

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

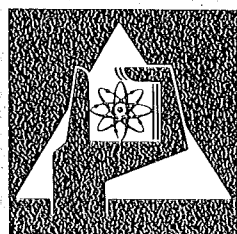
März 1976

KFK 2279

Institut für Radiochemie

**Untersuchung der Anregungsfunktionen für  
 $^3\text{He}$ -Reaktionen mit Niob und Yttrium**

S. Flach



**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

KFK 2279

Institut für Radiochemie

Untersuchung der Anregungsfunktionen für  
 $^3\text{He}$ -Reaktionen mit Niob und Yttrium<sup>+)</sup>

S. Flach

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H, Karlsruhe

<sup>+)</sup>  von der Fakultät für Chemie der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation



Untersuchung der Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ -Reaktionen  
mit Niob und Yttrium

Zusammenfassung

Die Anregungsfunktionen für die Reaktionen  $\text{Nb}(^3\text{He},\text{xn})$  mit  $x = 2, 3$  und  $4$ ,  $\text{Nb}(^3\text{He},\text{p}2\text{n})$ ,  $\text{Nb}(^3\text{He},\alpha 2\text{n})$  und  $\text{Y}(^3\text{He},\text{xn})$  mit  $x = 2, 3$  und  $4$ ,  $\text{Y}(^3\text{He},\text{pxn})$  mit  $x = 2$  und  $3$ ,  $\text{Y}(^3\text{He},2\text{p})$ ,  $\text{Y}(^3\text{He},\alpha\text{xn})$  mit  $x = 0, 1, 2$  wurden für Projektilenergien bis  $40$  MeV experimentell bestimmt. Aus den Reichweiten der Reaktionsprodukte ergaben sich Hinweise auf den Anteil der Direktreaktionen.

Ein Vergleich der experimentellen Daten mit den nach dem Precompound- und Compoundkernmodell berechneten Anregungsfunktionen wurde durchgeführt.

Analysis of the excitation functions for  $^3\text{He}$ -reactions with Niob and Yttrium

Abstract

Excitation functions for the reactions  $\text{Nb}(^3\text{He},\text{xn})$  with  $x = 2, 3$  and  $4$ ,  $\text{Nb}(^3\text{He},\text{p}2\text{n})$ ,  $\text{Nb}(^3\text{He},\alpha 2\text{n})$  and  $\text{Y}(^3\text{He},\text{xn})$  with  $x = 2, 3$  and  $4$ ,  $\text{Y}(^3\text{He},\text{pxn})$  with  $x = 2$  and  $3$ ,  $\text{Y}(^3\text{He},2\text{p})$ ,  $\text{Y}(^3\text{He},\alpha\text{xn})$  with  $x = 0, 1$  and  $2$  were measured with projectile energies up to  $40$  MeV. The ranges of the reaction products were used to obtain some information about the fraction of the direct reactions.

The experimental results are compared to the precompound- and compoundmodel predictions.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1. Experimenteller Teil	4
1.1 Targetmaterial	6
1.2 Bestrahlungsanordnung	6
1.3 Energie-Radiusabhängigkeit für $^3\text{He}$ im Isochron-Zyklotron	8
1.4 Bestimmung des Strahlstroms	12
1.5 Berechnung der Energieabnahme im Folienstapel	13
1.6 Meßanordnung	14
1.7 Berechnung der absoluten Aktivitäten	14
2. Versuchsergebnisse	15
2.1 Berechnung der Wirkungsquerschnitte	15
2.2 Anregungsfunktionen	16
2.3 Fehlerbetrachtung	24
2.4 Reichweitebestimmung	27
3. Theorie und Diskussion	29
3.1 Theorie	29
3.1.1 Precompound-Modell	29
3.1.2 Compoundkern-Modell	32
3.1.3 Hybrid-Modell	33
3.2 Vergleich der berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Daten	34
3.2.1 Precompound-Modell	34
3.2.2 Compoundkern-Modell	39
3.2.3 Vergleich und Diskussion	43
3.2.4 Systematik	54
3.2.5 Schlußfolgerung	56
3.3 Verhältnis der Bildungsquerschnitte für iso- mere Zustände	57
4. Zusammenfassung	61
5. Literaturverzeichnis	63

## Einleitung

In den beiden letzten Jahrzehnten sind viele Untersuchungen über Kernreaktionen durchgeführt worden, um dadurch einerseits neue Erkenntnisse über Kerneigenschaften zu gewinnen und andererseits Aussagen über die bei gegebenen Bestrahlungsbedingungen entstehenden Aktivitäten zu erhalten. Der zweite Themenkreis gewinnt neuerdings ganz wesentlich an Bedeutung, da mit der steigenden Zahl an Beschleunigern neue Anwendungsgebiete erschlossen wurden. Erwähnt sei als Beispiel die Dünnschichtaktivierung, die unter anderem für das Gebiet der Materialentwicklung wesentliche Fortschritte brachte. Für diese Anwendungsmöglichkeiten ist es jedoch von ausschlaggebender Bedeutung, daß man die unter gegebenen Bestrahlungsbedingungen entstehenden Aktivitäten vorhersagen kann. Voraussetzung dafür ist die Kenntnis der Anregungsfunktionen, d.h. die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Projektilenergie, für die betreffenden Reaktionen. Bei der Vielzahl der möglichen Kombinationen von Target, Projektil und Projektilenergie ist es verständlich, daß auch auf sehr lange Sicht gesehen, nur für einen kleinen Teil von Reaktionen experimentelle Daten vorliegen werden. Man ist deshalb darauf angewiesen, nach Verfahren zu suchen, mit denen unbekannte Anregungsfunktionen abgeschätzt bzw. berechnet werden können.

Zu den Untersuchungen über den Reaktionsablauf gehören auch die Arbeiten zur Entwicklung von Modellvorstellungen. Die bis jetzt vorgeschlagenen Theorien reichen von den sehr schnellen Reaktionen, den sogenannten Direktreaktionen, bis hin zu den relativ langsam verlaufenden Compoundkern-Reaktionen. Eine Analyse von Publikationen hat gezeigt [18], daß für die Voraussage einiger charakteristischer Punkte der Anregungsfunktionen, wie Lage und Höhe der Maxima, je nach der benutzten Modellvorstellung eine Genauigkeit von etwa 20-60 % erreichbar ist. Allerdings muß bei der Bewertung dieser Angabe berücksichtigt werden, daß in den einzelnen Publikationen jeweils nur eine kleine Anzahl von Anregungsfunktionen verglichen und im allgemeinen die Eingabedaten für die Rechnungen im gewissen Umfange adjustiert wurden.

Zum Druck eingereicht am 10.3.1976

Verzichtet man auf diese Anpassung der Eingabewerte, so führt dies zu deutlich schlechteren Übereinstimmungen zwischen berechneten und experimentellen Werten [19].

Die Berechnung von Anregungsfunktionen nach den theoretischen Modellen ist nur mit Hilfe von großen Computern möglich und erfordert neben einem umfangreichen Rechenprogramm eine große Anzahl von Eingabedaten, welche häufig mit nur unbefriedigender Genauigkeit bekannt sind. Man hat deshalb in die Rechenprogramme Subroutinen eingebaut, mit denen ein erheblicher Teil der Eingabedaten unter Verwendung von Näherungsgleichungen berechnet werden kann. Einen Schritt weiter sind Münzel et al. [2] gegangen, in dem sie versuchten, eine halbempirische Systematik zu entwickeln, mit der unbekannte Anregungsfunktionen ohne Verwendung von Großrechnern ermittelt werden können. Es hat sich gezeigt, daß im Vergleich zu den experimentellen Werten die Fehler der unter Verwendung der Systematik abgeschätzten Anregungsfunktionen nicht wesentlich größer sind als von berechneten Anregungsfunktionen [19].

Bei der Entwicklung der erwähnten Systematik ergab sich jedoch, daß für  $^3\text{He}$ -Reaktionen nur wenige experimentelle Werte zur Anpassung zur Verfügung standen. Die erhaltenen Kurven haben deshalb vermutlich eine größere Ungenauigkeit als die entsprechenden Diagramme für z.B.  $^4\text{He}$ -Reaktionen. Da  $^3\text{He}$ -Reaktionen sehr gut zur Herstellung von neutronenarmen Kernen geeignet sind und  $^3\text{He}$ -Projektilen in steigendem Maße verfügbar werden, schien es deshalb sehr wünschenswert, für den Bereich mittelschwerer Kerne neue experimentelle Daten zu ermitteln. Am Karlsruher Zyklotron sind solche Untersuchungen erst seit 1973 möglich, da erst seit dieser Zeit die Beschleunigung von  $^3\text{He}$ -Ionen durch entsprechende Änderung der Betriebsbedingungen möglich ist.



### Aufgabenstellung

Die vorliegende Arbeit hat folgende Ziele:

- I. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Projektilenergie für  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit zwei mittelschweren Kernen soll bestimmt werden. Als Targetmaterialien wurden Niob und Yttrium ausgewählt, da sie
  - Reinelemente sind,
  - als Metallfolien verfügbar sind und somit die stacked-foil-technique angewendet werden kann,
  - Yttrium eine Neutronenzahl von  $N=50$  besitzt und somit der mögliche Einfluß von Schaleneffekten untersucht werden kann.
  - relativ viele Reaktionsprodukte metastabile Zustände besitzen.
  
- II. Durch die Bestimmung der mittleren Reichweiten mit Hilfe der dicke Target-dicke Fänger-Methode sollen zusätzliche Informationen über den Mechanismus der Reaktionen ermittelt werden.
  
- III. Ein Vergleich der experimentellen Werte mit den berechneten bzw. unter Verwendung der Systematik abgeschätzten Anregungsfunktionen soll durchgeführt werden, um dadurch aufzuzeigen, mit welcher Unsicherheit die Voraussagen unbekannter Anregungsfunktionen behaftet sind.

1. Experimenteller Teil

Die Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit Nb und Y als Targetmaterialien wurden im Energiebereich von 10-40 MeV durch interne Bestrahlungen am Karlsruher Isochron-Zyklotron bestimmt. Bestrahlt man Nb und Y mit  $^3\text{He}$ -Teilchen, so erhält man als Reaktionsprodukte Isotope der Elemente Tc, Mo, Nb bzw. Nb, Zr, Y (Abb. 1).

Tc				Tc 91 3,2 m $\beta^+$ y 503; 2451; 1639... g; m	Tc 92 4,4 m $\beta^+$ 4,2 y 1510; 773; 329; 148...	Tc 93 43,5 m   2,7 h ly 390 c y 2845 g y 1363; 1521 1478	Tc 94 53 m   4,9 h $\beta^+$ 2,5... y 871... c; $\beta^+$ 0,8 y 871; 703; 850...	Tc 95 60 d   20 h c; $\beta^+$ ... y 204; 582; 835... ly... c no $\beta^+$ y 768; 1074	Tc 96 52 m   4,3 d ly... c y 778; 850; 1200... 813...
Mo 95,94 n 2,65	Mo 88 8,2 m $\beta^+$ y 171; 80; 131 m		Mo 90 5,7 h c $\beta^+$ 1,1 y 267... m; g	Mo 91 15,5 m ly 653 c y 1508; 1208... m	Mo 92 14,8 0,006 0,045	Mo 93 6,9 h   $3,5 \cdot 10^3$ a ly 1477; 885; 283... m	Mo 94 9,1 0,016	Mo 95 15,9 n 14,5	
Nb 86 14 m y 751; 1003	Nb 87 3,9 m   2,8 m $\beta^+$ 4,2... y 201; 471... m	Nb 88 7,8 m   14,3 m $\beta^+$ 3,4 4,0 y 1057; 1083; 1083; 340... g	Nb 89 8,6 m   1,9 h $\beta^+$ 2,4 2,9 y 588; 508... m	Nb 90 18,8 s   14,6 h ly 122 e- y 1129; 2319; 141	Nb 91 62 d   long ly 105 e- y 1205	Nb 92 10,15 d   $\sim 10^8$ a c y 561; y 934... 834	Nb 93 13,6 a   100 ly e- 0,15; 110	Nb 94 626 m   $2 \cdot 10^4$ a ly... $\beta$ 0,5 e- y 871; 703 y... 0,7 + - 15	
Zr 85 8 m   11,4 h y 454; 418; 1189 m	Zr 86 16,5 h c; no $\beta^+$ y 243; 28; 612 g	Zr 87 14,0 s   1,8 h ly 201; 135 y 1227; 1210; 1024... m	Zr 88 83,4 d c y 393	Zr 89 4,18 m   78,4 h ly 588 c $\beta^+$ 0,9 y 1507; g y 1713	Zr 90 51,4 0,10	Zr 91 11,2 0,103	Zr 92 17,1 0,26	Zr 93 1,5 $\cdot 10^6$ a $\beta$ 0,06... m n 2	
Y 84 28,5 m7   38,5 m ly 113 y 783 874 1040	Y 85 2,7 h   4,9 h $\beta^+$ 1,5 2,1 y 503; 814... m	Y 86 48 m   14,74 h ly 208 e- y 1077; 828; 1153... g	Y 87 13 h   80,3 h ly 381 c $\beta^+$ ... y 485 m	Y 88 108 d c $\beta^+$ ... y 1836; 898...	Y 89 16,0 s   100 ly 909 e- 0,001 + 1,20	Y 90 3,19 h   64,1 h ly 203 n 2,3 y	Y 91 49,7 m   58,5 d ly 550 y n 1,5 y... 0,14	Y 92 3,54 h $\beta$ 3,6... y 934; 1406; 561; 449...	

Abb. 1: Ausschnitt aus der Nuklidkarte [1]

Die verschieden hohe Schwellenenergie der einzelnen Reaktionstypen (Tab. 1), die stark von einander abweichenden Halbwertszeiten der Reaktionsprodukte und der durch den genetischen Zusammenhang beeinflusste Aktivitätsverlauf der Nuklide erfordern zur optimalen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte eine Vielzahl von Bestrahlungen unterschiedlicher Dauer. Um den Bestrahlungsaufwand in Grenzen zu halten wurden Folienstapel bestrahlt (stacked-foil-technique), so daß pro Bestrahlung bis zu drei Einzelfolien eingesetzt werden konnten. Für die radiochemische Reichweitebestimmung schwerer Ionen wurde die dicke Target-dicke Fänger Methode benutzt [11].

Tab. 1: Gemessene Anregungsfunktionen und Schwellenwerte der  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit  $^{93}\text{Nb}$  und  $^{89}\text{Y}$

Reaktion mit Nb	Produktkern	Schwellenenergie (MeV) [2]
$(^3\text{He}, 2n)$	$^{94}\text{Tc}$	4.4
$(^3\text{He}, 3n)$	$^{93}\text{Tc}$	13.3
$(^3\text{He}, 4n)$	$^{92}\text{Tc}$	26.5
$(^3\text{He}, p2n)$	$^{93}\text{Mo}$	9.2
$(^3\text{He}, \alpha 2n)$	$^{90}\text{Nb}$	8.5

Reaktion mit Y	Produktkern	Schwellenenergie (MeV) [2]
$(^3\text{He}, 2n)$	$^{90}\text{Nb}$	6.5
$(^3\text{He}, 3n)$	$^{89}\text{Nb}$	16.5
$(^3\text{He}, 4n)$	$^{88}\text{Nb}$	30.5
$(^3\text{He}, p2n)$	$^{89}\text{Zr}$	11.7
$(^3\text{He}, p3n)$	$^{88}\text{Zr}$	21.4
$(^3\text{He}, 2p)$	$^{90}\text{Y}$	0.9
$(^3\text{He}, \alpha)$	$^{88}\text{Y}$	0.0
$(^3\text{He}, \alpha n)$	$^{87}\text{Y}$	0.3
$(^3\text{He}, \alpha 2n)$	$^{86}\text{Y}$	12.5

### 1.1 Targetmaterial

Die als Target benutzten Materialien bestanden aus Metallfolien, Angaben darüber sind in Tab. 2 aufgeführt:

Tab. 2: Targetmaterialien

Element	Reinheit (%)	Flächengewicht (mg/cm <sup>2</sup> )	
Nb	99,9	8,55	+ 5 %
Y	99,9	13,77	+ 5 %
Al	99,999	1,62/10,0/21	+ 5 %
Cu	99,9	10	+ 5 %

Die Angaben über die Reinheit der Metallfolien stammen von den Herstellerfirmen. Die Flächengewichte der Folien wurden aus der Fläche und dem Gewicht großer Folienstücke bestimmt.

### 1.2 Bestrahlungsanordnung

Die Folienstapel bestanden aus Cu-, Nb- und Al-Folien bzw. Cu-, Y- und Al-Folien, deren Anordnung in Abb. 2 gezeigt ist.

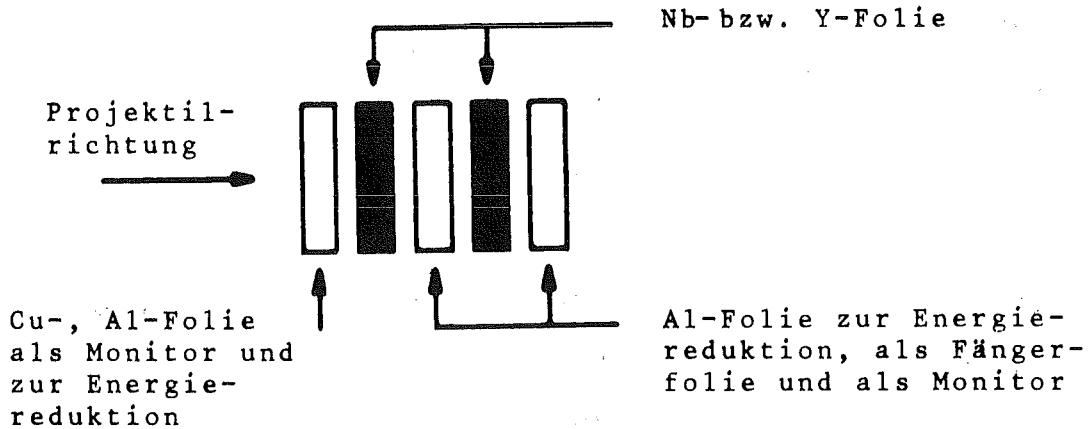


Abb. 2: Folienstapelanordnung

Die Cu-Folie bzw. die Al-Folien, welche jeweils die Nb- bzw. Y-Folien im Folienstapel trennten, dienten zu folgenden Zwecken:

- a) Zur Energiereduktion zwischen den einzelnen Targetfolien.
- b) Als Fängerfolien für die aus dem Targetmaterial austretenden energiereichen Rückstoßprodukte (schwere Ionen).
- c) Als Monitorfolien zur Bestimmung des Strahlstroms, aber auch zur Kontrolle der berechneten Energieabnahme im Folienstapel.

Der Strahlstrom wurde außerdem mit Hilfe eines Stromintegrators gemessen. Die Strommessung kann bei internen Bestrahlungen sehr genau durchgeführt werden, da auftretende Sekundärelektronen das Target auf Grund des starken Magnetfeldes im Zyklotron nicht verlassen können.

Beim Aufbau der Folienstapel mußte darauf geachtet werden, daß die Oberkanten der Einzelfolien sehr genau übereinanderlagen. Größere Abweichungen würden dazu führen, daß die Energiezuordnung für die Folien ungenau wird und die Targets unterschiedlicher Strahlintensität ausgesetzt wären.

Deshalb wurden die Folien mit einem Skalpell und einem Stahl-lineal auf ein Format zugeschnitten, daß sie in eine eigens hierfür konstruierte Folienstapelhalterung paßten. Nach dieser Vorbereitung wurden die Einzelfolien an den Rändern mit Klebstoff (Uhu hart) versehen und unter einem Mikroskop auf 1/20 mm genau übereinander verklebt.

Zur weiteren Vorbereitung gehörte ein Strahllagetest. Anfänglich wurde hierzu eine Polyäthylenfolie auf den der Energie entsprechenden Radius gebracht und kurzzeitig bestrahlt. Später zeigte sich jedoch, daß mit einem bestrahlten Fotopapier mehr Aussagen über Lage und Homogenität des Strahls gemacht werden können.

### 1.3 Energie-Radiusabhängigkeit für $^3\text{He}$ im Isochron-Zyklotron

Bis zur Aufnahme der Bestrahlungen für diese Arbeit (1973) wurden am Karlsruher Isochron-Zyklotron  $^3\text{He}$ -Projektile nicht routinemäßig beschleunigt. Da noch keine genaue Energie-Radius-Abhängigkeit berechnet worden war, mußte ein entsprechendes Diagramm erstellt werden. Als Grundlage für die dazu notwendigen Berechnungen dienten frühere Untersuchungen, die während der Aufbauzeit des Karlsruher Isochron-Zyklotrons durchgeführt wurden [3].

Bei den folgenden Betrachtungen soll zunächst die unterschiedliche Form der Umlaufbahnen eines Projektils im klassischen Zyklotron bzw. im Isochron-Zyklotron und die Realisierung der Bahnstabilität angesprochen werden. Anschließend folgt die Berechnung der Energie-Radius-Abhängigkeit für  $^3\text{He}$ -Projektile.

Im Zyklotron wird auf ein elektrisch geladenes Teilchen eine beschleunigende Kraft ausgeübt, die durch ein Magnetfeld und eine angelegte Beschleunigungsspannung zustandekommt. Liegt ein homogenes Magnetfeld vor, so führt das Teilchen eine kreisförmige Bewegung aus. Die Winkelgeschwindigkeit der Teilchen ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen Zentrifugal- und Zentripetalkraft (Lorentz-Kraft) zu:

$$m_0 \omega \cdot v = \frac{m_0 v^2}{r} = B \cdot e \cdot z \cdot v ; \quad \text{mit } B(r) = \text{const.} \quad (1)$$

daraus folgt:

$$\omega = \frac{z \cdot e}{m_0} \cdot B \quad (2)$$

$\omega$  = Winkelgeschwindigkeit

$v$  = Umlaufgeschwindigkeit

$e$  = Elementarladung

$z$  = Zahl der Elementarladungen pro Projektil

$m_0$  = Ruhemasse der Teilchen

$r$  = Bahnradius

$B$  = magnetische Induktion

mit  $v = \omega \cdot r = \frac{2\pi f}{n} \cdot r$  ergibt sich die kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_0 \cdot \frac{4\pi^2 f^2}{n^2} \cdot r^2 \quad (3)$$

f = Frequenz

n = Zahl der Beschleunigungsspalte im Zyklotron

Die Teilchen erhalten auf ihren Bahnen auf Grund der Beschleunigung durch die an den Beschleunigungselektroden ("dees") angelegte Spannung eine immer höhere kinetische Energie und wachsenden Abstand vom Zentrum des Beschleunigers. Steigt nun die Umlaufgeschwindigkeit der Teilchen derart an, daß die relativistische Massenzunahme berücksichtigt werden muß, so gilt anstelle von Gl. (3)

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \cdot \frac{4\pi^2 f^2}{n^2} \cdot r^2 \quad (4)$$

c = Lichtgeschwindigkeit

Mit der Forderung nach konstantem Magnetfeld Gl. (1) wird nicht berücksichtigt, daß der Teilchenstrahl in vertikaler Richtung fokussiert werden muß, damit er in der Mittelebene zwischen den Beschleunigungselektroden verläuft. Die Vertikalstabilität der Teilchenbahn wird im klassischen Zyklotron dadurch erreicht, daß man das Magnetfeld von der Mitte zum Rand des Magneten etwas abfallen läßt. Die nach außen hin abnehmende Feldstärke des Magneten und die relativistische Massenzunahme des Teilchens haben zur Folge, daß sich die Umlaufgeschwindigkeit des Teilchens verringert und dadurch eine Phasenverschiebung gegenüber der Beschleunigungsspannung entsteht. Ein Zuwachs an kinetischer Energie ist nicht mehr möglich.

