselektrophorese hergestellten Targetschichten war wenig reproduzierbar. Besonders schwierig waren genügend dünne Beläge herzustellen. Diese waren dann meistens wenig uniform, es traten Dickenunterschiede bis zu 100% auf. Die durch Elektrodeposition hergestellten Targets wiesen zwar eine bessere Uniformität auf, waren aber zu dünn. Die wegen thermischer Belastung erforderliche Strahlstrombegrenzung erlaubte es nicht, mit diesen Targets ausreichende Spaltproduktaktivitäten zu erzeugen.
2. Trotz der Strahlstrombegrenzung traten an den Fängerfolien vielfach thermische Verformungen auf. Damit änderte sich die Targetgeometrie während der Bestrahlung. Eine wirksame Kühlung war wegen der freitragenden Anordnung der Folien nicht möglich.

3.2. Dickes Target-Dicker Fänger-Experimente

Das Energiedefizit im Bereich der symmetrischen Spaltung beträgt nur etwa 10 - 15% der mittleren totalen kinetischen Energie. Da die Reichweite etwa proportional der Geschwindigkeit der Spaltfragmente ist, also quadratisch in die Reichweite-Energie-Beziehung eingeht, muß zur Bestimmung signifikanter Energieunterschiede im symmetrischen Bereich eine Reproduzierbarkeit der Reichweiten von besser als $\pm 1\%$ gefordert werden.

Es zeigte sich, daß bei der DÜT-Methode schwer umgehbare experimentelle Schwierigkeiten auftraten, die einen mittleren Fehler von mindestens $\pm 2\%$ verursachten. Einen Ausweg bot die DIT-Methode, bei der sich die wesentlichen Fehlerquellen umgehen ließen:

1. Die Methode ermöglichte ein genaues Festlegen der mittleren Targetdicke in dem vom Strahl getroffenen Bereich der Targetanordnung.
2. Eine Dickenbestimmung der Fängerfolie entfiel.
3. Die aufeinanderliegenden Folien erlaubten einen guten Wärmeübergang. Die verbesserte Kühlmöglichkeit durch Anpressen des Folienpaketes an den wassergekühlten Targetkopf verhinderte eine thermische Deformation des Targets.
4. Die DIT-Methode erlaubte es, auf Fängerfolien aus Aluminium überzugehen. Damit ergab sich ein weiterer wesentlicher Vorteil gegenüber der DÜT-Methode mit Au-Fängerfolien: nach Neuzil (17) beträgt der Spaltquerschnitt für Au-197 bei 50 MeV Anregungsenergie etwa 1 mb. Die Spaltproduktaktivität aus dem Target und die aus der Goldspaltung sind bei dieser Energie von gleicher Größenordnung. Eine Bestrahlung mit Deuteronen von 50 MeV wäre demnach nicht sinnvoll gewesen.

Aluminiumfänger dagegen gestatten eine volle Ausnutzung des am Zyklotron zur Verfügung stehenden Energiebereiches.

3.2.1. Targetaufbau

Die Targetanordnung bestand aus je einer dicken Fängerfolie in und gegen Strahlrichtung. Dazwischen befand sich eine dicke Targetfolie aus einer Legierung von 1% Pu-239 in Aluminium. Die Abbremsseigenschaften dieser Legierung entsprechen praktisch denen des Aluminiums, so daß eine Streuung nicht berücksichtigt zu werden braucht. Die Targetfolien wurden durch Walzen hergestellt. Zur weitgehenden Eliminierung undefinierter Oberflächenvergrößerung durch Unebenheiten wurden sie nach dem Walzen elektropoliert.

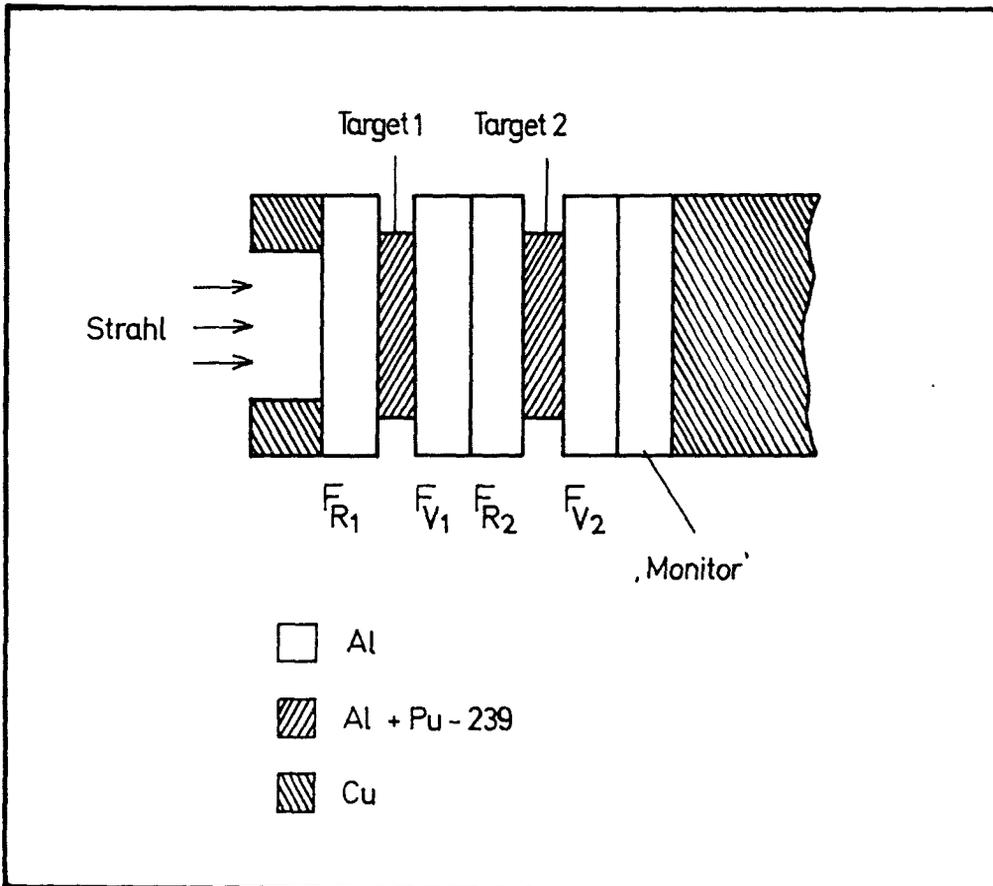
Die Target- und Fängerfoliendicken wurden so bemessen, daß der Energieverlust der Deuteronen möglichst klein blieb. Er betrug bei der Deuteronenenergie von 20 MeV maximal 1 MeV oder 5%, bei 50 MeV Deuteronen etwa 0,5 MeV oder 1% (18).

Im allgemeinen wurden die Fängerfolien in und gegen Strahlrichtung zu einer Probe zusammengefaßt und zwei hintereinanderliegende Targetanordnungen gleichzeitig bestrahlt (Abb. 5), bei einigen Bestrahlungen wurden sie getrennt aufgearbeitet.

Eine Schwierigkeit ergab sich aus dem Herstellungsverfahren der Targetfolien: Bei dem Walzvorgang konnte nur senkrecht zur Walzrichtung eine gleichmäßige Foliestärke erzeugt werden. Parallel zur Walzrichtung waren größere Dickenunterschiede nicht zu vermeiden. Der Dickenverlauf in dieser Richtung mußte daher mit einer im experimentellen Teil näher beschriebenen Foliendickenmeßvorrichtung genau bestimmt werden. Zur Berechnung der mittleren Foliendicke mußte bei den Zyklotronbestrahlungen die Intensitätsverteilung des Strahles in Richtung der Foliinhomogenität für jedes Experiment festgelegt werden. Dazu wurde ein in seiner Lage zum Target genau definierter Streifen Al-Folie ("Monitorfolie") mitbestrahlt, in dem die Verteilung der Na-24-Aktivität (aus Al-27(d,p α)Na-24) bestimmt wurde. Diese entspricht dem über die Strahlzeit integrierten Intensitätsverlauf der Deuteronen im Target und ermöglicht damit die Festlegung einer mittleren Targetdicke (Abb. 24).

Eine Berücksichtigung des Kanteneffektes ist bei Zyklotronbestrahlungen im Innenstrahl schwierig, da die Schnittkanten je nach ihrer Lage in der Strahlverteilung sehr verschieden starken Deuteronenströmen ausgesetzt sind. Eine Durchführung der Korrektur nach Gleichung 5 setzt daher die Kenntnis der Intensitätsverteilung des Strahles in beiden Dimensionen der Targetfläche voraus. Eine solche Messung mit

der erforderlichen Genauigkeit war jedoch nicht möglich. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, wurden alle Targetkanten mit einem Kupferrahmen abgedeckt. Die Dicke des Rahmens war so dimensioniert, daß die Deuteronen bis 50 MeV ganz darin abgebremst wurden. Eine Korrektur für den Kanteneffekt war nun nicht mehr erforderlich.



[K76]

Abb. 5 Targetanordnung für die Experimente nach der DIT-Methode

- F_{R_1} Fängerfolie in Rückwärtsrichtung von Target 1
- F_{V_1} Fängerfolie in Vorwärtsrichtung von Target 1
- F_{R_2} Fängerfolie in Rückwärtsrichtung von Target 2
- F_{V_2} Fängerfolie in Vorwärtsrichtung von Target 2

Bei der Abbremsung der Deuteronen in dem Abdeckrahmen und dem Kupfertargetkopf entstehen Neutronen, die zusätzliche Spaltungen auslösen. Das kann zu einer Verfälschung der Resultate führen, für die kaum zu korrigieren ist. Es wurde daher ein Kontrollversuch gemacht, dessen Aufbau Abb. 6 zeigt.

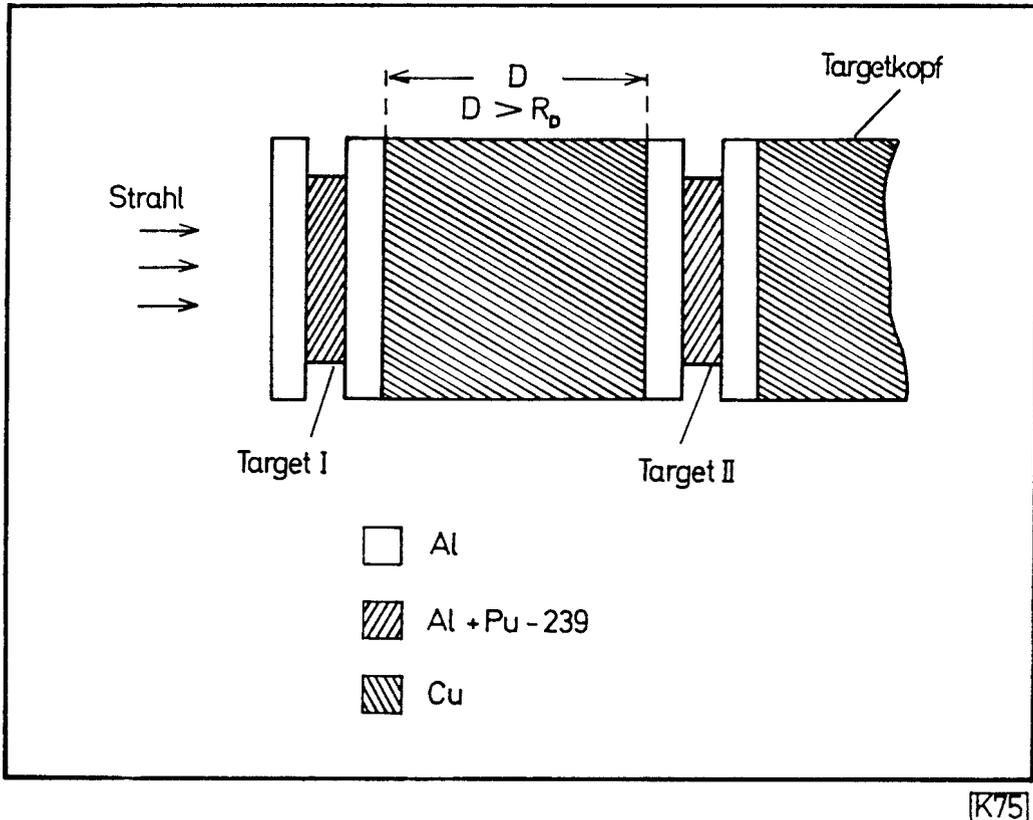


Abb. 6 Targetanordnung zur Bestimmung der Spaltung durch Neutronen

Zwischen zwei Targetanordnungen war ein Kupferblock eingeschoben, dessen Dicke größer war als die maximale Reichweite der Deuteronen. Target 2 konnte also nicht von Deuteronen erreicht werden. Nach der Bestrahlung dieser Anordnung betrug die Spaltproduktaktivität des Targets 2 nur ca. 0,5% der von Target 1. Demnach brauchte die Spaltung durch Neutronen nicht berücksichtigt zu werden.

Das Target für die Bestrahlung mit Reaktorneutronen entsprach in seiner Anordnung dem Zyklotrontarget. Die Bestimmung des mittleren Flächengewichts der Targetfolie erfolgte durch Wägen.

Der nach Gleichung 5 berechnete Wert für die Korrektur des Kanteneffekts lag unter 0,05%, konnte also vernachlässigt werden.

Die Bestrahlungen wurden im Innenstrahl des Zyklotrons Karlsruhe bei Deuteronenenergien von 20 MeV und 50 MeV und mit thermischen Neutronen im FR2 durchgeführt. Nach der Bestrahlung wurden in Target und Fänger die Aktivitäten der folgenden Spaltnuklide bestimmt: Ba-139, Cd-118, Ag-112/113 und Sr-91/92.

3.2.2. Reichweiten

Die Reichweiten aus den DIT-Experimenten wurden nach den Beziehungen 3 und 4 berechnet.

Zur Berechnung von η wurde wieder Gleichung 6 verwendet, die Werte sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3 Werte für η (berechnet nach Gleichung 6)

E_D	Sr-91/92	Ag-112/113	Cd-118	Ba-139
20 MeV	0,0253	0,0316	0,0330	0,0376
50 MeV	0,0407	0,0507	0,0531	0,0607

Für den Anisotropieparameter $\frac{b}{a}$ wurde bei 20 MeV Deuteronen 0,19 eingesetzt (14). Für 50 MeV_D sind keine experimentellen Werte vorhanden. Wenn man aus dem untersuchten Energiebereich linear auf 50 MeV extrapoliert, so erhält man ein $\frac{b}{a}$ von 0,41. Dieser Wert stellt eine obere Grenze dar. Aus einer Zusammenstellung von Sugarman et al. (19) ergibt sich, daß für die Spaltung von U-238 mit Protonen das Maximum der Anisotropie zwischen 30 MeV und 40 MeV liegt. $\frac{b}{a}$ wird dann mit steigender Protonenenergie stetig kleiner und nimmt schließlich bei sehr hohen Energien negative Werte an. Unter der Annahme eines ähnlichen Verlaufes für die Spaltung von Pu-239 mit Deuteronen erhält man für 50 MeV ein $\frac{b}{a}$ von etwa 0,3. Es muß angenommen werden, daß dieser Wert, mit dem die Reichweiteberechnungen durchgeführt wurden, nur auf etwa $\pm 20\%$ genau ist. Da die Reichweiten aber gegen eine Änderung von $\frac{b}{a}$ wenig empfindlich sind, erschien es gerechtfertigt, mit dieser Näherung zu arbeiten.

Die in Tabelle 4 zusammengestellten Reichweiten sind Mittelwerte aus den Einzelbestimmungen. Die Fehler sind mittlere Abweichungen vom Mittelwert. In Klammern ist die Anzahl der Einzelbestimmungen angegeben.

Tabelle 4 Reichweiten nach der DIT-Methode (mg Al/cm²)

	Ba-139	Cd-118	Ag-111/112	Sr-91/92
n_{th}	3,04* $\pm 0,03$ (4)	3,351 $\pm 0,007$ (3)	3,750 $\pm 0,018$ (3)	4,16* $\pm 0,04$ (4)
20 MeV d	3,03 $\pm 0,015$ (10)	3,395 $\pm 0,007$ (8)	3,515 $\pm 0,008$ (8)	4,00 $\pm 0,02$ (10)
50 MeV d	3,00 $\pm 0,02$ (3)	3,405 $\pm 0,021$ (11)	3,421 $\pm 0,012$ (17)	3,993 $\pm 0,02$ (3)

*) Werte von Ref. (20)

4. Auswertung

Zur Umrechnung der Reichweiten der Spaltfragmente in kinetische Energien wurde eine Reichweite-Energie-Beziehung von Mukherji und Yaffe (21) benutzt. Zur Anwendung dieser Beziehung ist die Kenntnis einiger Größen erforderlich:

- \bar{E}_S^* die mittlere Anregungsenergie des mittleren Spaltkerns
 \bar{Z}_S und \bar{A}_S Ladungszahl und Nukleonenzahl des mittleren Spaltkerns
 ν_F die Anzahl der verdampften Neutronen von einem Primärfragment
 \bar{Z}_p Mittlere wahrscheinlichste Ladungszahl der untersuchten isobaren Reihe

Die Ermittlung dieser Größen soll im folgenden kurz erläutert werden. Die Kernreaktion mit Deuteronen verläuft nach drei unterschiedlichen Mechanismen. Aus einer Targetkernart werden dabei drei voneinander verschiedene Zwischenkerne gebildet:

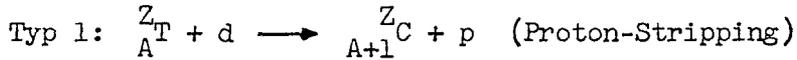
1. Targetkern + Neutron : (d,p) Stripping
2. Targetkern + Proton : (d,n) Stripping
3. Targetkern + Deuteron : Compoundreaktion

Im Gegensatz zu den aus der Compoundreaktion gebildeten "primären" Zwischenkernen haben die nach dem Strippingmechanismus entstandenen "sekundären" Zwischenkerne keine definierte Anregungsenergie.

Da alle drei Reaktionen nebeneinander ablaufen, müssen ihre relativen Reaktionswahrscheinlichkeiten bekannt sein. Darüber liegen jedoch keine experimentellen Daten vor. Deswegen wurde zunächst nach einer Möglichkeit gesucht, diese Wahrscheinlichkeiten zumindest näherungsweise zu bestimmen. Außerdem mußten die Anregungsenergien der sekundären Zwischenkerne abgeschätzt werden. Von den Ergebnissen dieser Näherung ausgehend wurde die Neutronenverdampfung der Zwischenkerne bis zu ihrer Spaltung berechnet. Es ergab sich eine Aufstellung von Zwischenkernen und Spaltkernen mit den dazu gehörenden Nukleonenzahlen, Anregungsenergien und Häufigkeiten, die als Grundlage zur Berechnung der entsprechenden Mittelwerte (\bar{Z}_S , \bar{A}_S , \bar{E}_S^*) diente. Auch die Anzahl der von den Primärfragmenten verdampften Neutronen (ν_F) und die wahrscheinlichste Ladungszahl der Sekundärfragmente (\bar{Z}_p) konnten aus diesem Schema gewonnen werden. Mit Kenntnis dieser Werte wurden die kinetischen Energien nach Gleichung 22 bis 24 berechnet.

4.1. Anregungsenergie und Häufigkeiten der Zwischenkerne

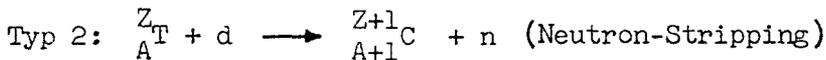
Wie bereits erwähnt, können bei Deuteronenreaktionen drei Reaktionstypen unterschieden werden:



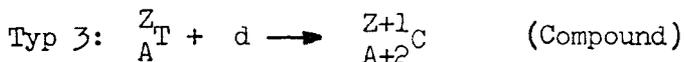
Das Proton des Deuterons wird im Feld des Targetkerns T "abgestriipt". Das Neutron reagiert mit dem Targetkern unter Bildung eines sekundären Zwischenkernes C, dessen Anregungsenergie sich zusammensetzt aus

- a) kinetischer Energie des Neutrons als Differenz der Projektilenergie und der kinetischen Restenergie des Protons,
- b) Bindungsenergie des Neutrons an den Targetkern.

Zusätzlich muß von dem reagierenden System die Bindungsenergie von Proton und Neutron im Deuteron (2,3 MeV) aufgebracht werden. Dieser Energiebetrag ist also von der Anregungsenergie abzuziehen. Energiemessungen der Stripping-Protonen (22) (23) haben in Übereinstimmung mit der Theorie (24) eine breite Verteilung ergeben. Demnach muß die Anregungsenergie der sekundären Zwischenkerne eine komplementäre Verteilung haben.



Dieser Mechanismus verläuft analog dem Proton-Stripping. Der Unterschied besteht darin, daß das Proton vom Coulombfeld des Targetkernes abgestoßen wird. Bei niedrigen Deuteronenenergien ist daher der Wirkungsquerschnitt für diesen Mechanismus erheblich kleiner als der von Typ 1. Bei höheren Deuteronenenergien wie 50 MeV können die Wirkungsquerschnitte beider Strippingreaktions-Typen in erster Näherung gleichgesetzt werden.



