Die Energieniveaus des hochangeregten N¹⁵-Kernes

Von WOLFGANG STETTER* und WALTHER BOTHE

Aus dem Physikalischen Institut der Universität und dem Institut für Physik
im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 6a, 61–72 [1951]; eingegangen am 6. Januar 1951)

Die Wilhelmysche Methode zur Spektroskopie hochangeregter Zwischenkerne wurde in folgenden Punkten vervollkommen: Die störenden Wandeffekte wurden nach einem Antikoinzidenzprinzip ausgeschaltet. Durch flachen Bau der Ionisationskammer in Verbindung mit der Antikoinzidenzschaltung wurde der Sättigungsausfall durch Kolonnenionisation weitgehend unterdrückt. Durch diese beiden Maßnahmen wurde der kontinuierliche Untergrund in der Energieverteilung der Reaktionsprodukte erheblich herabgedrückt, und die Schärfe der Resonanzmaxima wurde verbessert.

Durch Untersuchung der Stickstoff-Neutron-Reaktionen konnte das Termschema des N¹⁵ bis zu 19 MeV über dem Grundzustand erweitert werden. Dabei wurde das Auftreten angeregter Endkerne nachgewiesen. Zwischen 10 und 19 MeV wurden mindestens 18 Terme beobachtet. Die Termdichte zeigt nicht die nach der ursprünglichen Bohrschen Vorstellung erwartete Zunahme nach oben. Dies wird mit der begrenzten „Wärmeleitfähigkeit“ der Kernmaterie in Zusammenhang gebracht.

Die Resonanzerscheinungen in Stickstoff wurden auch in Absorption nachgewiesen und diskutiert.

1. Ziel und Prinzip der Untersuchung

Eine fruchtbare Methode zur Untersuchung von Kernreaktionen mit schnellen Neutronen hat Wilhelmy¹ 1937 entwickelt. Sie besteht darin, daß man eine große Ionisationskammer mit dem zu untersuchenden Gas füllt und mit Neutronen *kontinuierlicher* Energieverteilung bestrahlt. Durch die im Gas ablaufenden Kernreaktionen entstehen ionisierende Teilchen (α -Teilchen, Protonen, Rückstoßkerne). Die gesamte bei einem Einzelprozeß freiwerdende kinetische Teilchenenergie wird mit einem Proportionalverstärker und Oszillographen gemessen und die Energieverteilung aufgenommen. Diese Methode liefert viel reicheres statistisches Material und daher viel genauere Ergebnisse als die Nebelkammermethode. Wilhelmy zeigte auf diesem Wege, daß die Energieverteilung der Reaktionsprodukte nicht glatt ist, sondern Maxima aufweist. Diese Maxima wurden, im Sinne der Bohrschen Vorstellung vom Ablauf der Kernreaktionen, den Energieniveaus des hochangereg-

ten Zwischenkerns zugeordnet. Damit ist dieses Verfahren zu einer wichtigen kernspektroskopischen Methode geworden.

Am eingehendsten untersuchte Wilhelmy den Stickstoff, von dem sowohl die (n,p)- wie die (n, α)-Reaktion bekannt ist:

mit dem angeregten Zwischenkern N^{15*}. Die beiden Endkerne *können* ebenfalls angeregt sein. In der Folgezeit wurden diese beiden Reaktionen von verschiedenen anderen Seiten^{2–11} nach derselben Methode untersucht. Bei Teilchenenergien bis zu etwa 3 MeV besteht recht gute Übereinstimmung. Bei höheren Energien wurde wenig und mit meist nicht ausreichendem statistischem Material gemessen. Hier tritt nämlich die Schwierigkeit auf, daß die Reichweite der im Gas entstehenden α -Teilchen, und erst recht

* Diss. Heidelberg.

¹ E. Wilhelmy, Naturwiss. 25, 173 [1937]; Z. Physik 107, 769 [1937].

² E. Baldinger u. P. Huber, Helv. physica Acta 12, 330 [1939].

³ J. Thibaud u. P. Comparat, J. Physique Radium 10, 161 [1939].

⁴ G. Ortner u. G. Protiwinsky, S.-B. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa 148, 349 [1939].

⁵ P. Huber, Helv. physica Acta 14, 163 [1941].

⁶ W. Hansen, Diss. Yale University, 1941 (nicht zugänglich, s. Physic Rev. 59, 941 [1941]).

⁷ C. Fischer, Physik. Z. 43, 507 [1942].

⁸ F. C. Champion, Nature [London] 153, 720 [1944] (Referat über neuere Arbeiten v. P. Comparat).

⁹ H. Zagor u. F. Valente, Physic. Rev. 67, 133 [1945]; 69, 55 [1946].

¹⁰ H. Barschall u. M. Battat, Physic. Rev. 70, 245 [1946].

¹¹ A. Stebler u. P. Huber, Helv. physica Acta 21, 59 [1948].

Abb. 1. Doppel-Ionisationskammer.

der Protonen, vergleichbar wird mit den üblichen Dimensionen der Ionisationskammer. Daher trifft ein großer Teil dieser Teilchen auf die Kammerwand, und der Oszillograph zeigt nur einen Bruchteil der Teilchenenergie an. Da dieser Bruchteil zwischen Null und der vollen Teilchenenergie schwanken kann, entsteht ein hoher kontinuierlicher Untergrund in der Energieverteilung, der die Meßgenauigkeit stark beeinträchtigt. Durch Druckerhöhung läßt sich dieser „Wandeffekt“ nur wenig reduzieren, da man bald in Sättigungsschwierigkeiten gerät.

In der nachfolgenden Untersuchung wurde der Wandeffekt mit Hilfe einer Antikoinzidenzschaltung sehr weitgehend beseitigt. Dies geschah in der Weise, daß die eigentliche Ionisationskammer von einer „Nebenkammer“ umgeben wurde, die von der Hauptkammer nur durch feindrähtige, weitmaschige Gitter getrennt war. Die beiden Kammern waren über Verstärker in Antikoinzidenz geschaltet, so daß nur diejenigen Teilchen gemessen wurden, die sich mit ihrer ganzen Bahnlänge in der Hauptkammer befanden.

Außerdem wurden durch den sehr flachen Bau der Ionisationskammer nur solche α -Teilchen und Protonen „ausgeblendet“, deren Bahnen praktisch senkrecht zu den Feldlinien verliefen. Hierdurch wurde der Einfluß der Kolonnen-Ionisation, die „Anfangs-Wiedervereinigung“, weitgehend vermieden. Durch diese beiden Kunstgriffe sollte erreicht werden, daß der starke kontinuierliche Untergrund in der Energieverteilung der Umwandlungsprodukte wesentlich schwächer und die Resonanzmaxima schärfer wur-

den. Es wurde das Energiespektrum der Kernbruchstücke von 0.5 bis 9 MeV ausgemessen und gedeutet.

Zur Unterscheidung der beiden Reaktionen (1) und (2) wurde, wie schon bei Wilhelmy, die Tatsache benutzt, daß bei gleicher Energie die Protonen eine viel größere Reichweite als die α -Teilchen haben und daher mit abnehmendem Gasdruck viel früher unwirksam werden.

