

# Winkelverteilung und Wirkungsquerschnitt der Reaktion $F^{19}(p, \alpha_0)O^{16}$ im Energiebereich 2,0 bis 3,3 MeV

Von G. BREUER und L. JAHNKE

Physikalisches Staatsinstitut, Hamburg — I. Institut für Experimentalphysik  
(Z. Naturforschg. 19 a, 471—480 [1964]; eingegangen am 16. Januar 1964)

Winkelverteilung und Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $F^{19}(p, \alpha_0)O^{16}$  wurden bei Protonenenergien zwischen 2 und 3,3 MeV gemessen und die Meßdaten nach LEGENDRE-Polynomen ausgeglichen. Die Berechnung der Winkelverteilungen nach der Theorie von DEVONS und GOLDFARB für den speziellen Fall der Compoundkernbildung ermöglichte die Bestimmung der Quantenzustände einiger quasistationärer Niveaus im Compoundkern  $Ne^{20}$ , die für  $E_p > 2$  MeV über  $F^{19}+p$  angeregt werden: Es ergab sich: 2,12 MeV ( $2^+$ ); 2,31 MeV ( $2^+$ ); 2,55 MeV ( $1^-$ ). Für die oberhalb von 2,6 MeV liegenden Resonanzen konnten erstmalig Angaben über Lage, Breite, Wirkungsquerschnitt gemacht werden, über die Quantenzustände der zugehörigen Niveaus in  $Ne^{20}$  waren nur qualitative Aussagen möglich. Eine Resonanz bei 2,82 MeV, die bisher nur für die  $\alpha_7$ -Gruppe gefunden wurde, konnte auch für die  $\alpha_0$ -Gruppe festgestellt werden. Eine unter  $90^\circ$  gemessene Anregungsfunktion stimmt gut mit Messungen anderer Autoren überein.

Das Niveauschema von  $Ne^{20}$  für Anregungsenergien oberhalb 13 MeV ist der Untersuchung zugänglich mit Hilfe der Reaktionen  $F^{19}+p$ . Die Messung der Reaktionsprodukte ( $\gamma$ ,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_7$ ,  $\alpha_1$  bis  $\alpha_3$ ,  $n$ ,  $p$ ,  $p'$ ) führte auf die Existenz einer Vielzahl von Energieniveaus, deren Quantenzustände insbesondere für Protonenenergien  $\leq 2$  MeV zum großen Teil aufgeklärt werden konnten<sup>1</sup>. Die Analyse von Winkelverteilungs- und Wirkungsquerschnittmessungen wird für Protonenenergien oberhalb 2 MeV zunehmend erschwert durch den geringen Niveaubestand und die zum Teil recht große Niveaubreite, wodurch die Niveaus einander überlagern. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts läßt dann nur undeutlich eine Resonanzstruktur erkennen. Trotz der zahlreichen Untersuchungen oben genannter Reaktionen gibt es deshalb nur wenige Arbeiten, die für höhere Protonenenergien systematische Messungen von Winkelverteilungen mitteilen. Hinzu kommt die experimentelle Schwierigkeit, die  $\alpha$ -Teilchen gegen den hohen Anteil von Streuprotonen nachzuweisen. An neueren Ergebnissen von Messungen der  $\alpha_0$ -Gruppe sind folgende Arbeiten zu nennen: ISOYA, OHMURA, MOMOTA<sup>2</sup> (Winkelverteilung von 0,63 bis 1,46 MeV), CLARKE, PAUL<sup>3</sup> (Winkelverteilung und Wirkungsquerschnitt von 1,3 bis 2,6 MeV), RANKEN, BONNER, McCRARY<sup>4</sup> (Anregungsfunktion von 1,3 bis 5,3 MeV), TEPOV,

SHEVCHENKO, RUUGE<sup>5</sup> (Winkelverteilung von 5 bis 6 MeV), YAMASHITA<sup>6</sup> (Winkelverteilung von 5 bis 6 MeV). Zweck der vorliegenden Arbeit war es, die Messungen von CLARKE und PAUL zu höheren Energien hin auszudehnen. Es wurden daher Messungen von Winkelverteilung und Wirkungsquerschnitt in Intervallen von ca. 30 bis 50 keV im Energiebereich 2,0 bis 3,3 MeV ausgeführt.

## Die Apparatur

Für unsere Messungen stand der 3 MeV-VAN DE GRAEFF-Generator des II. Instituts für Experimentalphysik in Hamburg-Bahrenfeld zur Verfügung. Der magnetisch abgelenkte Strahl des Generators weist eine Energiekonstanz von 1% auf. Das über eine temperaturstabilisierte HALL-Sonde gemessene Feld des Ablenkmagneten gestattet eine absolute Energieeichung des Generators mit Hilfe von (p,n)-Schwellenreaktionen mit einer Genauigkeit von ca. 12 keV.

Eine von uns gebaute Streukammer zur Ausführung von Reaktionen mit geladenen Teilchen zeigt Abb. 1. Sie besteht aus vernickeltem Stahl und hat einen Innendurchmesser von 140 mm. Das Oberteil 2 ist gegen das Unterteil 1 drehbar auf Kugeln gelagert und gleitet vakuumdicht auf einem Gummiring. Zwei Anschlußflansche 3 gestatten, geeignete Detektoren im Vakuum zu montieren. Das Unterteil ist um  $12^\circ$  gegen den Strahl geneigt, so daß die Teilchen diagonal in die Kammer eingeschossen werden. Auf diese Weise kann

<sup>1</sup> F. AJZENBERG u. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. 27, 77 [1955].

<sup>2</sup> A. ISOYA, T. OHMURATA u. T. MOMOTA, Nucl. Phys. 7, 116 [1958].

<sup>3</sup> R. L. CLARKE u. E. B. PAUL, Canad. J. Phys. 35, 155 [1957].

<sup>4</sup> W. A. RANKEN, T. W. BONNER u. J. H. McCRARY, Phys. Rev. 109, 1646 [1958].

<sup>5</sup> I. B. TEPOV, O. P. SHEVCHENKO u. E. K. RUUGE, Soviet Phys. — JETP 12, 640 [1961].

<sup>6</sup> S. YAMASHITA, J. Phys. Soc., Japan 16, 2378 [1961].



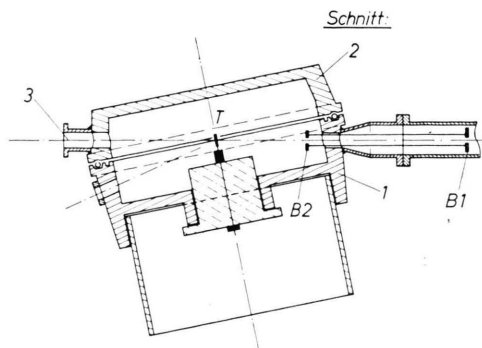


Abb. 1. Streukammer im Schnitt. (1): Unterteil mit Targethalter T, Strahlrohr mit Blendensystem B 1 und B 2 aus Tantal. (2): drehbarer, vakuumdicht auf Kugeln und einem Gummiring gleitender Kammeroberteil mit Anschlüssen (3) für Teilhendektoren.