Nach diesem Mechanismus reagiert das ganze Deuteron mit dem Targetkern unter Bildung eines primären Zwischenkernes mit einer diskreten Anregungsenergie. Diese setzt sich zusammen aus der Deuteronenenergie und der Bindungsenergie des Deuterons an den Targetkern.

Zur Berechnung der relativen Anteile dieser drei Reaktionstypen an der Gesamtreaktion wurde ein System linearer Gleichungen (25) verwendet. Dieses Verfahren ist bei Deuteronenenergien von 12 MeV und 20 MeV durchführbar, da die benötigten experimentellen Daten oder gute Näherungen zur Verfügung stehen. Es wird die Voraussetzung gemacht, daß bei einer Projektilenergie bis 20 MeV und schweren Targetkernen die Wahrscheinlichkeit für Reaktionen wie (d,t) oder (d, α) vernachlässigbar klein ist. Die Emission geladener Teilchen nach erfolgter Reaktion (d, $n\alpha$) oder (d,2p) kann nach (26) ebenfalls vernachlässigt werden. Es gilt dann:

$$\sigma_{(d,f)} = \sigma_1({}^1q_f) + \sigma_2({}^2q_f) + \sigma_3({}^3q_f) \quad (7)$$

$$\sigma_{(d,n)} = \sigma_2({}^2q_n) + \sigma_3({}^3q_n) \quad (8)$$

$$\sigma_{(d,2n)} = \sigma_2({}^2q_{2n}) + \sigma_3({}^3q_{2n}) \quad (9)$$

$$\sigma_{(d,3n)} = \sigma_2({}^2q_{3n}) + \sigma_3({}^3q_{3n}) \quad (10)$$

$$\sigma_{(d,p)} = \sigma_1({}^1q_p) \quad (11)$$

σ_i = Wirkungsquerschnitt für die Reaktion des Typs i

${}^i q_f$ = Wahrscheinlichkeit, daß nach der Reaktion des Typs i Spaltung eintritt

${}^i q_{xn}$ = Wahrscheinlichkeit, daß nach der Reaktion des Typs i x Neutronen verdampft werden

${}^i q_\gamma$ = Wahrscheinlichkeit, daß nach der Reaktion des Typs i γ -Emission eintritt

$\sigma_{(d,f)}$ = Spaltquerschnitt für Pu-239

$\sigma_{(d,xn)}$ = Spallationsquerschnitte für Pu-239

$\sigma_{(d,p)}$ = Wirkungsquerschnitt für den Anteil der Reaktion des Typs 1, bei dem die Anregungsenergien so niedrig sind, daß keine Neutronen mehr verdampft werden können.

Ferner gilt:

$${}^1 q_\gamma + {}^1 q_n + {}^1 q_{2n} + {}^1 q_f = 1 \quad (12a)$$

$${}^2 q_\gamma + {}^2 q_n + {}^2 q_{2n} + {}^2 q_f = 1 \quad (12b)$$

$${}^3 q_\gamma + {}^3 q_n + {}^3 q_{2n} + {}^3 q_f = 1 \quad (12c)$$

Die zur Berechnung verwendeten Werte sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5

E_D	U-238		Pu-239	
	13,6 MeV	20 MeV	12 MeV	20 MeV
Experimentelle Werte (mb):				
$\sigma(d,f)$	430	900	400	1250
$\sigma(d,n)$	22	15	9	13
$\sigma(d,2n)$	55	40	20	45
$\sigma(d,3n)$	0	15	0	18
$\sigma(d,p)$	180	100	180	100
$^1q_\gamma$	0,4	0,2	0,4	0,2
$^1q_{2n}$	0	0	0	0
$^2q_{2n}$	0	0	0	0
3q_f	0,95	0,98	0,96	0,97
3q_n	0,008	0,003	0,004	0,0023
$^3q_{2n}$	0,05	0,01	0,028	0,016
$^3q_{3n}$	0	0,01	0,004	0,01
Berechnete Werte (mb):				
σ_1	450	500	450(53,5)	500(30,4)
σ_2	40	70	27 (3,0)	70(3,4)
σ_3	375	700	364(43,5)	1100(66,2)
1q_n	0,5	0,45	0,5	0,4
1q_f	0,1	0,35	0,1	0,3
2q_n	0,5	0,45	0,5	0,4
$^2q_{2n}$	0	0,1	0	0,03
2q_f	0,2	0,3	0,2	0,3
$^2q_\gamma$	0,3	0,15	0,3	0,15
Np-237				
E_α	28 MeV	35 MeV		
$\sigma(\alpha,f)$	650	850		
$\sigma(\alpha,n)$	2	2		
$\sigma(\alpha,2n)$	16	14		
$\sigma(\alpha,3n)$	1	9		

Spalt- und Spallationsquerschnitte wurden von Gibson (27) bestimmt. Über $\sigma_{(d,p)}$ für Pu-239 gibt es keine Angaben, es mußten daher Werte für U-238 von Slater (28) eingesetzt werden. Diese Näherung wird später ausführlicher begründet. Zum Vergleich sind die Resultate von Sugihara et al. (25) für U-238 mitaufgeführt.

Der d-Einfang nach der Reaktion vom Typ 3 ergibt einen bestimmten Zwischenkern (Pu-241) mit definierter Anregungsenergie. Den gleichen Zwischenkern liefert die Reaktion von Np-237 mit α -Teilchen, die nach einem Compoundmechanismus verläuft. Diese Reaktion ist gut untersucht; aus den experimentellen Daten von Gibson (27) können daher bei Einsetzen für gleiche Anregungsenergien der Zwischenkerne nach den folgenden Beziehungen 3_{q_f} und $3_{q_{xn}}$ für Pu-239 berechnet werden:

$$3_{q_f} = \left[\frac{\sigma_{(\alpha,f)_{Np-237}}}{\sigma_{\text{tot } Np-237}} \right] E^* \quad (13)$$

$$3_{q_{xn}} = \left[\frac{\sigma_{(\alpha,xn)_{Np-237}}}{\sigma_{\text{tot } Np-237}} \right] E^* \quad (13a)$$

$\sigma_{\text{tot } Np-237}$ ist der gesamte Reaktionsquerschnitt für die Reaktion von Np-237 mit α -Teilchen.

Die q_γ - und q_n -Werte wurden von Sugihara et al. (25) aus den Protonen- und Neutronenspektren der Stripping-Reaktion von U-238 abgeschätzt. Diese sind für Pu-239 nicht untersucht, es mußten daher die Werte für U-238 eingesetzt werden. Wegen der guten Übereinstimmung der p-Spektren von schweren Targetkernen (22) (23) ist jedoch zu erwarten, daß diese Näherung nicht wesentlich zum Gesamtfehler beiträgt.

Die Berechnung von σ_1 , σ_2 und σ_3 nach Gleichung 7 bis 13a ergab:

E_D	12 MeV	20 MeV
σ_1	450 mb (53,5%)	500 mb (30,4%)
σ_2	27 mb (3,0%)	70 mb (3,4%)
σ_3	364 mb (43,5%)	1100 mb (66,2%)

Bei einer Deuteronenenergie von 50 MeV ist die Zahl der möglichen Spaltkerne bei allen drei Reaktionstypen erheblich größer. Das oben beschriebene Gleichungssystem enthält schon bei 20 MeV eine Reihe von Näherungen, bei 50 MeV ist seine Anwendung nicht mehr möglich. Es mußte also ein anderer Weg zur Bestimmung von σ_1 , σ_2 und σ_3 gesucht werden.

Ausgenutzt wurde hierzu die Möglichkeit, mit Hilfe der Energieverteilung der Protonen aus der Proton-Strippingreaktion die dazu komplementäre Verteilung der Anregungsenergien aller sekundären Zwischenkerne aus dieser Reaktion zu ermitteln. Die entstandenen Zwischenkerne verdampfen, - je nach ihrer Anregungsenergie, - ein, zwei oder mehrere Neutronen. Im Bereich der höchsten Protonenenergien ist die Anregungsenergie der entsprechenden Zwischenkerne so klein, daß kein Neutron mehr verdampft werden kann. Es tritt nach dem p-Stripping nur γ -Emission ein.

Demnach läßt sich in der Protonenverteilung der (d,p)-Reaktion ohne n-Verdampfung ein bestimmtes Energie-Intervall mit den Grenzen $E_{p_{max}} - BE_n$ und $E_{p_{max}}$ ($E_{p_{max}} = E_D + BE_N - 2,23$) zuordnen (s. Abb. 7).

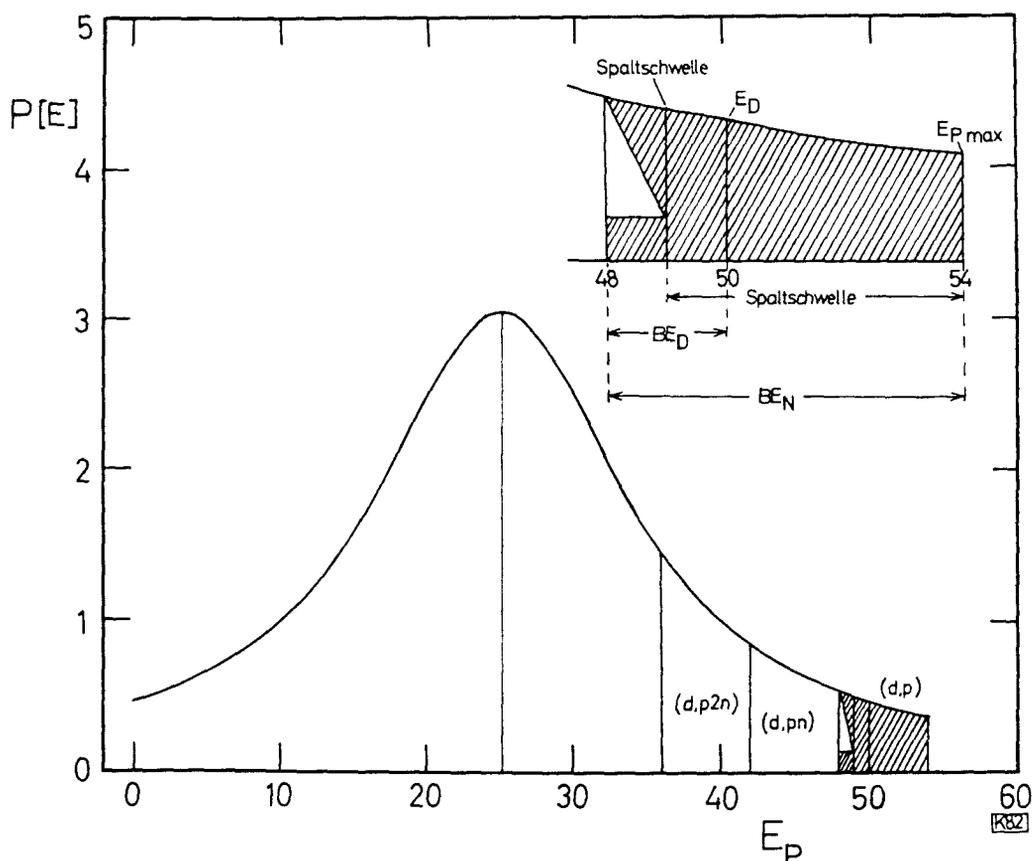


Abb. 7

Wird die Fläche unter der p-Verteilung dieses Bereiches proportional $\sigma_{(d,p)}$ gesetzt, so entspricht analog das Integral über der gesamten Verteilung dem gesuchten Wirkungsquerschnitt der Proton-Strippingreaktion σ_1 .

Sind $\sigma_{(d,p)}$ und die p-Verteilung bekannt, so läßt sich σ_1 nach folgender Beziehung berechnen:

$$\sigma_1 = \sigma_{(d,p)} \frac{\int_0^{E_{p_{\max}}} P(E) dE}{\int_{E_{p_{\max}} - BE_N}^{E_{p_{\max}}} P(E) dE} \quad (14)$$

In einem Teil des zur (d,p)-Reaktion gehörenden Energieintervalles können sekundäre Zwischenkerne entstehen, die über die Spaltschwelle angeregt sind, ohne daß die Anregungsenergie zur Verdampfung eines Neutrons ausreicht. Diese Kerne ergeben bei der experimentellen Bestimmung von $\sigma_{(d,p)}$ zu niedrige Werte, da sie nach der Spaltung dem Nachweis entzogen sind. Hierfür muß entsprechend korrigiert werden. σ_2 , der Wirkungsquerschnitt für die (d,n)-Strippingreaktion kann wegen der Gleichartigkeit der beiden Strippingprozesse bei vernachlässigbarem Coulombfeld des Targetkernes σ_1 gleichgesetzt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Compoundreaktion ergibt sich als Differenz von Gesamtreaktionsquerschnitt σ_{tot} und der Summe der beiden Strippingquerschnitte:

$$\sigma_3 = \sigma_{\text{tot}} - (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (15)$$

Von Slater (28) wurden die Anregungsfunktionen für die (d,p)-Strippingreaktion an einigen schweren Kernen (Pt-198, Th-232, U-238) experimentell bestimmt. Da die Reaktion an Pu-239 bisher noch nicht untersucht ist, mußten zur Berechnung die U-238-Werte eingesetzt werden. Aus dem in Abb. 8 dargestellten fast identischen Verlauf der Anregungsfunktionen etwa gleich schwerer Kerne wie Th-232 und U-238 über einen großen Energiebereich (10 - 100 MeV_D) kann jedoch geschlossen werden, daß die Verwendung der U-238-Funktion für Pu-239 eine gute Näherung darstellt.

Protonenspektren sind bei Deuteronenenergien von 50 MeV ebenfalls noch nicht untersucht; sie mußten daher nach einem theoretischen Ansatz von Serber (24) berechnet werden:

$$P(E) dE = \frac{\sqrt{q_D \cdot E_D}}{\pi \left[(E_p - \frac{1}{2} E_D)^2 + q_D E_D \right]} dE \quad (16)$$

$P(E)$ = Energieverteilung der Strippingprotonen

q_D = Bindungsenergie Proton - Neutron im Deuteron (2,23 MeV)

E_D = Energie der Deuteronen

E_p = Energie der Protonen an der Stelle $P(E)$

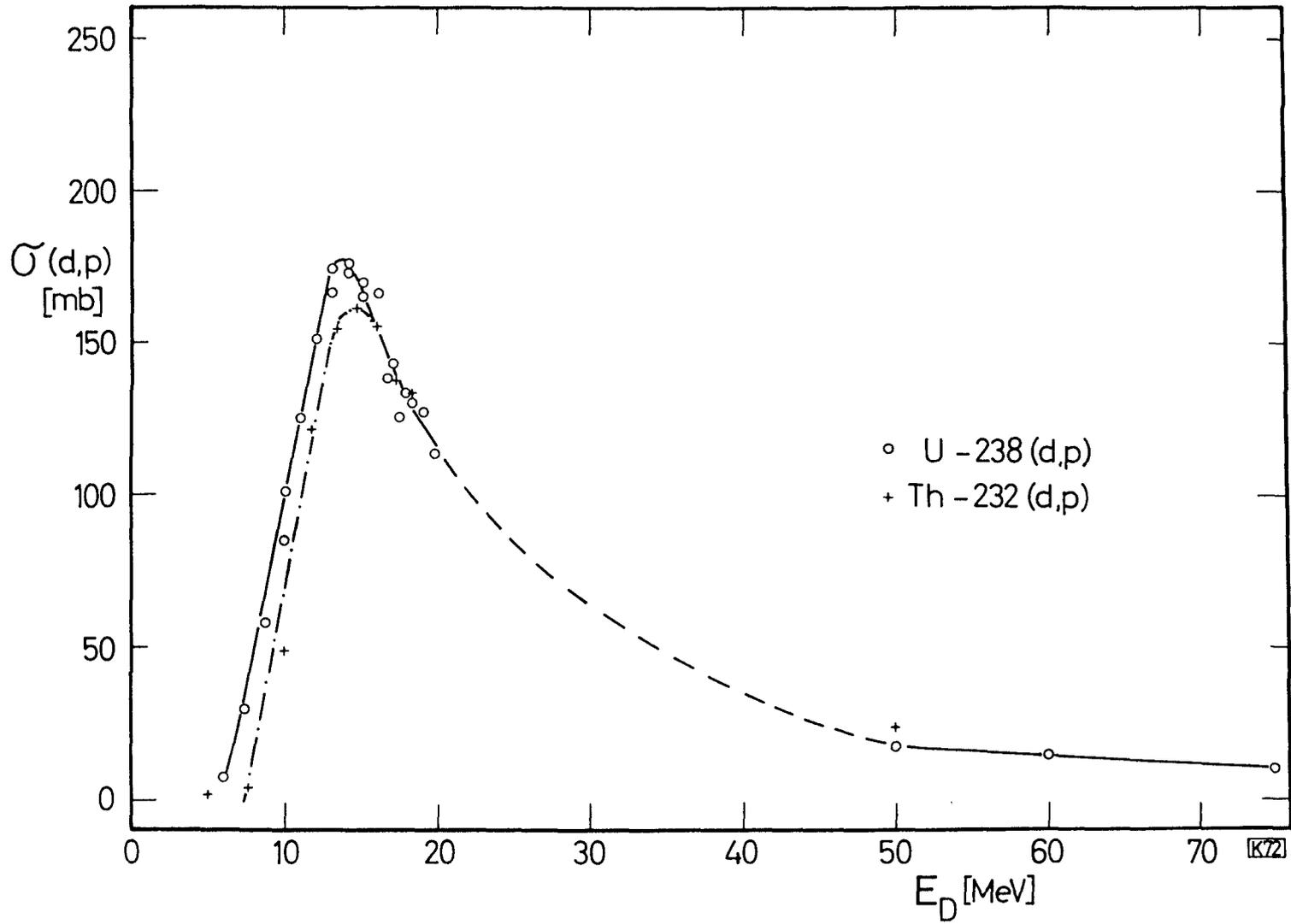


Abb. 8 Wirkungsquerschnitte für U-238 (d,p) und Th-232 (d,p) nach Ref. (28)

Zwischen den Grenzen E_{p1} und E_{p2} ist

$$P(E) = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{2E_D}{2q_D E_D} (E_{p2} - E_{p1}) \quad (17)$$

Dieser Ansatz gilt nur für schwere Kerne ($Z > 80$) und nur bei genügend hohen Deuteronenenergien, da nur dann das Coulombfeld des Targetkernes in erster Näherung vernachlässigt werden kann.

Abb. 9 zeigt die nach Gleichung 16 berechneten Protonenverteilungen für Deuteronenenergien von 15 MeV bis 50 MeV in Intervallen von 5 MeV. Bei Protonenenergien $E_P = 0$ und $E_P = E_D + BE_N - 2,23$ sollte $P(E)$ gleich Null sein. Da dies nicht der Fall ist, wurden die berechneten Verteilungen an diesen Stellen abgeschnitten und so die Integrationsgrenzen festgelegt. Die Korrektur für den Spaltanteil in der (d,p)-Fläche wurde durch Aufteilung des Energiebereiches oberhalb der Spaltchwelle nach dem Verhältnis von n-Einfang zu Spaltung (0,39 für Pu-239 aus $\sigma_c = 287$ b, $\sigma_f = 738$ b) durchgeführt. Der Anstieg des Spaltquerschnittes in diesem Bereich wurde dabei ebenfalls mitberücksichtigt.