2. Versuchsanordnung

Abb. 1 zeigt einen Schnitt durch die Kammer. Diese hat die Form einer flachen zylindrischen Dose, welche die ebenfalls kreisförmigen Elektroden enthält. An die Stelle der üblichen massiven Elektroden tritt hier ein System von 3 Gittern a, b und c aus 62μ starken Drähten. Der Drahtabstand innerhalb eines Gitters beträgt 5 mm. Dem mittleren, als Auffangelektrode dienenden Gitter a stehen die beiden Gitter b und c für die Kammerspannung im Abstand von 16 mm gegenüber. Dieses Gittersystem stellt die Hauptkammer dar; sie hat 164 mm Durchmesser und 32 mm Höhe. Sie ist allseitig im Abstand von 16 mm von einem geschlossenen Messingzylinder d umgeben, der die Auffangelektrode der Nebenkammer bildet. Das Kammergehäuse besteht aus einem Messingzylinder e von 2 mm Wandstärke, der oben und unten mit 12 mm starken Aluminiumplatten f verschlossen ist. B sind Bernsteinisolatoren, g und h wirken als Schutzelektroden gegen Kriechströme. i und j sind Influenzierungsringe zur Erzeugung künstlicher Spannungsimpulse auf den beiden Sammelelektroden für Eichzwecke (s. Abschn. 4). Die ganze Kammer befindet sich zur elektrischen Abschirmung in einem Metallgehäuse.

An den Verstärker werden folgende Anforderungen gestellt: Spannungsimpulse, die von der Hauptkammer kommen, sollen proportional verstärkt werden. Erfolgt

Abb. 2. Blockschema des Antikoinzidenzverstärkers.

Abb. 3. Form eines α -Impulses in der Hauptkammer: I mit ungereinigtem Bombenstickstoff; II nach 3-stündigem, III nach 10-stündigem, IV nach 24-stündigem Durchströmen durch die Reinigungsapparatur und Ionisationskammer.

gleichzeitig ein Impuls in der Nebenkammer, so soll dieser den Hauptkammerimpuls unterdrücken. Wird in der Nebenkammer allein ein Impuls ausgelöst, soll kein Auschlag am Ausgang erfolgen.

Für Probleme der kosmischen Strahlung ist schon eine ganze Reihe von Antikoinzidenzverstärkern gebaut worden^{12–15}. Im Vergleich zu einer Zählrohranordnung ist bei der Ionisationskammer die zur Verfügung stehende Eingangsspannung außerordentlich gering; die niedrigste zu messende Eingangsspannung beträgt hier wenige 10^{-5} Volt.

Abb. 2 veranschaulicht in einem Blockschaltbild den allgemeinen Aufbau des Antikoinzidenzverstärkers. Die beiden Elektrometerröhren für Haupt- und Nebenkammer waren starr mit dem Gehäuse der Ionisationskammer verbunden. Koaxiale Verbindungskabel führten zu den beiden Verstärkern für den Hauptkreis (HK) mit zwei Stufen und den Nebenkreis (NK) mit drei Stufen. Ein Kippkreis mit zwei Röhren formte Impulse oberhalb einer bestimmten Größe, die im Nebenkreis auftraten, in Rechteckimpulse um, die auf das Bremsgitter der Mischröhre gegeben wurden¹⁶. Jeder Rechteckimpuls sperrte die Röhre der Antikoinzidenzstufe für eine wohldefinierte Zeit. Die Einführung eines Kippkreises war notwendig, damit unabhängig von der Größe der Nebenkreisimpulse der Hauptverstärker vollständig gesperrt wurde. Die Höhe des Rechteckimpulses war konstant — 180 Volt. Vor allem war ein rasches Ankippen notwendig. Mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen wurde die Ankippszeit zu $< 5 \cdot 10^{-6}$ sec, die Abkippszeit zu $8 \cdot 10^{-5}$ sec und die Impulsdauer zu $5 \cdot 10^{-3}$ sec gemessen. Als Eingangsröhre (Elektrometerröhre) für Haupt- und Nebenkammer hat sich je eine AF 7 als sehr günstig erwiesen^{16a}. Zur weiteren Verstärkung für den Kippkreis und als Mischröhre in der Antikoinzidenzstufe wurden NF 2 benutzt. In dem HK wurde für eine kleine Verzögerung von etwa 10^{-4} sec gesorgt, so daß im Falle einer Antikoinzidenz der rechteckige Sperrimpuls im NK genügend Zeit hatte, sich voll auszubilden. Gegenkopplungen waren an den nötigen Stellen

vorgesehen. Die Einsatzspannung des Kippkreises, der Verstärkungsgrad des Hauptkreises und der Widerstand im Oszillographenkreis konnten geregelt werden.

Von einiger Wichtigkeit war die richtige Wahl der Zeitkonstanten im Hauptverstärker. Die Kammer mußte als „langsame“ arbeiten, d. h. es mußten die Ladungsträger beiderlei Vorzeichens angezeigt werden, nicht nur, wie bei der „schnellen“ Kammer, die sehr beweglichen Elektronen (letzteres hätte eine Zylinder- oder Kugelkammer erfordert, was für die Anwendung des Antikoinzidenzprinzips ungünstig gewesen wäre). Die Zeitkonstanten mußten daher sämtlich größer als die Sammelzeit der positiven Ionen sein. Die mittlere Sammelzeit beträgt hier bei einer Kammer-spannung von 3500 Volt etwa $3 \cdot 10^{-4}$ sec. Als kürzeste Zeitkonstante im HK wurde 10^{-3} sec gewählt. Diese ist auch genügend groß gegenüber der Schwingungsdauer des Schleifenoszillographen, die $5 \cdot 10^{-4}$ sec betrug.

Die Ausschläge des Schleifenoszillographen wurden auf 6 cm breitem Papierfilm registriert und bei schwacher Vergrößerung ausgemessen. Um Überstrahlung durch die sehr intensive Null-Linie zu verhindern, wurde diese durch eine passend geformte Blende geschwächt.

Die Kammer-spannung wurde von einem Kondensator von $1 \mu F$ geliefert, der in passenden Zeitabständen nachgeladen wurde. Versuche mit Po- α -Strahlen zeigten, daß mit Stickstoff von Atmosphärendruck der Sättigungsbereich der Kammer-spannung sich von 2400 bis 3800 V erstreckte. Bei tieferer Spannung wurden die Ausschläge kleiner und inhomogener, während oberhalb 3800 V Stoßionisation einsetzte.

Als Neutronenquelle diente ein Ra- α +Be-Präparat von rd. 450 mg in einem Bleipanzern. Der Panzer

¹² E. B. Andersen, Z. Physik **98**, 597 [1936].

¹³ G. Herzog, Rev. sci. Instruments **11**, 84 [1940].

¹⁴ B. Rossi, L. Janossy, G. D. Rochester u. M. Bound, Physic. Rev. **58**, 761 [1940].

¹⁵ O. Hirzel, H. Wäffler, Helv. physica Acta **20**, 373 [1947].

¹⁶ Dies ist die Umkehrung eines früher angegebenen Koinzidenzmeßprinzips (W. Bothe, Z. Physik **59**, 1 [1930]).

^{16a} K. J. Keller, Physica **13**, 326 [1947].

war auf der der Kammer zugekehrten Seite 20 cm, auf den anderen Seiten 10 cm stark. Dies reichte aus, um die γ -Strahlung so weit herabzudrücken, daß sie keinen merklichen Beitrag zur Unruhe der Null-Linie lieferte, wie durch Vergleichsregistrierungen mit einem reinen Ra-Präparat ähnlicher Stärke festgestellt wurde.

