Die Reaktion 13C(^3He,)^12C im Energiebereich E_3He =1,8 bis 5,4 MeV

Die Reaktion $^{13}C(^{3}He, \alpha)^{12}C$ im Energiebereich $E_{^3He} = 1{,}8$ bis 5,4 MeV

von **K. Boehle, V. Meyer** und **H. H. Müller**

Physik-Institut der Universität Zürich

(17. XI. 70)

Zusammenfassung. Anregungskurven wurden im Energiebereich $E_\tau = 1{,}2$ bis 5,4 MeV in Schritten von 75 keV bei $\vartheta_{Lab} = 23°$ bzw. 40° und $\vartheta_{Lab} = 150°$ bzw. 157° gemessen¹). Im Energiebereich $E_\tau = 2$–5 MeV sind Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}C(\tau,\alpha)^{12}C$ gemessen worden in Schritten von 140 keV für die Teilchen α_0; α_1 und α_2, die dem Grundzustand, dem ersten und zweiten angeregten Zustand von ^{12}C entsprechen. Absolute Wirkungsquerschnitte werden angegeben und verglichen mit Resultaten anderer Autoren. Zwischenkernbildung ist der wesentliche Reaktionsmechanismus, der zu sich überlappenden Niveaus im ^{16}O-Kern führt mit Anregungsenergien von 24 bis 26 MeV. Andeutungen für isolierte Niveaus liegen vor für $E_x = 25{,}3$; 25,6 und 26 MeV. Es wurde versucht, die Winkelverteilungen durch eine Hauser-Feshbach-Rechnung sowie durch Interferenz der Mechanismen für Zwischenkernbildung und Direktreaktion zu beschreiben.

1. Einleitung

Das Studium der Reaktion $^{14}N(d, \alpha)^{12}C$ mit Deuteronenenergien von 2,3 bis 5,8 MeV [1] ergab als Resultat Hinweise dafür, dass durch Zwischenkernbildung sich überlappende Zustände im ^{16}O-Kern bei Anregungsenergien von 26 MeV angeregt werden. Die Kenntnisse der Eigenschaften des doppelt magischen Kerns ^{16}O bei Anregungsenergien oberhalb der Riesenresonanzregion sind gering. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha)^{12}C$ im Energiebereich $E_\tau = 1{,}8$ bis 5,4 MeV erscheint uns besonders interessant zur Klärung der Frage, ob auch mit ihr hoch angeregte Zustände im Kern ^{16}O gebildet werden oder ob vorwiegend eine direkte Wechselwirkung für die Reaktion verantwortlich ist¹).

Zu diesem Zweck wurden Anregungskurven und Winkelverteilungen der drei α-Teilchengruppen α_0, α_1 und α_2 gemessen, die dem Endkern ^{12}C im Zustand: 0^+ (Grundzustand); 2^+ (4,43 MeV) und 0^+ (7,66 MeV) entsprechen.

Im von uns untersuchten Energieintervall $E_\tau = 1{,}8$ bis 5,4 MeV der Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha)^{12}C$ liegen unseres Wissens folgende Messungen vor: Anregungskurve für α_0 für $\vartheta_{s.s.} = 166° 15'$ bei E_τ 1,3 bis 2 MeV und

Winkelverteilung der α_0 bei $E_\tau = 1{,}8$ MeV [2],

Winkelverteilung der α_0 bei $E_\tau = 2$ MeV [3], sowie

Winkelverteilung der α_0 bei $E_\tau = 4{,}5$ MeV [4].

---

¹) τ steht für ^3He.

Anregungskurven für die α_0- und α_1-Teilchen für $\vartheta_{Lab} = 30°$ und $90°$ bei $E_\tau = 2$ bis 7 MeV; DWBA-Analyse bei $E_\tau = 5$ bis 8 MeV für α_0 und α_1 sowie für α_2 bei $E_\tau = 6$ bis 8 MeV [5].

2. Messmethode

2.1. *Apparatur*

Die $^3He^+$-Ionen vom 5,5 MeV Van de Graaff Beschleuniger wurden von einem Quadrupollinsenpaar auf das in einer Streukammer von 30 cm Durchmesser eingebaute Target fokussiert. Für die Anregungskurven wurden zwei, für die Winkelverteilungen vier Silizium-Sperrschichtdetektoren gleichzeitig benutzt. Eine Steuereinheit unterteilte die 400 Kanäle eines Impulshöhenanalysators in zwei Sektionen zu je 200 bzw. 4 zu je 100 Kanälen. Der $^3He^+$-Strahl wurde in einem mit Bremsring versehenen Faraday-Becher aufgefangen und die elektrische Ladung mit einem Integrator auf $\pm$ 2% genau gemessen.

Für $E_\tau < 3$ MeV wurde die Integratoranzeige korrigiert, um die teilweise Umladung der He-Ionen im Target zu berücksichtigen [6].

Die Primärenergie des $^3He^+$-Strahls war auf 1 keV genau bekannt. Die Intensität des Strahls wurde auf 2 μA gehalten und sein Durchmesser auf dem Target wurde durch Blenden auf 1 mm begrenzt. Die Totzeit des Analysators hielt sich unter etwa 5%. Nickelfolien hielten die elastisch gestreuten ^{3}He-Teilchen von den unter Vorwärtsrichtung stehenden Detektoren fern, so dass keine zu grossen Pulsraten auftraten. Der Druck in der Streukammer und in den Strahlrohren wurde von Quecksilber-Diffusionspumpen auf $5 \cdot 10^{-6}$ Torr gehalten. Eine mit flüssigem Stickstoff gefüllte Kühlfalle in der Nähe vom Target verhinderte Kohlenstoff-Ablagerungen auf dem Target. Die Ausbeute einer Target blieb infolgedessen während vielen Tagen der Bestrahlung konstant.

2.2. *Target*

Die mit ^{13}C angereicherten Kohlenstoff-Targets wurden uns von der University of Pennsylvania, Philadelphia, freundlicherweise überlassen. Ihre Dicke bestimmten wir mit der Reaktion $^{13}C(p, \gamma)^{14}N$ bei der Resonanzenergie $E_p = 1{,}75$ MeV, deren Breite $\Gamma \approx 75$ eV [7] klein ist gegen unsere Auflösung. Aus der Steilheit der Anstiegsflanke $\Delta E = 1$ keV ergab sich als Energieunschärfe des einfallenden Protonenstrahls $\Delta E/E = 0{,}6‰$. Für die mittlere Targetdicke erhielten wir, ausgedrückt durch den Energieverlust der Protonen $\Delta E = 10{,}7$ keV. Dies ergibt für ^{3}He-Teilchen einen Energieverlust und damit eine experimentelle Auflösung von 125 keV bei $E_\tau = 1{,}8$ MeV bzw. 42 keV bei $E_\tau = 5{,}4$ MeV. Für die Massenbelegung ergibt sich mit dem Bremsquerschnitt $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-15}$ ev. cm^2 [8] für C-Atome 71 μg/cm^2.

Den Anreicherungsgrad der Targets erhielten wir, indem wir die Ausbeuten der Reaktionen $^{12}C(dp)^{13}C$ und $^{13}C(d\alpha)^{11}B$ bei einem natürlichen und einem mit ^{13}C angereicherten Target verglichen. Bei einer Häufigkeit von 1,1% ^{13}C [9] im natürlichen Kohlenstoff ergab die Messung für den ^{13}C-Gehalt des angereicherten Targets $(50{,}5 \pm 2{,}5)$ %.

3. Experimentelle Resultate

3.1. *Anregungskurven*

Figur 1 zeigt ein Energiespektrum für $E_\tau = 1,37$ MeV, gemessen bei $\vartheta_{Lab} = 150°$. In Schritten von 75 keV wurde ein Energiebereich von $E_\tau = 1,2$ bis 4,3 MeV bei $\vartheta_{Lab} = 40°$ und $\vartheta_{Lab} = 150°$ und von $E_\tau = 4,3$ bis 5,4 MeV bei $\vartheta_{Lab} = 23°$ und $\vartheta_{Lab} = 157°$ gemessen. Die Figuren 2 bis 4 zeigen die Messresultate. In den Bereichen, wo die Protonengruppen p_1 und p_2 registriert wurden, konnte die α_2-Gruppe nicht ausgezählt werden.

3.2. *Winkelverteilungen*

Im Energiebereich $E_\tau = 2$ bis 5,3 MeV haben wir in Schritten von 140 keV Winkelverteilungen für die α_0-, α_1- und α_2-Teilchen gemessen.

In den Figuren 5 bis 7 sind die Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem dargestellt.

4. Auswertung der Messdaten

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte von α_0 und α_1 haben wir nach Legendre-Polynomen entwickelt. Für α_2 verzichteten wir auf eine solche Entwicklung, weil die Zählstatistik relativ schlecht ist und es nicht bei allen Winkeln bzw. Energien möglich war, die α_2 aus den Spektren von anderen Teilchengruppen herauszutrennen. Vom Ausdruck

$$\left(\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}\right)_{s.s.} = \frac{A_0}{100}\left(100 + \sum_{L=1}^{L_{Max}} a_L\, P_L(\cos\vartheta)\right)$$

sind die Koeffizienten a_1 bis a_6 in den Figuren 8 und 9 aufgezeichnet.

Die aus der Legendre-Polynom-Entwicklung erhaltenen integralen Wirkungsquerschnitte für α_0-, α_1- und α_2-Teilchen sind in der Figur 10 eingezeichnet. Den integralen Wirkungsquerschnitt für die α_2-Teilchen haben wir direkt aus den gemessenen Winkelverteilungen durch Integration von $\vartheta_{min} = 23°$ bis $\vartheta_{max} = 155°$ ermittelt.

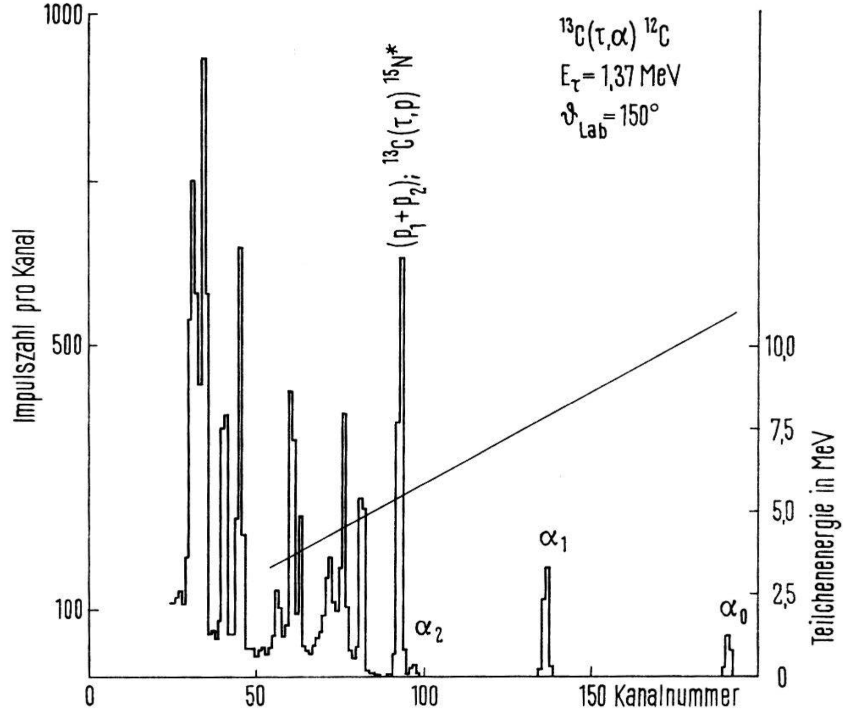
Ferner stellt Figur 11 den integralen Wirkungsquerschnitt der α_0 dar, wobei die Integration von $\vartheta = 99°$ bis $\vartheta = 155°$ ausgeführt wurde.