Die Flächenintegrale wurden planimetrisch ausgewertet. σ_1 wurde dann nach Gleichung 15 berechnet. Die Resultate sind in Tabelle 6 zusammengestellt:

Tabelle 6

E_D (MeV)	$\int_0^{E_P \text{ max}}$ P(E) (rel. Einheit.)	$\int_{E_P \text{ max} - BE_N}^{E_P \text{ max}}$ P(E) (rel. Einheit.)	(d,p) (mb)	σ_1 (mb)
15	322,4	51,9	161	1040
20	336,3	37,5	115	1060
25	346,5	29,1	84	998
30	355,6	23,5	64	970
35	362,9	19,2	48	910
40	369,6	16,6	35	780
45	375,3	14,2	24	635
50	382,9	12,4	20	618

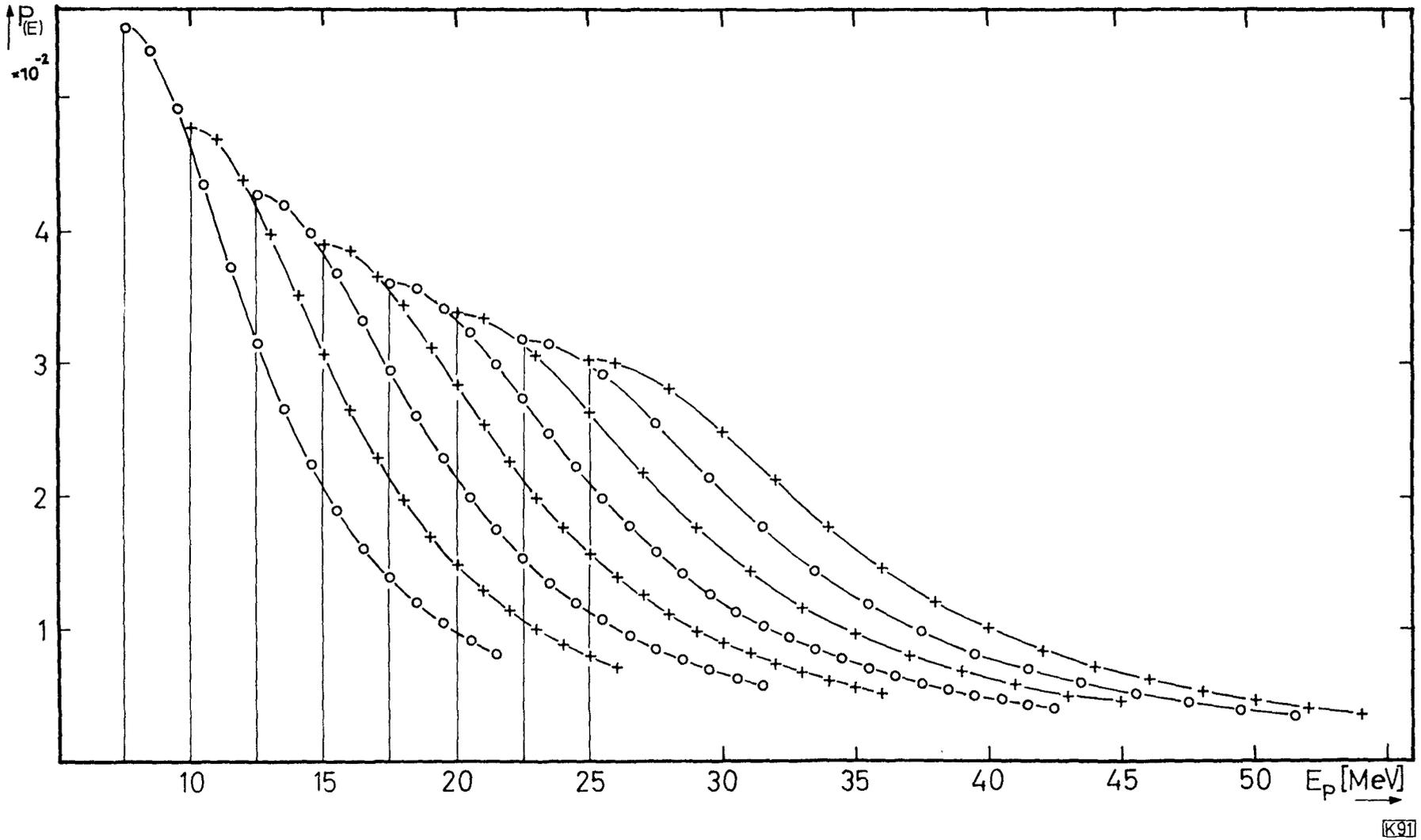


Abb. 9 Energieverteilungen der Strippingprotonen, berechnet nach Gleichung 16. Die Verteilungen sind symmetrisch um $E_p = E_D$, dargestellt ist jeweils nur eine Hälfte.

Die errechnete Anregungsfunktion für σ_1 zeigt nicht den erwarteten Anstieg mit steigender Deuteronenenergie. Folgende Gründe können hierfür maßgebend sein:

1. $\sigma_{(d,p)}$ ist im Verhältnis zu σ_1 sehr klein. Da die p-Verteilung bei E_p abgeschnitten wurde, ist ein relativ großer Fehler in dem dazugehörenden \int_{max} Flächenintegral unvermeidlich. Er wird umso größer sein, je flacher die Verteilung bei höheren Deuteronenenergien wird. Bei $E_D = 50$ MeV ist der berechnete σ_1 -Wert daher zu niedrig.
2. Bei geringen Deuteronenenergien ist das Coulombfeld des Targetkernes noch wirksam. Gleichung 16 ist daher nur als Näherung aufzufassen. Die Berechnung ergibt zu hohe Werte. So wurde z.B. für 20 MeV mit der vorher beschriebenen Abschätzung nach Sugihara et al. (25) ein σ_1 von 500 mb erhalten, eine Berechnung mit Hilfe der p-Verteilung ergibt ein σ_1 von 1061 mb. 600 und 1000 mb sind demnach die Grenzen für σ_1 . Für die weitere Berechnung wurde ein Mittel von 800 mb eingesetzt.

Auch für den Gesamtreaktionsquerschnitt σ_{tot} mußte eine Abschätzung getroffen werden: Da bei 50 MeV_D aus allen Reaktionsarten genügend hoch angeregte Zwischenkerne entstehen, ist die Wahrscheinlichkeit für die Spaltung, - sofort oder nach Neutronenverdampfung, - so groß, daß der Gesamtreaktionsquerschnitt dem Spaltquerschnitt etwa gleichgesetzt werden kann. In Abb. 10 sind die Spaltquerschnitte für U-238, U-235 und Th-232 von Bate et al. (14), Pu-239 von Gibson (27) und U-238 von Stevenson (29) dargestellt. Die Werte stimmen für alle angegebenen Nuklide innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Die einzige Ausnahme bildet der zu niedrige Verlauf für U-238 von Stevenson (29), es kann daher eine systematische Abweichung von einer bei höheren Anregungsenergien für schwere Kerne allgemein gültigen Spaltquerschnittsfunktion angenommen werden.

Stevenson et al. (29) haben als einzige bei höheren Deuteronenenergien gemessen. Ihre Werte wurden durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor an den allgemeinen Verlauf angepaßt und damit eine Abschätzung für Pu-239 gewonnen. Der Faktor wurde aus dem Bereich des etwa linearen Anstiegs (bis 20 MeV) ermittelt.

Bei einer Deuteronenenergie von 50 MeV ergab sich ein $\sigma_f \approx \sigma_{\text{tot}}$ von 2750 mb. Hieraus konnten die prozentualen Häufigkeiten der drei Reaktionstypen an der Gesamtreaktion nach Gleichung 15 berechnet werden:

σ_1	800 mb (29 %)
σ_2	800 mb (29 %)
σ_3	1150 mb (42 %)

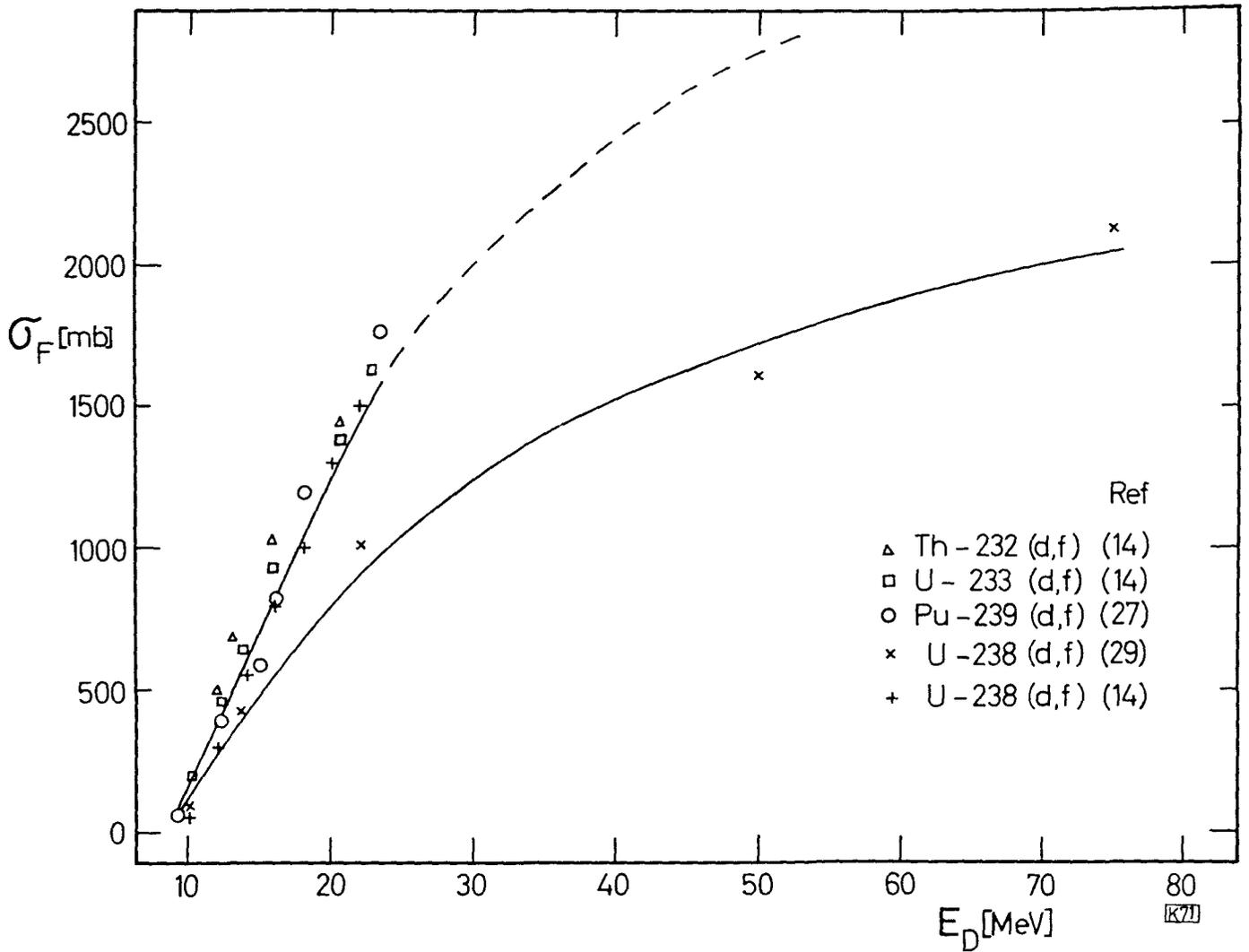


Abb. 10 Spaltquerschnitte für die Spaltung einiger schwerer Kerne mit Deuteronen

Außer den Häufigkeiten müssen zur weiteren Auswertung die Anregungsenergien der entstandenen Zwischenkerne bekannt sein. Die Compoundreaktion (Typ 3) ergibt einen Zwischenkern mit definierter Anregungsenergie $E^* = E_D + BE_D$. Bei der p-Stripping-Reaktion (Typ 1) wurden zur Vereinfachung die nach Gleichung 15 errechneten p-Verteilungen in drei Energiebereiche mit je einer mittleren Protonenenergie \bar{E}_p aufgeteilt. (Abb. 11). Diese Aufteilung ergab drei sekundäre Zwischenkerne mit einer mittleren Anregungsenergie \bar{E}^* , die nach Gleichung 18 ermittelt wurde.

$$\bar{E}_{(d,p)_i}^* = E_{p_{\max}} - \bar{E}_{p_i} \quad (18)$$

Ebenso wurde für die n-Strippingreaktion (Typ 2) verfahren. Sinngemäß gilt dann

$$\bar{E}^*(d,n)_i = E_{n_{\max}} - \bar{E}_{n_i} \quad (18a)$$

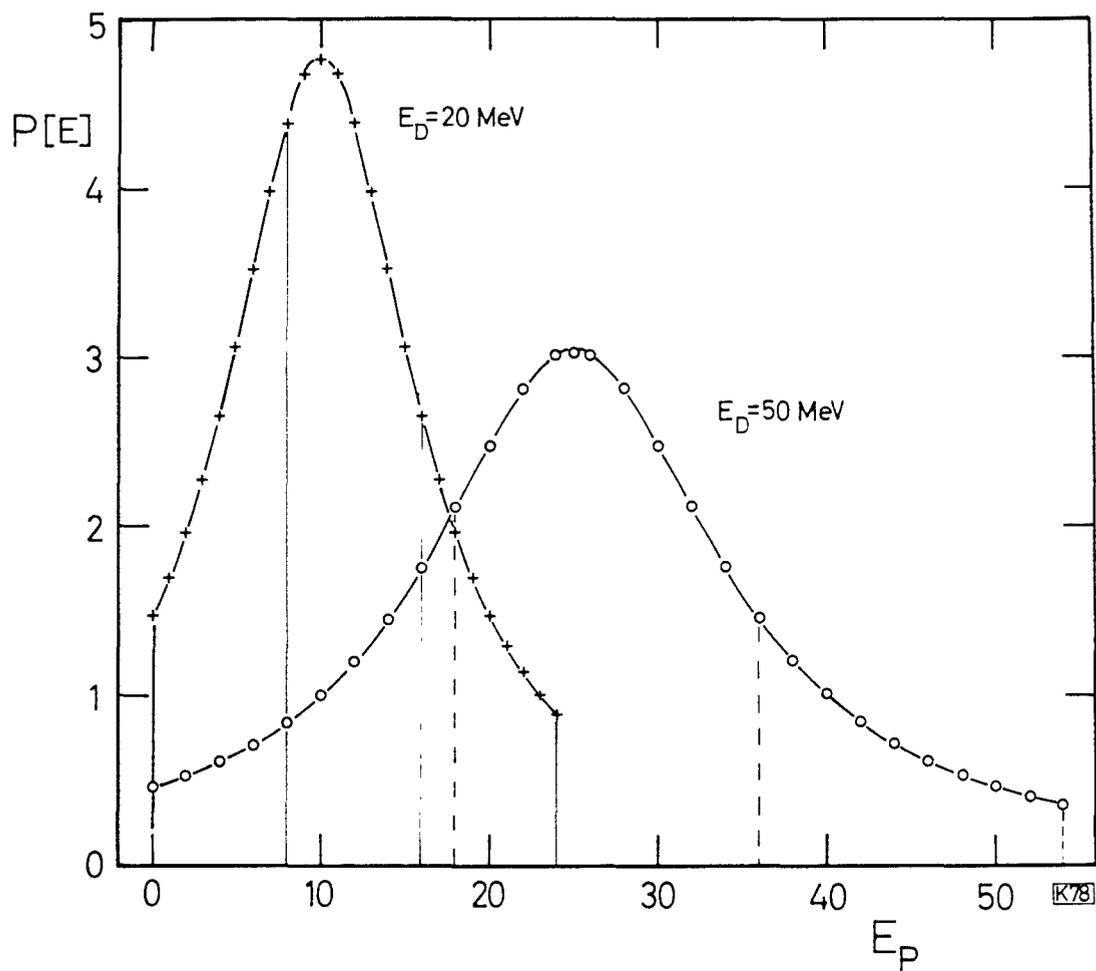


Abb. 11

In Tabelle 7 sind die Resultate für alle Deuteronenenergien zusammengefaßt.

Tabelle 7 Anregungsenergie und Häufigkeit der Zwischenkerne

E_D	Typ	mb	Z	A	E^*	%	
12 MeV	1 (d,p)	450	94	240	4	27 ^{*)}	
					8	27	
	2 (d,n)	27	95	240	4	1,5 ^{*)}	
					8	1,5	
	3 (d,comp.)	365	95	241	24,8	43,5	
	20 MeV	1 (d,p)	500	94	240	4,4	10,0
11,3						15,0	
19,3						5,5	
2 (d,n)		70	95	240	4,4	1,2	
					11,3	1,8	
					19,3	0,6	
3 (d,comp.)		1100	95	241	32,8	66,0	
50 MeV		1 (d,p)	800	94	240	11,6	7,0
						26,0	17,1
						42,4	4,9
	2 (d,n)	800	95	240	11,6	7,0	
					26,0	17,1	
					42,4	4,9	
	3 (d,comp.)	1150	95	241	62,8	42,0	

^{*)} Bei 12 MeV wurde die p-(n-)Verteilung nur in 2 Bereiche unterteilt

4.2. Anregungsenergie und Häufigkeit der Spaltkerne

Die Zwischenkerne aus allen Reaktionstypen können nun entweder direkt nach ihrer Bildung spalten oder ein Neutron verdampfen, wozu ein Anregungsenergiebetrag ΔE verbraucht wird. Bei hoch angeregten Zwischenkernen reicht die Anregungsenergie nach der Neutronenverdampfung zur Spaltung oder weiteren Verdampfung von Neutronen aus. Das Verhältnis Γ_n / Γ_f gibt an, welche von beiden Reaktionsarten eintritt:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{\text{Wahrscheinlichkeit für N-Verdampfung}}{\text{Wahrscheinlichkeit für Spaltung}} \quad (19)$$

Es ist abhängig von der betreffenden Kernart (Z,A).

Die Γ_n / Γ_f -Werte wurden einer Zusammenstellung von Vandenbosch und Huizenga (30) entnommen. Danach ist das Verhältnis unabhängig von der Anregungsenergie der Zwischenkerne. Bei der Berechnung der Spaltkerne wurden die folgenden Annahmen gemacht:

1. Die Wahrscheinlichkeit für andere Reaktionsarten, z.B. die Verdampfung geladener Teilchen, ist vernachlässigbar klein. Nach Dostrovsky (26) trifft das für schwere Kerne im untersuchten Energiebereich zu. Dann gilt

$$\Gamma_n + \Gamma_f = 1 \quad (19a)$$

und die Anteile von Spaltung und Neutronenverdampfung lassen sich aus dem Verhältnis Γ_n / Γ_f berechnen.

2. Die Wahrscheinlichkeit für γ -Emission ist vernachlässigbar, solange n-Verdampfung oder Spaltung energetisch möglich ist.
3. Ist die Anregungsenergie größer als die Spaltschwelle, aber kleiner als BE_N , dann ist Spaltung die einzige Zerfallsart.
4. Ist die Anregungsenergie kleiner als die Spaltschwelle, dann ist γ -Emission die einzige Zerfallsart. Die Spaltschwellen wurden nach Halpern (01) aus Gleichung 20 berechnet:

$$\text{Spaltschwelle}_{(Z,A)} = 0,555 \left(46 - \frac{Z^2}{A} \right) \quad (20)$$

5. Der Energiebedarf zur Verdampfung eines Neutrons ist gleich der Summe aus Neutronenbindungsenergie (31) und der doppelten Kerntemperatur

$$E = BE_N + 2 T \quad (\text{MeV}) \quad (21)$$

Die Kerntemperaturen wurden nach Foreman (32) aus folgender Gleichung berechnet:

$$T_{(E^*,A)} = \sqrt{N \frac{E^*}{A}} \quad (22)$$

Dabei ist:

N = Niveaudichteparameter, es wurde nach (32) ein Wert von 10,5 eingesetzt

E* = Anregungsenergie des n-verdampfenden Kernes (MeV)

A = Nukleonenzahl des n-verdampfenden Kernes

Tabelle 8 enthält eine Aufstellung aller zur Berechnung der Spaltkerne erforderlichen Daten:

Tabelle 8

	A Z	237	238	239	240	241
Γ_n	94	0,10	0,15	0,20	0,30	0,45
Γ_f	95	0,20	0,28	0,40	0,62	0,90
Γ_f	94	0,91	0,87	0,83	0,77	0,68
	95	0,83	0,78	0,71	0,62	0,53
BE _N	94	7,6	6,1	7,2	5,7	6,9
(MeV)	95	5,7	7,0	5,4	6,7	5,1
Spalt- schwelle	94	4,45	4,50	4,60	4,72	6,0 ^{*)}
(MeV)	95	4,83	4,95	5,48 ^{*)}	4,75 ^{*)}	5,27

^{*)} Spaltschwellen sind aus experimentellen Daten (33) abgeschätzt.

In Tabelle 9 sind die berechneten Spaltkerne (Z,A) mit den dazugehörigen Anregungsenergien und Häufigkeiten zusammengestellt.

Tabelle 9 Anregungsenergie und Häufigkeit der Spaltkerne

E_D (MeV)	A	Z	E_s^*	%	$P(E^*)_{sym}$	% _{sym}		
12	241	95	24,8	30,0				
		95	8	27,0				
		94	15,8	10,5				
				8	2,0			
	239	95	7,8	3,0				
20	241	95	32,8	45,0	0,50	89,5		
		95	23,5	16,2	0,25	10,5		
				11,3	1,5			
				19,3	0,5			
				11,3	9,3			
	240	94		19,3	3,4			
					15,8	4,0		
	239	95		10,8	1,5			
	238	95		6,8	0,8			
	50	241	95	62,8	28,6	0,65	53,8	
95			52,6	10,3	0,60	15,5		
				11,7	5,4			
				26,0	13,2	0,35	7,1	
				42,4	3,8	0,50	3,8	
				11,6	4,3			
				26,0	10,6	0,35	5,7	
240		94		42,4	3,0	0,50	3,0	
					43,9	2,6	0,45	1,0
					18,2	3,2	0,15	0,6
239		95		34,0	0,9	0,40	0,6	
					17,2	4,6	0,15	0,8
					33,0	1,3	0,40	0,9
					33,9	0,5	0,40	0,4
238		94		9,2	0,7			
				24,3	0,2			
				10,0	1,9			
				25,2	0,6			

Im Bereich der symmetrischen Spaltung tragen die niedrigen Anregungsenergien wegen der geringen Spaltausbeuten kaum noch zu den mittleren Kerndaten bei. Die Häufigkeiten der Spaltkerne wurden in diesem Bereich deswegen noch mit einer Korrektur für die relative Wahrscheinlichkeit der symmetrischen Spaltung $P(E^*)_{\text{sym}}$ versehen.