Im Gegensatz hierzu wird beim Isochron-Zyklotron durch ein radial wachsendes Magnetfeld die Umlaufgeschwindigkeit der Teilchen über alle Radien konstant gehalten und somit die relativistische Massenzunahme kompensiert. Feldmann [3] fordert für die radiale Abhängigkeit des Magnetfeldes:

$$B = B(r) = B_0 \left[ 1 - \left( \frac{\omega \cdot r}{c} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5)$$

B(r) = radialer Verlauf der magnetischen Induktion

B<sub>0</sub> = maximale magnetische Induktion

Technisch realisiert wird dieser radiale Anstieg des Magnetfeldes durch zusätzliche Korrekturspulen.

Die geforderte Stabilität der Teilchenbahn wird beim Isochron-Zyklotron durch ein Radialsektorfeld erreicht, so daß die Teilchen auf ihrer Bahn ein azimuthal variiertes Magnetfeld durchlaufen, wodurch sich die Bahnkrümmung während eines Umlaufes ändert. Dies hat zur Folge, daß an dem Teilchen eine radiale Geschwindigkeitskomponente angreift, die in Verbindung mit der azimuthalen Komponente des Magnetfeldes eine zur Mittelebene gerichtete Lorentz-Kraft auf das Teilchen ausübt (Abb. 3).

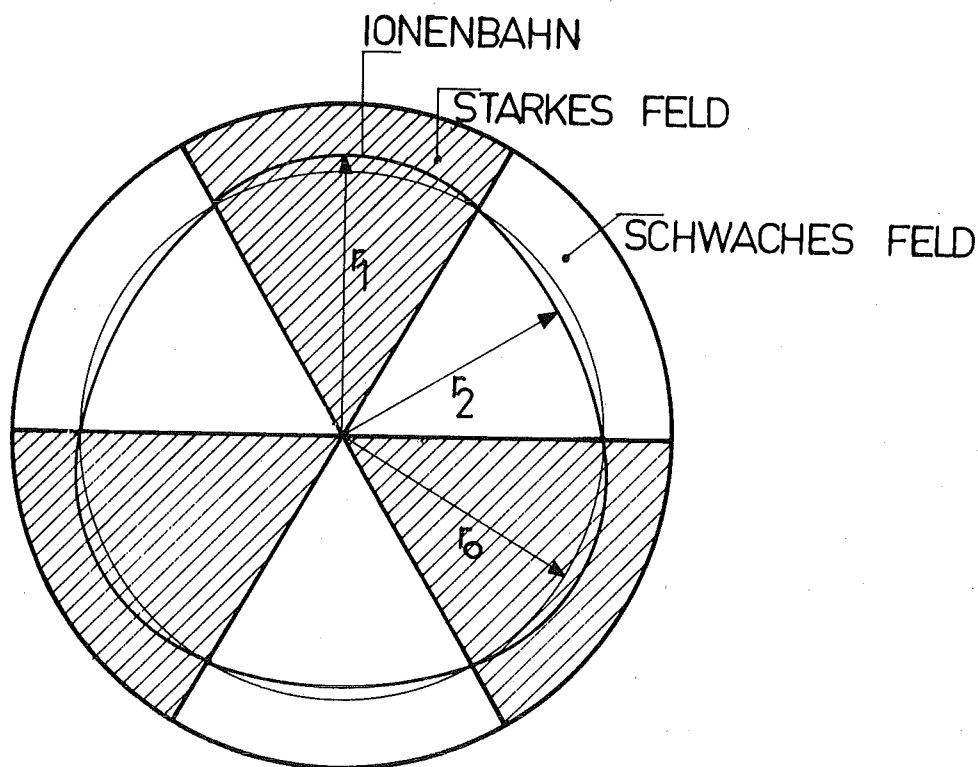


Abb. 3: Sektorfelder und Teilchenbahn für das Isochron-Zyklotron [3]

$r_0$  Kreisbahnradius,  $r_1$  maximaler Radius der Teilchenbahn,  $r_2$  minimaler Radius der Teilchenbahn

Abb. 3 zeigt, wie sich die Teilchenbahn beim Isochron-Zyklotron aus Kreisbogenstücken der Radien  $r_1$  und  $r_2$  zusammensetzt. Für die rechnerische Bestimmung der kinetischen Energie wird angenommen, daß sich das Teilchen auf einer kreisförmigen Bahn mit dem Radius  $r_0$  befindet. Da die Teilchenbahn über alle Radien geometrisch ähnlich ist, läßt sich ein gleichbleibender Faktor



zwischen dem Maximalradius  $r_1$  und dem der Energie entsprechenden Kreisradius  $r_0$  angeben.

Für die Position des Targets in der Mitte des starken Feldsektors berechnete Feldmann [3] einen Korrekturfaktor  $k = 0,96$  für die Radien.

Somit gilt:

$$r_0 = r_1 \cdot 0,96 \quad (6)$$

Die Resonanzbedingungen für die Beschleunigung von  $^3\text{He}$  werden im Karlsruher Zyklotron erreicht, indem man die Frequenz  $f$  der Beschleunigungsspannung konstant hält und die Stärke des Magnetfeldes abgesenkt wird. Die Absenkung des Magnetfeldes berücksichtigt das verschiedene Ladung-zu-Masse-Verhältnis der  $^3\text{He}$ -Teilchen (2:3) gegenüber dem der  $\alpha$ -Teilchen (2:4), Deuteronen (1:2) und Protonen (1:1).

Mit gegebener Frequenz  $f = 33,258$  MHz und der Masse von  $^3\text{He}$ -Teilchen  $m_0 = 5,010 \cdot 10^{-24}$  g [4] läßt sich die kinetische Energie für  $^3\text{He}$  im Isochron-Zyklotron nach Gl. (4) und Gl. (6) berechnen:

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \cdot \frac{4\pi^2 f^2}{3^2} \cdot 0,96^2 \cdot r_1^2 \quad (7)$$

In Tab. 3 werden die nach Gl. (7) berechneten Werte angegeben. Abb. 4 zeigt das Energie-Radius-Diagramm für  $^3\text{He}$ .

Tab. 3

Radius (mm)	Energie (MeV)	Radius (mm)	Energie (MeV)
100	0,7	500	17,7
150	1,6	550	21,5
200	2,8	600	25,6
250	4,4	650	30,2
300	6,3	730	38
350	8,6	750	40
400	11,3	763	42
450	14,3	780	44

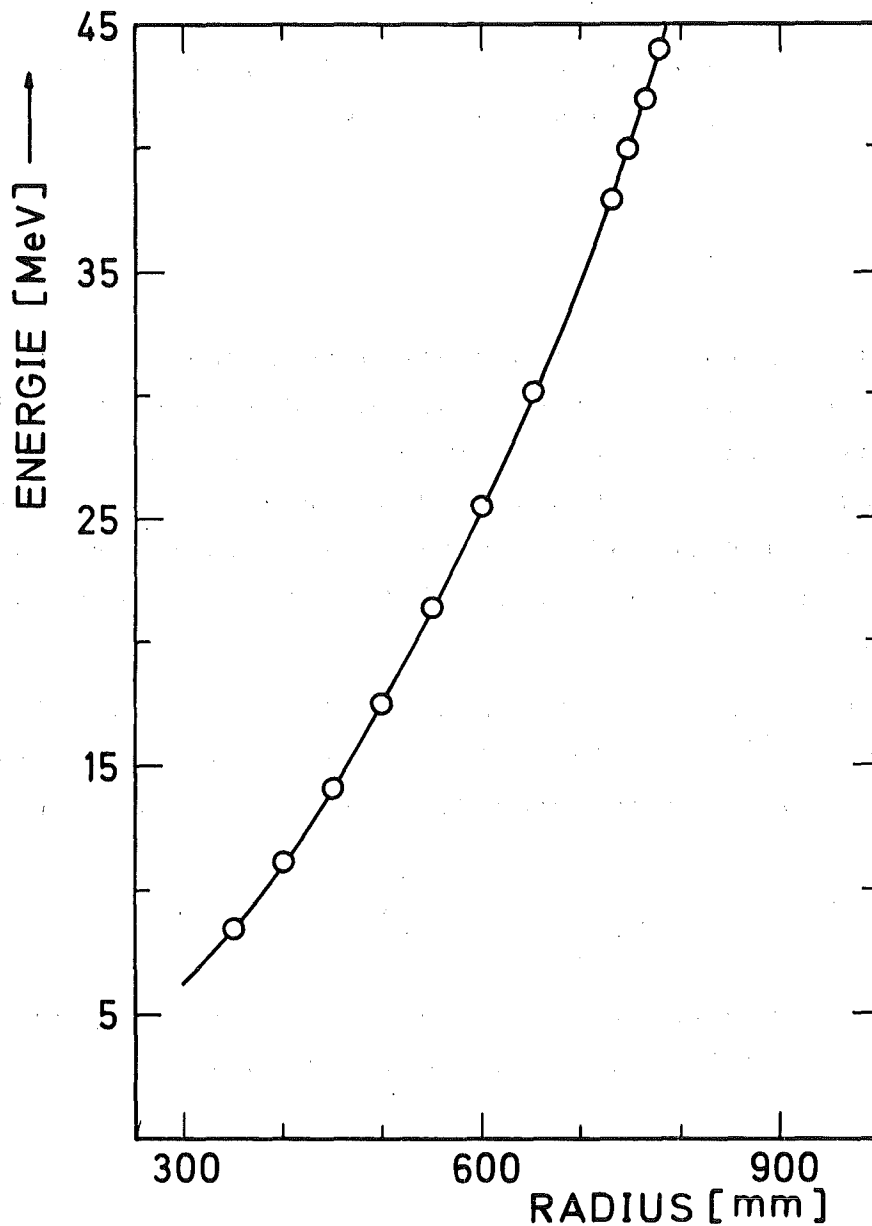


Abb. 4: Energie-Radius Diagramm für  $^3\text{He}$

#### 1.4 Bestimmung des Strahlstroms

Bei allen Bestrahlungen wurde die vom Target aufgenommene Ladung direkt mit einem Stromintegrator gemessen. Außerdem wurde der Strahlstrom indirekt über die im Folienstapel enthaltenen Cu- und Al-Monitorfolien bestimmt. Dabei wurden die Reaktionen  $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$  und  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \alpha 2p)^{24}\text{Na}$  als Monitorreaktionen

benutzt. Bei wechselnder Bestimmung des Stromintegrals durch die Cu- und Al-Monitorreaktion wurden anfangs Abweichungen um den Faktor 2 festgestellt. Als Konsequenz daraus war es erforderlich, die Cu- und Al-Wirkungsquerschnitte noch einmal absolut zu bestimmen. Dabei ergab sich, daß die Anregungsfunktion für die  $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$ -Reaktion [5], [6] gut mit unseren Werten übereinstimmte, während die Anregungsfunktion für die  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \alpha 2p)^{24}\text{Na}$ -Reaktion nach [7] um den Faktor 2 zu hoch lag. Die gemessenen Werte der Anregungsfunktionen für die Monitorreaktionen wurden durch Kurven dargestellt, welche die beste Anpassung an die experimentellen Daten ergeben. Die Unsicherheit dieser Kurven wurde auf ca. 10 % abgeschätzt.

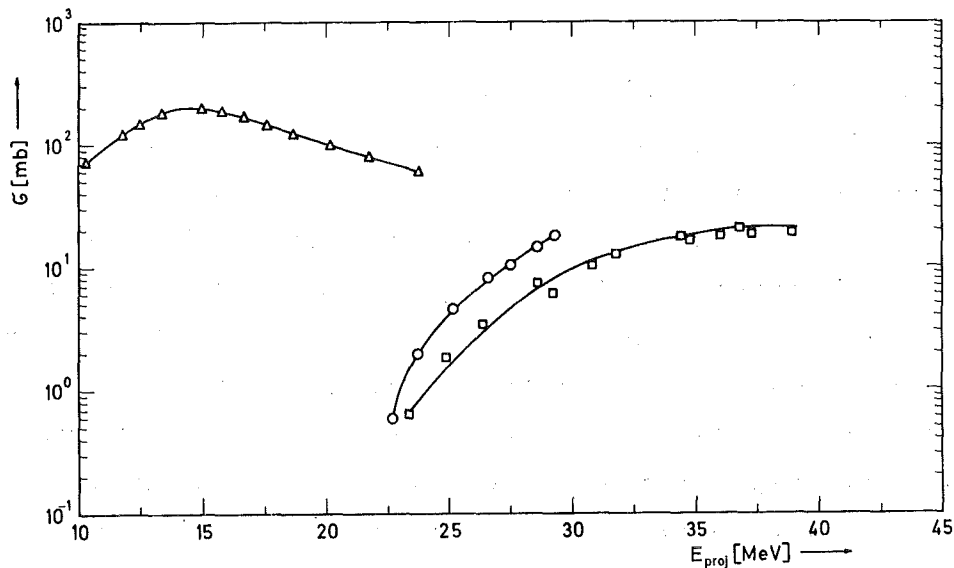


Abb. 5: Anregungsfunktionen der Monitorreaktionen  
 $\Delta$ :  $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$  [5], [6]; O:  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \alpha 2p)^{24}\text{Na}$  [7];  
 $\square$ :  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \alpha 2p)^{24}\text{Na}$  [diese Arbeit]

### 1.5 Berechnung der Energieabnahme im Folienstapel

Alle angegebenen Projektilenergien stellen jeweils die Energie der  $^3\text{He}$ -Teilchen im Laborsystem dar.

Die mittlere Energie der Projektile wurde für jede Folie im Folienstapel mit Hilfe der Reichweite-Energie-Tabelle von Williamson et al. [8] berechnet. Auf Grund der Schwankungen im Flächengewicht der Einzelfolien wurden bei einer Projektilenergie von 40 MeV ca. 10 % und bei 10 MeV ca. 20 % Abweichung für die berechnete Energieabnahme abgeschätzt.

## 1.6 Meßanordnung

Die erzeugten Aktivitäten wurden mit einem Ge(Li)-Detektor gemessen, der über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und nachfolgenden Hauptverstärker an einen 4096-Kanal-Impulshöhenanalysator angeschlossen war. Die Ausgabe der aufgenommenen Spektren erfolgte über eine Magnetbandeinheit.

Die Auflösung der gesamten Meßanordnung betrug 2,8 keV (FWHM) bei einer Energie von 1,332 MeV. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors wurde für die entsprechenden  $\gamma$ -Energien aus Eichkurven entnommen, die mit IAEA-Eichpräparaten erstellt wurden. Für die Eichkurven kann ein Fehler von  $\pm 2\%$  angegeben werden.

## 1.7 Berechnung der absoluten Aktivitäten

Die Peakintensitäten der aufgenommenen Spektren wurden mit Hilfe eines Rechenprogrammes [9] berechnet. Mit diesem Programm werden zunächst die  $\gamma$ -Peaks aufgesucht, der Untergrund abgezogen und dann über eine Fitprozedur dem Peak eine Gaußkurve angepaßt. Das Integral über diese Gaußkurve stellt dann die Peakintensität dar. Nach Bestimmung der Aktivität wurde geprüft, ob sie durch radioaktiven Zerfall eines Isobars oder Isomerenübergangs beeinflusst war und gegebenenfalls korrigiert. Aus diesen Werten wurden mit Hilfe der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors und den in den Tab. 4 und 5 angegebenen Kerndaten die absoluten Aktivitäten am Bestrahlungsende berechnet.

## 2. Versuchsergebnisse

### 2.1 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Bei der Bestrahlung dünner Targetfolien, bei denen die Energieänderung vernachlässigbar ist, errechnen sich die Wirkungsquerschnitte nach:

$$\sigma(E_{3\text{He}}) = \frac{A_o(E_{3\text{He}})}{N \cdot I(1 - \exp(-\lambda t))} \quad (8)$$

$\sigma(E_{3\text{He}})$  = Wirkungsquerschnitt für  $^3\text{He}$ -Teilchen bei der Energie E ( $\text{cm}^2$ )

$A_o(E_{3\text{He}})$  = Aktivität am Bestrahlungsende bei der Projektilenergie E ( $\text{s}^{-1}$ )

N = Zahl der dem Strahl dargebotenen Targetatome pro  $\text{cm}^2$

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

$\lambda$  = Zerfallskonstante des erzeugten Radionuklids ( $\text{s}^{-1}$ )

t = Bestrahlungsdauer (s)

$(1 - \exp(-\lambda \cdot t))$  = Sättigungsfaktor

Die Größe N läßt sich aus der Targetdicke berechnen:

$$N = \frac{N_A \cdot H \cdot D}{B} \quad (9)$$

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

H = Isotopenhäufigkeit des zu bestrahlenden Elementes

B = Atomgewicht des bestrahlten Elementes (g)

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

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

$$I = \frac{Q}{z \cdot e \cdot t} \quad (10)$$

Q = Stromintegral (C)

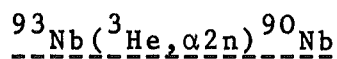
z = Zahl der Elementarladungen pro Projektil (z = 2 für  $^3\text{He}$ -Teilchen)

e = Elementarladung ( $1,6022 \cdot 10^{-19}$  C)

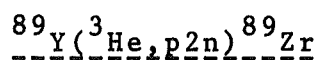
t = Bestrahlungsdauer (s)

## 2.2 Anregungsfunktionen

In den Tabellen 4 und 5 werden die verwendeten Kerndaten angeführt und außerdem Bemerkungen über die Bestimmung der jeweiligen Anregungsfunktion gemacht. In einigen Fällen war eine längere Erläuterung notwendig. Dies ist in der Spalte Bemerkungen durch einen Texthinweis angedeutet.



Für das Produktnuklid  $^{90}\text{Nb}$  konnte nur die Summenaktivität aus metastabilem- und Grund-Zustand bestimmt werden, denn die Halbwertszeit des metastabilen Zustandes war mit  $T_{1/2} = 18,8 \text{ sec}$  zu kurz für die zur Verfügung stehende Bestrahlungs- und Meßanordnung (dies trifft für die entsprechende Y-Reaktion ebenfalls zu). Ein Aktivitätsanteil aus den Isobaren  $^{90}\text{Mo}$ ,  $^{90}\text{Tc}$  war nicht zu erwarten, da die Schwellenenergie für die Bildung dieser Nuklide mit 41,1 MeV bzw. 53,2 MeV über der maximal verfügbaren Projektilenergie lag.



Der Produktkern  $^{89}\text{Zr}$  steht in genetischem Zusammenhang mit den beiden Zuständen des  $^{89}\text{Nb}$ .

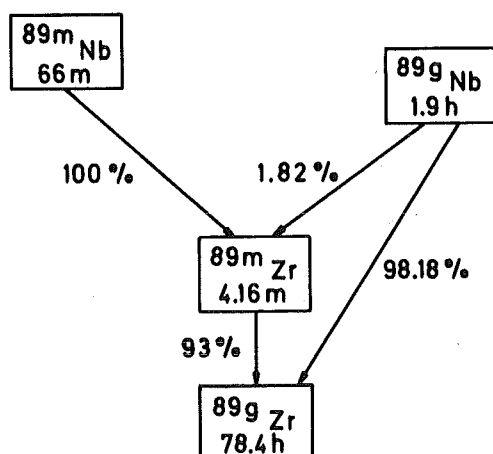
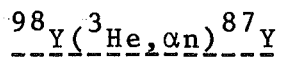


Abb. 6: Genetischer Zusammenhang  $^{89}\text{Nb} - ^{89}\text{Zr}$

Der metastabile Zustand des  $^{89}\text{Zr}$  der hauptsächlich von  $^{89\text{m}}\text{Nb}$  nachgebildet wird zerfällt mit einem  $\gamma$ -Verzweigungsanteil von 93 % in den Grundzustand (s. Bemerkung Seite 19).

Die deutlich verschiedenen Halbwertszeiten der beiden Zustände des  $^{89}\text{Zr}$  ermöglichen es, durch kurze Bestrahlungsdauer den direkt gebildeten Anteil des  $^{89\text{m}}\text{Zr}$  zu bestimmen. Bei den gewählten Bestrahlungszeiten von 2 min ist die Nachbildung über den metastabilen Zustand des  $^{89\text{m}}\text{Nb}$  gemessen an der erhaltenen Aktivität kleiner als 1 %.

Der Grundzustand des  $^{89}\text{Zr}$  wurde nach Langzeitbestrahlungen ermittelt. Die Messungen erfolgten erst nach einigen Tagen. Von der Summenaktivität wurden dann die Anteile von  $^{89\text{m}}\text{Zr}$  und  $^{89\text{m}+g}\text{Nb}$  subtrahiert.



Vor der Auswertung dieser Reaktion mußte sichergestellt werden, ob die bestimmte Aktivität eine Summe aus direkter Bildung und Anteilen aus Isobaren darstellt. Für die Beeinflussung kommt in Frage:

- a)  $^{87}\text{Nb}$ , das durch eine  $(^3\text{He}, 5\text{n})$ -Reaktion entstehen könnte,
- b) und  $^{87}\text{Zr}$ , das über eine  $(^3\text{He}, \text{p}4\text{n})$ -Reaktion produziert werden kann.

Die  $(^3\text{He}, 5\text{n})$ -Reaktion kann mit Sicherheit ausgeschlossen werden, da ihre Schwellenenergie mit 41,5 MeV über der maximalen Projektilenergie liegt.