5. Analyse der Messresultate

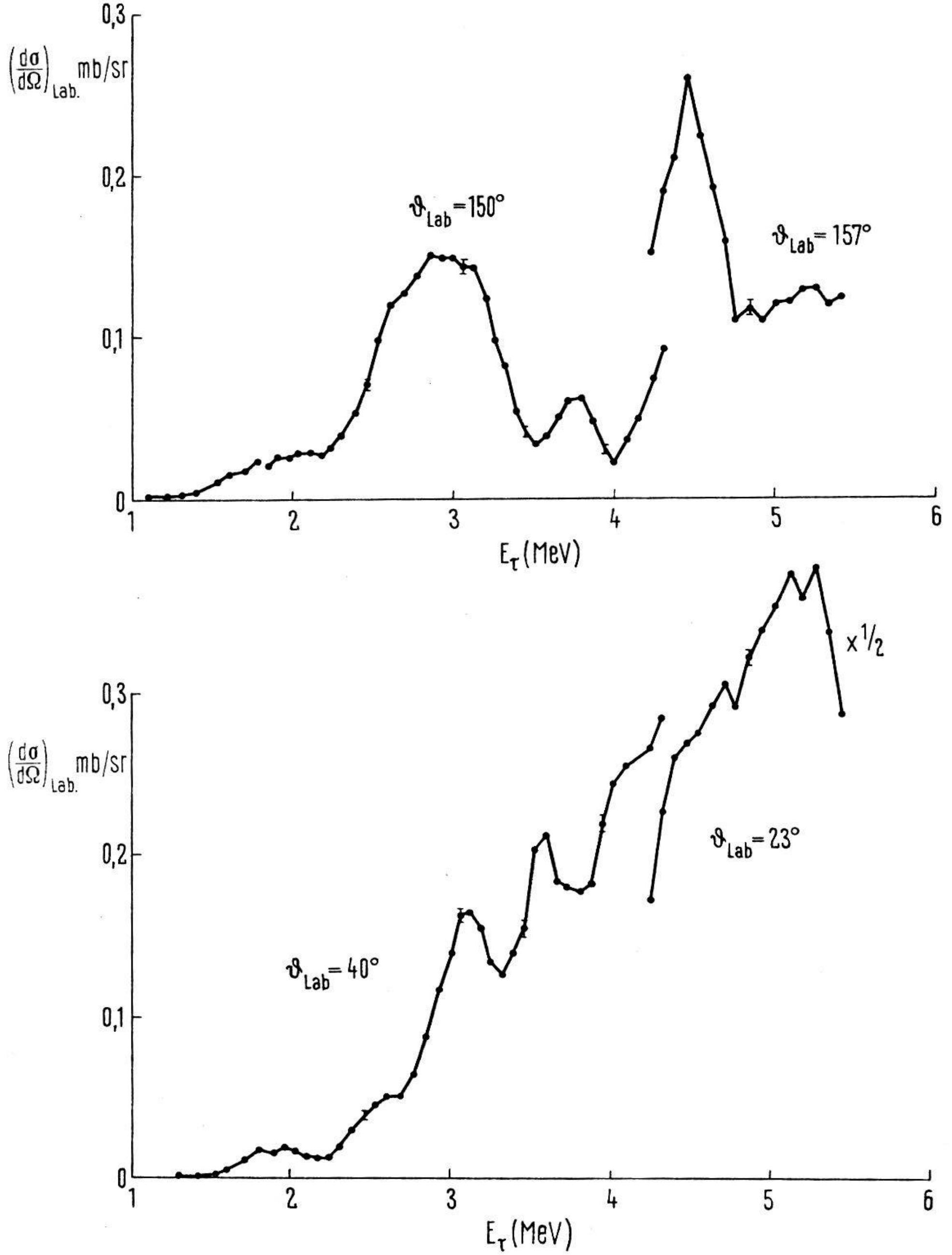
5.1. *Anregungskurven*

Die starken Fluktuationen in den Anregungskurven mit Breiten zwischen 300 und 800 keV deuten auf überlappende Zustände im Zwischenkern ^{16}O hin, wobei dennoch in gewissen Bereichen einzelne Zustände sich hervorheben.

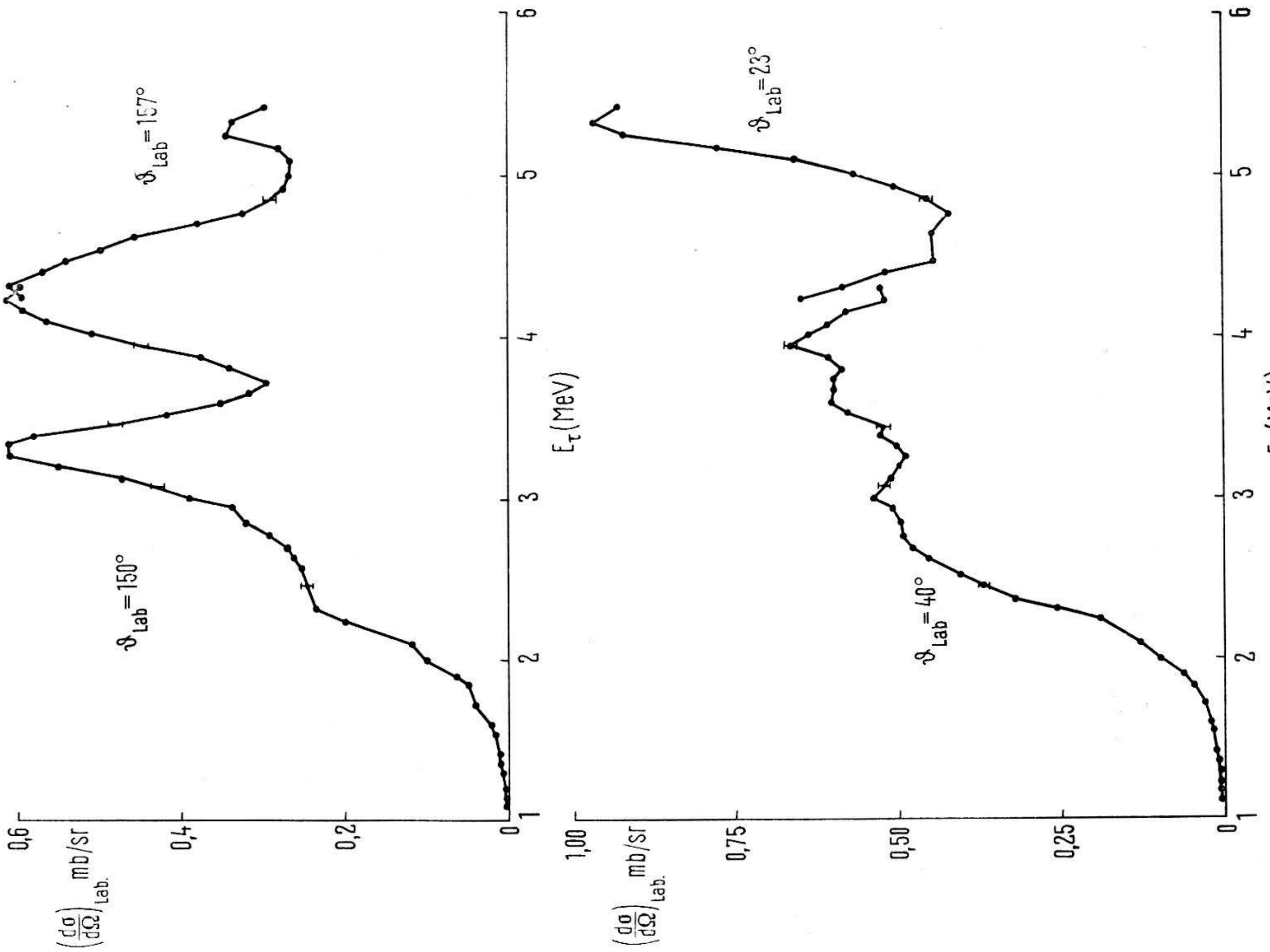
In jeweils relativ schmalen Energieintervallen, denen die Energiewerte $E_\tau \simeq 2,5$, 3,2 und 4,1 MeV zugeordnet sind, besteht eine Korrelation zwischen den Fluktuationen in fast allen Kurven. Ausnahmen sind die Kurven für α_1; $\vartheta_{Lab} = 40°$ bei $E_\tau = 3,2$ MeV und für α_0, $\vartheta_{Lab} = 40°$ bei $E_\tau = 4,1$ MeV, die beide relativ geringe Struktur besitzen.



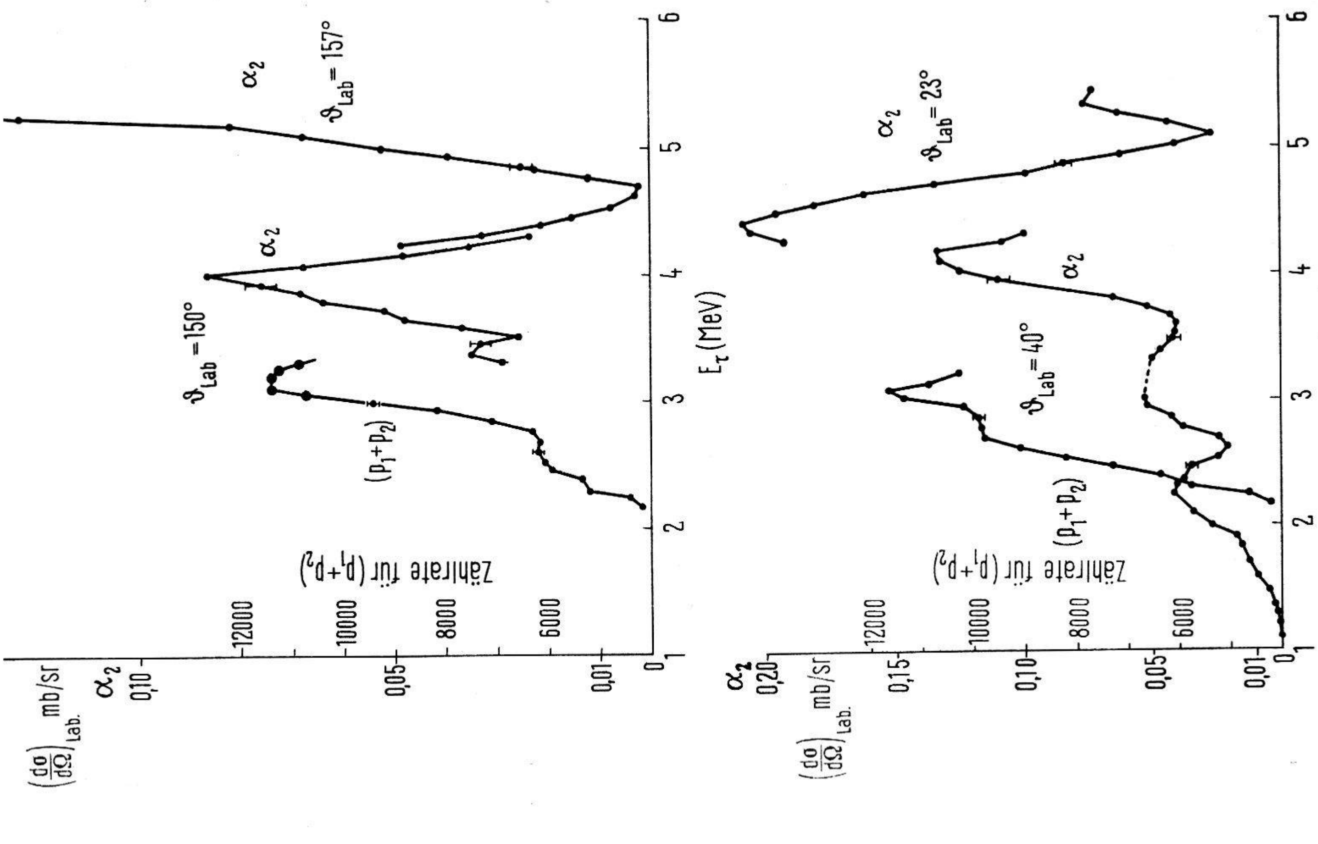
Figur 1
Teilchenspektrum, gemessen bei E_τ = 1,37 MeV, ϑ_{Lab} = 150°.