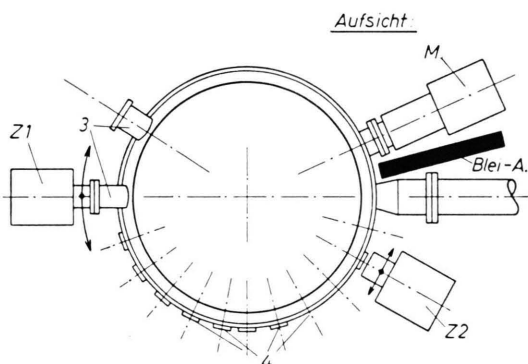


Abb. 2. Streukammer in der Aufsicht. Zähler Z 1 ist an einen der Flansche (3) angesetzt, Zähler Z 2 kann vor Bohrungen (4) im Kammerunterteil geschwenkt werden. Die Bohrungen sind durch Folien vakuumdicht abgeschlossen. Der Monitor (M) ist mit Blei gegen das Strahlrohr abgeschirmt.

die vom Target ausgehende Strahlung in einem Winkelbereich von  $0$  bis  $155^\circ$  registriert werden. Einzelne Bohrungen 4 (Abb. 2) im Unterteil, die mit dünnen Folien nach außen abgeschlossen werden können, gestatten darüber hinaus, in einem Winkelbereich von  $25$  bis  $155^\circ$  Zähler anzubringen. Das Unterteil 1 enthält ferner den Targethalter T, einen Strahl-Auffänger aus Tantalblech und ein Blendensystem B 1 und B 2 aus Tantalschlitzen. Dadurch wird ein Protonenstrahl vom Querschnitt  $0,8 \times 2,5 \text{ mm}^2$  ausgeblendet, und seine Richtung ( $\vartheta = 0^\circ$ ) auf  $10$  Winkelminuten genau definiert. Das Target ist um  $45^\circ$  gegen den Strahl geneigt. Eine genauere Beschreibung der Apparatur findet sich bei 7.

Als Monitor M ist ein Multiplier RCA 6342 A mit einem CsJ-Kristall ( $1'' \phi \times 1''$ ) unter  $150^\circ$  angeflanscht (s. Abb. 2). Der Multiplier ist gegen die von der Blende B 1 herrührende  $\gamma$ -Streustrahlung durch eine

Blei-Abschirmung gesichert. Die Diskriminatorschwelle wurde so einjustiert, daß nur die hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung der Reaktion  $F^{19}(p,\alpha\gamma)O^{16}$  gezählt wurde.

Zum Nachweis der  $\alpha_0$ -Gruppe verwendeten wir pn-junctions von RCA mit einer Zählfläche von etwa  $21 \text{ mm}^2$ . Für diese wurde ein eigenentwickelter Vorverstärker mit einer ladungsempfindlichen Eingangsstufe nach Art des ORNL-Verstärkers Q 2069/3 benutzt. Für unseren Verstärker wurde mit einem Quecksilbergenerator eine äquivalente Rauschlinienbreite von  $12 \text{ keV}$  gemessen. Differenzier- und Integrierzeitkonstante betragen etwa  $10^{-6} \text{ sec}$ .

Ein pn-Halbleiterzähler wurde als Zähler Z 1 am Oberteil der Kammer im Vakuum montiert und mit ihm Messungen im Winkelbereich zwischen  $0$  und  $90^\circ$  ausgeführt. Mit einem weiteren pn-Zähler in Verbindung mit einem transistorisierten Ladungskonverter (Zähler Z 2) wurde gleichzeitig in Winkelpositionen zwischen  $90$  und  $155^\circ$  gemessen, indem er vor die mit  $10 \mu \text{ Al}$  abgedeckten Zählkanäle im Unterteil der Kammer geschwenkt wurde.

Die auf die Vorverstärker folgende Elektronik war konventioneller Art. Verwendet wurden handelsübliche Telefunken-Verstärker und -Einkanäle. Die genaue Einstellung der Diskriminatorschwellen der Zähler Z 1 und Z 2 wurde mit dem Gate-Mechanismus eines RCL-256-Kanals vorgenommen und während der Messungen laufend kontrolliert. Systematische Fehler durch Fehleinstellung der Diskriminatorschwellen speziell bei Messungen in Vorwärtsrichtung sind auf diese Weise weitgehend ausgeschlossen.

Der hohe  $Q$ -Wert von  $8,12 \text{ MeV}$  für die  $\alpha_0$ -Gruppe ermöglicht für Winkel über  $70^\circ$  stets eine einwandfreie Trennung der  $\alpha$ -Teilchen vom Protonenuntergrund. In Vorwärtsrichtung führt die RUTHERFORD-Streuung trotz geringer Strahlströme ( $\approx 0,3 \mu \text{ A}$ ) und Verwendung von sehr dünnen Targetunterlagen zu so hohen Protonenzählraten, daß wegen der geringen zeitlichen Auflösung der Vorverstärker (einige  $\mu \text{ sec}$ ) zwei- und dreifach-pile-up der Protonenimpulse auftritt. Dank der hohen Energieauflösung (besser  $2\%$ ) der Halbleiterzähler in Verbindung mit den rauscharmen Vorverstärkern gelang trotzdem eine sichere Trennung der  $\alpha$ -Teilchen vom Untergrund bis  $\Theta = 38^\circ$ . Dies erwies sich für die Auswertung als hinreichend. Abb. 3 zeigt Spektren bei verschiedenen Winkeln, die mit einem  $\text{CaF}_2$ -Target ( $100 \mu \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) auf  $5 \mu \text{ Al}$ -Folie erhalten wurden.

Für die Herstellung der Targets wurde  $\text{CaF}_2$  auf  $0,1 \mu$  dicke Nickelfolien aufgedampft. Damit verringert sich der Streuprotonenuntergrund gegenüber den in Abb. 3 gezeigten Verhältnissen um den Faktor  $(13/28)^2 \cdot 0,1/5 \approx 11$ . Die sehr dünnen Ni-Targetunterlagen wurden nach einem von BASHKIN und GOLDHABER<sup>8</sup> angegebenen Verfahren erhalten. Sie sind in einen Nickelrahmen mit einer Öffnung von  $7 \text{ mm } \phi$  eingespannt. Die Dicke der Aufdampfschicht konnte durch Auswägen einer gleichzeitig bedampften Test-Glas-

<sup>7</sup> G. BREUER, Z. Phys. **178** [1964], im Druck.

<sup>8</sup> S. BASHKIN u. G. GOLDHABER, Rev. Sci. Instrum. **22**, 112 [1951].