Die  $^{89}\text{Y}(\text{}^3\text{He}, \text{p}4\text{n})^{87}\text{Zr}$ -Reaktion sollte von ihrer Schwellenenergie her gesehen ( $E_{\text{thr}} = 33,9 \text{ MeV}$ ) die Aktivität von  $^{87}\text{Y}$  beeinflussen, doch konnten die dem Zerfall von  $^{87}\text{Zr}$  entsprechenden  $\gamma$ -Linien im Spektrum nicht nachgewiesen werden. Deshalb wurde die für  $^{87}\text{Y}$  ermittelte Aktivität als Direktanteil angesehen. Bei der absoluten Bestimmung der Aktivitäten wurde der Isomerenübergang berücksichtigt.

Die Isomerenverhältnisse werden im Abschnitt 3.3 behandelt.

Tab. 4: Zusammenstellung der verwendeten Kerndaten und Bemerkungen über die Bestimmung der Anregungsfunktion für die Nb(<sup>3</sup>He,...)-Reaktionen

Nuklid	Halbwertszeit [1]	γ-Energie der verw. Peaks (keV) [10]	γ-Verzweigungsanteil [10]	Bemerkungen zur Anregungsfunktion	
<sup>94</sup> Tc	m	53 m	870,9	Der Anteil von <sup>94g</sup> Tc an der 870,9-Linie konnte über die beiden anderen Linien des <sup>94g</sup> Tc bestimmt werden.	
	g	4,9 h	702,6		
			849,7		
			870,9		
<sup>93</sup> Tc	m	43,5 m	390,0	Isomerenanteil berücksichtigt	
	g	2,7 h	1363,0		
<sup>92</sup> Tc		4,4 m	329,3	keine Störung. Einzelfolien bestrahlt	
			1509,6		
<sup>93</sup> Mo	m	6,9 h	263,2	0,612	Keine Störung
			684,6	0,919	
<sup>90</sup> Nb	g	14,6 h	141,2	0,67	Siehe Text

Tab. 4a: Zusammenstellung der verwendeten Kerndaten für die Monitorreaktionen: <sup>27</sup>Al(<sup>3</sup>He,α2p)<sup>24</sup>Na und <sup>65</sup>Cu(<sup>3</sup>He,2n)<sup>66</sup>Ga

Nuklid	Halbwertszeit [1]	γ-Energie der verw. Peaks (keV) [10]	γ-Verzweigungsanteil [10]	
<sup>24</sup> Na	g	15,03 h	1368,55	1,0
<sup>66</sup> Ga		9,3 h	1039,35	0,3732



Tab. 5: Zusammenstellung der verwendeten Kerndaten und Bemerkungen über die Bestimmung der Anregungsfunktion für die  $Y(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen

Nuklid	Halbwertszeit	$\gamma$ -Energie der verw. Peaks (keV)	$\gamma$ -Verzweigungsanteil	Bemerkungen zur Anregungsfunktion
	[1]	[10]	[10]	
$^{90}\text{Nb}$	g 14,6 h	141,2	0,67	siehe Text für $\text{Nb}(^3\text{He}, \alpha 2n)$
$^{89}\text{Nb}$	m 66 m	770,1	0,046	587 keV Linie nicht benutzt, siehe Text für $Y(^3\text{He}, p 2n)$
	g 1,9 h	587,8 (Zr)	0,0182	
		1627,8	0,0395	
$^{88}\text{Nb}$	m 7,8 min	638,2	0,278	Keine Störung
	g 14,3 m	671,1	0,663	
$^{89}\text{Zr}$	m 4,16 m	587,8	0,93*)	Siehe Text
	g 78,4 h	909,1	0,99	
$^{88}\text{Zr}$	83,4 d	392,7	0,97	Der durch Zerfall von $^{88}\text{Nb}$ gebildete Anteil wurde subtrahiert
$^{90}\text{Y}$	m 3,19 h	202,5	0,965	Anteil von $^{87}\text{g}_Y$ berücksichtigt
		482,5	0,90	
$^{88}\text{Y}$	108 d	898,0	0,93	Der durch Zerfall von $^{88}\text{Nb} + ^{88}\text{Zr}$ gebildete Anteil wurde subtrahiert
$^{87}\text{Y}$	m 13 h	381,0	0,74	Siehe Text
	g 80,3 h	484,7	0,96	
$^{86}\text{Y}$	m 48 m	208,0	0,94	Keine Bildung von $^{86}\text{Nb}$ bzw. $^{86}\text{Zr}$ , Isomerenübergang berücksichtigt
	g 14,74 h	627,7	0,326	

\*) Nach Fertigstellung der Arbeit wurde festgestellt, daß in der Tabelle von Erdtmann [10] die Konversion der 587,8 keV-Linie nicht berücksichtigt wurde. Der korrigierte Wert beträgt 0,895. Eine Korrektur der Werte in Tab. 7 wurde nicht vorgenommen, da sie gegen die angegebenen Fehler vernachlässigbar ist.

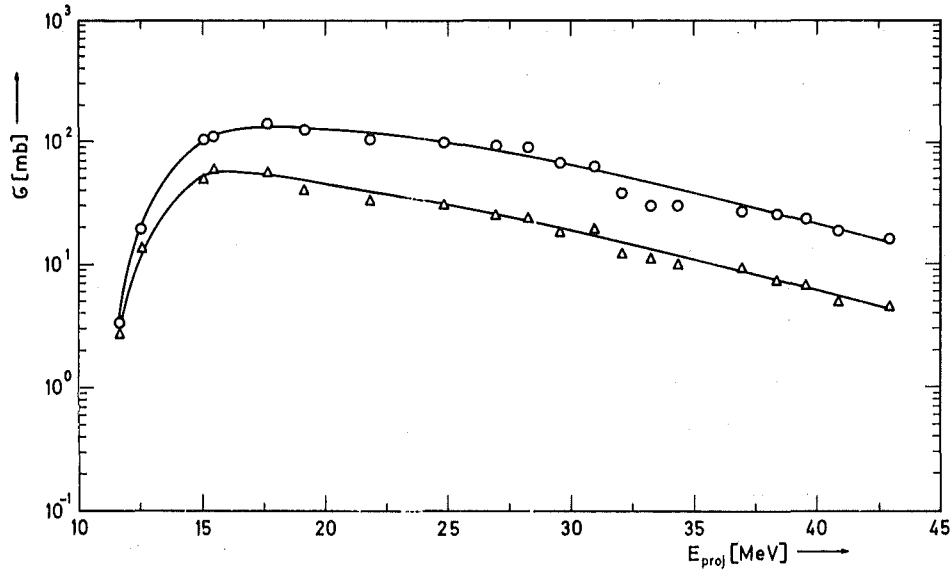


Abb. 7 : Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen  
für  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
O—O  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 2n)^{94g}\text{Tc}$ ;  $\Delta$ — $\Delta$   $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 2n)^{94m}\text{Tc}$

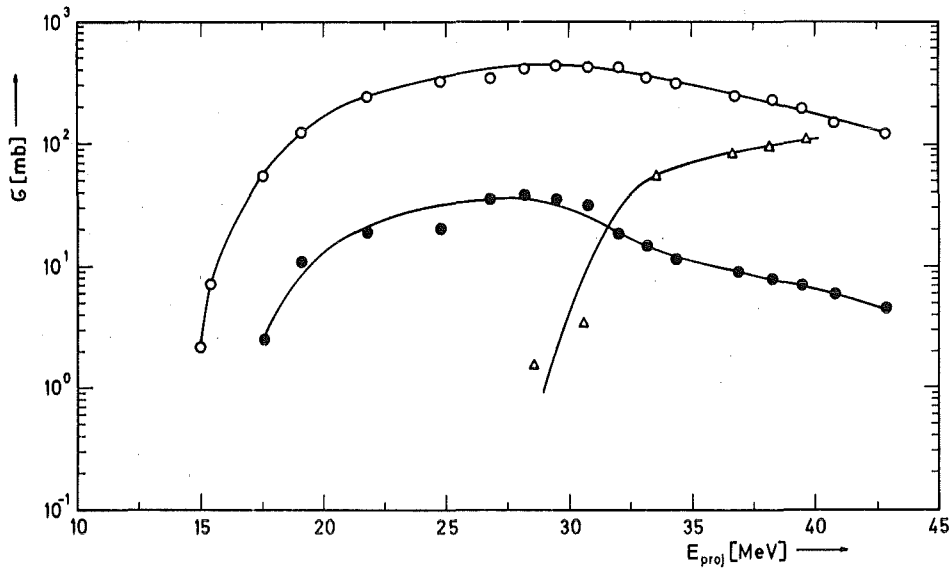


Abb. 8 : Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen  
für  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
O—O  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 3n)^{93g}\text{Tc}$ ; ●—●  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 3n)^{93m}\text{Tc}$ ;  
 $\Delta$ — $\Delta$   $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 4n)^{92}\text{Tc}$

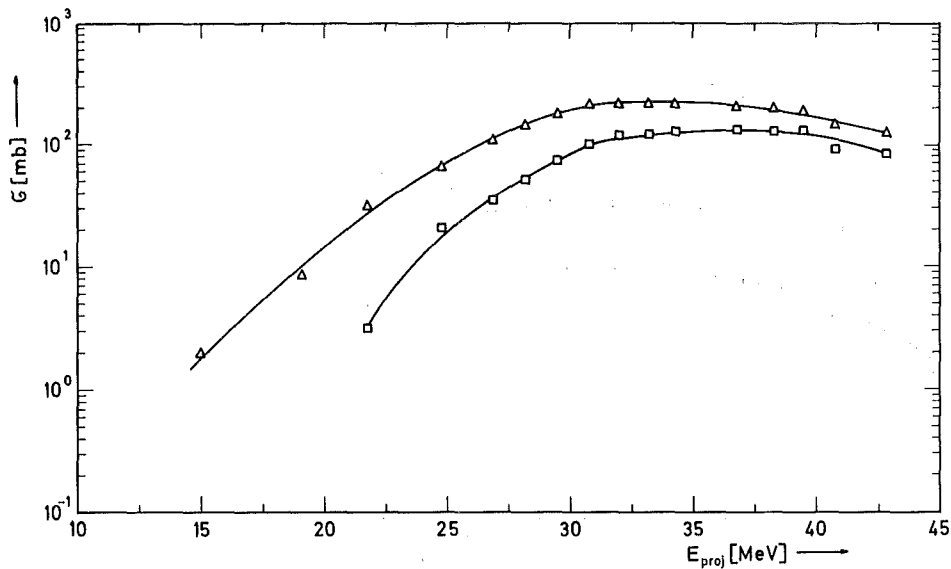


Abb. 9 : Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 $\Delta$ — $\Delta$   $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, p2n)^{93m}\text{Mo}$ ;  $\square$ — $\square$   $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{90m+g}\text{Nb}$

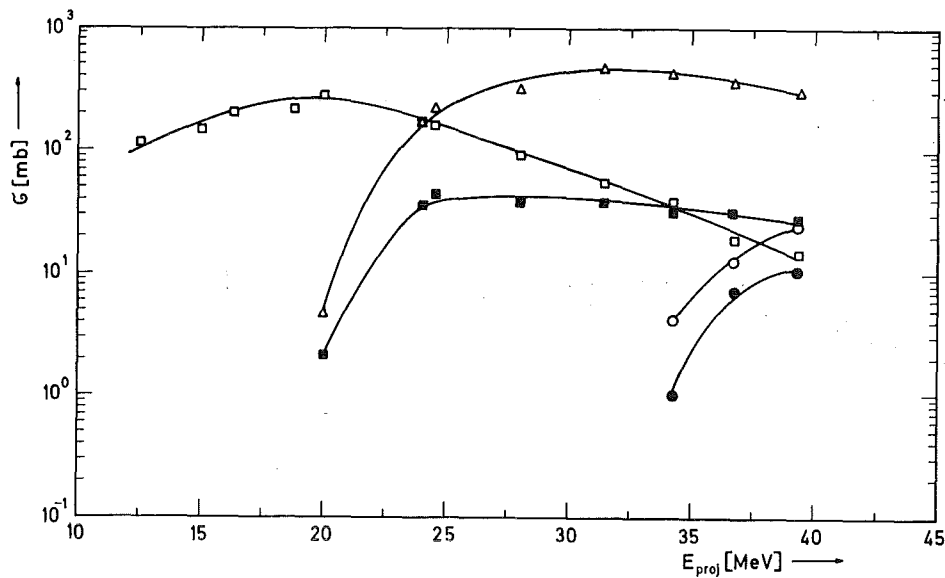


Abb. 10: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 $\square$ — $\square$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 2n)^{90m+g}\text{Nb}$ ;  $\Delta$ — $\Delta$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 3n)^{89g}\text{Nb}$ ;  
 $\blacksquare$ — $\blacksquare$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 3n)^{89m}\text{Nb}$ ;  $\circ$ — $\circ$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 4n)^{88g}\text{Nb}$ ;  
 $\bullet$ — $\bullet$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 4n)^{88m}\text{Nb}$

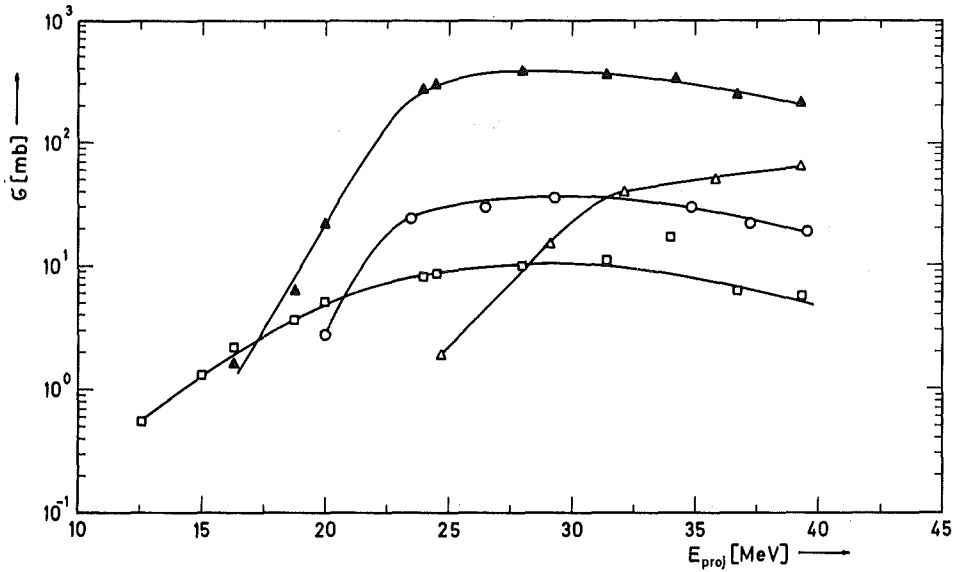


Abb. 11 : Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 $\blacktriangle$  —  $\blacktriangle$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, p2n)^{89g}\text{Zr}$ ;  $\circ$  —  $\circ$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, p2n)^{89m}\text{Zr}$ ;  
 $\triangle$  —  $\triangle$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, p3n)^{88}\text{Zr}$ ;  $\square$  —  $\square$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 2p)^{90m}\text{Y}$

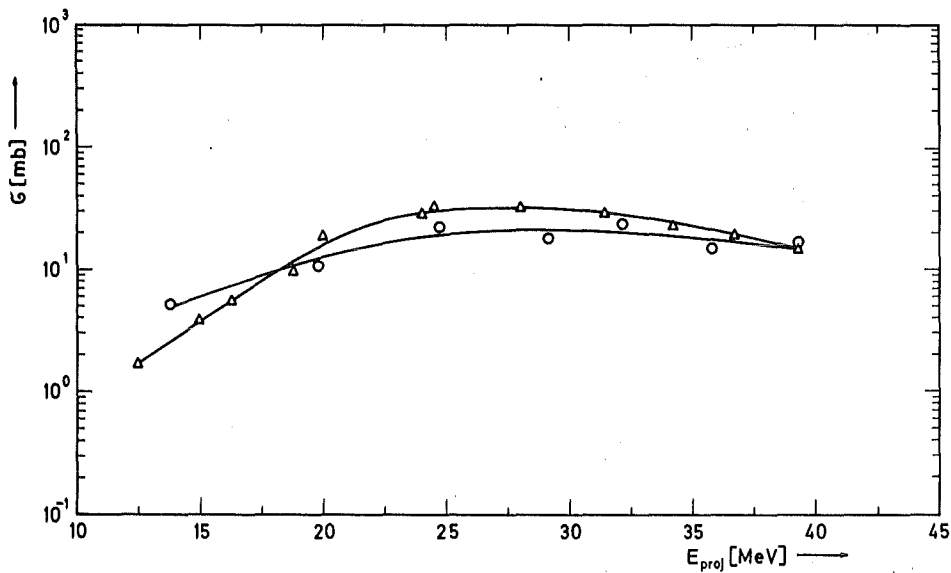


Abb. 12: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen für  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 $\circ$  —  $\circ$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha n)^{87g}\text{Y}$ ;  $\triangle$  —  $\triangle$   $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha n)^{87m}\text{Y}$

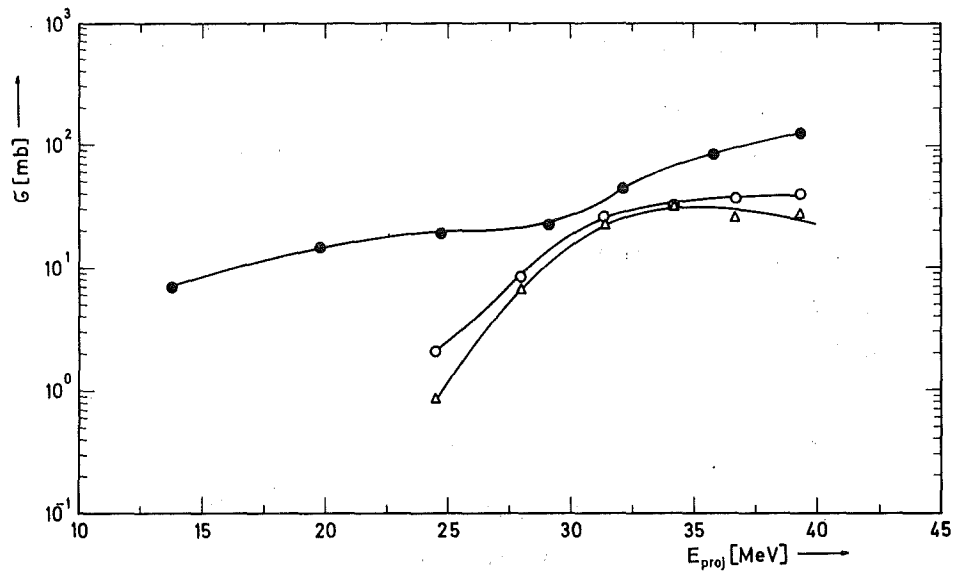


Abb. 13: Experimentell bestimmte Anregungsfunktionen  
 für  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen  
 ●—●  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha)^{88}\text{Y}$ ; ○—○  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{86g}\text{Y}$ ;  
 △—△  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{86m}\text{Y}$

### 2.3 Fehlerbetrachtung

Die Fehler bei der Berechnung absoluter Wirkungsquerschnitte lassen sich soweit möglich folgendermaßen abschätzen:

Schwankungen in der Targetdicke	$\pm 5 \%$
Genauigkeit der Strommessung	$\pm 2 \%$
Instabilität der Meßanordnung	$\pm 2 \%$
Genauigkeit der Zeitmessung	$\pm 1 \%$
Unsicherheit der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors	$\pm 2 \%$

Statistischer Fehler bei der Aktivitätsbestimmung

Fehler der benutzten Monitorreaktion	$\pm 10 \%$
Unsicherheit der benutzten Kerndaten	
Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Projektilenergie im Folienstapel	$\pm 10-20 \%$

Aus den abgeschätzten Fehlern kann für die Standardabweichung der Wirkungsquerschnitte somit ein Wert von  $\pm 12 \%$  angegeben werden.

Es folgen einige Bemerkungen über die Fehler bei denen keine generellen Angaben gemacht wurden:

Zur Bestimmung der Aktivität einer  $\gamma$ -Linie wird der zeitliche Verlauf der Aktivität verfolgt. Zeigt die Abfallskurve nur eine Komponente, so läßt die Aktivität am Bestrahlungsende sich aus der Mittelung mehrere Meßpunkte gut bestimmen. In diesen Fällen wird für den Wirkungsquerschnitt ein mittlerer quadratischer Fehler von 16 % angegeben. Der Fehler erhöht sich jedoch auf etwa 20 % in den Fällen, in denen Abfallskurven genetischer Zerfallssysteme rechnerisch in die einzelnen Komponenten zerlegt werden müssen.

Über die Unsicherheiten der angegebenen Kerndaten, insbesondere der Häufigkeit der  $\gamma$ -Linien, ist keine verlässliche Aussage zu machen.

Die direkte Messung des Stromintegrals läßt sich mittels eines Monitors umgehen, doch bei der Berechnung der  $\sigma$ -Werte gehen die Abweichungen der Monitoranregungsfunktion direkt ein.