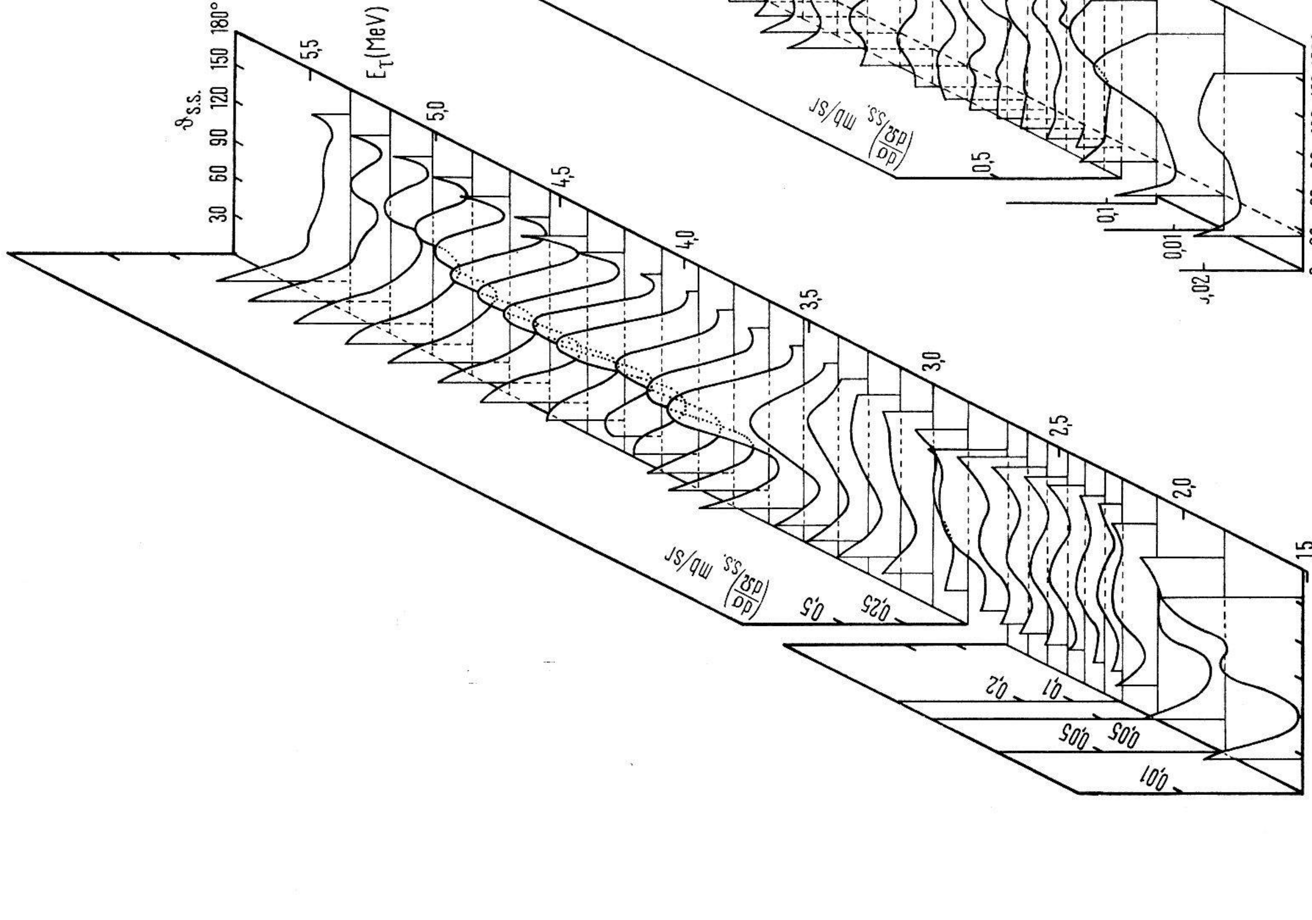
Figur 2
Anregungskurven für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$.



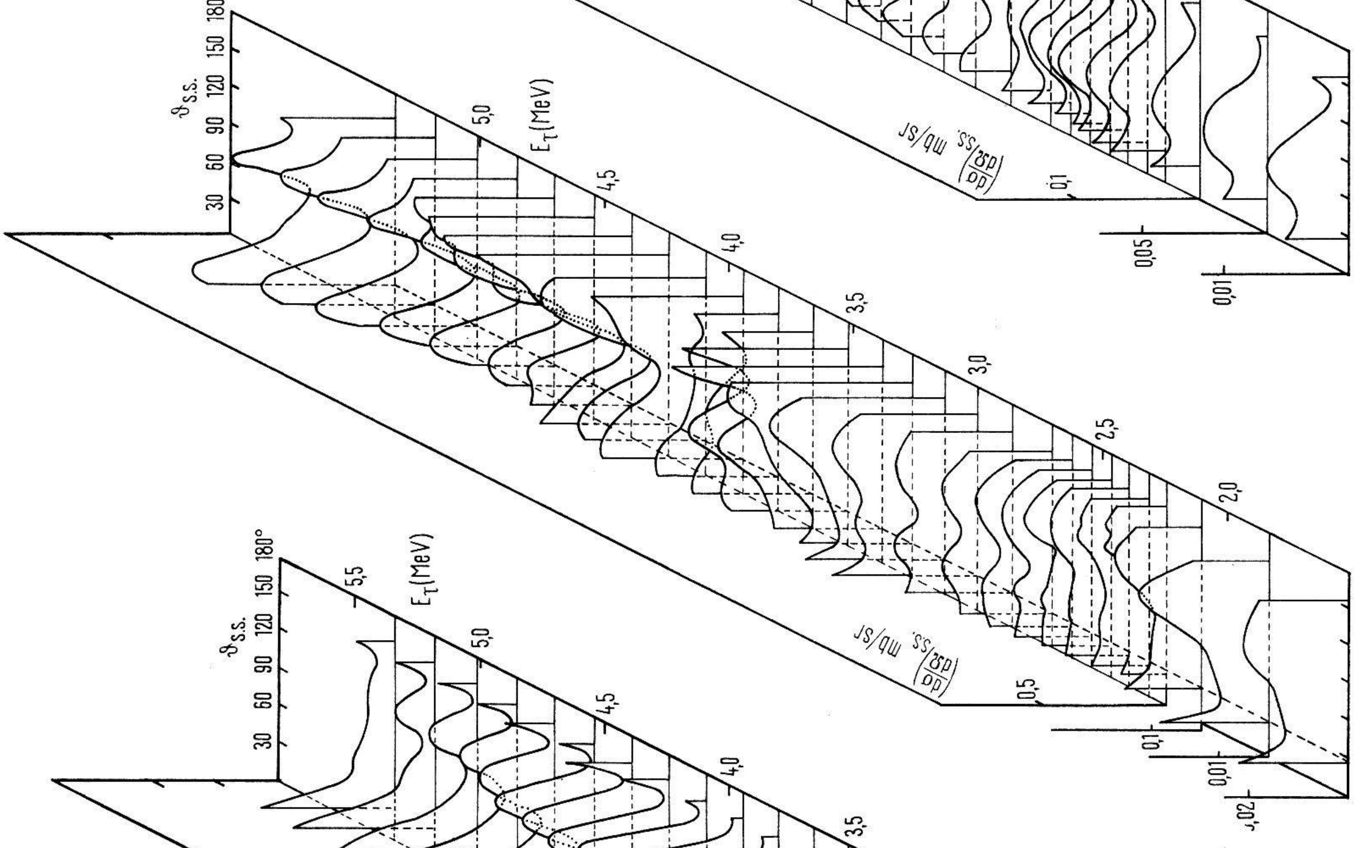
Figur 3
Anregungskurven für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$.



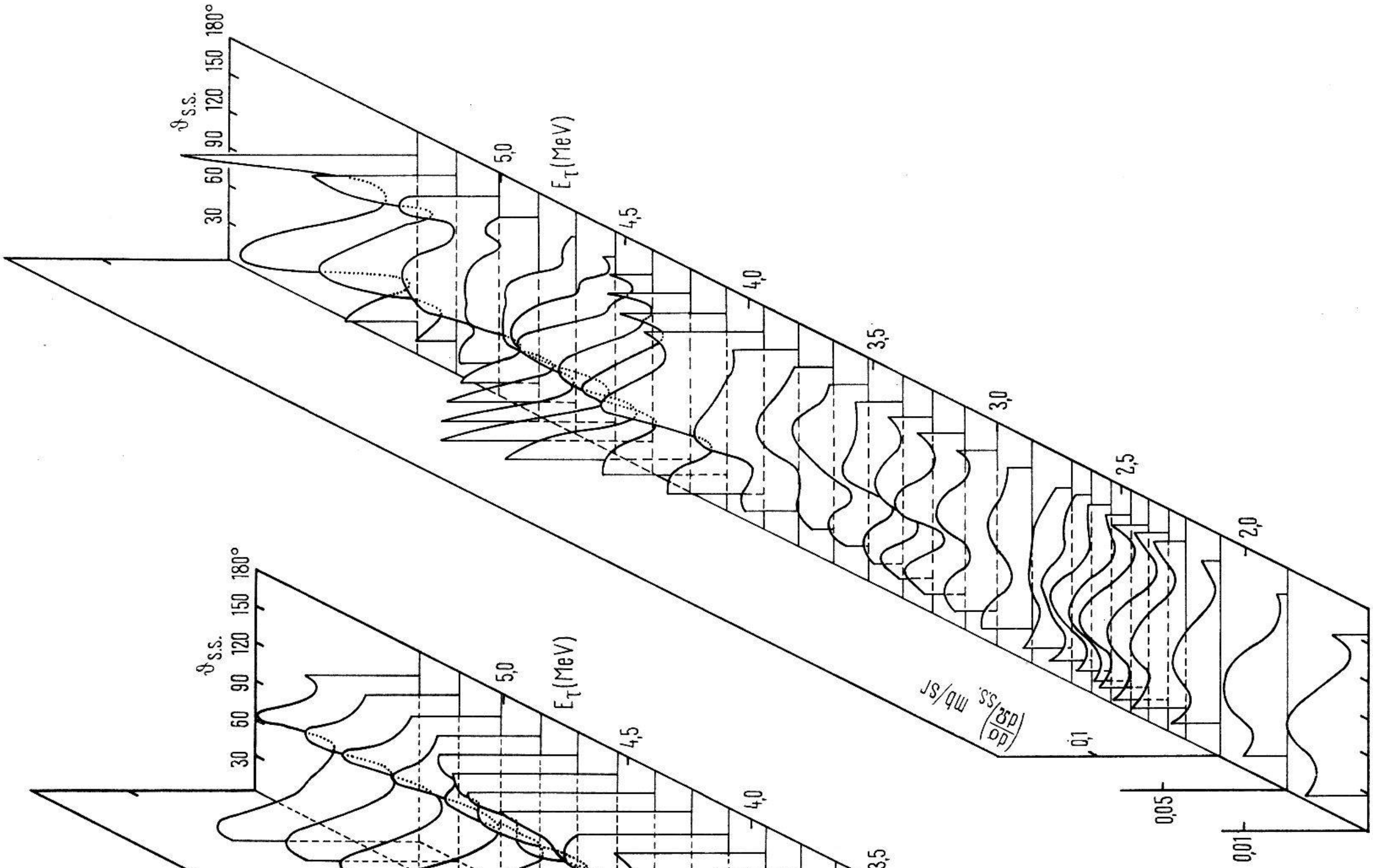
Figur 4
Anregungskurven für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_2)$ und $^{13}C(\tau; p_{1,2})^{15}N$.