Der 99-proz. Bombenstickstoff wurde sorgfältig mit Schwefelsäure, Kupfer, Ätzkali und Phosphorperoxyd gereinigt. Die fortschreitende Reinigung konnte sehr schön auf dem Schirm eines an die Eingangsröhre der Hauptkammer angeschlossenen Kathodenstrahloszillographen verfolgt werden (Abb. 3). Mit reinem Stickstoff bestand nämlich jeder α -Ausschlag aus einem sehr steilen Anstieg, der der raschen Abscheidung der freien Elektronen entsprach, und einem anschließenden flachen Maximum, das von den schwerer beweglichen positiven Ionen herührte. Mit dem ungereinigten Stickstoff fiel der Steilanstieg fort, weil die Elektronen sich schon nach einer sehr kurzen Wegstrecke an Fremdmolekeln, vermutlich Sauerstoff, anlagerten. Diese Reinheitskontrolle wurde bei jeder Messung ausgeführt*.

3. Einstellung und Prüfung der Antikoinzidenzschaltung

Die Einsatzspannung am Kippkreis des Antikoinzidenz-zweiges konnte, wie schon erwähnt, geregelt werden. Sie wurde immer so eingestellt, daß der Kreis ansprach, sobald in der Nebenkammer ein Ionisationsstoß von einer bestimmten Mindestgröße erfolgte, entsprechend einer absorbierten Teilchenenergie von etwa 200 keV. Diese Einstellung wurde vor jeder Messung kontrolliert, indem mittels des Influenzierungsrings j (Abb. 1) künstliche Spannungstöße von genau reproduzierbarer Größe auf die Sammelelektrode d gegeben wurden.

Mit dieser Einstellung wurde die Wirksamkeit der Antikoinzidenzschaltung geprüft, indem ein sehr schwaches Po-Präparat in die Mitte der Nebenkammer gebracht wurde, so daß die α -Strahlen zum Teil in die Hauptkammer eindringen konnten. Sodann wurden die Impulse am Ausgang des Verstärkers gezählt, und zwar sowohl mit angeschaltetem wie mit abgeschaltetem Nebenkreis. Das Ergebnis war, daß durch Anschalten des Nebenkreises die Impulshäufigkeit auf rd. 5% heruntergedrückt wurde. Daß sie nicht ganz verschwand, hatte wahrscheinlich seinen Grund in den Feldstörungen durch das eingebrachte Präparat.

Aber auch sonst liegt auf der Hand, daß der Wirksamkeit der Antikoinzidenzschaltung eine Grenze gesetzt ist. Teilchen, die so schnell oder so schwach ionisierend, oder auch so energiearm sind, daß sie in der Nebenkammer weniger als die angegebene Auslöseenergie von rd. 200 keV abgeben, können die Sperrung nicht bewirken und werden daher mitregistriert, sofern sie in die Hauptkammer eintreten oder aus dieser austreten. Dieser Fall wird aber relativ selten vorkommen.

Die Auslöseenergie noch wesentlich weiter herabzu-

* Dieses Verfahren läßt sich auch umgekehrt zu Messungen über Anlagerungswahrscheinlichkeiten von Elektronen benutzen.

Abb. 4. Energieverteilung der Reaktionsprodukte, 1. Teil. I Normaldruck, II 305 Torr.

setzen, erwies sich als unvorteilhaft, vor allem aus folgendem Grunde: Durch elastische Streuung der Neutronen entstehen in der Nebenkammer sehr viele Rückstoßkerne von verhältnismäßig kleiner Energie. Diese könnten den Hauptverstärker fast dauernd sperren, wenn die Auslöseenergie des Nebenverstärkers zu klein gewählt würde.

Es zeigte sich noch, daß die Antikoinzidenzschaltung sich sehr günstig auf den Nulleffekt auswirkte, der von der natürlichen Radioaktivität des Kammermaterials herührte. Bei Anschalten des Nebenkreises ging der Nulleffekt auf etwa den 7. Teil herunter.

4. Eichung der Apparatur

Eine absolute Eichung wurde mit einer kleinen α -Strahlenkanone vorgenommen, die aus einem schwachen Po-Präparat und einem Kanal von 6 mm Länge und 0,6 mm Durchmesser bestand und bei Atmosphärendruck α -Strahlen von 4,73 MeV lieferte. Die Kanone wurde horizontal in die Hauptkammer gebracht. Bei anderen Energien wurden nur relative Eichungen vorgenommen und an die Po-Eichung angeschlossen. Hierzu wurden auf den Influenzring i (Abb. 1) künstliche Treppenimpulse von genau abgestufter Höhe gegeben und die Ausschläge am Verstärker Ausgang registriert. In einer anderen Versuchsreihe wurde mit Hilfe eines geeichten Schwebungssummers eine regelbare Wechselfrequenz von 1 kHz an den Influenzierungsring gelegt. Der Schleifenzosillograph wurde durch einen geeichten Kathodenstrahloszillogra-

Abb. 5. Energieverteilung der Reaktionsprodukte, 2. Teil. I Normaldruck, II 305 Torr.

Abb. 6. Energieverteilung der Reaktionsprodukte, 3. Teil. I Normaldruck, II 305 Torr.

phen ersetzt, auf dem die Amplitude des verstärkten Wechselstromes gemessen wurde. Das Ergebnis aller Messungen war, daß die Ausschläge des Oszillographen streng proportional dem Stromstoß in der Hauptkammer waren, in einem Bereich, welcher Teilchenenergien von 0 bis 10 MeV entsprach. Dieser Bereich wurde bei den Hauptversuchen nicht überschritten.

Künstliche Impulse wurden auch benutzt, um bei jeder Messung den Verstärker genau auf eine bestimmte Empfindlichkeit einzustellen, ohne hierzu die Kammer öffnen zu müssen.

Druckerniedrigung auf 0,4 at änderte die mit Po- α -Teilchen gemessene Empfindlichkeit nicht meßbar. Dies beweist wiederum, daß schon bei Atmosphärendruck volle Sättigung für α -Strahlen vorhanden war. Daher galt dieselbe Eichkurve für α -Teilchen und Protonen.

5. Messungen bei Normaldruck

Vor Beginn jeder Messung wurde dem Verstärker eine Einlaufzeit von 2 Stdn. gelassen, damit der Verstärkungsgrad sich sicher auf einen konstanten Wert einstellte. Die Hauptmessungen wurden nur in den verkehrsrühigen Abend- und Nachtstunden ausgeführt.

Als erste wurde eine Meßreihe mit gereinigtem Stickstoff von Atmosphärendruck angestellt, wobei die Neutronenquelle sich unter der Kammer befand (vgl. Abb. 4 a). Die Neutronen hatten also vor dem Eintritt in die Kammer außer 20 cm Blei noch den 1,2 cm starken Aluminiumboden der Kammer zu durch-

setzen. Die Kammerspannung betrug 3200 V, die Registrierdauer rd. 10 Std., die Gesamtzahl der ausgewerteten Impulse rd. 35 000. Die Ergebnisse sind in Kurve I der Abb. 4—6 dargestellt. Die mittleren statistischen Fehler sind eingezeichnet. Der angeschriebene Ordinatenmaßstab ist willkürlich, aber für alle drei Abbildungen derselbe, d. h. Abb. 5 ist 10-mal, Abb. 6 50-mal gegenüber Abb. 4 vergrößert. Der Nulleffekt wurde besonders registriert. Er betrug nicht mehr als 2—3% und ist bereits abgezogen.