Tab. 6: Numerische Werte der gemessenen Wirkungsquerschnitte für Nb(<sup>3</sup>He,...)-Reaktionen

Produktkern	<sup>94g</sup> Tc	<sup>94m</sup> Tc	<sup>93g</sup> Tc	<sup>93m</sup> Tc	<sup>92</sup> Tc	<sup>93m</sup> Mo	<sup>90m+g</sup> Nb	Monitorreaktion <sup>27</sup> Al( <sup>3</sup> He,α2p) <sup>24</sup> Na
Reaktion Nb( <sup>3</sup> He,...)	2n	2n	3n	3n	4n	p2n	α2n	
Energie (MeV)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)
11,6	3,4 <sup>±</sup> 0,5	2,8 <sup>±</sup> 0,6						
12,5	19,5	13,5						
15,0	104	49	2 <sup>±</sup> 0,5			2 <sup>±</sup> 0,4		
15,4	108	60	7					
17,6	142	55	53	2,6 <sup>±</sup> 0,6				
19,1	125	39	120	11		9		
21,8	104	33	236	19		32	3,3 <sup>±</sup> 0,5	
23,4								0,7
24,8	100 <sup>±</sup> 15	30 <sup>±</sup> 5	311	20		67	21	
24,9								1,9 <sup>±</sup> 0,25
26,4								3,5
26,9	94	25	324	36		110	36	
28,2	92	24	391 <sup>±</sup> 47	39 <sup>±</sup> 8		145	53	
28,6					1,6			7,6
29,2								6,1
29,5	67	18	412	36		180	75	
30,6					3,5 <sup>±</sup> 0,8			
30,8	64	19	409	32		217 <sup>±</sup> 33	101	10,5
31,8								13,0
32,0	38	12	415	18		217	120	
33,2	30	11	341	15		219	122	
33,6					56			
34,4	31	10	317	12		217	131	18,3 <sup>±</sup> 2
34,8								17,0
36,0								18,2
36,7					84 <sup>±</sup> 16			
36,8	27	9	245	9		208	137 <sup>±</sup> 20	21,2
37,2								19,3
38,2					95			
38,3	26	7	227	8		203	135	
38,9								19,4 <sup>±</sup> 2
39,5	24	7	199	7		196	135	
39,7					111 <sup>±</sup> 20			
40,8	19	5	152	6		151	94	
42,9	16 <sup>±</sup> 2,4	4 <sup>±</sup> 0,7	121 <sup>±</sup> 18	5 <sup>±</sup> 1,5		132 <sup>±</sup> 20	88 <sup>±</sup> 13	
gemittelter Fehler	± 16 %	± 18 %	± 18 %	± 20 %	± 20 %	± 16 %	± 15 %	± 10 %

Tab. 7: Numerische Werte der gemessenen Wirkungsquerschnitte für  $Y(^3\text{He}, \dots)$ -Reaktionen

Produktkern	$^{90m+g}\text{Nb}$	$^{89g}\text{Nb}$	$^{89m}\text{Nb}$	$^{88g}\text{Nb}$	$^{88m}\text{Nb}$	$^{89g}\text{Zr}$	$^{89m}\text{Zr}$	$^{88}\text{Zr}$	$^{90m}\text{Y}$	$^{88}\text{Y}$	$^{87g}\text{Y}$	$^{87m}\text{Y}$	$^{86g}\text{Y}$	$^{86m}\text{Y}$
Reaktion $Y(^3\text{He}, \dots)$	2n	3n	3n	4n	4n	p2n	p2n	p3n	2p	$\alpha$	$\alpha n$	$\alpha n$	$\alpha 2n$	$\alpha 2n$
Energie (MeV)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)	$\sigma$ (mb)
12,5	118 $^{+18}$								0,6			1,7		
13,8										7 $^{+0,5}$	5 $^{+1}$			
15,0	150								1,4			3,8		
16,3	202					1,6			2,2			5,6		
18,8	222					6,3 $^{+1,2}$			4 $^{+0,7}$			10 $^{+1,5}$		
19,8										15	11			
20,0	285 $^{+43}$	5 $^{+1}$	2,2 $^{+0,5}$			22	2,8 $^{+0,7}$		5			19		
23,6							24,5							
24,0	175	174	37			272			8			29		
24,5	166	224	46			295			9			33	2 $^{+0,5}$	0,9
24,7								2		19	23			
26,5							30							
28,0	94	327	39 $^{+6}$			379 $^{+75}$			10 $^{+1,5}$			33 $^{+6}$	8,6	7 $^{+1,5}$
29,1								16 $^{+3}$		23	18 $^{+3}$			
29,3							36 $^{+7}$							
31,4	55	460 $^{+70}$	39			347			11			30	26	22
32,1								40		45	24			
34,2	39	432	32	4 $^{+1}$	1	329			17			23	31	31
34,8							30							
35,8								51		85	15			
36,7	19	370	33	13 $^{+2,5}$	7 $^{+1,5}$	243			6,3			20	38	25 $^{+4}$
37,2							22							
39,3	15 $^{+3}$	302 $^{+45}$	28 $^{+5}$	25 $^{+4}$	11	212 $^{+42}$		65 $^{+13}$	5,7 $^{+1}$	123 $^{+25}$	17 $^{+2,5}$	15 $^{+2,5}$	39 $^{+6}$	27
39,5							19 $^{+4}$							
gemittelter Fehler	$\pm 15 \%$	$\pm 16 \%$	$\pm 18 \%$	$\pm 20 \%$	$\pm 20 \%$	$\pm 22 \%$	$\pm 22 \%$	$\pm 20 \%$	$\pm 18 \%$	$\pm 18 \%$	$\pm 18 \%$	$\pm 16 \%$	$\pm 16 \%$	$\pm 18 \%$



Angaben über die Genauigkeit der tatsächlichen Projektilenergie im Folienstapel siehe 1.5.

Die Tabellen 6 und 7 zeigen die experimentellen Wirkungsquerschnitte der gemessenen Anregungsfunktionen und für einzelne Punkte den mittleren Fehler. Bei den Fehlerangaben für die Wirkungsquerschnitte wurden die Fehler der benutzten Kerndaten nicht berücksichtigt.

#### 2.4 Reichweitebestimmung

Bei Kernreaktionen zwischen geladenen Projektilen und Targetatomen treten als Reaktionsprodukte verdampfte Nukleonen und Restkerne in Form schwerer Ionen auf. Findet zwischen dem Projektil und dem Targetkern eine Verschmelzung statt (Compoundkernreaktion), so übernimmt der Restkern in Näherung den gesamten Impuls des Projektils. Für die kinetische Energie des Restkerns gilt folgende Gleichung:

$$E_{\text{kin Restkern}} \approx \frac{m_p}{M_T + m_p} \cdot E_{\text{kin Projektil}} \quad (11)$$

$m_p$  = Masse des Projektils

$M_T$  = Masse des Targetkerns

Diese Gleichung gilt nur näherungsweise, da von dem Compoundkern Nukleonen verdampft werden können, die aber im Mittel nur wenig Impuls mitnehmen.

Bei Direktreaktionen findet eine Wechselwirkung nur zwischen Projektil und einzelnen Nukleonen des Targetkerns statt. Dabei wird nur ein Teil des Projektilimpulses übertragen, weshalb der Restkern dann eine geringere kinetische Energie besitzt. Zur Bestimmung der kinetischen Energie eines Restkerns ermittelt man seine Reichweite in einem Absorbermaterial. Diese Methode beruht darauf, daß zwischen Reichweite und kinetischer Energie eines Kerns eine eindeutige Relation besteht.

Den übertragenen Impuls gibt der Restkern im Verlauf seines Weges durch den Absorber über folgende Prozesse ab:

- a) Durch Ionisation der Absorberatome
- b) Durch elastische Stöße mit den Kernen der Absorberatome (Kernstreuung).

Die Abhängigkeit der Reichweite schwerer Ionen von ihrer kinetischen Energie war Gegenstand vieler theoretischer Untersuchungen. Doch die dabei aufgestellten Gleichungen erwiesen sich für die Anwendung als schwierig und beinhalten zudem Parameter, die nicht bestimmbar sind. Aus einer Reihe von Experimenten konnten diese Parameter abgeschätzt werden und Münzel [11] zeigte, daß für einen Energiebereich von 0-1 MeV/u ein einfacher Ausdruck die Energie-Reichweite-Beziehung schwerer Ionen mit befriedigender Genauigkeit wiedergibt:

$$\bar{R} = \alpha E^{\beta} \quad (12)$$

- $\bar{R}$  = mittlere Reichweite der Ionen
- $E$  = kinetische Energie des Nukleons (hier 0-1 MeV)
- $\alpha, \beta$  = von  $Z_1, A_1, Z_2$  und  $A_2$  abhängige Größen
- $Z_1, Z_2$  = Ordnungszahl des Ions bzw. Absorbers
- $A_1, A_2$  = Nukleonenzahl des Ions bzw. Absorbers

Die Bestimmung der Reichweite kann nun dadurch erfolgen, daß man das Verhältnis der aus dem Target austretenden Aktivität zur gesamt gebildeten Aktivität ermittelt. Gl. (13) zeigt dieses Aktivitätsverhältnis:

$$R = \frac{A_F}{A_F + A_T} \cdot d_T \quad (13)$$

- $A_F$  = Aktivität der Fängerfolie
- $A_T$  = Aktivität der Targetfolie
- $d_T$  = Flächengewicht der Targetfolie

Die Abb. 23b, 24b und 27b zeigen die nach Gl. (12) und Gl. (13) erhaltenen Werte für die Reichweite schwerer Ionen. Aussagen über den Reaktionsmechanismus und dessen Energieabhängigkeit folgen im Abschnitt "Theorie und Diskussion".

### 3. Theorie und Diskussion

#### 3.1 Theorie

Die bisher für die Beschreibung des Reaktionsablaufes benutzten Vorstellungen lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

- a) Die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern findet bereits an der Oberfläche des Targetkerns statt (Direktreaktion).
- b) Zwischen Projektil und Targetkern kommt es zur Verschmelzung, d.h. das Projektil dringt völlig in den Kern ein (Precompound-, Compoundkernreaktion).

Für  $^3\text{He}$ -Projekteile sollte man jedoch erwarten, daß sie wie  $\alpha$ -Teilchen den Reaktionsablauf nach b) bevorzugen. Deshalb soll im folgenden nur die Precompound- und Compoundkernreaktion untersucht werden.

##### 3.1.1 Precompound-Modell

Nach Griffin [12] kann man sich den Reaktionsablauf beim Eintritt eines Projektils in das Kernpotential wie folgt vorstellen:

Der Kern verhält sich wie ein Fermigas, d.h. alle Zustände bis zur Fermikante sind besetzt.

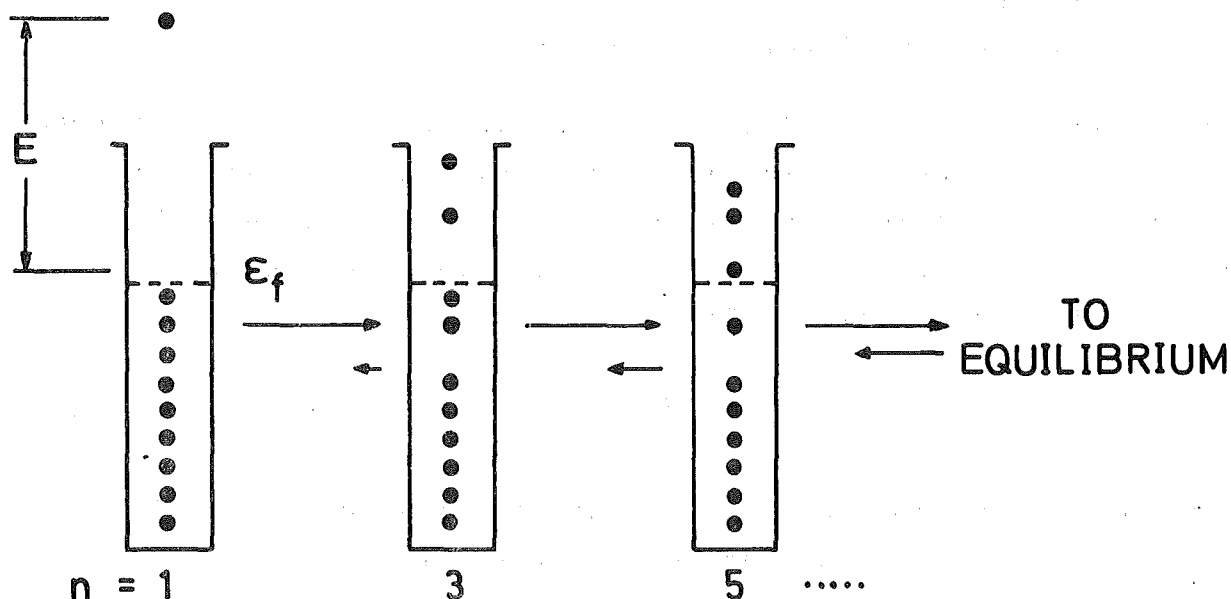


Abb. 14: Aufbau verschiedener Excitonenkonfigurationen [13]

Tritt ein Projektil z.B. ein Proton in Wechselwirkung mit einem Nukleon, so entsteht ein angeregter Zustand bestehend aus zwei Teilchen oberhalb der Fermienergie und einem unbesetzten Zustand im Kerninnern (Loch). Diese Konfiguration weist somit 3 Excitonen (2 angeregte Nukleonen, ein Loch) auf und wird 2p1h-Zustand genannt.

Der weitere Verlauf der Wechselwirkung führt entweder zur

- a) Anregung eines weiteren Nukleons, d.h. Bildung eines 3p2h-Zustandes,
- b) Rückbildung des Ausgangszustandes (1p),
- c) Bildung eines anderen 2p1h-Zustandes.

Dabei wird die Übergangswahrscheinlichkeit von der Zahl der möglichen Zustände des Systems bestimmt werden. Demnach wird bei kleinen Excitonzahlen zunächst einmal die Reaktion deutlich in Richtung höherer Excitonzahlen verlaufen.

Nimmt man an, daß die Energieniveaus äquidistant sind, dann ergibt sich nach Blann [13] folgende Gleichung für die Zustandsdichte:

$$\rho_{p,h}(E) = \rho_n(E) = \frac{g(gE)^{n-1}}{p! h! (n-1)!} \quad (14)$$

$n = p + h$  = Excitonzahl

$E$  = Anregungsenergie

$g$  = Dichte der Einteilchenniveaus

Nach dieser Gleichung wird die Zustandsdichte bei einer bestimmten Anzahl von Excitonen ein Maximum besitzen. Dieses entspricht dem dynamischen Gleichgewichtszustand mit einer mittleren Excitonzahl  $\bar{n}$ . Die Differentiation der Gl. (14) nach der Excitonzahl  $n$  liefert nach Blann [13]:

$$\bar{n} \approx \sqrt{2gE} \quad (15)$$

Dieser Gleichgewichtszustand mit  $\bar{n}$  Excitonen würde zeitlich unbeständig erhalten bleiben, wenn der Kern nicht die Möglichkeit hätte, Anregungsenergie abzugeben durch:

a) Emission von Nukleonen

b) Emission von  $\gamma$ -Quanten

Die relative Emissionswahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Quanten wird im wesentlichen klein sein, solange Teilchenemission energetisch möglich ist. Durch den folgenden Ausdruck ist die Wahrscheinlichkeit für Teilchenemission gegeben:

$$P_n(\epsilon)d\epsilon = (2s+1) \left[ \rho_n(U, \epsilon) / \rho_n(E) \right] \frac{V 4\pi I^2 dI}{h^3} \cdot \frac{\sigma_{inv} \cdot v}{V} \tau_n \quad (16)$$

$s$  = Spin des emittierten Teilchens

$(\rho_n(U, \epsilon) / \rho_n(E))$  = Wahrscheinlichkeit, daß in einen bestimmten Zustand mit der Energie  $E$  ein Teilchen existiert, das nach der Emission die kinetische Energie  $\epsilon$  besäße und ein Restkern mit der Anregungsenergie  $U$  zurückbleibt

$\frac{V 4\pi I^2 dI}{h^3}$  = Phasenraumdicke für das emittierte Teilchen

$h$  = Planck'sches Wirkungsquantum

$\frac{\sigma_{inv} \cdot v}{V}$  = Wahrscheinlichkeit für die Rückreaktion

$v, I$  = Geschwindigkeit, Impuls des emittierten Teilchens

$V$  = Reaktionsvolumen

$\tau_n$  = Lebensdauer des angeregten Zustandes

Summiert man über die Terme der Gl. (16), so läßt sich folgender Ausdruck angeben:

$$P(\epsilon)d\epsilon = \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ \Delta n=+2}} P_n(\epsilon)d\epsilon \propto \frac{(2s+1)}{(gE)} \sigma_{inv} \epsilon m \sum_{\substack{\bar{n} \\ n=n_0 \\ \Delta n=+2}} \left(\frac{U}{E}\right)^{n-2} p(n-1) \tau_n d\epsilon \quad (17)$$

$m$  = reduzierte Masse

$p$  = Zahl der Partikel

$U$  = Anregungsenergie des Restkerns =  $E - B - \epsilon$

$B$  = Bindungsenergie des Teilchens

Gl. (17) gibt die Häufigkeit an, daß ein Teilchen mit einer bestimmten kinetischen Energie  $\epsilon$  emittiert wird solange sich das Teilchen noch im Preequilibrium befindet.

### 3.1.2 Compoundkern-Modell

Für den Fall daß sich ein Gleichgewicht gebildet hat, gilt die von Bohr bereits 1938 vorgeschlagene Compoundkerntheorie.

Gl. (18) beschreibt den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion  $X(x,y)Y$  nach der statistischen Theorie [14]. Bildung und Zerfall des Compoundkerns werden durch zwei voneinander unabhängige Faktoren angegeben.

$$\sigma(x,y) = \sum_{J_C} \sigma_C(E_C, J_C) \frac{\Gamma_y(E_C, J_C)}{\sum_i \Gamma_i(E_C, J_C)} \quad (18)$$

$J_C$  = Spin des Compoundkerns

$E_C$  = Anregungsenergie des Compoundkerns

$\sigma_C$  = Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns

$\sigma_C(E_C, J_C)$  = Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Compoundkerns, der die Energie  $E_C$  und den Spin  $J_C$  besitzt.

$\Gamma_i(E_C, J_C)$  = relative Wahrscheinlichkeit des Compoundkerns, ein Teilchen  $i$  auszusenden

Unter Vernachlässigung der Spin-Bahn-Kopplung ergibt sich für den Bildungsquerschnitt des Compoundkerns folgender Ausdruck:

$$\sigma_C(E_C, J_C) = \pi \lambda_x^2 \frac{(2J_C + 1)}{(2s_x + 1)(2J_t + 1)} \left[ \sum_{S=|J_t - s_x|}^{J_t + s_x} \cdot \sum_{l=|J_C - S|}^{J_C + S} T_l(\epsilon_x) \right] \quad (19)$$

$\lambda_x$  = de-Broglie-Wellenlänge des einfallenden Teilchens  $x$  im Schwerpunktsystem

$s_x$  = Spin des einfallenden Teilchens  $x$

$J_t$  = Spin des Targetkerns

$T_l(\epsilon_x)$  = Transmissionskoeffizient der  $l$ -ten Partialwelle

$\epsilon_x$  = kinetische Energie des einfallenden Teilchens im Schwerpunktsystem

Der Compoundkern gibt seine Anregungsenergie durch Emission eines Teilchens oder eines  $\gamma$ -Quants ab. Ist es energetisch möglich, so wird die Teilchenemission bevorzugt. Nach der statistischen Theorie gilt folgender Ausdruck:

$$P_y(E_C, J_C, E_f, J_f) dE_f = \frac{(2s_y + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \mu \epsilon_y \sigma_{\text{inv}}(E_f, J_f, \epsilon_y, s_y, E_C, J_C) \cdot \frac{\omega(E_f, J_f)}{\omega(E_C, J_C)} dE_f \quad (20)$$

$P_y$  = Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Teilchens  $y$  mit der kinetischen Energie  $\epsilon_y$ .

$f$  = Index für den Endkern

$\mu$  = reduzierte Masse

$\omega(E, J) = (2J+1) \cdot \Omega(E, J)$  = Zustandsdichte

$\Omega(E, J)$  = die Niveaudichte

$\sigma_{\text{inv}}$  = Wirkungsquerschnitte für die inverse Reaktion

Für die Niveaudichte wird unter der Voraussetzung, daß der Kern ein Fermigas darstellt und die Niveaus äquidistant über die Energie verteilt sind, nach der statistischen Mechanik folgender Ausdruck angegeben:

$$\Omega(E) \propto \frac{1}{E^2} \exp(2\sqrt{a E}) \quad (21)$$

$a$  = Niveaudichteparameter

$E$  = Anregungsenergie des Kerns

Eine detaillierte Beschreibung der Compoundkerntheorie, insbesondere der Partialbreiten für Teilchen- bzw.  $\gamma$ -Emission wurde von Sarantites [14] angegeben.

### 3.1.3 Hybridmodell

Die Gleichungen (17) und (20) können benutzt werden, um die Emissionswahrscheinlichkeiten vor und nach der Gleichgewichtseinstellung zu berechnen. Die erhaltenen Werte müssen dann noch mit dem Faktor  $\alpha$ , der den Anteil der Precompoundreaktion an der Gesamtreaktion darstellt in der folgenden Weise modifiziert werden:

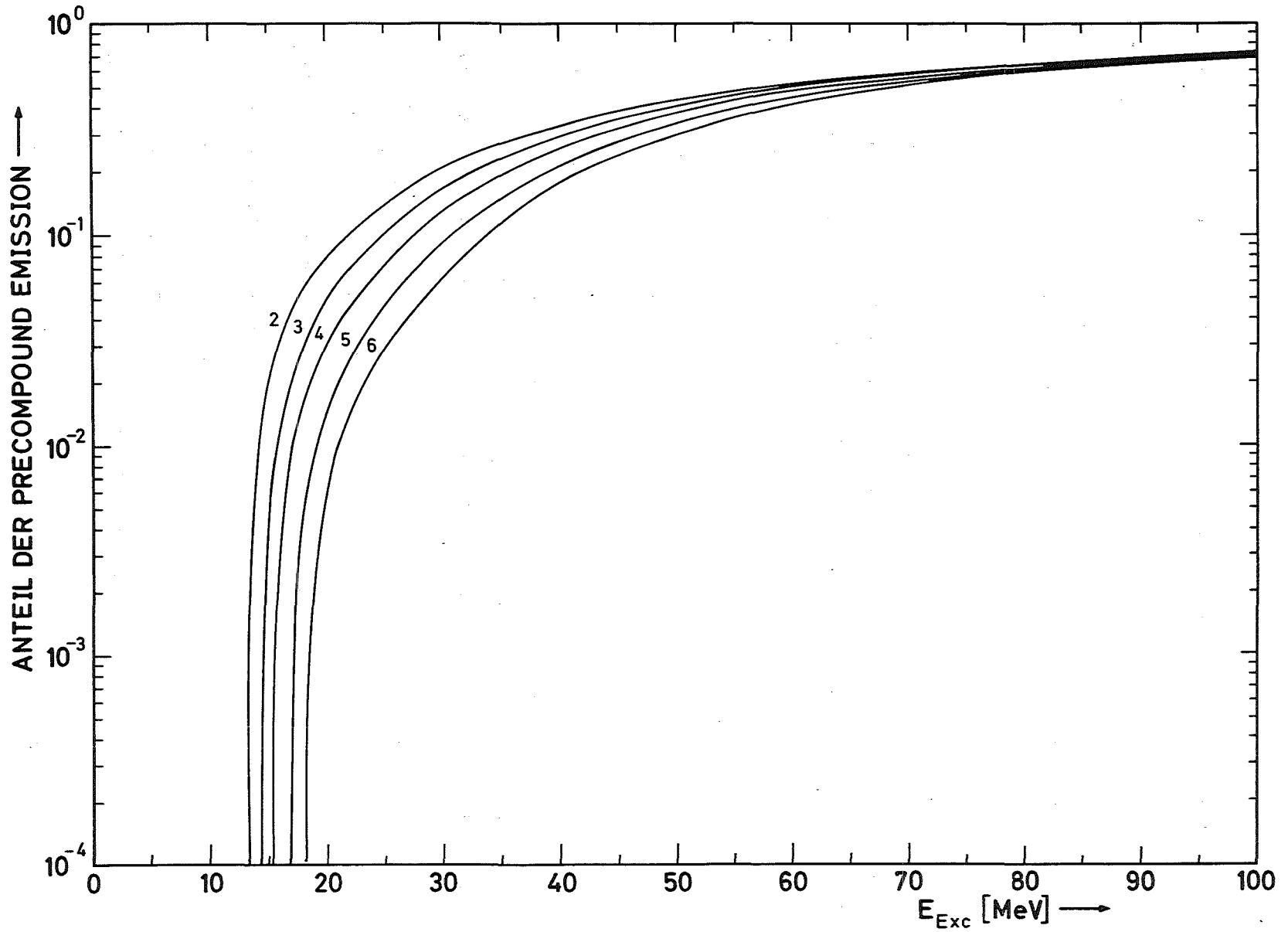


Abb. 15: Precompoundanteil  $\alpha$  für verschiedene primäre Excitonenzahlen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie [13]



$$\sigma(n_0) = (1-\alpha)\sigma_{\text{compound}} + \alpha \cdot \sigma_{\text{Precompound}} \quad (22)$$

$n_0$  = primäre Excitonenzahl

$\alpha$  = Anteil der Precompoundkernemission

Bei der Verwendung der Gl. (17) setzt man in der Rechnung im allgemeinen voraus, daß die Lebensdauer  $\tau_n$  unabhängig von der Anregungsenergie und somit konstant ist. Diese Näherung läßt zwar eine Berechnung der relativen Emissionswahrscheinlichkeiten, aber nicht eine Angabe über den absoluten Anteil der Precompoundzerfälle zu.