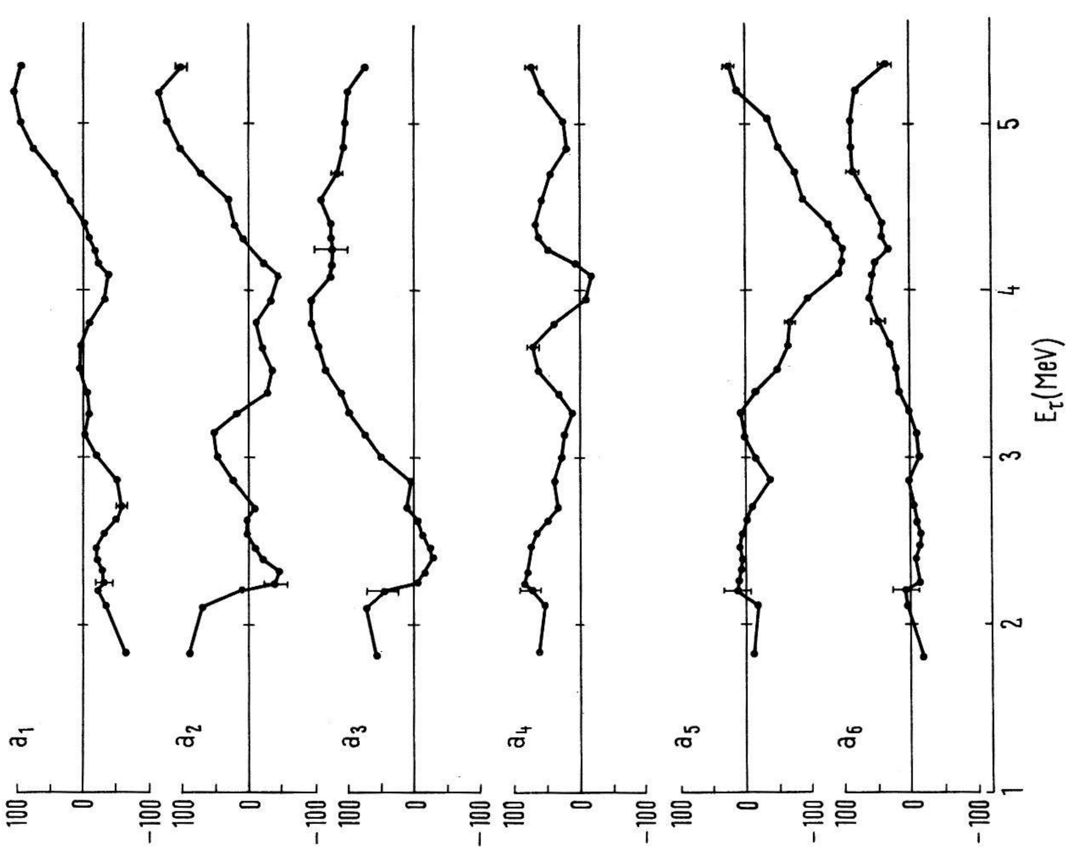
Figur 5



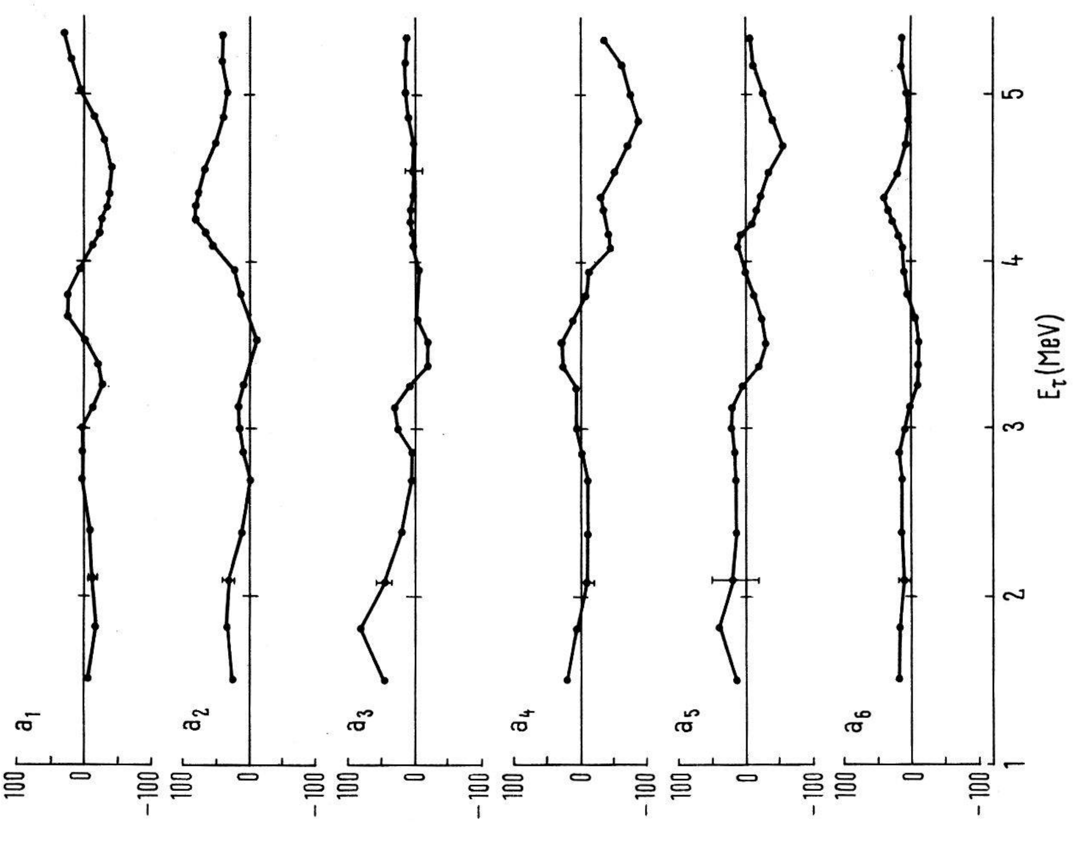
Figur 6



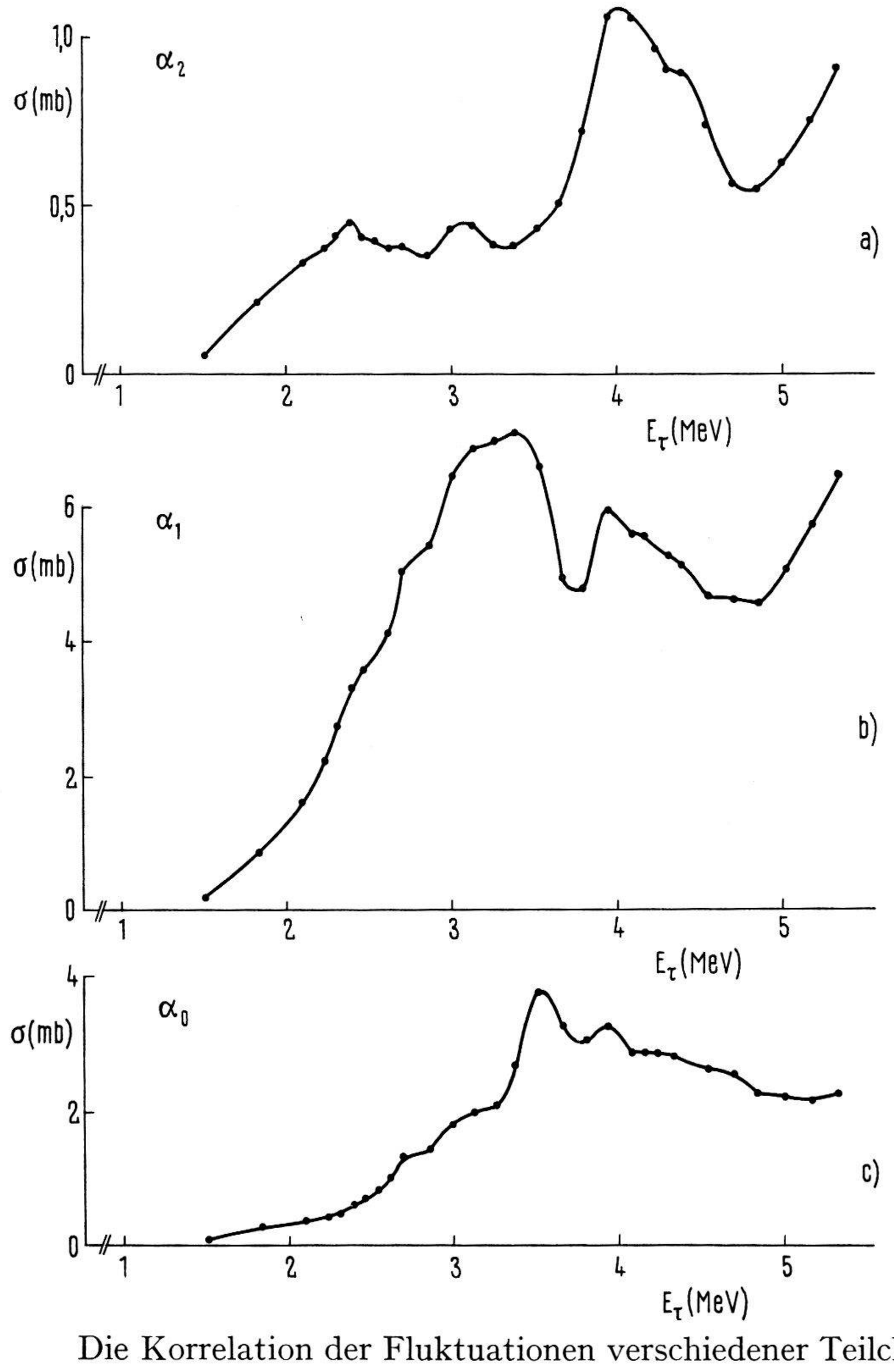
Figur 7



Figur 8
Legendrekoeffizienten der Winkelverteilungen für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$.



Figur 9
Legendrekoeffizienten der Winkelverteilungen für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$.