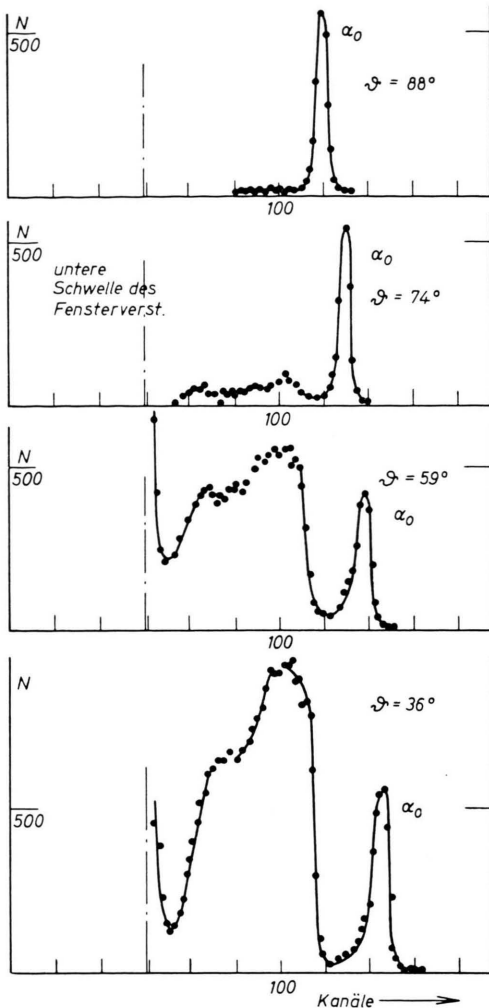


Abb. 3. Spektren der  $\alpha_0$ -Gruppe bei verschiedenen Winkeln  $\vartheta$ . Zu kleineren Vorwärtswinkeln hin entwickelt sich zunehmend der durch pile-up der Protonenimpulse in der Elektronik verursachte Anteil. Der Fensterverstärker des Vielkanals wurde so eingestellt, daß nur Teilchen mit einer Energie  $\geq 3,5$  MeV registriert wurden. Target:  $100 \mu\text{g cm}^{-2}$   $\text{CaF}_2$  auf  $5 \mu$  Al-Folie. Protonenenergie 2,79 MeV.

platte, die dicht neben die Targetrahmen montiert wird, auf etwa 2% genau ermittelt werden. Allerdings wiesen Targets aus demselben Aufdampfvorgang bei Beschuß mit Protonen Dickenunterschiede bis zu 20% auf, was auf Faltenbildung im Protonenstrahl durch örtliche Erhitzung zurückzuführen ist.

Messungen und Ergebnisse

Die Zählraten beider Zähler müssen bei bekanntem Raumwinkelverhältnis aufeinander normiert werden. Die Ermittlung dieses Verhältnisses gelang durch Messung der relativen Zählraten mit einem Po- $\alpha$ -Präparat mit einer Genauigkeit von 1%. Nach den üblichen Korrekturen und Umrechnung der Einzelzählraten auf das Massenmittelpunktsystem ergibt sich für die so korrigierten Zählraten  $N'$  ein Fehler von 3%. Hierin sind die statistischen Fehler der Einzelzählraten  $N$  mit etwa 2% enthalten. Im Energiebereich 2,1 bis 3,3 MeV wurden insgesamt 34 Winkelverteilungen aufgenommen. Da unterhalb 2,6 MeV Protonenenergie nach Messungen von CLARKE und PAUL für die Winkelverteilungen keine Ausgleichungen nach Polynomen in  $\cos \Theta$  erwartet wurden, die höher sind als vom 4. Grade, wurde dort die Messung bei jeweils sechs verschiedenen Winkeln als ausreichend angesehen. Oberhalb von 2,6 MeV dienten jeweils acht Meßpunkte zur Ermittlung der Winkelverteilung. Sämtliche Meßwerte  $N'$  wurden mit einer bewichteten Ausgleichsrechnung an einer Rechenanlage IBM 650 nach Potenzen von  $\cos \Theta$  ausgleichten:

$$\frac{N'(\Theta)}{N'(90^\circ)} = W(\Theta) = 1 + \sum_{k=1}^n b_k(E) \cdot \cos^k \Theta. \quad (1)$$

Der energieabhängige Verlauf von  $N'(90^\circ)$ , die Anregungsfunktion, konnte nicht gleichzeitig mit den Winkelverteilungsmessungen erhalten werden, da zu viele verschiedene Targets benutzt wurden. Die An-

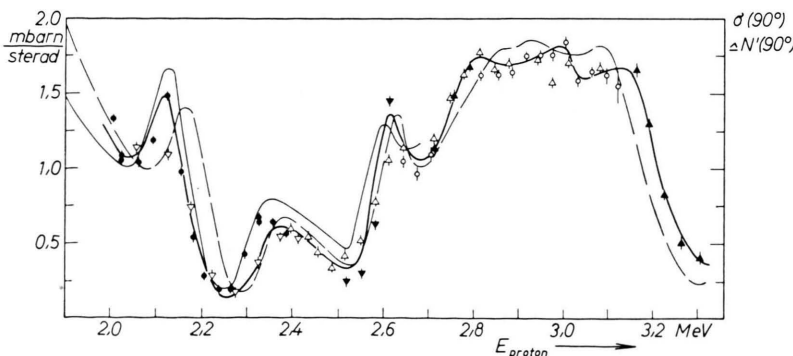


Abb. 4. Anregungsfunktion der  $\alpha_0$ -Gruppe unter  $90^\circ$ . Zum Vergleich wurden die von CLARKE und PAUL ——— und RANKEN et al. — — — gemessenen Kurven mit eingezeichnet.

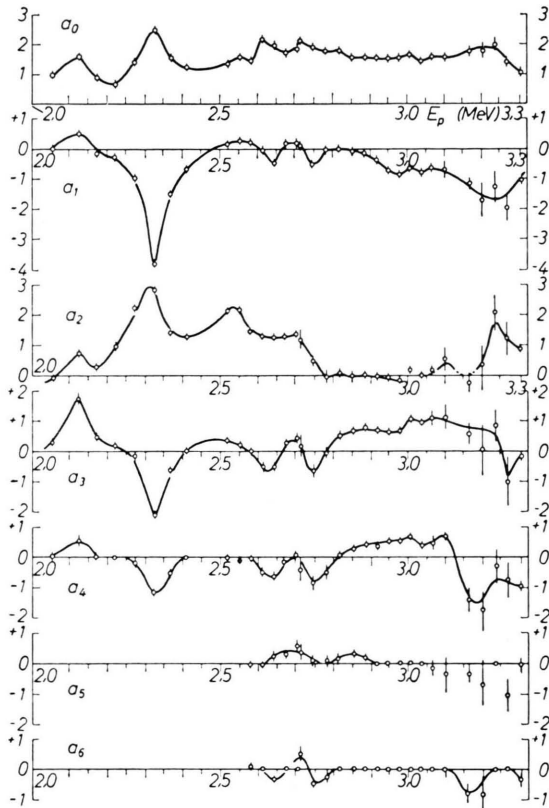


Abb. 5. Energieabhängigkeit der Koeffizienten  $a_k$  der Entwicklung der Winkelverteilungen nach LEGENDRE-Polynomen. Die angegebenen Fehler wurden entweder aus dem statistischen Fehler der Ausgangszählraten oder aus der Streuung der Meßdaten um die Winkelverteilungen, die aus den angegebenen Koeffizienten berechnet wurden, gewonnen. Der größere der beiden Werte ist eingezeichnet.