Blann [13] hat nun versucht, über ein modifiziertes Excitonenmodell, das Hybridmodell, Werte für die Größe  $\alpha$  zu berechnen. Hierbei wurde die Lebensdauer einer n-Excitonen Konfiguration aus den Nukleonen-Streuquerschnitten abgeleitet.

Abbildung 15 zeigt die dabei erhaltenen Werte für verschiedene im ersten Reaktionsschritt vorhandene Excitonen, die sogenannte primäre Excitonenzahl  $n_0$ .

### 3.2 Vergleich der berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Daten

#### 3.2.1 Precompoundmodell (Excitonenmodell)

Für die Precompound-Rechnungen wurde ein leicht modifiziertes Programm von Blann [20] verwendet. Dieses auf der Gl. (17) basierende Programm gibt im Rahmen des Excitonenmodells zunächst die relative Häufigkeit  $W$  für eine gegebene Reaktion an.

$$W = \int_{\epsilon=0}^{\epsilon_{\text{max}}} P(\epsilon) d\epsilon \quad (23)$$

Als Eingabedaten müssen nach Gl. (17) die Zustandsdichte, die Bindungsenergie und der inverse Wirkungsquerschnitt in das Programm eingegeben werden.

Um den absoluten Wirkungsquerschnitt für die Precompoundreaktion  $\sigma_{\text{pre}}$  zu erhalten, muß die relative Häufigkeit  $W$  mit dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{total}}$ , d.h. der Wahrscheinlichkeit, daß überhaupt eine Reaktion stattfindet, und dem Faktor  $\alpha$ , dem Pre-

compoundanteil multipliziert werden.

$$\sigma_{\text{pre}} = \sigma_{\text{total}} \cdot W \cdot \alpha \quad (24)$$

Die Werte für  $\sigma_{\text{total}}$  wurden durch Summierung aller experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte ermittelt.

Für die noch fehlenden Reaktionstypen mußten die Daten jedoch aus einer halbempirischen Systematik [2] entnommen werden. Dies erbrachte insbesondere im Bereich der Projektilenergien von 10-20 MeV eine Unsicherheit, da dort die Korrektur ca. 15 % betrug.

Die Bindungsenergien der Neutronen, Protonen und  $\alpha$ -Teilchen für die entsprechenden Produktkerne wurden den Tabellen von Wapstra et al. [4] entnommen.

Die inversen Wirkungsquerschnitte gelten für die Wechselwirkung eines Projektils mit einem angeregten Targetkern. Es ist jedoch unbekannt ob die Anregungsenergie einen wesentlichen Einfluß auf diese Wechselwirkungswahrscheinlichkeit hat. Es wurden deshalb als Wirkungsquerschnitte für die inverse Reaktion die totalen Wirkungsquerschnitte für die betreffenden Teilchen mit dem Targetkern im Grundzustand eingesetzt.

Der inverse Wirkungsquerschnitt für die p- und  $\alpha$ -Reaktionen wurde aus experimentellen Daten ermittelt [15], [16]. Für die Neutronenreaktionen lagen nicht genügend experimentelle Daten vor, um eine solche Summation vorzunehmen. Deswegen wurden die von Melkanoff et al. [17] nach dem optischen Modell berechneten Werte hier eingesetzt. Die nach [17] erhaltene Kurve für den totalen Wirkungsquerschnitt der Neutronenreaktionen wurde in ihrem Asolutbetrag an den totalen Wirkungsquerschnitt der Protonenreaktionen unter der Annahme angepaßt, daß Neutronen- und Protonenquerschnitte bei hohen Energien gleich sind.

Der Wert für den Precompoundanteil  $\alpha$  wurden den Angaben von Blann [13] entnommen. Allerdings war es unklar, welche Zahl für die primäre Excitonenzahl  $n_0$  eingesetzt werden mußte.

Im Falle von  $^4\text{He}$ -Reaktionen würde man erwarten, daß durch das eindringende Projektil im ersten Reaktionsschritt eine Wechselwirkung mit einem Nukleon des Targetkerns stattfindet und somit

fünf angeregte Teilchen und ein Loch existieren, was einer Konfiguration  $n_0 = 6$  entspricht. Überraschenderweise wurde jedoch festgestellt, daß die mit  $n_0 = 5$  berechneten Werte wesentlich besser mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

Für die  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen würde man in Analogie dazu einen Wert für  $n_0$  von 5 bzw. 4 erwarten. Es war zu prüfen, mit welcher primären Excitonenzahl  $n_0$  man für die  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen die beste Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Werten erhält. Deshalb wurde ein Vergleich anhand einiger Anregungsfunktionen durchgeführt.

Abbildungen 16, 17 und 18 zeigen den nach dem Excitonenmodell berechneten Precompoundanteil der Reaktionen  ${}^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, 2n){}^{94}\text{Tc}$ ,  ${}^{89}\text{Y}({}^3\text{He}, 2n){}^{90}\text{Nb}$  und  ${}^{89}\text{Y}({}^3\text{He}, \alpha){}^{88}\text{Y}$ .

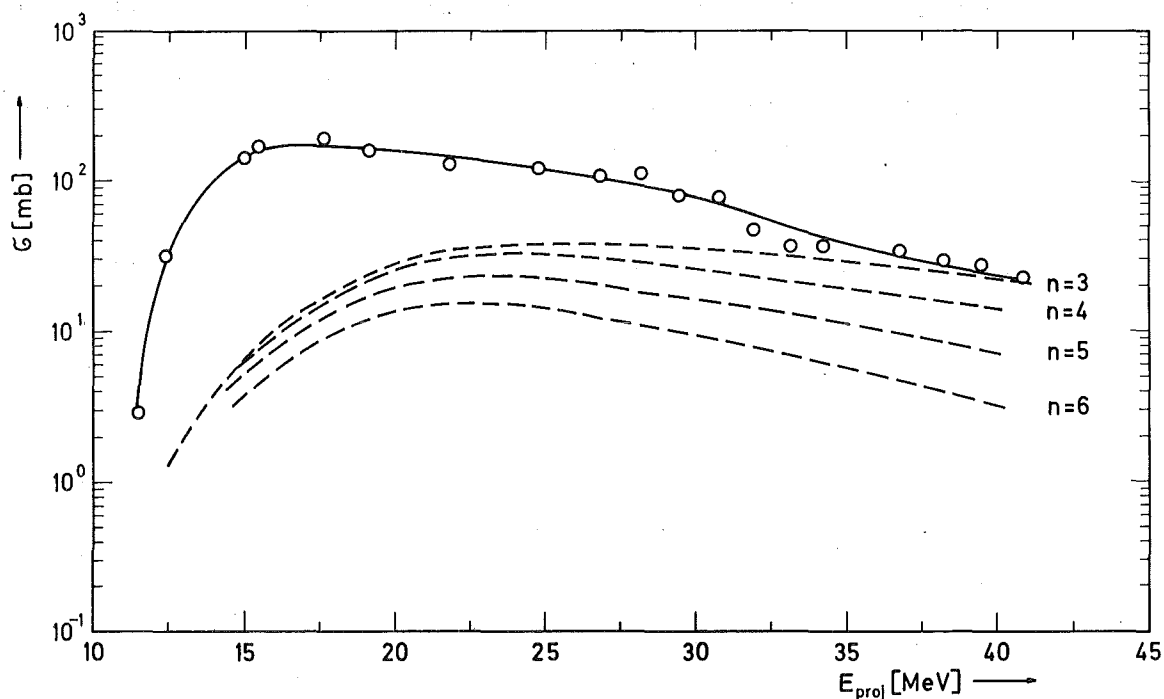


Abb. 16: Experimentelle Anregungsfunktion und nach dem Excitonenmodell für verschiedene primäre Excitonenzahlen berechnete Precompoundanteile der  ${}^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, 2n){}^{94}\text{Tc}$ -Reaktion  
 —○— Experiment; ----- Rechnung Gl. (24)

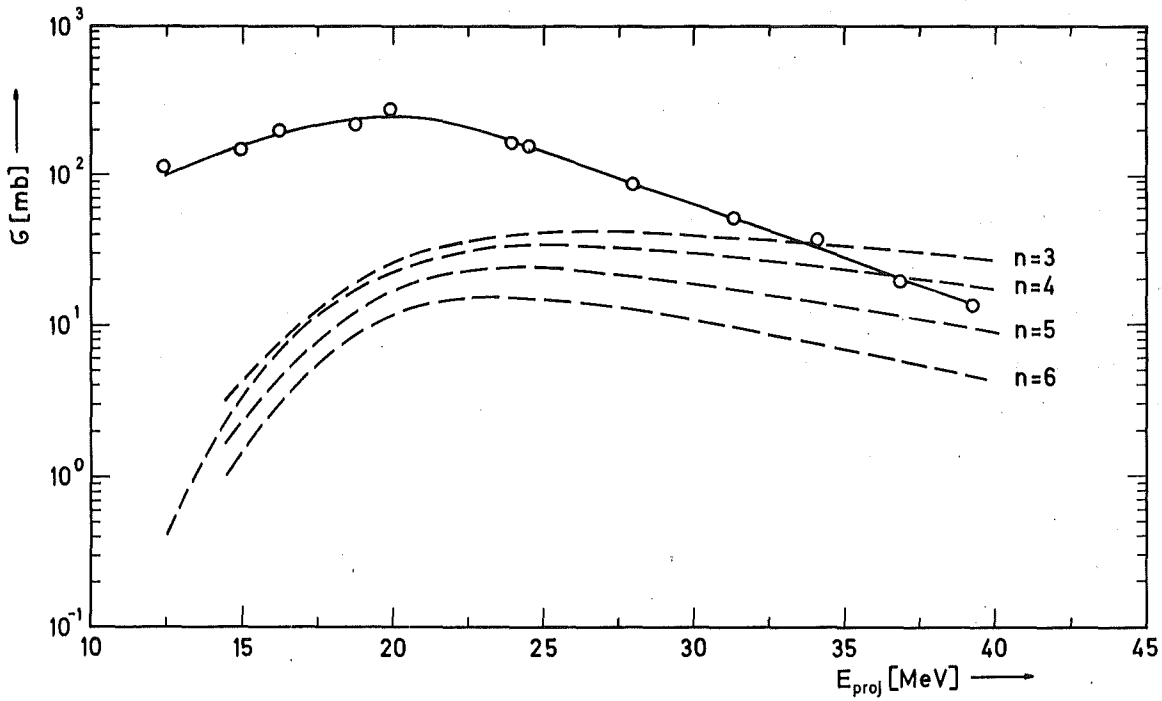


Abb. 17: Experimentelle Anregungsfunktion und nach dem Excitonenmodell für verschiedene primäre Excitonzahlen berechnete Precompoundanteile der  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 2n)^{90}\text{Nb}$ -Reaktion  
 —○— Experiment; ----- Rechnung Gl. (24)

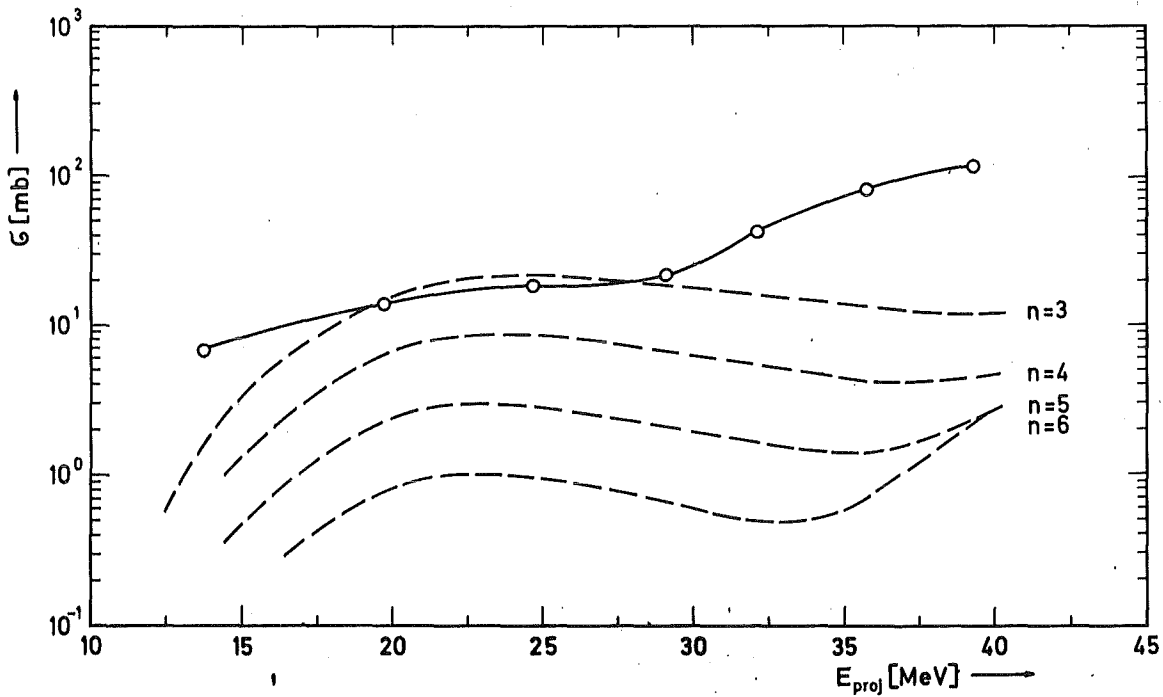


Abb. 18: Experimentelle Anregungsfunktion und nach dem Excitonenmodell für verschiedene primäre Excitonzahlen berechnete Precompoundanteile der  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha)^{88}\text{Y}$ -Reaktion  
 —○— Experiment; ----- Rechnung Gl. (24)

Die Auswahl der Anregungsfunktionen in den Abbildungen 16, 17 und 18 erfolgte unter dem Gesichtspunkt, daß der Compoundkernanteil möglichst klein sein sollte, so daß man direkt den Vergleich führen kann. Bei den  $(, 2n)$ -Reaktionen erkennt man, daß im höherenergetischen Bereich sich für  $n_0$  ein Wert um 4 ergibt. Bei der  $(, \alpha)$ -Reaktion ist für den Vergleich nur der Bereich von 20-25 MeV geeignet, da sich bei höheren Energien ein deutlicher Anteil der über Compoundkernreaktion verlaufenden  $(, 2p2n)$ -Reaktion bemerkbar macht. Weiterhin existiert bei der  $(, \alpha)$ -Reaktion ein nicht zu vernachlässigender Anteil einer pick-up-Reaktion, d.h. einer direkten Übertragung eines Neutrons auf das Projektil. Berücksichtigt man dies, so würde sich auch hier ein Wert für  $n_0$  ergeben, der sicher über 3 liegt. Als Ergebnis dieses Vergleiches erscheint ein  $n_0 = 4$  am ehesten geeignet, den Precompoundanteil zu beschreiben. Dieser Wert wurde in den weiteren Berechnungen benutzt.

### 3.2.2 Compoundkern-Modell

Die Bestimmung des Compoundkernanteils der untersuchten Kernreaktionen erfolgte mit Hilfe eines auf der Gl.(20) basierenden Rechenprogrammes "ALICE" von Blann [21]. Für die im folgenden beschriebenen Rechnungen mußte dieses Programm zum Teil modifiziert werden, um im wesentlichen andere Eingabedaten aufnehmen zu können.

Für drei Beispiele wird ein Vergleich zwischen den berechneten und experimentell bestimmten Anregungsfunktionen in den Abbildungen 19-21 gezeigt. Die Auswahl der Reaktionen erfolgte danach, daß der Precompoundanteil im Bereich des Maximums klein sein sollte, um nicht durch Unsicherheiten der Größe  $\alpha$  den Compoundanteil wesentlich zu stören. Zum Vergleich ist der jeweilige Precompoundanteil, berechnet nach Gl. (24), ebenfalls eingezeichnet.

Zur Durchführung der Rechnung sind nach den Gl. (18 und 20) folgende Größen notwendig: Bindungsenergie  $BE$ , inverser Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{inv}$ , totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{total}$ , Compoundkernanteil  $(1-\alpha)$  und die Niveaudichte.

Zunächst wurden Anregungsfunktionen berechnet, für welche die Eingabedaten für  $BE$ ,  $\sigma_{inv}$  und  $\sigma_{total}$  von den Subroutinen des Programms "ALICE" selbständig erstellt wurden. Die Niveaudichte wurde nach Gl. (21) berechnet mit einem Niveaudichteparameter  $a = \frac{A}{8}$ .

Der Vergleich zwischen Experiment und Rechnung ( $\square$ — $\square$ ) zeigt, daß "ALICE" deutlich die Protonenemission bevorzugt. Bei Neutronenemission zeigt sich das Bild nicht so einheitlich. Im Falle des  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 3n)^{89}\text{Nb}$  ist eine recht gute Übereinstimmung festzustellen, während bei der entsprechenden Nb-Reaktion ebenfalls eine deutliche Überbewertung vorliegt.

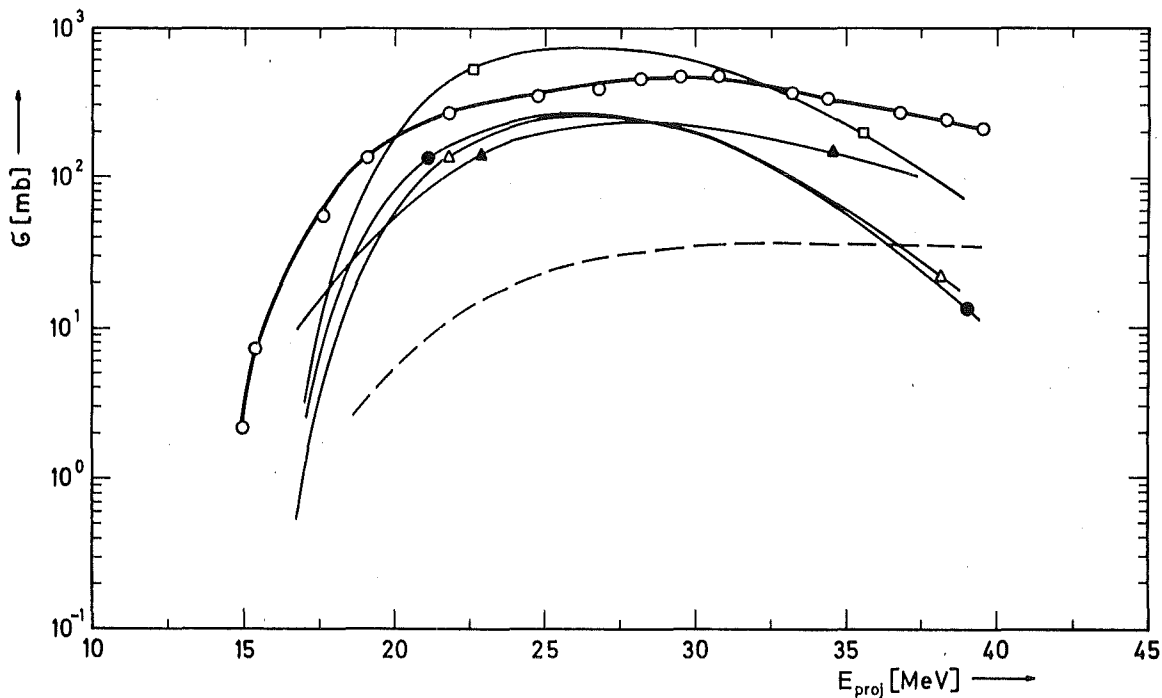


Abb. 19: Vergleich der mit dem Programm "ALICE" (Compoundkernmodell) berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Kurven für die Reaktion  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 3n)^{93m+g}\text{Tc}$

- $\circ$ — $\circ$  experimentelle Werte
- $\square$ — $\square$  berechnet mit den vom Programm vorgegebenen Werten für  $BE$ ,  $\sigma_{inv}$  und  $\sigma_{total}$
- $\bullet$ — $\bullet$  berechnet mit experimentellen Werten für  $BE$ ,  $\sigma_{inv}$  und  $\sigma_{total}$
- $\triangle$ — $\triangle$  berechnet mit experimentellen Werten für  $BE$ ,  $\sigma_{inv}$  und  $\sigma_{total}$  unter Berücksichtigung der Schalen effekte und Paarungsenergie nach [21] [22]

Außerdem sind die unter Verwendung der Systematik [2] ermittelten Anregungsfunktionen ( $\blacktriangle$ — $\blacktriangle$ ) und der nach Gl. (24) berechnete Precompoundanteil (-----) eingezeichnet