Tabelle 10 enthält Werte von $P(E^*)_{\text{sym}}$, die für die Spaltkerne Pu-239, Pu-240 und Am-240 von Rudstam und Pappas (34) aus experimentellen Daten berechnet wurden. Die Werte für Am-241 wurden nach Gibson (27) aus den Spaltausbeuten der Reaktion Np-237(α, f) für $E_{\alpha} \geq 19,8 \geq 45,7$ MeV (entsprechend $E^* \geq 15,4 \geq 41,3$ MeV) abgeschätzt.

Tabelle 10 Wahrscheinlichkeit für symmetrische Spaltung $P(E^*)_{\text{sym}}$

E^* (MeV)	20	30	40	50
Pu-239	0,20	0,35	0,45	
Pu-240	0,25	0,40	0,50	0,55
Am-240	0,25	0,45	0,50	0,60
Am-241	0,30	0,50	0,60	0,65

4.3. Mittlerer Spaltkern und mittlere Anregungsenergie

Zur Berechnung der in Tabelle 11 zusammengestellten Mittelwerte für Ladungszahl \bar{Z}_S , Nukleonenzahl \bar{A}_S und Anregungsenergie \bar{E}_S^* des mittleren Spaltkerns wurden die Einzelgrößen der Tabelle 9 nach ihrer Häufigkeit gewichtet und dann gemittelt. Wegen der unterschiedlichen Wahrscheinlichkeit für symmetrische und asymmetrische Spaltung ergeben sich bei 20 MeV und bei 50 MeV je zwei Werte. Bei 12 MeV wurden im Bereich der symmetrischen Spaltung keine Nuklide untersucht.

Tabelle 11 Mittlerer Spaltkern und mittlere Anregungsenergie

E_D	\bar{Z}_S	\bar{A}_S	\bar{E}_S^* MeV
12 MeV asym	94,8	240,3	16,1
20 MeV asym	94,8	240,5	26,0
sym	95,0	240,8	31,4
50 MeV asym	94,7	240,1	39,1
sym	94,8	240,4	49,6

4.4. Wahrscheinlichste Ladung Z_p der Spaltfragmente

Die Berechnung von Z_p erfolgte nach einem Ansatz von Coryell et al. (35):

$$Z_p(A) = Z_p(A)_{U-235} + \Delta Z_p(A) \quad (23)$$

$$\Delta Z_p(A) = 0,5(Z_S - 92) - 0,19(A_S - 236) + 0,04(E_S^* - 6,5) \quad (24)$$

- $Z_p(A)$ = wahrscheinlichste Ladung der Spaltfragmente der isobaren Reihe A
 $Z_p(A)_{U-235}$ = wahrscheinlichste Ladung der Spaltfragmente der isobaren Reihe A aus der thermischen Spaltung von U-235
 Z_S = Ladungszahl des Spaltkernes
 A_S = Massenzahl des Spaltkernes
 E_S^* = Anregungsenergie des Spaltkernes

Coryell et al. prüften diesen Ansatz, der auf der Methode der gleichen Ladungsverteilung (ECD) beruht, an verschiedenen Beispielen nach. Sie fanden zwischen 20 MeV und 60 MeV Anregungsenergie eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Für Z_S und A_S wurden die berechneten Mittelwerte (Abschnitt 4.3.) eingesetzt. Die $Z_p(A)_{U-235}$ -Werte sind von Fiedler und Herrmann (36). Für jede Kombination Z, A, E^* der Tabelle 9 wurde $Z_p(A)$ berechnet, nach Häufigkeiten gewichtet und dann gemittelt. Tabelle 12 enthält die Werte von $\bar{Z}_p(A)$ für alle untersuchten isobaren Reihen.

Tabelle 12 Wahrscheinlichste Ladung Z_p

A	91/92	97	111	112/113	118	139
$Z_p(A)_{U-235} n_{th} (36)$	36,6	39,3	44,1	44,6	46,3	53,9
$Z_p(A)_{Pu-239} n_{th}$	36,8	39,5		44,8	46,5	54,1
12 MeV _D	37,2	39,9				54,5
20 MeV _D	37,5	40,2	45,2	45,7	47,4	54,8
50 MeV _D	37,9			46,0	47,8	55,2

4.5. Anzahl der verdampften Neutronen

Die verdampften Neutronen lassen sich in drei Gruppen unterteilen:

1. Neutronen (σ_Z), die vor der Spaltung verdampft werden. Ihre Anzahl ist abhängig von der Anregungsenergie des Spaltkernes und wird außerdem von dem Verhältnis Γ_n / Γ_f bestimmt.
 σ_Z wurde berechnet aus den Häufigkeiten der Zwischenkerne (Tabelle 7) unter Verwendung der Γ_f -Werte aus Tabelle 8.
2. Neutronen (σ_p), die bei jeder Spaltreaktion, also auch bei der thermischen Spaltung prompt verdampft werden. Ihre Anzahl ist abhängig von der Nukleonenzahl des Spaltfragmentes. Die Werte für σ_p sind von Apalin (37).
3. Neutronen (σ_E), die bei der Spaltung mit energiereichen Projektilen zusätzlich zu σ_p ebenfalls prompt von den hochangeregten Spaltfragmenten verdampft werden. Ihre Anzahl ist abhängig von der Nukleonenzahl und der Anregungsenergie des Spaltfragmentes.

σ_E wurde unter folgenden Annahmen berechnet:

- a) Die Anregungsenergie der Spaltkerne verteilt sich auf die beiden Primärfragmente proportional ihrer Nukleonenzahl m_a :

$$E_F^* = E_S^* \frac{m_a}{A_S} \quad (25)$$

E_F^* = Anregungsenergie des Primärfragments

E_S^* = Anregungsenergie des Spaltkerns

m_a = Nukleonenzahl des Primärfragments

A_S = Nukleonenzahl des Spaltkerns

- b) Bei der Verdampfung eines Neutrons wird die Anregungsenergie des Primärfragmentes um die Bindungsenergie des Neutrons an das Fragment verringert. Zusätzlich wird für die kinetische Energie des verdampften Neutrons die doppelte Kerntemperatur (berechnet nach Gleichung 21) von der Anregungsenergie des Fragments verbraucht (36).
- c) Verdampfung von Neutronen ist solange möglich, bis die restliche Anregungsenergie unter der Bindungsenergie des letzten Neutrons liegt, dann ist nur noch γ -Emission möglich.

Zwischen den drei Neutronengruppen und den Spaltfragmenten bestehen folgende Beziehungen:

$$\sigma_T(\text{Gesamtzahl der verdampften Neutronen}) = \sigma_Z + \sigma_p + \sigma_E \quad (26)$$

$$\sigma_F(\text{Anzahl der Spaltneutronen}) = \sigma_p + \sigma_E \quad (27)$$

$$m_a^f = m_a + \sigma_F \quad (28)$$

m_a = Nukleonenzahl des Primärfragments

m_a^f = Nukleonenzahl des Sekundärfragments

σ_F wurde für jeden einzelnen Spaltkern berechnet, nach Häufigkeit gewichtet und dann über alle Spaltkerne gemittelt. Die Neutronenbindungsenergien wurden der Massentabelle von Seeger (31) entnommen. In Tabelle 13 sind die Mittelwerte für die Neutronenverdampfung zusammengestellt.

Tabelle 13 Anzahl der verdampften Neutronen

E_D (MeV)	A	91/92	97	111	112/113	118	139
12	$\sigma_{P^*})$	1,1	1,2				1,6
	σ_Z	0,05	0,05				0,08
	σ_E	0,42	0,42				0,59
	σ_T	1,57	1,67				2,27
	σ_F	1,52	1,62				2,19
20	$\sigma_{P^*})$	1,1	1,2	2,5	2,8	2,2	1,6
	σ_Z	0,13	0,10	0,08	0,08	0,08	0,19
	σ_E	0,7	0,8	1,00	1,00	1,00	1,53
	σ_T	1,93	2,1	3,58	3,88	3,28	3,32
	σ_F	1,80	2,0	3,5	3,8	3,2	3,13
50	$\sigma_{P^*})$	1,1			2,8	2,2	1,6
	σ_Z	0,16			0,12	0,13	0,23
	σ_E	1,4			2,37	2,27	2,52
	σ_T	2,66			5,29	4,60	4,35
	σ_F	2,50			5,17	4,47	4,12

*) Werte von Apalin et al. (37)

4.6. Reichweite-Energie-Beziehung

Die Reichweiten der Spaltfragmente aus der Spaltung mit Deuteronen verschiedener Energien und mit thermischen Neutronen sind nicht unmittelbar untereinander vergleichbar. Erst die Umrechnung der Reichweiten in kinetische Energien liefert vergleichbare Werte.

N. Bohr (39) hat sich ausführlicher mit dem Problem der Ableitung einer Reichweite-Energie-Beziehung befaßt. Eine Vereinfachung seines komplizierten Ansatzes wurde von Niday (13) vorgenommen.

Mukherji und Yaffe (21) gingen von diesem Ansatz aus und berechneten die Abhängigkeit der darin enthaltenen Konstanten von der Ladungszahl und der Massenzahl des Fängermaterials. Für feste, metallische Absorber geben sie folgende Beziehung an:

$$R = \frac{m_a^f (V_i - V_0)}{126 \left(\frac{Z^{1/3}}{A}\right) (K + 4,7622 K^{5/3})} \quad (29)$$

Dabei ist: $V_0 = \frac{e^2}{\hbar} \quad K = k \cdot Z_p \frac{1}{3}$

R = Reichweite des Sekundärfragments in mg/cm^2 Fängermaterial

V_i = Geschwindigkeit des Sekundärfragments (cm sec^{-1})

V_0 = Geschwindigkeit des Elektrons auf der 1. Bohr'schen Bahn des H-Atoms

e = Elementarladung (est E)

m_a^f = Nukleonenzahl des Sekundärfragments

Z_p = Wahrscheinlichste Ladung des Fragments

Z = Ladungszahl des Fängermaterials

A = Massenzahl des Fängermaterials

k = Konstante. Nach (21) ist für das Fängermaterial Gold: $k_{\text{Au}} = 1,03$

Aluminium: $k_{\text{Al}} = 0,81$

Bei Vernachlässigung von K gegenüber $4,7622 K^{5/3}$ ergibt sich nach V_i aufgelöst

$$V_i = \left(\frac{c R K^{5/3}}{m_a^f} + 2,19 \right) \cdot 10^8 \quad (\text{cm sec}^{-1}) \quad (29a)$$

Für Au-Fänger ist $c = 13,01$

Für Al-Fänger ist $c = 52,37$

Die kinetische Energie des Sekundärfragments ist

$$E_{K}^f(a) = \frac{1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 6,24 \cdot 10^5 m_a^f V_i^2}{2} \quad (\text{MeV}) \quad (30)$$

$$= 5,22 \cdot 10^{-3} m_a^f \left(\frac{c R K^{5/3}}{m_a^f} + 2,19 \right)^2 \quad (\text{MeV}) \quad (30a)$$

Aus der kinetischen Energie eines Sekundärfragments wurde die totale kinetische Energie $E_{K}^T(a)$ der Primärfragmente (Summe der kinetischen Energien zweier komplementärer Spaltfragmente vor Verdampfung der Neutronen) nach der folgenden Beziehung berechnet:

$$E_{K}^T(a) = \frac{m_a}{m_a^f} E_{K}^f(a) \left(1 + \frac{m_a^f}{m_b^f} \right) \quad (31)$$

m_a = Nukleonenzahl des Primärfragments

m_b^f = Komplementärfragment zu m_a^f für den Spaltkern A_S
abzüglich der Gesamtzahl der Spaltneutronen

Die nach Gleichung 31 berechneten E_{K}^T -Werte sind in Tabelle 14 und 15 zusammengestellt. Die angegebenen Fehler resultieren aus den experimentellen Abweichungen der Reichweitewerte. Die Anzahl der Einzelbestimmungen ist in Klammern angegeben.

In den Abbildungen 12 und 13 sind die E_{K}^T -Werte gegen die Nukleonenzahlen m_a der Primärfragmente aufgetragen. Wegen des relativ großen Fehlers der Ergebnisse nach der DÜT-Methode blieben bei der weiteren Diskussion diese Werte unberücksichtigt. Erwähnenswert ist jedoch, daß diese Werte in dem gleichen Energiebereich liegen wie die nach der DIT-Methode bestimmten. Hieraus kann geschlossen werden, daß die Reichweite-Energiebeziehung bei festen, metallischen Absorbern mit sehr unterschiedlicher Ladungszahl ihre Gültigkeit behält.

