

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

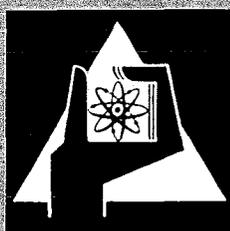
August 1971

KFK 1447

Institut für Radiochemie

**Untersuchungen über die Systematik von Anregungsfunktionen
und die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten
für Deuteronenreaktionen an As-75**

H. F. Röhm



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Kernforschungszentrum Karlsruhe

August 1971

KFK 1447

Institut für Radiochemie

Untersuchungen über die Systematik von Anregungs-
funktionen und die Bestimmung von Wirkungsquer-
schnitten für Deuteronenreaktionen an As-75

von
Hermann F. Röhm

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H., Karlsruhe

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird ein Verfahren zur Abschätzung unbekannter Anregungsfunktionen für (p,xn)-, (d,xn)- und (α ,xn)-Reaktionen beschrieben. Dieses Verfahren basiert auf der Abhängigkeit der maximalen Wirkungsquerschnitte (σ_{\max}) von einem Parameter, mit dem einige Eigenschaften der Targetkerne erfaßt werden können. Aufgrund der relativ kleinen Abweichungen zwischen experimentellen Daten und den nach der Systematik zu erwartenden Werten kann man annehmen, daß die maximalen Wirkungsquerschnitte für unbekannte Anregungsfunktionen mit guter Genauigkeit abgeschätzt werden können.

Die Anregungsfunktionen für die folgenden Deuteronenreaktionen an As-75 wurden im Energiebereich von 0 - 52 MeV gemessen: (d,2n), (d,4n), (d,5n), (d,p), (d,p2n), (d,p3n) und (d,2p). Die experimentellen Ergebnisse wurden mit den unter Verwendung des statistischen Modells berechneten Werten verglichen. Weiterhin konnte die Systematik für (d,4n)- und (d,5n)-Reaktionen erweitert werden.

ABSTRACT

A systematic treatment, enabling the estimation of unknown excitation functions of the type (p,xn), (d,xn) and (α ,xn) has been made. A parameter was derived to describe the variation of the maximum cross-section values (σ_{\max}) for these reactions in terms of various nuclear properties. The small scatter of experimental data for σ_{\max} from the smooth curves, which approximated their systematic dependencies for the different reactions, showed that σ_{\max} for unknown excitation functions may be predicted with relatively high accuracy.

The following excitation functions for deuteron reactions with As-75 were measured in the energy range from 0 - 52 MeV: (d,2n), (d,4n), (d,5n), (d,p), (d,p2n), (d,p3n) and (d,2p). The experimental results were compared to calculations based on the statistical model. Furthermore, it was possible to extend the systematics in the case of the (d,4n) and (d,5n) reactions.

Part 1: Introduction

The first part of the document discusses the importance of understanding the context of the data being analyzed. It emphasizes that without a clear understanding of the underlying processes and the nature of the data, any statistical analysis would be meaningless. The text highlights the need for a thorough review of the data collection methods and the potential sources of bias or error. It also discusses the importance of identifying the key variables and their relationships, as well as the need to consider the limitations of the data and the analysis. The text concludes by stating that a clear understanding of the context is essential for the successful interpretation of the results.

Part 2: Data Analysis

The second part of the document describes the various statistical methods used to analyze the data. It begins with a discussion of descriptive statistics, including measures of central tendency and dispersion. The text then moves on to inferential statistics, which are used to make inferences about the population based on the sample data. This includes a discussion of hypothesis testing, confidence intervals, and regression analysis. The text also discusses the use of graphical methods to visualize the data and the results of the analysis. The text concludes by stating that the results of the analysis indicate a significant relationship between the variables, and that the findings are consistent with the theoretical expectations.

INHALTSVERZEICHNIS

EINLEITUNG	1
I EXPERIMENTELLER TEIL	
1.1 Targetherstellung	3
1.2 Folienstapel- und Bestrahlungsanordnung	4
1.3 Meßanordnung	6
1.4 Berechnung der Energieabnahme im Folienstapel	7
1.5 Bestimmung des Strahlstromes	8
1.6 Absolute Bestimmung der Aktivitäten	9
II ERGEBNISSE	
2.1 Berechnung der Wirkungsquerschnitte	11
2.2 Die gemessenen Anregungsfunktionen	11
III DISKUSSION	
3.1 Die zu Se-Isotopen führenden (d,xn)-Reaktionen	17
3.2 Die zu As-Isotopen führenden (d,pxn)-Reaktionen	21
3.3 Vergleich mit der Theorie	22
IV SYSTEMATIK VON ANREGUNGSFUNKTIONEN	
4.1 Einleitung	28
4.2 Der Einfluß des Neutronenüberschusses auf σ_{\max} von (-,xn)-Reaktionen: ($1 < x \leq 3$)	29
4.3 Ableitung eines geeigneten Parameters zur Erfassung der Änderung von σ_{\max}	35
4.4 Abhängigkeiten der maximalen Wirkungsquerschnitte für (α ,xn)-Anregungsfunktionen von X_{CN}	
4.4.1 Auswertung der experimentellen Daten	38
4.4.2 Vergleich mit der Theorie	45
4.5 Abhängigkeiten der maximalen Wirkungsquerschnitte für (d,xn)- und (p,xn)-Anregungsfunktionen von X_{CN} ..	48
4.6 Diskussion	57
V ZUSAMMENFASSUNG	63
VI LITERATURVERZEICHNIS	65
VII ANHANG 1	68
VIII ANHANG 2	75

EINLEITUNG

Die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen in Abhängigkeit von der Projektilenergie, d.h. der sogenannten Anregungsfunktionen, ist z.B. in der Aktivierungsanalyse oder bei der Herstellung von Radionukliden von erheblicher Bedeutung. Es wurde deshalb in den letzten Jahrzehnten eine Reihe von Anregungsfunktionen experimentell ermittelt. Eine kürzlich publizierte Zusammenstellung zeigt jedoch, daß von der großen Zahl der möglichen Projektil-Target-Kombinationen nur ein verhältnismäßig kleiner Teil tatsächlich untersucht wurde. So sind z.B. bis 1966 nur etwa 200 Anregungsfunktionen für Reaktionen mit leichten Projektilen wie Protonen, Deuteronen und α -Teilchen im Bereich der Projektilenergien von einigen MeV bis 100 MeV veröffentlicht worden (1).

Um die Zahl der experimentellen Anregungsfunktionen wesentlich zu erhöhen, wäre ein großer Arbeitsaufwand nötig. Daher erschien es sinnvoll, zu untersuchen, ob die fehlenden Daten durch Inter- bzw. Extrapolation mit ausreichender Genauigkeit erhalten werden können. Dazu ist jedoch die Kenntnis der Abhängigkeit der Form und der Höhe der Anregungsfunktionen von den Eigenschaften der Targetnuklide notwendig. Eine solche Systematik der Anregungsfunktionen wurde von Lange und Münzel (1), im weiteren Text als LM bezeichnet, durch einen phänomenologischen Vergleich der experimentellen Daten entwickelt. Allgemein steigt eine Anregungsfunktion von der Reaktionsschwelle mit zunehmender Projektilenergie an, durchläuft dann ein Maximum und fällt schließlich wieder ab. LM charakterisierten die Form der Kurven mit Hilfe der drei folgenden Größen: des maximalen Wirkungsquerschnitts, der Lage des Maximums und der Halbwertsbreite der Anregungsfunktion. Die Abhängigkeit dieser Größen von der Ordnungszahl des Targetkerns wurde ermittelt und zur Abschätzung unbekannter Anregungsfunktionen verwendet. Dabei zeigte sich, daß die Genauigkeit des Abschätzverfahrens unter anderem durch den Mangel an experimentellen Daten erheblich beeinträchtigt wird. Dies trifft im besonderen auf Deuteronenreaktionen zu. Deshalb wurden im ersten Teil dieser Arbeit Anregungsfunktionen für Deuteronenreaktionen mit As-75 untersucht.

LM geben an, daß mit ihrem Abschätzverfahren eine Genauigkeit von etwa einem Faktor 2 erreicht werden kann. Dagegen liegen die für die experimentellen Werte angegebenen Standardabweichungen im allgemeinen zwischen 10 und 25 %. Im zweiten Teil der Arbeit wurde deshalb untersucht, ob an Hand der publizierten Daten die Systematik von LM für die maximalen Wirkungsquerschnitte noch verbessert werden kann. Dabei wurde von folgenden Fragen ausgegangen:

1. Kann die phänomenologische Behandlung durch die Einführung zusätzlicher Variablen verbessert werden?
2. Können auf Grund einer verbesserten Systematik Informationen über den Anteil von Direktreaktionen gewonnen werden?
3. Kann die Systematik einen Hinweis dafür liefern, welche Anregungsfunktionen experimentell bestimmt werden sollten, um mit möglichst geringem Aufwand eine Erweiterung auf andere Reaktionsarten zu erreichen?

I. EXPERIMENTELLER TEIL

Zur Bestimmung der Anregungsfunktionen für Deuteronenreaktionen mit As-75 im Energiebereich von 0 bis 52 MeV wurde die Folienstapelmethode (stacked-foil-technique) verwendet. Die Aktivitäten der erzeugten Radionuklide wurden durch γ -Spektroskopie unter Verwendung von Halbleiterdetektoren ermittelt.

1.1 Targetherstellung

Arsen ist ein sehr sprödes, kristallines Halbmetall. Wegen dieser Eigenschaften können Arsenfolien nicht durch Walzen hergestellt werden. Versuche, Arsen im Vakuum auf Aluminiumfolie aufzudampfen, lieferten nur bis zu Flächengewichten von 2 bis 3 mg As pro cm^2 gut haftende Schichten. Schichten größerer Dicke waren mechanisch empfindlich. Sie lösten sich schon beim Aufdampfen oder bei der weiteren Handhabung leicht von der Unterlage ab. Dagegen können Arsentargets beliebiger Dicke durch Abscheidung von Arsenpulver aus Suspensionen hergestellt werden. Der einzige Nachteil, der für solche Pulvertargets zu erwarten war, lag in der Begrenzung des Strahlstromes durch das organische Bindemittel und das als Unterlage benutzte Filtrierpapier. Die obere Grenze für die Targetdicke wurde so gewählt, daß der Energieverlust der Deuteronen in Arsen nicht zu groß war. Ein Wert von 2,5 MeV Energieabnahme bei einer Projektilenergie von 10 MeV wurde für zulässig gehalten. Das entspricht einer Targetdicke von etwa 60 mg/cm^2 .

Methode

Für die Herstellung der Targets wurde eine Hahnsche Nutsche mit einem Oberteil von 1,84 cm Innendurchmesser verwendet. Die Filtriereinrichtung war auf einer justierbaren Unterlage befestigt. Mit einer Wasserwaage konnte die gesamte Vorrichtung so eingestellt werden, daß die Glasfrittenfläche der Hahnschen Nutsche sich genau in der Waagerechten befand. Dadurch wurde eine gleichmäßige Abscheidung des suspendierten Arsens erreicht.

Zuerst wurde Arsen (99,9995 %) zu einem feinen Pulver gemahlen. Eine bestimmte Menge dieses Pulvers wurde durch Schütteln in Äthanol suspendiert und sodann quantitativ in den Aufsatz der Hahnschen Nutsche überführt. Zur Vermeidung von Turbulenzen beim vorsichtigen Eingießen der Suspension war der Aufsatz vorher etwa zur Hälfte mit Äthanol gefüllt worden. Das Arsenpulver wurde durch Absaugen auf einem Filterpapierblättchen abgeschieden, das über die Glasfritte gelegt worden war. Durch die abgeschiedene Pulverschicht wurde zum Schluß zunächst tropfenweise etwas Zaponlack-Lösung und darauf Luft bis beinahe zur Trockene gesaugt. Das auf diese Weise fixierte Arsenpulver haftete fest auf der Filtrierpapierunterlage. Um Beschädigungen beim Zusammenstellen der Targetanordnung für die Bestrahlung zu vermeiden, wurden die Filtrierpapierunterlagen auf Aluminiumrahmen geklebt, welche die gleiche Dicke wie die Arsenschichten besaßen. Die offene Seite des Rahmens wurde mit dünner Mylarfolie abgedeckt. Durch den vollständigen Einschluß des Arsens sollte verhindert werden, daß Targetsubstanz an die angrenzenden Aluminium-Absorber des Folienstapels gelangte.

Die Flächengewichte der Arsenschichten wurden aus den Durchmessern der Nutschenaufsätze und den Arsenpulvergewichten berechnet.

Als Blindprobe wurde ein Folienstapel aus Al-Folien und Filtrierpapierblättchen, die mit Zaponlack behandelt waren, mit Deuteronen maximaler Energie bestrahlt. In den γ -Spektren des bestrahlten Filtrierpapiers konnten keine störenden Aktivitäten nachgewiesen werden.

1.2 Folienstapel- und Bestrahlungsanordnung

Die Folienstapel bestanden aus Arsentargets, die durch Aluminiumabsorber zur Energiereduktion von einander getrennt waren. Die Bestrahlung erfolgte im Außenstrahl des Karlsruher Isochronzyklotrons mit Deuteronen von $52,0 \text{ MeV} \pm 0,5 \%$. Die Energieabnahme zwischen zwei benachbarten Arsentargets im Folienstapel betrug etwa 3 MeV. In 10 MeV-Energieintervallen waren Monitorfolien aus 99,999 %igem Aluminium ($5,4 \text{ mg/cm}^2$) zwischen

den Aluminiumabsorbern angeordnet. Die Monitorfolien sollten eine zusätzliche, unabhängige Bestimmung des gemessenen integrierten Strahlstromes ermöglichen und außerdem eine Kontrolle der berechneten Energieabnahme der Deuteronen im Folienstapel liefern.

Der Strahlstrom wurde außerdem direkt mit einem Elcon-Stromintegrator gemessen.

Die Halbwertszeiten der langlebigen Nuklide, die durch (d,xn)- und (d,pxn)-Reaktionen mit As-75 entstehen können, liegen im Bereich von 8 bis 120 Tagen (s. Abb. 1).

34	Se 78,96 nat. 12,2	Se 70 ~44 m β^- 0,43	Se 71 4,5 m β^- 3,4... γ 0,15...	Se 72 8,5 d β^- kein β^- γ 0,046	Se 73 42 m 7,1 h β^- 1,8 β^- 1,3; 1,7 γ 0,08 γ 0,36; 1,08 0,67	Se 75 120 d β^- 0,26; 0,14; 0,28; 0,12...	17,5 s t=0,16	
33	As 74,9216 nat. 4,5	As 69 15 m β^- 2,9 γ 0,23	As 70 52 m β^- 2,1; 2,9... γ 1,04; 0,67; 0,75; 1,12; 1,21	As 71 64 h β^- 0,8... γ 0,17...	As 72 26 h β^- 2,5; 3,3... γ 0,83; 0,63...	As 73 76 d 8 s t=0,28	As 74 177 d β^- 2,4 γ 0,19; 0,60; 1,22...	As 76 26,4 h β^- 3,0 γ 0,56; 0,66; 1,22...
32	Ge 72,59 nat. 2,45	Ge 68 275 d β^- kein β^- kein γ	Ge 69 39 h β^- 1,2 γ 1,11; 0,57; 0,67...	Ge 71 11 d β^- kein γ			Ge 75 48 s 83 m t=0,14 β^- 1,2... e γ 0,26; 0,20...	
31	Ga 69,72 nat. 2,80	Ga 67 78 h β^- kein β^- γ 0,59; 0,18; 0,30...	Ga 68 68,3 m β^- 1,9 γ 1,08; 0,50...	Ga 70 21,1 m β^- 1,7...	Ga 72 14,1 h β^- 0,7; 3,2... γ 0,83; 2,20; 0,63...	Ga 73 4,8 h β^- 1,2 γ 0,30; 0,33... e	Ga 74 7,9 m β^- 2,4; 4,3... γ 0,60; 2,35...	
30	Zn 65,37 nat. 1,10			Zn 69 13,9 h 55 m t=0,44 β^- 0,9 kein γ	Zn 71 3,9 h 2,4 m β^- 1,5... β^- 2,4... γ 0,39; 0,51; γ 0,15; 0,19... 0,49; 0,62	Zn 72 46,5 h β^- 0,3 γ 0,15; 0,19... e		
29	Cu 63,54 nat. 3,8	Cu 66 5,1 m β^- 2,6... γ 1,04... β^- 1,30	Cu 67 61,9 h β^- 0,4; 0,6... γ 0,16; 0,09...	Cu 68 30 s β^- 3,2... β^- 1,08; 1,26; 0,80...	Cu 69 3,0 m β^- 2,5... β^- 1,01; 0,83; 0,53...			

Abb. 1 Ausschnitt aus der Nuklidkarte für den interessierenden Bereich (2).

Eine Bestrahlung von 8 Stunden Dauer und ungefähr 2000 μC Gesamtladung ermöglichte die Bestimmung der (d,2n)-, (d,5n)-, (d,p2n)- und (d,p3n)-Anregungsfunktionen. Bei dieser Bestrahlung wurde vor der Aktivitätsmessung eine Abklingzeit von einigen Tagen eingeschoben. Zur Bestimmung der Anregungsfunktionen der (d,p)-, (d,2p)- und für die beiden isomeren Zustände der (d,4n)-Reaktionen wurden kürzere Bestrahlungszeiten von etwa 10 Minuten und Gesamtladungen von 40 μC benutzt.

1.3 Meßanordnung

Die erzeugten Aktivitäten wurden mit zwei verschiedenen Detektoren gemessen, einem Ge(Li)-Detektor (ca. 30 cm³) und einem Si(Li)-Detektor (3 mm Dicke) (3). Beide waren mit spannungsempfindlichen Vorverstärkern mit gekühlten FET-Eingangsstufen verbunden. An die zwischengeschaltete Elektronik zur Impulsformung war ein kommerzieller 4096-Kanal Impulshöhenanalysator angeschlossen. Veränderungen in der Verstärkung wurden durch einen Digitalstabilisator und einen Präzisionspulsgenerator kompensiert.

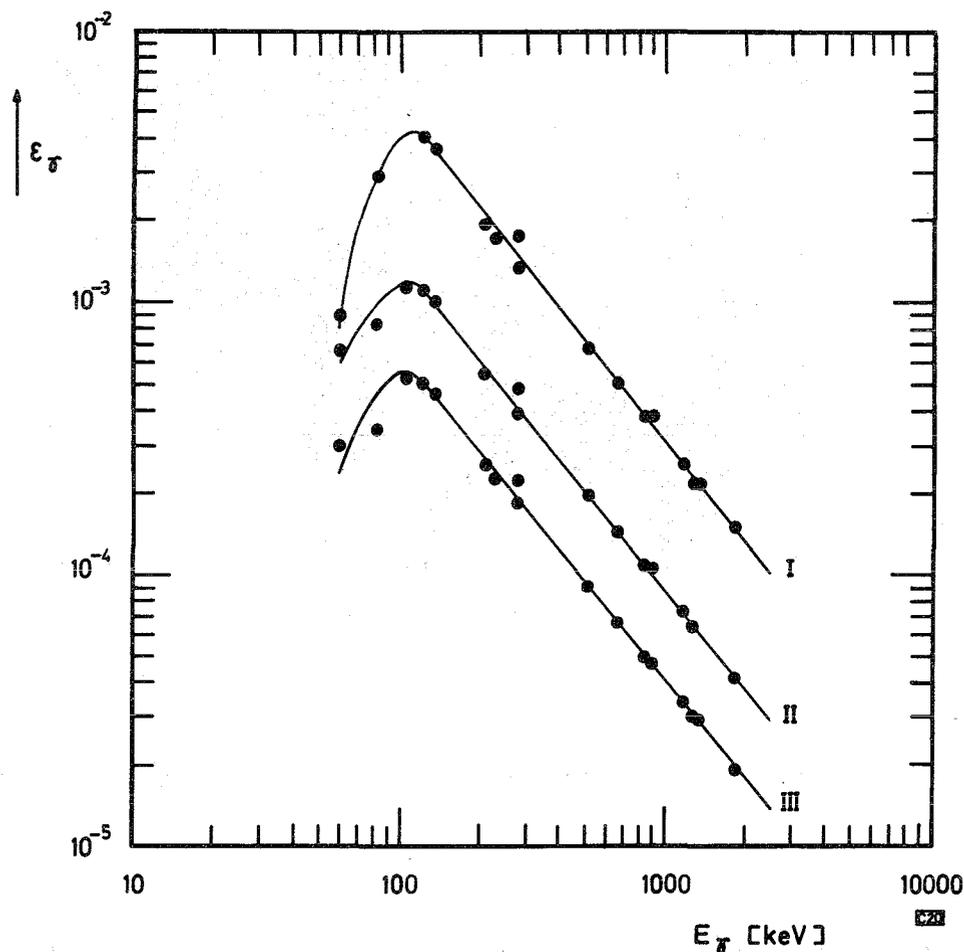


Abb. 2 Photopeak-Wirkungsgrad ϵ_γ als Funktion der γ -Energie E_γ für verschiedene Abstände zwischen Präparat und Detektor.

Kurve I : Abstand 10 cm, Kurve II: Abstand 20 cm,
Kurve III: Abstand 30 cm.

Die Gesamtauflösung der Meßanordnung mit dem Ge(Li)-Detektor betrug 2,9 keV bei einer Energie von 1,33 MeV. Für den Si(Li)-Detektor betrug die Auflösung bei der Energie von 50 keV insgesamt 0,6 keV.

Für beide Detektoren waren die absoluten Wirkungsgrade mit geeigneten Präparaten der IAEA (Co-60, Co-57, Na-22, Mn-54, Hg-203, Cs-137 und Y-88) bestimmt worden. Die Standardabweichungen der Eichpräparate waren mit 1 % angegeben. In Abb. 2 sind Kurven dargestellt, welche die absoluten Photopeak-Wirkungsgrade für drei Abstände (10 cm, 20 cm und 30 cm) in Abhängigkeit von der Photonenenergie wiedergeben. Man erkennt, daß bei doppeltlogarithmischer Darstellung im Energiebereich von etwa 110 keV bis 1,8 MeV eine lineare Abhängigkeit besteht. Abgesehen von den Hg-203-Werten (0,28 MeV) wurden für die relativen Standardabweichungen 4 % für 10 cm Abstand und je 1,7 % für die beiden anderen Abstände berechnet. Die Standardabweichung für den absoluten Wirkungsgrad des Si(Li)-Detektors betrug 6 %.

1.4 Berechnung der Energieabnahme im Folienstapel

Die mittlere Deuteronenenergie für jedes Arsentarget im Folienstapel wurde mit Hilfe der Reichweite-Energie-Tabelle von Williamson et al. (4) berechnet. Eine Prüfung dieser Werte wurde mit Hilfe der in den Al-Monitorfolien erzeugten Na-24-Aktivitäten und der Anregungsfunktion (5)(6) für die Reaktion $\text{Al-27}(d, \alpha p)\text{Na-24}$ durchgeführt.

Die Aktivität eines Nuklides bei Bestrahlungsende ist gegeben durch die Gleichung:

$$A_0(\bar{E}) = \left[N \cdot I \cdot (1 - e^{-\lambda\phi}) \right] \cdot \sigma(\bar{E}) \quad (1)$$

In der Gleichung bedeuten:

$A_0(\bar{E})$ = Aktivität bei Bestrahlungsende und bei der Projektilenergie \bar{E} in der Mitte der Folie (Zerf. s^{-1})

N = Zahl der dem Strahl dargebotenen Targetatome pro cm^2

I = Projektilstrom (Teilchen $\cdot s^{-1}$)

λ = Zerfallskonstante des erzeugten Radionuklids (s^{-1})

ϕ = Bestrahlungsdauer (s)

$\sigma(\bar{E})$ = Wirkungsquerschnitt bei der Energie \bar{E} (cm^2)

$(1 - e^{-\lambda\phi})$ stellt den Sättigungsfaktor dar, der die Bildungsrate in Abhängigkeit von der Zerfallskonstante und der Bestrahlungsdauer angibt.

Für eine Bestrahlung hat der in eckigen Klammern stehende Ausdruck einen festen Wert. Gl. 1 kann deshalb vereinfacht werden:

$$A_0(\bar{E}) = \text{konst} \cdot \sigma(\bar{E}) \quad (2)$$

Somit ist bei einer bestimmten Deuteronenenergie die in der Monitorfolie erzeugte Aktivität dem Wirkungsquerschnitt direkt proportional. Die Proportionalitätskonstante wurde mit Hilfe der Monitorfolie, die im Folienstapel mit den energiereichsten Deuteronen bestrahlt wurde (51,1 MeV), aus dem Verhältnis der Na-24-Aktivität zu dem bekannten Wirkungsquerschnitt für die betreffende Energie berechnet. Unter Benutzung dieser Konstante und der gemessenen Na-24-Aktivitäten wurden die Wirkungsquerschnitte für die anderen Monitorfolien berechnet. Andererseits wurden die für die verschiedenen Monitorfolien erwarteten Wirkungsquerschnitte aus den für die Al-Folien berechneten mittleren Deuteronenenergien und der bekannten Anregungsfunktion ermittelt. Die Unterschiede zwischen den auf beiden Wegen erhaltenen Wirkungsquerschnitten betragen bis zu 3 %. Dieses Verfahren wurde für die Prüfung der Energieabnahme in den Folienstapeln bei allen Bestrahlungen angewandt.

1.5 Bestimmung des Strahlstromes

Bei jeder Bestrahlung wurde die gesamte aufgenommene Ladung

a) direkt mit einem Stromintegrator, der mit einem Faraday-Käfig verbunden war und

b) indirekt aus der Na-24-Aktivität der Monitorfolien

ermittelt. Der Aktivitätsabfall des mit einer Halbwertszeit von 15,05 Stunden (7) zerfallenden Na-24 wurde verfolgt. Zur Berechnung der Zerfallsrate wurde die 1,369 MeV γ -Strahlung (8) verwendet. Da $A_0(\bar{E})$, N , $\sigma(\bar{E})$ und der Sättigungsfaktor $(1 - e^{-\lambda\phi})$ bekannt waren, konnte I nach Gl. 1 berechnet werden.

Die über die Monitorfolien berechneten Werte für I waren um etwa 33 % größer als die mit dem Stromintegrator gemessenen. Dieser Unterschied ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß die Arsentargets als Isolatoren wirkten und dadurch den Abfluß der Ladung behinderten. Daher erschienen die aus den Na-24-Messungen der Monitorfolien erhaltenen Werte zuverlässiger. Sie wurden deshalb für die Berechnungen der Anregungsfunktionen verwendet.

1.6 Absolute Bestimmung der Aktivitäten

Die Peakintensitäten in den γ -Spektren wurden mit Hilfe eines Computerprogramms zur Analyse von γ -Spektren (9) berechnet. Aus der Abnahme der Peakintensitäten der zu verschiedenen Zeiten gemessenen Spektren wurden die Halbwertszeiten der Peaks und damit ihre "Reinheit" bestimmt. Für Nuklide mit Halbwertszeiten von mehr als 8 Tagen wurde der Aktivitätsabfall über einen Zeitraum von ungefähr 80 Tagen und für Nuklide mit kleinerer Lebensdauer mindestens 10 Halbwertszeiten lang verfolgt.