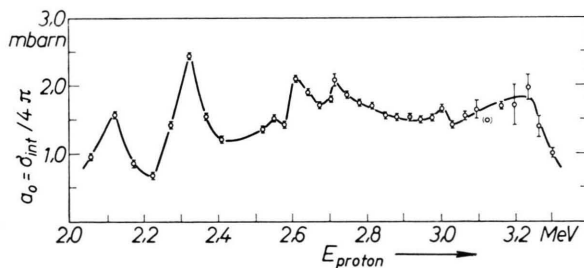


Abb. 6. Energieabhängigkeit des Koeffizienten  $a_0 = \sigma_{\text{int}}/4\pi$  der Winkelverteilung.

regungsfunktion unter  $90^\circ$  wurde daher in Schritten von 30 keV gesondert gemessen (s. Abb. 4). In die Zeichnung sind Kurven eingetragen, wie sie von CLARKE und PAUL<sup>3</sup> und RANKEN et al.<sup>4</sup> erhalten waren. Aus der Streuung der Meßpunkte läßt sich der Fehler der Werte  $N'(90^\circ)$  etwa zu 15% ab-

schätzen, der durch Faltenbildung (s. o.) bedingt wird.

Die Winkelverteilungen nach Gl. (1) wurden dann in Entwicklungen nach LEGENDRE-Polynomen umgerechnet:

$$\sigma(E, \Theta) = \sum_{k=0}^n a_k(E) \cdot P_k(\cos \Theta). \quad (2)$$

Als Ergebnis sind in Abb. 5 die Koeffizienten  $a_k$  energieabhängig aufgetragen. Der Grad  $n$  der Entwicklung (1) wurde so gewählt, daß bestmögliche Anpassung an die Meßwerte bei kleinstem Fehler der Koeffizienten erhalten wurde. Der integrale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{int}}$  berechnet sich aus Gl. (2) zu

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{4\pi} \sigma(\Theta) d\Omega = 4\pi \cdot a_0 \quad (3)$$

Das Ergebnis ist in Abb. 6 gezeichnet. Die Anpassung der über die Koeffizienten  $a_k$  berechneten Winkelverteilungen an die Meßpunkte wird in Abb. 7 gezeigt.

### Diskussion

Der integrale Wirkungsquerschnitt (Abb. 6) läßt mehr oder minder deutlich die in Tab. 1, Spalte 1, aufgeführten Resonanzen erkennen. Zum Vergleich stehen in Spalte 2 die von CLARKE und PAUL<sup>3</sup> gefundenen Werte, Spalte 3 enthält die Meßdaten von RANKEN et al.<sup>4</sup>. Nimmt man oberhalb von 2,5 MeV eine Energieverschiebung zwischen den Anregungsfunktionen an (Abb. 4), die von uns einerseits und RANKEN (abgekürzt Ra) andererseits gemessen wurden, so ergeben sich nach Korrektur der von Ra gemessenen Resonanzenergien die in Spalte 4 aufgeführten Werte, die dann in guter Übereinstimmung mit den unseren sind.

1	2	3	4
$E_r$ (eig. Messg.)	$E_r$ (Cl + P)	$E_r$ (Ra)	$E_r^{\text{kor}}$ (Ra)
2,12	2,11	2,17	
2,32	2,31	2,33	
2,56	2,58	2,53	2,56
2,60		2,59	2,62
2,72		2,68	2,71
		2,82	2,85
3,00		2,94	2,97
3,20		3,12	3,15
		3,34	3,37

Tab. 1. Ra: RANKEN et al.<sup>4</sup>; Cl+P: CLARKE und PAUL<sup>3</sup>.