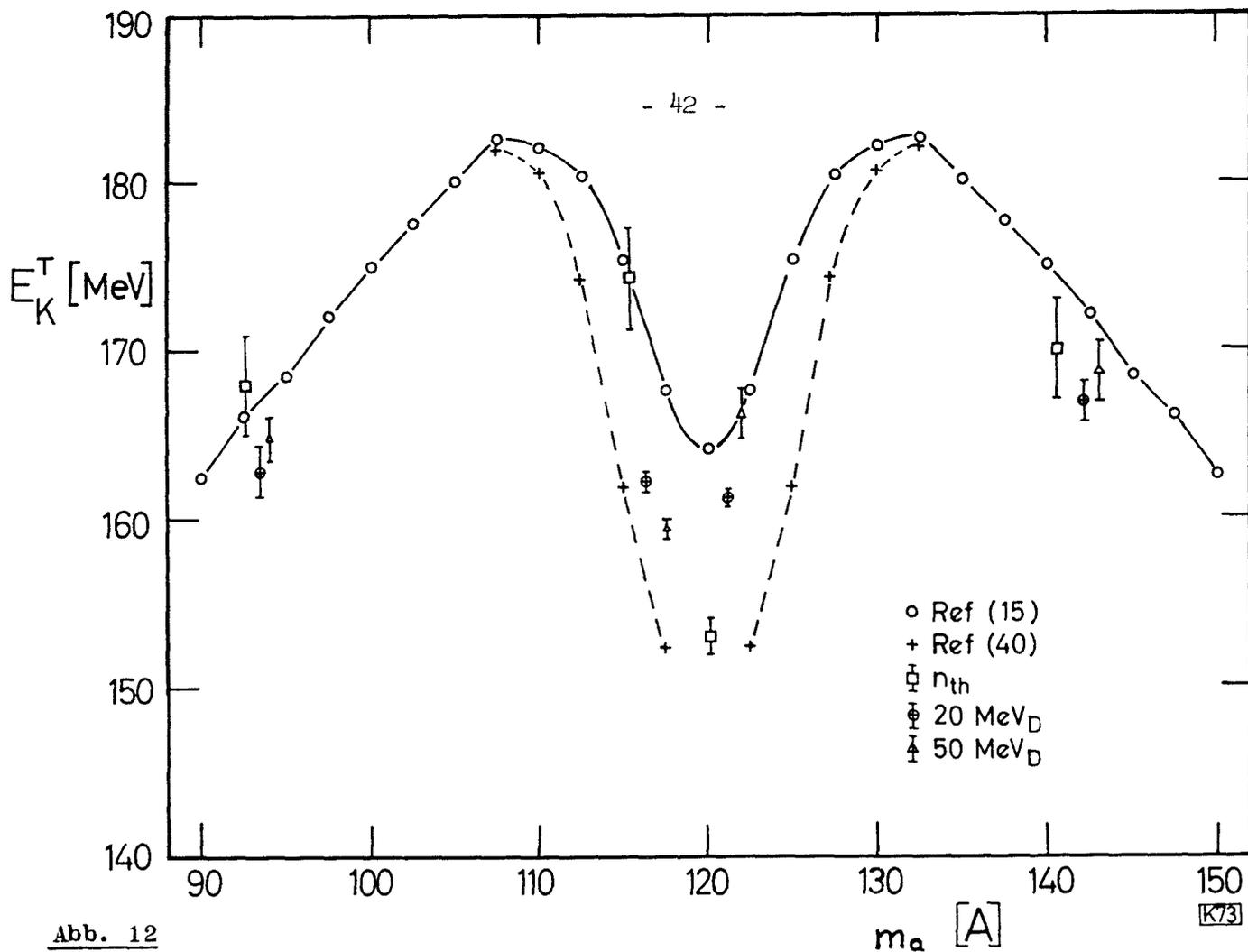


Abb. 12

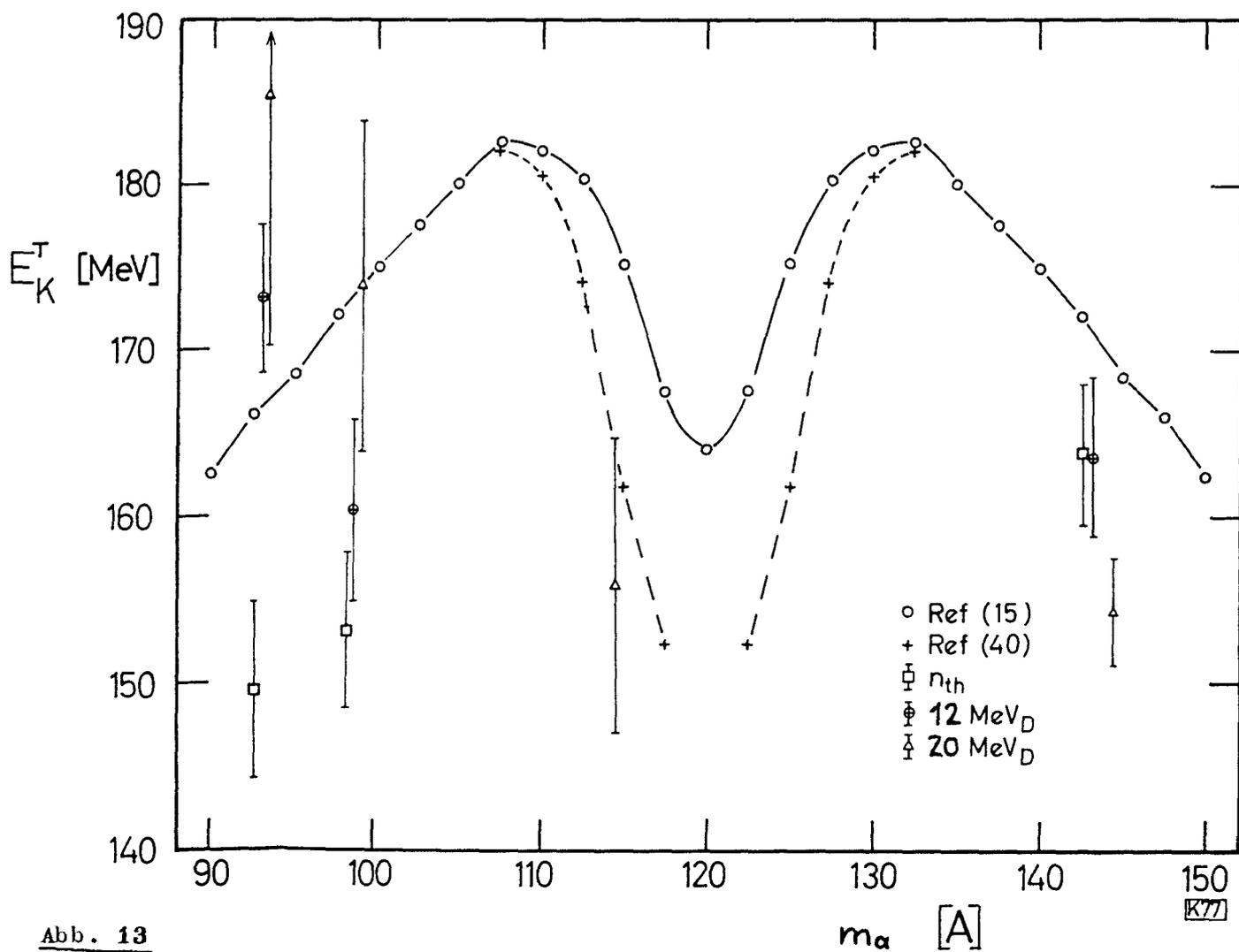


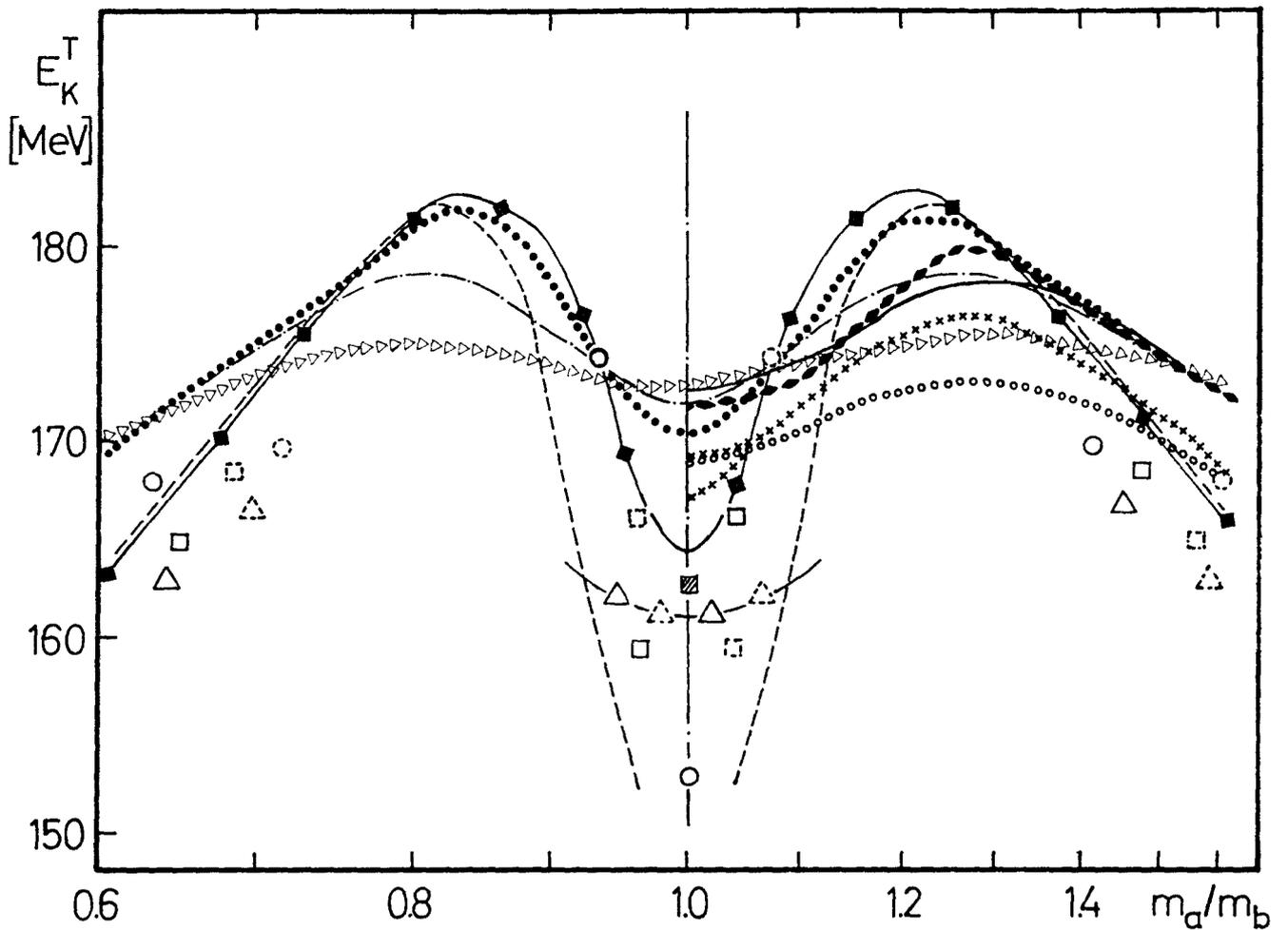
Abb. 13

Tabelle 14 Totale kinetische Energie der Primärfragmente nach der DIT-Methode (MeV)

	m_a^f	91,5	112,5	118	139
	m_a	92,6	115,3	120,2	140,6
n_{therm}	E_K^T	167,9 \pm 3,0	174,1 \pm 3,0	152,9 \pm 1,1	169,9 \pm 3,0
20	m_a	93,4	116,3	121,2	142,2
MeV D	E_K^T	162,8 \pm 1,5	162,1 \pm 0,6	161,1 \pm 0,5	166,8 \pm 1,2
50	m_a	94,0	117,6	122,5	143,1
MeV D	E_K^T	164,7 \pm 1,3	159,3 \pm 0,6	166,1 \pm 1,5	168,6 \pm 1,8

Tabelle 15 Totale kinetische Energie der Primärfragmente nach der DÜT-Methode (MeV)

	m_a^f	91,5	97	111	139
	m_a	92,6	98,2		140,6
n_{therm}	E_K^T	149,5 \pm 5,3	153,1 \pm 4,7		163,7 \pm 4,2
12	m_a	93,0	98,6		141,2
MeV D	E_K^T	173,2 \pm 4,6	160,3 \pm 5,5		163,6 \pm 4,8
20	m_a	93,4	99,0	114,5	142,2
MeV D	E_K^T	185,4 \pm 15,2	173,8 \pm 10,2	155,9 \pm 9,0	154,3 \pm 3,2



K94

Abb. 14 E_K^T -Verteilungen der Literatur und die Werte dieser Arbeit nach der DIT-Methode, aufgetragen gegen das Massenverhältnis. Der Maßstab der Ordinate entspricht Abb. 12 und Abb. 13

Nr.		E^*	Z_S	A_S	Methode	Ref.
1	—◆—	5	94	240	HL	(40)
2	●●●●●	22	94	242	HL	(06)
3	-.-.-.-	29	94	242	HL	(06)
4	▷▷▷▷▷	61	94	242	HL	(06)
5	—	22	94	237	HL	(41)
6	+++++	26	94	242	HL	(43)
7	○○○○○	38	94	242	HL	(43)
8	-----	5	94	240	FZ	(15)
9	◆◆◆◆◆	22	94	237	FZ	(41)
	○	5	94	240	RC	diese Arbeit
	△	31	95	240.8	RC	diese Arbeit
	□	50	94.8	240.4	RC	diese Arbeit
	○ △ □	gespiegelte Punkte				diese Arbeit
	▨	berechnet nach Gleichung 32				diese Arbeit

5. Diskussion der Ergebnisse, Zusammenfassung

Abb. 14 zeigt eine Zusammenstellung aller bisher veröffentlichten E_K^T -Verteilungen für einen Spaltkern $Z_S = 94$, $A_S = 237 - 242$, der dem Spaltkern dieser Arbeit ($Z_S = 94 - 95$, $A_S = 240.1 - 240.8$) etwa entspricht. Die meisten Verteilungen sind mit Halbleiterdetektoren gemessen worden, einige nach der Flugzeitmethode (s. Tabelle bei Abb. 14).

Ein Vergleich dieser Messungen untereinander und mit den Werten dieser Arbeit ist wegen der folgenden Gründe schwierig:

1. Absolute Energieeichung:

Die Eichung der Halbleiterdetektoren (HL) erfolgt indirekt durch Energiemessung von Spaltfragmenten aus der Spontanspaltung von Cf-252, deren Absolutenergie nach der Flugzeitmethode (FZ) bestimmt wurde. Welche Unterschiede hierbei auftreten können, zeigt ein Vergleich der Verteilungen 2 und 6 (06)(43) für einen identischen Spaltkern bei fast gleicher Anregungsenergie.

Die Eichung bei der Energiebestimmung durch die radiochemische Reichweitemethode (RC) erfolgt ebenfalls indirekt über die Spontanspaltung von Cf-252, da die Konstanten der bisher beschriebenen Reichweite-Energie-Beziehungen empirisch aus Flugzeitmessungen abgeleitet wurden. Abweichungen der absoluten Energieeichung bleiben ohne Einfluß auf die Lage der Werte einer Messung relativ zueinander.

2. Massenauflösung:

Die Masse der Spaltfragmente wird bei Halbleiterdetektor - und Flugzeitmessungen nicht wie bei der radiochemischen Methode direkt, sondern über die Energie bzw. Geschwindigkeit beider Fragmente nach dem Impulssatz bestimmt. Hieraus ergibt sich eine Massenauflösung, die für Flugzeitmessungen nach Whetstone (05) etwa ± 1.5 AME, für Halbleiterdetektormessungen nach Britt et al. (42) etwa ± 2 AME beträgt.

3. Bei allen Methoden besteht die Unsicherheit in der Neutronenverdampfung durch rechnerische Näherungen; sie wirkt sich umsomehr aus, je höher die Anregungsenergie des Spaltkerns ist.

Unter Berücksichtigung dieser Schwierigkeiten erhält man beim Vergleich der E_K^T -Werte in Abb. 14 etwa folgendes Bild:

Allen Kurven ist gemeinsam, daß sie von den Flanken aus flach ansteigen, ein Maximum durchlaufen und dann mehr oder minder stark zum Zentrum hin abfallen, wo sie bei dem Massenverhältnis $\frac{m_a}{m_b} = 1$ ein unterschiedlich ausgeprägtes Minimum bilden.

Einzel betrachtet ergeben die E_K^T -Messungen aus der Spaltung mit thermischen Neutronen:

Die Flanken der Verteilungen, für die nach allen drei Bestimmungsmethoden Werte vorhanden sind, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Die Maxima der Halbleiterdetektor- und Flugzeitmessungen stimmen ebenfalls überein; der Abfall zum Zentrum ist jedoch verschieden steil.

Das Maximum liegt bei den Flugzeitmessungen und den radiochemischen Bestimmungen beträchtlich niedriger als bei den Halbleiterdetektormessungen. Eine mögliche Ursache für diese Differenz ist die geringere Massenauflösung, die sich umso mehr auswirkt, je größer die Energieunterschiede in einem kleinen Massenbereich werden, je steiler also der Abfall der Verteilung ist. Einen Hinweis hierfür gibt die E_K^T -Verteilung nach Halbleiterdetektormessungen von Unik und Huizenga (43). Der Kurvenverlauf ist im symmetrischen Bereich aufgeteilt; das untere Kurvenstück entspricht den E_K^T -Werten nach einer Korrektur für die Massenauflösung. Eine ähnliche Korrektur sollte auch bei den Flugzeitmessungen erforderlich sein. Entgegen allen Erwartungen stimmen jedoch Flugzeit- und radiochemische Methode gut überein, obwohl die Massenauflösung der Flugzeitmessungen kaum besser ist als die der Halbleiterdetektoren.

Aus den E_K^T -Werten der Spaltung mit steigenden Anregungsenergien kann folgendes entnommen werden:

Die radiochemischen Messungen ergeben auf den Flanken keine Abweichungen, die den experimentellen Fehler übersteigen. Die Flanken aus den Halbleiterdetektormessungen von Burnett (06) bleiben bei steigender Anregungsenergie ebenfalls konstant; sie liegen jedoch höher als die entsprechenden radiochemischen Werte. Da die Flanken anderer Bestimmungen nach der Halbleiterdetektormethode (43) gut mit den radiochemischen Messungen übereinstimmen, erscheint es möglich, daß alle E_K^T -Verteilungen von Burnett (06) wegen der unterschiedlichen Energieeichung systematisch etwas zu hoch liegen.

Bei steigender Anregungsenergie werden die Maxima flacher und verschoben sich vom Zentrum weg nach einem größeren bzw. kleineren Massenverhältnis.

Im Bereich der symmetrischen Spaltung ist mit steigender Anregungsenergie generell eine Anhebung des Minimums festzustellen. Dabei haben im Bereich verhältnismäßig niedriger Anregungsenergie (5 MeV - 20 MeV) kleine Anregungsenergieänderungen eine starke Änderung des Minimums zur Folge. Bei höheren Anregungsenergien sind die Veränderungen nur noch so gering, daß sie fast in die experimentelle Fehlerbreite fallen.

Den gleichen, eben beschriebenen Trend zeigen die radiochemischen Werte und die Messungen von Burnett (06). Allerdings stimmen auch hier die Absolutwerte nicht überein; sie sind um einen ähnlichen Energiebetrag verschoben, wie die Werte der Flanken.

Zusammenfassend kann festgestellt werden:

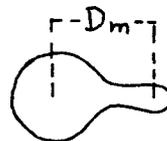
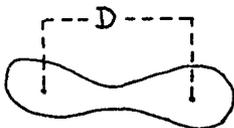
Der Verlauf der E_K^T -Verteilungen bleibt über den gesamten untersuchten Anregungsenergiebereich erhalten.

Die Lage der Flanken ist anregungsenergieunabhängig.

Die Maxima werden bei steigender Anregungsenergie flacher.

Das Maximum verschiebt sich bei kleinen Anregungsenergien sehr stark, erreicht aber eine Grenze, oberhalb der es anregungsenergieunabhängig wird.

Dieses Bild ist in guter Übereinstimmung mit der Hypothese zweier individueller Spaltarten für symmetrische und asymmetrische Spaltung ("two-mode hypothesis") (06) (13) (41) (44). Hiernach wird jeder der beiden Spaltarten eine bestimmte Sattelpunktsform zugeordnet, die von der Anregungsenergie unabhängig ist. Im Verlauf der Flanken ist dies bei allen Messungen bestätigt. Im Bereich der Massenverhältnisse 0.8 - 0.9 und 1.1 - 1.3 tritt als zusätzliche, anregungsenergieabhängige Komponente der Einfluß der magischen Zahl ($Z = 50$) in Erscheinung. Dieser Einfluß wirkt sich nach Vandenbosch (44) so aus, daß in dem elongierten Spaltkern das präformierte Spaltfragment mit $Z \approx 50$ besonders "steif" gegen Deformation ist.



normal elongierter Spaltkern

Elongation des Spaltkerns unter dem Einfluß der magischen Zahl

Das hat zur Folge, daß der Abstand der beiden Ladungszentren D_m kleiner ist als der Abstand D eines normal elongierten Spaltkerns. Hieraus ergibt sich eine größere Coulombabstoßung und demzufolge eine entsprechend größere totale kinetische Energie für den magisch präformierten Spaltkern.

Mit zunehmender Anregungsenergie des Spaltkerns wird der Einfluß der magischen Zahl immer kleiner, was eine Abnahme der totalen kinetischen Energie und damit eine Verflachung der E_K^T -Verteilungen bewirkt.

Da nach diesem Modell auch das Minimum der Verteilungen, entsprechend einer anregungsenergieunabhängigen Sattelpunktsform für symmetrische Spaltung, konstant bleiben sollte, muß es für die Anhebung des Minimums bei niedrigen Anregungsenergien eine andere Erklärung geben. Wie bereits bei Britt et al. (42) erwähnt wird, könnte dieses Verhalten mit einer anomalen Abhängigkeit des Drehimpulses eines symmetrisch deformierten Spaltkerns von der Anregungsenergie zusammenhängen. Daß sich die Abhängigkeit des Drehimpulses, verglichen mit der asymmetrischen Spaltung, anomal verhält, ergibt sich aus der unerwarteten Änderung des Verhältnisses

$$\frac{\sigma \text{ Cd-115}^m}{\sigma \text{ Cd-115}^g}$$

mit steigender Anregungsenergie, wie z.B. von Münzel (45) bei der Reaktion $U(\alpha, f)x$ gezeigt werden konnte.

Bei der Analyse der E_K^T -Verteilungen fällt ein weiterer Umstand auf, der bisher noch nicht erwähnt wurde:

Vergleicht man die aus der Spaltung mit 50 MeV_D gemessenen E_K^T -Werte mit den Messungen von Burnett (06) für die α -Energie 65 MeV (Abb. 14), dann sieht man, daß das Minimum nach Massenverhältnissen kleiner als 1 verschoben ist. Das gleiche sieht man bei der E_K^T -Verteilung aus der Reaktion $U-238(p, f)$, die von Sugarman, Münzel et al. untersucht wurde. Die mittlere Anregungsenergie des Spaltkerns aus dieser Reaktion beträgt 123 MeV. Die Verschiebung des Minimums ist ähnlich ausgeprägt wie bei den Werten dieser Arbeit.

Die totalen kinetischen Energien $E_K^T(a)$ und $E_K^T(b)$, die nach Gleichung 31 für ein Primärfragment a und das dazu komplementäre Fragment b berechnet wurden, müssen nach der Definition der E_K^T gleich sein. Nach dieser Bedingung gibt es für jeden E_K^T -Wert einen um das Zentrum spiegelsymmetrisch liegenden gleichen Wert.

In Abb. 14 sind die gespiegelten Werte für alle Messungen dieser Arbeit eingezeichnet. Für 20 MeV_D erhält man durch Verbindung der Punkte im symmetrischen Bereich ein Kurvenstück, das in seinem Verlauf gut mit den Messungen von Burnett (06) übereinstimmt. Die Lage der gespiegelten Werte für 50 MeV_D kann dagegen nur so erklärt werden, daß die Symmetriebedingung wegen der Verschiebung des Minimums nach einem kleineren Massenverhältnis nicht mehr erfüllt ist.

Die Berechnung der verdampften Neutronen \mathcal{Q}_F beruht auf der Voraussetzung, daß die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon für beide Primärfragmente gleich ist. Diese Voraussetzung scheint zumindest im Bereich der symmetrischen Spaltung nicht mehr gegeben zu sein. Aus der Massenverschiebung des Minimums der E_K^T -Verteilungen ergibt sich hiernach folgendes Bild:

Die Anzahl der verdampften Neutronen \mathcal{Q}_F ist bei einem Massenverhältnis $\frac{m_a}{m_b} < 1$ zu niedrig. Wird \mathcal{Q}_F und damit m_a größer, dann wird auch der entsprechende $E_K^T(a)$ -Wert höher (Gleichung 31). Ebenso wird \mathcal{Q}_F an der Stelle m_b ($\frac{m_a}{m_b} > 1$) kleiner als berechnet; man erhält niedrigere Werte für $E_K^T(b)$. Die Massenverschiebung Δ_m des Minimums von (06) und (19) und für die 50 MeV_D-Werte dieser Arbeit wurden nach Gleichung 32 berechnet

$$\Delta_m = \frac{m_a m_b (E_K^T(b) - E_K^T(a))}{m_a E_K^T(b) + m_b E_K^T(a)} \quad (32)$$

Die Ableitung dieser Beziehung erfolgte unter der Voraussetzung, daß die Energiebeträge, um die $E_K^T(a)$ und $E_K^T(b)$ entgegengesetzt verschoben werden müssen, gleich sind.

In Abb. 15 sind die in dieser Arbeit und von den Autoren (06) (19) berechneten \mathcal{Q}_F Werte gegen das Massenverhältnis aufgetragen.

Korrigiert man diese Werte durch Addition bzw. Subtraktion von Δ_m , so erhält man im symmetrischen Bereich das in Abb. 16 dargestellte Ergebnis.

Ein quantitativer Vergleich der \mathcal{Q}_F -Werte läßt sich ohne zusätzliches experimentelles Material nicht durchführen. Dagegen läßt sich aus den eigenen Werten und denen der Autoren (19) qualitativ abschätzen, daß der steile Abfall im symmetrischen Bereich der Spaltneutronenverteilung aus der thermischen Spaltung (37) bei höheren Anregungsenergien verstärkt in Erscheinung tritt.

Die Werte von Burnett (06) sind nicht vergleichbar, da er die stark vereinfachte Voraussetzung gemacht hat, daß die Gesamtzahl der Spaltneutronen je zur Hälfte zwischen den beiden Primärfragmenten aufgeteilt ist (Abb. 15).