Nach der Methode der kleinsten Quadrate (10) wurden aus den experimentellen Werten die Abfallkurven berechnet, wobei die verwendeten Halbwertszeiten aus der Literatur stammten. Durch Extrapolation wurden daraus die Aktivitäten bei Bestrahlungsende ermittelt.

Die zur Berechnung der absoluten Aktivitäten $A_0(\bar{E})$ verwendeten Zerfallsdaten sind in Tab. 1 zusammengestellt worden.

Soweit möglich, wurden für jedes Nuklid bei jeder Bestrahlung die relativen γ -Intensitäten der intensivsten γ -Linien berechnet. Die arithmetischen Mittel und die Standardabweichungen von den Mittelwerten sind in Tab. 1 zusammengestellt worden. Zum Vergleich wurden die von anderen Autoren ermittelten relativen γ -Intensitäten mit aufgenommen. Se-72 und As-73 wurden mit dem Si(Li)-Detektor gemessen, alle anderen Nuklide mit dem Ge(Li)-Detektor.

Korrekturen für die Konversion der γ -Strahlung wurden nach (13) angebracht. Der in Gl. 1 unter Berücksichtigung von Gl. 4 eingesetzte Wert für q wurde aus den Monitormessungen berechnet (s. Abschnitt 1.5).

Tab. 1 Eigenschaften der untersuchten Nuklide, die durch Deuteronenreaktionen mit As-75 entstehen

Nuklid	Reaktion	Halbwertszeit, verwendet für die Berechnung der Abfalls- kurven	γ-Energie (MeV)	Relative γ-Intensität			Verzweigungs- anteil für 100 Zerfälle
				Diese Arbeit [†]	Nach (16)	Nach (17)	
Se-75	(d,2n)	120,4 ±0,2 d(11)	0,1211	26,3±0,3	27,70±0,50	26,5±1,00	59 (16)
			0,1359	96,2±0,5	95,00±1,80	91,8±2,0	
			0,2646	100,0	100,00	100,0	
			0,2795	42,0±0,5	42,0 ±0,80	43,7±2,0	
				Nach (12)	Nach (18)		
Se-73 ^m	(d,4n)	38,6 ±2,2 m(12)	0,0844	97,7±2,9	79±4	100±7	2,3 (12)
			0,2536	100,0	100	100	
			0,3936	67,8±2,6	69±3	82±6	
			0,4016	51,0±1,3	54±3	58±4	
			1,0778	23,5±1,4	25±2	27±2	
Se-73 ^g	(d,4n)	7,18±0,09 h(12)	0,3611	-	-	98 (12)	
Se-72	(d,5n)	8,5 d (13)	0,046	-	-	100 (13)	
				Nach (13)			
As-76	(d,p)	26,05±0,1 h(14)	0,5593	44,6 ^{††}	-	-	44,6 (13)
			0,6574	5,8±0,1	6,3 ^{††}	-	
				Nach (15)	Nach (19)		
As-74	(d,p2n)	17,74±0,05 d(15)	0,5957	100	100	100	58,6 (15)
			0,6348	25,2±0,4	25,2 ±0,9	25,6	
As-73	(d,p3n)	76 d (13)	0,0533	-	-	100 (13)	
Ge-75	(d,2p)	82,78±0,04 m(20)	0,2646	-	-	11,8 (13)	

† Die angegebenen Fehler stellen die Standardabweichungen von den Mittelwerten dar, die aus den γ-Intensitätsverhältnissen für alle Targets berechnet wurden.

†† Auf 100 Zerfälle normalisiert

II. ERGEBNISSE

2.1 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionen wurden aus den absoluten Aktivitäten nach Gl. 1 berechnet. Die Zahl der Targetatome pro cm^2 N, wird durch die folgende Gleichung auf die Targetdicke bezogen:

$$N = \frac{N_A \cdot \xi \cdot D}{A_w} \quad (3)$$

Darin bedeuten:

$N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, Avogadrosche Zahl

$\xi = 1$, Isotopenhäufigkeit des As-75

$A_w = 74,922$, Atomgewicht von Arsen

$D = \text{Targetdicke in g/cm}^2$

Die Zahl der auf den Folienstapel auftreffenden Projektile pro Sekunde I kann aus der gesamten Ladung folgendermaßen berechnet werden:

$$I = \frac{q}{\eta \cdot e \cdot \phi} \quad (4)$$

Es bedeuten:

$q = \text{integrierter Strahlstrom (C)}$

$\eta = \text{Anzahl der Elementarladungen pro Projektil (für Deuteronen } \eta=1)$

$e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, Elementarladung

$\phi = \text{Bestrahlungsdauer (s)}$

2.2 Die gemessenen Anregungsfunktionen

Die (d,2n)-Reaktion

Die Aktivitäten bei Bestrahlungsende wurden für die vier untersuchten γ -Linien von Se-75 (s.Tab. 1) für jedes Arsentarget gegen die mittlere Deuteronenenergie aufgetragen. Die daraus erhaltenen Kurven besaßen gleiche Form und zeigten damit, daß die Peaks frei von anderen Aktivitäten waren. Die Wirkungsquerschnitte wurden über die 0,2646 MeV γ -Linie bestimmt, die beim Zerfall von Se-75 auftritt. Die aus den anderen γ -Linien ermit-

telten Wirkungsquerschnitte zeigten Abweichungen von wenigen Prozenten. Möglicherweise sind diese Differenzen bei den niederenergetischen γ -Übergängen auf Unterschiede der verwendeten Konversionskoeffizienten zurückzuführen.

Die (d,4n)-Reaktion

Abb. 3 zeigt ein vereinfachtes Zerfallsschema für die Nuklide Se-73, As-73 und Ge-73.

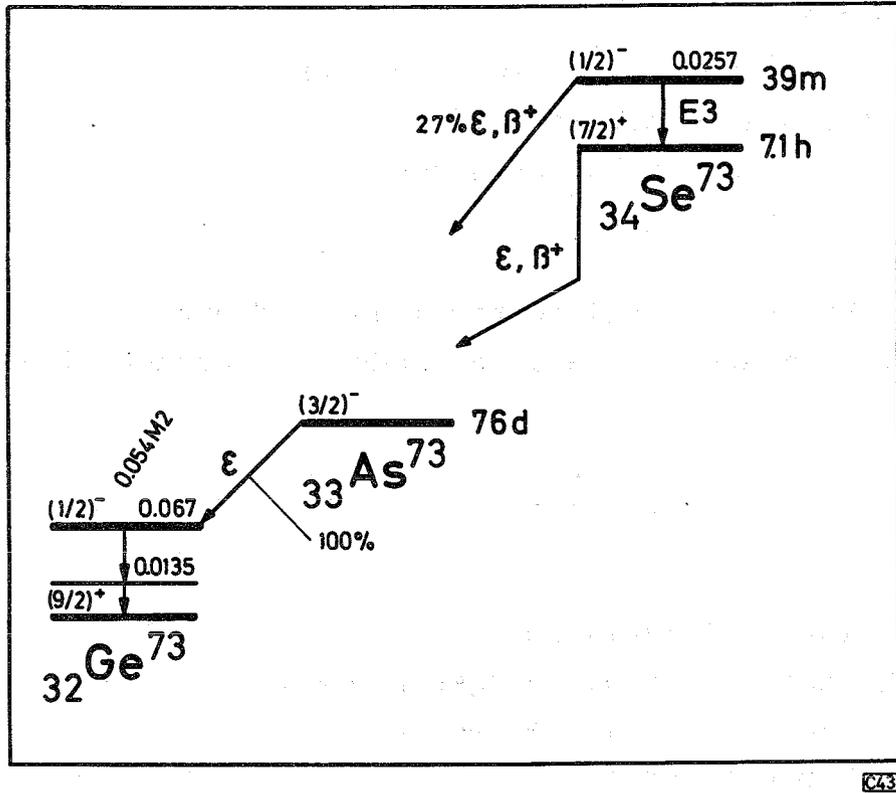


Abb. 3 Vereinfachtes Zerfallsschema für ^{73m}Se (21), ^{73g}Se , ^{73}As und ^{73}Ge

Nach Marlow et al. (12) zerfällt der metastabile Zustand ^{73m}Se zu $73\% \pm 7$ in den Grundzustand, während der restliche Anteil direkt zu verschiedenen Niveaus des ^{73}As führt. Die intensivsten γ -Linien des 39 Minuten-Isomers wurden in Tab. 1 zusammengestellt. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{75}\text{As}(d,4n)^{73m}\text{Se}$ wurde die 0,2536 MeV γ -Linie verwendet.

Das 0,428 MeV Niveau des As-73 wird nur beim Zerfall des Grundzustandes erreicht, nicht jedoch direkt vom 39 Minuten-Isomer. Deshalb sollte die Abfallskurve der 0,3611 MeV γ -Linie von diesem Niveau zunächst einen Anstieg zeigen, der von dem Übergang des metastabilen Zustandes in den Grundzustand herrührt und erst dann einen Abfall mit einer Halbwertszeit von 7,1 Stunden. Die Messungen zeigten den anfänglichen Anstieg der Aktivität nicht deutlich. Daher wurde der Anteil des Se-73^m durch Subtraktion unter Verwendung der entsprechenden Bateman-Gleichungen (22) berücksichtigt.

Die (d,5n)-Reaktion

Das durch diese Reaktion gebildete Se-72 zerfällt zu 100 % durch Elektroneneinfang zum 0,046 MeV Niveau des As-72, das direkt zum Grundzustand führt. Bei der Messung dieser niederenergetischen γ -Strahlung mit einem Ge(Li)-Detektor fiel der Photopeak

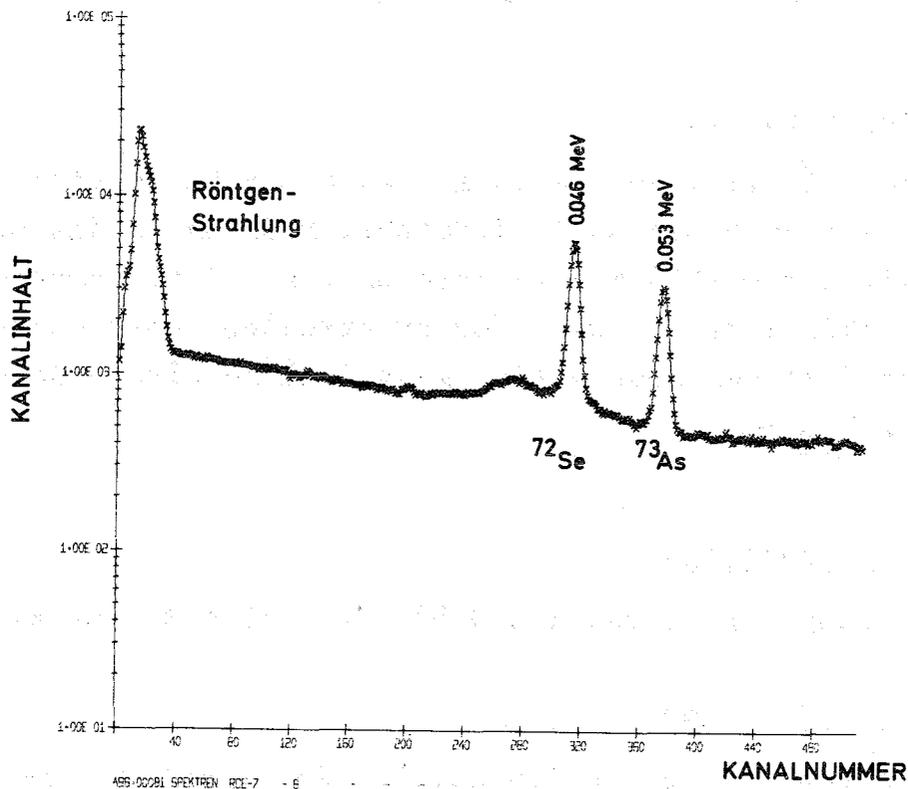


Abb. 4 Mit dem Si(Li)-Detektor gemessenes γ -Spektrum, das die 0,046 MeV und 0,0533 MeV Photolinien von Se-72 und As-73 enthält.

in den Bereich des Rauschuntergrundes. Die Peakform wurde dadurch verfälscht, was erhebliche Fehler bei der Bestimmung der Peakfläche zur Folge hatte. Die Intensität dieser γ -Linie wurde daher mit einem Si(Li)-Detektor bestimmt. Ein typisches Spektrum dieser Art ist in Abb. 4 zu sehen. Bemerkenswert ist der gut ausgeprägte Peak und die Trennung von der 0,0533 MeV γ -Linie des durch die (d,p $\bar{3}$ n)-Reaktion gebildeten As-73. Es muß jedoch beachtet werden, daß die 0,046 MeV γ -Linie zu 40 % konvertiert ist ($\alpha_{\text{total}} = 0,70$), und daß damit die Genauigkeit für die Bestimmung der absoluten Aktivitäten bzw. Wirkungsquerschnitte wesentlich von der Zuverlässigkeit des Konversionskoeffizienten abhängt.

Die (d,p)-Reaktion

Für As-76 wurden die 0,5593 MeV und die 0,6574 MeV γ -Linien gemessen. Ihre Abfallskurven zeigten die Anwesenheit nur einer einzigen Komponente. Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktion wurden nur für Projektilenergien über 16 MeV bestimmt, da für niedrigere Energien bereits experimentelle Werte (23) vorliegen.

Die (d,2p)-Reaktion

Sowohl beim Zerfall von Ge-75 als auch von Se-75 wird das 0,2646 MeV Niveau des As-75 erreicht. Dadurch erhält man für den Abfall der 0,2646 MeV γ -Linie eine aus zwei Komponenten bestehende Abfallskurve. Die sehr unterschiedlichen Halbwertszeiten ermöglichen jedoch eine gute Analyse dieser Abfallskurve für beide Nuklide.

Die (d,p $\bar{2}$ n)-Reaktion

Bei der Auswertung wurde die 0,596 MeV γ -Linie benutzt.

Die (d,p $\bar{3}$ n)-Reaktion

Für diese Reaktion wurde der Abfall der 0,0533 MeV γ -Linie mit dem Si(Li)-Detektor verfolgt. Ein Spektrum mit dieser Linie ist in Abb. 4 wiedergegeben. Der aus dem Zerfall des Se-73 herführende Aktivitätsanteil konnte wegen der langsamen Meßdatenaus-

Tab. 2 Wirkungsquerschnitte der untersuchten Reaktionen in mb

\bar{E}_d (MeV)	(d,2n)	(d,4n) ^g	(d,4n) ^m	(d,5n)	(d,p)	(d,p2n)	(d,p3n)	(d,2p)
1,0					(0) [†]			
4,0					(56)			
8,0					(231)			
10,0					(228)			
10,2	108							
12,0					(181)			
12,1	216							
14,0					(150)			
14,5	390					6		
15,0					(140)			
16,8	523					9		
18,7					105			
19,8	513					23		
20,3					100			0,8
22,1					89			1,3
23,2	407					68		
23,5					69			1,5
25,6					61			2,3
26,4	243					137		
27,4		4,4	3,7		42			2,5
28,2					45			2,2
29,7	150					196	0	
31,0					41			3,0
31,1	108	28	26		37	239	43,0	2,8
33,9					34			2,4
34,2		54	53		29			2,3
36,4	106					303	216	
39,8	75			0,7		244	279	
41,2		77	77		27			2,3
42,7	71			4,2		259	421	
44,7		72	71		22			2,5
46,1	63			13,3		258	463	
48,2		55	66		20			2,7
49,4	59			26,1		256	462	
51,3		54	51		17			2,2

† Werte in Klammern nach Bowen et al. (23)

gabe des Impulshöhenanalysators bei diesem Versuch nicht bestimmt werden. Er wurde daher aus der $(d,4n)$ -Anregungsfunktion berechnet und von der Gesamtaktivität bei Bestrahlungsende abgezogen. Da die $0,0533$ MeV γ -Linie zu 90% konvertiert ist ($\alpha_{\text{total}} = 8,24 (24)$), hängt auch hier die Genauigkeit der absoluten Wirkungsquerschnitte wesentlich von der Genauigkeit des Konversionskoeffizienten ab.

In Tab. 2 sind die absoluten Wirkungsquerschnitte für die in dieser Arbeit untersuchten Anregungsfunktionen zusammengestellt. Außerdem enthält sie zum Vergleich bereits früher publizierte Werte. Der Gesamtfehler der Anregungsfunktionen wird auf 15% bis 20% geschätzt.

Bei der Ermittlung der Standardabweichung für die Wirkungsquerschnitte wurden folgende Schätzwerte für die aufgeführten Fehler berücksichtigt:

Strommessung:

Fehler für die $\text{Al-27}(d,\alpha p)\text{Na-24}$ -Anregungsfunktion	ca. $\pm 3\%$
Fehler für die indirekte Strommessung	ca. $\pm 3\%$

Bestimmung der Aktivität:

Fehler für den absoluten Photopeak-Wirkungsgrad	ca. $\pm 2\%$
Meßfehler	ca. $\pm 2\%$

Targetfolien:

Schwankungen in der Foliendicke	ca. $\pm 4\%$
Wurzel aus der Summe der Quadrate	<u>$\pm 6,5\%$</u>

In dieser Zusammenstellung wurden die Fehler in den Angaben der Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten nicht berücksichtigt.

III. DISKUSSION

In Tab. 3 sind die Schwellenwerte für die wichtigsten Deuteronenreaktionen mit As-75 im Energiebereich von 0 bis 50 MeV zusammengestellt. Die nach der klassischen Gleichung für die Kernladung $Z = 33$ und die Nukleonenzahl $A = 75$ berechnete Coulombschwelle beträgt für Protonen 6,6 MeV und für α -Teilchen 11,9 MeV. Diese Werte verändern sich für die betrachteten Reaktionsprodukte nur wenig mit A ($< 0,5$ MeV).

Tab. 3 Schwellenwerte für Deuteronenreaktionen mit As-75

Reaktion	Produktkern	Schwellenenergie † (MeV)
(d,n)	Se-76	0
(d,2n)	Se-75	4,1
(d,3n)	Se-74	12,5
(d,4n)	Se-73	25,3
(d,5n)	Se-72	34,3
(d,p)	As-76	0
(d,pn)	As-75	2,3
(d,p2n)	As-74	13,2
(d,p3n)	As-73	21,6
(d,p4n)	As-72	33,0
(d,2p)	Ge-75	2,7
(d,ap)	Ga-72	1,1

† Berechnet aus den Massentabellen von Seeger (25)

3.1 Die zu Se-Isotopen führenden (d,xn)-Reaktionen

In Abb. 5 wurden die gemessenen Anregungsfunktionen wiedergegeben. Die (d,2n)-Reaktion zeigt bei 18,6 MeV ein ausgeprägtes Maximum mit einem maximalen Wirkungsquerschnitt σ_{\max} von 560 mb und einer Halbwertsbreite ΔE von etwa 12,3 MeV. Extrapoliert man die niederenergetische Flanke des Peaks, so kann man eine

Reaktionsschwelle von etwa 7 MeV abschätzen. Nimmt man an, daß die Reaktion über die Bildung eines Compoundkerns abläuft, dann sollte sie tatsächlich wegen der Coulombschwelle etwa bei dieser Energie einsetzen.

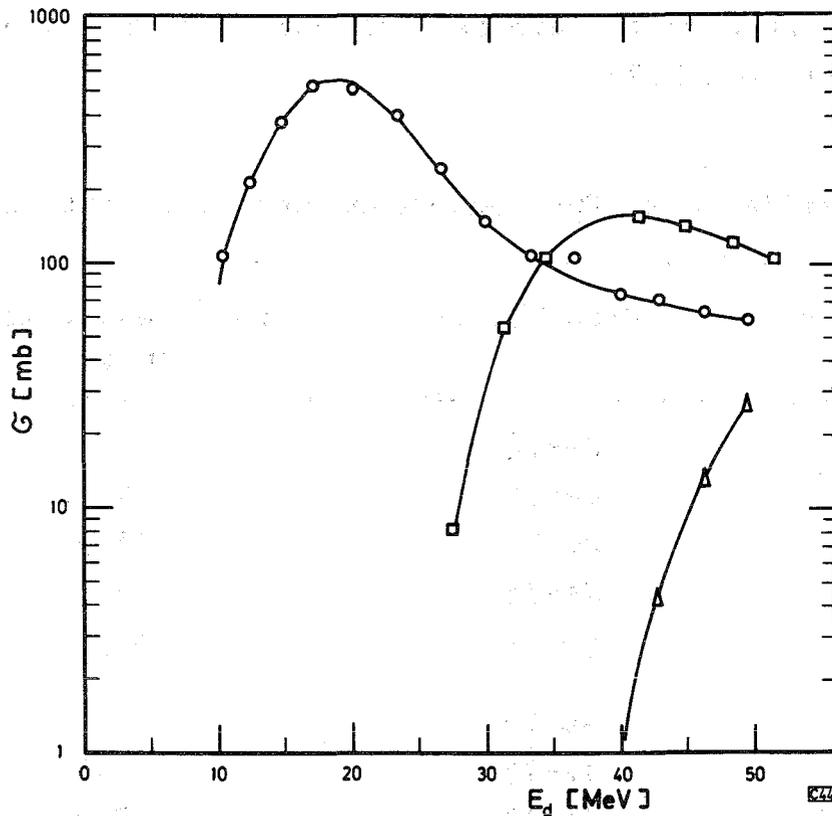


Abb. 5 Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte σ für (d,xn)-Reaktionen mit As-75 in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Deuterons, E_d . Die verwendeten Symbole bedeuten:
 O—O As-75(d,2n)Se-75; □—□ As-75(d,4n)Se-73
 Δ—Δ As-75(d,5n)Se-72

Ein Vergleich der As-75(d,2n)Se-75 Anregungsfunktion mit der Voraussage von LM zeigt, daß der geschätzte Wert für σ_{\max} nur um 53 % größer ist, während die ΔE -Werte gut übereinstimmen. Der geschätzte Wert für die Lage des Maximums $E'_{\max} = (E_{\max} + Q)$ ist um 3,6 MeV kleiner.

Die (d,4n)-Reaktion hat einen maximalen Wirkungsquerschnitt von 155 mb bei 40,0 MeV und eine Halbwertsbreite von 23 MeV. Es zeigt sich also, daß die Halbwertsbreite mit der Zahl der verdampften Neutronen stark zunimmt. Für beide diskutierte Reaktionen beträgt E_{\max}'' , d.h. die Differenz zwischen der Reaktionsschwelle und der Lage des Maximums, je 14,6 MeV. Diese Differenz hängt von der mittleren kinetischen Energie der emittierten Neutronen ab. Die mittlere Neutronenenergie ist durch die Beziehung $\bar{\epsilon}_n = 2 \sqrt{E^*/a}$ gegeben (47). Für (d,2n)- und (d,4n)-Reaktionen erhält man $\bar{\epsilon}_n$ Werte von 4,2 MeV und 5,4 MeV. Diese unterscheiden sich nur wenig voneinander, so daß man für die beiden Reaktionen nahezu den gleichen Wert für E_{\max}' erwarten sollte. Das stimmt mit den experimentellen Ergebnissen gut überein.

Aus dem übereinstimmenden Verlauf der Anregungsfunktionen bis zum Maximum muß gefolgert werden, daß beide Reaktionen nach dem gleichen Reaktionsmechanismus ablaufen.

Der maximale Wirkungsquerschnitt der (d,4n)-Reaktion von 155 mb liegt um 72 % unter dem der (d,2n)-Reaktion. Die Abnahme des maximalen Wirkungsquerschnitts für (d,xn)-Reaktionen mit zunehmendem x kann, wie später gezeigt wird, durch die Änderung der Bindungsenergien des letzten Neutrons und Protons im Produktkern erklärt werden. Die aus der Massentabelle von Seeger (25) entnommenen Protonenbindungsenergien nehmen für Se-77 bis Se-73 ab, während die Neutronenbindungsenergien (korrigiert für den Paarungseffekt) zunehmen. Abb. 6 zeigt den Einfluß der Bindungsenergien auf die maximalen Wirkungsquerschnitte der untersuchten Anregungsfunktionen.

Der maximale Wirkungsquerschnitt für die (d,5n)-Reaktion wurde folgendermaßen bestimmt: Es wurde angenommen, daß die (d,5n)- und die (d,4n)-Anregungsfunktion die gleiche Form besitzen. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte der (d,5n)-Reaktion wurden der Kurvenform für die (d,4n)-Reaktion angepaßt und aus der so gewonnenen Anregungsfunktion der maximale Wirkungsquerschnitt für die (d,5n)-Reaktion von 36 mb entnommen. Durch Interpolation erhält man für die (d,3n)-Reaktion einen maximalen Wirkungsquerschnitt von 360 mb. Der für die (d,6n)-Reaktion extrapolierte maximale Wirkungsquerschnitt beträgt ca. 3,5 mb.

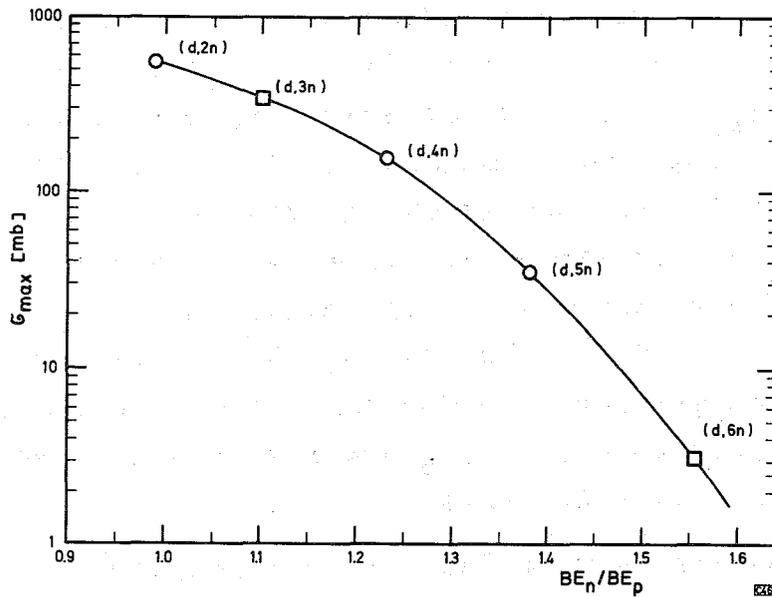


Abb. 6 Abhängigkeit der maximalen Wirkungsquerschnitte von dem Verhältnis Neutronenbindungsenergie zu Protonenbindungsenergie im Produktkern. Die abgeschätzten maximalen Wirkungsquerschnitte für die (d,3n)- und die (d,6n)-Reaktion sind durch □ gekennzeichnet.