Abb. 4 zeigt vor allem ein sehr hohes Intensitätsmaximum bei 0,60 MeV. Dieses rührt von den Protonen her, die durch die *thermischen* Neutronen vermöge der (n,p)-Reaktion (1) entstehen^{2, 5, 10, 11, 17—23}. Diese Energie von 0,60 MeV stellt offenbar die Energietönung der (n,p)-Reaktion dar, die sich aus den Massenwerten²⁴ zu $0,60 \pm 0,06$ MeV berechnet. Dieser Energiewert kann, neben der Energie des Po-Eichpräparates (Abschn. 4) als zweiter Fixpunkt der Energieskala betrachtet werden. Die Übereinstimmung zeigt, daß die Null-Linie des Registrierstreifens richtig gewählt worden war*.

Die nächste Frage ist nun, welchem der beiden Prozesse (1) und (2) die übrigen Resonanzmaxima zuzuordnen sind, d. h. ob sie von Protonen oder von α -Teilchen herrühren. Hierzu läßt sich auf Grund dieser Meßreihe nur sagen, daß alle Maxima oberhalb 3,2 MeV zur (n, α)-Reaktion gehören müssen. Läge nämlich die (n,p)-Reaktion vor, so hätte das entstehende Proton eine Reichweite, die größer als der wirksame Kammerdurchmesser ist. Solche Teilchen wurden aber durch Antikoinzidenzen ausgeschieden.

6. Messungen bei vermindertem Druck

Um auch bei Resonanzenergien unterhalb 3,2 MeV zwischen (n, α)- und (n,p)-Reaktionen unterscheiden zu können, wurde eine weitere Meßreihe bei einem Stickstoffdruck von nur 305 Torr durchgeführt. Unter diesen Bedingungen können Resonanzmaxima von der (n,p)-Reaktion nur unterhalb 1,9 MeV auftreten, alle oberhalb 1,9 MeV auftretenden Maxima müssen

der (n, α)-Reaktion zugeordnet werden. Die Ergebnisse dieser Meßreihe sind in die Abb. 4—6 als Kurve II mit eingetragen. Die Ordinaten sind proportional auf gleichen Druck, gleiche Registrierdauer und gleiche Größe der Auswertungsintervalle wie bei Kurve I umgerechnet. Die Kurve II liegt durchgehend unter der Kurve I, um so mehr, je größer die Energie ist. Dies erklärt sich daraus, daß wegen der vergrößerten Reichweite die Teilchen, welche die Hauptkammer verlassen und daher durch Antikoinzidenzen ausgeschieden werden, einen höheren Bruchteil der entstehenden Teilchen ausmachen. Dies gilt natürlich besonders für die hohen Teilchenenergien. Oberhalb 5,3 MeV verbleiben auf diese Weise so wenige Reaktionen, daß eine sichere Auswertung nur bei sehr viel längerer Registrierdauer möglich wäre. Daher ist der Teil der Kurve II über 5,3 MeV nur angedeutet. Bei rd. 7 MeV endet die Kurve, weil selbst α -Teilchen von größerer Energie nicht mehr in die Kammer passen.

Die Mehrzahl der Maxima von Kurve I findet sich in Kurve II in gut übereinstimmender Lage wieder, obwohl die Auswertungsintervalle bei beiden Kurven ganz verschieden gewählt waren. Die Maxima haben auch im allgemeinen dieselbe Höhe in beiden Kurven, sind jedoch in Kurve II deutlich schärfer, und der kontinuierliche Untergrund ist schwächer. In der Tat ist geometrisch leicht einzusehen, daß die Vorteile der Antikoinzidenzmethode sich bei der Reichweitenvergrößerung durch die Druckerniedrigung noch besser auswirken müssen.

An einigen Stellen zeigen sich jedoch deutliche Abweichungen zwischen den beiden Kurven. Kurve I läßt bei 2,34 und 2,80 MeV deutliche Resonanzen erkennen, die in Kurve II fehlen. Diese beiden Resonanzen können daher sicher der (n,p)-Reaktion zugeordnet werden. Weiter fällt auf, daß das Maximum bei 1,98 MeV in Kurve I höher ist als in Kurve II. Dies deutet darauf hin, daß hier eine (n, α)- und eine (n,p)-Resonanzenergie sich zufällig decken. Die spätere Auswertung (Abschn. 8) wird diese Deutung weiter stützen.

²² W. E. Shoupp, B. Jennings u. K. H. Sun, *Physic. Rev.* **75**, 1 [1949].

²³ H. Franzen, O. Halpern u. W. E. Stephens, *Physic. Rev.* **77**, 640 [1950].

²⁴ J. Mattauch u. A. Flammersfeld, Isotopenbericht, Sonderheft der Z. Naturforschg. [1949].

* Nach neueren Messungen könnte die Energietönung der (n,p)-Reaktion etwas größer sein. Es wurden Werte zwischen 0,60 und 0,63 MeV gemessen (vgl. die Zusammenstellung bei P. Meyer, *Z. Physik* **128**, 451 [1950]). Für das folgende wäre dies praktisch belanglos.

¹⁷ T. W. Bonner u. W. M. Brubaker, *Physic. Rev.* **49**, 778 [1936].

¹⁸ O. Huber, P. Huber u. P. Scherrer, *Helv. physica Acta* **13**, 209, [1940].

¹⁹ W. E. Stephens, *Rev. Mod. Physics* **19**, 19 [1947].

²⁰ D. J. Hughes u. C. Egger, *Physic. Rev.* **73**, 1242 [1948].

²¹ C. Cornog, W. Franzen u. W. E. Stephens, *Physic. Rev.* **74**, 1 [1949].

7. Messungen mit Kohlenstoffmoderator bei vermindertem Druck

Nach Beendigung der bisher beschriebenen Messungen trat folgendes Bedenken auf. Die Neutronen mußten, bevor sie auf den Stickstoff trafen, 20 cm Blei und 1.2 cm Aluminium durchsetzen. Es ist nun bekannt, daß beide Metalle in dem Energiebereich unterhalb 1 MeV ausgesprochene Resonanzstellen für Neutronenstreuung haben. Beim Blei liegen solche Streuresonanzen bei 0,350; 0,525 und 0,720 MeV²⁵; bei höheren Energien liegen noch keine Messungen vor. Beim Aluminium haben die Resonanzstellen einen mittleren Abstand von rd. 50 keV, und die Resonanzmaxima sind ziemlich hoch^{26—30}, so daß die Resonanzstreuung sich schon bei 1 cm Aluminium bemerkbar machen könnte. In beiden Fällen wäre die Folge, daß die Energieverteilung der auf den Stickstoff treffenden Neutronen nicht mehr den glatten Verlauf zeigt, den z. B. Teucher³¹ und Dunin g³² für die Ra + Be-Neutronen festgestellt haben, sondern daß durch die Resonanzstreuung schmale und tiefe Löcher in diese Verteilung gerissen würden. Hierdurch könnten die gemessenen Verteilungskurven gestört werden.