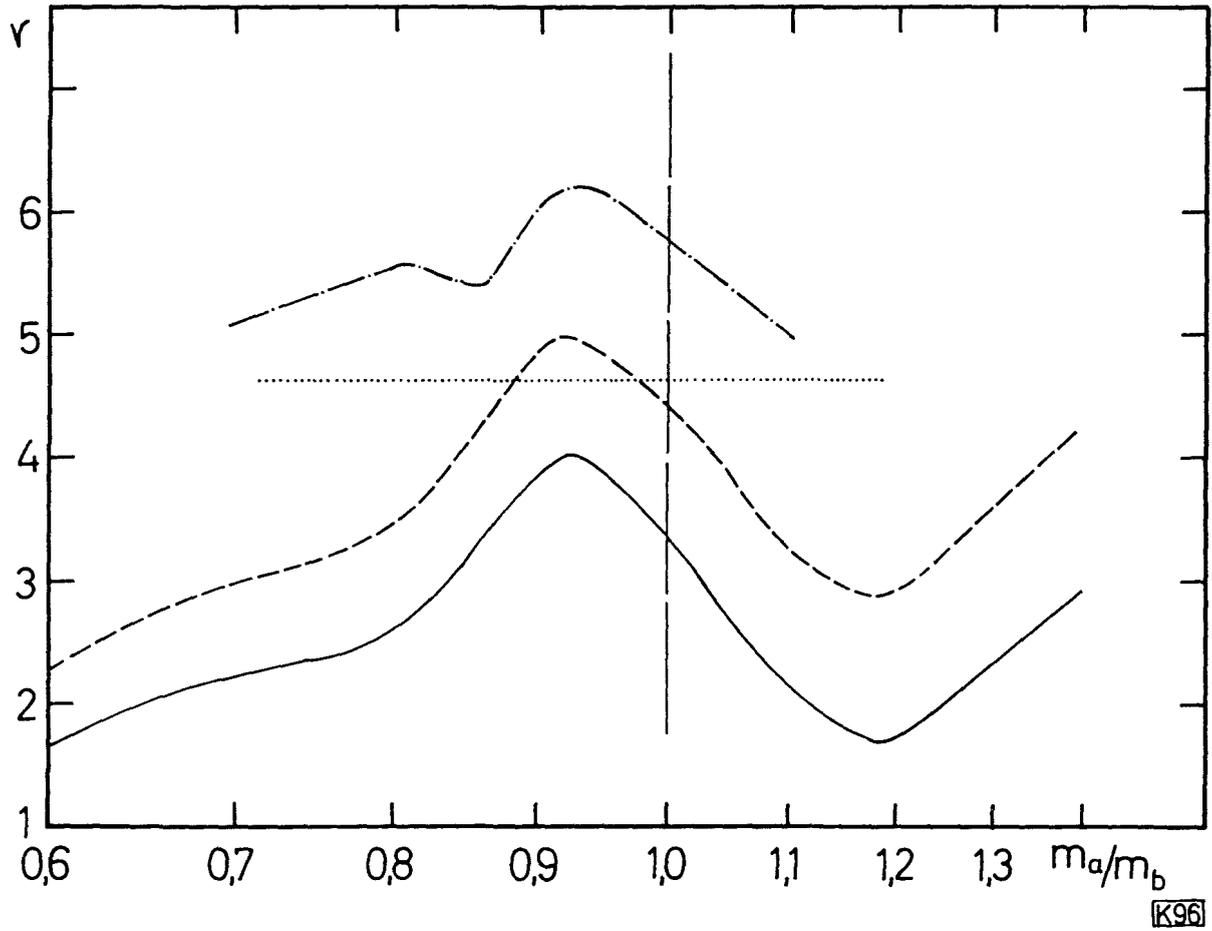


Abb. 15 Anzahl der verdampften Neutronen σ_F vor Korrektur mit Δ_m

- $\bar{E}^* = 31$ MeV
- - - $\bar{E}^* = 50$ MeV
- $\bar{E}^* = 61$ MeV
- · - · $\bar{E}^* = 123$ MeV

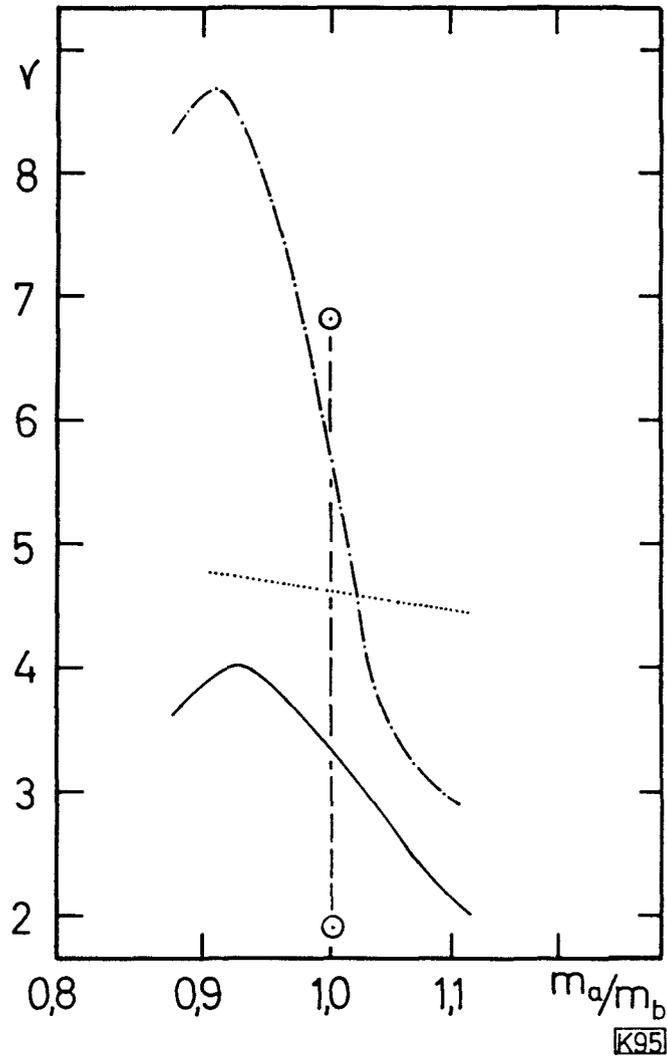


Abb. 16 Anzahl der verdampften Neutronen γ_F nach Korrektur mit Δ_m

- $E^* = 31$ MeV
- - - $E^* = 50$ MeV
- $E^* = 61$ MeV
- · - · $E^* = 123$ MeV

Zusammenfassung:

1. Es wurde eine Methode entwickelt, die es gestattet, Goldfolien von uniformer Dicke mit beliebiger Stärke ($\geq 1 \text{ mg Au/cm}^2$) herzustellen.
2. Die Reichweite einiger Spaltprodukte (Sr-91/92, Zr-97, Pd-111, Ba-139) aus der Spaltung von Pu-239 mit thermischen Neutronen und Deuteronen der Energien 12 MeV und 20 MeV wurden nach der "Dünnes Target-dünner Fänger-Methode" bestimmt.
3. Die Reichweite einiger Spaltprodukte (Sr-91/92, Ag-112/113, Cd-118, Ba-139) aus der Spaltung von Pu-239 mit thermischen Neutronen und Deuteronen der Energien 20 MeV und 50 MeV wurden nach der "Dickes Target-dicker Fänger-Methode" bestimmt.
4. Es wurde eine Abschätzung gemacht für die Anregungsenergie und die Häufigkeit der Zwischenkerne und Spaltkerne bei der Spaltung mit Deuteronen verschiedener Energien. Hiernach konnte die mittlere Anregungsenergie des mittleren Spaltkerns, die wahrscheinlichste Ladung der Spaltfragmente und die Anzahl der verdampften Neutronen berechnet werden.
5. Aus den Reichweiten wurden die Werte der totalen kinetischen Energien berechnet und die Ergebnisse mit bereits bekannten Resultaten verglichen.
Hiernach ergab sich:
Die Werte der totalen kinetischen Energie im Bereich der Massenverhältnisse von etwa 0.8 bis 1.3 (asymmetrische Spaltung) sind unabhängig von der Anregungsenergie des Spaltkerns. Die Werte der totalen kinetischen Energie im Bereich der symmetrischen Spaltung steigen beim Übergang von 5 MeV nach 20 MeV Anregungsenergie des Spaltkerns um 8 MeV an und bleiben dann nahezu konstant. Es konnte gezeigt werden, daß dieses Ergebnis in guter Übereinstimmung ist mit der Hypothese zweier unabhängiger Spaltarten für symmetrische und asymmetrische Spaltung.
6. Die bisher übliche Annahme für die Verteilung der Anregungsenergie des Spaltkerns auf die primären Spaltfragmente im Verhältnis ihrer Nukleonenzahlen scheint nicht zuzutreffen. Dies konnte aus der Anzahl der verdampften Neutronen in dem Bereich der symmetrischen Spaltung abgeschätzt werden.

6. Experimentelles

6.1. Targetherstellung

6.1.1. Au-Folientarget

Die Herstellung des Au-Folientargets für die Reichweitebestimmungen nach der DÜT-Methode stellte folgende experimentelle Aufgaben:

1. Herstellung der Au-Folien
2. Aufbringen einer dünnen PuO_2 -Schicht auf eine Au-Folie
3. Dickenbestimmung von Targetschicht und Vorfängerfolien

1. Vor der elektrolytischen Abscheidung des Goldbelages auf 0,1 mm starkes Kupferblech (Elektrolytkupfer 99,99 %) wurde die Walzstruktur auf der Oberfläche des Kupfers durch Elektropolieren weitgehend entfernt. Hierzu wurde ein Verfahren nach Tegart (47) angewendet:

Anode: Das zu polierende Kupferblech am Boden eines runden Elektrolysegefäßes

Elektrolyt: 59 ml H_3PO_4 konz. + 41 ml H_2O

Kathode: Drehbare Scheibe aus 0,5 mm starkem Kupferblech

Es wurde bei einer Badtemperatur von 30°C unter schwachem Rühren etwa 1 Stunde bei 1,6 V poliert. Danach war das Kupferblech glatt und hatte eine Stärke von ca. 0,07 mm.

In demselben Elektrolysegefäß wurde nach sorgfältigem Waschen der polierten Oberfläche die Goldabscheidung durchgeführt. Es wurde folgendes Verfahren (48) angewendet:

Anode: 0,5 mm starkes Goldblech (Feingold 99,99 %)

Elektrolyt: $\text{K} \left[\text{Au}(\text{CN})_2 \right]$ -Lösung in Wasser mit einem Überschuß von KCN
(5 mg Au und 16 mg KCN pro ml Elektrolyt)

Kathode : Poliertes Kupferblech

Bei einer Badtemperatur von 50°C und einer Stromdichte von 4 mA/cm^2 Kathodenfläche konnten nach diesem Verfahren in Abhängigkeit von der Elektrolysedauer gut reproduzierbar beliebig dicke Goldschichten hergestellt werden. Die Abhängigkeit der Schichtdicke von der Elektrolysedauer ist in Abb. 17 dargestellt.

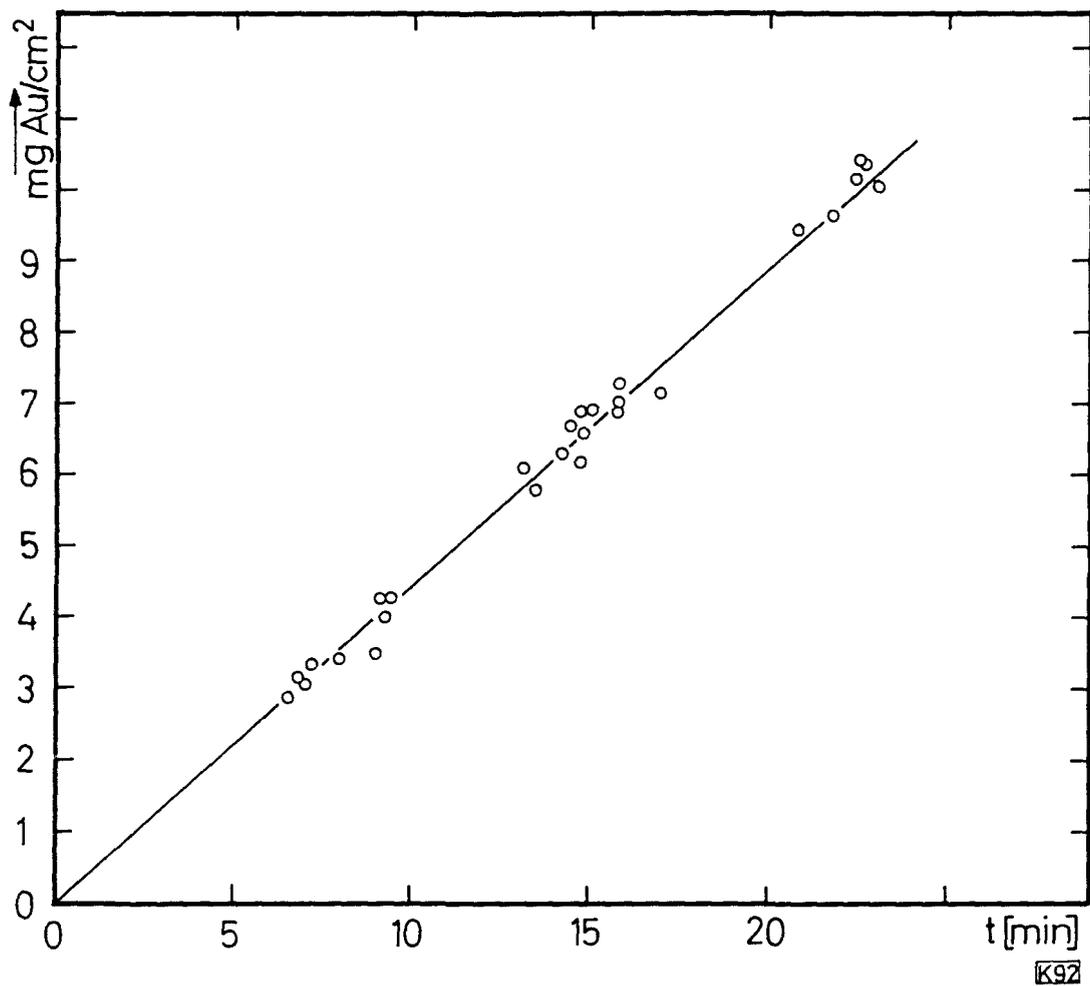


Abb. 17 Abhängigkeit der Goldfoliendicke von der Elektrolysedauer

Die goldbeschichteten Cu-Bleche wurden auf doppeltes Targetmaß geschnitten. Dann wurde mit Hilfe der in Abb. 18 skizzierten Vorrichtung in einem rechteckigen Bereich die Goldfolie durch Weglösen des Kupfers freigelegt. Durch Zerschneiden längs der angedeuteten Schnittlinie wurden zwei Trägerrahmen mit straff gespannter Goldfolie erhalten.

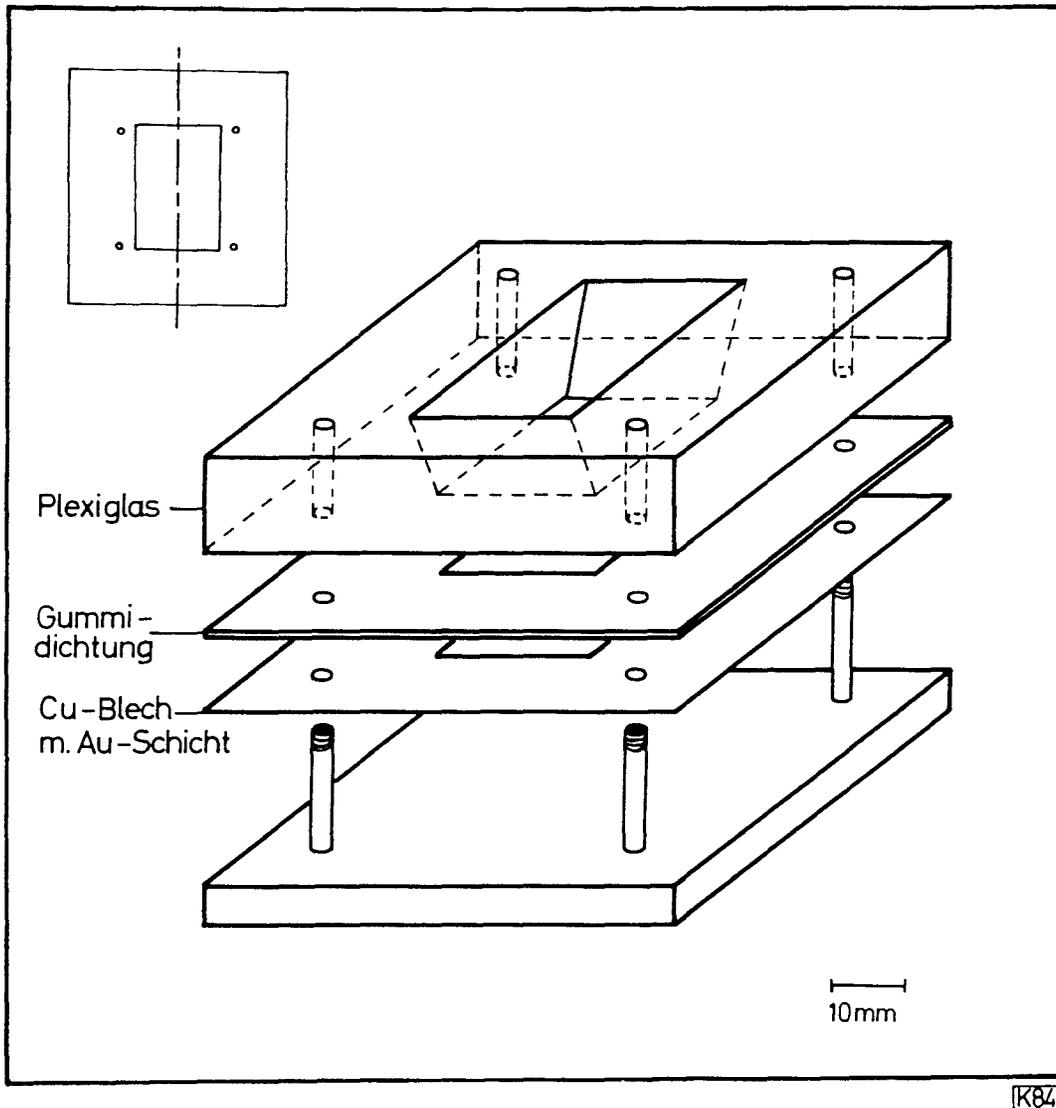


Abb. 18 Vorrichtung zum Weglösen der Kupferunterlage

2. Zum Aufbringen der dünnen PuO_2 -Targettschicht wurde ein von Björnholm et al. (46) beschriebenes Elektrophorese-Verfahren angewendet. Von den Autoren war dieses Verfahren zur Herstellung dicker Targets von Oxiden der Seltenen Erden entwickelt worden:

Ein auf doppeltes Targetmaß zugeschnittenes Stück goldbeschichtetes Cu-Blech wurde in eine Elektrophorese-Zelle (Abb. 19) eingespannt. Durch Abdecken mit einer Pertinax-Maske wurde die Größe der Targetfläche definiert.

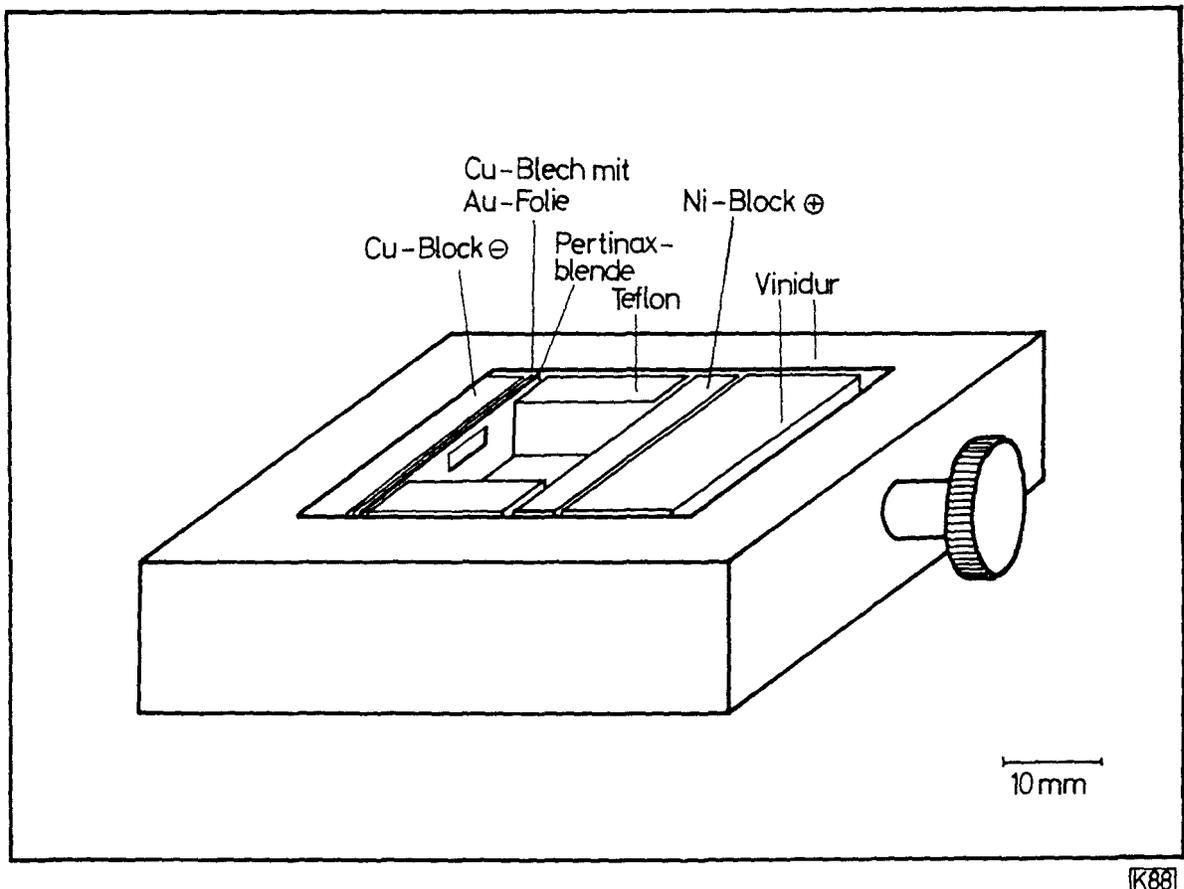


Abb. 19 Elektrophoresezelle zur Herstellung der PuO_2 -Schichten

Die Elektrophorese wurde unter folgenden Bedingungen durchgeführt:

Anode: Nickelblock mit Stromanschluß

Elektrolyt: Suspension einer definierten Menge PuO_2 in Aceton

Kathode: Cu-Blech mit Au-Schicht, dahinter ein Kupferblock mit Stromanschluß

Bei 600 V und 2 Minuten Dauer war die Abscheidung fast quantitativ.