Das bedeutet eine Abnahme der maximalen Wirkungsquerschnitte um mehr als zwei Größenordnungen von der (d,2n)- bis zur (d,6n)-Reaktion. Zum Vergleich wird auf die Au-197 (He-3,xn)-Reaktionen (26) hingewiesen, für welche die maximalen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen mit $4 \leq x \leq 6$ nur um wenige Prozent abnehmen. Für Reaktionen von α -Teilchen mit Au-197 ist die Abnahme etwa 20 % (26). Der beinahe konstante Wert für die maximalen Wirkungsquerschnitte der (-, xn)-Reaktionen mit schweren Elementen ist darauf zurückzuführen, daß die Coulombschwelle die Emission geladener Teilchen stark behindert.

3.2 Die zu As-Isotopen führenden (d,pxn)-Reaktionen

Abb. 7 gibt die experimentell bestimmten (d,pxn)- und (d,2p)-Anregungsfunktionen wieder.

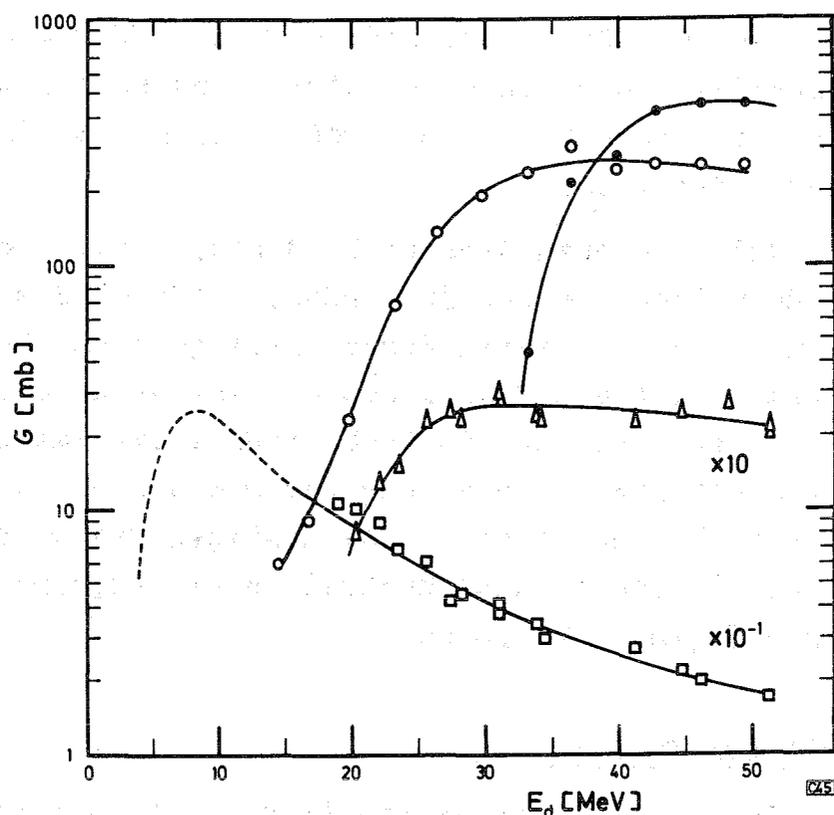


Abb. 7 Experimentelle Anregungsfunktionen für (d,ypxn)-Reaktionen mit As-75.

Die Zeichen bedeuten:

□ — □ As-75(d,p)As-76; ○ — ○ As-75(d,p2n)As-74;
● — ● As-75(d,p3n)As-73; Δ — Δ As-75(d,2p)Ge-75

Die gestrichelte Kurve entspricht den Messungen von Bowen et al. (23) für die (d,p)-Reaktion.

Die Reaktionsschwelle für die (d,p)-Anregungsfunktion liegt bei etwa 1 MeV (23) und damit um 6 MeV unter der berechneten Coulomb-schwelle. Bei ca. 9 MeV wird der maximale Wirkungsquerschnitt erreicht. Die (d,p)-Reaktion läuft im wesentlichen als eine n-Strippingreaktion ab (27), d.h., der Targetkern reagiert nur mit dem Neutron des Deuterons, während das Proton nahezu ungestört

weiterfliegt. Daher kann eine derartige Reaktion auch unterhalb der Coulombschwelle stattfinden.

Die $(d,p2n)$ -Anregungsfunktion erreicht bei einem sehr flachen Anstieg ihr Maximum erst 23 MeV oberhalb der Reaktionsschwelle. Mit weiter ansteigender Projektilenergie nimmt der maximale Wirkungsquerschnitt nur wenig ab.

Die $(d,p3n)$ -Reaktion hat bei 46 MeV, d.h. 25 MeV oberhalb der Reaktionsschwelle, einen maximalen Wirkungsquerschnitt von 460 mb. Dieser ist um etwa 200 mb größer als der maximale Wert für die $(d,p2n)$ -Reaktion.

Man erkennt, daß in diesem Z-Bereich (d,pxn) -Reaktionen gegenüber (d,xn) -Reaktionen bevorzugt werden. Dafür sind zwei Gründe maßgebend. Während bei schweren Kernen kaum geladene Teilchen emittiert werden, ist bei Reaktionen mit leichten Targetkernen aufgrund der relativ kleinen Coulombschwelle die Emissionswahrscheinlichkeit für Protonen und Neutronen nicht wesentlich voneinander verschieden. Außerdem begünstigen die Direktreaktionen (n -Strippingreaktionen) zusätzlich die (d,pxn) -Reaktionen auf Kosten der (d,xn) -Reaktionen.

3.3 Vergleich mit der Theorie

Es wurde gezeigt, daß Deuteronenreaktionen mit unterschiedlichen Häufigkeiten sowohl über Direktreaktionen als auch über die Bildung eines Compoundkerns mit nachfolgender Nukleonenverdampfung ablaufen können. Daher ist es von Interesse, quantitative Vorstellungen über die relative Häufigkeit beider Reaktionsmechanismen zu gewinnen. Der Anteil der Compoundkernreaktion wurde mit Hilfe eines Rechenprogrammes von Blann (28) ermittelt, das auf dem statistischen Modell basiert. Bei diesem Modell wird angenommen, daß sich der Targetkern und das Projektil zu einem Compoundkern vereinigen, der eine bestimmte Anregungsenergie besitzt, die sich entsprechend einem statistischen Gleichgewicht auf alle Nukleonen verteilt. Die Energieabgabe erfolgt durch die Emission eines Nukleons oder eines γ -Quants. Die Gleichung von Weisskopf (29), die in dem Programm zur Berechnung der relativen Emissionswahrscheinlichkeiten für Neutronen, Pro-

tonen und α -Partikel verwendet wurde, lautet:

$$W_b(\epsilon)d\epsilon = \frac{\gamma_b \cdot \sigma_{inv} \cdot \epsilon_b \cdot \rho(E_c^* - BE_b - \epsilon_b - \delta) \cdot d\epsilon}{\sum_{j=1}^{j=3} \int_0^{E_{max}} \gamma_j \cdot \sigma_{inv} \cdot \epsilon_j \cdot \rho(E_c^* - BE_j - \epsilon_j - \delta) \cdot d\epsilon} \quad (5)$$

Darin bedeuten:

$W_b(\epsilon)d\epsilon$ = Die relative Emissionswahrscheinlichkeit eines Teilchens b, das von einem Compoundkern der Anregungsenergie E^* mit der kinetischen Energie ϵ_b zwischen ϵ und $\epsilon + d\epsilon$ verdampft wird

$$\gamma_j = \frac{g_j \mu_j}{\pi^2 \hbar^3}$$

g_j = $2S_j + 1$, wo S_j der Spin des j-ten emittierten Teilchens ist

μ_j = Reduzierte Masse des j-ten Teilchens

\hbar = Plancksches Wirkungsquantum

$\rho(E^*)$ = Niveaudichte

a = Niveaudichteparameter

σ_{inv} = Wirkungsquerschnitt der inversen Reaktion

δ = Paarungsenergie Term

E_c^* = Anregungsenergie des Compoundkerns

Zur Berechnung der Niveaudichte $\rho(E^*)$ diene die Gleichung:

$$\rho(E^*) = (E^*)^{-2} \cdot \exp(2 \sqrt{aE^*}) \quad (6)$$

Das Programm wurde zur Berechnung der relativen Wahrscheinlichkeiten der $(-,xn)$ - und $(-,pxn)$ -Reaktionen des Compoundkerns Se-77 verwendet. Für den Niveaudichte-Parameter wurde der Wert $7,7 \text{ MeV}^{-1}$ (s. Abschnitt 4.4.1) benutzt. Die Bindungsenergie wurde mittels einer semiempirischen Gleichung von Seeger (25) ermittelt. Die absoluten Wirkungsquerschnitte wurden durch Multiplikation der berechneten relativen Wahrscheinlichkeiten mit dem

Reaktionsquerschnitt für Deuteronen erhalten. Dieser ergab sich durch Interpolation der Werte von Melankoff et al. (30).

Es wurde jedoch festgestellt, daß die so berechnete Summenkurve für die (d, xn) -Reaktion beinahe gleichmäßig um 50 % höher als die experimentell bestimmte lag. Die aus den experimentellen Daten ermittelte Summenkurve für (d, xn) -Reaktionen für $1 \leq x \leq 5$ im Energiebereich bis 50 MeV ist in Abb. 8 dargestellt durch die durchgezogene Linie. Für die (d, n) - und $(d, 3n)$ -Reaktionen wurden bei der Summierung die von LM abgeschätzten Anregungsfunktionen benutzt, da für diese Reaktionen keine experimentellen Daten vorhanden sind. Der verhältnismäßig große Unterschied von 50 % ist hauptsächlich auf den bei der Berechnung benutzten Reaktionsquerschnitt zurückzuführen. Für den Reaktionsquerschnitt für 50 MeV-Deuteronen wurde aus den Melankoffschen Werten (30) durch Interpolation 1890 mb ermittelt. Dieser Wert scheint um mindestens 30 % zu hoch zu liegen, wie die folgenden Überlegungen zeigen. Bei Projektilenergien, die deutlich oberhalb der Coulombschwelle liegen, nähert sich der Reaktionsquerschnitt σ_R dem geometrischen Querschnitt σ_G und kann dann durch folgende Gleichung dargestellt werden:

$$\sigma_R \approx \sigma_G = \pi (r_0 \cdot A^{1/3})^2 \quad (7)$$

darin bedeuten:

r_0 = Nukleonenradius und

A = Nukleonenzahl des Targetkerns.

Der Reaktionsquerschnitt ist also proportional $A^{2/3}$. Bate et al. (31) zeigten, daß bei Reaktionen geladener Teilchen mit schweren Nukliden, wie U-238, im wesentlichen Spaltung auftritt und somit die Spaltungsquerschnitte mit zunehmender Projektilenergie die Reaktionsquerschnitte nahezu erreichen. Rohde (32) berechnete den Spaltungsquerschnitt für 50 MeV-Deuteronen mit Pu-239 zu 2750 mb. Unter Verwendung dieses Wertes wurde mit Hilfe von Gl. 7 für den Reaktionsquerschnitt (geometrischer Querschnitt) des As-75 ein Wert von 1270 mb berechnet, d.h. ein um

etwa 30 % niedrigerer Wert, als man nach der Voraussage von Melankoff erwartet. Der kleinere Reaktionsquerschnitt entspricht einem Wert von $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm. Die damit berechneten Werte sind in Abb. 8 als gestrichelte bzw. strichpunktierte Kurve eingezeichnet. Aus der Übereinstimmung der experimentellen mit der berechneten Kurve erkennt man, daß die (d,xn)-Reaktionen bevorzugt über die Bildung von Compoundkernen ablaufen.

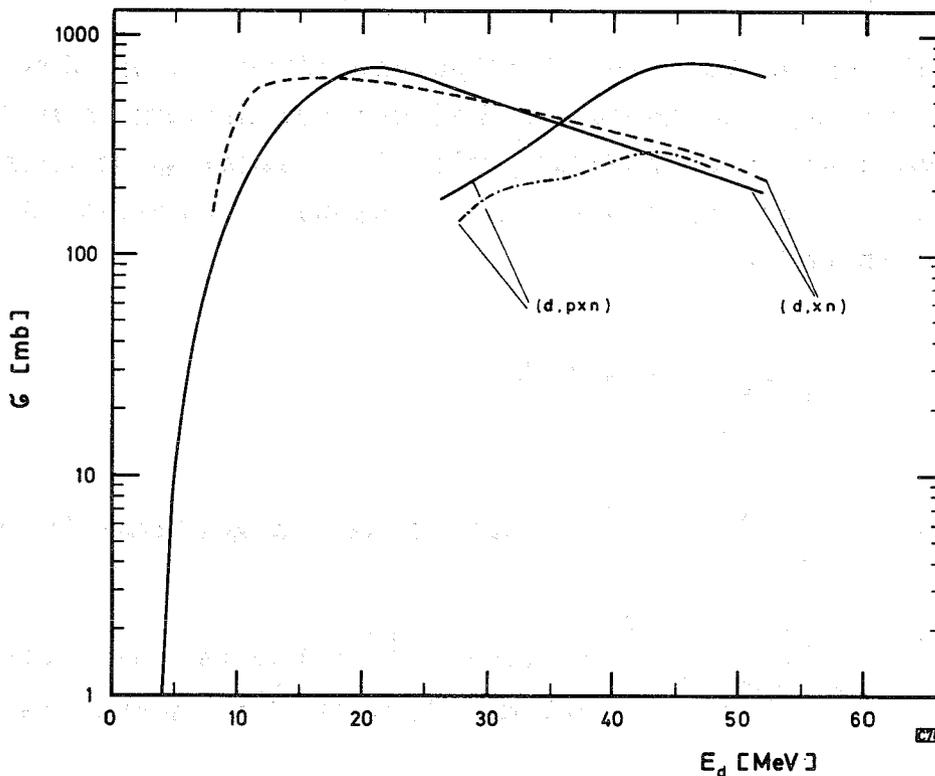


Abb. 8 Vergleich der berechneten und experimentell bestimmten Gesamtquerschnitte für
(d,xn)-Anregungsfunktionen: (d,n)+(d,2n)+(d,3n)+(d,4n)+(d,5n) und
(d,pxn)-Anregungsfunktionen: (d,p2n) + (d,p3n).
Die durchgezogenen Kurven stellen die experimentellen, die durchbrochenen Kurven die berechneten Summenkurven dar.

Die berechnete sowie die aus den experimentellen Daten ermittelte Kurve für den Gesamtquerschnitt der (d,p2n)- und (d,p3n)-Reaktionen wurden ebenfalls in Abb. 8 dargestellt. Die Kurven beginnen erst oberhalb von 25 MeV, da keine experimentellen Daten für die (d,pn)-Reaktion bekannt sind und diese Anregungsfunktion auch nicht nach LM abgeschätzt werden kann. Bei 30 MeV liegt der berechnete Wirkungsquerschnitt etwa um 24 % unter dem experimentellen, während er bei 45 MeV um ca. 60 % kleiner ist. Diese Unterschiede sind auf den Einfluß von Direktreaktionen zurückzuführen.

Serber (33) behandelte die p-Strippingreaktion, d.h. den Einfang eines Protons aus dem Deuteron, bei dem das Neutron den Targetkern nahezu ungestört passiert, mit Hilfe einer geometrischen Betrachtung. Er gelangte dabei zu folgender Beziehung für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{p\text{-strip}} = \frac{\pi}{2} \cdot R_T \cdot R_D \quad (8)$$

mit:

$$R_T = 1,3 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} = \text{Radius des Targetkerns in cm}$$

$$R_D = \frac{1}{2} \left[\frac{\hbar^2}{m \cdot BE_d} \right]^{1/2} = 2,15 \cdot 10^{-13} = \text{Radius des Deuterons in cm}$$

mit $m = 1,67 \cdot 10^{-24}$ g, Masse des Protons

Es folgt:

(MeV)

$$\sigma_{p\text{-strip}} = 44 \cdot A^{1/3} \text{ mb} = 185 \text{ mb für As-75} \quad (9)$$

Dancoff (34) schlug vor, den Coulomb-break-up-Anteil mit 1/4 des p-stripping-Anteils hinzuzufügen, so daß der Gesamtanteil an Direktreaktionen 230 mb beträgt. Dieser Gesamtanteil von 230 mb entspricht etwa der Differenz zwischen berechneter und experimenteller Kurve des Gesamtquerschnitts bei 36 MeV.

Die bereits erwähnte Zunahme des Anteils der Direktreaktionen von 24 % bei 30 MeV auf 60 % bei 45 MeV kann nicht mit der einfachen Gleichung von Serber erklärt werden, da $\sigma_{p\text{-strip}}$ unabhängig von der Deuteronenenergie ist. Qualitativ kann man den

Anstieg jedoch durch die Zunahme der Transparenz des Targetkerns mit steigender Projektilenergie erklären. Metropolis et al. (35) zeigten, daß die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Compoundkerns bei der Reaktion von Protonen mit Cu-64 mit der Zunahme der Projektilenergie von 30 auf 50 MeV um 38 % abnimmt. Daß eine Zunahme des Direktreaktionsanteils mit der Deuteronenenergie tatsächlich auftritt, läßt sich aus den Ergebnissen von Schweimer (48) ableiten. Dieser hat bei seinen Untersuchungen über die Bildung von Neutronen bei Reaktionen von Deuteronen mit verschiedenen Materialien gezeigt, daß bei 45 MeV der auf Striping zurückzuführende Anteil etwa um den Faktor 1,5 größer ist als er nach Gl. 8 berechnet wird. Übertragen auf unsere Ergebnisse bedeutet das eine Erhöhung des Direktreaktionsanteils von etwa 230 mb auf über 400 mb bei 45 MeV. Dieser Wert stimmt gut mit unseren Ergebnissen überein.

IV. SYSTEMATIK VON ANREGUNGSFUNKTIONEN

4.1 Einleitung

Wie in der Einleitung gezeigt wurde, ist man häufig auf die Abschätzung von unbekanntem Anregungsfunktionen angewiesen, da von der Vielzahl der möglichen Projektil-Target-Kombinationen nur ein geringer Teil experimentell untersucht werden kann. Eine solche Abschätzung setzt aber die Kenntnis der Abhängigkeit der Anregungsfunktionen von z.B. den Targeteigenschaften voraus. Die Anregungsfunktionen sollten auch von der Art des Reaktionsmechanismus beeinflusst werden. Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, kann bei Deuteronenreaktionen der Anteil der Stripping-Prozesse sogar überwiegen. Im Gegensatz dazu sollte bei α -Reaktionen, wie Reichweitmessungen für die Produktkerne (36) (37) (38) gezeigt haben, zumindest bis zum Maximum der Anregungsfunktion die Bildung von Compoundkernen dominieren.

Im folgenden soll untersucht werden, ob

- (a) die Kenntnis über die Systematik der Abhängigkeit des maximalen Wirkungsquerschnitts von Anregungsfunktionen von den Eigenschaften der Reaktionspartner verbessert werden kann und
- (b) der Reaktionsmechanismus einen wesentlichen Einfluß auf diese Abhängigkeiten besitzt.

Eine Untersuchung über die Systematik von Anregungsfunktionen für Reaktionen des Typus (α, xn) , (α, pxn) , (d, xn) , (d, p) und (p, xn) für $1 \leq x \leq 3$ wurde von LM (1) durchgeführt. Sie charakterisierten die Form der Anregungsfunktionen mit Hilfe folgender Größen:

- ΔE = Halbwertsbreite der Anregungsfunktion
- E'_{\max} = Lage des Maximums, gegeben als Summe der kinetischen Energie des Projektils und des Q-Werts der Reaktion
- σ_{\max} = maximaler Wirkungsquerschnitt der Anregungsfunktion.

Diese Größen wurden aus etwa 200 publizierten Anregungsfunktionen ermittelt und in Diagrammen gegen die Ordnungszahl des Targetkerns aufgetragen. Unter Verwendung der so erhaltenen Abhängig-

keiten konstruierten sie unbekannte Anregungsfunktionen, die in der Regel um nicht mehr als den Faktor 2 von experimentellen Werten abweichen. Diese Unterschiede sind nur z.T. auf die experimentellen Fehler zurückzuführen. Tatsächlich differieren in einigen Fällen die von verschiedenen Autoren für die gleiche Reaktion gemessenen maximalen Wirkungsquerschnitte um mehr als 50 %. Da jedoch der Fehler bei der Bestimmung von Anregungsfunktionen im allgemeinen zwischen 15 % und 25 % liegt, sollten systematische Abweichungen zwischen den experimentellen Werten und den von LM benutzten Abhängigkeiten erkennbar sein.

4.2 Der Einfluß des Neutronenüberschusses auf σ_{\max} von $(-,xn)$ -Reaktionen: ($1 \leq x \leq 3$)

Die Annahme von LM, daß σ_{\max} nur von der Ordnungszahl abhängt, ist sicherlich nur eine erste Näherung. So kann man z.B. erwarten, daß die Neutronenemission um so wahrscheinlicher wird, je größer der Neutronenüberschuß bzw. das Verhältnis von Neutronen zu Protonen $(N/Z)_T$ des Targetkerns ist (39). Generell sollte deshalb beim Vergleich isotoper Targetmaterialien das Nuklid mit der höchsten Neutronenzahl den höchsten maximalen Wirkungsquerschnitt für $(-,xn)$ -Reaktionen aufweisen, da ja für dieses die relative Emissionswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen vergleichsweise klein sein sollte. In der Systematik von LM ist nur die generelle Zunahme des $(N/Z)_T$ -Verhältnisses mit der Ordnungszahl Z berücksichtigt, nicht dagegen der Einfluß innerhalb eines Elementes.

Im folgenden soll nun untersucht werden, ob eine Abhängigkeit des maximalen Wirkungsquerschnitts von dem $(N/Z)_T$ -Verhältnis bei isotopen Targetkernen vorhanden ist. Als Maß für den relativen Neutronenüberschuß wurde die Differenz zwischen $(N/Z)_T$ und einem von der Ordnungszahl des Targetmaterials abhängigen Bezugsverhältnis $(N/Z)_{St}$ benutzt. Letzteres wurde durch lineare Interpolation zwischen den N/Z -Verhältnissen der stabilen Isotope von Reinelementen erhalten.

$$\Delta \left(\frac{N}{Z} \right) = \left(\frac{N}{Z} \right)_T - \left(\frac{N}{Z} \right)_{St} \quad (10)$$

Um die Abhängigkeit des maximalen Wirkungsquerschnitts von $\Delta(N/Z)$ deutlicher zu erkennen, wurde die Differenz zwischen den experimentell ermittelten maximalen Wirkungsquerschnitten σ_{exp} und den nach der Systematik von LM abgeschätzten Werten σ_{St} gebildet.

$$\Delta\sigma = \sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{St}} \quad (11)$$

Für Targetnuklide mit hoher Ordnungszahl wird durch die Coulomb-schwelle die Emission geladener Teilchen weitgehend unterdrückt. Daher sollten dann bei Compoundkernen mit nicht zu hoher Anregungsenergie vorwiegend Neutronen emittiert werden und somit σ_{max} für $(-,xn)$ -Reaktionen nahezu gleich dem Reaktionsquerschnitt sein. Unter dieser Bedingung ist der Einfluß $\Delta(N/Z)$ klein und deshalb wahrscheinlich kaum zu erkennen. Daher wurde die $\Delta\sigma$ -Abhängigkeit von $\Delta(N/Z)$ nur im Z-Bereich von 20 bis 40 untersucht. Für (α,xn) -Reaktionen wird diese Abhängigkeit in Abb. 9 wiedergegeben.

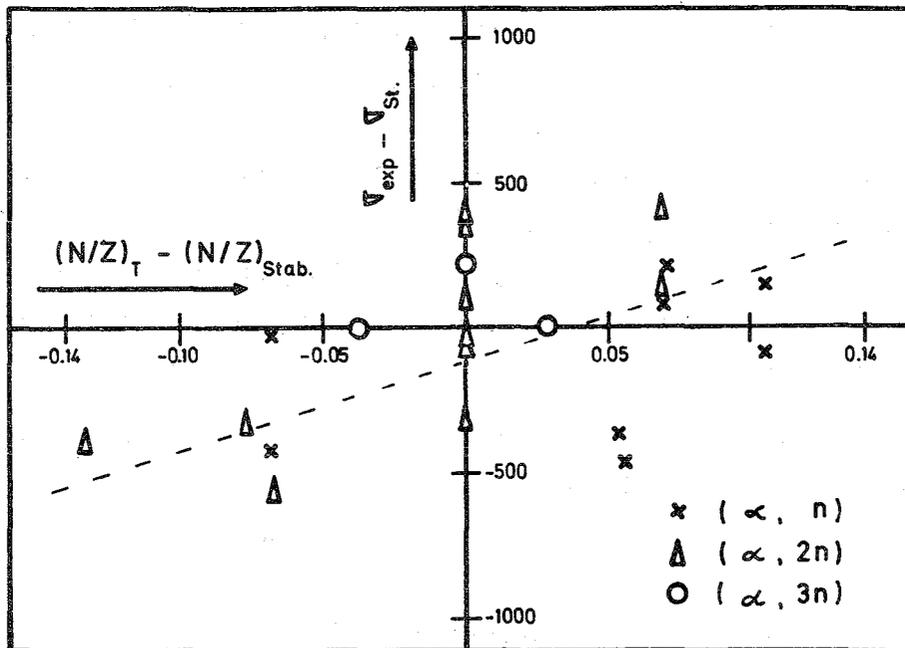


Abb. 9 Der Einfluß des Neutronenüberschusses auf σ_{max} für (α,xn) -Reaktionen. Die Ordinate ist in millibarn.

Die gestrichelt gezeichnete Kurve stellt eine visuelle Anpassung an die Werte dar. Aus Abb. 9 ist deutlich zu ersehen, daß für große $(N/Z)_T$ -Werte eine positive Korrektur und für kleine Werte von $(N/Z)_T$ eine negative Korrektur für σ_{\max} in Abhängigkeit von Z angebracht werden muß.

Die Standardabweichung der Werte, bezogen auf die gestrichelt eingezeichnete Kurve, betrug ± 235 mb. Da die maximalen Wirkungsquerschnitte für (α, xn) -Anregungsfunktionen zwischen 600 mb und 800 mb liegen, beträgt die Genauigkeit der abgeschätzten maximalen Wirkungsquerschnitte 30 % bis 40 %. Der Fehler ist damit nur um etwa einen Faktor 2 größer, als er allgemein bei der Messung von Anregungsfunktionen zu erwarten ist.

Abb. 10 zeigt eine ähnliche Darstellung für Reaktionen mit Protonen, in der wiederum eine deutliche $\Delta\sigma$ -Abhängigkeit von $\Delta(N/Z)$ zu erkennen ist. Die Standardabweichung beträgt hier ± 187 mb. Damit ist der Fehler bei der Abschätzung von σ_{\max} noch geringer als bei (α, xn) -Anregungsfunktionen.