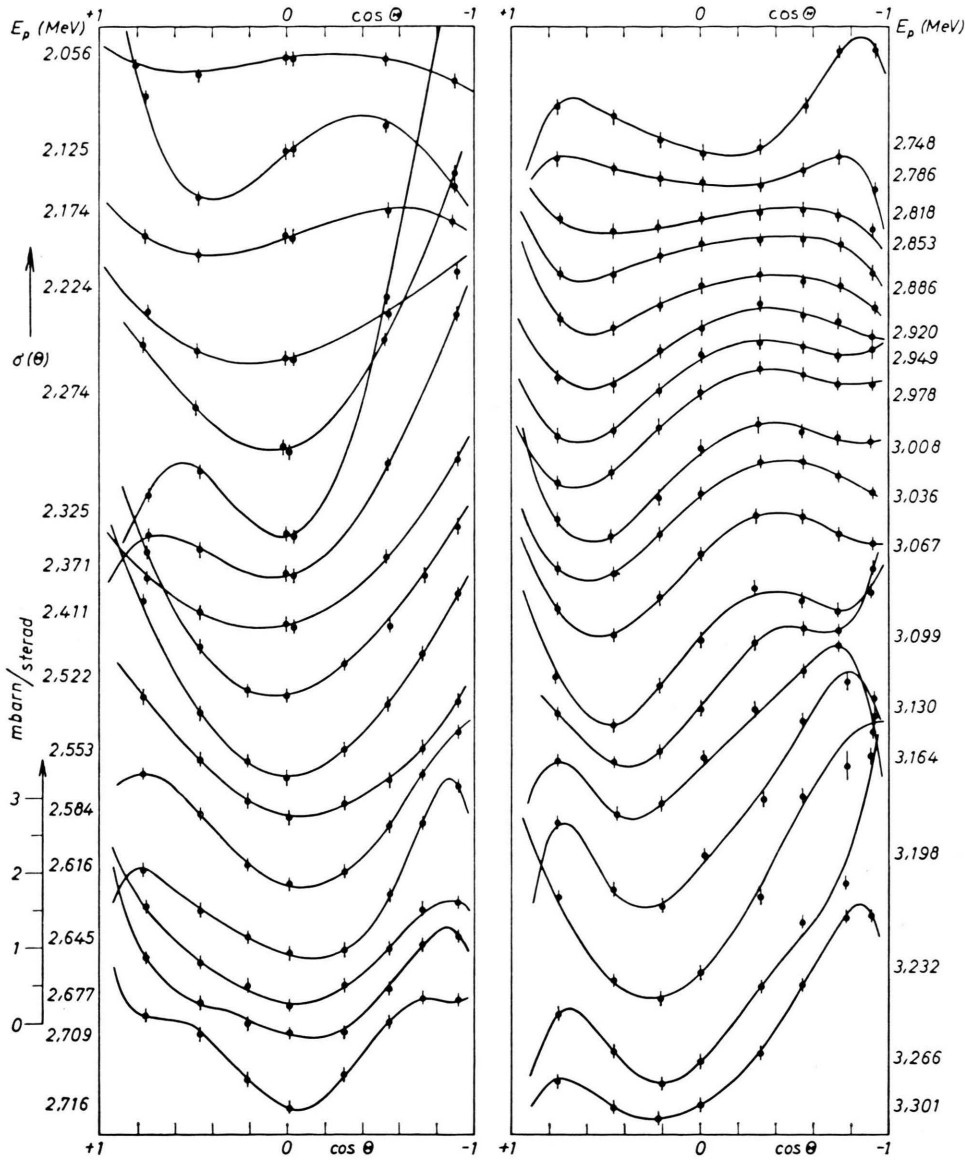


Abb. 7. Die Winkelverteilungen der Reaktion  $F^{19}(p, \alpha_0)O^{16}$  im Bereich 2,0 bis 3,3 MeV. Die Kurven wurden aus den Koeffizienten der Abb. 5 berechnet. Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler der Ausgangszählraten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega = \sigma(\theta)$  ist mit dem eingezeichneten Maßstab ablesbar, wenn für die angegebene Energie aus der Anregungsfunktion (Abb. 4, dick gezeichnete Kurve) der Wert  $N'(90^\circ) = \sigma(90^\circ)$  entnommen und bei  $\cos \theta = 0$  auf dem Maßstab eingestellt wird.

Zum größten Teil gehen die von Ra angegebenen Resonanzen aus der Anregungsfunktion unter  $165^\circ$  hervor, so daß einige davon unter  $90^\circ$  oder im integralen Wirkungsquerschnitt nicht in Erscheinung treten.

Die Koeffizienten  $a_1$  bis  $a_4$  der Entwicklung nach LEGENDRE-Polynomen stimmen bei der Resonanz 2,31 MeV mit den Ergebnissen von Cl + P gut überein, ebenso die Koeffizienten  $a_2$  bei 2,55 MeV und  $a_3$  bei 2,12 MeV. Dagegen sind bei der letztgenannten Energie  $a_1, a_2, a_4$  deutlich innerhalb der Fehler-

grenze von Null verschieden, während bei Cl + P nur  $a_3$  dieses Verhalten zeigt.

Bemerkenswert ist der Verlauf der Koeffizienten oberhalb 2,5 MeV. Es erwies sich als notwendig, eine Ausgleichung nach Polynomen bis zum 6. Grade vorzunehmen. Dabei zeigen  $a_1, a_3, a_4, a_6$  gemeinsam bei 2,63 und 2,75 MeV deutliche Maxima, während  $a_5$  nur an dem Zwischenwert dieser Energien sowie bei 2,85 MeV von Null verschieden ist.  $a_2$  hat Maxima bei 2,55 und 2,70 MeV.

Eine Deutung dieser Ergebnisse ist zum großen Teil möglich, wenn man von den als sicher geltenden Befunden aller bisherigen Untersuchungen ausgeht. Die Betrachtung von Anregungsfunktion, integralem Wirkungsquerschnitt und Gang der Koeffizienten der Winkelverteilung liefert Anhaltspunkte für die Lage  $E_0$  einer Resonanz, ihren Wirkungsquerschnitt an dieser Stelle und ihre Breite  $T_b$ . Der integrale Wirkungsquerschnitt ist in erster Näherung darstellbar durch Anwendung der *one-level*-Formel auf die einzelnen Resonanzen, wenn man im Bereich einer nicht zu breiten Resonanz  $\lambda/2\pi$  und den Transmissionskoeffizienten  $v_l$  als energieunabhängig ansieht. Der Gang des Wirkungsquerschnitts mit der Energie ließ sich auf diese Weise befriedigend wiedergeben. Tab. 2 enthält neben den endgültig verwendeten Parametern auch die für die erste Näherung benutzten Werte. Die Abb. 8 als Ergebnis der exakten Rechnung verdeutlicht den Einfluß der verschiedenen Resonanzen aufeinander. Oberhalb von 2,6 MeV wurde die Energieabhängigkeit von  $v_l$  und  $\lambda/2\pi$  nicht berücksichtigt, da dort die Analyse der Einzelresonanzen nicht mehr so sicher ist.

Die Resonanz bei 1,85 MeV wurde von Cl + P als ein  $1^-$ -Zustand interpretiert mit einem Kanalspinverhältnis im Eingangskanal  $t=0,4$ , welches aus dem normierten Koeffizienten  $A_2 = a_2/a_0$  erhältlich ist, wenn man voraussetzt, daß keine Anteile von Interferenz zum Term  $a_2$  beitragen [s. Gl. (5)]. Die Breite und Stärke dieser Resonanz macht ihren Einfluß auf höher liegende Resonanzen verständlich. Mindestens bei 2,12 MeV ist mit einer starken Beimischung zu rechnen.

Die Resonanz bei 2,31 MeV kann übereinstimmend mit den Ergebnissen von Cl + P als ein  $2^+$ -Zustand gedeutet werden. Für das Kanalspinverhältnis folgt der Wert  $t=2,9$ , sofern man annimmt, daß in  $a_4$  bei dieser Energie keine Interferenzanteile enthalten sind. Der starke Term  $a_3$  bei 2,31 MeV findet eine einfache Erklärung als Interferenzterm  $2,31(2^+)$ ;  $2,55(1^-)$ , wenn sich die Resonanz bei 2,55 MeV als  $1^-$ -Zustand deuten läßt.

Die Resonanz, die von Cl + P bei 2,58 MeV mit einer Breite von 300 keV angegeben ist, ist möglicherweise mit der von uns gemessenen Resonanz bei 2,55 MeV identisch. Ohne diese Frage im einzelnen zu entscheiden, ist sicher, daß ihr Einfluß auf tiefer liegende Resonanzen, möglicherweise bis zu 2,12 MeV hin, nicht zu vernachlässigen ist. Die wahrscheinlichste Indizierung dieses Zustandes ist  $1^-$ .