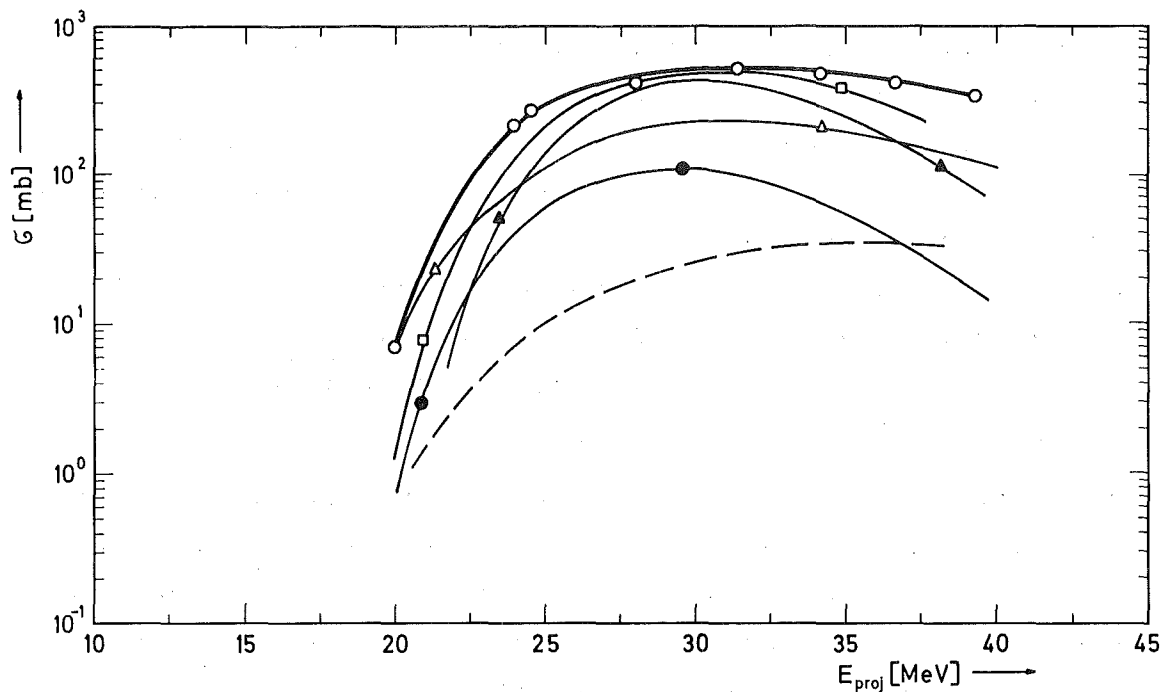


Abb. 20: Vergleich der mit dem Programm "ALICE" (Compoundkernmodell) berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Kurven für die Reaktion  $^{89}\text{Y}(^3\text{He},3\text{n})^{89\text{m}+g}\text{Nb}$ . Erläuterung der Symbole siehe Abb. 19

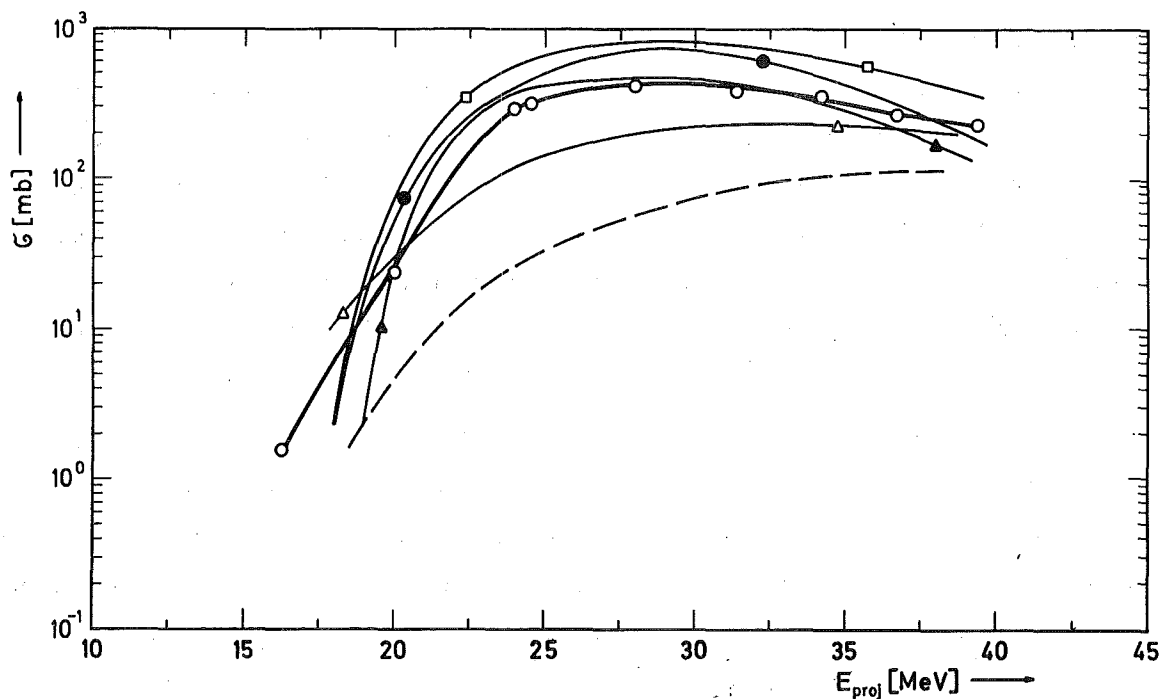


Abb. 21: Vergleich der mit dem Programm "ALICE" (Compoundkernmodell) berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Kurven für die Reaktion  $^{89}\text{Y}(^3\text{He},\text{p}2\text{n})^{89\text{m}+g}\text{Zr}$ . Erläuterung der Symbole siehe Abb. 19

Um eine Erklärung dafür zu bekommen, wurden die einzelnen aus den Subroutinen entnommenen Werte näher betrachtet. Bei den Bindungsenergien traten Abweichungen bis zu 1 MeV auf. Die inversen Wirkungsquerschnitte für das Proton stimmten mit experimentellen Daten gut überein, dagegen trat bei den Neutronen im Bereich niedriger Energien eine deutliche Abweichung von ca. 50 % auf. Für die  $\alpha$ -Reaktionen war die Abweichung von  $\sigma_{inv}$  noch drastischer. Sie wichen über den gesamten Energiebereich um einen Faktor 1,5 bis 2 nach oben ab.

Die Ergebnisse dieser Berechnungen gaben für eine weitere Rechenreihe Anlaß, bei der experimentelle Daten dem Rechenprogramm eingegeben wurden, die mit der Dateneingabe bei der Berechnung des Precompoundanteils identisch waren. Die Ergebnisse sind ebenfalls in den Abb. 19-21 dargestellt (●—●). Obwohl die Eingabedaten zweifelsfrei realistischer geworden sind, sieht man, daß die Übereinstimmung nicht besser geworden ist.

Im Falle der Protonenreaktion ist die Änderung nur geringfügig, so daß die Überbewertung immer noch vorhanden ist. Bei der Neutronenreaktion ist eine starke Unterbewertung zu sehen, welche bei der  $Y(,2n)$ -Reaktion um den Faktor 4 zu kleine Werte liefert. Eine mögliche Erklärung der Abweichungen könnte im Falle des Yttriums darin zu sehen sein, daß die magische Zahl  $N=50$  einen wesentlichen Einfluß hat. Insgesamt zeigt sich, daß die Übereinstimmung noch schlechter wurde. Die Protonenüberbewertung bleibt etwa bestehen, aber die Neutronenunterbewertung ist zu extrem.

Vor einem weiteren Rechengang mußte das Programm "ALICE" zuerst dahingehend modifiziert werden, daß der Verdampfungsweg im einzelnen verfolgt werden konnte. Dabei zeigte sich deutlich, daß die Emission längs der magischen Zahl  $N=50$ , die Protonenemission, sehr deutlich bevorzugt wurde. Das Experiment zeigt aber, daß diese Bevorzugung nicht gerechtfertigt ist. Dies bedeutet, daß das Programm in der vorliegenden Form keine Schalen- und Paarungseffekte berücksichtigt.



Daher schien es sinnvoll, in dem Rechenprogramm eine Möglichkeit vorzusehen, um den Einfluß der Paarungsenergie auf die Anregungsenergie und den Einfluß der Schaleneffekte auf den Niveaudichte-parameter  $a$  zu berücksichtigen. Die Werte für die Schalen- und Paarungseffekte wurden der systematischen Untersuchung von Gilbert und Cameron [22] entnommen.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind ebenfalls in den Abb. 19-21 dargestellt ( $\Delta$ — $\Delta$ ). Es zeigt sich deutlich, daß unter Berücksichtigung der Schalen- und Paarungseffekte, die Neutronen- und Protonenemission wesentlich besser mit dem Experiment übereinstimmt.

Abschließend kann festgestellt werden, daß man offensichtlich die Rechenergebnisse der im Programm enthaltenen Subroutinen durch experimentelle Eingabedaten ersetzen muß. Ferner zeigt sich, daß die Struktur der untersuchten Kerne einen wesentlichen Einfluß auf die Resultate der Berechnungen hat.

### 3.2.3 Vergleich und Diskussion

Aufgrund der in den letzten beiden Abschnitten beschriebenen Ergebnisse wurden für die weiteren Rechnungen die experimentellen Werte für die Bindungsenergien, die Wirkungsquerschnitte der inversen Reaktion und die totalen Wirkungsquerschnitte eingegeben, die primäre Excitonenzahl  $n_0 = 4$  gesetzt und im Fall der Compoundkernreaktion die Niveaudichte nach Cameron benutzt. Die unter Berücksichtigung des Precompoundanteils  $\alpha$  (s. Gl. (22)) erhaltenen Ergebnisse sind in den Abb. 22, 25 und 26 zusammen mit den experimentellen Anregungsfunktionen dargestellt.

#### a) Reaktionen mit Niob

Anhand der Abb. 22 erkennt man deutlich, daß bei allen Reaktionen die berechneten Wirkungsquerschnitte unter den experimentellen Kurven liegen. Dies läßt den generellen Schluß zu, daß die Reaktionen, bei denen Protonen emittiert werden, stets überbewertet werden, da der Gesamtquerschnitt vorgegeben wird. Häufig werden solche Abweichungen durch Schaleneffekte hervorgerufen. Wie bereits beschrieben, werden in den hier

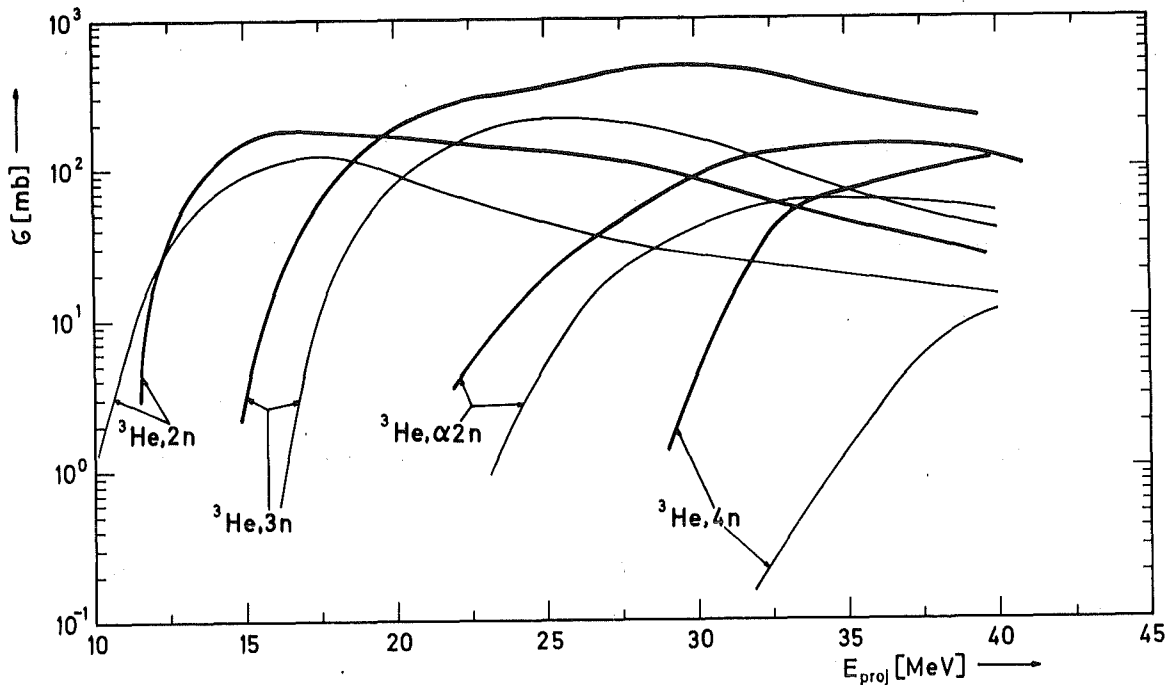
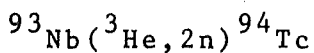


Abb. 22: Vergleich experimenteller Anregungsfunktionen (—) für  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen an  ${}^{93}\text{Nb}$  mit den nach Gl. (22) berechneten Kurven (---)

angeführten Berechnungen Paarungsenergie und magische Zahlen in der Niveaudichte jedoch bereits berücksichtigt. Eine nähere Betrachtung zeigt außerdem, daß wesentliche Auswirkungen der Schaleneffekte erst bei Projektilenergien über 20 MeV eintreten sollten, da nämlich erst dann Kerne mit einer magischen Neutronenzahl  $N=50$  gebildet werden. Es ist etwas überraschend, daß die Überbewertung der Protonenemission bei allen Projektilenergien auftritt.



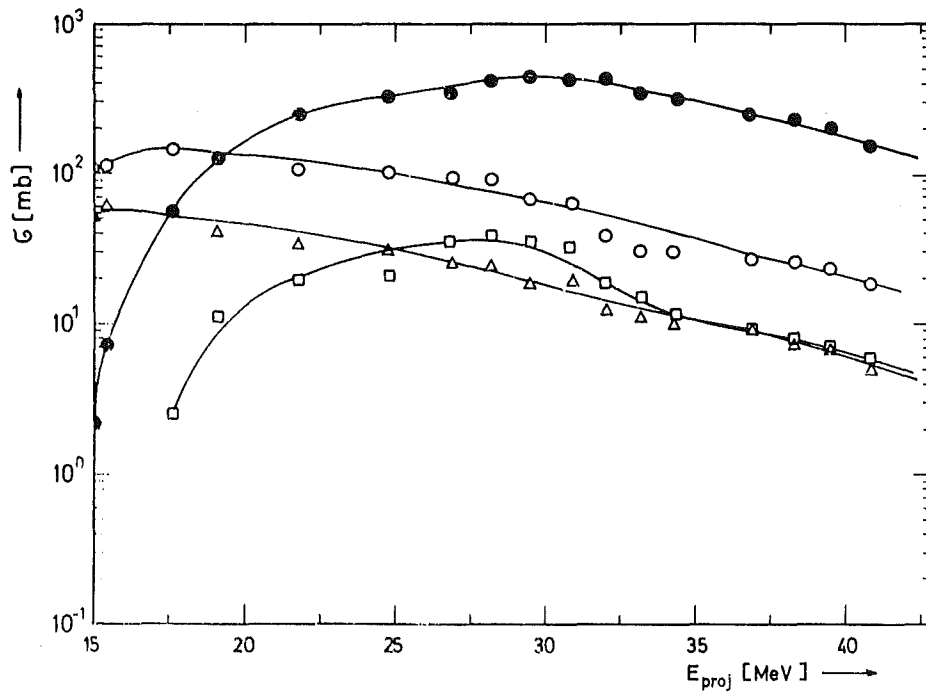
Die experimentelle und die berechnete Anregungsfunktion stimmen bis zum Maximum näherungsweise miteinander überein. Bei höheren Energien treten jedoch Abweichungen bis zu einem Faktor 3 auf. Dies ist auf den Einfluß der dann als Konkurrenzreaktion wirksam werdenden  $\text{Nb}({}^3\text{He}, p2n)$ -Reaktion zu deuten. Der unerwartete hohe Anteil der Protonenemission bei der Rechnung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Protonenbindungsenergien im

interessierenden Bereich der Tc-Isotope 4-5 MeV und die für die Neutronen um etwa 10 MeV betragen. Berücksichtigt man noch die Höhe des effektiven Coulombwalls von rund 5 MeV, so ergibt sich, daß die Emission sowohl von Neutronen als auch von Protonen etwa ab 10 MeV Anregungsenergie möglich ist und mit annähernd gleicher Wahrscheinlichkeit erfolgen sollte. Wie die experimentellen Ergebnisse zeigen, trifft dies nicht zu. Benutzt man bei der Festlegung der als Eingabedaten verwendeten inversen Wirkungsquerschnitte anstelle der effektiven die theoretische Coulombschwelle, so wird dadurch die Protonenemission wesentlich herabgesetzt. Es ist jedoch schwer, für die dann vorhandenen Unterschiede zwischen Compoundbildungsquerschnitt und inversem Wirkungsquerschnitt eine plausible Erklärung zu finden, es sei denn, bei der inversen Reaktion würde die Anregungsenergie des Targetkerns einen wesentlichen Einfluß ausüben. Die bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse sprechen gegen eine solche Annahme.

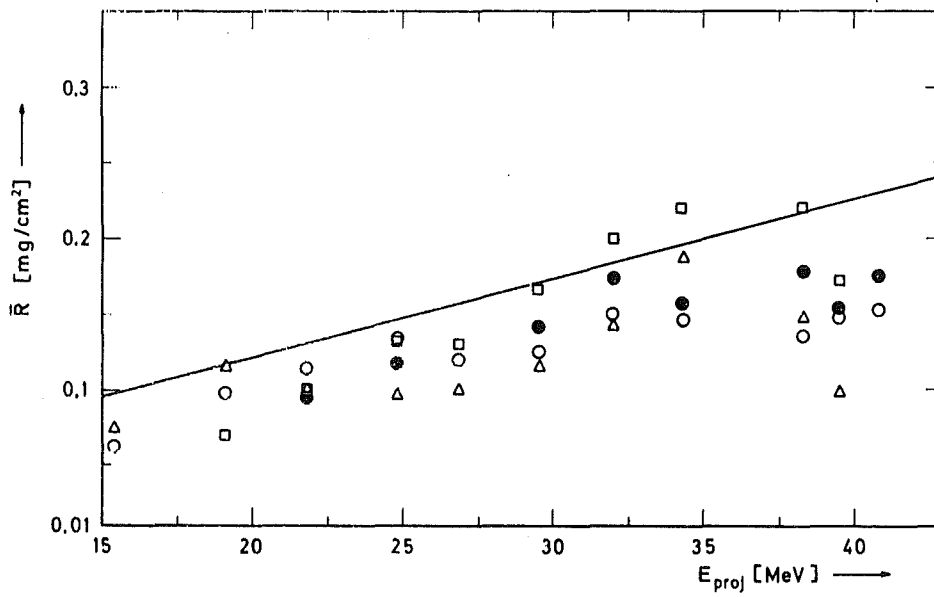
Eine interessante Frage hierbei ist, ob die Protonenemission sowohl bei der Precompound- als auch bei der Compoundkernreaktion bei den Rechnungen überbewertet wird. Hinweise darauf kann man anhand der experimentellen Werte für die Reichweiten bekommen. In den Abb. 23 und 24 sind die Reichweiten dargestellt und darüber die entsprechenden Anregungsfunktionen, um unmittelbar den Zusammenhang erkennen zu können.

Bei niederen Energien sind die experimentell gefundenen Reichweiten zwar kleiner als die Erwartungswerte für die Compoundkernreaktion, aber die Übereinstimmung kann noch als befriedigend gewertet werden. Wichtig ist jedoch, daß die experimentellen Werte parallel zu der berechneten Geraden verlaufen. Man sollte deshalb annehmen, daß in diesem Teilbereich ein sehr großer Teil der Reaktionen über die Bildung von Compoundkernen abläuft.

Bei höheren Projektilenergien treten dagegen starke Abweichungen von den berechneten Geraden auf, d.h. die Rückstoßenergien der Restkerne sind deutlich kleiner als die Erwartungswerte für die Compoundkernreaktion. Dies zeigt, daß ein erheblicher Anteil der Reaktion über Direktreaktionen, d.h. vornehmlich über Precompoundreaktionen verlaufen muß. Dieses Ergebnis stimmt in befriedigender Weise mit den berechneten Anteilen für Compound-



23 a

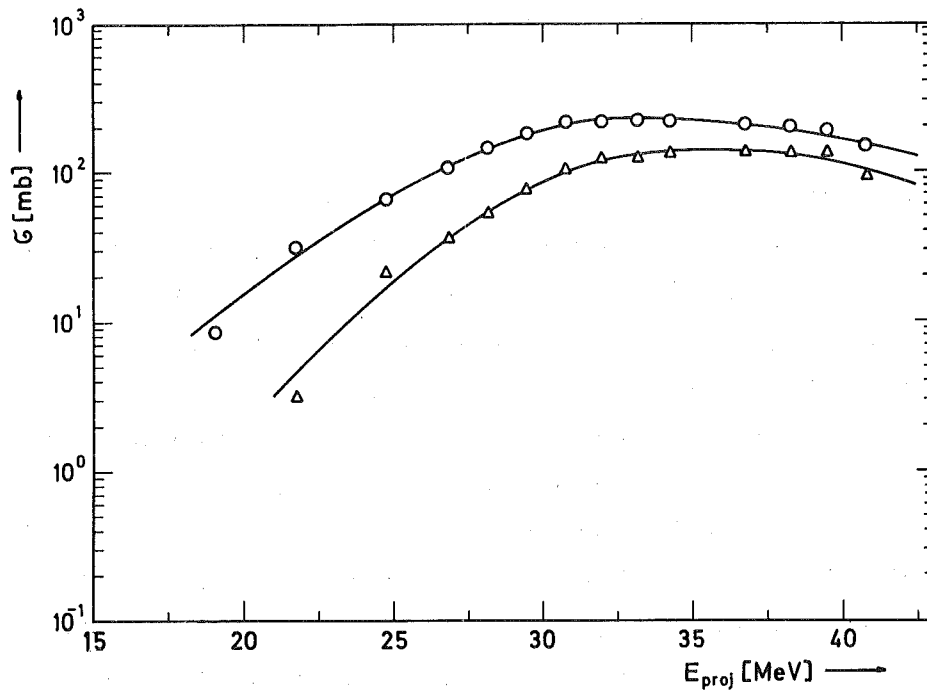


23 b

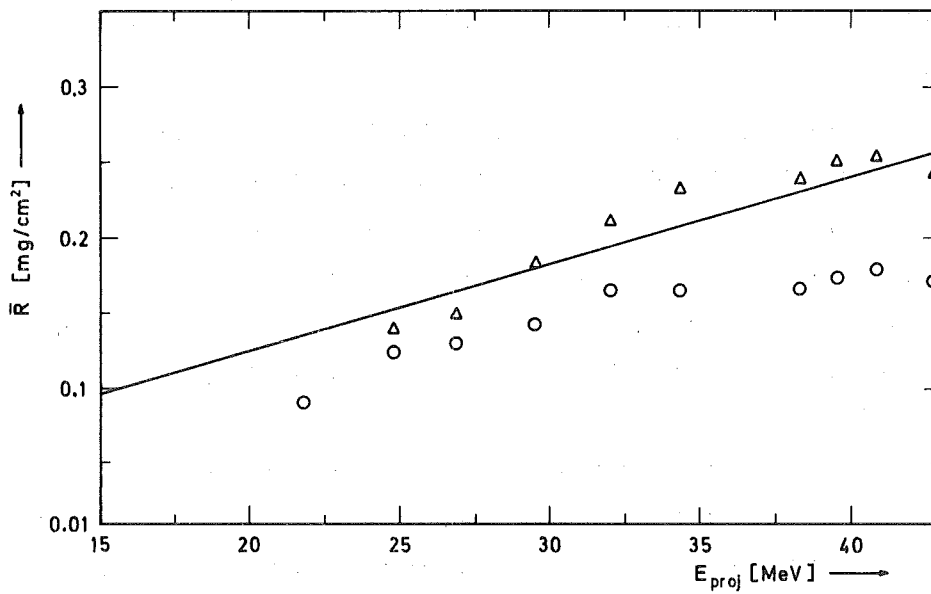
Abb. 23a: Experimentelle Anregungsfunktionen

Abb. 23b: Gemessene Reichweiten der verschiedenen Reaktionsprodukte und berechnete Reichweite (—) nach Gl. (12) [1]

$\circ$  :  $^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, 2n){}^{94g}\text{Tc}$ ;  $\Delta$  :  $^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, 2n){}^{94m}\text{Tc}$   
 $\bullet$  :  $^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, 3n){}^{93g}\text{Tc}$ ;  $\square$  :  $^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, 3n){}^{93m}\text{Tc}$



24 a



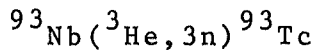
24 b

Abb. 24a: Experimentelle Anregungsfunktionen

Abb. 24b: Gemessene Reichweiten der verschiedenen Reaktionsprodukte und berechnete Reichweite (—) nach Gl. (12) [11]

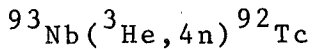
O :  ${}^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, p2n){}^{93\text{m}}\text{Mo}$ ;  $\Delta$  :  ${}^{93}\text{Nb}({}^3\text{He}, \alpha 2n){}^{90\text{m}+g}\text{Nb}$

und Precompoundreaktion überein. Demnach kann man sagen, daß die Protonenemission sowohl bei der Compoundkernreaktion als auch bei der Precompoundkernreaktion überbewertet wird.