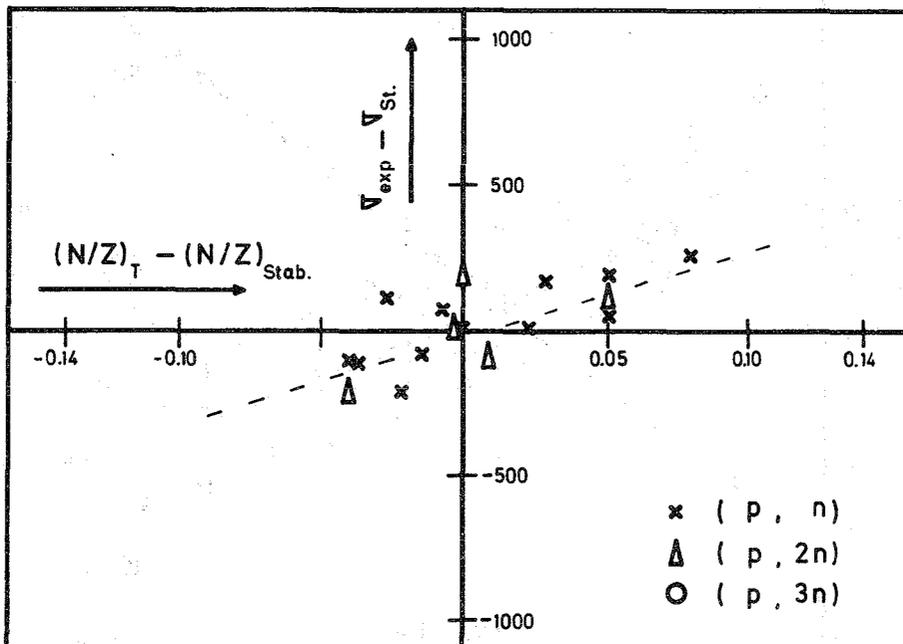


Abb. 10 Der Einfluß des Neutronenüberschusses auf σ_{\max} für (p, xn) -Reaktionen. Die Ordinate ist in millibarn.

Die entsprechende Darstellung für (d,xn)-Reaktionen ergibt eine Kurve, welche nahezu parallel zur Abszisse verläuft. Dieser in Bezug auf Protonen- und α -Teilchen-Reaktionen bemerkenswerte Unterschied läßt darauf schließen, daß in diesem Fall Direktreaktionen beteiligt sein müssen.

Eine nähere Betrachtung von Abb. 9 zeigt eine starke Streuung der Werte im Bereich $(N/Z)_T - (N/Z)_{St} = 0$. Das ist wahrscheinlich auf den willkürlich gewählten Bezugswert $(N/Z)_{St}$ zurückzuführen.

Die Zunahme des (N/Z) -Wertes für ein bestimmtes Z ist gleichbedeutend mit der Abnahme der Bindungsenergie des letzten Neutrons. Die in Abb. 9 und 10 gezeigte Abhängigkeit ist möglicherweise im wesentlichen auf die Änderung in den Bindungsenergien zurückzuführen. In Abb. 11 wurden die Bindungsenergien für das

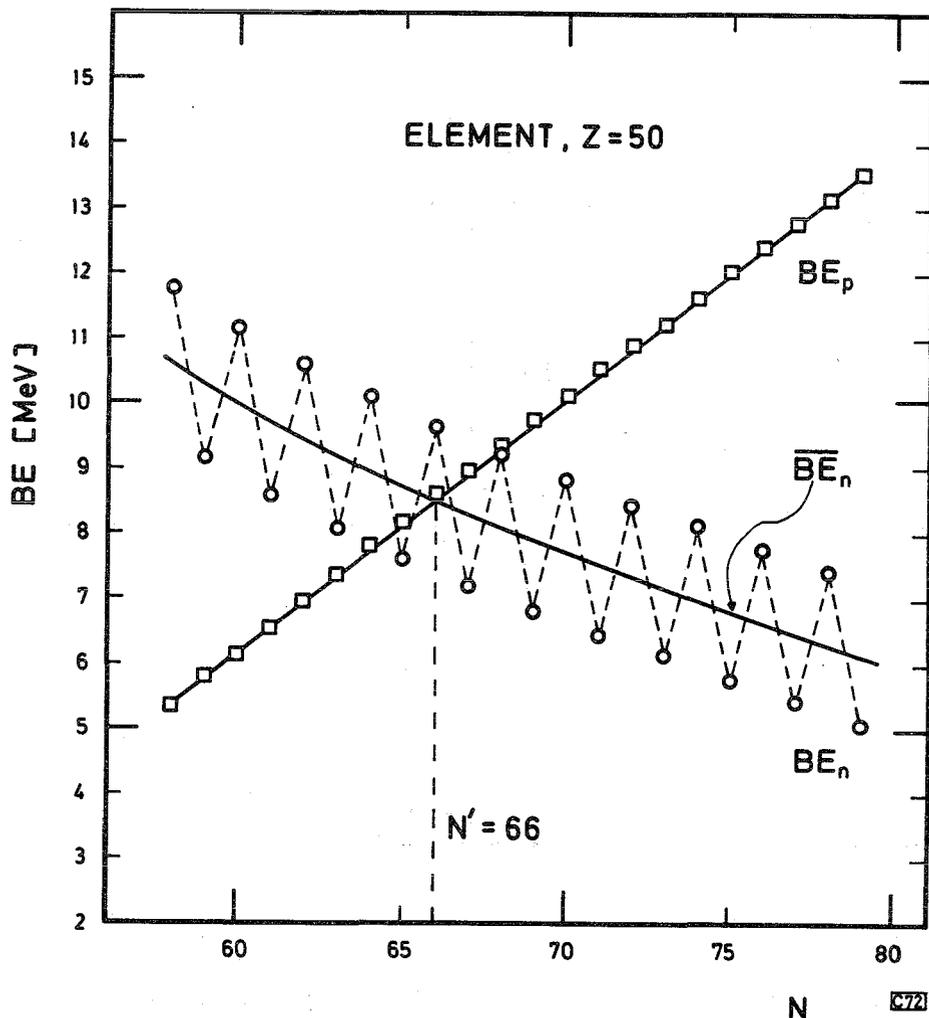


Abb. 11 Protonen- und Neutronenbindungsenergien für verschiedene Isotope eines Elementes.

letzte Proton und das letzte Neutron für die Isotope eines Elementes in Abhängigkeit von der Neutronenzahl N dargestellt. Die Werte wurden den Massentabellen von Seeger (25) entnommen.

Die stark gezeichnete Kurve \overline{BE}_n stellt die "mittlere Neutronenbindungsenergie" dar. Für den Schnittpunkt der Neutronen- und Protonenbindungsenergiekurven wurde die Neutronenzahl N' abgelesen und der Wert (Z/N') berechnet. Zur Ermittlung der (Z/N') -Werte von Elementen mit geraden Ordnungszahlen wurde zwischen den Werten der benachbarten Elemente interpoliert.

Es wurde nun geprüft, ob diese neuen Bezugspunkte in Hinsicht auf die Systematik zweckmäßiger sind als die ursprünglich benutzten. Dazu wurde in Abb. 12, 13 und 14 $\Delta\sigma$ gegen die Differenz $(Z/N)_{CNmod} - (Z/N')$ für (α, xn) -, (p, xn) - und (d, xn) -Reaktionen aufgetragen. $(Z/N)_{CNmod}$ ist das Protonen-Neutronen-Verhältnis für einen "modifizierten" Compoundkern, der bei einer $(-, xn)$ -Reaktion insgesamt $(x-1)$ Neutronen weniger als der Compoundkern besitzt. Die eingezeichneten Kurven wurden visuell an die Punkte angepaßt. Bei den Reaktionen mit α -Teilchen wurden 2 Kurven eingezeichnet, da die (α, n) -Reaktionen durch die Coulombschwelle beeinflußt werden. Die auf die Kurve bezogenen Standard-

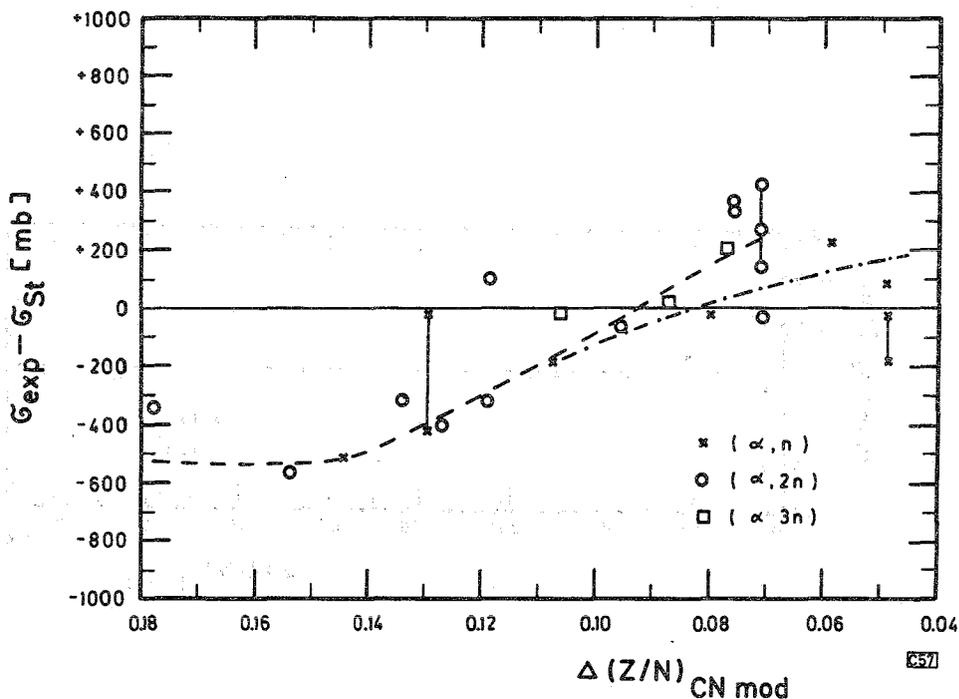


Abb. 12 Der Einfluß des Neutronenüberschusses auf σ_{max} für (α, xn) -Reaktionen.

----- (α, n) , -.-.-.-.- $(\alpha, 2n)$ und $(\alpha, 3n)$.

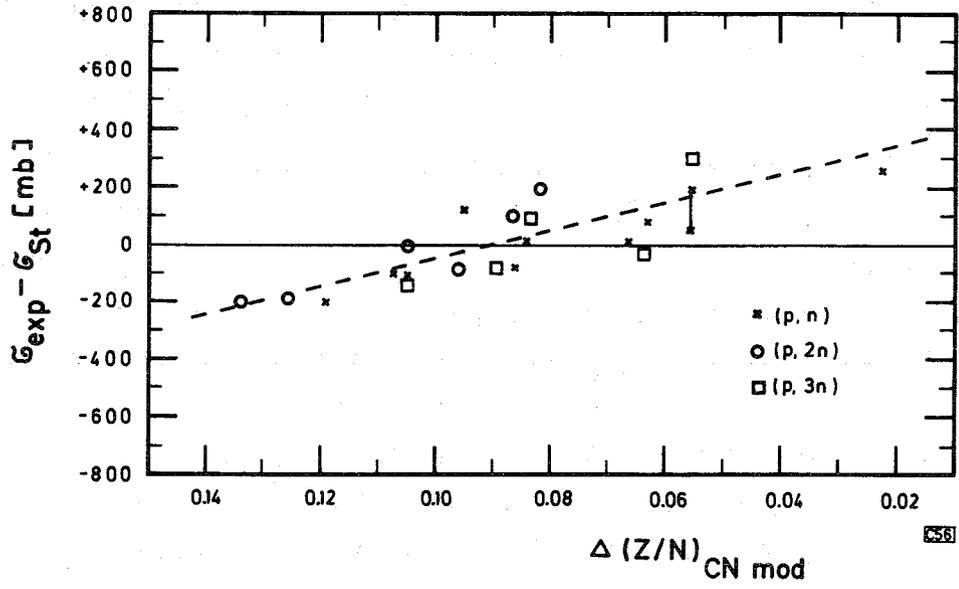


Abb. 13

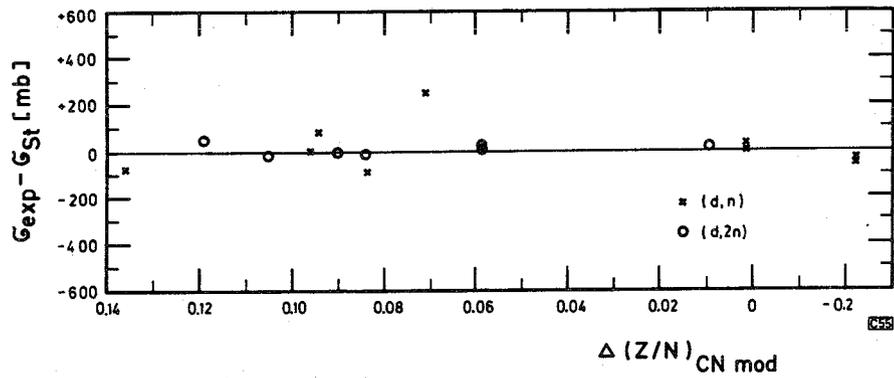


Abb. 14

abweichungen für (α, xn)- und (p, xn)-Reaktionen betragen ± 166 mb bzw. ± 87 mb. Dabei muß erneut darauf hingewiesen werden, daß die Abhängigkeit für (d, xn)-Reaktionen deutlich anders ist, als die für Reaktionen mit α -Teilchen und Protonen. Die auf die Abszisse bezogene Standardabweichung für Werte der (d, xn)-Anregungsfunktionen betrug ± 70 mb. Im Vergleich zur ersten Auftragsart konnte durch Verwendung der neuen Bezugspunkte bei allen ($-, xn$)-Reaktionen eine deutliche Verbesserung in der Genauigkeit erreicht werden. Außerdem sind die Werte gleichmäßiger über die betrachteten Abszissenbereiche verteilt und die in Abb. 9 erkennbare Häufung ist verschwunden.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde angenommen, daß σ_{\max} außer von Z nur noch von $\Delta(N/Z)$ abhängt. Als Bezug für die Berechnung von $\Delta(N/Z)$ wurde dabei entweder eine angenäherte Stabilitätslinie oder der Schnittpunkt der Kurven für Protonen- und Neutronen-Bindungsenergien verwendet. Diese beiden Bezugspunkte sind nicht unabhängig von einander, da im allgemeinen eine Korrelation zwischen Kurvenschnittpunkt und Stabilitätslinie besteht. Dies gilt allerdings nicht mehr im Einflußbereich der "magischen" Zahlen. Eine Entscheidung darüber, welcher der beiden Bezugspunkte in diesen Nuklidbereichen zweckmäßiger ist, kann aus Mangel an experimentellen Daten nicht gefällt werden. Die Verbesserung der phänomenologischen Betrachtung durch Wahl neuer Parameter hängt somit wesentlich von Glück und Intuition ab. Folglich wurde versucht, neue Parameter mit Hilfe der Theorie abzuleiten.

4.3 Ableitung eines geeigneten Parameters zur Erfassung der Änderung von σ_{\max}

Emissionswahrscheinlichkeiten

Der Ablauf einer Reaktion des Typs $X(a,b)Y$, bei der zunächst ein Compoundkern (CN) entsteht, der dann durch Emission eines Nukleons wieder zerfällt, kann schematisch in folgender Weise dargestellt werden:



Ein solcher zweistufiger Compoundkernmechanismus wurde zuerst von Bohr (40) postuliert. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(a,b)$ für die Reaktion $X(a,b)Y$ ist nach Bohr gegeben durch die Gleichung

$$\sigma(a,b) = \sigma_c \cdot W_b \quad (12)$$

Darin bedeuten:

σ_c = Bildungsquerschnitt für den Compoundkern

W_b = relative Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Teilchens b

Für geladene Projektile kann der Compoundkern-Bildungsquerschnitt näherungsweise durch Gl. 13 wiedergegeben werden (41):

$$\sigma_c \approx \pi(R + \lambda)^2 \cdot \left(1 - \frac{Z z e^2}{(R + \lambda) E} \right) \quad (13)$$

λ = reduzierte De Broglie-Wellenlänge des Projektils

R = Kernradius des Targetkerns

e = Elementarladung

Z = Ordnungszahl des Targetkerns

z = Ordnungszahl des Projektils

E = kinetische Energie des Projektils im Schwerpunktsystem

Wenn $E \gg Zze^2/(R + \lambda)$, kann für σ_c in guter Näherung der geometrische Querschnitt σ_G verwendet werden.

$$\sigma_c \approx \sigma_G = \pi R^2 \quad (14)$$

Dostrovsky et al. (42) haben für verschiedene Compoundkerne die Emissionswahrscheinlichkeiten für n , p , d , $He-3$ und $He-4$ berechnet. Sie zeigten, daß allgemein n , p und $He-4$ die größten Emissionswahrscheinlichkeiten aufwiesen und die Wahrscheinlichkeit für $He-4$ beträchtlich kleiner ist als die Summe der Neutronen- und Protonen-Emissionswahrscheinlichkeiten. Auf Grund dieser Ergebnisse sollten also vorwiegend Neutronen und Protonen emittiert werden, so daß man vereinfacht für die Emissionswahr-

scheinlichkeit schreiben kann:

$$W_n = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_p} = \frac{\Gamma_n/\Gamma_p}{(\Gamma_n/\Gamma_p) + 1} \quad (15)$$

W_n = relative Neutronen-Emissionswahrscheinlichkeit
 Γ_n = Neutronen-Emissionswahrscheinlichkeit
 Γ_p = Protonen-Emissionswahrscheinlichkeit

Ist Γ_n entweder sehr groß oder sehr klein gegen Γ_p , dann ergibt sich nach Gl. 15:

$$\begin{aligned} \Gamma_n \gg \Gamma_p & \quad W_n \approx 1 \\ \Gamma_n \ll \Gamma_p & \quad W_n \approx \Gamma_n/\Gamma_p \end{aligned}$$

Für das Verhältnis der Neutronen- zu Protonenemissionswahrscheinlichkeit erhält man aus Gl. 5 die folgende Gleichung:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \approx \frac{\sigma_{inv_n}}{\sigma_{inv_p}} \cdot \exp \left\{ \sqrt{a/E^*} \cdot (BE_p + \epsilon_p - \overline{BE}_n - \epsilon_n - \delta) \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{a}{64} \right)^{1/2} \frac{(BE_p + \epsilon_p)^2 - (BE_n + \epsilon_n)^2}{E^{*3/2}} + \dots \right\} \quad (16)$$

Die höheren Terme in den geschweiften Klammern von Gl. 16 können im Vergleich zu dem ersten Term vernachlässigt werden, da sie wesentlich kleiner sind. Außerdem gilt in erster Näherung:

$$\epsilon_n \approx \epsilon_p - CB_p \quad (17)$$

CB_p ist die Coulombschwelle für das Proton. Falls E^* viel größer ist als CB_p , dann gilt:

$$\frac{\sigma_{inv_n}}{\sigma_{inv_p}} = 1 \quad (18)$$

Mit diesen Vereinfachungen kann Gl. 16 folgendermaßen geschrieben werden:

$$\exp(X) = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \quad (19)$$

$$X = \sqrt{a/E^{*n}} \cdot (BE_p + CB_p - \overline{BE}_n - \delta) \quad (20)$$

darin ist:

$\delta = 0$ für g,u-Kerne und u,g-Kerne

Gemäß Gl. 19 kann Gl. 15 in folgender Form geschrieben werden:

$$W_n = \frac{\exp(X)}{\exp(X) + 1} \quad (21)$$

Damit wurde eine Funktion X abgeleitet, welche von der Bindungsenergie des letzten Neutrons und Protons sowie der Coulomb-schwelle abhängt.

4.4 Abhängigkeiten der maximalen Wirkungsquerschnitte für (α ,xn)-Anregungsfunktionen von X_{CN}

4.4.1 Auswertung der experimentellen Daten

Aus der Beziehung für die Neutronen-Emissionswahrscheinlichkeit W_n (Gl. 15) ist zu erwarten, daß σ_{max} für (-,xn)-Reaktionen von X (Gl. 20) abhängt. Dieser Einfluß wurde zuerst für (α ,xn)-Anregungsfunktionen untersucht, da diese Reaktionen vorwiegend über die Bildung von Compoundkernen ablaufen. X wurde auf den Compoundkern bezogen und durch X_{CN} bezeichnet.

Die Berechnung der Variablen CB_p , BE_p , \overline{BE}_n , δ , a und E_{CN}^* bei E_{max} geschah folgendermaßen:

- (a) Die Coulombschwelle für Protonen wurde unter Verwendung der klassischen Formel und des Wertes $r_0 = 1,4 F$ berechnet.
- (b) Die Variablen BE_p und \overline{BE}_n wurden in der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Weise erhalten.
- (c) In der Massenformel (43) wurden die ungerade-gerade Eigenschaften von Kernen durch den Paarungsenergieterm δ berücksichtigt. Da dieser gewöhnlich als $\delta = \text{Konst}/A^{1/2}$ (44) ausgedrückt wird, sind die Paarungseffekte für das letzte Neutron und/oder Proton gleich. Daher wurde der Korrekturterm δ von den Neutronenpaarungsenergien der Seegerschen Tabellen (25) entnommen.
- (d) Der Wert von E_{CN}^* bei E_{max} kann aus der Bindungsenergie des α -Teilchens im Compoundkern und der experimentell ermittelten Lage des Maximums der Anregungsfunktion ermittelt werden.
- (e) Der Niveaudichteparameter a wird gewöhnlich bei der Berechnung von Anregungsfunktionen als eine adjustierbare Größe angesehen, mit der eine bessere Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Werten erreicht werden kann. Daher ist es schwierig, seine Abhängigkeit systematisch zu erfassen. Theoretische Berechnungen auf der Basis des Fermi-Gas-Modells führten zu folgenden Ergebnissen für den Niveaudichteparameter (45):

$$a = \frac{A}{13,5} \text{ MeV}^{-1} \quad r_0 = 1,2 F$$

$$a = \frac{A}{8,5} \text{ MeV}^{-1} \quad r_0 = 1,5 F$$

Experimentell bestimmte Werte für a in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl (46) zeigten, daß der allgemeine Verlauf etwa $A/10$ entspricht. Dieser Wert wurde dabei bei allen folgenden Berechnungen verwendet. Dabei muß berücksichtigt werden, daß er den Einfluß von Schaleneffekten nicht berücksichtigt.

In Abb. 15 ist für (α, xn) -Reaktionen die Abhängigkeit der Größe $\sqrt{a/E_{CN}^*}$ von der Nukleonenzahl des Compoundkerns A_{CN} dargestellt. Für die (α, xn) -Reaktionen sind deutliche Abhängigkeiten zu erkennen, die durch die visuell eingezeichneten Geraden wiedergegeben werden. Die für eine spezielle (α, xn) -Reaktion benutzten Werte von $\sqrt{a/E_{CN}^*}$ wurden stets von diesen Geraden abgelesen.

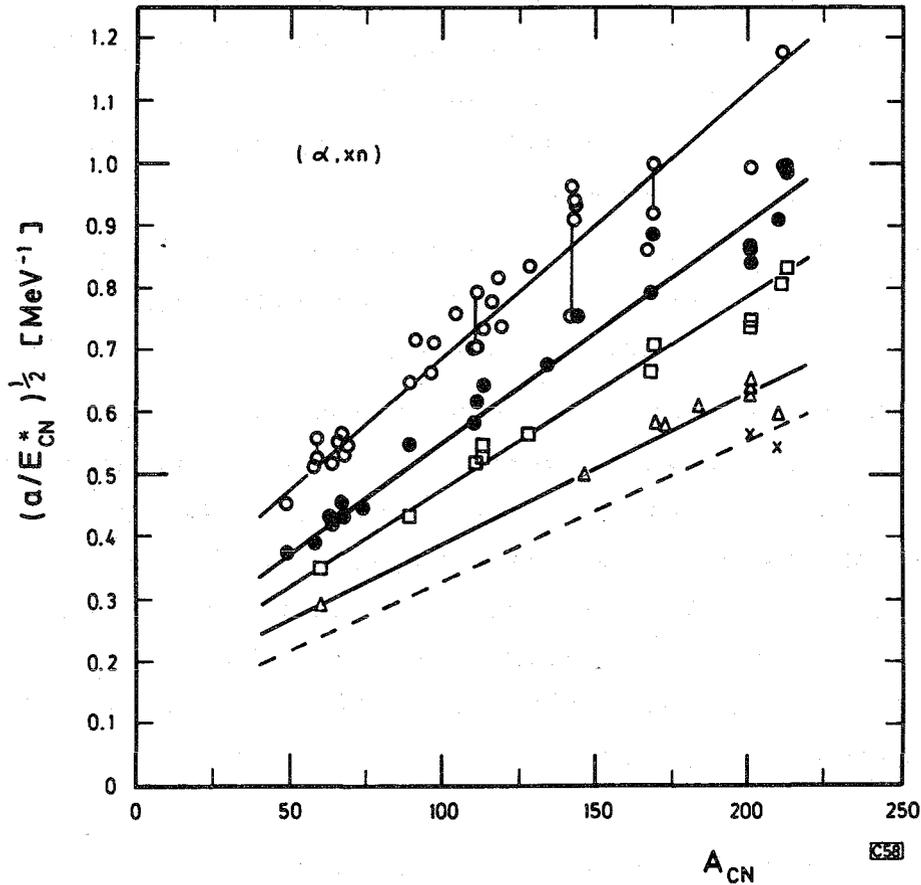


Abb. 15 $\sqrt{a/E_{CN}^*}$ -Werte für (α, xn) -Reaktionen in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl des Compoundkerns A_{CN} . Die Symbole haben folgende Bedeutung:
 O — O (α, n) -Reaktionen; ● — ● $(\alpha, 2n)$ -Reaktionen;
 □ — □ $(\alpha, 3n)$ -Reaktionen; Δ — Δ $(\alpha, 4n)$ -Reaktionen;
 X — X $(\alpha, 5n)$ -Reaktionen

Werte für σ_{\max} , E_{\max} und X_{CN} für (α, xn) -Reaktionen mit den dazugehörigen Literaturzitaten sind im Anhang 1 aufgeführt. In den Abbildungen 16 bis 20 sind für verschiedene Kernreaktionen mit α -Teilchen die σ_{\max} -Werte in Abhängigkeit von X_{CN} dargestellt. Um die experimentell bestimmten Werte erkennen zu können, wurde jede Reaktionsart getrennt gezeichnet. Die eingezeichneten Kurven wurden visuell an die experimentellen Werte angepaßt. Die Form dieser Abhängigkeit für σ_{\max} wird im Abschnitt 4.4.2 diskutiert.