Nach der PuO_2 -Abscheidung wurde wie unter 1. die Goldfolie hinter der Targetschicht durch Lösen des Kupfers freigelegt und geschnitten.

Herstellung der PuO_2 -Suspension:

PuO_2 wurde in einer Reibschale fein zerrieben und mit Ultraschall in Aceton suspendiert. Durch Dekantieren der Suspension nach 10 Minuten wurden die groben Korngrößen ausgeschieden. Von einer konzentrierten Stammsuspension, die sich mit Hilfe von Ultraschall reproduzierbar herstellen ließ, wurde eine bestimmte Menge abpipettiert und in das Elektrophorese-Gefäß übergeführt. Durch Verdünnen mit Aceton konnte die gewünschte Konzentration von etwa $5 \mu\text{g PuO}_2/\text{ml}$ Suspension eingestellt werden.

3. Die Uniformität der Foliendicken wurde nach 2 Methoden geprüft:

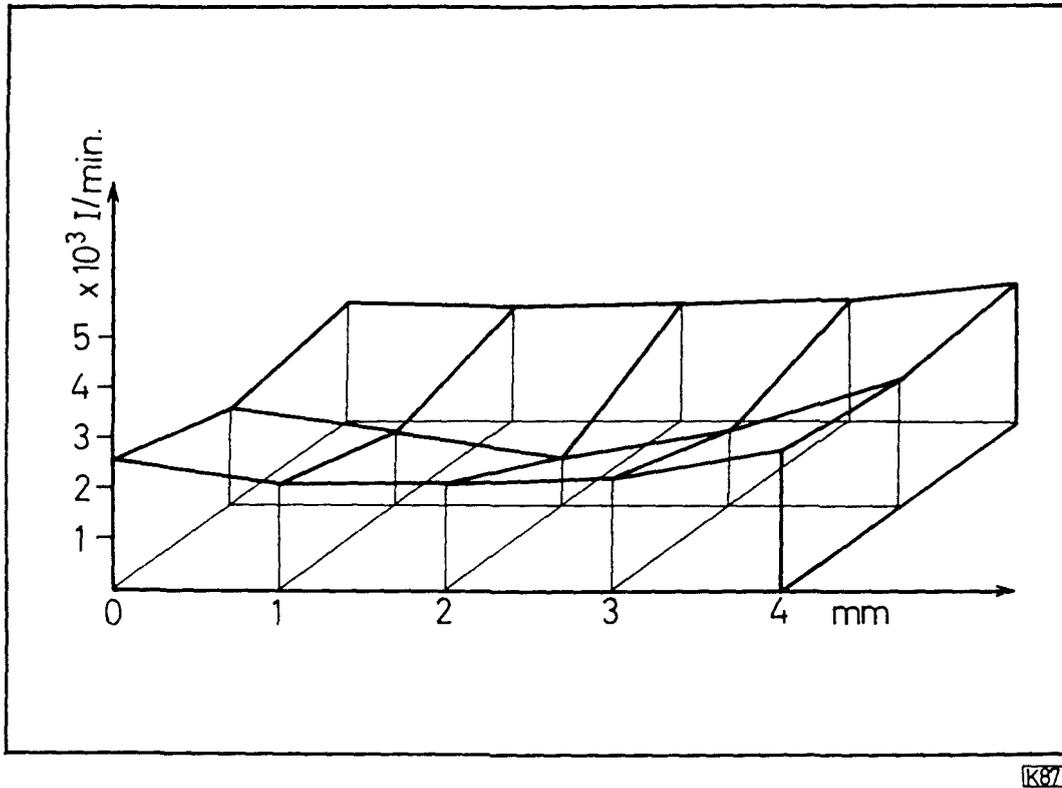
a) Markierung des Elektrolyten mit Au-198. Durch eine Al-Platte von 10 mm Stärke mit einer Bohrung von 1 mm Durchmesser wurde ein kleiner Bereich der Goldfolie ausgeblendet. Das Blendenloch wurde in einem Raster über die Folie geschoben und über der Blende mit einem Methan-Durchflußzähler die β^- -Aktivität bestimmt.

b) Wägung.

Die Folie wurde in kleine quadratische Stückchen zerschnitten und deren Flächengewicht durch Ausmessen und Wägen bestimmt.

Beide Methoden ergaben übereinstimmend eine gute Uniformität über große Bereiche der hergestellten Goldfolien. Es war daher möglich, die Dicke der Vorfängerfolien durch Wägen zu bestimmen. Bei den letzten Bestrahlungen nach der DÜT-Methode wurde die Dickenbestimmung nach einem im folgenden Abschnitt näher beschriebenen Verfahren (Energieschwächung eines α -Strahles) durchgeführt.

Der Schichtdickenverlauf der PuO_2 -Schicht wurde durch Verschieben einer Lochblende (0,1 mm Cu-Blech, Bohrung 0,3 mm \varnothing) auf der Targetschicht bestimmt. Als Detektor wurde eine ZnS-Sonde verwendet. Es ergab sich, daß die PuO_2 -Schichten nicht uniform waren. Ein typischer Dickenverlauf ist in Abb. 20 für eine Targetschicht dargestellt.



KBZ

Abb. 20 Schichtdickenverlauf einer PuO_2 - Targetschicht

6.1.2. Al-Folientarget

1. Die für die Targetfolie erforderliche Al-Pu-Legierung (Pu-239-Gehalt von 1 %) wurde nach dem folgenden Verfahren (10) hergestellt:

238 mg einer vorhandenen Legierung mit 9 % Pu-239-Gehalt und 1,913 g Al (99,99 %) wurden mit einem Gemisch von 60 ml H_2O , 6 ml HNO_3 (70 %) und 3 ml HF (50 %) 5 Minuten lang angeätzt, in einen Tiegel aus Sinterkorund überführt und auf Rotglut (ca. $900^\circ C$) erhitzt. Als Flußmittel wurde ein Gemisch von 63 % KCl und 37 % KF (vorher zusammenschmolzen und gepulvert) zugegeben. Die Temperatur des Tiegels wurde längere Zeit auf $900^\circ C$ gehalten und die Schmelze durch Rühren mit einem Quarzstab sorgfältig durchmischt. Nach dem Erkalten wurde das Flußmittel mit Wasser von dem Regulus ab gespült.

2. Der Regulus wurde auf einer Grobwalze auf eine Dicke von 0,1 mm vorgewalzt. Auseinandergelaufene Ränder wurden rechteckig abgeschnitten. Die erhaltenen Stücke wurden auf einer Feinwalze bis zu einem Flächengewicht von 7 - 10 mg/cm^2 ausgewalzt. Zwischen jedem Walzgang wurden die Folienstücke 5 min auf $450^\circ C$ geheizt. Hierdurch wurden Störungen im Metallgefüge ausgeheilt und die beim Walzen hart und spröde gewordenen Folien wieder weich und duktil gemacht.

Die Walzstruktur auf der Oberfläche der Folien wurde durch Elektropolieren nach dem folgenden Verfahren (46) weitgehend entfernt:

Kathode: Zylindrisch gebogenes Al-Blech

Elektrolyt: Mischung aus 195 ml Essigsäureanhydrid und 105 ml $HClO_4$ ($D = 1,67$), letztere unter guter Kühlung langsam zugetropft. Während des Poliervorganges wurde der Elektrolyt durch eine Kühlschlange mit Wasser gekühlt.

Anode: Al-Pu-Folie, an einem Al-Draht angenietet, ganz in den Elektrolyten eingetaucht.

Gearbeitet wurde bei $6 - 8^\circ C$ Badtemperatur und 25 V. Da infolge Passivierung der Anode die Stromstärke sehr rasch nachließ, wurde die Anode bei stromloser Zelle mehrfach aus dem Bad gezogen, mit Elektrolyt ab gespült und wieder eingesetzt.

Nach dem Polieren hatten die Folien ein Flächengewicht von ca. 5 - 8 mg/cm^2 .

3. Die Dickenbestimmung der Al-Pu-Targetfolien wurde nach einem Verfahren ausgeführt, das auf folgendem Prinzip beruht:

Ein α -Strahl erfährt beim Durchgang durch eine zu messende Folie eine Energieschwächung ΔE . Dabei ist

$$\Delta E = E_{\alpha} - E_{\alpha}^f \quad (33)$$

E_{α} = Energie des α -Strahls vor dem Durchgang

E_{α}^f = Energie des α -Strahls nach dem Durchgang

Da ΔE der Dicke der in den Strahl gebrachten Folie proportional ist, hat man nach genauer Eichung eine empfindliche Methode zur Dickenbestimmung von dünnen Folien.

Die verwendete Meßvorrichtung *) ist in Abb. 21 wiedergegeben:

In dem auf 10^{-5} Torr evakuierten Zylinder befindet sich an einem der Deckelflansche ein Halbleiterdetektor (Ortec 20 A 60). In die Mitte des Zylinders kann von oben ein α -Präparat auf definierte Position gebracht werden. Der α -Strahl fällt durch einen Kollimator (Öffnung 1 mm \emptyset , Länge 20 mm), der auf den Detektor ausgerichtet ist. Zwischen Detektor und Kollimator befindet sich ein Folienhalter, der über einen Federbalg mit einem von außen definiert verstellbaren Kreuztrieb verbunden ist.

Die elektrische Ausrüstung bestand aus einem Ortec Schwellenverstärker "2", einem Ortec Hauptverstärker "1" und einem Vielkanalanalysator TMC (512 Kanäle).

Das α -Präparat wurde von einer ThB-Kuh abgemolken; es enthielt 2 Linien:

8.776 MeV (Po-212)

6.047 MeV (Bi-212)

Der Energie-Verlust ΔE wurde an der 8.776 MeV-Linie gemessen; über die zusätzliche Messung der 6.047 MeV-Linie wurde die Energieeichung durchgeführt.

Die Eichung der Folien-Dicke als Funktion der α -Energie erfolgte durch sorgfältiges Vermessen von 4 Al-Folien verschiedener Dicken, deren Flächengewichte durch Wägen bestimmt wurden. Die Eichkurve ist in Abb. 22 dargestellt.

*) Die Dickenmeßvorrichtung wurde von Herrn Dr. Buschmann und Herrn S. Zagromski konstruiert und gebaut. Ich möchte ihnen für die freundliche Erlaubnis zur Benutzung meinen Dank sagen.

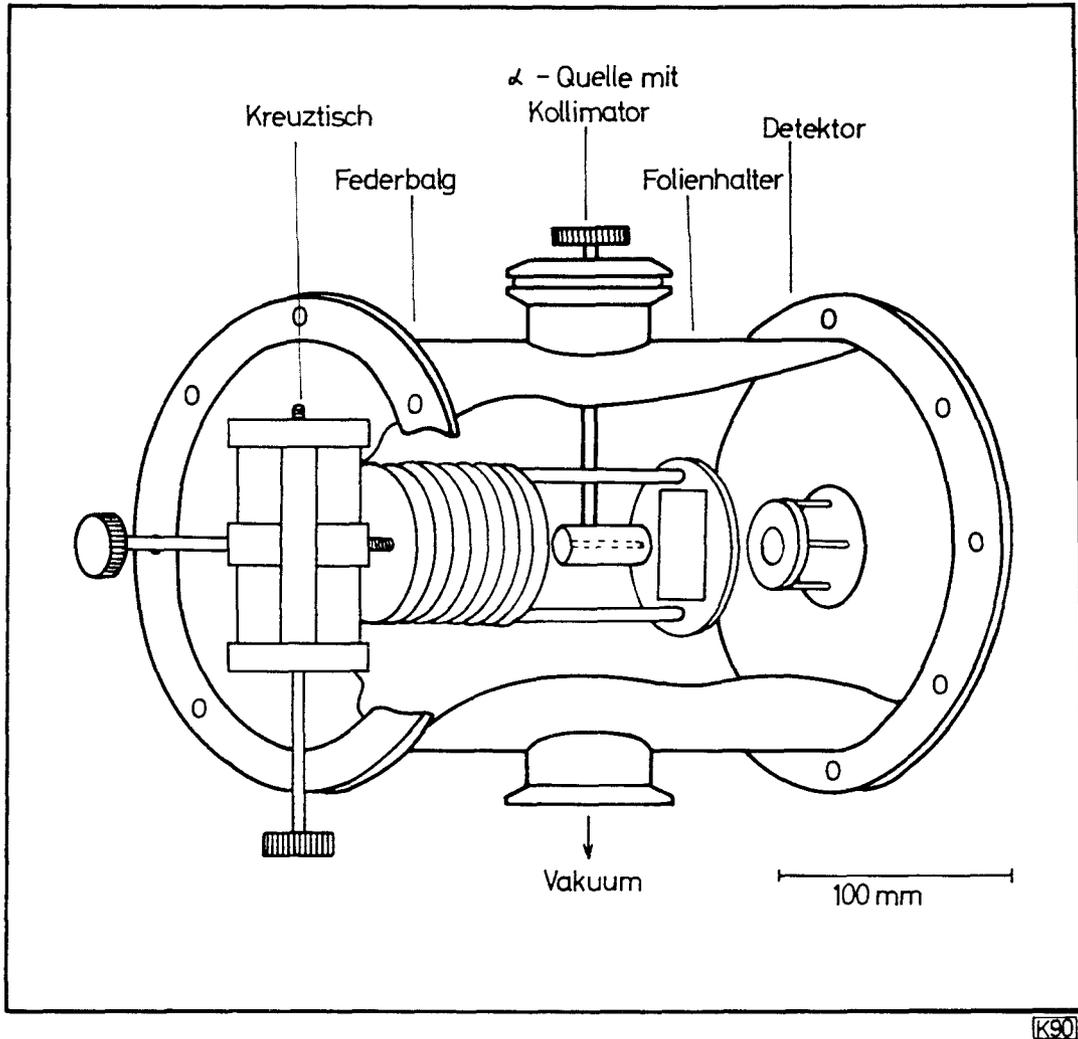


Abb. 21 Folien-Dickenmeßvorrichtung

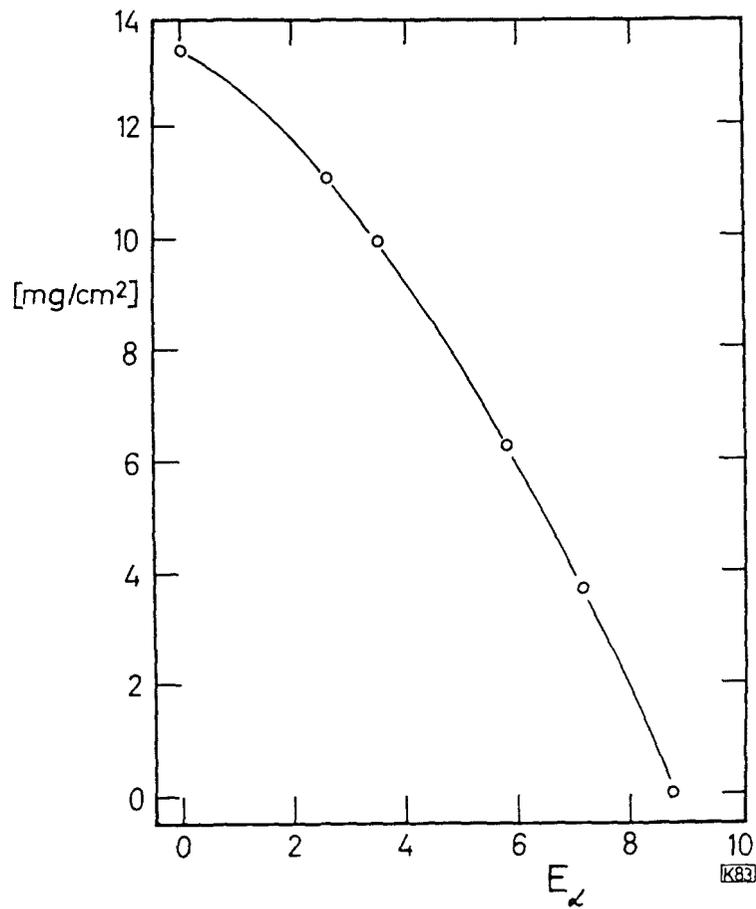


Abb. 22 Eichkurve zur Foliendickenmessung
(Energieschwächung einer 8.776 MeV α -Linie in Aluminium)

Es ergab sich bei allen Folien wegen der unterschiedlichen Materialverdrängung während des Walzens ein Dickengradient in Walzrichtung. Senkrecht zur Walzrichtung waren die Foliendicken auf ca. $\pm 0,5\%$ konstant.

4. Die Bestimmung der Intensitätsverteilung des Strahles wurde nach der folgenden Methode*) durchgeführt:

Ein Streifen der Al-Folie (2 x 18 mm), dessen Lage zum Target genau festgelegt war, wurde bei jedem Experiment mitbestrahlt. Nach der Bestrahlung wurde der Streifen in neun quadratische Stückchen zerschnitten, in denen die Na-24-Aktivität, - bezogen auf Bestrahlungsende, - bestimmt wurde. Durch Wägen der Folienstückchen wurde ein Korrekturfaktor für den Schnittfehler bestimmt. Die Integration des 2.75 MeV-Peaks aus dem Na-24-Spektrum ergab über eine empirische Absoluteichung die absolute Aktivität des Na-24.

In Abb. 23 ist als Beispiel aus einem Experiment die Intensitätsverteilung des Strahles (2. Parallelbestimmungen) zusammen mit den Dickeverteilungen der in diesem Experiment verwendeten Targetfolien aufgetragen.

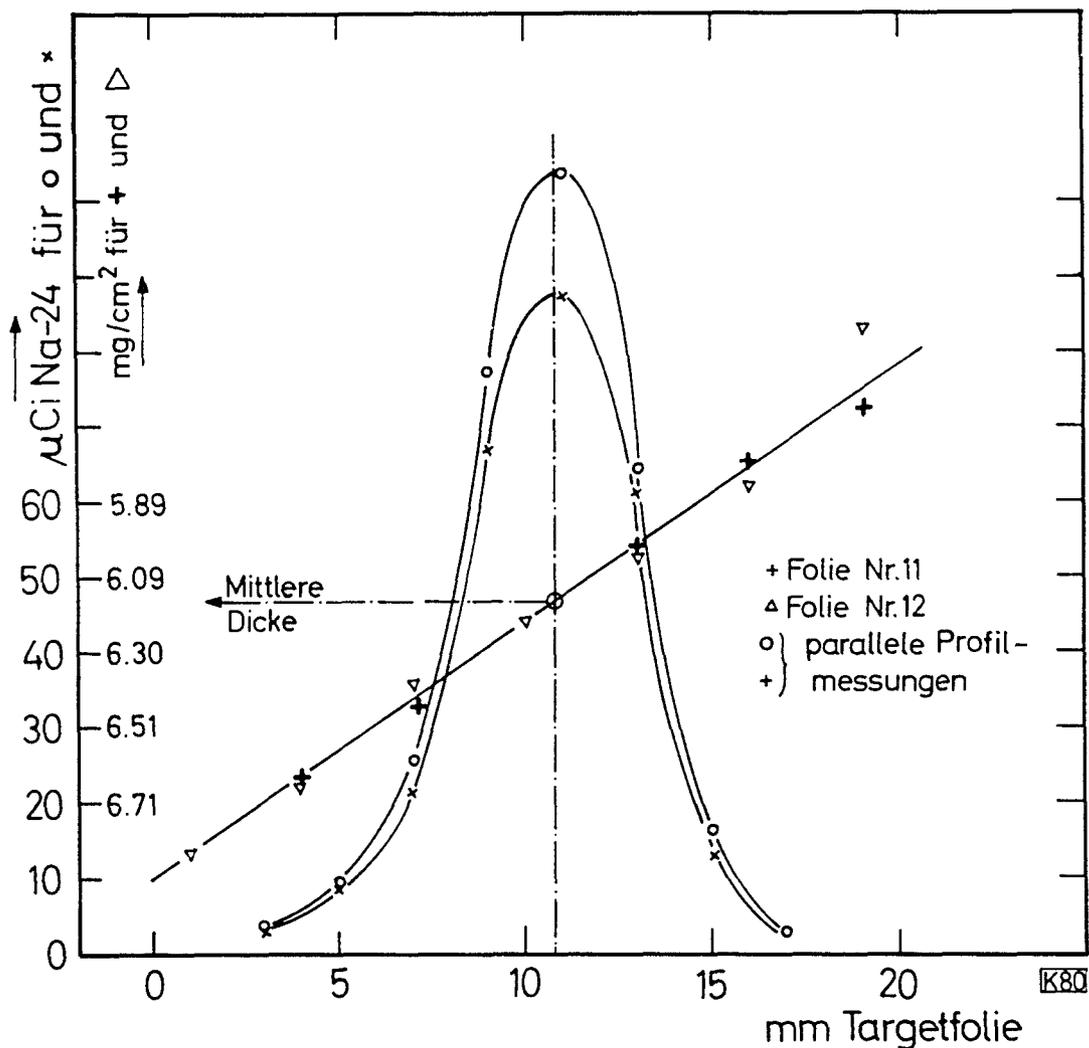


Abb. 23 Strahlprofil und Foliendickenverlauf für zwei Targetfolien

*) Herrn Christaller möchte ich für die Ausarbeitung der Methode, Fräulein Martens für die Ausführung der Messungen danken

6.1.3. Abmessungen der Targets

Die Abmessungen aller bei den Bestrahlungen verwendeten Targets ist in Abb. 24 wiedergegeben. Die durch unterbrochene Striche dargestellte Fläche entspricht den Abmessungen und der Lage der PuO_2 Targetschicht bzw. der Al(Pu) Target-Folie.