Figur 10
Integraler Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $^{13}C(\tau; \alpha_{0,1,2})^{12}C$. Die Messpunkte sind mit Kreisen markiert. Die Grösse der Kreise entspricht dem statistischen Fehler.

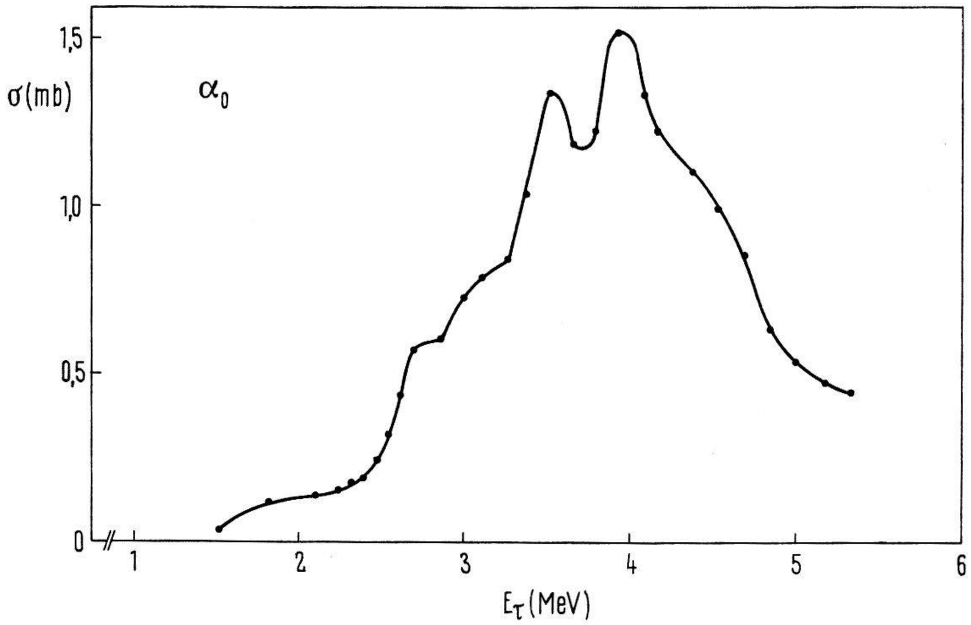
Die Korrelation der Fluktuationen verschiedener Teilchengruppen unter sich an nahezu gleichen Energiestellen, sowie die Korrelation der Fluktuationen für weit auseinanderliegende Winkelwerte, schliessen eine Erklärung der Ausbeuteschwankungen durch statistische Fluktuationen nach Ericson aus. Unterstützt wird diese Auffassung durch die Strukturen im integralen Wirkungsquerschnitt der α_0, α_1- und α_2-Teilchen (Fig. 10).

Auch die Anregungskurven [10] für α_0, α_1 und α_2 (unter $\vartheta_{Lab} = 165°$) der Reaktion $^{14}N(d, \alpha)^{12}C$ bei Deuteronenergien von 4 bis 7 MeV zeigen Strukturen, die mit denjenigen in den Anregungskurven (unter $\vartheta_{Lab} = 150$ bzw. $157°$) der von uns untersuchten Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha)^{12}C$ korreliert sind.

5.2. *Verzweigungsverhältnisse*

Für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für den Zerfall in zwei verschiedene Kanäle aus einem isolierten Niveau im Zwischenkern gilt allgemein

$$\frac{\sigma^{J,\pi}_{\alpha',l',s';\alpha,l,s}}{\sigma^{J,\pi}_{\alpha'',l'',s'';\alpha,l,s}} = \frac{\Gamma^{J,\pi}_{\alpha',l',s'}}{\Gamma^{J,\pi}_{\alpha'',l'',s''}} .$$



Figur 11
Integraler Wirkungsquerschnitt (integriert von $\vartheta = 90°$ bis $\vartheta = 155°$) der Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$. Die Messpunkte sind mit Kreisen markiert, deren Grösse dem statistischen Fehler entspricht.

Auf der rechten Seite dieser Beziehung ersetzen wir näherungsweise die Partialbreiten durch die Durchdringungsfaktoren in den Ausgangskanälen

$$P_l = \frac{\varrho}{F_l^2(\eta, \varrho) + G_l^2(\eta, \varrho)} \text{ mit } \varrho = k\,R .$$

Für die in dieser Näherung berechneten Verzweigungsverhältnisse für $E_\tau = 4$ MeV erhalten wir, wenn wir die Faktoren P_l aller l-Werte addieren, die zu einem bestimmten J^π-Wert gehören:

Tabelle 1
Verzweigungsverhältnisse, berechnet für für $E_\tau = 4$ MeV

J^π	$\sigma_{\alpha_1}/\sigma_{\alpha_0}$	$\sigma_{\alpha_2}/\sigma_{\alpha_0}$
0^+	0,92	0,68
1^-	1,36	0,64
2^+	2,10	0,56
3^-	2,20	0,52

Tabelle 2
Experimentell ermittelte Verzweigungsverhältnisse

E_τ	$\sigma_{\alpha_1}/\sigma_{\alpha_0}$	$\sigma_{\alpha_2}/\sigma_{\alpha_0}$
4 MeV	1,95	0,37
3,5 MeV	2,10	0,14
2,2 MeV	5,4	0,86

Ein Vergleich der Werte von Tabelle 1 mit denjenigen von Tabelle 2 macht das Vorkommen isolierter Niveaus im Zwischenkern bei den höheren Energien wahrscheinlich.

Im Bereich von $E_\tau = 2$ bis etwa 2,8 MeV dagegen befolgen die Verzweigungsverhältnisse gut die $(2\,I + 1)$-Regel der statistischen Reaktionstheorie (I = Spin des Endkerns). Nach dieser Regel erwartet man $\sigma_{\alpha_1}/\sigma_{\alpha_0} = 5$ und $\sigma_{\alpha_2}/\sigma_{\alpha_0} = 1$.

Ferner deutet die Symmetrie bezüglich $\vartheta_{s.s.} = 90°$ der gemessenen Winkelverteilungen im Intervall $E_\tau = 2$ bis etwa 2,8 MeV auf eine statistische Überlagerung vieler Niveaus hin.

5.3. *Theoretische Beschreibung von Winkelverteilungen*

Aufgrund obiger Feststellungen nehmen wir an, dass Zwischenkernbildung wesentlichen Anteil am Reaktionsmechanismus hat. Wird ein isoliertes Niveau im Kern ^{16}O angeregt mit bestimmten J^π, so lautet der Ausdruck für die Winkelverteilung [11] gemäss dem Drehimpulsschema $s \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \end{pmatrix} J^\pi \begin{pmatrix} l'_1 \\ l'_2 \end{pmatrix} s'$

$$W(\vartheta) = \frac{(-1)^{s-s'}\, I}{4} \sum_{L=0}^{L_{Max}} P_L(\cos\vartheta)\, [\overline{Z}(l_1\, J\, l_1\, J; s\, L) + 2\,\delta_1 \cos\phi_1\, \overline{Z}(l_1\, J\, l_2\, J; s\, L) + \delta_1^2 \overline{Z}(l_2\, J\, l_2\, J; s\, L)] \cdot [\overline{Z}(l'_1\, J\, l'_1\, J; s'\, L) + 2\,\delta_2 \cos\phi_2\, \overline{Z}(l'_1\, J\, l'_2\, J; s'\, L) + \delta_2^2 \overline{Z}(l'_2\, J\, l'_2\, J; s'\, L)]\,.$$

Die gemessene Winkelverteilung der α_1 besitzt fast vollkommene Symmetrie bezüglich $\vartheta_{s.s.} = 90°$ bei $E_\tau = 3{,}94$ MeV sowie bei $E_\tau = 4{,}16$ MeV. Mit der einfachen Annahme $\delta_1 = \delta_2 = 1$ und den Werten $\phi_1 = 120°$ und $\phi_2 = 90°$ sowie mit dem Drehimpulsschema

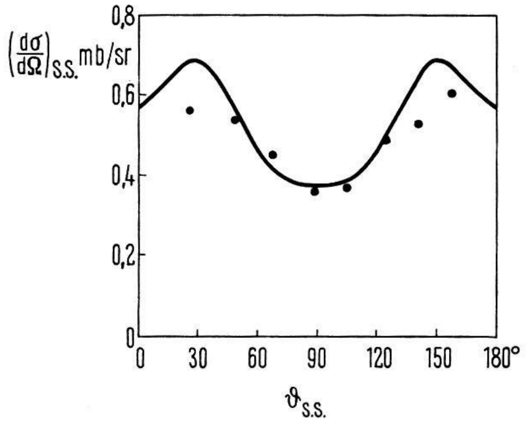
$$1^- \begin{pmatrix} 2 \\ 4 \end{pmatrix} 3^- \begin{pmatrix} 1 \\ 3 \end{pmatrix} 2^+$$

erhalten wir, wie Figur 12 zeigt, eine ziemlich gute Anpassung an die gemessenen Punkte. Der Einfachheit halber haben wir im Ausgangskanal $l' = 5$ weggelassen.

Die gemessenen Winkelverteilungen bei $E_\tau = 3{,}94$ MeV der α_0 und α_2 sind nicht symmetrisch bezüglich 90°. Der Form nach sind sie jedoch ähnlich den berechneten, denen das Drehimpulsschema

$$1^- \begin{pmatrix} 2 \\ 4 \end{pmatrix} 3^- \;\; 3 \;\; 0^+$$

zugrunde gelegt wird und wenn wiederum $\delta_1 = 1$ sowie $\phi_1 = 120°$ wie bei den α_1 gesetzt wird.



Figur 12
Winkelverteilung für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$ bei $E_\tau = 3{,}94$ MeV. Die Messpunkte sind mit Kreisen markiert, deren Grösse dem statistischen Fehler entspricht. Die ausgezogene Kurve ist die berechnete.

Wir vermuten, dass ein Beitrag von direkter Wechselwirkung zum Reaktionsmechanismus einerseits verantwortlich ist für die festgestellten Asymmetrien und andererseits für die Intensitätszunahme bei kleinen Winkeln über 4 MeV.

Da der Hauptbeitrag einer direkten Wechselwirkung mutmasslich auf kleine Winkel ϑ entfällt, sollten von Zwischenkernbildung verursachte Strukturen bei grossen Winkeln deutlicher erscheinen als bei kleinen. Wir haben den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die α_0-Teilchen von $\vartheta = 99°$ bis $\vartheta = 155°$ integriert und den erhaltenen Wert in Funktion der Projektilenergie E_τ in Figur 11 dargestellt. Ein Vergleich mit Figur 10c zeigt, dass, wie erwartet, die Fluktuationen sich deutlicher hervorheben.

Tritt zu einer Reaktion, die über einen Zwischenkern verläuft, noch eine Reaktion mit direkter Wechselwirkung hinzu, so können wir für den differentiellen Wirkungsquerschnitt schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, E) = |f_c(\vartheta, E) + f_D(\vartheta, E)|^2$$

wobei $f_c(\vartheta, E)$ die Streuamplitude für Zwischenkernbildung und
$f_D(\vartheta, E)$ die Streuamplitude für direkte Reaktion darstellt.

Setzen wir für $d\sigma/d\Omega(\vartheta, E) = W(\vartheta, E)$, so können wir die resultierende Winkelverteilung in folgender Form schreiben:

$$W(\vartheta, E) = W_c(\vartheta, E) + W_D(\vartheta, E) + 2 \ _{+}\sqrt{W_c(\vartheta, E)\, W_D(\vartheta, E)}\, \cos\alpha(\vartheta, E) \ .$$

Als freie Parameter betrachten wir die Faktoren $g_c(E)$ und $g_D(E)$ in $W_c = g_c(E)\, W_c(\vartheta)$ und $W_D = g_D(E)\, W_D(\vartheta)$ sowie den Phasenwinkel $\alpha(\vartheta, E)$.