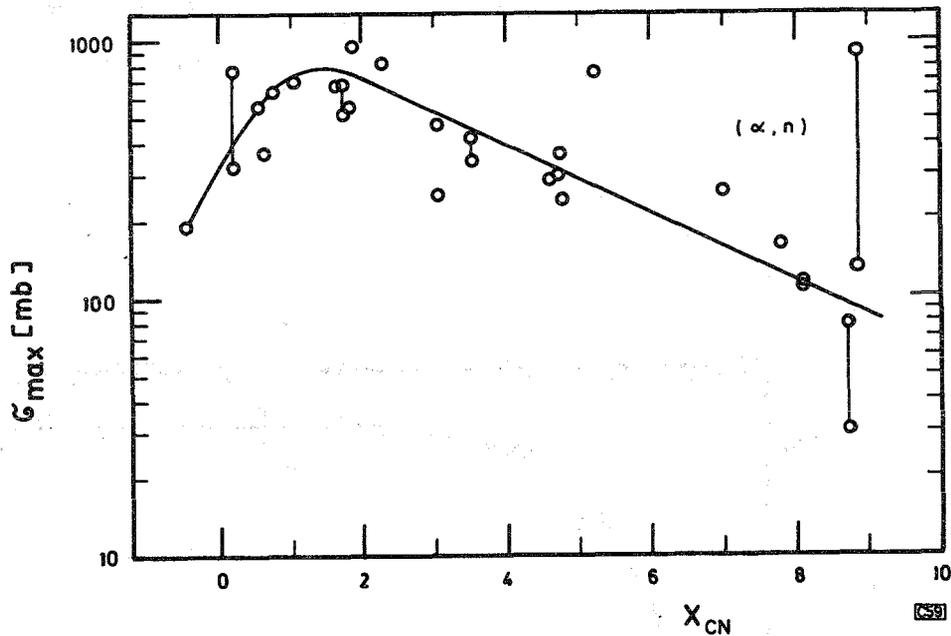


Abb. 16

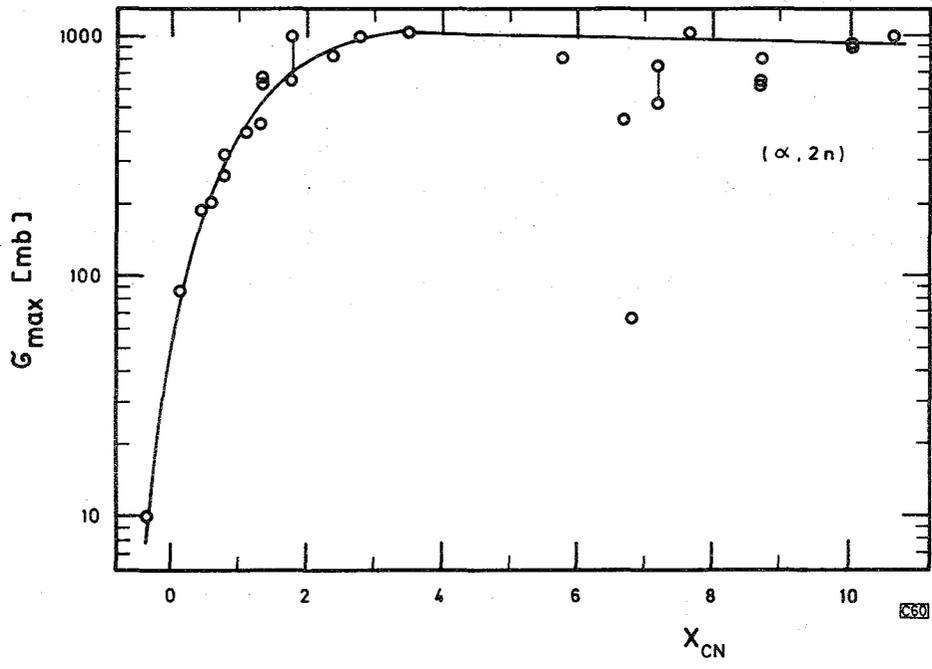


Abb. 17

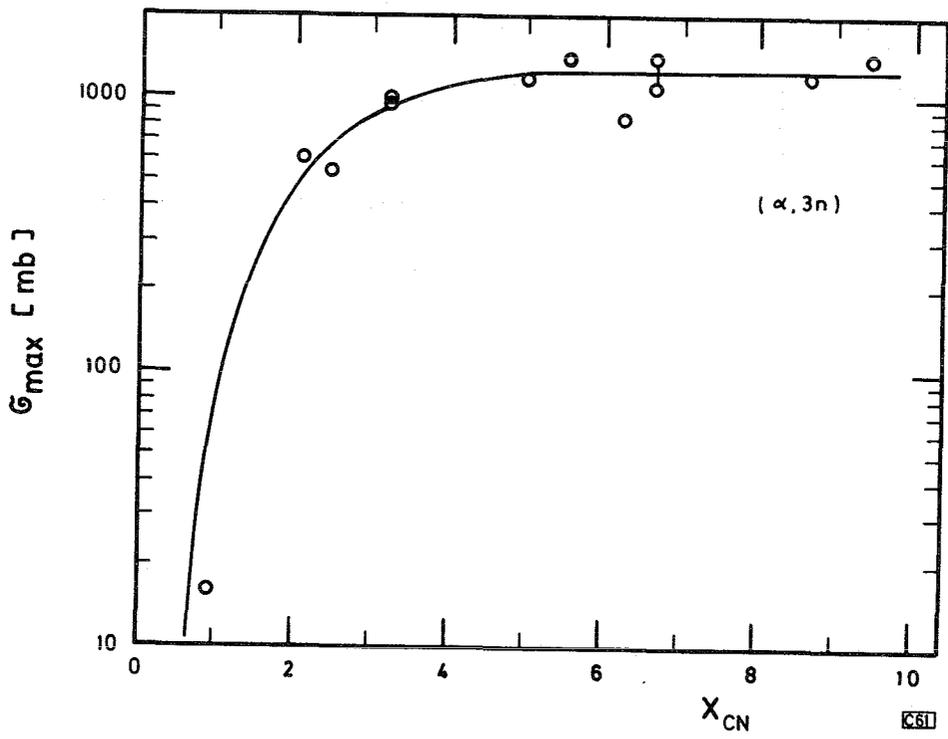


Abb. 18

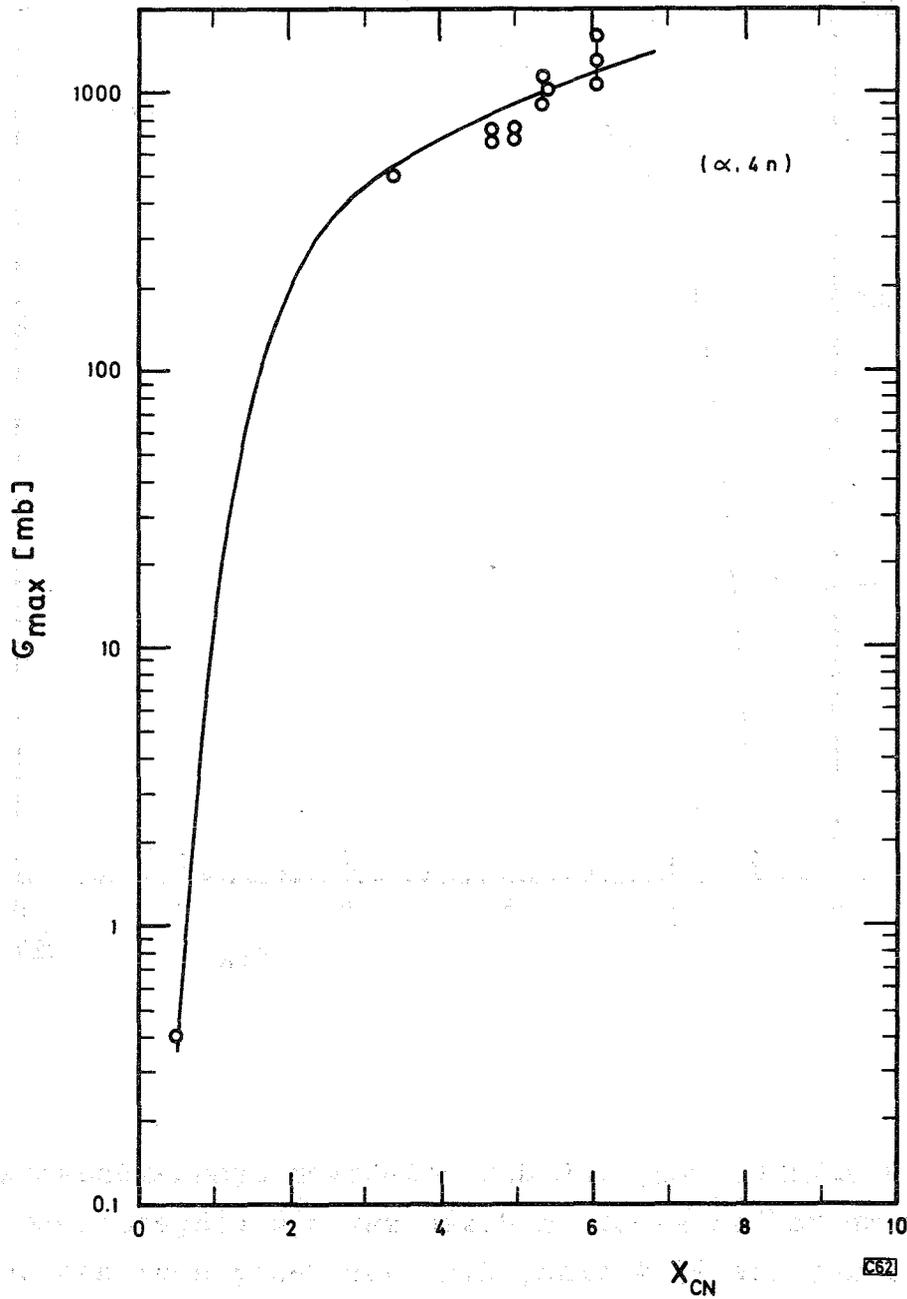


Abb. 19

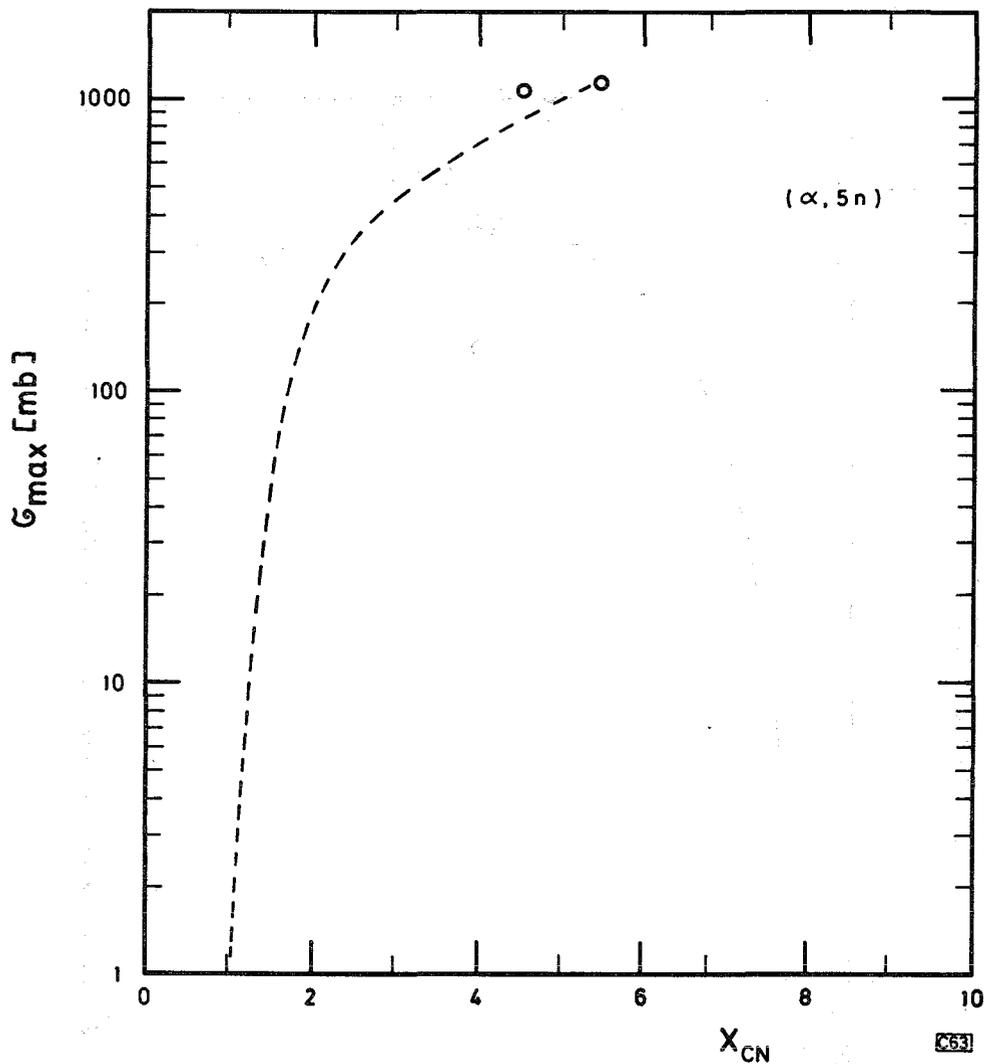


Abb. 20

Aus Tab. 4 erkennt man, daß die relativen Standardabweichungen der experimentellen Werte in Bezug auf die eingezeichneten Kurven kleiner als 25 % sind, d.h. nur wenig über den normalerweise angegebenen experimentellen Fehlern liegen. Bei der Berechnung der Werte für die (α, n) -Reaktionen wurden zunächst alle Daten benutzt, wobei sich eine Standardabweichung von 31 % ergab. Eine nähere Betrachtung zeigt jedoch, daß für die Reaktionen mit Ba-138 und Ho-165 ($X_{CN} \approx 8,8$) von verschiedenen Autoren die Werte 130 und 900 mb sowie 30 und 79 mb angegeben wurden.

Tab. 4 Relative Standardabweichungen der experimentellen Werte, bezogen auf die visuell eingezeichneten Kurven für (α, xn) -Anregungsfunktionen.

Reaktionstyp	Rel. Standardabweichung in %
(α, n)	24
$(\alpha, 2n)$	21
$(\alpha, 3n)$	15
$(\alpha, 4n)$	-
$(\alpha, 5n)$	-

Die Abweichungen der beiden Ausreisser sind erheblich größer als die berechnete Standardabweichung der (α, n) -Kurve. Es wurde deshalb die Rechnung ohne Verwendung dieser beiden Werte wiederholt und dabei ein Wert von 24 % erhalten. Im Falle der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion wurde der Wert von 66 mb für die Reaktion mit Te-130 ($X_{CN}=6,8$) vernachlässigt, würde er berücksichtigt, dann ergäbe sich eine Standardabweichung von 26 %.

4.4.2 Vergleich mit der Theorie

Aus den vorhergehenden Ergebnissen ist zu ersehen, daß für die verschiedenen (α, xn) -Reaktionen ein Zusammenhang zwischen σ_{max} und X_{CN} besteht. Es ist jedoch noch zu untersuchen, ob die graphisch ermittelten Abhängigkeiten mit den theoretischen Voraussagen übereinstimmen.

Dazu soll nochmals die Gl. 21 betrachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von j Neutronen ist gegeben durch

$$W_{jn} = \prod_{j=1}^x \frac{\exp(X_j)}{\exp(X_j) + 1} \quad (22)$$

Diese Formel berücksichtigt jedoch nur die Emission von Neutronen und Protonen und nicht die anderer Teilchen. Für $\Gamma_n > \Gamma_p$ ist dies in erster Näherung richtig. Bei großer Bindungsenergie der

Neutronen ist es jedoch möglich, daß neben Neutronen und Protonen auch Teilchen, wie α -Teilchen emittiert werden. Um zu überprüfen, ob dies die Berechnung von σ_{\max} merklich beeinflusst, wurde das Rechenprogramm von Blann (28) herangezogen. Dazu wurde der Einfluß unterschiedlicher Neutronenbindungsenergien auf die Emission von Neutronen untersucht. Es zeigte sich, daß die Emissionswahrscheinlichkeit für die Neutronen bei niedrigen Werten von X_{CN} beträchtlich geringer ist als nach Gl. 22. In Abb. 21 ist der Faktor aufgeführt, mit dem die über Gl. 22 erhaltenen Werte korrigiert werden müssen.

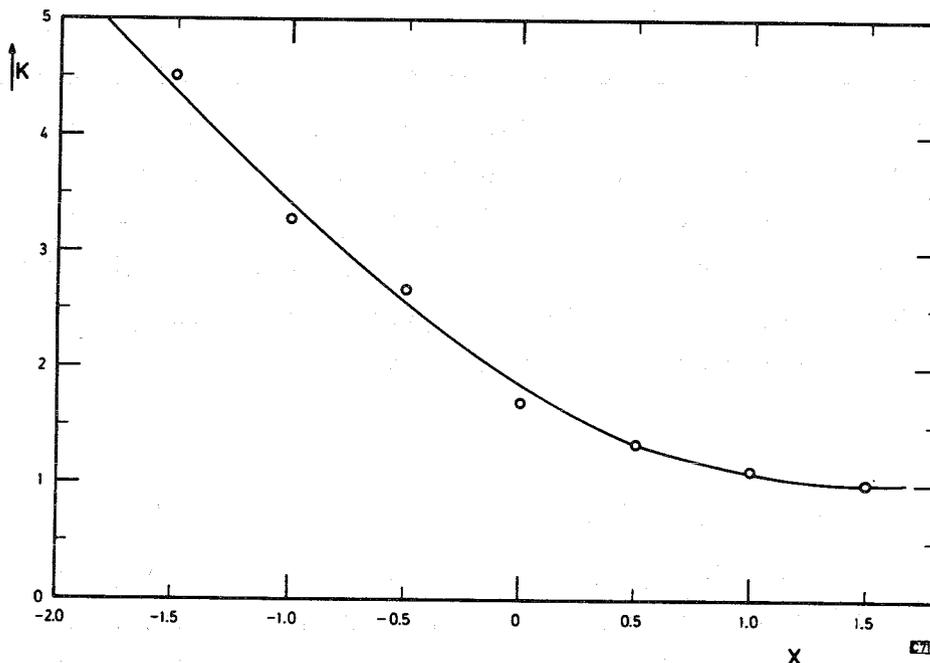


Abb. 21 Abhängigkeit des Faktors K von X

Unter Verwendung dieses Faktors K und Gl. 22 wurde eine "Standard"-Kurve konstruiert, welche die Abhängigkeit für die Emission eines Neutrons wiedergibt. Mit Hilfe dieser "Standard"-Kurve, der $\sqrt{a/E_{\text{CN}}^*}$ -Kurven für (α, xn) -Reaktionen und den durch Gl. 14 gegebenen geometrischen Wirkungsquerschnitten wurden σ_{\max} für verschiedene Isotope eines leichten ($Z = 25$), eines mittelschweren ($Z = 45$) und eines schweren ($Z = 79$) Elements

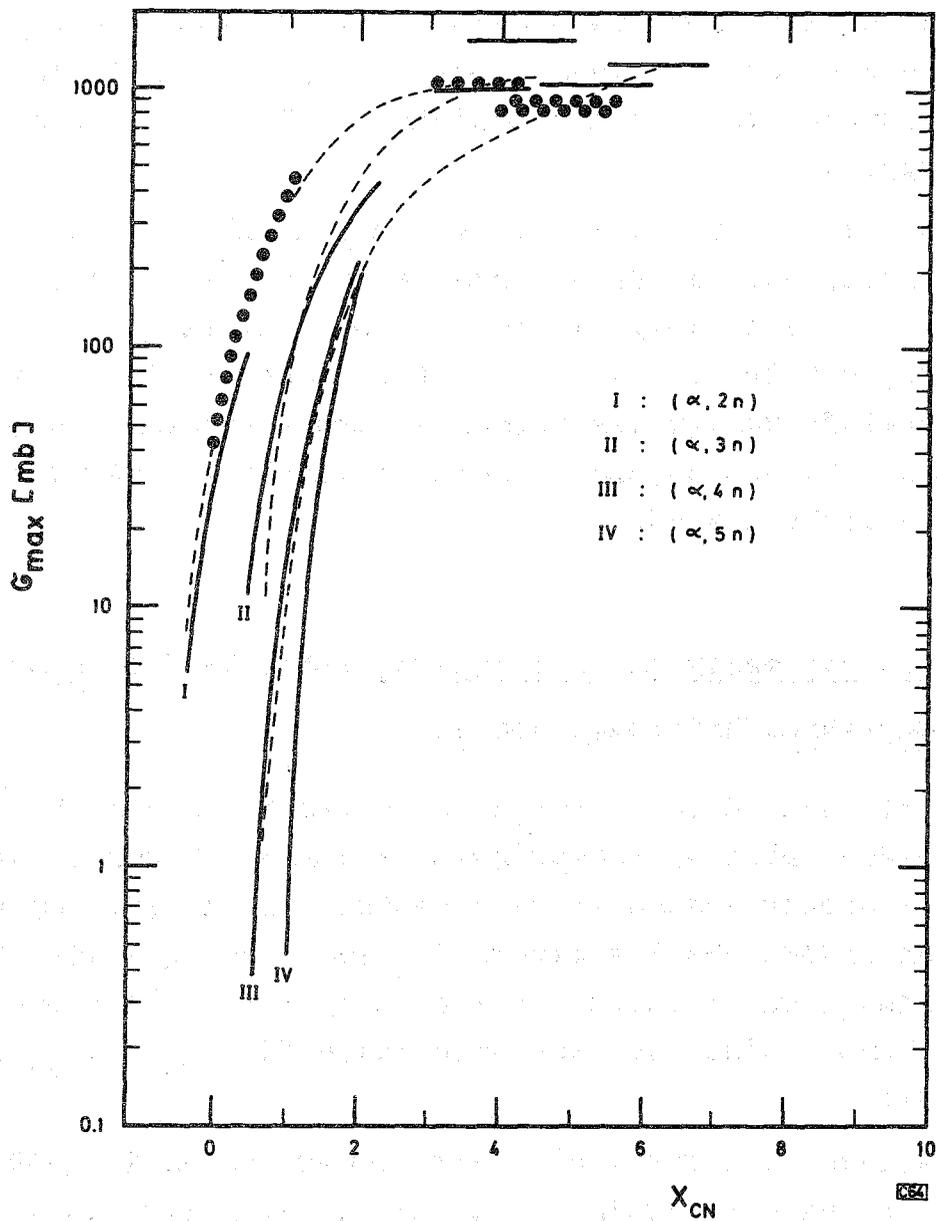


Abb. 22 Vergleich von berechneten und aus Experimenten ermittelten Abhängigkeiten.

— links unten gilt für die berechneten Werte des leichten Elements,

● ● ● ● ● gilt für die berechneten Werte des mittelschweren Elements,

— rechts oben gilt für die berechneten Werte des schweren Elements und

----- experimentell ermittelte Kurven.

berechnet. Die erhaltenen Werte sind in Abb. 22 aufgeführt. Die gezeichneten Kurvenstücke umfassen jeweils etwa das X_{CN} -Intervall, in dem die stabilen Isotope der genannten Elementbereiche vorkommen. Man erkennt deutlich, daß sich diese nur wenig überlappen.

Die gestrichelten Kurven geben den Verlauf wieder, der mit Hilfe der experimentellen Daten erhalten wurde (vgl. Abb. 16-20, Abschnitt 4.4.1). Ein Vergleich mit den berechneten Kurvenstücken zeigt, daß trotz der bei der Ableitung von Gl. 21 eingeführten Vereinfachungen die Übereinstimmung erstaunlich gut ist. Aus dieser Übereinstimmung kann man schließen, daß die Grundannahmen richtig sind.

4.5 Abhängigkeiten der maximalen Wirkungsquerschnitte für (p,xn)- und (d,xn)-Anregungsfunktionen von X_{CN}

Die für (p,xn)- und (d,xn)-Reaktionen in den folgenden Abbildungen wiedergegebenen Abhängigkeiten wurden in der in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Weise erhalten. Zur Ermittlung der verschiedenen Größen des Parameters X_{CN} wurde das gleiche Verfahren angewandt, das bereits für die (α ,xn)-Reaktionen erwähnt wurde. In Anhang 1 sind die benutzten Werte für E_{max} , σ_{max} und X_{CN} aufgeführt.

Die Bilder zeigen, daß für einige Reaktionsarten nicht genügend experimentelle Daten vorhanden sind, um die Abhängigkeit des maximalen Wirkungsquerschnitts von X_{CN} festzulegen. Dies trifft besonders bei den Deuteronenreaktionen zu. In diesen Fällen wurden die Abhängigkeiten durch gestrichelte Kurven eingezeichnet, deren Verlauf mit Ausnahme der (-,5n)-Reaktionen unter Berücksichtigung der wenigen experimentellen Werte von den entsprechenden (α ,5n)-Kurven übernommen wurde. Eine Begründung für die Übertragung wird im folgenden Abschnitt gegeben. Bei den (-,5n)-Reaktionen wurde der nach der Theorie erwartete Verlauf benutzt.