Um diesem Einwand zu begegnen, wurden weitere Messungen in der Weise ausgeführt, daß die Neutronen nicht durch den Aluminiumdeckel, sondern durch die Seitenwände aus insgesamt 0,4 cm Messing in die Hauptkammer eintraten (vgl. Abb. 7b). Beim Messing müssen die Resonanzmaxima der Neutronenstreuung wegen der hohen Ordnungszahl wesentlich niedriger sein als beim Aluminium und wahrscheinlich praktisch zu einem Kontinuum zusammenfließen. Eine Messingschicht von nur 0,4 cm kann daher keine wesentliche Störung der primären Energieverteilung verursachen. Um auch die vom Blei herrührenden Störungen durch Resonanzstreuung wieder auszuglätten, wurde noch zwischen den Bleipanzer und die Kammer ein Graphitblock von 10 cm Dicke gebracht. Dieser sollte als „Moderator“ dienen, d. h. es sollten durch elastische Stöße zwischen den Neutronen und den verhältnismäßig leichten C-Atomen die durch das Blei in das Neutronenspektrum gerissenen Löcher wieder verschmiert werden. Der Kohlenstoff selbst

Abb. 7. Energieverteilung der Reaktionsprodukte bei 305 Torr. I ohne, II mit Kohlenstoff-Moderator.

hat, soweit bekannt, keine ausgeprägten Streuresonanzen in dem fraglichen Energiegebiet^{28, 33, 34}.

Diese Messungen wurden bei einem Stickstoffdruck von 305 Torr ausgeführt und nur für Teilchenenergien bis zu 3,5 MeV ausgewertet. Für die höheren Energien dürfte sich eine solche Kontrolle erübrigen, weil hier die Resonanzquerschnitte des Bleis und Aluminiums schon viel kleiner sein müssen.

Die Ergebnisse sind in Abb. 7, Kurve II, wiedergegeben; Kurve I stellt nochmals die entsprechenden Ergebnisse mit der ersten Anordnung dar (Kurve II der Abb. 4 u. 5). Der Vergleich zeigt, daß in Kurve II ein neues Maximum bei 1,10 MeV auftritt. Ferner erscheint bei 1,8 MeV ein gut ausgebildetes, verhältnismäßig breites Maximum, das mit der ersten Anordnung zwar andeutungsweise, aber nicht sicher erhalten wurde. Diese beiden Maxima sehen wir ebenfalls als gesichert an. Im übrigen stimmen die mit beiden Anordnungen erhaltenen Ergebnisse in allem wesentlichen überein.

²⁵ H. H. Barschall, C. K. Bockelman, R. E. Peterson u. R. K. Adair, Physic. Rev. **76**, 1146 [1949].

²⁶ H. A o k i, Proc. physico-math. Soc. Japan **21**, 232 [1939].

²⁷ W. H. Zinn, S. Seely u. V. W. Cohen, Physic. Rev. **56**, 260 [1939].

²⁸ M. R. MacPhail, Physic. Rev. **57**, 669 [1940].

²⁹ R. Fields, B. Russel, D. Sachs u. A. Wattenberg, *Physic. Rev.* **71**, 508 [1947].

³⁰ H. H. Goldsmith, H. W. Ibsen u. B. T. Feld, *Rev. Mod. Physics* **19**, 1 [1947].

³¹ M. Teucher, *Z. Physik* **126**, 410 [1949].

³² J. R. Dunning, *Physic. Rev.* **45**, 586 [1934].

²³ C. L. Bailey u. a., Physic. Rev. **70**, 583 [1946].

³⁴ D. H. Frisch, Physic. Rev. **70**, 589 [1946].

Durch die oben angegebenen Blei-Resonanzen würden allein diejenigen (n,p)-Reaktionen beeinträchtigt, die zum Grundzustand des C^{14} -Kerns und zu Teilchenenergien von 0,95; 1,125 und 1,32 MeV führen (alle übrigen Reaktionen sind zu stark endotherm). Diese drei Energiewerte sind in Abb. 7 unten durch Pfeile markiert. Man sieht, daß alle drei zufällig sehr nahe bei je einem Resonanzmaximum liegen. Das Maximum bei 0,95 MeV ist nun ohne Kohlenstoff-moderator mindestens ebenso hoch wie mit Moderator, man kann daher schließen, daß diese Resonanz jedenfalls nicht zum (n,p)-Prozeß mit unangeregtem Endkern gehört. Umgekehrt tritt das Maximum bei 1,10 MeV nur mit Moderator deutlich auf, muß also im wesentlichen dem (n,p)-Prozeß zugeordnet werden. Das Maximum bei 1,31 MeV wird anscheinend durch die dritte Blei-Resonanz etwas in der Flanke angegriffen, was für die Entstehung aus der (n,p)-Reaktion sprechen würde. Es muß aber durchaus mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß zufällig an mehr oder weniger gleicher Stelle gleichzeitig eine (n, α)- und eine (n,p)-Reaktion ein Maximum erzeugt.

Mit der neuen Anordnung wurde noch durch weitere Druckverminderung auf 90 Torr versucht, auch eine direkte Aussage über die Maxima unterhalb 1,9 MeV bezüglich ihrer Herkunft aus (n, α)- oder (n,p)-Prozessen zu gewinnen. Aber die Intensität war zu schwach, um sichere Schlüsse ziehen zu können. Außerdem treten bei so kleinem Druck noch weitere Komplikationen auf: der natürliche Nulleffekt wird größer, und die Produkte der Kernreaktionen in der Kammerwand (α -Teilchen und Protonen) machen sich störend bemerkbar. Beides kommt daher, daß hier die Antikoinzidenzschaltung schlecht arbeitet, weil wegen des geringen Druckes die in der Nebenkammer absorbierte Teilchenenergie häufig unter der Einsatzenergie von rd. 200 keV bleibt (vgl. Abschn. 3).

In der ersten Spalte der Tab. 1 sind die gemessenen Resonanzenergien E der Reaktionsprodukte zusammengestellt.

8. Das Termschema des N^{15}

Aus den beobachteten Resonanzenergien E sind nun die zugehörigen Anregungsenergien E_a des Zwischenkernes N^{15} zu berechnen. Es ist zweckmäßig, E_a zunächst nicht vom Grundzustand des N^{15} aus zu rechnen, sondern als Nullniveau die Energiesumme

* Hierbei ist vorausgesetzt, daß zwischen Einfang und Aussendung der Teilchen kein γ -Übergang des Zwischenkerns eingeschaltet ist. Sonst käme zu (3) noch ein Glied $-E_{\gamma}/15$, zu (4) ein Glied $+E_{\gamma}$ rechts hinzu.