Die Winkelverteilung der direkten Wechselwirkung haben Weller et al. [5] für $E_\tau = 5$ bis 8 MeV mit dem Computer-Code JULIE berechnet. Wir übernehmen hier die für $E_\tau = 5$ MeV berechnete Kurve dieser Autoren und da die Form sich nur langsam mit der Energie verändert, können wir sie, versehen mit einem geeigneten Massstabfaktor $g_D(E)$ mit guter Näherung auch für eine tiefere Energie benutzen. Dieser Maßstabfaktor $g_D(E)$ ist aber nicht beliebig wählbar, wie sich im folgenden zeigen wird. In Figur 13 sind die experimentell ermittelten Messpunkte für die Winkelverteilung der α_0 bei $E_\tau = 4{,}5$ MeV eingetragen.

Kurve (1) ist die berechnete Winkelverteilung $W_c(\vartheta)$ für das Drehimpulsschema

$$1^- \begin{pmatrix} 2 \\ 4 \end{pmatrix} 3^- \ 3 \ 0^+$$

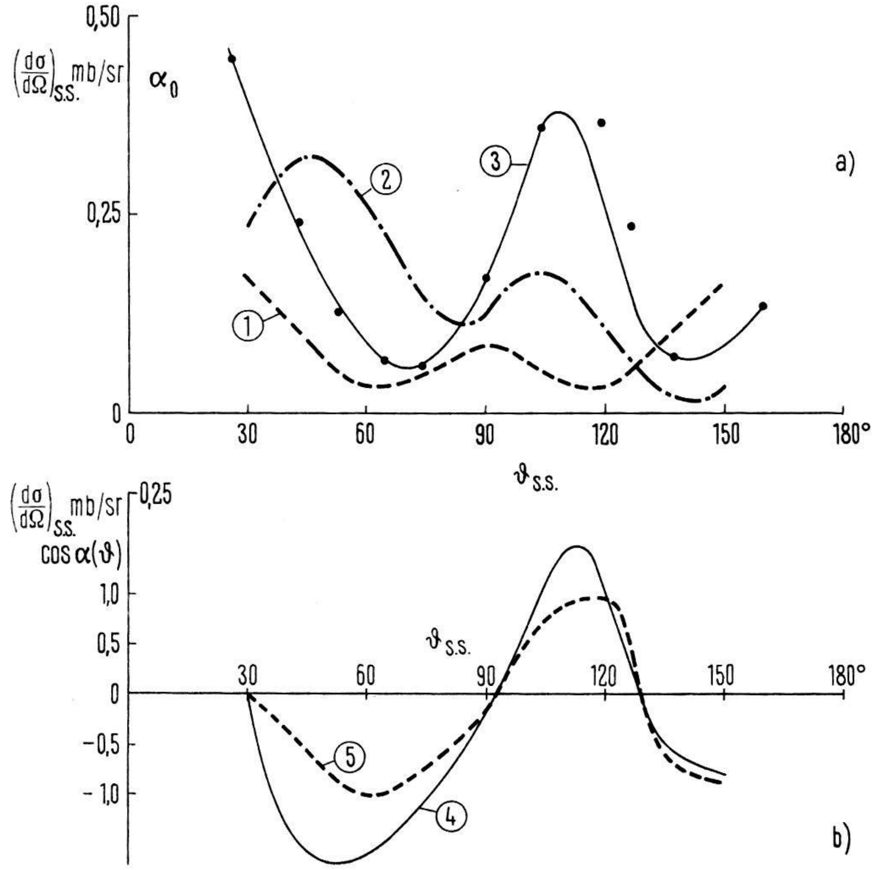
mit $\delta_1 = 1$ und $\phi_1 = 120°$; also mit den gleichen Werten wie wir sie für die α_1-Winkelverteilung verwendet haben.

Kurve (2) ist die von Weller et al. [5] übernommene Winkelverteilung $W_D(\vartheta)$ (aus DWBA-Theorie für «pick-up»-Reaktion eines Neutrons mit $l = 1$) multipliziert mit dem Maßstabfaktor 0,75.

Kurve (3) stellt die resultierende Winkelverteilung dar, berechnet mit der für $W(\vartheta)$ aufgestellten Formel.

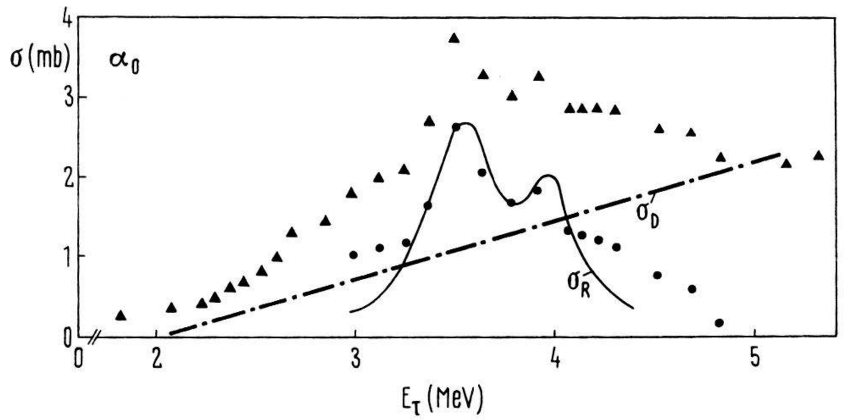
Kurve (4) in Figur 13b zeigt den Interferenzterm. Dieser ist ausser von W_c und W_D vom Phasenwinkel $\alpha(\vartheta)$ abhängig.

Kurve (5) in Figur 13b stellt $\cos\alpha(\vartheta)$ dar. Mit dieser Methode lässt sich eine gute Anpassung an die Messdaten erreichen.



Figur 13a und b

Die mit Kreisen markierten Punkte sind die Messwerte für die Winkelverteilung der Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$ bei $E_\tau = 4{,}5$ MeV.
Kurve (1) stellt die berechnete Winkelverteilung für Zwischenkernbildung mit $J_\pi = 3^-$ dar.
Kurve (2) zeigt den mit Hilfe der DWBA-Theorie erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitt.
Kurve (3) zeigt die mit (1) und (2) erzeugte Anpassung an die Messpunkte.
Kurve (4) stellt den Interferenzterm, gebildet von (1) und (2) dar.
Kurve (5) stellt $\cos\alpha(\vartheta)$ dar.



Figur 14

▲ = integraler Wirkungsquerschnitt σ für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$.
● = Differenz von σ und (σ_D = angenommener Beitrag der direkten Wechselwirkung).
Kurve bezeichnet mit σ_R stellt die mit der Breit-Wigner-Zweiniveau-Formel erhaltene Anpassung dar.

In Figur 14 stellen die mit Dreiecken markierten Punkte σ_{tot}, den totalen Wirkungsquerschnitt für die α_0 im Energiebereich $E_\tau = 2$ bis 5,3 MeV dar. Bei $E_\tau =$

5,0 MeV trägt die Zwischenkernbildung nichts oder nur wenig zum totalen Wirkungsquerschnitt bei, wie aus der Winkelverteilung der α_0 in Figur 5 ersichtlich ist. In der Nähe von $E_\tau = 2$ MeV dagegen trägt die direkte Wechselwirkung nur noch wenig zum σ_{tot} bei, denn bei dieser Energie deutet die Winkelverteilung auf vorwiegende Zwischenkernbildung hin. Zwischen $E_\tau = 5$ MeV und $E_\tau = 2{,}1$ MeV nähern wir den Verlauf des integralen Wirkungsquerschnittes, herrührend von der Direktreaktion, durch eine Gerade an, die in der Figur 14 mit σ_D bezeichnet ist. Den integralen Wirkungsquerschnitt, der von der Compoundkernbildung allein geliefert wird, also σ_c, können wir erhalten aus $\sigma_c = \sigma_{tot} - \sigma_D$; denn zum integralen Wirkungsquerschnitt trägt der Interferenzterm nur wenig bei. Dies zeigt der in Figur 13b eingezeichnete Verlauf des Interferenzterms in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ. Die in der Figur 14 eingezeichneten, mit Kreisen markierten Punkte stellen die Differenz $\sigma_{tot} - \sigma_D$ dar.

Die Kurve, bezeichnet mit σ_R, in Figur 14 ist eine Anpassung an den so erhaltenen Verlauf für σ_c mit der Breit-Wigner-Zweiniveau-Formel für zwei Niveaus mit gleichem Spin und Parität

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2}\, g_J \sum_{ll'ss'} \left| \frac{+\sqrt{\Gamma_{1c}\,\Gamma_{1c'}}}{E_1 - E - (i\,\Gamma_1/2)} \pm \frac{+\sqrt{\Gamma_{2c}\,\Gamma_{2c'}}}{E_2 - E - (i\,\Gamma_2/2)} \right|^2$$

Für beide Niveaus haben wir das Drehimpulsschema angenommen

$$1^- \begin{pmatrix} 2 \\ 4 \end{pmatrix} 3^- \;\; (3) \;\; 0\,.$$

In der R-Matrix, die zur obigen Zweiniveau-Formel führt, sind nur die Diagonalelemente berücksichtigt und die Energieverschiebung Δ_{12} wird als energieunabhängig betrachtet.

Aus dieser Anpassung können wir entnehmen:

$$E_1 = 3{,}5 \text{ MeV};\; E_2 = 4{,}0 \text{ MeV};\; \Gamma_1 = \Gamma_2 = 0{,}3 \text{ MeV}.$$

Der Wert $\Gamma = 300$ keV stimmt ungefähr mit demjenigen überein, den man aus den Anregungskurven abliest.

Aus der linearen Approximation von $\sigma_D(E)$ erhalten wir

$$\sigma_D\,(E = 4{,}5 \text{ MeV}) = 0{,}75\; \sigma_D\,(E = 5{,}0 \text{ MeV})\,.$$

Das bedeutet, dass der Beitrag $(d\sigma/d\Omega)_D$ der direkten Wechselwirkung, den wir in der Anpassung an die experimentelle Winkelverteilung in Figur 13a benutzten, nicht frei wählbar ist. Er wird festgelegt durch die Bedingung, dass der integrale Beitrag bei $E_\tau = 4{,}5$ MeV gleich dem 0,75fachen des experimentell ermittelten Wertes bei 5 MeV wird.

5.4. *Statistische Theorie für die Beschreibung von Winkelverteilungen*

Zwischen $E_\tau = 2$ und $E_\tau = 2{,}8$ MeV sprechen die experimentellen Verzweigungsverhältnisse $\sigma_{\alpha_1}/\sigma_{\alpha_0}$ und $\sigma_{\alpha_2}/\sigma_{\alpha_0}$ (siehe Abschnitt 5.2) für eine statistische Überlagerung vieler Niveaus im Kern ^{16}O.