Tabelle 5 Relative Standardabweichungen der experimentellen Werte, bezogen auf die visuell eingezeichneten Kurven für (d,xn)-Anregungsfunktionen

Reaktionstyp	Rel. Standardabweichung in %
(d,n)	31
(d,2n)	20
(d,3n)	-
(d,4n)	-
(d,5n)	-

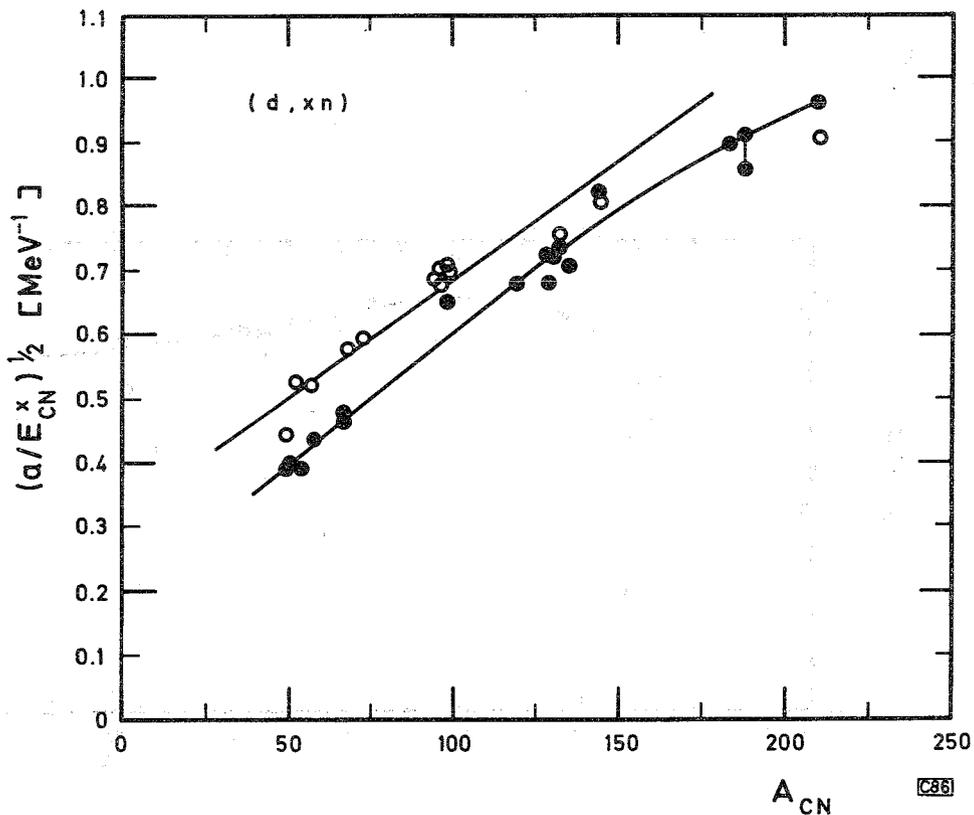


Abb. 23 $\sqrt{a/E^*}$ -Werte für (d,xn)-Reaktionen in Abhängigkeit von der Nucleonenzahl des Compoundkerns A_{CN} . Die Symbole haben folgende Bedeutung:

○ ——— ○ (d,n)-Reaktionen, ● ——— ● (d,2n)-Reaktionen

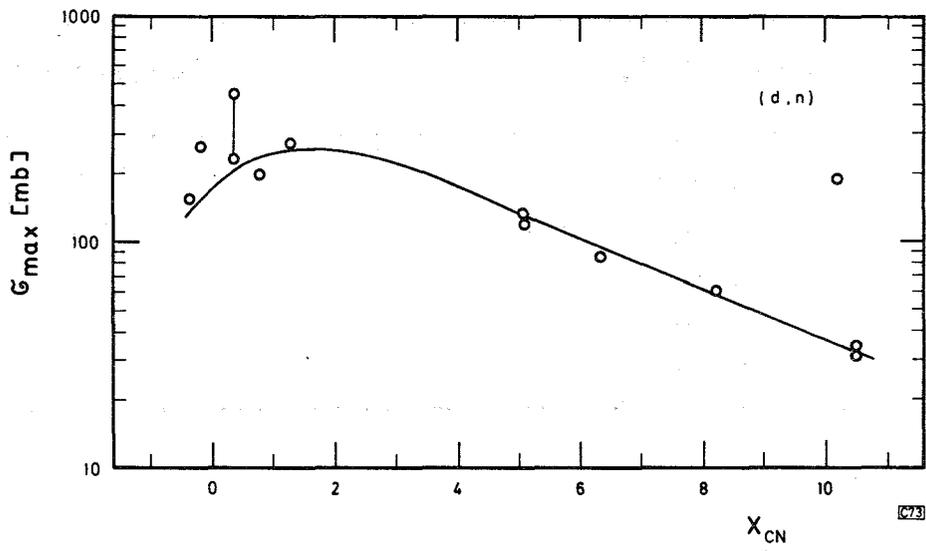


Abb. 24

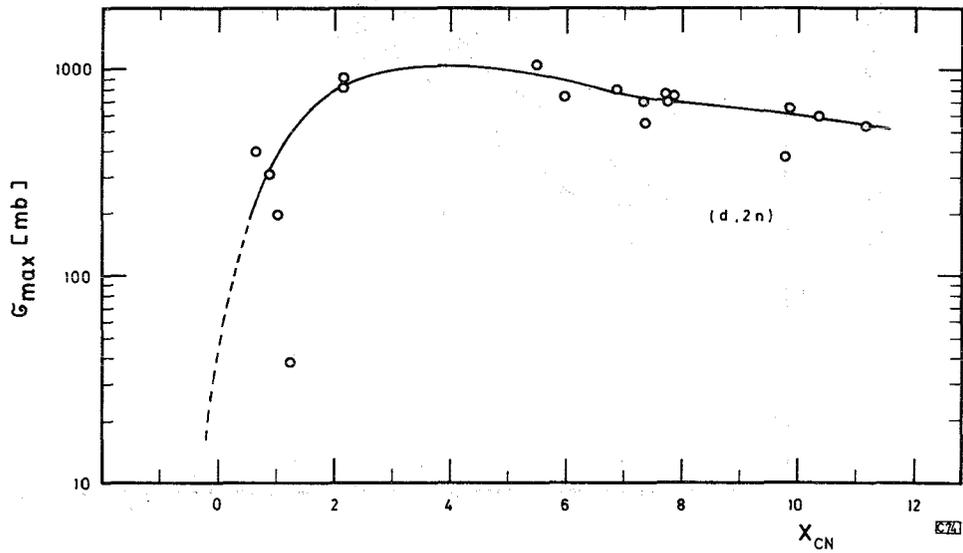


Abb. 25

Abb. 26

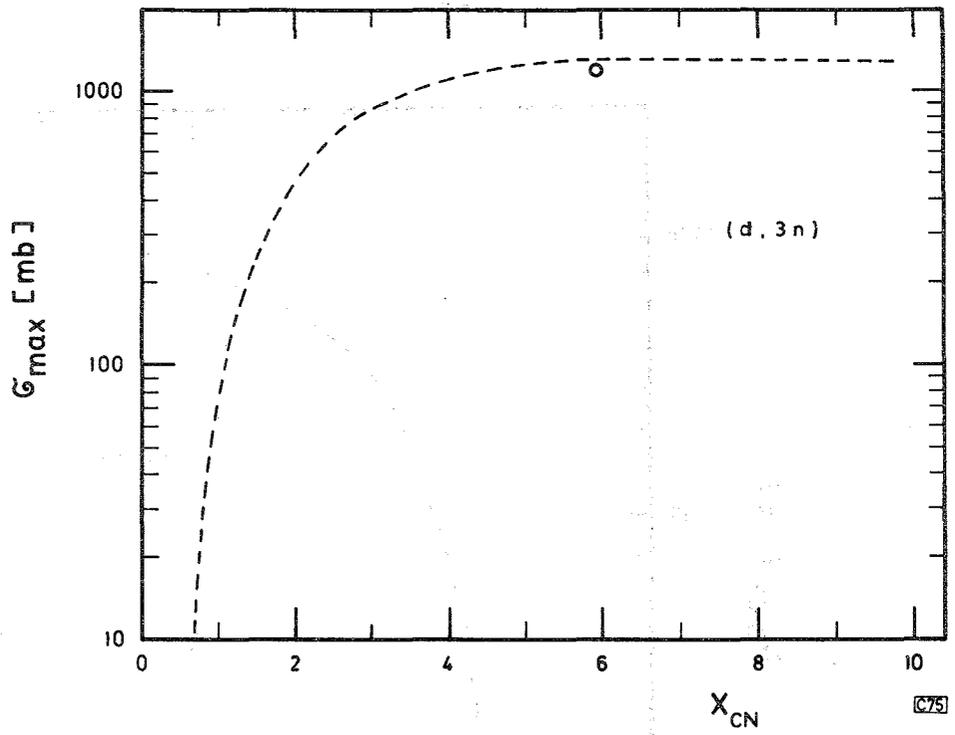
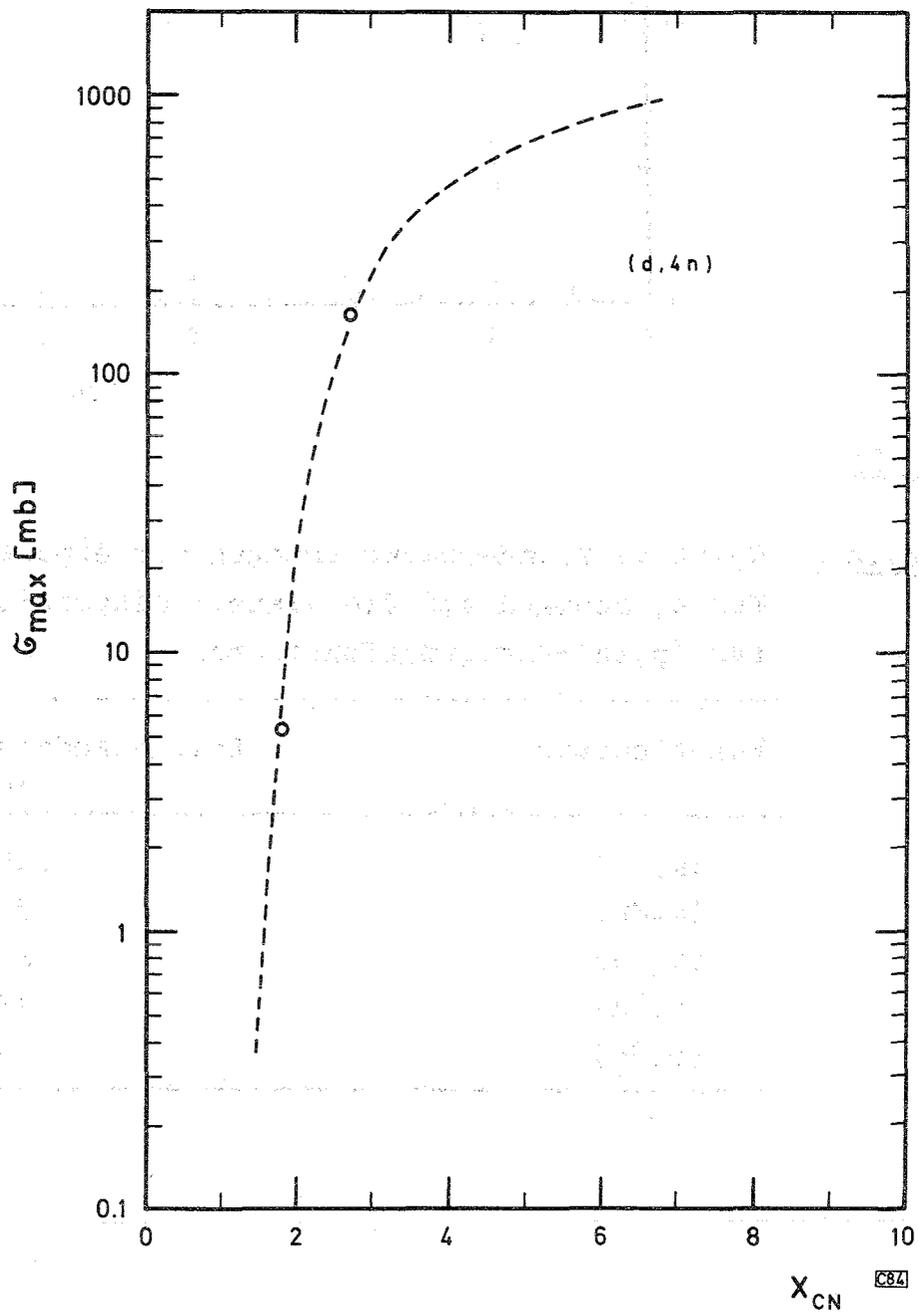


Abb. 27



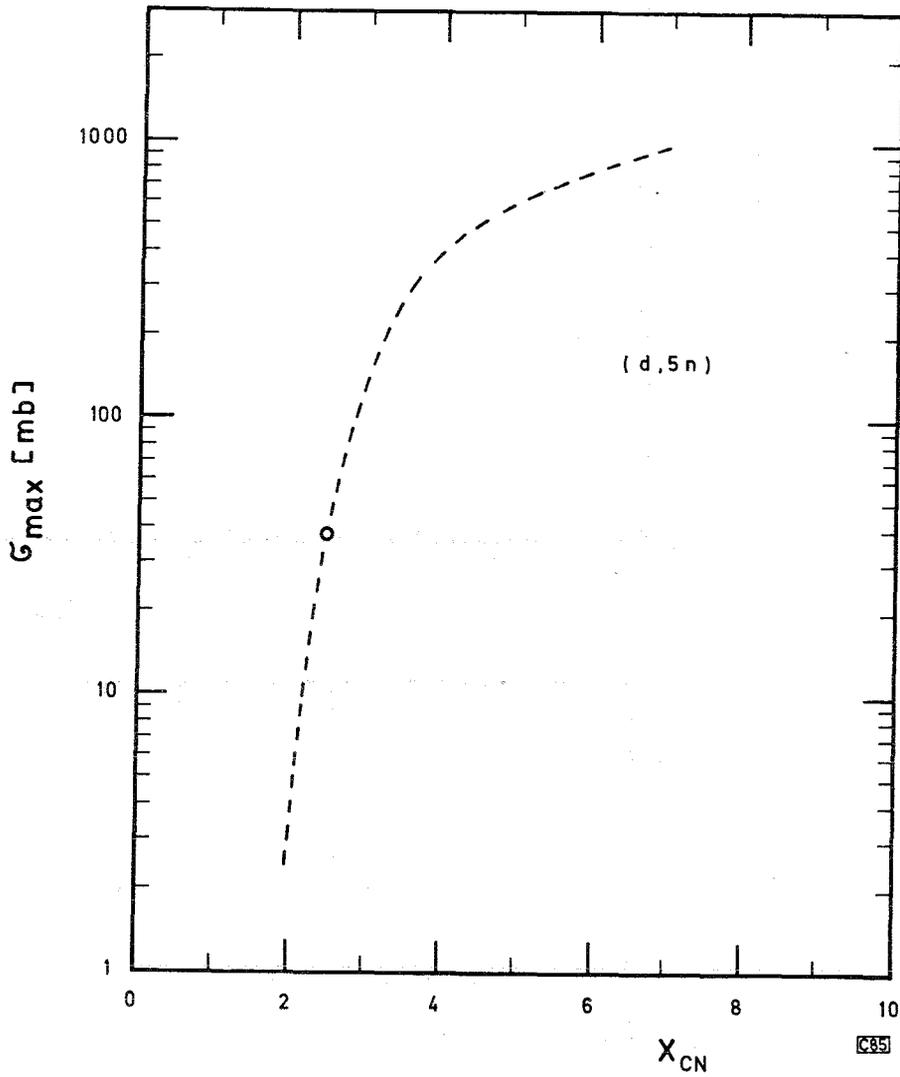


Abb. 28

Tabelle 6 Relative Standardabweichungen der experimentellen Werte, bezogen auf die visuell eingezeichneten Kurven für (p,xn) -Anregungsfunktionen

Reaktionstyp	Rel. Standardabweichung in %
(p,n)	20
$(p,2n)$	36
$(p,3n)$	20
$(p,4n)$	15
$(p,5n)$	-

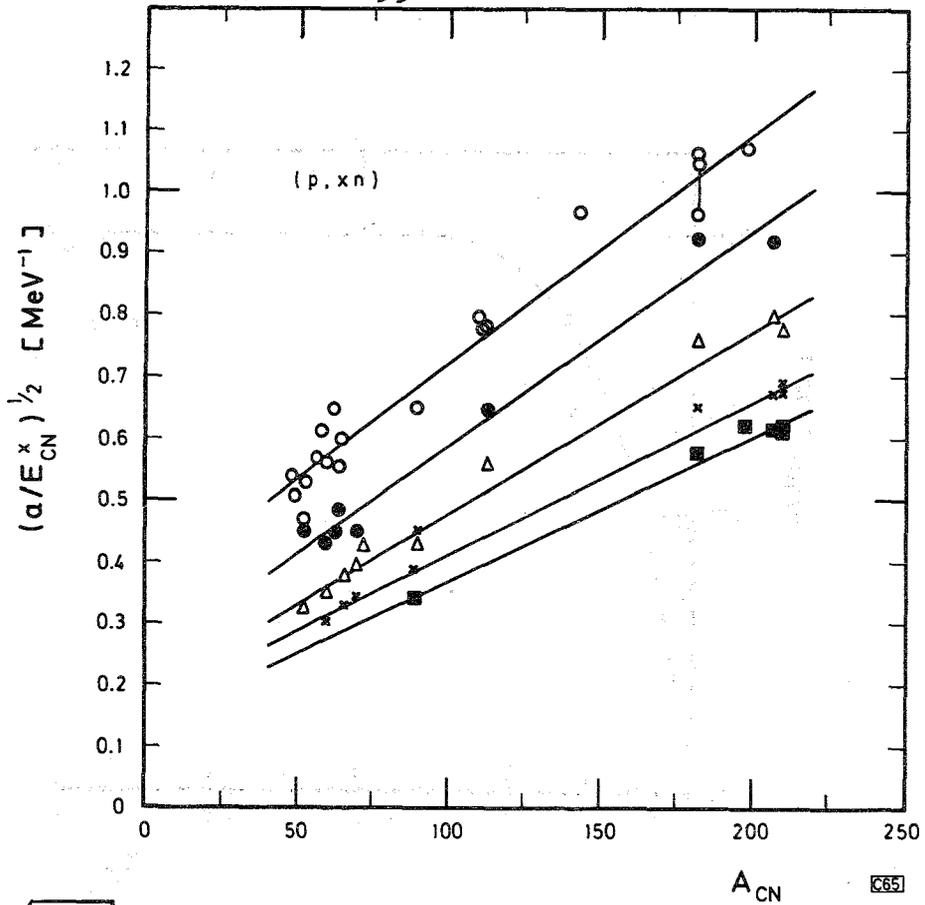
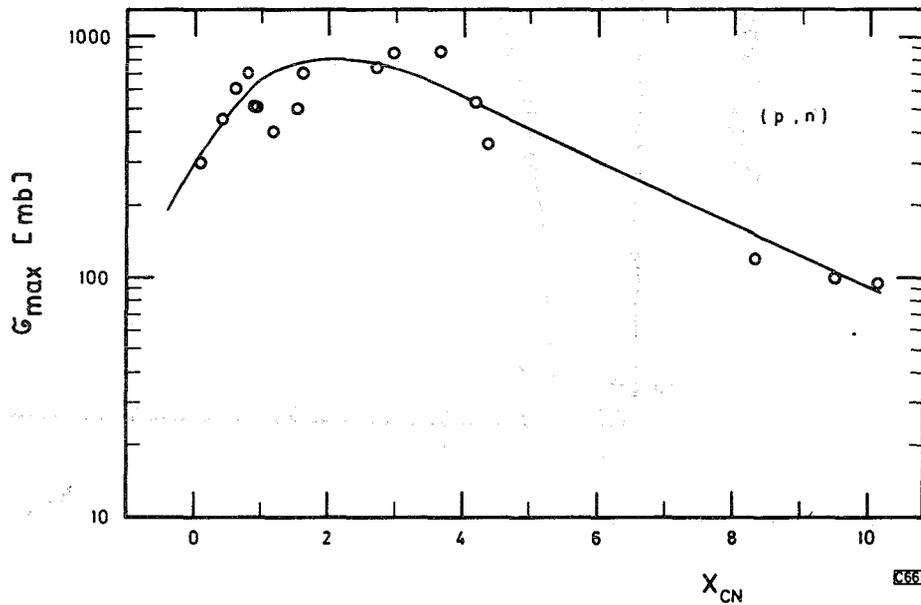


Abb. 29 $\sqrt{\sigma/E_x^*}$ -Werte für (p,xn)-Reaktionen in Abhängigkeit von der Nucleonenzahl des Compoundkerns A_{CN} . Die Symbole haben folgende Bedeutung:
 O—O (p,n)-Reaktionen; ●—● (p,2n)-Reaktionen;
 Δ—Δ (p,3n)-Reaktionen; X—X (p,4n)-Reaktionen;
 ■—■ (p,5n)-Reaktionen

Abb. 30



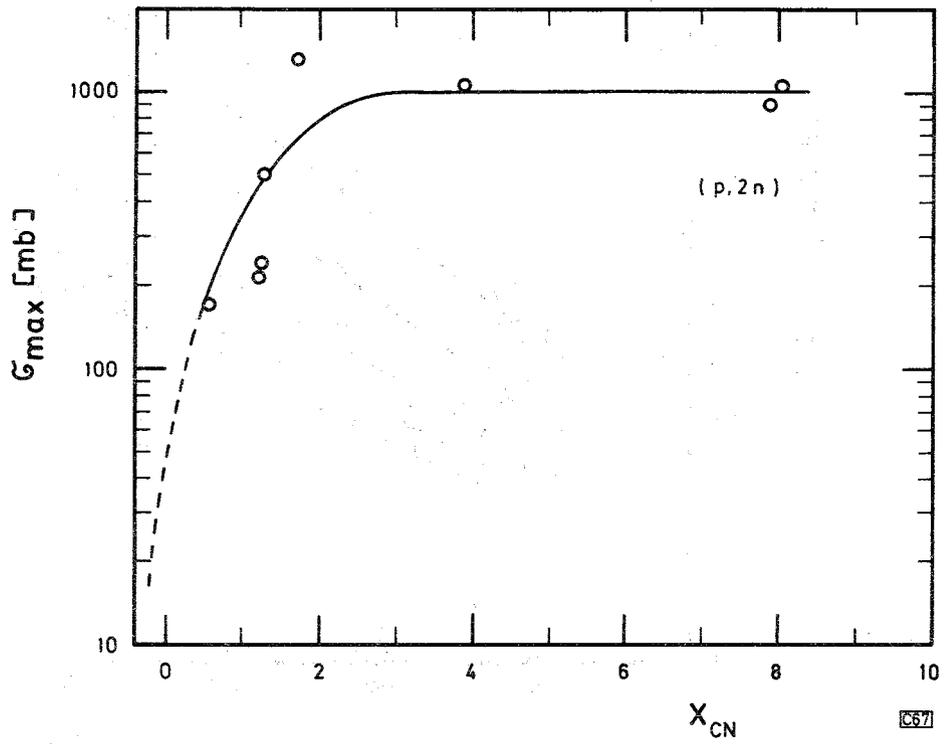


Abb. 31

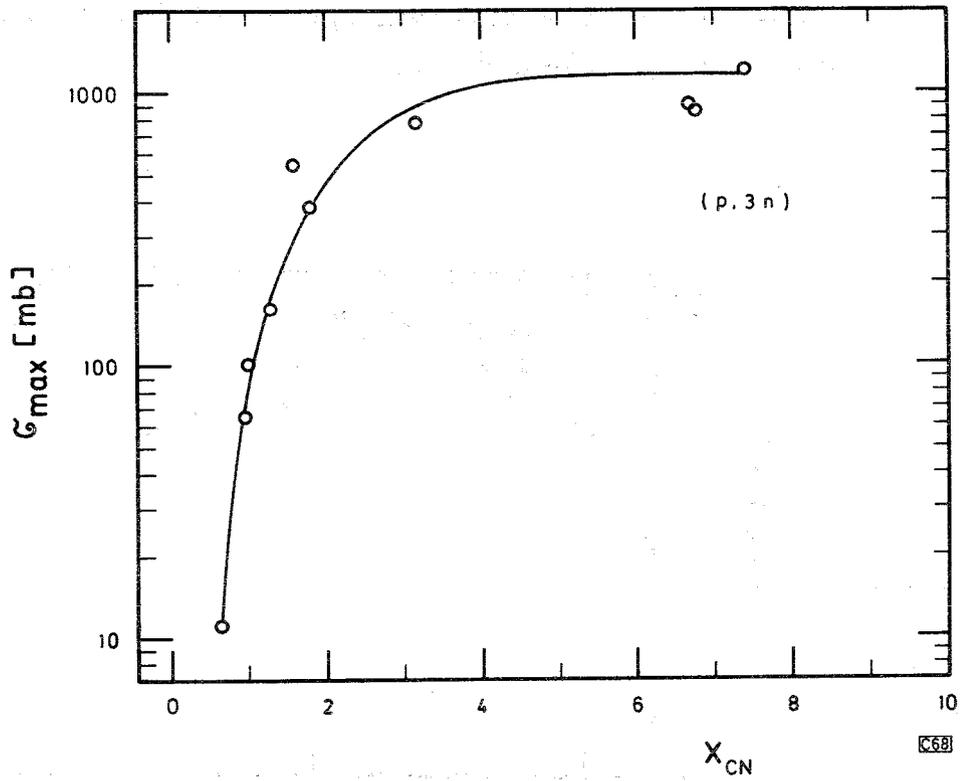


Abb. 32

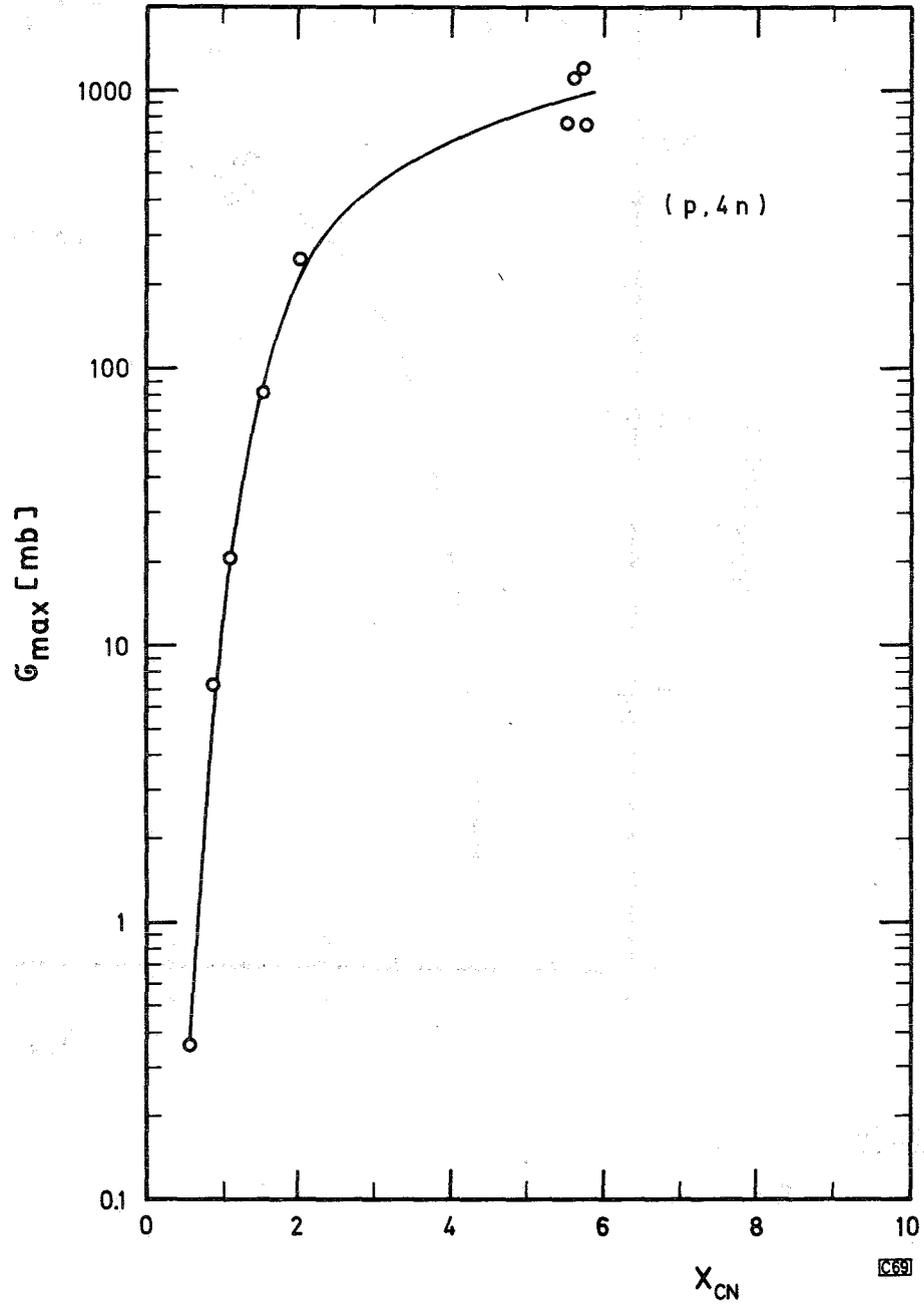


Abb. 33

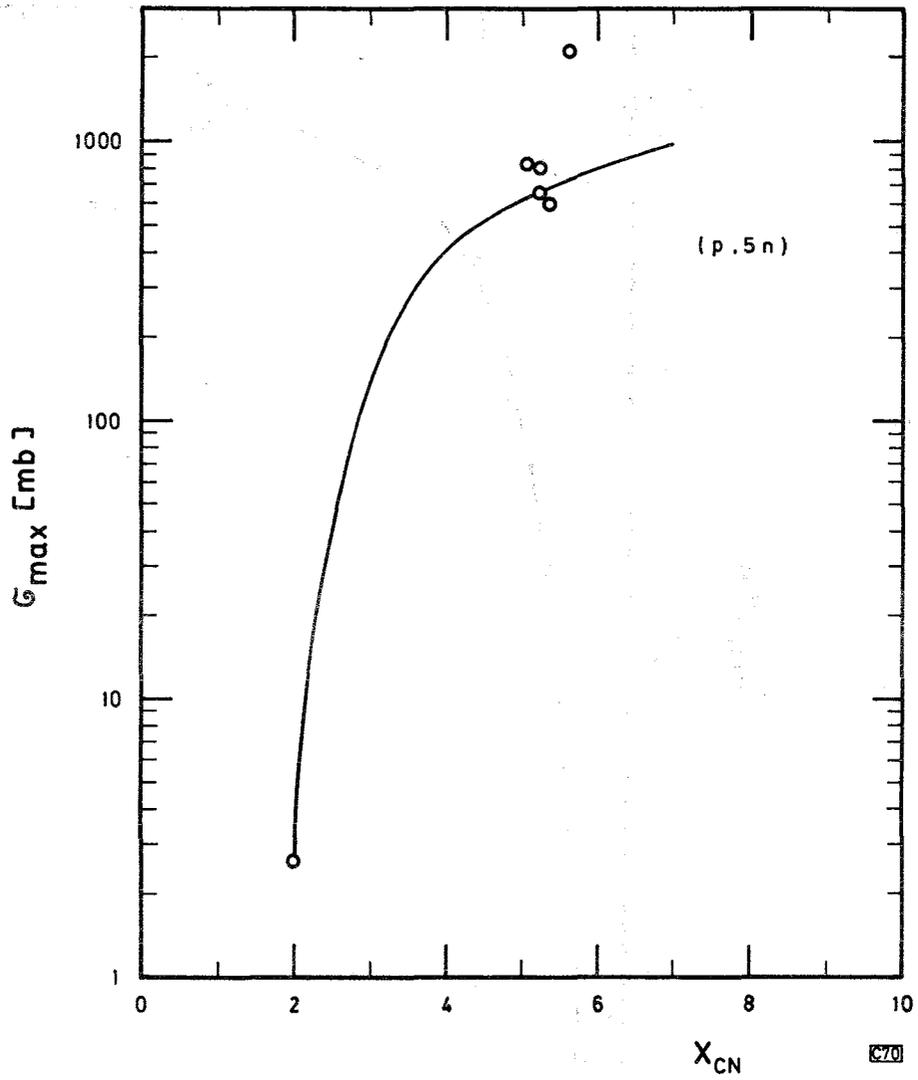


Abb. 34

4.6 Diskussion

In den letzten beiden Abschnitten wurden die Abhängigkeiten des σ_{\max} von X_{CN} für verschiedene (α, xn) -, (d, xn) - und (p, xn) -Reaktionen ermittelt. Im folgenden soll nun untersucht werden, in wie weit diese Abhängigkeiten miteinander übereinstimmen oder ob signifikante Unterschiede bestehen.