Damit ist der starke Term  $a_2$  erklärt, sowie bei 2,31 MeV die Interferenzterme  $a_1$  und  $a_3$ . Anders als bei Cl + P erklären wir aber das Verschwinden der Koeffizienten  $a_1$ ,  $a_3$  bei 2,55 MeV dadurch, daß die Beimischung der 2,31 MeV-Resonanz an dieser Stelle vernachlässigbar wird, was wegen ihrer geringeren Breite von etwa 100 keV auch verständlich ist. Der Zustand  $2^+$  kommt nicht in Frage, weil in der Umgebung von 2,55 MeV der Koeffizient  $a_4$  innerhalb der Fehlergrenzen verschwindet, die verbleibenden Beiträge sind den in Tab. 2 genannten Resonanzen bei 2,63 resp. 2,73 MeV zuzuschreiben.

Nimmt man versuchsweise  $2,55(0^+)$  an, so müßte der Term  $a_2$  bei 2,55 MeV aus der Interferenz  $2,31(2^+)$ ;  $2,55(0^+)$  entstanden sein. Es ist abzuschätzen, ob diese Möglichkeit in Betracht kommt (s. unten). Immerhin ist es möglich, daß der hohe  $a_2$ -Term aus der Interferenz mit einer der Resonanzen oberhalb von 2,6 MeV entstanden ist. Nur die breite Resonanz bei 3,0 MeV liefert an der Stelle 2,55 MeV einen Beitrag, der mit dem der Resonanz bei 2,31 MeV vergleichbar ist (s. Abb. 8). Die Betrachtung der Koeffizienten der Winkelverteilung in der Umgebung von 3 MeV zeigt jedoch, daß die 3-MeV-Resonanz wahrscheinlich kein  $2^+$ -Zustand ist. Mit der Indizierung  $2,55(1^-)$  wird aus Gl. (5) das Kanalspinverhältnis zu  $t=0,13$  bestimmt. Dieser Wert dürfte jedoch mit einem großen Fehler behaftet sein, da in  $a_2$  sicher noch Interferenzanteile von Resonanzen oberhalb von 2,6 MeV enthalten sind.

Da der Koeffizient  $a_4$  in der Umgebung von 2,12 MeV deutlich von Null verschieden ist, liegt es nahe, hier einen  $2^+$ -Zustand zu vermuten. Schreibt man  $a_4$  jedoch einem Meßfehler zu, so wäre die Interpretation  $0^+$  möglich, wobei dann der Term  $a_3$  durch die Interferenz  $1,85(1^-)$ ;  $2,31(2^+)$  allein bedingt werden müßte. Als weitere einfache Erklärung des Terms  $a_3$  bleibt die Indizierung  $2,12(1^-)$ , nämlich  $a_3$  als Interferenzterm  $2,12(1^-)$ ;  $2,31(2^+)$ . Höhere Werte als Spin 2 sind nach den Untersuchungen von Ra unwahrscheinlich: Durch Vergleich der Anregungsfunktionen für  $\alpha_\pi$  und  $\alpha_0$  werden, unter der Voraussetzung nahezu gleicher reduzierter Breiten für die  $\alpha_\pi$ - und  $\alpha_0$ -Gruppe, für die 2,12-MeV-Resonanz die niedrigsten Spinwerte als die wahrscheinlichsten angesehen. Es bleibt abzuschätzen (s. u.), welche der aufgezeigten Annahmen zutrifft. Das oben beschriebene Verhalten der Koeffizienten  $a_k$  oberhalb von 2,5 MeV legt nahe, je einen Resonanzzustand  $2^+$  und  $3^-$  bei 2,63 bzw. 2,73 MeV anzu-

nehmen. Die Breite der Niveaus ist, wie aus dem Koeffizientenverlauf ersichtlich, nicht größer als etwa 60 keV. Für noch höhere Energien ist eine Aussage nach qualitativen Betrachtungen schwieriger. Bei der Resonanz bei 3,0 MeV dürfte es sich um einen Zustand mit Spinwerten kleiner 2, wahrscheinlich aber  $0^+$ , handeln. Bei 3,20 MeV ist die Existenz eines Zustandes  $3^-$  möglich.

Die von Ra bei 2,82 MeV für die  $\alpha_\pi$ -Gruppe gefundene Resonanz kommt entsprechend deutlich nur noch in der Anregungsfunktion der  $\alpha_0$ -Gruppe (Abb. 4) zum Ausdruck und erwies sich als geeignet und notwendig bei der Anpassung des gemessenen integralen Wirkungsquerschnitts durch die einzelnen Resonanzanteile an die Meßpunkte (s. Abb. 8). Da die Koeffizienten  $a_4$  und  $a_5$  der Winkelverteilung bei 2,82 MeV nicht verschwinden, ist für diese Resonanz ein  $2^+$ -Zustand anzunehmen.

In der Tab. 2 sind die für die verschiedenen Resonanzen gefundenen Ergebnisse zusammengestellt. Zum Vergleich sind die von Ra und Cl + P ermittelten Werte mit aufgenommen.

### Berechnung der Winkelverteilung

Bei einer Reaktion  $A + x_1 \rightarrow B \rightarrow C + x_2$  mit zugehörigen Spins  $a, s_1, b, c, s_2$  und Kanalspins  $S_1, S_2$ , Bahndrehimpulsen  $l_1, l_2$  (Index 1,2 für Eingangsbzw. Ausgangskanal) gehen wir für die Berechnung der Winkelverteilung aus von der *many-level*-Formel (DEVONS und GOLDFARB<sup>9</sup>), gültig für den Fall zweier, sich überlagernder Niveaus mit den Eigendrehimpulsen  $b, b'$ , jeweils mit nur einem Paar von Bahndrehimpulsen  $l_1, l_2$  bzw.  $l_1', l_2'$  [s. auch Gl. (4) bei BREUER<sup>10</sup>]. Auf die hier untersuchte Reaktion mit  $S_1 = 0$  oder 1,  $S_2 = 0$  angewendet, lautet diese Formel in vereinfachter Schreibweise:

$$\sigma(E, \Theta) = \frac{(\lambda/2\pi)^2}{4(2a+1)(2s_1+1)} \sum_k [\{F_k^b(0) + t F_k^b(1)\} M_b^2 + \{F_k^{b'}(0) + t' F_k^{b'}(1)\} \cdot M_{b'}^2 + 2 M_b M_{b'} \cos \chi \{F_k^{bb'}(0) + \sqrt{t t'} F_k^{bb'}(1)\}] P_k(\cos \Theta). \quad (4)$$

Durch Einführung des Kanalspinverhältnisses  $t = \Gamma_{x,1,1}/\Gamma_{x,0,1}$  entfällt die Indizierung nach  $S_1$  und  $S_2$ .  $\Gamma_{xSl} = (g_{xSl})^2$  ist die Partialbreite im Kanal  $(x, S, l)$ .