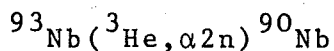


Bis zum Maximum der Anregungskurve liegen die experimentellen Ergebnisse um rund 50 % über den berechneten Werten. Bei höheren Energien wird die Abweichung deutlich größer. In Analogie zu der eben besprochenen  $\text{Nb}({}^3\text{He}, 2n)$ -Reaktion muß man hier erwarten, daß als Konkurrenz die  $\text{Nb}({}^3\text{He}, p3n)$ -Reaktion auftritt. Daß dieser Einfluß noch deutlicher zutage tritt, ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf den Einfluß der magischen Zahl zurückzuführen, denn das  ${}^{93}\text{Tc}$  und  ${}^{92}\text{Mo}$  besitzen beide die magische Neutronenzahl  $N=50$ . Generell zeigt sich, daß der sich durch die Emission der Teilchen ergebende Weg bevorzugt längs der magischen Zahl verläuft. Allerdings ist in den durchgeführten Rechnungen diese Bevorzugung zweifellos zu stark ausgefallen. Das bedeutet demnach, daß bei der Berechnung der Niveaudichte nach Cameron der Niveaudichteparameter noch zu groß angenommen wird. Demnach müßte die Schalenkorrektur im Niveaudichteparameter zumindestens bei einer Neutronenzahl von  $N=50$  höher angesetzt werden als es bei den Werten von Cameron der Fall ist.

Die Reichweiten für das Endprodukt dieser Reaktion liegen analog zu den Reichweiten für das Produkt der  $\text{Nb}({}^3\text{He}, 2n)$ -Reaktion im unteren Energiebereich unter den Erwartungswerten für die Compoundkernreaktion. Eine plausible Erklärung dafür ist nicht erkennbar. Die Annahme, daß von vornherein ein erheblicher Anteil an Precompoundkernbildung abläuft, dürfte nicht zutreffend sein, da sowohl die Form der gefundenen Anregungskurve als auch die Ergebnisse der Rechnungen dem deutlich widersprechen würden. Für den Vergleich ist jedoch zu vermerken, daß der Kurvenverlauf bis zu etwa 35 MeV parallel zu den Erwartungswerten ist. Erst darüber ist eine deutliche Abweichung von dem linearen Anstieg zu erkennen. Dies ist sicher als ein Hinweis darauf zu werten, daß hier der Precompoundanteil stark ansteigt. Dieses Ergebnis stimmt im übrigen recht gut mit den aus der Rechnung abgeleiteten Schlußfolgerungen überein.



Bereits bei der ( ${}^3\text{He}, 3n$ )-Reaktion wurde darauf hingewiesen, daß die magische Zahl  $N=50$  offensichtlich einen erheblichen Einfluß in Bezug auf die Protonenemission besitzt. Dieser Einfluß ist bei der  $4n$ -Reaktion in verstärktem Maß zu erkennen. Die Kanalisierung des Reaktionsweges längs der magischen Zahl  $N=50$  ist unter anderem darauf zurückzuführen, daß die Bindungsenergie des letzten Neutrons mit  $\sim 12$  MeV sehr hoch ist. Um in den Rechnungen die Wahrscheinlichkeit der Protonenemission deutlich zu reduzieren, müßte man entweder eine höhere "effektive" Protonenbindungsenergie oder eine deutliche Verringerung der Niveaudichte einführen. Durch die Verwendung der Niveaudichte nach Cameron wird zwar die zweite Möglichkeit bereits genutzt, offensichtlich ist aber die Korrektur noch nicht ausreichend.



Über den gesamten Energiebereich sind die berechneten Werte deutlich kleiner als die experimentellen Wirkungsquerschnitte. Auch hier macht sich somit die zu hohe Wahrscheinlichkeit für die Protonenemission bemerkbar. Im Falle der  $\alpha$ -Reaktion kommt aber sicher noch die direkte Neutronenübertragung (pick-up-Reaktion) hinzu, welche nicht von den Precompound-Rechnungen erfaßt wird. Für die Precompound-Reaktion wird angenommen, daß das Projektil ganz in den Targetkern eindringt und erst dann die Reaktionen in Form von Nukleon-Nukleon-Streuungen stattfinden. Bei der pick-up-Reaktion wird dagegen nur ein Neutron zwischen den aneinander vorbeifliegenden Kernen ausgetauscht. Im Falle des  ${}^3\text{He}$  sollte mit einem erheblichen Wirkungsquerschnitt für die pick-up-Reaktion gerechnet werden, da durch die direkte Neutronenübertragung das viel stabilere  ${}^4\text{He}$ -Teilchen entsteht. Die in Abb. 24b gezeigten Reichweiten scheinen den hohen Anteil der pick-up-Reaktion nicht zu bestätigen, da die gefundenen Werte mit der berechneten Kurve übereinstimmen. Allerdings muß man bei ( ${}^3\text{He}, \alpha xn$ )-Reaktionen berücksichtigen, daß die experimentell gefundenen Werte über der für die Compoundkernreaktion

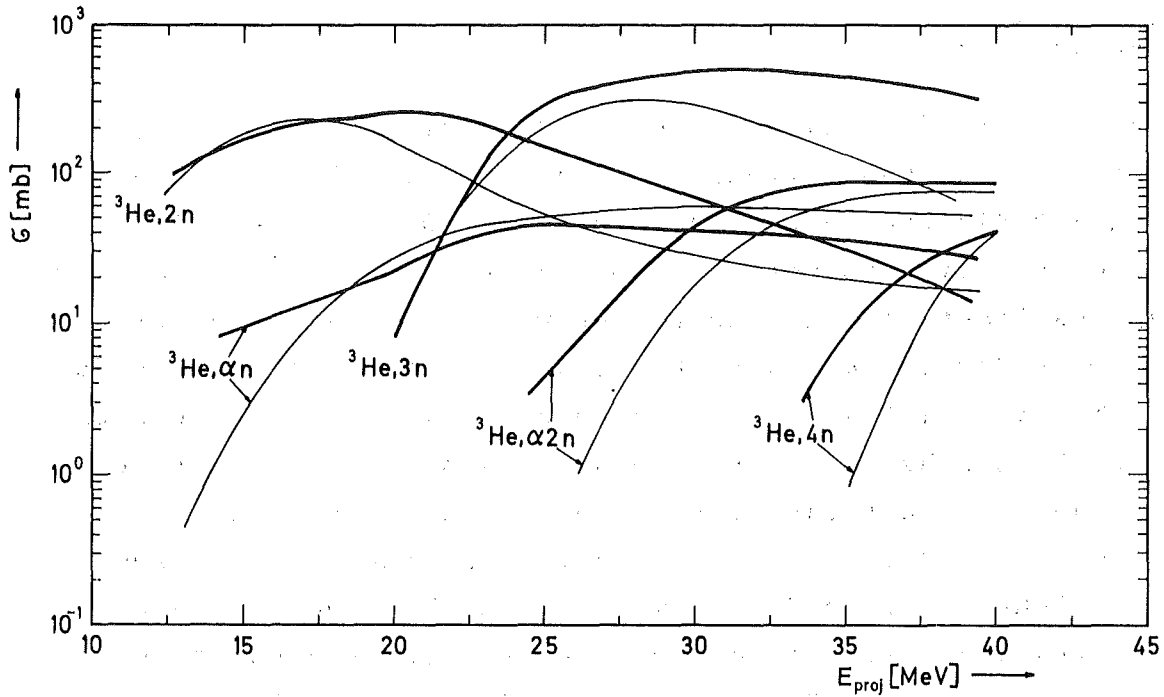


Abb. 25: Vergleich experimenteller Anregungsfunktionen (—) für  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen an  ${}^{89}\text{Y}$  mit den nach Gl. (22) berechneten Kurven (---)

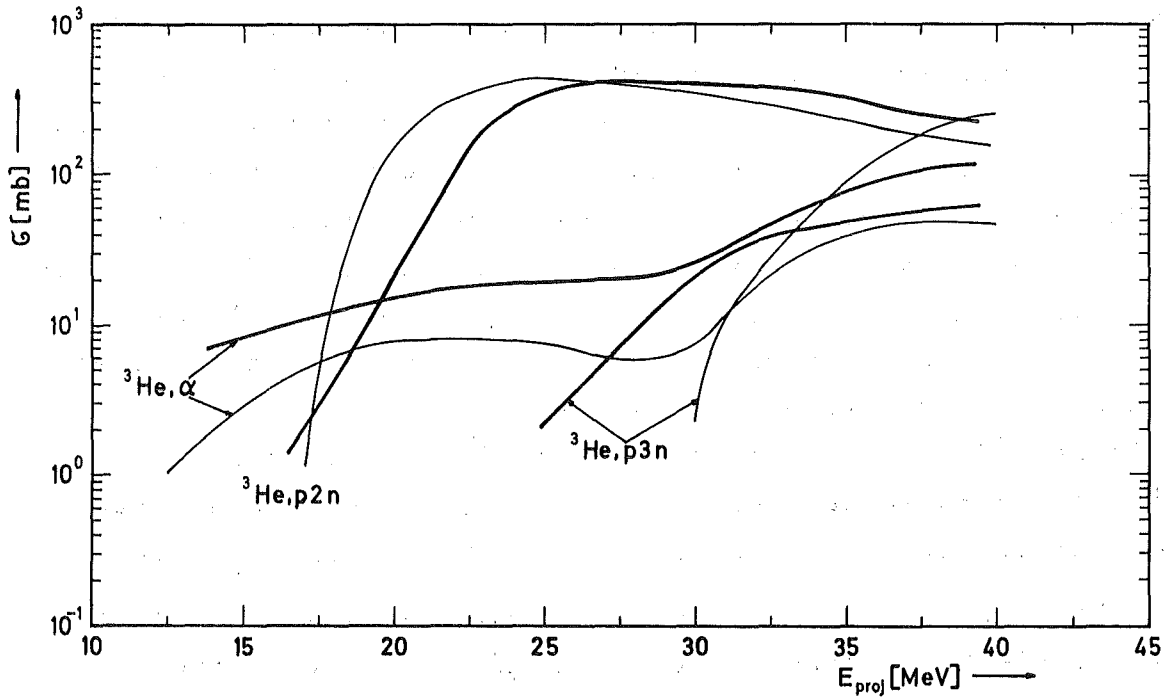


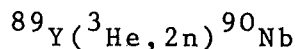
Abb. 26: Vergleich experimenteller Anregungsfunktionen (—) für  ${}^3\text{He}$ -Reaktionen an  ${}^{89}\text{Y}$  mit den nach Gl. (22) berechneten Kurven (---)



berechneten Kurve liegen sollten. Das ist darauf zurückzuführen, daß durch die Emission der relativ schweren  $\alpha$ -Teilchen die Geschwindigkeitsverteilung der Restkerne stark verbreitert wird. Dies hat zur Folge, daß die mittlere kinetische Energie dieser Kerne größer ist als es bei einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung der Fall wäre. Wie bei den  $\gamma$ -Reaktionen zu sehen ist, liegen bei Reaktionen, bei denen  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden, die gefundenen Reichweiten tatsächlich deutlich über der berechneten Kurve.

#### b) Reaktionen mit Yttrium

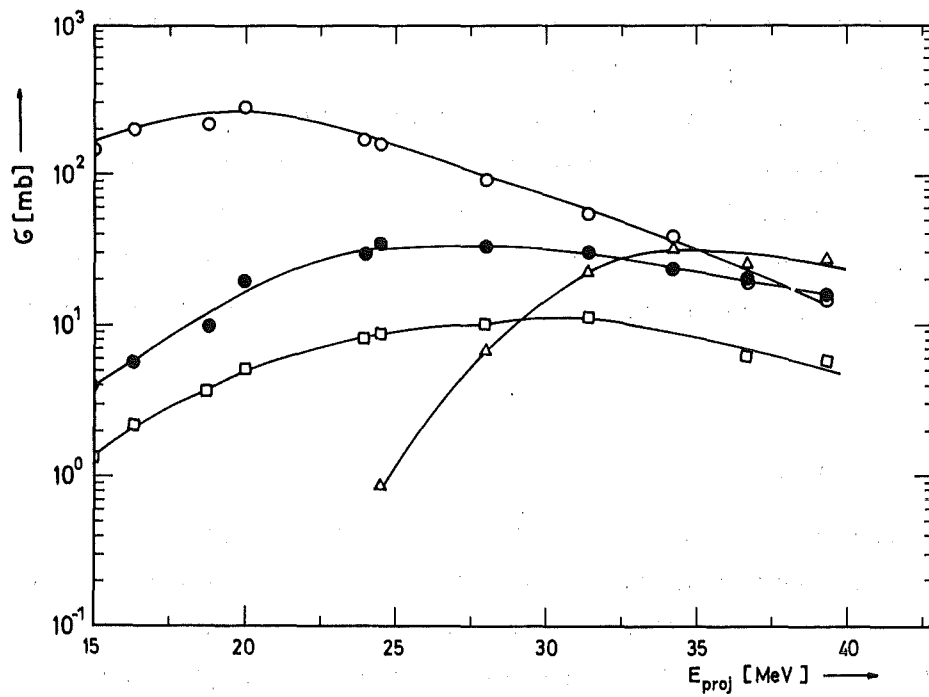
Auch bei den Reaktionen mit Yttrium zeigt sich eine generelle Überbewertung der Protonenemission. Im einzelnen können folgende Schlußfolgerungen aus dem Vergleich von experimentellen und berechneten Werten (siehe Abb. 25 und 26) gezogen werden:



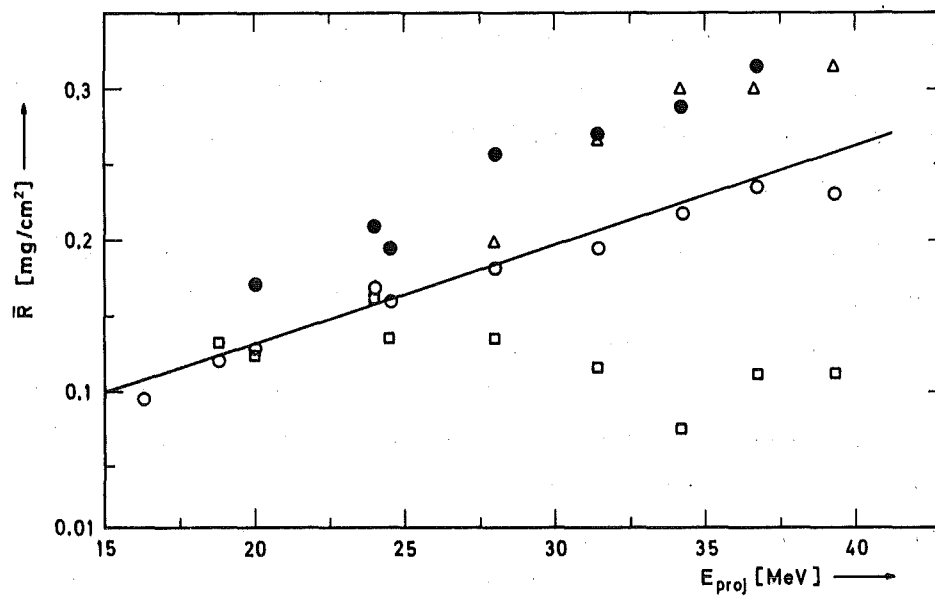
Bis zu 20 MeV kann eine Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment festgestellt werden. Bei höheren Energien vergrößert sich die Abweichung erheblich. Dies ist, in Analogie zu der entsprechenden Nb-Reaktion wiederum auf den Einfluß der ( ${}^3\text{He}, p2n$ )-Reaktion zurückzuführen.

Aus den Reichweiten, die in Abb. 27b dargestellt sind, ergibt sich, daß im gesamten Energiebereich die Reaktion bevorzugt über die Compoundkernbildung ablaufen sollte. Dies ist nicht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Rechnungen, nach denen über 30 MeV der Precompoundanteil überwiegt. Man muß deshalb annehmen, daß der nach dem Hybridmodell berechnete Wert für den Precompoundanteil (siehe Gl. (24)) zu hoch angenommen wurde. Dieses Ergebnis kann man von der Theorie hier wie folgt deuten:

Nach dem Hybridmodell hängt  $\alpha$  von der mittleren freien Weglänge der Nukleonen im Kern ab. Je kleiner die mittlere freie Weglänge ist, um so schneller sollte das Gleichgewicht (Compoundkern-Konfiguration) erreicht sein und somit die Wahrscheinlichkeit einer Teilchenemission aus der Precompound-Konfiguration kleiner werden. Der Kern  ${}^{89}\text{Y}$  mit der magischen Neutronenzahl  $N=50$  besitzt im Vergleich zu anderen Kernen eine höhere Dichte, was



27a



27b

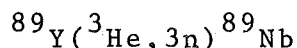
Abb. 27a: Experimentelle Anregungsfunktionen

Abb. 27b: Gemessene Reichweiten der verschiedenen Reaktionsprodukte und berechnete Reichweite (—) nach Gl.(12) [11]

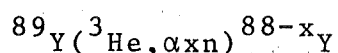
○ :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 2n)^{90m+g}\text{Nb}$ ; □ :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 2p)^{90m}\text{Y}$

● :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha n)^{87m}\text{Y}$ ; Δ :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, \alpha 2n)^{86m}\text{Y}$

zwangsläufig eine geringere, mittlere, freie Weglänge bedingt. Somit sollte man für diesen Kern einen kleineren Precompoundanteil erwarten. Mit den vorliegenden experimentellen Ergebnissen ist es zum ersten Mal nachgewiesen worden, daß auch bei den Precompoundrechnungen solche Effekte berücksichtigt werden müssen.



In Analogie zu den anderen bereits betrachteten ( ${}^3\text{He}, xn$ )-Reaktionen ist auch hier mit steigender Projektilenergie eine größer werdende Differenz zwischen experimentellen und berechneten Werten zu beobachten. Die Übereinstimmung würde besser werden, wenn der Precompoundanteil bei höheren Energien deutlich reduziert würde.



Die ( ${}^3\text{He}, \alpha$ )-Reaktion (siehe Abb. 26) zeigt den charakteristischen Verlauf. Der 28 MeV über der Schwellenenergie sichtbare Anstieg der Anregungsfunktion ist auf die Reaktion ( ${}^3\text{He}, 2p2n$ ) zurückzuführen. Die berechnete Kurve zeigt den gleichen Verlauf, liegt aber insgesamt rund um den Faktor 2 unter den experimentellen Werten. Ein wesentlicher Teil dieser Differenz ist sicher der direkten Neutronenübertragung (pick-up-Reaktion) zuzuordnen. Überraschend ist jedoch, daß die Abweichung nahezu konstant und unabhängig von der Projektilenergie ist und insbesondere auch im Bereich der ( ${}^3\text{He}, 2p2n$ )-Reaktion erhalten bleibt.

Die ( ${}^3\text{He}, \alpha n$ )- und ( ${}^3\text{He}, \alpha 2n$ )-Reaktionen zeigen, daß im Bereich der maximalen Wirkungsquerschnitte für die Compoundkernreaktion die Übereinstimmung recht gut ist. Das bedeutet demnach, daß die Emissionswahrscheinlichkeit der  $\alpha$ -Teilchen bei den Rechnungen nach dem Compoundkernmodell recht gut wiedergegeben wird.

Im Bereich niedriger Projektilenergien weicht dagegen der berechnete Wert für die Anregungskurve nach unten ab. Das ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß die effektive Coulombschwelle für die inverse Reaktion zu hoch angesetzt wurde. Bei Verwendung der theoretischen Coulombschwellen würden die Abweichungen noch erheblich größer werden. Dies ist ein Hinweis dafür, daß

man bei Protonen-Reaktionen ebenfalls die effektive Coulomb-schwelle einsetzen muß. Die sich bei den Berechnungen ergebende Überbewertung der Protonenemission ist somit nicht durch die Verwendung der effektiven Coulombschwelle bei der Ableitung der Wirkungsquerschnitte für die inverse Reaktion bedingt.

Im Bereich der höheren Projektilenergien liegt die berechnete Anregungsfunktion für die ( $^3\text{He}, \alpha n$ )-Reaktion (siehe Abb. 25) deutlich über der experimentellen Kurve. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß - wie bereits auf Seite 45 beschrieben - der Precompoundanteil zumindestens bei höheren Energien stark überbewertet wird.



Bei niederen Projektilenergien ergeben die Rechnungen für die ( $^3\text{He}, p 2n$ )-Reaktion zu hohe Wirkungsquerschnitte (siehe Abb. 26). Dagegen scheint bei höheren Projektilenergien der Trend der Überbewertung der Protonenemission nicht mehr erhalten zu sein. Berücksichtigt man jedoch, daß bei den Y-Reaktionen der Precompoundanteil  $\alpha$  zu hoch ist, dann würde man auch für diesen Energiebereich bei der Rechnung eine zu hohe Protonenemission erhalten.