Vergleich der $(-, \text{n})$ -Anregungsfunktionen

Die Kurven in Abb. 35 zeigen einen ähnlichen Verlauf: nach einem starken Anstieg durchlaufen sie ein Maximum und fallen dann langsam wieder ab. Dabei ist das Maximum für α -Reaktionen deutlich zu kleineren X_{CN} -Werten verschoben. Der Anstieg ist auf die Zunahme der relativen Emissionswahrscheinlichkeit W_n (Gl. 22) zurückzuführen. Die Abnahme des maximalen Wirkungsquerschnittes

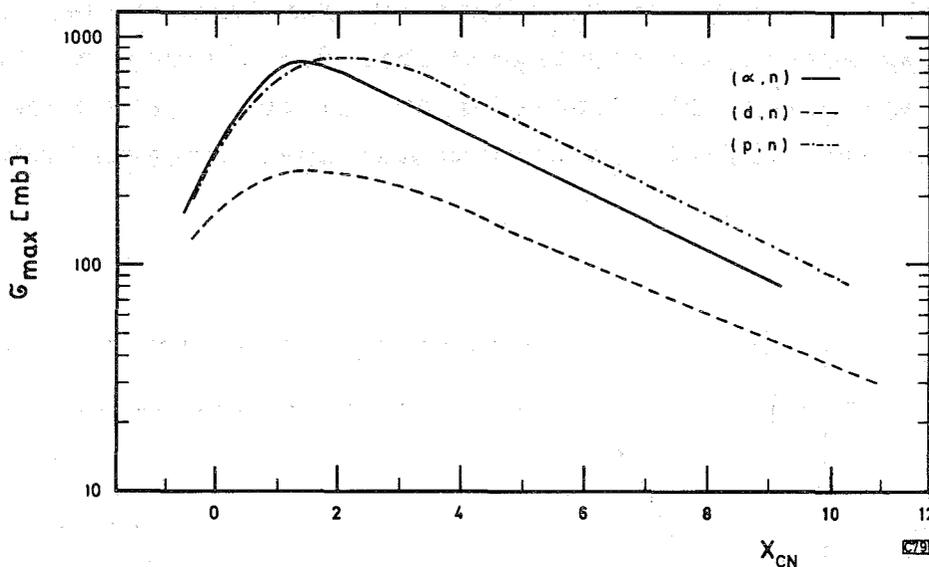


Abb. 35 Verlauf von σ_{\max} für $(-, \text{n})$ -Anregungsfunktionen aus den Abb. 16, 24 und 30.

ist dagegen durch den Einfluß der Coulombschwelle bedingt. Eine Abschätzung über die Größe dieses Einflusses stimmt gut mit dem tatsächlich gefundenen Kurvenverlauf überein.

Die Kurven für (p, n) - und (α, n) -Reaktionen stimmen im Anstieg sehr gut überein. Dies deutet darauf hin, daß der Ablauf der

Reaktionen sehr ähnlich ist. Die Unterschiede bei hohen X_{CN} -Werten sind auf die höhere Coulombschwelle für α -Teilchen und die dadurch bedingte kleine Bildungswahrscheinlichkeit für die Compoundkerne zurückzuführen. Die im gesamten X_{CN} -Bereich niedrigeren Wirkungsquerschnitte der (d,n)-Reaktionen sind dagegen durch den Einfluß von Direktreaktionen ((d,p)-stripping) zu erklären. Aus der Ähnlichkeit der Kurvenverläufe läßt sich aber auch hier schließen, daß ein großer Teil der (d,n)-Reaktionen über Bildung von Compoundkernen verlaufen muß.

Vergleich der (-,2n)-Reaktionen

Die Kurven für die (d,2n)- und (p,2n)-Reaktionen wurden nur dort gezeichnet, wo sie von der (α ,2n)-Kurve abweichen.

An Abb. 36 fällt auf, daß im linken Teil der Kurve die Abhängigkeiten für die maximalen Wirkungsquerschnitte überraschend gut übereinstimmen. Dies trifft für die (α ,2n)- und (p,2n)-Reaktionen auch für die hohen X_{CN} -Werte zu. Man kann demnach schließen, daß diese Reaktionen vorwiegend über die Bildung von Compoundkernen verlaufen. Die Abweichungen bei den (d,2n)-Reaktionen sind auf den Einfluß von Direktreaktionen zurückzuführen.

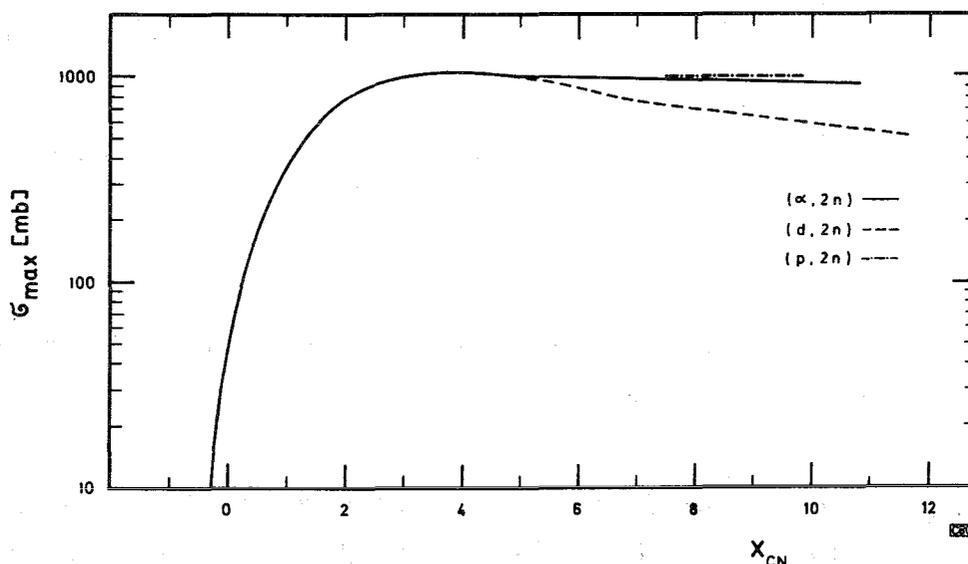


Abb. 36 Verlauf von σ_{max} für (-,2n)-Anregungsfunktionen aus den Abb. 17, 25 und 31.

Vergleich der $(-,3n)$ -Anregungsfunktionen

Aus den wenigen experimentellen Daten für die $(p,3n)$ - und $(\alpha,3n)$ -Reaktionen ergibt sich ein ähnlicher Kurvenverlauf. Für die $(d,3n)$ -Reaktionen ist zwar nur ein einziger Meßwert bekannt, der jedoch mit dem aus den $(-,2n)$ -Reaktionen erwarteten Kurvenverlauf übereinstimmt. Aus Analogiegründen kann man daher annehmen, daß die Abhängigkeit der maximalen Wirkungsquerschnitte der $(d,3n)$ -Reaktionen für X_{CN} -Werte unter 6 durch die $(\alpha,3n)$ -Kurve wiedergegeben wird. Bei höheren X_{CN} -Werten sollten dagegen

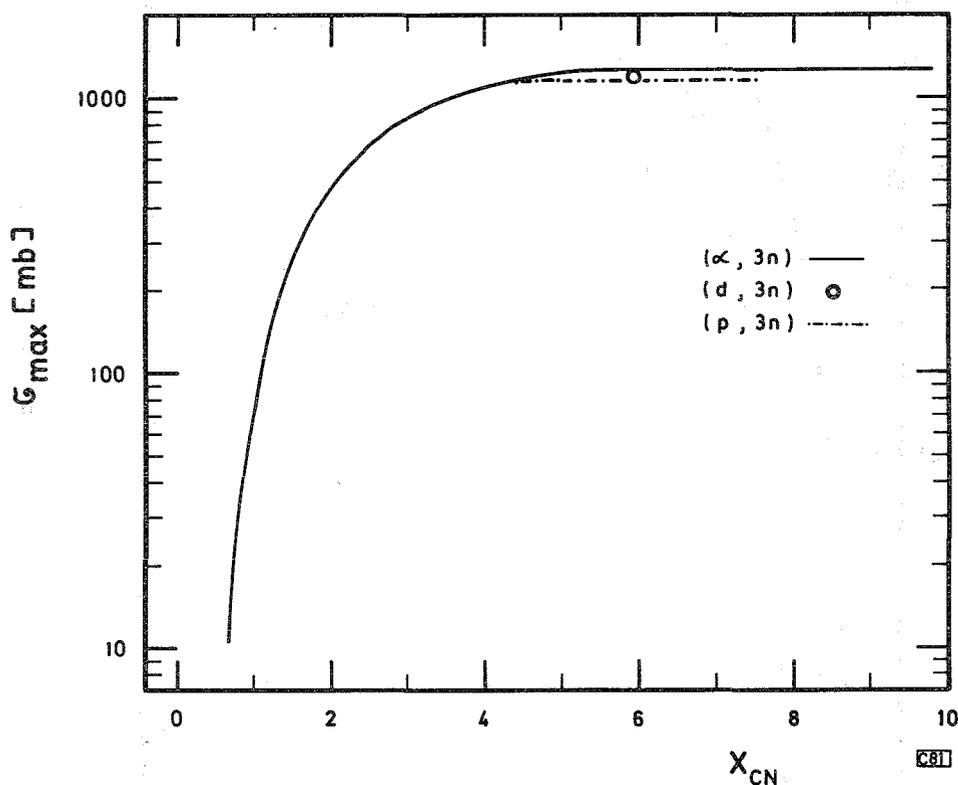


Abb. 37 Verlauf von σ_{max} für $(-,3n)$ -Anregungsfunktionen aus den Abb. 18, 26 und 32.

die maximalen Wirkungsquerschnitte deutlich unter denen der $(\alpha,3n)$ -Reaktionen liegen.

Vergleich der $(-,4n)$ -Anregungsfunktionen

Zwischen den Kurven für die $(p,4n)$ - und $(\alpha,4n)$ -Reaktionen besteht kein großer Unterschied, die Kurve für die $(d,4n)$ -Reaktion zeigt dagegen eine deutliche Abweichung. Der Kurvenverlauf für die $(d,4n)$ -Reaktion wurde durch Anpassung der $(p,4n)$ -Kurve an die beiden experimentellen Werte erhalten. Bei diesem

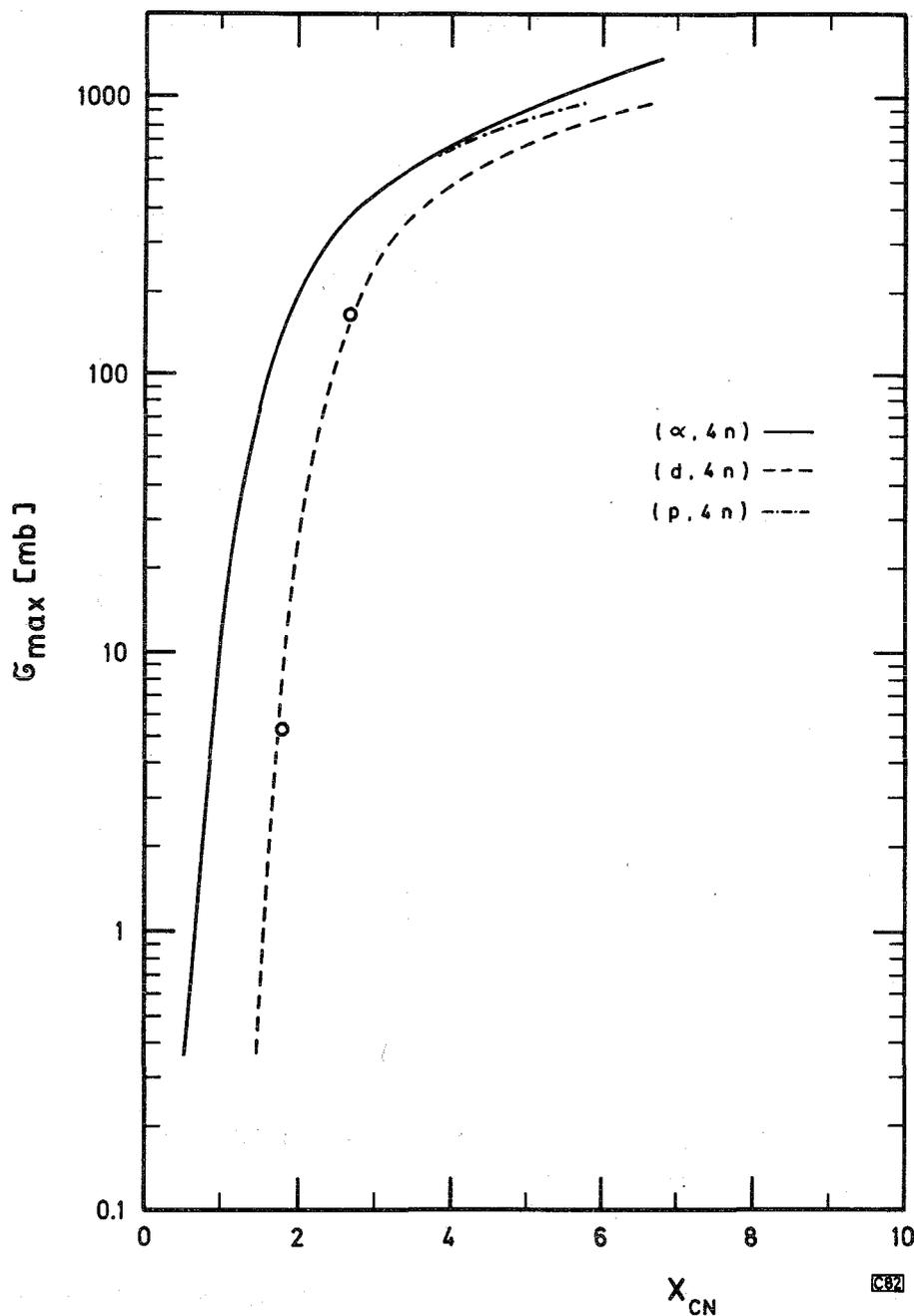


Abb. 38 Verlauf von σ_{\max} für $(-,4n)$ -Anregungsfunktionen aus den Abb. 19, 27 und 33.

Vergleich muß man allerdings berücksichtigen, daß für die (d,4n)-Reaktionen nur zwei experimentelle Werte vorliegen. Die Differenz zwischen den (α ,4n)- und den (d,4n)-Reaktionen stimmt annähernd mit den nach Serber (33) für die Strippingreaktion berechneten Wirkungsquerschnitten überein.

Vergleich der (-,5n)-Anregungsfunktionen

Die experimentellen Daten reichen nicht aus, um die Abhängigkeit des maximalen Wirkungsquerschnittes von X_{CN} sicher anzugeben. Die Kurven wurden daher durch Anpassung der theoretisch

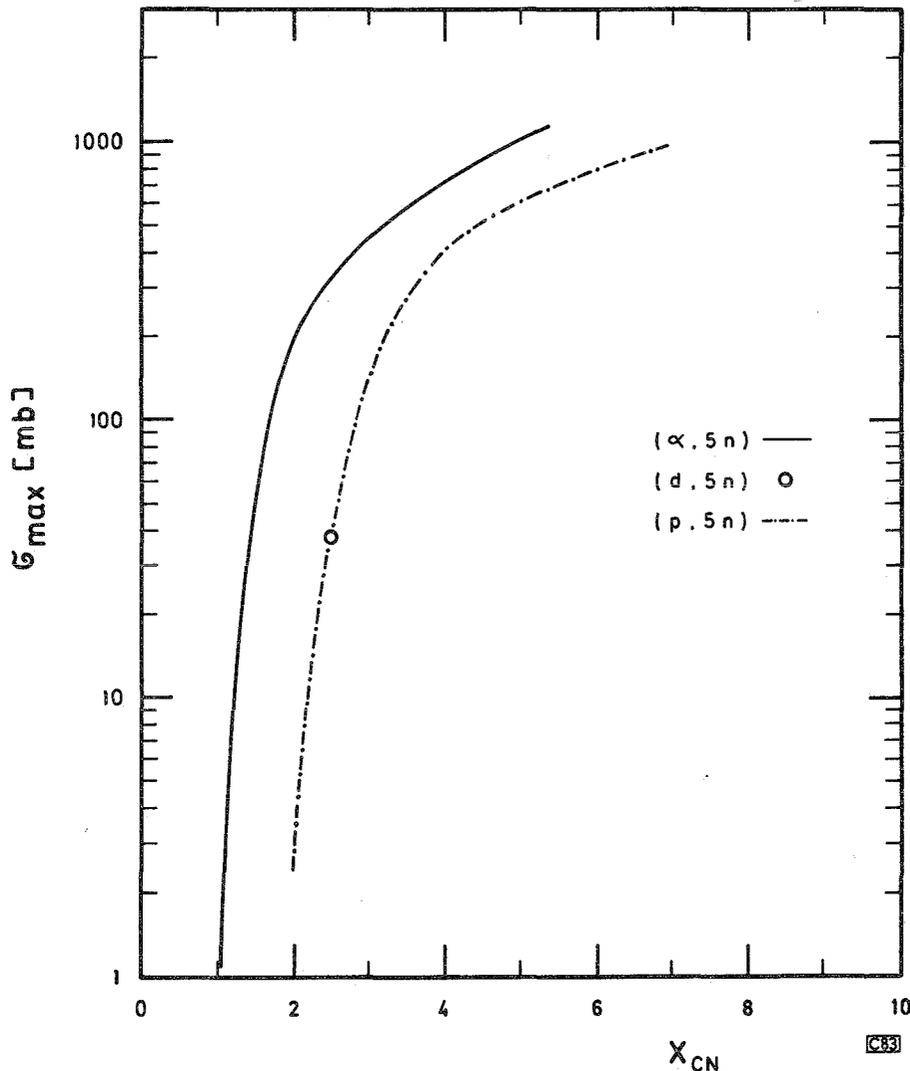


Abb. 39 Verlauf von σ_{\max} für (-,5n)-Anregungsfunktionen aus den Abb. 20, 28 und 34.

berechneten Abhängigkeiten (s. Abschnitt 4.4.2) erhalten. Danach zeigt sich ein erheblicher Unterschied zwischen den Reaktionen mit verschiedenen Projektilen. Es wäre wünschenswert, wenn durch weitere experimentelle Untersuchungen sichergestellt würde, daß diese Unterschiede tatsächlich so groß sind.

V. ZUSAMMENFASSUNG

Für folgende Reaktionen mit As-75 wurden Anregungsfunktionen bis zu Deuteronenenergien von 52 MeV bestimmt: (d,2n), (d,4n), (d,5n), (d,p), (d,p2n), (d,p3n) und (d,2p). Die Ergebnisse wurden mit den nach dem statistischen Modell berechneten Werten verglichen. Es zeigte, daß besonders bei den (d,pxn)-Reaktionen Abweichungen auftreten, welche auf den Einfluß der Direktreaktionen zurückzuführen sind.

Weiterhin wurden die Untersuchungen von LM über die Systematik von Anregungsfunktionen fortgeführt. Durch Einführung eines neuen Parameters $\Delta(Z/N)$, der den Neutronenüberschuß des Targetnuklids berücksichtigt, konnte das Verfahren zur Abschätzung maximaler Wirkungsquerschnitte für unbekannte Anregungsfunktionen verbessert werden. Unter Verwendung dieses Parameters und der von LM ermittelten Z-Abhängigkeit ist es möglich, maximale Wirkungsquerschnitte von Anregungsfunktionen mit einer Genauigkeit von besser als 40 % vorauszusagen. Obgleich das Verfahren recht zufriedenstellende Ergebnisse liefert, enthält es doch einige Unsicherheiten bzw. Nachteile:

- (a) Statt nur eines zusätzlichen Parameters, der den Neutronenüberschuß beschreibt, können möglicherweise mit Erfolg noch andere herangezogen werden, die z.B. die Bindungsenergie der Neutronen und Protonen berücksichtigen. Sie so miteinander zu kombinieren, daß noch bessere Ergebnisse erreicht werden, hängt bei einer phänomenologischen Betrachtung weitgehend von der Intuition ab.
- (b) Schaleneffekte beeinflussen die Wahrscheinlichkeit für die Teilchenemission, was jedoch durch den Parameter $\Delta(Z/N)$ nicht berücksichtigt wird.
- (c) Ein wesentlicher Nachteil der erhaltenen Systematik liegt darin, daß die verhältnismäßig geringe Streuung der experimentellen Werte um die eingezeichneten Kurven möglicherweise auf Zufall beruht. Weitere experimentelle Daten könnten er-

geben, daß die Systematik nicht so gut ist, wie es jetzt erscheint.

Der unter Punkt (c) genannte Nachteil kann dadurch umgangen werden, daß bei der Entwicklung der Systematik theoretische Überlegungen berücksichtigt werden.

Durch geeignete Vereinfachungen der betreffenden Gleichungen gelang es, einen Parameter X zu finden, mit dem die Änderungen von σ_{\max} beschrieben werden können. X ist eine Funktion der Größen BE_p , \overline{BE}_n , CB_p , a , E^* und δ . Mit Hilfe dieses Parameters konnte die Genauigkeit für die Abschätzung maximaler Wirkungsquerschnitte auf 30 % verbessert werden. Wichtiger ist jedoch die bemerkenswert gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den aus experimentellen Daten erhaltenen Abhängigkeiten. Diese gute Übereinstimmung läßt erwarten, daß im Gegensatz zu der durch phänomenologische Betrachtungen erhaltenen Systematik die gegebenen X -Abhängigkeiten von σ_{\max} nicht zufällig sind und somit durch neue experimentelle Daten nicht mehr verändert werden.

Bei der Verwendung der Systematik zur Ermittlung von σ_{\max} ist zu beachten:

- (a) Im Bereich kleiner X -Werte, in dem die Kurven steil ansteigen, werden die Fehler für die Abschätzung maximaler Wirkungsquerschnitte größer als 30 % sein. Eine erste Abschätzung für die dann zu erwartenden Fehler läßt sich dadurch erhalten, daß man für die X -Werte eine Unsicherheit von $\pm 0,2$ zugrunde legt.
- (b) Die Abhängigkeiten basieren auf Wirkungsquerschnitten für Reaktionen mit Targetkernen, die in der Nähe der Stabilitätslinie liegen. Für weit von der Stabilitätslinie entfernt liegende Kerne ist es zweckmäßig, den theoretischen Kurvenverlauf zu verwenden.

Die Tatsache, daß die systematischen Abhängigkeiten für σ_{\max} durch eine glatte Kurve mit einer Genauigkeit von besser als 30 % wiedergegeben werden, führt zu einer wichtigen Folgerung. Es ist nunmehr möglich, die Abhängigkeit der maximalen Wirkungsquerschnitte von X für eine bestimmte Reaktionsart unter Verwendung nur weniger Targetnuklide, d.h. mit minimalem experimentellen Aufwand, festzulegen.