Der über die Energie gemittelte, differentielle Wirkungsquerschnitt kann nach Hauser-Feshbach (HF) in der Formulierung von Von Witsch et al. [12] geschrieben werden:

$$\left\langle \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} \right\rangle = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{8\pi\,(2\,I_1+1)\,(2\,I_2+1)} \cdot \frac{D_0}{\Gamma} \sum_{\substack{l\,s\,J\\ l'\,s'\,L}} (-1)^{s'-s} \frac{T_l(\tau)\,T_{l'}(\alpha)}{(2\,J+1)\,e^{-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}}} \cdot \overline{Z}(l\,J\,l\,J;\,s\,L)\,\overline{Z}(l'\,J\,l'\,J;\,s'\,L)\,P_L(\cos\vartheta)\,.$$

I_1 und I_2 sind die Drehimpulse des Projektils und des Targetteilchens.

J ist der Drehimpuls des Zwischenkerns.

Die gestrichenen Grössen beziehen sich auf Ausgangskanäle.

$\lambda\!\!\!^{-}$ ist die de-Broglie-Wellenlänge des Projektils.

Vorausgesetzt wird in obiger Formel für den mittleren Niveauabstand von Niveaus mit Drehimpuls J

$$D_J = \frac{D_0}{(2\,J+1)\,e^{-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}}}$$

worin σ^2 der sogenannte Spin-Abschneide-Parameter des Zwischenkerns ist.

Mit dieser Beziehung haben wir eine Anpassung an die experimentelle, über die Energie im Intervall $E_\tau = 2$ bis 2,8 MeV gemittelte Winkelverteilung für die α_0 versucht. Für die Berechnung benützten wir Transmissionskoeffizienten T_l, die man aus dem Rechteckpotentialtopf mit Coulombbarriere erhält mit Hilfe der Tabellen von Sharp et al. [13]. Die Wahl von σ^2 bestimmt die Form der Kurve. Γ/D_0 liefert den Wert des absoluten Wirkungsquerschnittes. Für die mittlere Niveaubreite nehmen wir den aus den Anregungskurven ungefähr ablesbaren Wert $\Gamma = 300$ keV. Es ergibt sich somit die Möglichkeit, D_0 zu bestimmen (D_0 = mittlerer Niveauabstand für Niveaus mit Spin $J = 0$). Da die Durchdringungsfaktoren für die Partialwellen im Eingangskanal bei $E_\tau = 2{,}5$ MeV für $l > 3$ klein werden im Vergleich zu denjenigen für $l = 3$, können wir unsere Rechnung auf $l_{max} = 3$ beschränken. Unserer HF-Rechnung liegt demzufolge untenstehende Drehimpulstabelle zugrunde:

Tabelle 3
Drehimpulswerte für $^{13}C(\tau, \alpha_{0,2})^{12}C$

s	l	J^π	l'	s' für α_0 und α_2
1^-	1	0^+	0	0^+
1^-	$\binom{0}{2}$	1^-	1	0^+
1^-	$\binom{1}{3}$	2^+	2	0^+
1^-	2	3^-	3	0^+
1^-	3	4^+	4	0^+

Weder der mit $\sigma^2 = 2$ noch der mit $\sigma^2 = 8$ berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt vermag die Form des gemittelten Wirkungsquerschnittes zu beschreiben.

In der Theorie der Niveaudichte für Kerne [14] wird gesetzt

$$\sigma^2 = \frac{\mathfrak{J}}{\hbar^2} \sqrt{\frac{u}{a}} \quad \text{mit } a = 0{,}127\ \text{A MeV}^{-1}$$

und $U = (E_x - \Delta)$ in MeV.

U bedeutet die effektive Anregungsenergie und Δ die Paarungsenergie.

$\mathfrak{J}$ ist das Trägheitsmoment des Kerns.

Setzen wir für $\mathfrak{J} = 2/5\ A\ M\ R^2$, wo $R = 1{,}2\ \sqrt[3]{A}$ fm, d.h. nehmen wir für das Trägheitsmoment des Kerns ^{16}O dasjenige einer starren Kugel, so erhalten wir für σ^2 den Wert 8, also gleich dem maximalen Wert, den wir für den Anpassungsversuch benutzten.

Als Erklärung für die Unmöglichkeit einer Anpassung vermuten wir die Besonderheiten, die der Anregung von Niveaus und ihrem Zerfall in α_0 und α_2 innewohnen, nämlich: es können nur Zustände normaler Parität angeregt werden und es gibt für jeden J-Wert im Compoundkern nur eine einzige Partialwelle l' im Ausgangskanal. Die Anwendungsmöglichkeit einer statistischen Reaktionstheorie wird dadurch beeinträchtigt. Ausserdem kann die zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten benutzte Näherung zu grob sein.

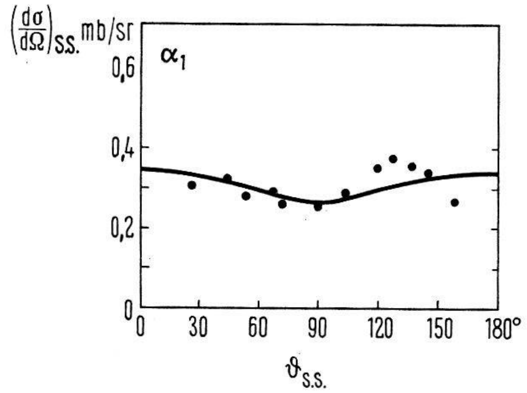
Anders liegen die Verhältnisse beim Zerfall in den α_1-Kanal. Hier können Zustände anomaler Parität angeregt werden und im Ausgangskanal können für die meisten J-Werte mehrere Partialwellen auftreten, wie das untenstehende Drehimpulsschema zeigt, das wir einer HF-Rechnung zugrunde legen.

Tabelle 4
Drehimpulse für $^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$

s	l	J_π	l	s'	für α_1
1^-	1	0^+	2	2^+	
1^-	$\begin{pmatrix}0\\2\end{pmatrix}$	1^-	$\begin{pmatrix}1\\3\end{pmatrix}$	2^+	
1^-	1	1^+	2	2^+	
1^-	$\begin{pmatrix}1\\3\end{pmatrix}$	2^+	$\begin{pmatrix}0\\2\\4\end{pmatrix}$	2^+	
1^-	2	2^-	$\begin{pmatrix}1\\3\end{pmatrix}$	2^+	
1^-	2	3^-	$\begin{pmatrix}1\\3\end{pmatrix}$	2^+	
1^-	3	3^+	$\begin{pmatrix}2\\4\end{pmatrix}$	2^+	
0^-	2	2^-	$\begin{pmatrix}1\\3\end{pmatrix}$	2^+	
0^-	3	3^+	$\begin{pmatrix}2\\4\end{pmatrix}$	2^+	

Hierbei haben wir uns im Eingangskanal auf $l_{max} = 3$ beschränkt und im Ausgangskanal $l \geqslant 5$ vernachlässigt.

Mit $\sigma^2 = 5$ erhalten wir eine ziemlich gute Anpassung der theoretischen HF-Kurve an die Messpunkte, die den im Energieintervall $E_\tau = 2{,}1$ bis $2{,}86$ MeV gemittelten experimentellen Wirkungsquerschnitt darstellen; siehe dazu Figur 15. Für die Mittelung haben wir die gemessenen Winkelverteilungen im Energieintervall $E_\tau = 2{,}1$ bis $2{,}86$ MeV alle auf den gleichen totalen Wirkungsquerschnitt normiert, und zwar auf den Mittelwert des gemessenen σ_{tot} im genannten Energieintervall. Dadurch erhalten bei der Mittelung alle Winkelverteilungen gleiches Gewicht, weil die Abhängigkeit der Ausbeute von den energieabhängigen Durchdringungsfaktoren eliminiert wird.



Figur 15
Die mit Kreisen markierten Messpunkte sind die im Energieintervall $E_\tau = 2{,}1$ bis 2,86 MeV gemittelten Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$. Die Grösse der Kreise entspricht dem statistischen Fehler. Die Kurve zeigt die Anpassung mit Hauser-Feshbach-Rechnung.

Die Anpassung der differentiellen HF-Winkelverteilung an die absoluten Messdaten für α_1 im Energiebereich $E_\tau = 2{,}1$ bis 2,86 MeV ergibt mit $\sigma^2 = 5$ für das Verhältnis $D_0/\Gamma = 0{,}6$. Mit $\Gamma = 300$ keV (aus den Anregungskurven entnommen) bekommen wir eine Schätzung für D_0 im ^{16}O-Kern bei einer Anregungsenergie von $E_x = 25$ MeV. Es wird $D_0 = 180$ keV.

Der mittlere Energieabstand aller Niveaus ist gegeben durch

$$\frac{1}{D} = \sum_J \frac{1}{D_J} \quad \text{wo} \quad \frac{1}{D_J} = \frac{2\,J+1}{D_0}\, e^{-\frac{J(J+1)}{2\,\sigma^2}} .$$

Wir erhalten somit für den mittleren Niveauabstand im Kern ^{16}O bei einer Anregungsenergie von $E_x \approx 25$ MeV

$$D = \frac{D_0}{19} = 10 \text{ keV} .$$

Zum Vergleich benützen wir den Wert von $D = 550$ keV bei $E_x = 13$ MeV [15]. Eine Extrapolation mit Hilfe der Niveaudichte-Formel [14] liefert für $D = 35$ keV bei $E_x = 25$ MeV.

Verwenden wir den erhaltenen Wert $D_0 = 180$ keV in der Niveaudichte-Formel [14]

$$\varrho(E,\ J = 0) = \frac{\hbar^3}{24 \cdot \sqrt{2}} \sqrt{a}\ \ \mathfrak{J}^{-3/2}\ \frac{1}{U^2}\ e^{2\sqrt{a\,u}}$$

worin $\mathfrak{J}$ = Trägheitsmoment des Zwischenkerns und U = effektive Anregungsenergie; $U = E_x - \Delta$ bedeuten, so können wir den Parameter a ermitteln. Setzen wir wieder für das Trägheitsmoment des ^{16}O-Kerns $\mathfrak{J} = 2/5\ M\ A\ R^2$ mit $R = 1{,}27\ \sqrt[3]{A}$ fm und für die Paarungsenergie [16] $\Delta = 22/A$ (MeV), so ergibt sich für $a = 1{,}7$ MeV^{-1}. Aus der Figur 1 von Gadioli et al. [14] kann für dieselbe Grösse der Wert $a \approx 2$ MeV^{-1} abgelesen werden.

6. Vergleiche mit Resultaten aus der Literatur

6.1. *Wirkungsquerschnitte*

Mit dem Messwert für die Targetdicke von Abschnitt 2.2 und dem berechneten Raumwinkel unserer Detektoren, können wir absolute Wirkungsquerschnitte angeben mit einer geschätzten Genauigkeit von $\pm$ 15%. Den grössten Teil des Fehlers liefert die Dickenmessung der Target. Zur Überprüfung der Detektorgeometrie haben wir Vergleichsmessungen vorgenommen, deren Resultate in Tabelle 5 eingetragen sind.