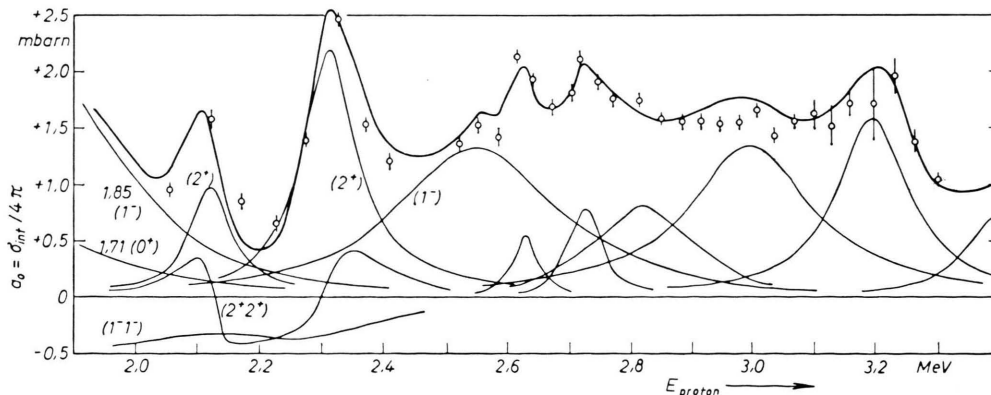


Abb. 8. Der Koeffizient  $a_0 = \sigma_{\text{int}}/4\pi$  der Winkelverteilung als Summe von Beiträgen einzelner Resonanzen, die nach der BREIT-WIGNER-Formel berechnet wurden. Für die Resonanzen oberhalb von 2,6 MeV ist die Angabe von Quantenzuständen nicht genügend sicher. Für diese Resonanzen wurde daher die Energieabhängigkeit des Transmissionsfaktors  $v_l$  und der reduzierten Wellenlänge  $\lambda/2\pi$  im Bereich einer Resonanz vernachlässigt. Unterhalb von 2,6 MeV konnte die exakte Formel angewendet werden; für Resonanzen mit gleichem Eigendrehimpuls sind die kohärenten Interferenzbeiträge gesondert eingezeichnet.

<sup>9</sup> S. DEVONS u. L. J. B. GOLDFARB, in: Hdb. d. Physik, Bd. XLII (Kernreaktionen III) - Springer-Verlag, Berlin 1957, S. 460.

<sup>10</sup> G. BREUER, Auszug aus Diplomarbeit, Hamburg 1958; Z. Phys. **154**, 339 [1959].





Das Kanalspinverhältnis  $t$  läßt sich aus den gemessenen Koeffizienten errechnen. Ist der Beitrag  $a_0(b, E_0)$  einer Resonanz zum gemessenen Koeffizienten  $a_0$  an der Stelle  $E_0$  bekannt (z. B. aus Abb. 8), und sind in einem Koeffizienten  $a_k(b, E_0)$  höherer Ordnung ( $k$  gerade) keine Interferenzanteile enthalten, so folgt für das Kanalspinverhältnis:

$$\sigma_b \cong (\lambda/2\pi)^2 \{F_0^b(0) \cdot M_b^2 + t F_0^b(1) \cdot M_b^2\}, \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{int}} = \sum_b \sigma_b. \quad (6)$$

Hierbei sind eventuelle Interferenzen zwischen Niveaus mit gleichem Eigendrehimpuls vernachlässigt. Bei Interferenz zweier Resonanzen  $b, b'$  mit verschiedenen Spins folgt dann für den Interferenzterm  $a_k(b, b', E)$ :

$$a_k(b, b', E) = (\pm) 2 \frac{\{a_0(b, E) \cdot a_0(b', E)\}^{1/2}}{\{F_0^b(0)(1+t)\}^{1/2} \{F_0^{b'}(0)(1+t')\}^{1/2}} \cos \chi \cdot [F_k^{bb'}(0) + \sqrt{t t'} F_k^{bb'}(1)]. \quad (7)$$

Mit Gl. (7) läßt sich nun abschätzen, ob die Resonanz bei 2,55 MeV auch als  $0^+$ -Zustand deutbar ist. Der Term  $a_2$  bei 2,55 MeV sollte dann aus der Interferenz  $2,31(2^+); 2,55(0^+)$  entstanden sein. Mit  $\cos \chi = 1$  berechnet man nach (7) den maximalen Beitrag  $a_k(b, b') = a_k(2, 0)$ . Die Größen  $a_0(2), a_0(0)$  werden Abb. 8 entnommen. Man erhält:

$$(a_2(2, 0))_{\text{max}} \cong \pm 1 \text{ bei } 2,55 \text{ MeV.}$$

Da der Meßwert an dieser Stelle jedoch  $a_2 = 2,2$  ist, scheidet der Zustand  $0^+$  aus, die Interpretation der Resonanz bei 2,55 MeV als  $1^-$ -Zustand dürfte nach dem oben gesagten damit gesichert sein.

Die Resonanz bei 2,12 MeV kann als  $0^+$ -Zustand angesehen werden, wenn der Term  $a_3$  bei 2,12 MeV vorwiegend durch die Interferenz  $1,85(1^-); 2,31(2^+)$  dargestellt werden kann. Gl. (7) liefert in diesem Fall für  $\cos \chi = 1$  den Maximalwert des Interferenzterms zu  $(a_3(1, 2))_{\text{max}} = \pm 0,28$ . Nimmt man das Ergebnis der Berechnung dieses Interferenzterms unter Berücksichtigung von COULOMB- und Resonanzphasenverschiebungen vorweg, so erhält man bei 2,12 MeV den Wert  $+0,14$ . Der Meßwert an dieser Stelle ist jedoch  $a_3 = +1,7$ ! Nimmt man versuchsweise für die Resonanz bei 2,12 MeV einen  $1^-$ -Zustand an, setzt also  $a_4 = 0$ , so ist  $a_3$  als Interferenzterm  $2,12(1^-); 2,31(2^+)$  möglich. Eine Abschätzung nach Gl. (7) ergibt:

$$(a_3(1, 2))_{\text{max}} \cong \pm 0,9 (1/\sqrt{1+t} - \sqrt{t}/\sqrt{1+t}).$$

Für beliebige Wahl des Kanalspinverhältnisses  $t$  der Resonanz bei 2,12 MeV gilt immer:

$$|(a_3(1, 2))_{\text{max}}| \leq 0,9.$$

Aus dem Koeffizienten  $a_2$  läßt sich dann abschätzen, daß  $t$  zwischen 0,5 und 1,5 liegt. Wird dies und fer-

$$t = \frac{F_k^b(0) - q F_0^b(0)}{q F_0^b(1) - F_k^b(1)}, \quad \text{wobei} \quad q = \frac{a_k(b, E_0)}{a_0(b, E_0)} \text{ ist.} \quad (5)$$

Die zur Abschätzung der Interferenzglieder dienende Formel gewinnt man aus Gl. (4). Nach (3) schreibt sich der Beitrag einer einzelnen Resonanz  $b$  zum integralen Wirkungsquerschnitt (bis auf konstante Faktoren):

ner der Beitrag der im vorigen Absatz berechneten Interferenz  $1,85(1^-); 2,31(2^+)$  berücksichtigt, so bleibt der resultierende Koeffizient  $a_3$  immer noch erheblich unter dem Meßwert  $a_3 = 1,7$ . Die exakte Berechnung der Koeffizienten  $a_k$  der Winkelverteilung wird zeigen, daß die Annahme  $2^+$  für diese Resonanz den Gang der Koeffizienten mit der Energie in diesem Bereich genügend gut wiedergibt.