E = gemessene Resonanzenergie	E_a = Term des N^{15} -Kernes über $C^{14} + p$ E_n = Neutronenenergie							
	$N^{14}(n,p)C^{14}$		$N^{14}(n,p)C^{14*}$		$N^{14}(n,\alpha)B^{11}$		$N^{14}(n,\alpha)B^{11*}$	
	E_a	E_n	E_a	E_n	E_a	E_n	E_a	E_n
0,60	—	0	—	—	—	—	—	—
0,95	—	—	6,25	6,05	—	—	—	—
1,10	1,07	0,50	—	—	1,89	1,38	—	—
1,31	1,26	0,71	—	—	—	—	(4,08)	(3,73)
1,57	—	—	(6,82)	(6,67)	2,32	1,85	—	—
1,80	—	—	7,04	6,90	—	—	—	—
2,00	1,90	1,40	—	—	2,73	2,28	(4,73)	(4,42)
2,34	2,22	1,74	—	—	—	—	—	—
2,56	—	—	—	—	3,25	2,84	—	—
2,80	2,65	2,20	—	—	—	—	(5,48)	(5,22)
2,98	—	—	—	—	—	—	5,64	5,40
3,24	—	—	—	—	—	—	5,88	5,66
3,42	—	—	—	—	4,05	3,70	—	—
3,80	—	—	—	—	4,41	4,08	—	—
4,10	—	—	—	—	4,69	4,38	—	—
4,51	—	—	—	—	—	—	7,07	6,93
4,87	—	—	—	—	5,41	5,15	—	—
5,20	—	—	—	—	5,71	5,48	—	—
5,45	—	—	—	—	5,95	5,73	—	—
5,80	—	—	—	—	6,27	6,08	—	—
6,40	—	—	—	—	6,83	6,68	—	—
6,76	—	—	—	—	7,17	7,04	—	—
7,18	—	—	—	—	7,57	7,46	—	—
7,88	—	—	—	—	8,22	8,16	—	—
8,45	—	—	—	—	8,76	8,73	—	—

Tab. 1. Energien in MeV.

eines ruhenden C^{14} -Kernes und eines freien ruhenden Protons zu wählen. Dann zeigt eine einfache Überlegung, daß

$$E_a = \frac{14}{15} (E - Q) + Q_p \quad (3)$$

ist, wobei Q die Energietönung der gerade vorliegenden Reaktion, $Q_p = 0,60$ MeV die Energietönung der (n,p)-Reaktion ist, die zum Grundzustand des C^{14} führt. Die zugehörige Energie E_n des Neutrons ist

$$E_n = E - Q. \quad (4)$$

Die Gl. (3) gilt ganz allgemein für alle Reaktionen, die der N^{14} -Kern mit Neutronen ausführen kann*. Im einfachsten Fall führt die Reaktion unmittelbar zum Grundzustand des Endkernes. Die Energietönungen hierfür, Q_p für den (n,p)-Prozeß, Q_a für den (n, α)-Prozeß, sind wiederholt gemessen worden. Q_p ist schon oben diskutiert worden (Abschn. 5), wir wählen auch hier $Q_p = 0,60$ MeV. Für Q_a nehmen wir an³⁵ $Q_a = -0,28$ MeV.

³⁵ W. F. Hornyak u. T. Lauritsen, Rev. Mod. Physics **20**, 191 [1948]; T. Lauritsen, Nucl. Science Series Nr. **5** [1949]; W. F. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison u. W. A. Fowler, Rev. Mod. Physics **22**, 291 [1950].

Damit sind aber nicht alle Möglichkeiten erschöpft. Bei den hohen Resonanzenergien, die hier beobachtet werden konnten, ist es, im Gegensatz zu früheren Untersuchungen, energetisch durchaus möglich, daß der Endkern zunächst in einem angeregten Zustand entsteht und erst nachträglich unter γ -Emission in den Grundzustand übergeht. In diesem Falle verringert sich die Energietönung um die Anregungsenergie des Endkernes. Nach ³⁵ ist die erste Anregungsenergie des C¹⁴: 5,7, die des B¹¹: 2,14 MeV; höhere Anregungen können außer Betracht bleiben. Gl. (3) lautet daher für die vier möglichen Endkerne:

$$E_a = \frac{14}{15} E + \begin{cases} 0,04 \text{ MeV für C}^{14} \\ 5,36 \text{ MeV für C}^{14*} \\ 0,86 \text{ MeV für B}^{11} \\ 2,86 \text{ MeV für B}^{11*} \end{cases}$$

Die Genauigkeit dieser Zahlen und der gemessenen E -Werte ist vorläufig noch nicht ausreichend für eine sichere Zuordnung zu angeregten oder unangeregten Endkernen ^{35a}. Daher dürfte es am zweckdienlichsten sein, die Zuordnungen unter zwei verschiedenen extremen Gesichtspunkten durchzuführen:

a) Wo immer möglich, sollen mehrere Resonanzen einem gemeinsamen N¹⁵-Niveau mit Übergängen zu verschiedenen Endkernen zugeordnet werden, so daß man mit möglichst wenig N¹⁵-Niveaus auskommt.

b) Es sollen nur unangeregte Endkerne angenommen werden, so daß sich die größtmögliche Zahl von N¹⁵-Niveaus ergibt.

Berücksichtigt man die experimentell bereits getroffenen Entscheidungen zwischen (n, p)- und (n, α)-Prozessen (Abschn. 5—7), so erhält man nach a) die Zuordnungen, wie sie in Tab. 1 und Abb. 8 zusammengestellt sind. In einigen Fällen sind innerhalb der Meßgenauigkeit mehrere Zuordnungen möglich, die sich nicht einmal gegenseitig auszuschließen brauchen. Solche Fälle sind in Tab. 1 durch Einklammern, in Abb. 8 durch Strichelung gekennzeichnet.

Geht man von dem anderen extremen Standpunkt b) aus, so zeigt sich, daß zu den in Abb. 8 verzeichneten N¹⁵-Termen höchstens noch die folgenden als energetisch möglich hinzukommen:

$$\begin{aligned} (E_a = 1,73) & \text{ aus } E = 0,95 \text{ (n, } \alpha) \text{ und } E = 1,80 \text{ (n, p)} \\ E_a = 3,65 & \text{ aus } E = 2,98 \text{ (n, } \alpha) \\ E_a = 3,88 & \text{ aus } E = 3,24 \text{ (n, } \alpha) \\ E_a = 5,07 & \text{ aus } E = 4,51 \text{ (n, } \alpha) \end{aligned}$$

Der Term $E_a = 1,73$ MeV dürfte, obwohl er scheinbar doppelt belegt ist, nicht existieren. Hierfür gibt es mehrere unabhängige experimentelle Hinweise:

Erstens müssen die Reaktionen, die zum Grundzustand des Endkernes führen, umkehrbar sein und

Abb. 8. Umwandlungs- und Termschema.

dieselben Terme des Zwischenkernes ergeben, wie in der Tat von Maurer ³⁶ erstmalig an der N¹⁴(n, α)- bzw. B¹¹(α , n)-Reaktion erwiesen wurde. Nun ist die Umkehrreaktion unserer (n, p)-Reaktion, nämlich

kürzlich ²² auf Resonanzen untersucht worden. Die so gefundenen E_a -Werte (bis zu 2,67 MeV hinauf) stimmen befriedigend mit den unseren überein, aber ein $E_a = 1,73$ MeV tritt nicht auf ^{36a}.

^{35a} Der Anregungszustand des C¹⁴ bei 5,7 MeV ist neuerdings wieder zweifelhaft geworden; W. W. Buechner u. Mitarb., Physic. Rev. **80**, 769 [1950] (Anm. b. d. Korr.).

³⁶ W. Maurer, Z. Physik **107**, 721 [1937].

^{36a} Dasselbe zeigen die letzten Messungen von C. H. Johnson u. H. H. Barschall, Physic. Rev. **80**, 818 [1950] (Anm. b. d. Korr.).

Zweitens haben Stebler und Huber¹¹ sowie Barschall und Battat¹⁰ ebenfalls die Neutronenreaktionen des Stickstoffs untersucht, aber mit Neutronen geringerer Energie. Die so gemessenen E_a -Werte stimmen wiederum gut mit den von uns gefundenen überein, aber ein $E_a = 1,73$ MeV fehlt auch in diesen beiden Fällen.