- A. Targetanordnung der DÜT-Methode
- B. Targetanordnung der DIT-Methode für Zyklotronbestrahlungen
- C. Targetanordnung der DIT-Methode für Reaktorbestrahlungen

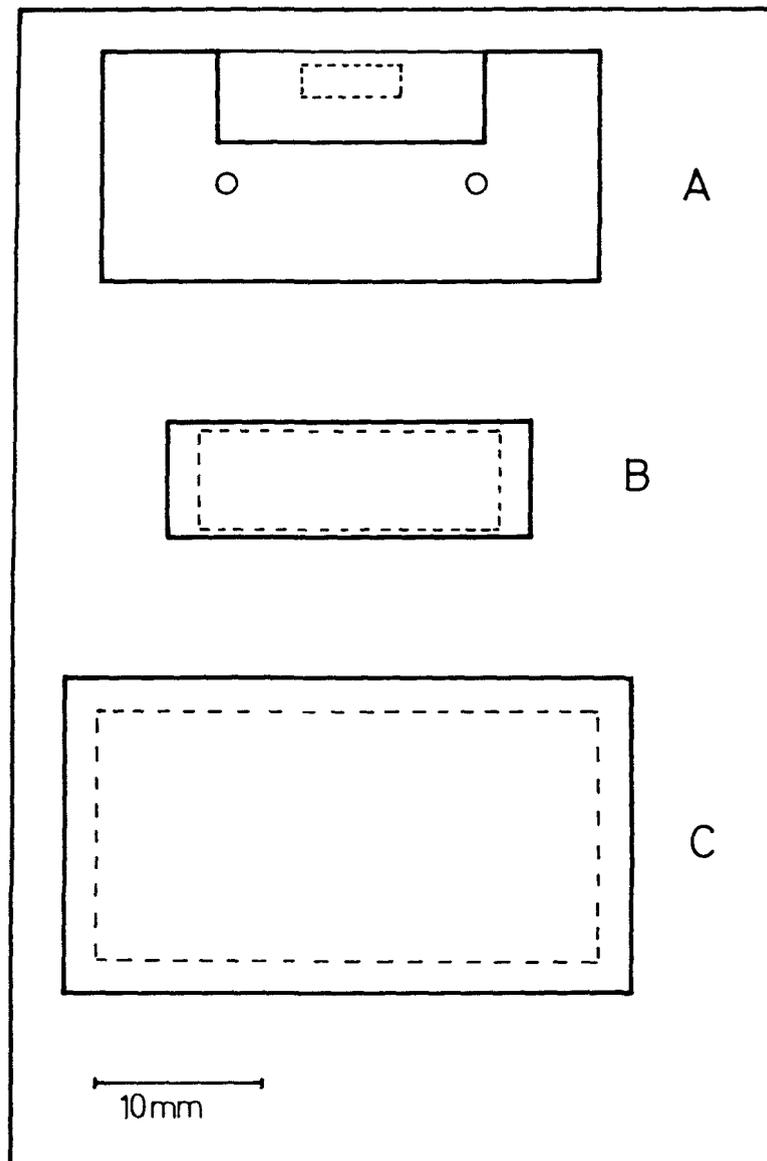


Abb. 24

6.2. Radiochemische Trennungsgänge

Die Trennungsgänge und Reinigungsverfahren entsprachen den allgemein üblichen Methoden (49) (50). Im einzelnen wurden folgende Verfahren angewendet:

Vortrennungen:

Au-Folien lösen in HCl/HNO_3 + Träger : Pd, Zr, Ba, Sr

Au abtrennen durch dreimalige Extraktion mit 30 % TBP/Toluol aus 3n HCl-Lösung

Pd abtrennen als PdS mit H_2S aus 3n HCl-Lösung

Zr abtrennen durch kombinierte Fällung $\text{ZrO}(\text{OH})_2/\text{Fe}(\text{OH})_3$ mit NH_3

Ba und Sr nach gemeinsamer Karbonatfällung trennen durch Fällung des Ba als BaCrO_4 aus konzentrierter essigsaurer Lösung mit $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$

Al-Folien lösen in HCl/HNO_3 + Träger : Ba, Sr

Ba und Sr-Trennung von Al: Gemeinsame Karbonatfällung aus stark NaOH-alk. Lösung

Ba abtrennen als BaCrO_4 aus konz. essigsaurer Lösung $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$

Al-Folien lösen in 6n HNO_3 mit wenig konz. HF + Träger : Ag, Cd

Ag abtrennen als AgCl mit 6n HCl aus schwach HNO_3 -saurer Lösung

Reinigung der Niederschläge aus den Vortrennungen:

- Ba: 2 BaCl₂-Fällungen, waschen mit Äther/HCl
1 Reinigungsfällung: Fe(OH)₃
1 BaCO₃-Fällung, waschen mit karbonathaltigem H₂O
Endfällung als BaCl₂ · 2 H₂O, waschen mit Äther/HCl und Äther
- Sr: 1 SrCO₃-Fällung, waschen mit karbonathaltigem H₂O
1 Reinigungsfällung: BaCrO₄
1 SrCO₃-Fällung, waschen mit karbonathaltigem H₂O
1 Reinigungsfällung: Fe(OH)₃
Endfällung als SrCO₃, waschen mit H₂O und Äthanol
- Cd: 1 CdS-Fällung, waschen mit H₂S-haltigem H₂O
1 kombinierte Reinigungsfällung: Fe(OH)₃, La(OH)₃, In(OH)₃
1 CdS-Fällung, waschen mit H₂S-haltigem H₂O
1 kombinierte Reinigungsfällung: PdS, Sb₂S₃ aus 2,5n HCl
1 CdS-Fällung, waschen mit H₂S-haltigem H₂O
Endfällung als CdNH₄PO₄ · H₂O, waschen mit H₂O und Äthanol
- Ag: 1 Reinigungsfällung: Fe(OH)₃
1 Ag₂S-Fällung, waschen mit H₂O
1 AgCl-Fällung, waschen mit H₂O
1 Reinigungsfällung: Fe(OH)₃
1 Ag₂S-Fällung, waschen mit H₂O
1 Reinigungsfällung: Fe(OH)₃
Endfällung als AgCl, waschen mit H₂O und Äthanol
- Zr: 3 Extraktionen mit 3 % TBP/Toluol aus 10n HCl-Lösung
Rückextraktion aus der org. Phase mit 2n HF
Ba(ZrF₆)-Fällung, waschen mit H₂O
2 ZrO(OH)₂-Fällungen, waschen mit NH₃-haltigem H₂O
Endfällung als Zr-Tetramandelat, waschen mit H₂O
- Pd: 1 Pd-Diacetyldioxinat-Fällung, waschen mit H₂O
2 kombinierte Reinigungsfällungen: Fe(OH)₃, AgJ
1 PdS-Fällung, waschen mit H₂O
Endfällung: Pd-Diacetyldioxinat, waschen mit H₂O und Äthanol

Die chemische Ausbeute der Trennungsgänge wurde bestimmt:

- a) Gravimetrisch durch Wägen der Endfällungen für Sr, Ag, Pd und Zr.
- b) Titrimetrisch nach Auflösen der Präparatniederschläge durch Titration von Ba u. Cd mit ÄDTA. Die Titrationsen wurden nach Abschluß der Aktivitätsmessungen ausgeführt.

6.3. Meßtechnik

Die Aufnahme der Aktivitätsabfallkurven erfolgte durch Messungen der β^- -Aktivität mit Methandurchflußzählern, an die digitale Zählgeräte und Probenwechsler angeschlossen waren. Zur Messung des Cd-118-Abfalls wurde eine Szintillationssonde mit Anthracenkristall verwendet.

Die Abfallkurven wurden graphisch dargestellt und die gesamte β^- -Aktivität der Präparate aus einer Bestrahlung zu einem bestimmten Zeitpunkt aus der Zeichnung entnommen. Der prozentuale Anteil der untersuchten Nuklide wurde aus der graphischen Analyse ermittelt.

Ba: Gemessen wurde die gesamte β^- -Aktivität (Ba-139, Ba-140, La-140).

Zum Zeitpunkt der zur Auswertung verwendeten Messung war die Hauptkomponente zu etwa 90 % Ba-139.

Ag: Gemessen wurde die gesamte β^- -Aktivität (Ag-111, Ag-112, Ag-113).

Die Hauptkomponenten waren etwa 50 % Ag-112 und 50 % Ag-113.

Cd: Gemessen wurde die β^- -Aktivität der In-118-Tochter ($E_{\beta\text{max}} = 4.2 \text{ MeV}$) durch Impulshöhendiskriminierung. Die Abfallkurve zeigte einen reinen 49 min-Abfall.

Sr: Gemessen wurde die gesamte β^- -Aktivität (Sr-89, Sr-91, Sr-92, Y-91, Y-92).

Die Hauptkomponenten waren etwa 50 % Sr-91 und 50 % Sr-92.

Zr: Gemessen wurde die gesamte β^- -Aktivität (Zr-97, Nb-97).

Die Hauptkomponente war zu etwa 90 % Zr-97.

Pd: Gemessen wurde die gesamte β^- -Aktivität (Pd-109, Pd-111, Pd-112, Ag-111, Ag-112).

Die Hauptkomponente war zu etwa 50 % Pd-111.

Bei der Auswertung der Meßergebnisse wurden folgende Korrekturen berücksichtigt:

1. Totzeit der Meßanordnung
2. Unterschiedliche Geometrie der Wechslerpositionen
3. Selbstabsorption der Präparate

7. Definition der verwendeten Symbole und Formelzeichen

R	= Reichweite der Spaltfragmente (mg/cm^2)
D	= Flächengewicht der Fänger- oder Targetfolie (mg/cm^2)
$A(>0)$	= Aktivität der Spaltprodukte, die das Target aus einer Oberfläche verlassen (I/min) (DÜT - Methode)
$A(>D)$	= Aktivität der Spaltprodukte, die in den Fängern hinter einer Foliengrenze D abgebremst wurden (I/min) (DÜT - Methode)
A_V	= Gesamte Aktivität der Spaltprodukte in Vorwärtsrichtung (I/min)
A_R	= Gesamte Aktivität der Spaltprodukte in Rückwärtsrichtung (I/min)
$\frac{b}{a}$	= Anisotropieparameter
V_S	= Geschwindigkeitskomponente des Spaltkerns in Strahlrichtung (Schwerpunktsystem)
V_a	= Geschwindigkeit des Spaltfragmentes (Schwerpunktsystem)
η	= $\frac{V_S}{V_a}$
A_F	= Aktivität der Spaltprodukte im Fänger (I/min)
A_T	= Aktivität der Spaltprodukte im Target (I/min)
A'_F	= Spaltproduktaktivität aus den beiden Oberflächen der Targetfolie (I/min)
a	= Länge der Targetfolie (mm)
b	= Breite der Targetfolie (mm)
$w(\odot)(90^\circ)$	= Wahrscheinlichkeit der Emission von Spaltfragmenten in 90° zur Strahlrichtung
$w(\odot)(180^\circ)$	= Wahrscheinlichkeit der Emission von Spaltfragmenten in in oder gegen Strahlrichtung
E_D	= Energie der Deuteronen (MeV)
m_D	= Nukleonenzahl des Deuterons
m_a	= Nukleonenzahl des primären Spaltfragments
m_b	= Nukleonenzahl des primären Komplementärfragments
A_S	= Nukleonenzahl des Spaltkernes
E_K^T	= Totale kinetische Energie, Summe der kinetischen Energien der beiden primären Spaltfragmente a und b aus einem Spaltprozeß (MeV)

- \bar{E}_S^* = Mittlere Anregungsenergie des mittleren Spaltkernes (MeV)
 \bar{Z}_S = Mittlere Ladungszahl des mittleren Spaltkernes
 \bar{A}_S = Mittlere Nukleonenzahl des mittleren Spaltkernes
 ν_F = Anzahl der verdampften Neutronen von einem Primärfragment
 \bar{Z}_p = Mittlere wahrscheinlichste Ladungszahl der untersuchten isobaren Reihe
 σ_i = Wirkungsquerschnitt für die Reaktion des Typs i (mb)
 i_{q_f} = Wahrscheinlichkeit, daß nach der Reaktion des Typs i Spaltung eintritt
 $i_{q_{xn}}$ = Wahrscheinlichkeit, daß nach der Reaktion des Typs i x Neutronen verdampft werden
 i_{q_γ} = Wahrscheinlichkeit, daß nach der Reaktion des Typs i γ -Emission eintritt
 $\sigma_{(d,f)}$ = Spaltquerschnitt für Pu-239 (mb)
 $\sigma_{(d,xn)}$ = Spallationsquerschnitt für Pu-239 (mb)
 $\sigma_{(d,p)}$ = Wirkungsquerschnitt für die Reaktion Pu-239 (d,p) Pu-240 (ohne nachfolgende Spaltung oder Neutronenverdampfung) (mb)
 σ_{tot} = Totaler Reaktionsquerschnitt (mb)
 $P(E)$ = Energieverteilung der Protonen aus der (d,p) Strippingreaktion
 q_D = Bindungsenergie zwischen Proton und Neutron im Deuteron (MeV)
 E_p = Energie der Protonen aus der Strippingreaktion (MeV)
 BE_N = Bindungsenergie des Neutrons (MeV)
 BE_D = Bindungsenergie des Deuterons (MeV)
 Γ_n = Wahrscheinlichkeit für Neutronenverdampfung
 Γ_f = Wahrscheinlichkeit für Spaltung
 N = Niveaudichteparameter
 T = Kerntemperatur (MeV)
 $P(E^*)_{sym}$ = Wahrscheinlichkeit für symmetrische Spaltung bei der Anregungsenergie E^*
 ν_Z = Anzahl der Neutronen, die von einem Zwischenkern verdampft werden
 ν_P = Prompte Neutronen, die bei der thermischen Spaltung von einem Primärfragment verdampft werden
 E_F^* = Anregungsenergie des Primärfragmentes (MeV)
 ν_E = Anzahl der Neutronen, die zusätzlich zu ν_P von einem hochangeregten Primärfragment verdampft werden

- m_a^f = Nukleonenzahl des Sekundärfragmentes
- m_b^f = Nukleonenzahl des Komplementärfragmentes zu m_a^f abzüglich der Gesamtzahl der Spaltneutronen
- V_i = Geschwindigkeit des Sekundärfragmentes (cm sec^{-1})
- V_o = Geschwindigkeit des Elektrons auf der 1. Bohr'schen Bahn des H-Atoms (cm sec^{-1})
- e = Elementarladung ($e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$)
- Z = Ladungszahl des Fängermaterials
- A = Massenzahl des Fängermaterials
- $E_K^f(a)$ = Kinetische Energie des Sekundärfragmentes a (MeV)
- Δ_m = Massenverschiebung des Minimums der E_K^f -Verteilungen

8. Literatur

- (01) Halpern, I., Ann. Rev. Nucl. Sci. 9, 245 (1959)
- (02) Hyde, E.K., The Nuclear Properties of the Heavy Elements III, Prentice-Hall, New Jersey (1964)
- (03) Gindler, J.E., und Huizenga, J.R., Nuclear Fission, Academic Press (in Vorbereitung)
- (04) Alexander, J.M., Gazdik, M.F. und Wasif, S., Phys. Rev. 129, 2659 (1963)
- (05) Whetstone, S.L., Phys. Rev. 133, B 613 (1964)
- (06) Burnett, D.S., UCRL 11006 (1963)
- (07) Joliot, F., Compt. rend. 218, 488 (1944)
- (08) Douthett, E.M. und Templeton, D.H., Phys. Rev. 94, 128 (1954)
- (09) Panontin, J.A. und Sugarman, N., J. Inorg. Nucl. Chem. 25, 1321 (1963)
- (10) Hollstein, M., KFK 306, S.23 (1965)
Hollstein, M. und Münzel, H., Radiochimica Acta (im Druck)
- (11) Sugarman, N. Campos, M. und Wielgoz, K. Phys. Rev. 101, 388 (1956)
- (12) Porile, N. und Sugarman, N. Phys. Rev. 107, 1410 (1957)
- (13) Niday, J.B., Phys. Rev. 121, 1471 (1961)
- (14) Bate, G.L., Chaudhry, R. und Huizenga, J.R., Phys. Rev. 131, 722 (1963)
- (15) Milton, J.C.D. und Fraser, J.S., Can. J. Phys. 40, 1626 (1962)
- (16) Alexander, J.M. und Gazdik, M.F., Phys. Rev. 120, 874 (1960)
- (17) Neuzil, E.F., J. Inorg. Nucl. Chem. 27, 3 (1965)
- (18) Williamson, C. und Boujot, J.P., CEA 2819 (1962)
- (19) Sugarman, N., Münzel, H., Panontin, J.A., Wielgoz, K., Ramaniah, M.V., Lange, G. und Lopez-Menchero, E., EFINS-65-64, 20 (1965)
Phys. Rev. (im Druck)
- (20) Münzel, H. und Ishimori, T., Veröffentlichung in Vorbereitung
- (21) Mukherji, S. und Yaffe, L., Can. J. Chem. 43, 232 (1965)
- (22) Ashenbrenner, F.A., Phys. Rev. 98, 657 (1955)
- (23) Udo, F., Tjin, H.R.E. und Koerts, L.A., Nucl. Phys. 63, 657 (1965)
- (24) Serber, R., Phys. Rev. 72, 1008 (1947)
- (25) Sugihara, T., Drevinsky, P.J. und Troianello, E.J., Phys. Rev. 108, 1264 (1957)
- (26) Dostrovsky, I., Rabinowitz, P. und Bivins, R., Phys. Rev. 111, 1659 (1958)
- (27) Gibson, W.M., UCRL 3493 (1956)
- (28) Slater, L.M., UCRL 2441 (1954)

- (29) Stevenson, P.C., Hicks, H.G., Nervik, W.E. und Nethaway, D.R.
Phys. Rev. 111, 887 (1958)
- (30) Vandenbosch, R. und Huizenga, J.R., Proc. UN Conf. At. Energy 15,
293 (1958) P/688
- (31) Seeger, P.A., Nucl. Phys. 25, 1 (1961)
- (32) Foreman, B.M., UCRL 8223 (1958)
- (33) Milton, J.C.D., KR-64, Sect. II, 12 (1963)
- (34) Rudstam, G. und Pappas, A.C., Nucl. Phys. 22, 468 (1961)
- (35) Coryell, C.D., Kaplan, M. und Fink, R.D., Can. J. Chem. 39, 646 (1961)
- (36) Fiedler, J. und Herrmann, G., Z. Naturf. 18a, 553 (1963)
- (37) Apalin, V.F., Gritsyuk, Y.N., Kutikov, I.E., Lebedev, V.I. und
Mikaelyan, L.A., Symp. Phys. Chem. Fiss. SM-60/92, 13 (1965)
- (38) Vandenbosch, R., Thomas, T.D., Vandenbosch, S.E., Glass, R.A. und
Seaborg, G.T., Phys. Rev. 111, 1358 (1958)
- (39) Bohr, N., Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Nat.-fys. Medd. 18, Nr. 8, (1948)
- (40) Thomas, T.D., Gibson, W.M. und Safford, G.J., Symp. Phys. Chem.
Fiss. SM-60/36 (1965)
- (41) Britt, H.C. und Whetstone, S.L., Phys. Rev. 133, B 603 (1964)
- (42) Britt, H.C., Wegner, H.E. und Gursky, J.C., Phys. Rev. 129, 2239 (1963)
- (43) Unik, J.P. und Huizenga, J.R., Phys. Rev. 134, B 91 (1964)
- (44) Vandenbosch, R., Nucl. Phys. 46, 129 (1963)
- (45) Münzel, H., Nukleonik 3, 58 (1961)
- (46) Bjørnholm, S., Dam, Ph., Nordby, H. und Roy Poulsen, N.O.,
Nucl. Instr. Meth. 5, 196 (1959)
- (47) Tegart, W.J.McG., Electrolytic and Chemical Polishing of Metals,
Pergamon Press, London (1956) S. 52
- (48) Billiter, J., Galvanotechnik, Springer, Wien (1957) S. 212
- (49) Nuclear Science Series NAS-NS
- (50) A. v. Baeckmann, H. Schroeder, H.H. Stamm und H. Wertenbach, KFK-387