Tabelle 5
Vergleichsmessungen von Wirkungsquerschnitten

	Literaturwerte				unser Wert		
Reaktion	Literatur	E_d MeV	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab.S.}$ mb/sr		E_d MeV	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab.System}$ mb/sr	
$^{12}C(dp)^{13}C$	[17]	1,23	18;	$\vartheta = 80,5°$	1,23	19;	$\vartheta = 90°$
$^{12}C(dp)^{13}C$	[18]	3,55	3,0;	$\vartheta = 80°$	3,55	2,46;	$\vartheta = 84°$
$^{13}C(d, \alpha)^{11}B$	[19]	3,55	8,68;	$\vartheta = 84°$	3,55	8,0;	$\vartheta = 84°$
$^{13}C(d, \alpha)^{11}B$	[20]	1,23	11,4;	$\vartheta = 90°$	1,23	7,40;	$\vartheta = 90°$

Tabelle 6
Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$ und $^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$

Energie Lab.System MeV	Reaktion	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{s.s.}$ mb/sr		Literatur	E_τ MeV	unser Wert $\left(\frac{d\sigma}{\Omega d}\right)_{s.s.}$ mb/sr
1,8	$^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$	0,011;	$\vartheta = 86°$	[2]	1,83	0,014
2,0	$^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$	0,035;	$\vartheta = 120°$	[3]	2,10	0,031
2,0	$^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$	0,081;	$\vartheta = 70°$	[3]	2,10	0,095
2,0	$^{13}C(\tau, \alpha_0)^{12}C$	$\sigma_{tot} = 0,40$ mb		[3]	2,1	$\sigma_{tot} = 0,36$ mb
2,0	$^{13}C(\tau, \alpha_1)^{12}C$	$\sigma_{tot} = 1,32$ mb		[3]	2,1	$\sigma_{tot} = 1,60$ mb

In der Tabelle 6 sind Literaturwerte von Wirkungsquerschnitten der Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha_0)$ und $^{13}C(\tau, \alpha_1)$ eingetragen sowie im Vergleich dazu unsere Messwerte.

6.2. *Winkelverteilungen*

Ein Vergleich mit den von Holmgren et al. [3], [4] und Weller [5] erhaltenen Winkelverteilungen mit den unsrigen zeigt gute Übereinstimmung.

Bei $E_\tau = 5$ MeV erhalten wir aus der α_0-Winkelverteilung von Weller [5] für den integralen Wirkungsquerschnitt (integriert von $\vartheta = 20°$–$160°$) $\sigma = 2,5$ mb. Unser Wert hiefür ist $\sigma = 1,84$ mb.

Bei $E_\tau = 4,5$ MeV erhalten Holmgren et al. [4] für $\sigma_{\alpha_1}/\sigma_{\alpha_0} = 1,7$. Unser Wert bei $E_\tau = 4,54$ MeV ist 1,75.

7. Zusammenfassung und Diskussion

Der dominierende Reaktionsmechanismus für die Reaktion $^{13}C(\tau, \alpha)^{12}C$ im Bereich $E_\tau = 2$ bis 5 MeV ist der Zwischenkernmechanismus. Über etwa 3 MeV kommt eine direkte Wechselwirkung hinzu.

Hinweise für isolierte Niveaus finden wir bei $E_\tau \approx 3,1$, $E_\tau \approx 3,5$ und $E_\tau \approx 4$ MeV. Die entsprechenden Anregungsenergien im Kern ^{16}O sind $E_x \approx 25,3$, 25,6 und 26 MeV.

Die Niveaubreite Γ (FWHM) ist ungefähr 300 keV für die Resonanzen bei $E_\tau = 3{,}5$ und 4 MeV. Für beide Niveaus vermuten wir $J^\pi = 3^-$.

Aus der statistischen Reaktionstheorie nach Hauser-Feshbach erhalten wir für den mittleren Niveauabstand bei $E_x \approx 25$ MeV $D_0 = 180$ keV und für $D = 10$ keV. Für den Parameter a in der Niveaudichteformel ergibt sich $a = 1{,}7$ MeV^{-1}.

Die untereinander korrelierten Fluktuationen in unseren Anregungskurven können erklärt werden durch sogenannte «doorway states» oder mit Hilfe der von Moldauer [21] erweiterten statistischen Theorie.

In der Tabelle 7 haben wir Niveaus im Kern ^{16}O im Anregungsbereich 24 bis 27 MeV, die aus der Literatur bekannt sind, unseren Hinweisen für Niveaus gegenübergestellt. Wie aus dieser Tabelle ersichtlich, können die Niveaus 25,3, 25,6 und 26 MeV mit verschiedenen Reaktionen angeregt werden, z.B. mit ^{14}N$(d, \alpha)^{12}$C, ^{14}N$(d, \alpha\,\gamma_{15,1})^{12}$C und ^{13}C$(\tau, \alpha\,\gamma_{15,1})^{12}$C.

Reaktion	Ref.	$E_x(^{16}O)$ [MeV]
$^{13}C(\tau,\alpha)^{12}C$	Unsere Messung	≈26; 25,6; 25,3
$^{13}C(\tau,\alpha)^{12}C^*(\gamma_{15,1})$	22	27; 26,1; 24,9
$^{13}C(\tau,\alpha)^{12}C^*(\gamma_{15,1})$	23	
$^{13}C(\tau,\alpha)^{12}C^*(\gamma_{15,1})$	24	26; 25,7; 24,9
$^{13}C(\tau,n)^{15}O$	25	
$^{13}C(\tau,p)^{15}N$	26, 27	
$^{13}C(\tau,n)^{15}O$	28	25,6; 25,4; 24,4
$^{14}N(d,n)^{15}O$	29	24,9; 24,3
$^{14}N(d,\alpha)^{12}C$	30	25,5; 24,6; 24,3
$^{14}N(d,\alpha)^{12}C$	10	27; 26,6; 26,1; 26; 25,5; 24,7; 24,35
$^{14}N(d,d)^{14}N$	31	25,2; 24,8; 24,3
$^{14}N(d,\alpha)^{12}C$	32	26,9; 25,94; 24,74; 24,4
$^{14}N(d,\gamma_0)^{12}C$	33	24,8
$^{15}N(p,\gamma)^{16}O$	34	25,5; 24,8
$^{15}N(p,\gamma)^{16}O$	35	24,7
$^{15}N(p,\gamma)^{16}O$	36	25,2; 24,3
$^{16}O(e,pe')^{15}N$	37	24,35
$^{16}O(\gamma,n)^{15}O$	38	25,4; 25,0; 24,3
$^{16}O(\gamma,n)^{15}O$	39	27,3; 26,2; 25; 24

Das Zusammenwirken von direkter Wechselwirkung und Zwischenreaktion lässt die Form der Winkelverteilung verstehen, wenn beide Reaktionsmechanismen interferieren.

Auffallend ist, dass bei $E_\tau = 6$ MeV [5], wo ebenfalls eine Resonanz vorliegt, die Winkelverteilungen der α_0, α_1 und α_2 die gleiche Form haben wie bei $E_\tau = 4$ MeV. Die Verhältnisse, wie sie bei der niedrigeren Anregungsenergie vorliegen, wiederholen sich offenbar bei der höheren.

Eine mögliche Interpretation dieser Resonanzen ergibt sich mit der Partikel-

Loch-Anregung im Kern ^{16}O (p-h Zustände). Berechnungen mit Restwechselwirkungen, die $1\,p - 1\,h$ Zustände mischen, ergeben die $T = 1$ Zustände [40]

1^- $E_x = 23{,}26$ MeV 3^- $E_x = 25{,}30$ MeV

2^- $E_x = 24{,}28$ MeV 1^- $E_x = 26{,}13$ MeV

Die gefundenen Zustände im Kern ^{16}O könnten somit als «intermediate states» angesprochen werden, die durch $1\,p - 1\,h$ Zustände, genannt «Doorway states», entstehen und zu komplizierteren $2\,p - 2\,h$ bis $4\,p - 4\,h$ Zuständen führen. Der Reaktionsmechanismus lässt sich dann so vorstellen, dass das im Targetkern ^{13}C relativ schwach gebundene Neutron ($E_B = 4{,}9$ MeV) in einen im Kern ^{16}O unbesetzten Zustand gebracht wird, wobei das ^3He als Projektil mit dem Kern ^{12}C den Zwischenkern ^{15}O bildet, woraus die $1\,p - 1\,h$ Anregung des Kerns ^{16}O resultiert. Dafür spricht der relativ grosse Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}C(\tau, \alpha)^{11}C$, die hauptsächlich über den Zwischenkern ^{15}O verläuft [41].

Wir möchten Herrn Prof. H. H. Staub für viele klärende Diskussionen danken.

Ferner danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds, der zum grossen Teil die vorliegende Arbeit ermöglicht hat.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] K. Boehle et al., Helv. phys. Acta *40*, 973 (1967).
[2] R. Barjon et al., J. Phys. Radium *21*, 356 (1960).
[3] H. D. Holmgren, Phys. Rev. *106*, 100 (1957).
[4] H. D. Holmgren et al., Phys. Rev. *106*, 102 (1957).
[5] H. R. Weller et al., Nucl. Phys. A*122*, 529 (1968).
[6] G. A. Dissanaike, Phil. Mag. *44*, 1051 (1953).
[7] Ajzenberg/Lauritson, Nucl. Phys. *11*, 1 (1959).
[8] *Handbuch der Physik*, Bd. *34*, 193 (1958).
[9] A. O. Nier, Phys. Rev. *77*, 789 (1950).
[10] M. A. Chaudhri, Dissertation, Universität Heidelberg (1964).
[11] Ajzenberg-Selove, *Nuclear Spectroscopy*, Part B, S. 789.
[12] W. von Witsch et al., Nucl. Phys. *80*, 394 (1966).
[13] Sharp et al., *Graphs of Coulomb Functions*, AECL-268.
[14] E. Gadioli et al., Phys. Rev. *167*, 1016 (1968).
[15] *Handbuch der Physik*, *41*/1, S. 211.
[16] Marion, *Fowler in Fast Neutron Physics II*, S. 1549.
[17] E. Kashy et al., Phys. Rev. *117*, 1289 (1960).
[18] T. W. Bonner et al., Phys. Rev. *101*, 209 (1956).
[19] B. B. Marsh et al., Phys. Rev. *130*, 2373 (1963).
[20] J. B. Marion et al., Phys. Rev. *102*, 1355 (1956).
[21] P. A. Moldauer, Phys. Rev. Lett. *18*, 249 (1967).
[22] M. Tauber et al., Z. Phys. *227*, 71 (1969).
[23] H. R. Weller et al., Phys. Lett. *27 B*, 283 (1968).
[24] H. M. Kuan et al., Nucl. Phys. *60*, 509 (1964).
[25] Th. Stammbach et al., Phys. Rev. *174*, 1119 (1968).
[26] E. G. Illsley et al., Phys. Rev. *107*, 538 (1957).

[27] J. P. SCHIFFER et al., Phys. Rev. *104*, 1064 (1956).
[28] G. U. DIN et al., Nucl. Phys. *73*, 161 (1965).
[29] T. RETZ-SCHMIDT et al., Phys. Rev. *119*, 1079 (1960).
[30] J. LEIFSON, Dissertation, Universität Zürich (1964).
[31] J. L. FLINNER et al., Phys. Rev. *161*, 1082 (1967).
[32] C. P. BROWNE et al., Nucl. Phys. *66*, 49 (1965).
[33] M. SUFFERT, Nucl. Phys. *75*, 226 (1966).
[34] J. L. BLACK et al., Phys. Lett. *25 B*, 405 (1967).
[35] S. G. COHEN et al., Phys. Rev. Lett. *3*, 433 (1959).
[36] N. W. TANNER et al., Nucl. Phys. *52*, 45 (1964).
[37] W. R. DODGE et al., Phys. Rev. *127*, 1746 (1962).
[38] F. W. K. FIRK et al., Phys. Rev. Lett. *8*, 321 (1962).
[39] R. L. BRAMBLETT et al., Phys. Rev. *133*, 869 (1964).
[40] I. SICK et al., Phys. Rev. Lett. *23*, 1117 (1969).
[41] R. S. BLAKE et al., Nucl. Phys. *77*, 254 (1966).