Damit ist erwiesen, daß die Resonanzmaxima bei $E_a = 0,95$ und $1,80$ MeV nur durch Neutronen von höherer Energie als etwa $2,8$ MeV herrühren können. Dann müssen sie aber aus Gründen der Energiebilanz zu angeregten Endkernen gehören.

Daher wären dem Termschema des N^{15} , wie es in Abb. 8 wiedergegeben ist, höchstens noch drei Terme hinzuzufügen. Somit ist das Termschema, so provisorisch es im übrigen noch sein mag, doch einigermaßen unabhängig von den noch zweifelhaften Übergängen. Das Schema erscheint auch in folgender Hinsicht vernünftig. In fast allen Fällen liegen die auslösenden Neutronenenergien unterhalb $7,5$ MeV, also in dem intensitätsreichen Teil des Ra + Be-Neutronenspektrums³². Nur für die drei höchsten Resonanzgruppen ist die Neutronenenergie größer, und diese Gruppen sind in der Tat verhältnismäßig schwach. Es ist auch durchaus möglich, daß in diesem Bereich einige weitere schwache Resonanzen der Beobachtung entgingen.

An sich ist natürlich noch zu erwarten, daß viele Übergänge von den hohen N^{15} -Niveaus nach dem Grundzustand von C^{14} vorkommen. Daß diese hier nicht beobachtet wurden, hat seinen Grund einfach darin, daß die Kammer zu klein war, um die weitreichenden Protonen, die dabei entstehen, zu fassen.

Die wirklichen Anregungsenergien E_a^g des N^{15} -Kernes, bezogen auf dessen Grundzustand, sind offenbar

$$E_a^g = E_a + E_B^p,$$

wo E_B^p die Bindungsenergie eines Protons im N^{15} -Kern ist. Mit den derzeitigen Massenwerten²⁴ ergibt dies

$$E_a^g = E_a + 10,17 \text{ MeV}.$$

Man kann für diese Berechnung auch die Bindungsenergie E_B^n eines Neutrons im N^{15} -Kern zugrunde legen. Diese ist kürzlich von Kinsey u. a.³⁷ auf

³⁷ B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew u. W. H. Walker, Physic. Rev. 77, 723 [1950].

³⁸ A. H. Bethe, Rev. Mod. Physics 9, 89 [1937].

* Nach freundlicher privater Mitteilung von Professor T. W. Bonner.

γ -spektroskopischem Wege recht genau bestimmt worden zu $10,82$ MeV. Dann wird in guter Übereinstimmung

$$E_a^g = E_a + E_B^n - Q_p = E_a + 10,22 \text{ MeV}.$$

In Abb. 8 sind diese Werte in einer zweiten Ordinatenskala angegeben. Dieselben Autoren haben auch die tiefer als E_B^n liegenden Anregungszustände des N^{15} spektroskopisch bestimmt:

$$E_a^g = 5,29; 6,32; 7,16; 7,36; 8,28; 9,16 \text{ MeV}.$$

Damit sind mindestens 24 Terme des N^{15} -Kernes in dem Gebiet von 0 bis 19 MeV Anregungsenergie bekannt.

9. Diskussion

Bisher war das Schema Abb. 8 nur für Anregungsenergien $E_a < 3$ MeV einigermaßen sicher bekannt. Einige höher liegende Terme des N^{15} konnten jedoch kürzlich von Richardson (Rice Institute, Houston, USA.) bestimmt werden, und zwar aus der Anregungskurve der Reaktion $C^{13}(d,n)N^{14}$. Die beobachteten Resonanzen entsprechen $E_a^g = 16,65; 16,91; 17,47$ und $17,69$ MeV; die zweite und vierte dieser Resonanzen sind verhältnismäßig breit.* Es dürfte vorläufig kaum möglich sein, diese Terme sicher mit bestimmten von uns gemessenen zu identifizieren**. Bemerkenswert ist jedoch, daß auch bei den ganz andersartigen Messungen von Richardson die Term-dichte in diesem Bereich nicht größer herauskommt als bei uns. Diese Frage der Term-dichte ist von besonderem Interesse.

Nach den allgemeinen Vorstellungen über angeregte Kerne muß nämlich die gesamte Term-dichte rasch nach oben zunehmen, z. B. nach dem Tröpfchenmodell etwa um den Faktor 40 in dem hier untersuchten Anregungsbereich von 10 bis 19 MeV³⁸. Allerdings ist von vornherein nicht zu erwarten, daß alle möglichen Terme bei den speziellen Prozessen, die hier untersucht wurden, in Erscheinung treten; vor allem werden die Terme mit hohem Spin ausfallen, weil durch das Neutron kein hoher Spin übertragen werden kann. Aber selbst die Terme, die zu einem und demselben Spin gehören, müßten noch eine deutliche, wenn auch nicht so starke Zunahme

** Wenn man einen systematischen relativen Fehler von $0,35$ MeV zwischen der Energieskala von Richardson und der unseren zulassen will und Richardsons Terme um diesen Betrag erhöht, so fallen drei davon innerhalb $0,05$ MeV mit unseren $E_a = 6,83; 7,09; 7,57$ MeV zusammen, während der vierte bei uns fehlen würde.

der Dichte nach oben zeigen. Dies scheint nach unserem Ergebnis nicht der Fall zu sein. Es ist zwar durchaus möglich, daß einzelne nahe benachbarte Terme nicht aufgelöst wurden, jedoch ginge es nicht an, die beobachteten Maxima etwa als statistische Häufungen einer *viel* größeren Zahl von Termen zu deuten. Für dieses interessante Ergebnis läßt sich folgende grob-qualitative Deutung geben.

Wenn man zunächst der Einfachheit halber die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen als schwach ansieht, so kann man sagen: die übliche Theorie der Term-dichte erfaßt alle Terme, die durch Mitwirkung einer beliebig großen, bis zur vollen Zahl der Nukleonen zustande kommen. Bei hoher Anregung (hoher Kerntemperatur) können alle, bei niedriger Anregung (niedriger Temperatur) jedoch nur wenige Nukleonen ins Spiel kommen, weil im letzteren Falle immer eine Mehrzahl der Freiheitsgrade eingefroren sein muß. Dringt nun ein Neutron in den Kern ein, so wird es in jedem Falle zunächst nur auf einen kleinen Teil der Nukleonen Energie übertragen. Ist die Anregungsenergie genügend groß, so kann sie sich auf den ganzen Kern ausbreiten, aber diese Einstellung des thermischen Gleichgewichts braucht eine gewisse Zeit, die um so länger sein wird, je schwächer die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen ist, oder je kleiner das „Wärmeleitvermögen“ der Kernmaterie ist (indem wir vom „Wärmeleitvermögen“ bei einem Kern mit nur 15 Nukleonen sprechen, tun wir allerdings dem statistischen Kernmodell schon wieder einigen Zwang an). Wenn nun diese Ausbreitungszeit größer wird als die Lebensdauer des angeregten Kernes, so können überhaupt nur solche Terme angeregt werden, bei denen die Anregungsenergie sich auf eine kleine Zahl von Nukleonen konzentrieren kann; man kann dies als „partielle“ Anregung bezeichnen. Es werden dann also nur etwa so viel Terme auftreten, wie einem als abgeschlossen betrachteten Teil des Gesamtkernes zukommen würden, und das ist nur ein Bruchteil der insgesamt möglichen Terme.