VI. LITERATURVERZEICHNIS

1. J. Lange und H. Münzel, Institut für Radiochemie, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 767, Mai 1968
2. W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig und H. Münzel, Nuklidkarte, 3. Auflage (1968)
3. M. Hollstein, Nucl. Instr. Meth., 82 (1970) 249
4. C.F. Williamson, J.P. Boujot and J. Picard, "Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0,05 to 500 MeV", Report No. CEA-R 3402, Saclay (1966)
5. U. Martens und G.W. Schweimer, Zyklotron-Laboratorium, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 1083 (1969)
6. H.F. Röhm, C.J. Verwey and W.L. Rautenbach, J. inorg. nucl. Chem., 31 (1969) 3345
7. E.I. Wyatt et al., Nucl. Sci. Eng., 11 (1961) 74
8. C. Michael Lederer, Jack M. Hollander and Isadore Perlman, "Table of Isotopes", 6th. Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York (1967)
9. H. Fabricius, private Mitteilung
10. H. Münzel, "MARTIN - Ein Programm zur Berechnung von Halbwertszeiten aus Peakintensitäten", private Mitteilung
11. H.T. Easterday and R.L. Smith, Nucl. Phys., 20 (1960) 155
12. K.W. Marlow and A. Faas, Nucl. Phys., A132 (1969) 339
13. Nuclear Data Sheets B, 1, No. 6 (1966)
14. J.F. Emery, Oak Ridge National Research Laboratory, Report ORNL-3750 (1965) 43
15. J.H. Hamilton, F.E. Coffman, A.V. Ramayya and N.R. Johnson, Nucl. Phys., A132 (1969) 254
16. T. Paradellis and S. Hontzeas, Nucl. Phys., A131 (1969) 378

17. Report Issledovanie Spectrov ^{75}Se , ^{106}Rh , ^{110}Ag , ^{124}Sb ,
 ^{140}La , ^{154}Eu .
Nuclear Research DUBNA (USSR) Lab. of Neutron Physics (1966)
18. G. Murray, W.J.K. White, J.C. Willmot and R.F. Entwistle,
Nucl. Phys., A130 (1969) 563
19. A.H. Kukoć, J.D. King and H.W. Taylor, Nucl. Phys., A115
(1968) 625
20. Anne Ng, R.E. Wood, J.M. Palms, P. Venugopala Rao and
R.W. Fink, Phys. Rev., 176 (1968) 1329
21. J. Konijn, B. Klank, D.L. Spenny and R.A. Ristinen,
Nucl. Phys., A138 (1969) 577
22. H. Bateman, Proc. Cambridge Phil. Soc., 15 (1910) 423
23. L.H. Bowen and J.W. Irvine, Phys. Rev., 127 (1962) 1698
24. D.G. Douglas, Can. J. Phys., 47 (1969) 1813
25. Philip A. Seeger, Nucl. Phys., 25 (1961) 1
26. E. Jasper, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik
der Universität Bonn (1969)
27. J.R. Oppenheimer and M. Phillips, Phys. Rev., 48 (1935) 500
28. M. Blann, private Mitteilung
29. V.F. Weisskopf, Phys. Rev., 52 (1937) 295
30. M.A. Melankoff, T. Sawada and N. Cindro, Nuclear Data A, 2
(1966) 263
31. G.L. Bate, R. Chaudhry and J.R. Huizenga, Phys. Rev., 131
(1963) 722
32. G. Rohde, Institut für Radiochemie, Kernforschungszentrum
Karlsruhe, KFK 401 (1966)
33. R. Serber, Phys. Rev., 72 (1947) 1008
34. S.M. Dancoff, Phys. Rev., 72 (1947) 1017
35. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, Anthony Turkevich,
J.M. Miller and G. Friedlander, Phys. Rev., 110 (1958) 185

36. Yu-Wen and M. Blann, Phys. Rev., 170 (1968) 1131
37. A. Ewart, C. Valentine and M. Blann, Nucl. Phys., 69 (1965) 625
38. G.B. Saha and N.T. Porile, Phys. Rev., 149 (1966) 880
39. J. Lange, H. Münzel und H. Röhm, Fachausschußtagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft e.V., Eindhoven, Holland, April 1970
40. N. Bohr, Nature, 137 (1936) 344
41. Robley D. Evans, "The Atomic Nucleus", McGraw-Hill Book Company Inc., (1955) 469
42. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel and G. Friedlander, Phys. Rev., 116 (1959) 683
43. William D. Myers and Wladyslaw Swiatecki, University of California, Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL - 11980, May 1965
44. A.H. Wapstra, Handbuch der Physik, S. Flügge, Band 38/1, Springer-Verlag Berlin (1958) 1
45. J.R. Huizenga, L. Vaz, F.C. Williams, Jr. and M. Blann, Lectures on nuclear level densities, Nuclear Structure Lab., University of Rochester, New York (1970) 23
46. H. Baba, Nucl. Phys., A159 (1970) 625
47. Marc Lefort, "Nuclear Chemistry", D. van Nostrand Company Ltd., London, (1968) 165
48. G.W. Schweimer, Dissertation, Zyklotron-Laboratorium, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1967)

VII. ANHANG 1

REAKTION (α, n)

Targetkern	E_{\max} (MeV)	σ_{\max} (mb)	X_{CN}	Literatur
21 Sc-45	14,9	630	0,75	Ch-64
25 Mn-55	12,2	680	1,75	Iw-62
25 Mn-55	14,4	520	1,75	CPX-1
26 Fe-54	16,3	190	-0,45	CPX-1
28 Ni-60	19,0	550	0,57	CPX-2
28 Ni-62	16,2	950	1,88	CPX-2
29 Cu-63	16,4	700	1,03	CPX-2
29 Cu-65	17,6	820	2,29	CPX-2
30 Zn-64	20,1	770	0,21	Co-65
30 Zn-64	19,4	320	0,21	Po-59/1
37 Rb-85	15,5	250	3,04	Iw-62
37 Rb-87	13,8	240	4,79	Ri-64/1
41 Nb-93	16,4	470	3,03	Es-65
42 Mo-92	20,0	370	0,61	Es-65
42 Mo-100	14,2	760	5,21	Es-65
47 Ag-107	13,8	420	3,53	Fu-63
47 Ag-107	18,4	340	3,53	Bi-64
47 Ag-109	16,4	360	4,74	Fu-65
48 Cd-106	21,0	670	1,64	Ha-65
49 In-115	19,3	300	4,73	Te-49
50 Sn-112	19,4	550	1,81	Kh-65
50 Sn-114	18,1	290	4,60	Kh-65
50 Sn-124	19,0	160	7,80	Ha-61
56 Ba-138	16,0	130	8,88	Es-65
56 Ba-138	25,8	900	8,88	Ca-58
57 La-139	18,3	115	8,09	Ve-67
57 La-139	17,6	110	8,09	Fu-66
57 La-139	17,5	110	8,09	Es-65
67 Ho-165	21,0	79	8,76	Ma-66
67 Ho-165	18,0	30	8,76	Es-65
68 Er-164	18,0	260	6,99	Ma-66
82 Pb-207	22,4	110	16,21	Jo-56
82 Pb-208	21,4	90	15,80	Sp-54

REAKTION ($\alpha, 2n$)

Targetkern	E_{\max} (MeV)	σ_{\max} (mb)	X_{CN}	Literatur
21 Sc-45	26,1	200	0,59	Ch-64
25 Mn-55	-	640	1,37	Iw-62
25 Mn-55	-	670	1,37	CPX-1
26 Fe-54	32,3	10	-0,36	CPX-1
27 Co-59	28,4	390	1,10	CPX-1
28 Ni-60	32,0	180	0,45	CPX-2
29 Cu-63	31,0	260	0,80	CPX-2
29 Cu-65	27,5	1000	1,79	Br-63
29 Cu-65	-	650	1,79	Po-59/2
30 Zn-64	32,5	86	0,15	Po-59/1
30 Zn-64	-	87	0,15	Ru-69
32 Ge-70	33,0	320	0,79	Am-59
35 Br-79	-	2300	1,58	Gi-64
37 Rb-85	24,0	810	2,39	Iw-62
47 Ag-107	27,0	1000	2,79	Fu-63
47 Ag-107	-	1000	2,79	Dm-67
47 Ag-109	24,5	1050	3,49	Fu-65
48 Cd-106	31,5	430	1,30	Ha-65
52 Te-130	25,5	66	10,21	Br-67
67 Ho-165	23,5	750	7,20	Ma-66
67 Ho-165	-	530	7,20	Sa-68
68 Er-164	29,0	820	5,74	Ma-66
69 Tm-169	-	445	6,70	Sa-68
79 Au-197	29,0	800	8,73	Vi-63
79 Au-197	30,0	640	8,73	Ko-66
79 Au-197	28,6	650	8,73	Vi-66
82 Pb-206	31,0	1050	7,68	Jo-56
82 Pb-208	30,0	1000	10,65	Jo-56
83 Bi-209	30,2	910	10,02	Ra-59
83 Bi-209	30,8	900	10,02	Ke-49

REAKTION ($\alpha, 3n$)

Targetkern	E_{\max} (MeV)	σ_{\max} (mb)	X_{CN}	Literatur
24 Fe-56	43,6	16	0,93	Ew-65
37 Rb-85	39,8	600	2,09	Iw-62
47 Ag-107	39,2	550	2,44	Fu-63
47 Ag-109	35,0	1000	3,30	Fu-65
47 Ag-109	38,0	950	3,30	Bi-64
50 Sn-124	36,0	1400	5,56	Ha-61
57 La-139	26,2	1400	5,76	Fu-66
67 Ho-165	34,8	840	6,25	Ma-66
68 Er-164	40,4	1180	4,99	Ma-66
79 Au-197	39,0	1100	6,62	Vi-63
79 Au-197	38,2	1400	6,62	Ko-66
82 Pb-207	39,6	1400	9,49	Jo-56
83 Bi-209	39,5	1200	8,64	Ra-59

REAKTION ($\alpha, 4n$)

26 Fe-56	~66	0,4	0,49	Ew-65
60 Nd-112	58,6	500	3,38	Ka-66
67 Ho-165	48,4	670	4,98	Sa-68
67 Ho-165	48,4	740	4,98	De-67
69 Tm-169	49,4	660	4,68	Sa-68
69 Tm-169	49,4	730	4,68	De-67
73 Ta-181	46,4	1030	5,41	Sc-68
79 Au-197	50,4	1080	6,07	Ja-69
79 Au-197	47,6	1600	6,07	Vi-63
79 Au-197	49,0	1600	6,07	La-70
79 Au-197	49,4	1300	6,07	Vi-66
82 Pb-206	54,0	900	5,35	Bi-69
82 Pb-206	-	1300	5,35	Jo-56

REAKTION ($\alpha, 5n$)

79 Au-197	59,3	1120	5,47	Ja-69
82 Pb-206	63,6	1080	4,52	Bi-69

REAKTION (d,n)

Targetkern	E_{\max} (MeV)	σ_{\max} (mb)	X_{CN}	Literatur
22 Ti-47	7,80	200	0,80	Ch-64
24 Cr-50	5,40	265	-0,19	Co-66
26 Fe-54	7,70	155	-0,37	CPX-1
30 Zn-66	8,30	450	1,76	Wi-63
30 Zn-66	-	230	1,76	Na-71
32 Ge-70	8,0	270	1,29	Ot-68
40 Zr-94	9,2	120	5,19	Wo-65
40 Zr-94	7,7	130	5,19	Bo-61
40 Zr-96	7,5	85	6,37	Bo-61
40 Zr-96	7,8	85	6,37	Ot-68
42 Mo-92	9,0	190	9,80	Wo-65
52 Te-130	11,0	75	8,39	Ot-68
58 Ce-142	12,4	60	8,22	Ot-66/2
83 Bi-209	18,0	34	10,50	Ra-59
83 Bi-209	-	32	10,50	Ke-49

REAKTION (d,2n)

22 Ti-47	15,4	400	0,64	Ch-64
22 Ti-48	17,0	38	1,25	Bu-54
24 Cr-52	22,0	200	1,04	Bu-54
26 Fe-56	17,6	310	0,88	CPX-1
29 Cu-65	15,7	920	3,41	Dm-65
29 Cu-65	14,0	820	3,41	Wo-66
33 As-75	18,6	560	3,56	Rö-71
40 Zr-96	11,0	1050	5,49	Ot-68
47 Ag-109	13,1	930	5,70	Rö-70
52 Te-126	12,5	750	5,97	Pe-66
52 Te-128	13,3	800	6,87	Pe-66
52 Te-130	12,2	700	7,79	Pe-66
52 Te-130	11,9	750	7,79	Ot-68
53 I -127	14,6	700	6,84	Ba-54

REAKTION (d,2n)

Targetkern	E _{max} (MeV)	σ _{max} (mb)	X _{CN}	Literatur
55 Cs-133	13,8	600	7,32	Pe-66
58 Ce-142	11,6	750	7,80	Ot-66/2
73 Ta-181	11,6	660	9,87	Kr-66
74 W -186	12,8	380	9,75	Pe-66
79 Au-197	14,6	600	10,34	Va-60
83 Bi-209	14,8	540	11,17	Ra-59

REAKTION (d,3n)

59 Pr-141	25,6	1200	5,92	La-67
-----------	------	------	------	-------

REAKTION (d,4n)

27 Co-59	50,0	5,3	1,80	Bi-70
33 As-75	40,0	155	2,68	Rö-71

REAKTION (d,5n)

33 As-75	56	36	2,40	Rö-71
----------	----	----	------	-------

REAKTION (d,6n)

33 As-75	-	(3,6)	-	Rö-71
----------	---	-------	---	-------

REAKTION (p,n)

22 Ti-47	10,2	300	0,06	Ta-59
22 Ti-48	12,0	510	0,88	Ta-59
23 V -51	13,0	700	1,62	Ho-63
24 Cr-52	12,6	600	0,60	Li-59
26 Fe-56	12,0	450	0,41	CPX-1
26 Fe-57	9,0	400	1,18	CPX-1
27 Co-59	10,0	500	1,55	CPX-1

REAKTION (p,n)

Targetkern	E _{max} (MeV)	σ _{max} (mb)	X _{CN}	Literatur
28 Ni-61	9,0	700	0,82	CPX-2
28 Ni-65	10,4	850	2,96	CPX-2
29 Cu-63	12,6	500	0,93	CPX-2
39 Y -89	13,0	730	2,73	Sa-66
47 Ag-109	9,2	360	4,36	Wi-62
48 Cd-110	13,0	870	3,64	Ot-66/1
48 Cd-111	13,0	530	4,19	Ot-66/1
58 Ce-142	9,0	120	8,32	Ve-67
73 Ta-181	9,5	100	9,48	Ha-62
73 Ta-181	10,0	100	9,48	Kr-66
73 Ta-181	10,0	105	9,48	Ch-67
73 Ta-181	13,0	100	9,48	Ra-63
79 Au-197	6,4	95	10,12	Ha-62

REAKTION (p,2n)

23 V -51	15,0	240	1,25	Ch-67
28 Ni-62	23,5	210	1,20	CPX-2
29 Cu-63	25,0	180	0,55	CPX-2
31 Ga-69	19,0	500	1,27	Po-63
39 Y -89	26,0	1300	1,71	Sa-66
48 Cd-113	21,0	1050	3,89	Ot-66/1
73 Ta-181	14,7	900	7,87	Ch-67
82 Pb-206	21,0	1050	8,06	Be-56

REAKTION (p,3n)

23 V -51	40,0	100	0,99	Ho-63
27 Co-59	41,0	11	0,61	CPX-1
29 Cu-65	38,0	160	1,28	CPX-2
31 Ga-69	37,0	65	1,026	Po-63
31 Ga-71	30,0	550	1,58	Po-63

REAKTION (p,3n)

Targetkern	E_{\max} (MeV)	σ_{\max} (mb)	X_{CN}	Literatur
39 Y -89	41,0	390	1,78	Sa-66
48 Cd-112	31,0	780	3,15	Ot-66/1
73 Ta-181	25,0	1200	6,50	Ra-63
82 Pb-206	29,0	900	6,68	Be-56
83 Bi-209	30,0	850	6,75	Be-56

REAKTION (p,4n)

27 Co-59	56,4	0,36	0,53	CPX-1
29 Cu-65	51,6	20,5	1,11	CPX-2
31 Ga-69	51,5	7,2	0,89	Po-63
39 Y -89	55,4	81	1,54	Po-66
38 Sr-88	52,0	245	2,23	Sa-67
73 Ta-181	36,0	760	5,54	Ra-63
82 Pb-206	42,0	1100	5,64	Be-56
83 Bi-209	39,0	1200	5,74	Be-56
83 Bi-209	41,5	740	5,74	Le-67

REAKTION (p,5n)

38 Sr-88	69,0	2,6	1,99	Sa-67
73 Ta-181	48,0	820	5,06	Ra-63
79 Au-197	54,0	2200	5,63	To-61
82 Pb-206	51,0	600	5,17	Be-56
83 Bi-209	51,0	800	5,24	Be-56
83 Bi-209	51,5	650	5,24	Le-67

VIII. ANHANG 2

- Am-59 S. Amiel, Phys. Rev., 116 (1959) 415
- An-64 R.L. Andelin, J. Inorg. Nucl. Chem., 26 (1964) 1117
- Ba-54 S.J. Balestrini, Phys. Rev., 95 (1954) 1502
- Be-56 R.E. Bell und H.M. Skarsgard, Canad. J. Phys., 34 (1956) 745
- Le-67 Y. Le Beyec and M. Lefort, Nucl. Phys., A99 (1967) 131
- Bi-64 C.T. Bishop, J.R. Huizenga und J.P. Hummel,
Phys. Rev., 135 (1964) B 401
- Bi-69 R. Bimbot, H. Jaffrezic, Y. Le Beyec, M. Lefort and
A. Vigny-Simon, Le Journ. de Phys., 30 (1969) 513
- Bi-70 R. Bilabel, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 1171 (1970)
- Bo-61 R. Bock, Z. Physik, 164 (1961) 546
- Bo-62 L.H. Bowen und J.W. Irvine, Phys. Rev., 127 (1962) 1698
- Bo-63 R. Bock und R. Rüdell, Z. Physik, 174 (1963) 440
- Br-63 E.A. Bryant, D.R.F. Cochran und J.D. Knight, Phys. Rev.,
130 (1963) 1512
- Br-67 H.F. Brinckmann, C. Heiser und W.D. Fromm, Nucl. Phys.,
A96 (1967) 318
- Bu-54 W.H. Burgus, G.A. Gowan, J.W. Hadley, W. Hess, T. Shull,
M.L. Stevenson und H.F. York, Phys. Rev., 95 (1954) 750
- Ca-58 A.A. Caretto und G. Friedlander, Phys. Rev., 110 (1958) 1169
- Ch-64 K.L. Chen und J.M. Miller, Phys. Rev., 134B (1964) 1269
- Ch-67 G. Chodil, R.C. Jopson, H. Mark, D.C. Swift, R.G. Thomas
und M.K. Yates, Nucl. Phys., A93 (1967) 648
- Cl-44 E.T. Clarke und J.W. Irvine, Phys. Rev., 66 (1944) 231
- Co-65 M. Cogneau und L.J. Gilly, Nucl. Phys., 73 (1965) 122
- Co-66 M. Cogneau, L. Gilly und J. Cara, Nucl. Phys., 79 (1966) 203
- CPX-1 ORNL-CPX-1 (1964)
- CPX-2 ORNL-CPX-2 (1964)
- De-67 Albert Demeyer, Lycen 6781 (1967)
- Dm-65 P.P. Dmitriev und N.N. Krasnov, Energ. Atomique 18 (1965) 143
- Dm-67 P.P. Dmitriev, J.O. Konstantinov und N.N. Krasnov,
Sov. Atomic Energy, 22 (1967) No. 4
- Es-65 R.A. Esterlund und B.D. Pate, Nucl. Phys., 69 (1965) 401
- Ew-65 A. Ewart, C. Valentine und M. Blann, Nucl. Phys.,
69 (1965) 625

- Fu-63 S. Fukushima, S. Hayashi, S. Kume, H. Okamura, K. Otozai, K. Sakamoto und Y. Yoshizawa, Nucl. Phys., 41 (1963) 275
- Fu-65 S. Fukushima, S. Kume, H. Okamura, K. Otozai, K. Sakamoto und Y. Yoshizawa, Nucl. Phys., 69 (1965) 273
- Fu-66 M. Furukawa, Nucl. Phys., 77 (1966) 565
- Gi-63 L.J. Gilly, G.A. Henriet, M.P. Alves und P.C. Capron, Phys. Rev., 131 (1963) 1727
- Gi-64 L.J. Gilly, P. Henriet, P. Alves und P.C. Capron, Nucl. Phys. 55 (1964) 375
- Gl-56 R.A. Glass, R.J. Carr, J.W. Cobble und G.T. Seaborg, Phys. Rev., 104 (1956) 434
- Ha-61 R.L. Hahn und J.M. Miller, Phys. Rev. 124 (1961) 1879
- Ha-62 L.F. Hansen, R.C. Jopson, H. Mark und C.D. Swift, Nucl. Phys. 30 (1962) 389
- Ha-65 R.L. Hahn, Phys. Rev., 137B (1965) 1491
- Ho-63 S. Hontzeas und L. Yaffe, Can. J. Chem. 41 (1963) 2194
- Iw-62 S. Iwata, J. Phys. Soc. Japan, 17 (1962) 1323
- Ja-56 N. Jarmie und J.D. Seagrave, LA-2014 (1956)
- Ja-69 E. Jasper, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, (1969)
- Jo-56 W. John, Phys. Rev., 103 (1956) 704
- Ka-66 M. Kaplan, Phys. Rev., 143 (1966) 894
- Ke-49 E.L. Kelly und E. Segrè, Phys. Rev., 75 (1949) 999
- Ke-65 R.L. Kernell und C.H. Johnson, ORNL-3778 (1965)
- Kh-65 D.E. Khulelidze, V.L. Chikhladze, M.Z. Maksimov und V.G. Onufriev, Sov. Phys. JETP 20 (1965) 259
- Ko-66 K. Kotajima und R.E. van de Vijver, Nucl. Phys., 77 (1966) 337
- Kr-66 N.N. Krasnov und P.P. Dmitriev, Energ. Atomique 20 (1966) 83
- La-67 J. Lange, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 519 (1967)
- La-70 F.M. Lanzafame and M. Blann, Nucl. Phys., A142 (1970) 545
- Le-66 R.M. Lessler, W.M. Gibson und R.A. Glass, Nucl. Phys., 81 (1966) 401
- Li-59 B. Linder und R.A. James, Phys. Rev., 114 (1959) 322
- Ma-65 J.H.E. Mattauch, W. Thiele und A.H. Wapstra, Nucl. Phys., 67 (1965) 1
- Ma-66 C.G. Martin und R.C. Pilger, Nucl. Phys., 89 (1966) 481

- Mi-51 J.A. Miskel und A.C. Wahl, Phys. Rev., 84 (1951) 700
- Na-66 S.J. Nassiff, E. Quel, J. Testoni und E. Sandoval, Nucl. Phys., 88 (1966) 344
- Na-67 J.B. Natowitz und R.L. Wolke, Phys. Rev., 155 (1967) 1352
- Na-71 S.J. Nassiff, private Mitteilung
- Ol-61 J. Olkowsky, M. le Pape und I. Gratot, Nucl. Phys., 23 (1961) 164
- Ot-66/1 K. Otozai, S. Kume, A. Mito, H. Okamura, R. Tsujino, Y. Kanchiku, T. Katoh and H. Gotoh, Nucl. Phys., 80 (1966) 335
- Ot-66/2 K. Otozai, S. Kume, M. Koyama, T. Mitsuji, T. Nishi und I. Fujiwara, Nucl. Phys., 81 (1966) 322
- Ot-68 K. Otozai, S. Kume, H. Okamura, A. Mito, T. Nishi und I. Fujiwara, Nucl. Phys., A107 (1968) 427
- Pe-66 F.W. Pement und R.L. Wolke, Nucl. Phys. 86 (1966) 429
- Po-59/1 N.T. Porile, Phys. Rev., 115 (1959) 939
- Po-59/2 N.T. Porile und D.L. Morrison, Phys. Rev., 116 (1959) 1193
- Po-63 N.T. Porile, S. Tanaka, H. Amano, M. Furukawa, S. Iwata und M. Yagi, Nucl. Phys., 43 (1963) 500
- Po-66 N.T. Porile, G.B. Saha und L. Yaffe, Phys. Rev., 144 (1966) 962
- Ra-59 W.J. Ramler, J. Wing, D.J. Henderson und J.R. Huizenga, Phys. Rev., 114 (1959) 154
- Ra-63 C.L. Rao und L. Yaffe, Can. J. Chem., 41 (1963) 2516
- Ri-64/1 C. Riley et al., Phys. Rev., 134 (1964) B559
- Ri-64 C. Riley und B. Linder, Phys. Rev., 134B (1964) 559
- Rö-70 H.F. Röhm, J. Steyn, W.L. Rautenbach and C.J. Verwey, J. Inorg. nucl. Chem., 32 (1970) 1413
- Rö-71 H.F. Röhm, diese Arbeit
- Sa-64 E. Sandoval und E. Páez, Phys. Rev., 136B (1964) 415
- Sa-66 G.B. Saha, N.T. Porile und L. Yaffe, Phys. Rev., 144 (1966) 962
- Sa-68 J. Sau, A. Demeyer and D.R. Chéry, Nucl. Phys., A121 (1968) 131
- Sa-67 D.R. Sachdev, N.T. Porile and L. Yaffe, Can. J. Chem., 45 (1967) 1149

- Sc-68 N.E. Scott, J.W. Cobble and P.J. Daley, Nucl. Phys.,
A119 (1968) 131
- Si-59 T. Sikkeland, S. Amiel und S.G. Thompson, J. Inorg.
Nucl. Chem., 11 (1959) 263
- Sm-61 D.B. Smith, LA-2424 (1961)
- Sp-54 F.N. Spiess, Phys. Rev., 94 (1954) 1292
- St-64 P.H. Stelson und F.K. McGowan, Phys. Rev., 133B (1964) 911
- Ta-59 S. Tanaka und M. Furukawa, J. Phys. Soc. Japan, 14
(1959) 1269
- Te-49 G.M. Temmer, Phys. Rev., 76 (1949) 424
- To-61 N. Toffe et al., J. Phys. Rad., 22 (1961) 639
- Va-58 R. Vandenbosch, T.D. Thomas, S.E. Vandenbosch, R.A. Glass
und G.T. Seaborg, Phys. Rev., 111 (1958) 1358
- Va-60 R. Vandenbosch und J.R. Huizenga, Phys. Rev., 120 (1960)
1313
- Ve-67 E.V. Verdieck und J.M. Miller, Phys. Rev., 153 (1967) 1253
- Vi-63 R.E. van de Vijver, Physica 29 (1963) 1214
- Vi-66 D. Vinciguerra und K. Kotajima, Nucl. Phys., 77 (1966) 347
- Wi-59 J. Wing, W.J. Ramler, A.L. Harkness und J.R. Huizenga,
Phys. Rev., 114 (1959) 163
- Wi-62 J. Wing und J.R. Huizenga, Phys. Rev., 128 (1962) 280
- Wi-63 D.C. Williams, J.W. Irvine, Phys. Rev., 130 (1963) 265
- Wi-66 C.F. Williamson, J.P. Boujot und J. Picard, CEA-R 3042(1966)
- Wo-65 R.L. Wolke, TID-21525 (1965)
- Wo-66 R.L. Wolke, NYO-2771-13 (1966)