Mit den Zuordnungen, die im vorigen Abschnitt auf Grund qualitativer Überlegungen und Abschätzungen für die Quantenzustände und Resonanzparameter der Resonanzen oberhalb 2 MeV gemacht wurden, wurden nun auch die Koeffizienten  $a_1$  bis  $a_4$  zwischen 2 und 2,5 MeV energieabhängig berechnet, wobei nach Gl. (4) die Interferenzbeiträge von jeweils zwei sich überlappenden Resonanzen addiert wurden. Dabei muß die Vorzeichenkombination der Amplitudenfaktoren  $g_{xSl}$  in sich konsistent sein. Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb. 9 aufgetragen. Die dünn gezeichneten Kurven sind mit den Parametern bestimmt worden, die in Tab. 2, Spalte 1, in runde Klammern gesetzt sind. Da mit diesen Parametern eine genügend gute Anpassung an die Meßdaten weder bei den Koeffizienten  $a_1$  bis  $a_4$  noch im integralen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{int}} \cong a_0$  gelang, wurde die Rechnung mit entsprechend geänderten Parametern wiederholt. In Abb. 8 sind die Beiträge der einzelnen Resonanzen dünn eingezeichnet, die kohärenten Interferenzbeiträge von Niveaus mit gleichem Spin sind durch  $(b^\pi, b^\pi)$  kenntlich gemacht.

Der berechnete Verlauf der Koeffizienten ist teilweise quantitativ richtig, oder es kommt wenigstens der charakteristische Verlauf der Meßwerte durch die Rechnung zum Ausdruck. Da hierbei die Resonanzen oberhalb 2,6 MeV nicht berücksichtigt wurden (be-

sonders die breite Resonanz bei 3,0 MeV) ist für wachsende Energien die schlechtere Anpassung verständlich.

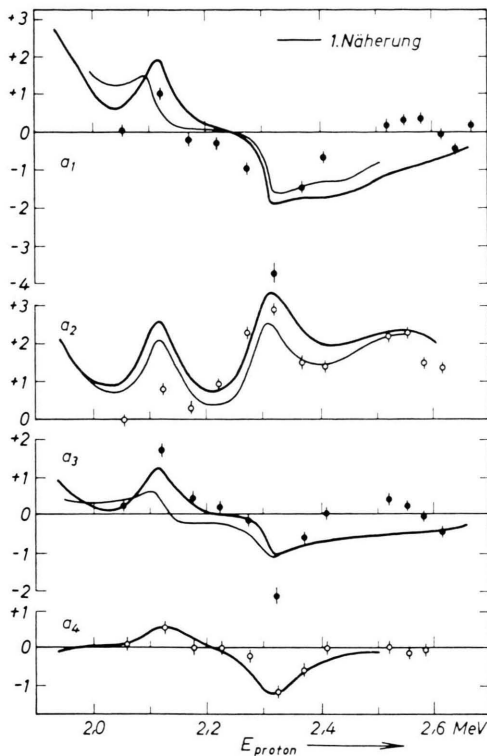


Abb. 9. Ergebnis der Berechnung der Koeffizienten  $a_1$  bis  $a_4$  der Winkelverteilung zwischen 2,0 und 2,5 MeV. Mit den Parametern, die in Tab. 2, Spalte 1, in runde Klammern gesetzt sind, wurden die dünn eingezeichneten Kurven erhalten. Die Anpassung erwies sich im integralen Wirkungsquerschnitt ( $\cong a_0$ ) und bei  $a_1$  bis  $a_4$  als ersichtlich schlecht. Mit geänderten Parametern gelingt eine qualitative, teilweise sogar quantitative Anpassung an die Meßdaten.

### Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Messung und Analyse von Winkelverteilungen und Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $F^{19}(p, \alpha_0)O^{16}$  für Protonenenergien zwischen 2,0 und 3,3 MeV. Eine unter  $90^\circ$

gemessene Anregungsfunktion stimmt gut mit Messungen von CLARKE und PAUL sowie von RANKEN et al. überein. Die Winkelverteilungen wurden in ca. 30 keV Schritten der Protonenenergie gemessen und decken sich bis zu 2,4 MeV mit den Ergebnissen von CLARKE und PAUL. Die Winkelverteilungen, die im Bereich zwischen 2,5 MeV und 3,3 MeV erstmalig gemessen wurden, sichern die Existenz einer Reihe von Resonanzen, die bisher z. T. nur für die  $\alpha_7$ -Gruppe bekannt waren, oder über deren Lage, Breite und Wirkungsquerschnitt keine genauen Angaben vorlagen. Für die Resonanzen, die bis zu 2,55 MeV bekannt waren, wurden nach der Theorie Winkelverteilungen und Wirkungsquerschnitte bei geeigneter Wahl der Quantenzahlen berechnet. Während sich bei CLARKE und PAUL mit den auf Grund ihrer Arbeit indizierten Resonanzen eine Anpassung der Meßdaten nach der Theorie als unmöglich erwies (s. diesbezügliche Arbeit), zeigte sich bei unseren Untersuchungen mit Anwendung z. T. anderer Parameter die Übereinstimmung zwischen Meßdaten und Rechnung als möglich und befriedigend. Das Ergebnis der Rechnungen zeigte:

1. Die Resonanz bei 2,12 MeV ist mit Sicherheit ein  $2^+$ -Zustand, die Resonanz bei 2,55 MeV ein Quantenzustand  $1^-$ .
2. Die bisherige Annahme für das Niveau 2,32 ( $2^+$ ) konnte bestätigt werden.
3. Die Existenz der Niveaus 2,63 ( $2^+$ ), 2,73 ( $3^-$ ), 2,82 ( $2^+$ ), 3,0 ( $0^+$ ), 3,20 ( $3^-$ ) konnte auf Grund der Winkelverteilungen erneut abgeleitet werden. Die angegebenen Spins sind nicht absolut sicher, jedoch sehr wahrscheinlich.

Herrn Prof. Dr. H. NEUERT danken wir für die Förderung dieser Arbeit. Für die Erlaubnis zur Benutzung des 3 MeV-VAN DE GRAAFF-Generators am II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, danken wir Herrn Prof. Dr. W. JENTSCHKE, sowie dem Abteilungsleiter Herrn Dr. SKORKA für zahlreiche Unterstützungen bei den Experimenten. Dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung danken wir für die Bereitstellung von Mitteln.