In unserem Falle werden nun die Dinge ungefähr folgendermaßen liegen. Bei kleiner Neutronenenergie, also schwacher Anregung, sind nach dem obigen überhaupt nur partielle Anregungszustände des Zwischenkernes möglich. Diese sind aber gerade diejenigen, die am leichtesten durch den Neutroneneinschuß direkt entstehen können. Daher kann in diesem Gebiet die Mehrzahl der überhaupt möglichen Terme entstehen, zumal die Lebensdauer dieser Terme verhältnismäßig groß ist. Bei großer Neutronenenergie, also hoher Anregung des Zwischen-

kernes, machen dagegen die Zustände mit partieller Anregung nur einen kleinen Teil aller möglichen Zustände aus. Außerdem ist hier die Lebensdauer viel kürzer, weil die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, daß *ein* Nukleon genügend Energie erhält, um den Kern zu verlassen, viel größer wird. Daher können nach obiger Überlegung nur die wenigen Terme mit partieller Anregung in Erscheinung treten, die Term-dichte erscheint wesentlich herabgesetzt.

Nimmt man hiernach an, daß an den von uns beobachteten Termen nur wenige Nukleonen beteiligt sind, so ist auf der anderen Seite auch klar, daß dies mehr als ein Nukleon sein muß, schätzungsweise mindestens drei, weil andernfalls die Lebensdauer so kurz wäre, daß die Schärfe der Terme bei einer Anregungsenergie von fast 20 MeV nicht zu verstehen wäre.

Wenn an diesem groben Bilde etwas Richtiges ist, erhält man auf diese Weise eine ungefähre Vorstellung von der Größe des Wärmeleitvermögens der Kernmaterie. Durch das endliche Wärmeleitvermögen wird die Gültigkeit der ursprünglichen Bohrschen Vorstellung vom Ablauf der Kernreaktionen eingeschränkt³⁹.

Natürlich wird bei der partiellen Anregung der Ausbreitungsbereich der Anregungsenergie nicht scharf begrenzt sein, ebensowenig wie bei der gewöhnlichen Wärmeleitung. Daher ist zu erwarten, daß weitere schwache, hochliegende Terme zum Vorschein kommen würden, wenn unsere Versuche mit wesentlich größerer Genauigkeit ausgeführt werden könnten.

10. Absorptionsversuche an Stickstoff

Bringt man einen stickstoffhaltigen Absorber vor die Stickstoffkammer, so ist zu erwarten, daß der Absorber gerade diejenigen Neutronenenergien schwächt, die imstande wären, in der Kammer Umwandlungen hervorzurufen. Die Resonanzmaxima der Abb. 4—6 müssen also durch einen Stickstoffabsorber abgeflacht oder ganz zum Verschwinden gebracht werden. Aus der hierzu nötigen Absorberdicke könnte man im Prinzip Schlüsse auf die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen ziehen. Solche Versuche wurden erstmalig von Zagor und Valente⁹ gemacht und führten diese Verfasser zu dem überraschenden Schluß, daß die so gefundenen Wirkungsquerschnitte größenordnungsmäßig größer sind, als theoretisch zu erwarten wäre.

³⁹ Wegen der Grenzen der Bohrschen Vorstellung vgl. auch V. F. Weißkopf, *Helv. physica Acta* **23**, 187 [1950].

Abb. 9. Versuche mit Stickstoffabsorber.

Zur Nachprüfung dieses Ergebnisses wurden einige nicht sehr ausgedehnte Versuche gemacht. Als Absorber diente Dicyandiamid $H_2N \cdot C(:NH) \cdot NH \cdot CN$ in Schichten von 1,5 und 7,5 g/cm² (1 bzw. 5 g Stickstoff/cm²). Die Absorber wurden an die Stelle des Kohlenstoffmoderators (Abb. 7b) gebracht, sonst war die Anordnung dieselbe wie bei Kurve II in Abb. 7. Die Ergebnisse zeigen die Kurven II und III von Abb. 9. Die Kurve II aus Abb. 7 wurde hier noch einmal zum Vergleich als Kurve I eingezeichnet. Obwohl die statistischen Fehler noch ziemlich groß sind, kann man doch erkennen, daß schon 1 g Stickstoff/cm² genügt, um die Resonanzmaxima fast ganz zum Verschwinden zu bringen.

Nimmt man an, daß die Höhe der Maxima über den Minima auf den e -ten Teil reduziert wurde, so würde man daraus mit Zagor und Valente auf einen Wirkungsquerschnitt von $14/(6 \cdot 10^{23}) = 23 \cdot 10^{-24}$ cm² zu schließen haben. Nach der üblichen Theorie der Kernresonanzen wäre demgegenüber z. B. für eine Neutronenenergie von 2 MeV höchstens ein Wirkungs-

Abb. 10. Wirkung der „Selbstumkehr“, schematisch.

querschnitt von $1,3 \cdot 10^{-24}$ cm² im Resonanzmaximum zu erwarten⁴⁰.

Das experimentelle Ergebnis von Zagor und Valente bestätigt sich also im wesentlichen. Dennoch dürfte der daraus gezogene Schluß auf eine Diskrepanz mit der Theorie nicht unbedingt stichhaltig sein, wie an Hand der Abb. 10 gezeigt werden kann. In Abb. 10a ist in grober Vereinfachung die beobachtete Energieverteilung in die Beiträge der einzelnen Resonanzen zerlegt. Der Absorber bewirkt nun eine Art „Selbstumkehr“ dieser Linien, durch die bei dünnem Absorber im wesentlichen nur die Spitzen der Resonanzkurven abgeschnitten werden, wie in Abb. 10b angedeutet ist. Durch Überlagerung dieser modifizierten Resonanzkurven entsteht eine praktisch gleichförmige Energieverteilung. Offenbar wäre es ganz abwegig, aus einer solchen Beobachtung den Schluß zu ziehen, daß die resonanzfähigen Neutronen vollständig wegabsorbiert worden seien. Diese qualitative Überlegung soll nur zeigen, daß es außerordentlich schwierig sein dürfte, aus derartigen Versuchen sichere Schlüsse auf Wirkungsquerschnitte zu ziehen.

Bei einem weiteren Versuch wurde zwischen dem dünnen Stickstoff-Absorber und der Kammer eine Graphitplatte von 8,5 g/cm² eingeschaltet. Diese wirkt wiederum als „Moderator“, indem sie die durch den N-Absorber entstandenen spektralen Lücken abflacht und nach kleineren Energien verschiebt, so daß sie nicht mehr mit den Resonanzstellen des Stickstoffs zusammenfallen. Daher konnten jetzt in der Kammer die Resonanzprozesse sich wieder bemerkbar machen. Dies findet man bestätigt, wenn man die Kurve IV der Abb. 9 mit der Kurve II vergleicht. Es ist andererseits jedoch nicht zu erwarten, daß die Kurve IV in allen Einzelheiten mit der ohne Stickstoffabsorber erhaltenen Kurve I in Abb. 9 übereinstimmt, weil die Neutronenspektren immerhin verschieden waren.

Bei dieser Untersuchung wurden Apparate mitbenutzt, die die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft dankenswerterweise zur Verfügung stellte.

⁴⁰ Mattauch-Flügge, Kernphysikalische Tabellen, Seite 61, 1942.