#### 3.2.4 Systematik

Von Münzel et al. [25] wurde ein Verfahren entwickelt um auf einfache Weise unbekannte Anregungsfunktionen ohne Benutzung von Großrechnern zu ermitteln. Dieses Verfahren beruht auf einer stark vereinfachten Version des Compoundkernmodells. Die Anregungsfunktionen wurden mit Hilfe eines Parameters  $\kappa$  beschrieben. Der Wert von  $\kappa$  wird unter anderem bestimmt durch die Bindungsenergie der Protonen, der Neutronen, der Höhe des Coulombwalls und dem Niveaudichteparameter. Um trotz der zum Teil groben Näherungen noch eine befriedigende Genauigkeit in der Vorhersage unbekannter Anregungsfunktionen zu ermöglichen, wurde eine Anpassung an die experimentellen Ergebnisse vorgenommen. Das Resultat

dieser Arbeiten ist in einer umfangreichen Kompilation publiziert [2]. Nach eingehenden Untersuchungen erwarten die Autoren, daß die Unsicherheit der vorhergesagten Anregungsfunktionen kleiner als ein Faktor 2 ist. Allerdings wird darauf verwiesen, daß im Falle der  $^3\text{He}$ -Reaktionen nur sehr wenige experimentelle Daten zur Anpassung zur Verfügung standen.

In den Abb. 19, 20 und 21 sind drei Beispiele für solche aus der Systematik abgeleiteten Anregungsfunktionen dargestellt. Weiterhin sind in Tabelle 8 für die Anregungsfunktionen, deren Höhe und Lage der Maxima im untersuchten Energiebereich erkennbar sind, die entsprechenden Werte aus Experiment, Systematik und Rechnung aufgeführt. Bei dem Vergleich der Werte erkennt man, daß die Vorhersage der Lage der Maxima offensichtlich mit befriedigender Genauigkeit möglich ist. Dagegen sind die aus der Systematik abgeleiteten Wirkungsquerschnitte im Maximum deutlich zu tief. Auffallend dabei ist, daß dies auch für die  $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, p2n)$ -Reaktion zutrifft. Die Abweichungen sind demzufolge nicht durch eine Überbewertung der Protonenemission zu erklären.

Bei der Ableitung der Systematik wurde auf eine Berücksichtigung der Schaleneffekte verzichtet, da die vorhandenen experimentellen Daten nicht ausreichten, um eine Korrektur mit befriedigender Genauigkeit durchführen zu können. Es wurde deshalb ausdrücklich darauf hingewiesen, daß im Bereich der magischen Zahlen mit erheblich größeren Abweichungen als ein Faktor 2 gerechnet werden muß. Wollte man eine Korrektur der Schaleneffekte in der Systematik anbringen, so würde dies bei Neutronen-magischen Kernen

Tab. 8: Höhe (mb)/Lage (MeV) der Maxima der Anregungsfunktionen aus Experiment, Rechnung nach Gl. (22) und Systematik [2]

Targetkern	$^{93}\text{Nb}$	$^{93}\text{Nb}$	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$
Reaktion ( $^3\text{He}, \dots$ )	2n	3n	2n	3n	p2n	$\alpha n$
Produktkern	$^{94}\text{Tc}$	$^{93}\text{Tc}$	$^{90}\text{Nb}$	$^{89}\text{Nb}$	$^{89}\text{Zr}$	$^{87}\text{Y}$
Experiment	180/17	470/30	280/20	500/31,5	410/28	45/25
Berechnete Anregungsfunktion (Precompound- und Compoundkernmodell)	120/18	220/26	230/17,5	320/28	450/28	60/30
Systematik	50/17	230/28	50/19	230/31	260/32	40/27

zu einer Verringerung des in der Systematik verwendeten charakteristischen Parameter  $\kappa$  führen. Generell würde eine solche Änderung von  $\kappa$  tatsächlich eine bessere Anpassung der Systematik erbringen. Benutzt man zum Beispiel bei den Anregungsfunktionen für die ( $^3\text{He}, 2n$ )-Reaktionen anstelle eines  $\kappa$ -Wertes von 3 einen Wert von 2, so erhält man für den maximalen Wirkungsquerschnitt 190 mb, was deutlich besser mit den experimentellen Werten übereinstimmt.

### 3.2.5 Schlußfolgerungen

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die Genauigkeit in der Vorhersage von Anregungsfunktionen zu prüfen. Wie die Vergleiche in den Abb. 22, 25 und 26 zeigen, ist die Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Kurven nur in wenigen Fällen und dann nur in begrenzten Bereichen der Projektilenergie befriedigend. Generell zeigen die Ergebnisse eine zu hohe Emissionswahrscheinlichkeit für Protonen. Außerdem wird der Einfluß der magischen Zahl bei den Rechnungen nicht ausreichend berücksichtigt. So wird der Precompoundanteil für die Reaktion mit Yttrium zu hoch angenommen. Im Falle der ( $^3\text{He}, xn$ )-Reaktion muß weiterhin der Anteil der pick-up-Reaktion zusätzlich eingeführt werden. Überraschenderweise hat sich gezeigt, daß bei den Reaktionen mit Niob bereits bei niedrigen Projektilenergien offensichtlich Schaleneffekte wirksam werden. Man muß deshalb annehmen, daß die hier vorgelegten experimentellen Ergebnisse durchweg durch die magische Zahl  $N=50$  beeinflusst werden.

Leider sind keine weiteren experimentell bestimmten Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ -Reaktionen an Targetmaterialien in der Nähe von Niob und Yttrium bekannt. Man kann deshalb im Moment nicht überprüfen, ob die vorliegenden Werte charakteristisch sind für mittelschwere Kerne oder ob der Einfluß der Schaleneffekte überwiegt.

Durch Adjustierung der Eingabedaten läßt sich eine Verbesserung der Übereinstimmung erreichen. So können die berechneten Kurven in der Höhe und Form durch Variation des Niveaudichteparameters, der Coulombschwelle für die Wirkungsquerschnitte der inversen

Reaktion und des Precompoundanteils besser angepaßt werden. Da bislang die Abhängigkeiten der dazu erforderlichen Korrekturen von den Eigenschaften der Targetkerne und der Projektile nicht bekannt sind, kann jedoch durch diese Adjustierung die Genauigkeit der Vorhersage unbekannter Anregungsfunktionen nicht verbessert werden. Um diesem Ziel näher zu kommen, sind demnach noch experimentelle Untersuchungen erforderlich, mit denen diese Abhängigkeiten geprüft werden.

Die mit der Systematik erhaltenen Werte liegen im allgemeinen zu tief. Durch die Verwendung der neuen Daten bei der Anpassung ist vermutlich eine wesentliche Verbesserung der Genauigkeit in der Vorhersage unbekannter Anregungsfunktionen möglich. Allerdings muß die Frage noch geklärt werden, ob - wie bereits erwähnt - die hier ermittelten experimentellen Werte tatsächlich charakteristisch für die  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit mittelschweren Kernen sind.

### 3.3 Verhältnis der Bildungsquerschnitte für isomere Zustände

Einige der bei  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit Niob und Yttrium entstehenden Kernarten besitzen metastabile Zustände (siehe Tab. 9). Wenn möglich, wurden jeweils die Bildungsquerschnitte für den metastabilen- und Grund-Zustand getrennt bestimmt. Die experimentellen Daten sind in den Tab. 6 und 7 angeführt.

In den Abb. 28 und 29 sind außerdem die Verhältnisse der Bildungsquerschnitte für den Hochspin- zum Niederspinzustand aufgetragen.

Tab. 9: Spin der entstandenen Kernarten, g = Grundzustand, m = metastabiler Zustand

Targetkern	$^{93}\text{Nb}$	$^{93}\text{Nb}$	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$	$^{89}\text{Y}$
Reaktion ( $^3\text{He}, \dots$ )	2n	3n	3n	p2n	$\alpha\text{n}$	$\alpha 2\text{n}$
Produktkern	$^{94}\text{Tc}$	$^{93}\text{Tc}$	$^{89}\text{Nb}$	$^{89}\text{Zr}$	$^{87}\text{Y}$	$^{86}\text{Y}$
Spin g	7+	9/2+	9/2+	9/2+	1/2-	4-
m	2+	1/2-	1/2-	1/2-	9/2+	8+

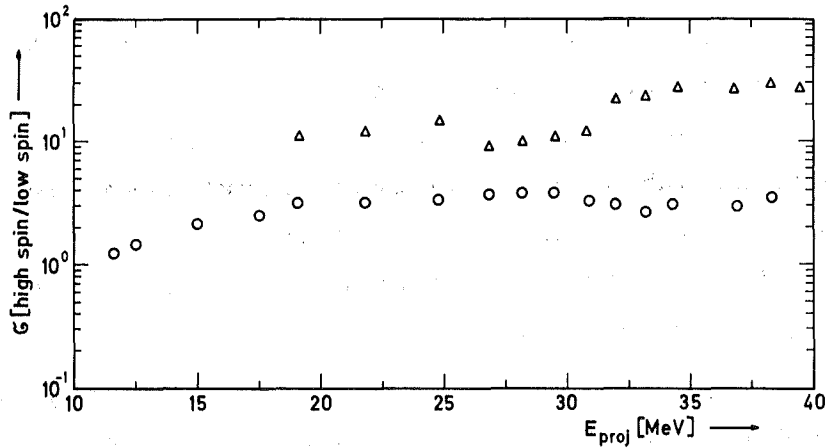


Abb. 28: Verhältnis der Bildungsquerschnitte für den Hochspin-Zustand zum Niederspin-Zustand  
 $\Delta$  :  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He},3n)^{93}\text{Tc}$ ; O :  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He},2n)^{94}\text{Tc}$

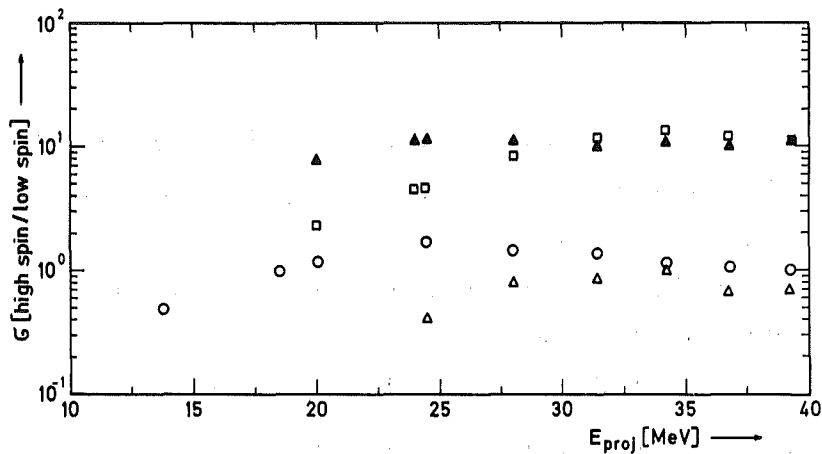


Abb. 29: Verhältnis der Bildungsquerschnitte für den Hochspin-Zustand zum Niederspin-Zustand  
 $\square$  :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He},3n)^{89}\text{Nb}$ ;  $\blacktriangle$  :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He},p2n)^{89}\text{Zr}$   
O :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He},\alpha n)^{87}\text{Y}$ ;  $\Delta$  :  $^{89}\text{Y}(^3\text{He},\alpha 2n)^{86}\text{Y}$

Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines isomeren Zustandes hängt wesentlich ab von:

a) Drehimpulsverteilung des Compoundkerns.

Solange die Projektilenergie und somit der übertragene Bahndrehimpuls klein ist, wird der mittlere Spin  $\langle j \rangle$  des Compoundkerns weitgehend durch den Spin des Targetkerns bestimmt.



Mit steigender Projektilenergie  $E_p$  sollte  $\langle j \rangle$  etwa mit  $\sqrt{E_p}$  größer werden. Allerdings wird durch den größeren Einfluß der Direktreaktionen dieser Anstieg von  $\langle j \rangle$  mit  $E_p$  deutlich abgeschwächt, so daß sich bei höheren Projektilenergien eine nahezu konstante Verteilung ergeben sollte.

b) Drehimpulsänderung durch Nukleonen- und  $\gamma$ -Emission

Die Emission von Neutronen bzw. Protonen mit kleinen kinetischen Energien beeinflussen den Drehimpuls des Restkerns im allgemeinen nur unwesentlich [23], so daß in diesem Fall die Spinverteilung des Compoundkerns erhalten bleibt. Bei Emission von  $\alpha$ -Teilchen muß dagegen mit einer erheblichen Aufweitung der Spinverteilung gerechnet werden.

Im Mittel wird von einem angeregten Kern etwa 5 MeV Energie durch Emission von  $\gamma$ -Quanten abgegeben, was ebenfalls zu einer deutlichen Aufweitung der Spinverteilung führt.

Von Vandenbosch und Huizenga [24] wurde vereinfachend angenommen, daß die Bildungswahrscheinlichkeit eines metastabilen bzw. Grundzustandes durch Integration der Drehimpulsverteilung nach der Nukleonenemission von 0 bis  $j_x$  bzw. von  $j_x$  bis  $\infty$  erhalten wird.  $j_x$  ist das arithmetische Mittel zwischen den Drehimpulsen vom metastabilen- und Grundzustand. Wie im folgenden gezeigt wird, bestätigen die experimentellen Ergebnisse diese Überlegungen.

Bei der  $\text{Nb}(^3\text{He}, 2n)$ -Reaktion liegt der Spin des Targetkerns ( $9/2+$ ) zwischen den Drehimpulsen der Reaktionsprodukte  $^{94m}\text{Tc}$  und  $^{94g}\text{Tc}$  (siehe Tab. 9). Daher sollte bei niederen Projektilenergien die Bildungswahrscheinlichkeit für die beiden Isomere etwa gleich sein, was durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt wird (Abb. 28). Bei steigender Projektilenergie sollte der Anteil des Hochspin-Isomers anwachsen, bis schließlich ein konstanter Wert erreicht wird. Auch dieser Trend wird durch die experimentellen Daten, wie die Abb. 28 zeigt, gut wiedergegeben.

Das bei der Reaktion  $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, 3n)$  gebildete  $^{93g}\text{Tc}$  besitzt wie das Targetmaterial Nb den Spin  $9/2+$ . Die Bildungswahrscheinlichkeit für den Grundzustand des  $^{93}\text{Tc}$  sollte deshalb bereits bei kleinen Projektilenergien relativ hoch sein. Mit steigender

Projektilenergie würde man zunächst einen etwa konstanten Wert erwarten, da durch den übertragenen Bahndrehimpuls zwar die Drehimpulsverteilung des Compoundkerns verbreitert, aber der mittlere Drehimpuls  $\langle j \rangle$  nur wenig verändert wird. Bei noch höheren Projektilenergien sollte dann jedoch  $\langle j \rangle$  ansteigen, was wiederum zu einer Erhöhung der relativen Bildungswahrscheinlichkeit für das  $^{93g}\text{Tc}$  führt. Die experimentelle Kurve bestätigt den erwarteten Verlauf. Bei einer Projektilenergie von 40 MeV wird dann durch den Einfluß von Direktreaktionen der nahezu konstante Endwert erreicht.

Bei den  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit Yttrium muß beachtet werden, daß in diesem Fall das Targetmaterial einen Spin  $1/2^-$  besitzt.

Für die  $Y(^3\text{He}, 3n)$ -Reaktion sollte man auf Grund der Spinverhältnisse einen deutlichen Anstieg der Kurve mit wachsender Projektilenergie erwarten, was mit den experimentellen Werten sehr gut übereinstimmt (siehe Abb. 29).

Einen analogen Verlauf kann man für die  $Y(^3\text{He}, p2n)$ -Reaktion vorhersagen. Hier ist, wie Abb. 29 zeigt, der Anstieg jedoch nicht so gut erkennbar, da für die niederen Projektilenergien keine experimentellen Werte für  $^{89m}\text{Zr}$  bestimmt werden konnten.

Bei den Reaktionen  $Y(^3\text{He}, \alpha n)$  und  $Y(^3\text{He}, \alpha 2n)$  sollte man eine sehr breite Spinverteilung für die Restkerne nach der Nukleonenverdampfung erwarten, da einerseits der Anteil der Direktreaktion groß ist und andererseits die Emission von  $\alpha$ -Teilchen im allgemeinen mit einer erheblichen Drehimpulsänderung verbunden ist. Für beide Reaktionen sollte man deshalb für das Verhältnis der Bildungswahrscheinlichkeiten Werte um 1 erwarten, wobei auf Grund der Drehimpulse der gebildeten Endkerne (s. Tab. 9) die Werte für die  $(^3\text{He}, \alpha 2n)$ -Reaktion kleiner sein sollten. Die in Abb. 29 gezeigten experimentellen Daten bestätigen diese Überlegungen.

#### 4. Zusammenfassung

##### Experimentelle Anregungsfunktionen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden insgesamt 21 Anregungsfunktionen für  $^3\text{He}$ -Reaktionen mit Niob und Yttrium als Targetmaterialien für Projektilenergien bis 40 MeV bestimmt. Ein Vergleich vorhandener experimenteller Daten war nur bei der Monitorreaktion  $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, \alpha 2p)^{24}\text{Na}$  möglich, wobei gezeigt wurde, daß die von Brill bestimmten Werte um den Faktor 2 zu hoch liegen.

##### Reichweite

Die Reichweiten wurden für alle jene Reaktionen bestimmt, bei denen genügend Aktivität für die Durchführung dieser Messungen entstand. Die erhaltenen Werte wurden benutzt, um Hinweise auf den Anteil der Direktreaktionen am Wirkungsquerschnitt zu ermitteln. Im Falle der Niob-Reaktionen ergab sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den aus der Rechnung abgeleiteten Anteilen. Bei der Auswertung der für die Yttrium-Reaktionen ermittelten Reichweiten ergab sich jedoch, daß für dieses Targetmaterial mit der magischen Neutronenzahl  $N=50$  die Rechnungen einen zu hohen Precompound-Anteil vorhersagen. Dies ist der erste experimentelle Hinweis darauf, daß auch im Precompound-Modell Schaleneffekte berücksichtigt werden müssen.

##### Berechnete Anregungsfunktionen

Der Vergleich der unter Verwendung des Precompound-Modells berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Daten ergab für die primäre Excitonenzahl den Wert  $n_0=4$ .

Die Analyse der nach dem Compoundkern-Modell berechneten Anregungsfunktionen ergab, daß die beste Übereinstimmung dann erreicht wird, wenn neben einer Reihe von experimentellen Werten für die notwendigen Eingabedaten auch Paarungs- und Schaleneffekte in der Niveaudichte berücksichtigt werden.

Insgesamt zeigt sich jedoch, daß die Übereinstimmung der berechneten Anregungsfunktionen mit den experimentellen Daten noch unbefriedigend ist. Die deutliche Überbewertung der Protonen-Emission ist vermutlich auf die noch nicht ausreichend in den Rechnungen berücksichtigten Schaleneffekte zurückzuführen. Weiterhin zeigte es sich, daß diese Schaleneffekte auch bereits bei  $N=51$  deutlich vorhanden sind.

Ein Vergleich der experimentellen Daten mit den aus der Systematik abgeleiteten Anregungsfunktionen zeigte, daß auch hierbei die Vorhersage zu kleine Werte ergibt. Um die Genauigkeit zu verbessern, wäre es notwendig, auch in der Systematik die Schaleneffekte zu berücksichtigen.

5. Literaturverzeichnis

- [1] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel,  
Karlsruher Nuklidkarte, 4. Auflage 1974
- [2] H. Münzel, J. Lange, K.A. Keller, "Estimation of unknown  
excitation functions and thick target yields for p,d,<sup>3</sup>He  
and  $\alpha$ -reactions", Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und  
Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, N.S. Gruppe 1  
Bd. 5c, Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1974
- [3] H.-H. Feldmann, Dissertation TU Berlin (1964)
- [4] A.H. Wapstra, N.B. Gove, "The 1971 Atomic Mass Evaluation",  
Nuclear Data Tables A9 (1971) 267
- [5] N.W. Golchert, J. Sedlet, D.G. Gardner, Nucl. Phys. A152  
(1970) 419
- [6] P. Misaelides, private Mitteilung (1975)
- [7] O.D. Brill, Soviet. J. Nucl. Phys. (Engl. Transl.) 1 (1965)37
- [8] C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Report No. CEA-R  
3402, Saclay (1966)
- [9] H. Münzel, Programme SNOOPY und MISTRAL, private Mitteilung
- [10] G. Erdtmann, W. Soyka, "Die  $\gamma$ -Linien der Radionuklide"  
Band 1, Jül-1003-AC (1973)
- [11] H. Münzel, KFK 693 (1967)  
H. Münzel, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Be-  
richt 10/67-4
- [12] J.J. Griffin, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 478
- [13] M. Blann, Report COO-3494-4 (1972) and COO-3494-13 (1974)
- [14] D.G. Sarantites, B.D. Pate, Nucl. Phys. A93 (1967) 545
- [15] P. Bond, S. Iha, Phys. Rev. C2 (1970) 1887  
R.W. West, Phys. Rev. 141 (1966) 1033  
T. Matsuo, J.M. Matuszek, N.D. Dudey, T.T. Sugihara,  
Phys. Rev. 139B (1965) 886
- [16] G.B. Saha, N.T. Porile, L. Yaffe, Phys. Rev. 144 (1966) 962
- [17] G.S. Mani, M.A. Melkanoff, I. Iori, Report CEA-2380 (1963)

- [18] H.F. Röhm, K.A. Keller, H. Münzel, KFK 1730 (1973)
- [19] H.-P. Graf, KFK 1806 (1973)  
H.-P. Graf, H. Münzel, J. Inorg.Nucl. Chem. 36 (1974) 3674
- [20] M. Blann, Computerprogramm zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach dem Precompound-Modell, private Mitteilung
- [21] M. Blann, F. Plasil, "ALICE": A Nuclear Evaporation Code, Report COO-3494-10 (1973)
- [22] A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- [23] N.D. Dudey and T.T. Sugihara, Phys. Rev. 139 (1965) B897
- [24] R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, Phys. Rev. 120 (1960) 1316
- [25] H.F. Röhm, H. Münzel, J. Lange, Nucl. Instr. Meth. 113 (1973) 101

Die vorliegende Arbeit wurde in der Zeit von 1973 bis 1975 am Institut für Radiochemie der Universität Karlsruhe durchgeführt.

Herrn Professor Dr. H. Münzel danke ich für die wertvollen Ratschläge und Diskussionen.

Besonders danke ich auch Herrn Professor Dr. W. Seelmann-Eggebert für die großzügige Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit.