

$(p, n)$ -Reaktionen an einigen mittelschweren  
Kernen

Von der

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN  
HOCHSCHULE IN ZÜRICH

zur Erlangung  
der Würde eines Doktors der  
Naturwissenschaften  
genehmigte

PROMOTIONSARBEIT

vorgelegt von

BEDRICH LOBKOWICZ  
dipl. Phys. ETH

Referent: Herr Prof. Dr. P. Marmier

Korreferent: Herr Prof. Dr. J. P. Blaser

Basel  
Buchdruckerei Birkhäuser AG.  
1961



## **( $p, n$ )-Reaktionen an einigen mittelschweren Kernen**

*Summary.* The ( $p, n$ )-reactions for  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ , and  $^{91}\text{Zr}$  have been studied by investigation of the characteristics of  $\gamma$ -rays emitted by the product nucleus. Measurements of coincidences and angular correlations have been undertaken, from which it has been possible to suggest level schemes for the nuclei  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{59}\text{Ni}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{75}\text{Se}$  and  $^{91}\text{Nb}$ . Comparison of the respective partial cross sections with the statistical theory of nuclear reactions has been used to derive information regarding the spins of the excited levels.

### **I. Einleitung**

Kernreaktionen sind seit langem verwendet worden, um Informationen über die angeregten Kernzustände zu erhalten. Bei den leichten Kernen sind die Termschemata weitgehend mit Hilfe der Kernreaktionen geklärt worden. Bei den schweren Kernen war es insbesondere die Coulomb-anregung, die eine weitgehende Prüfung des kollektiven Modells gestattete.

Demgegenüber ist bei den mittleren Kernen ( $20 \leq Z, N \leq 50$ ) das experimentelle Tatsachenmaterial viel spärlicher und die theoretische Deutung der Eigenschaften der angeregten Zustände schwieriger. Bei den  $u$ - $g$ -Kernen liefert das Schalenmodell im allgemeinen genauere Aussagen über Spin und Parität nur für den Grundzustand und für die isomeren Zustände. Für die meisten angeregten Zustände ist man auf qualitative Überlegungen angewiesen, da die rechnerisch schwer zu berücksichtigenden kurzreichweitigen Wechselwirkungen zwischen Protonen und Neutronen nicht vernachlässigt werden können.

Während die angeregten Zustände von stabilen Isotopen am leichtesten durch inelastische Streuung untersucht werden können, sind es für die neutronarmen (neutron deficient) Isotope die ( $d, n$ )-, ( $p, \gamma$ ) und ( $p, n$ )-Reaktionen, die Informationen über die angeregten Zustände liefern

---

\*) Gegenwärtige Adresse: University of Rochester, Rochester N. Y., USA.

können. Die  $(p, n)$ -Reaktion ist dabei günstig, da der Reaktionsmechanismus bei Protonenenergien unterhalb 5–7 MeV gut bekannt ist; bei kleinen Energien geht die Reaktion über die Bildung eines Compoundkerns, der dann unter Neutronenemission zerfällt. Direkte Wechselwirkungen, wie sie bei höheren Energien auftreten<sup>1) 2)</sup>, sind vernachlässigbar schwach. Da ausserdem keine scharfen Auswahlregeln für den Bahndrehimpuls des Protons und des Neutrons gelten, werden viele Niveaus im Endkern angeregt. Trotzdem liefern die partiellen Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Zustände Aussagen über deren Spin.

$(p, n)$ -Reaktionen sind schon auf mehrere Arten untersucht worden; die Energiemessung der Neutronen aus ihrer Flugzeit oder mittels Photoplaten gestattet die Energiebestimmung der einzelnen angeregten Zustände im Endkern sowie die Messung der relativen partiellen Wirkungsquerschnitte. Allerdings ist das Energieauflösungsvermögen schlecht, so dass nahe beieinander liegende Niveaus nicht getrennt werden können.

Demgegenüber liefern Schwellenmessungen<sup>3) 4) 5) 6)</sup> sehr genaue Werte für die Energien der angeregten Zustände, aber keine Wirkungsquerschnitte.

In der vorliegenden Arbeit wurde die  $(p, n)$ -Reaktion an einigen mittleren Kernen mit Hilfe der vom Endkern ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung untersucht. Diese Methode hat den Vorteil, dass nicht nur die Niveauschemata bestimmt werden können, sondern auch der Zerfallsmodus jedes angeregten Zustandes. Andererseits kann man über die Wahrscheinlichkeit, dass das ausgehende Neutron den Endkern im Grundzustand zurücklässt, nichts aussagen. Die partiellen Wirkungsquerschnitte für die angeregten Zustände lassen sich jedoch aus den  $\gamma$ -Intensitäten bestimmen, falls das Zerfallsschema bekannt ist.

In einer früheren Mitteilung<sup>7)</sup> wurden einige vorläufige Resultate veröffentlicht.

## II. Das statistische Modell

### 1. Wirkungsquerschnitte

Das von HAUSER und FESHBACH<sup>8)</sup> ausgearbeitete statistische Modell beruht auf der Vorstellung des Compoundkerns. Direkte Wechselwirkungen werden ausgeschlossen. Wenn angenommen wird, dass der Zerfall des Compoundkerns von seiner Bildungsart unabhängig ist, kann der partielle Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines bestimmten Niveaus im Endkern berechnet werden:

$$\sigma(I, I') = \frac{\pi \lambda_p^2}{2(2I+1)} \sum_{i, J} T_i^p(E_p) \frac{(2J+1) T_{i'}^n(E_n') \epsilon_{I, I'}^J}{\sum_{i'', E''} T_{i''}^n(E_n'') \epsilon_{I'', I''}^J} \quad (1)$$

wo  $I$  den Spin des Targetkerns,  $I'$  den Spin des Niveaus im Endkern,  $T_0^p(E_p)$  und  $T_0^n(E_n)$  die Transmissionskoeffizienten für Protonen resp. Neutronen der Energie  $E$  und des Bahndrehimpulses  $l$  bedeuten, und  $\varepsilon_{II}^l$  gleich 0, 1 oder 2 ist, je nachdem sich keiner, einer oder beide der Channelspins  $I \pm 1/2$  mit dem Bahndrehimpuls  $l$  zum totalen Compoundkernspin  $J$  addieren können.

Bei der Ableitung von Gl. (1) wird vorausgesetzt, dass die Emission eines Protons oder eines  $\gamma$ -Quants aus dem Compoundkern vernachlässigbar ist. Für Protonen ergibt sich ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma(p, p')}{\sigma(p, n)} \cong \frac{T_0^p(E_{p'})}{T_0^n(E_n)} \approx 10^{-3} \text{ -- } 10^{-2}, \quad (2)$$

für 4 MeV-Protonen und mittlere Kerne. Daneben besteht allerdings noch die Möglichkeit einer direkten Anregung durch Coulombwechselwirkung, so dass die Wirkungsquerschnitte für inelastische Protonstreuung die gleiche Größenordnung haben können wie diejenigen der  $(p, n)$ -Reaktion. Wegen der langen Lebensdauer des Compoundkerns sind jedoch keine Interferenzen zwischen der  $(p, n)$ -Reaktion und der Coulombanregung zu erwarten.

Der Wirkungsquerschnitt für die  $(p, \gamma)$ -Reaktion bestimmt sich in erster Näherung zu

$$\sigma(p, \gamma) \cong \frac{\pi I_\gamma}{D T_0^n} \sigma(p, n) \quad (3)$$

wo  $I_\gamma$  die  $\gamma$ -Breite eines einzelnen Niveaus und  $D$  den mittleren Niveauabstand im Compoundkern bedeuten. Für Neutronen von 2 MeV und mittelschwere Kerne ist  $T_0^n \approx 0,5\text{--}1$ , während  $D$  sich aus den Neutronendaten zu 25–100 eV und  $I_\gamma$  aus den  $(n, \gamma)$ -Reaktionen zu 0,01–0,1 eV<sup>9)</sup> bestimmt. Daraus folgt für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma(p, \gamma)}{\sigma(p, n)} \lesssim 10^{-2}.$$

Daneben besteht noch die Möglichkeit eines direkten Protoneneinfangs ohne Compoundkernbildung. Die Wirkungsquerschnitte sind bis jetzt nur für die analoge  $(n, \gamma)$ -Reaktion abgeschätzt worden und tragen nach dieser Rechnung<sup>10) 11)</sup> bei kleinen Energien nur unwesentlich zur Reaktion bei.

## 2. Winkelkorrelationen

Bei der Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n, \gamma)^{51}\text{Cr}$  wurde die Winkelkorrelation zwischen zwei aufeinanderfolgenden  $\gamma$ -Übergängen im Endkern gemessen. Damit man die einfache Winkelkorrelationstheorie statt der viel komplizierteren

Theorie der vierfachen Winkelkorrelation verwenden kann, ist es notwendig und genügend, dass die Spinrichtung des Endkerns vor der Emission des ersten  $\gamma$ -Quants isotrop verteilt ist. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion des Compoundkerns mit dem Spin  $J$  und der zugehörigen magnetischen Quantenzahl  $M$  berechnet sich zu<sup>8) 12)</sup>

$$\sigma(J, M) = \frac{\pi \lambda_p^2}{2} \sum_{j, m, l} (2l + 1) T_l^p(E_p) |(j l m_0 / J M)|^2, \quad (4)$$

wo  $(j l m_0 / J M)$  ein Clebsch-Gordon-Koeffizient ist.

Falls nur s-Protonen für die Reaktion wesentlich sind, d. h. falls  $T_l^p = 0$  für  $l \neq 0$ , ist  $\sigma$  von  $M$  unabhängig und  $J = j_{1,2} = I \pm 1/2$ . Andererseits ist  $\sigma$  auch dann von  $M$  unabhängig, wenn die  $T_l^p$  für ein festes  $J$  unabhängig von  $l$  sind. In diesem Fall kann die Summation über  $l$  ausgeführt werden.

In beiden Fällen wird auch im Endkern die Spinrichtung isotrop verteilt sein, da keine bevorzugte Emmissionsrichtung der Neutronen besteht. Es ist also zu erwarten, dass auch im allgemeinen Fall die Anisotropie der Spinrichtungen des Endkerns klein sein wird, da das herauskommende Neutron eine im Compoundkern vorhandene Anisotropie nur verkleinern kann. Dies lässt sich experimentell verifizieren, indem man die Winkelverteilung der  $\gamma$ -Strahlung misst. Diese ist bis auf höhere Legendrepolynome gegeben durch

$$W(\vartheta) = 1 + h_2 F_2 P_2(\cos \vartheta), \quad (5)$$

wo

$$h_2 = \frac{2 \sqrt{5} [3 \bar{m}^2 - I_i(I_i + 1)]}{\sqrt{(2I_i + 3)(2I_i + 2)(2I_i)(2I_i - 1)}}. \quad (5')$$

Dabei bedeutet  $\bar{m}^2$  den quadratischen Mittelwert der magnetischen Quantenzahlen des Spins  $I_i$ , den der Kern vor Emission des  $\gamma$ -Quants besitzt.  $F_2(I_i, I_f, E, \lambda, M, \lambda')$  hängt vom Anfangsspin  $I_i$  und vom Endspin  $I_f$  sowie von der Multipolordnung ab. Diese Koeffizienten sind aus der Theorie der Winkelkorrelationen<sup>13)</sup> wohlbekannt.

Die Winkelverteilung zwischen zwei  $\gamma$ -Quanten aus einer isotropen Quelle ist dann gegeben durch

$$W(\vartheta_{12}) = 1 + F_2(I_f, I_i, E, \lambda, M, \lambda') F_2(I_f, I_{ff}, E, \lambda'', M, \lambda''') \times \\ \times P_2(\cos \vartheta_{12}) + O(P_4), \quad (6)$$

falls keine Abschwächung der Winkelkorrelation durch externe Felder vorliegt. Die Koeffizienten  $F_2$  sind die gleichen wie oben.

### III. Messanordnung und Auswertung

#### 1. Messapparatur

Der Protonenstrahl des ETH-Cyclotrons, dessen Energie auf 4 MeV eingestellt war, wurde durch ein System von Vierpollinsen fokussiert. Eine genauere Beschreibung der Gesamtanlage befindet sich in Ref.<sup>14)</sup>. Durch ein Blendensystem von 2 mm Durchmesser und einer Gesamtlänge von 15 cm wird der Protonenstrahl scharf ausgeblendet, so dass keine gestreuten Protonen auf die Antikorrodalwände der Targetkammer auftreffen können. Der Protonenstrom betrug für die Intensitätsmessungen ungefähr  $0,5 \mu\text{A}$ , für die Koinzidenzmessungen  $0,01\text{--}0,1 \mu\text{A}$ .

Die entstehende  $\gamma$ -Strahlung wurde durch zwei NaJ(Tl)-Kristalle von  $1'' \times 1''$  und  $2'' \times 2''$  mit Du Mont 6292 Photomultipliern beobachtet. Die Pulshöhenanalyse geschah mit einem Zwanzig-Kanal-Impulsanalysator<sup>15)</sup> und einem Ein-Kanal-Impulsanalysator. Die Verschiebung der zwanzig Kanäle um je  $1/4$ ,  $1/2$  und  $3/4$  Kanäle gestattet es, ein Spektrum von 80 Messpunkten aufzunehmen. Für die Koinzidenzmessungen wurde eine «fast-slow»-Koinzidenzapparatur verwendet, deren zeitliche Auflösung im Minimum  $3 \cdot 10^{-8}$  sec betrug. Die Koinzidenzstufe arbeitet mit einem Schwingkreis, der die Auflösungszeit bestimmt; sie wurde schon früher beschrieben<sup>17)</sup>.

#### 2. $\gamma$ -Spektren

Zur Energieeichung der  $\gamma$ -Linien wurden folgende Eichquellen benützt:  $^{109}\text{Cd}$  (87 keV),  $^{177}\text{Lu}$  (113, 208 keV),  $^{22}\text{Na}$  (511, 1280 keV),  $^{137}\text{Cs}$  (661 keV),  $^{60}\text{Co}$  (1176, 1330 keV) sowie  $^{140}\text{La}$  (1600 keV). Die Energieeichung der starken  $\gamma$ -Linien ist auf  $\pm 2\%$  genau. Liegt eine  $\gamma$ -Linie auf der Flanke einer stärkeren Spitze, so wird die Ungenauigkeit grösser und beträgt etwa  $\pm 5\%$ .

Häufig erscheinen bei den Koinzidenzmessungen  $\gamma$ -Linien, die im Einzelspektrum nicht sichtbar sind, weil sie nicht von einer anderen  $\gamma$ -Linie getrennt werden können oder weil ihre Intensität zu klein ist. In diesem Fall ist die Genauigkeit der Energiemessung im wesentlichen durch die Stabilität des linearen Gate beschränkt, das nur die koinzidenten Impulse auswählt. Die Energie einer solchen  $\gamma$ -Linie kann auf etwa  $3\text{--}5\%$  genau angegeben werden.

#### 3. Intensitätsbestimmung und Wirkungsquerschnitte

Für die Intensitätsbestimmungen wurden, soweit dies möglich war,  $3\text{--}8 \text{ mg/cm}^2$  dicke Targets verwendet, deren Dicke durch Wägen bestimmt wurde. Solche Targetdicken sind notwendig, um über Resonanzen

im Compoundkern mitteln zu können; sie bewirken jedoch schon eine nicht vernachlässigbare Verminderung der mittleren Protonenenergie. Die Targets wurden bei den Intensitätsmessungen unter einem Winkel von  $45^\circ$  zum Protonenstrahl gestellt. Damit kann die Absorption der senkrecht zum Protonenstrahl austretenden  $\gamma$ -Strahlung stark herabgesetzt werden. Die totale Ladung der auf die Target auftreffenden Protonen wurde durch Aufladen einer geeignet gewählten Kapazität gemessen; ein elektrostatisches Voltmeter diente zur Spannungsmessung.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der NaJ(Tl)-Kristalle wurden den Rechnungen von MÄDER *et al.*<sup>16)</sup> entnommen. Als Kontrolle diente die Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n, \gamma)^{51}\text{Cr}$ . Messungen mit zwei Kristallen von  $1'' \times 1''$  und  $2'' \times 2''$ , die in verschiedenen Entfernungen aufgestellt waren, ergaben Übereinstimmung in den Intensitäten innerhalb von 10%. Dabei war die  $\gamma$ -Strahlung nicht kollimiert. Für  $\gamma$ -Energien oberhalb von 1,2 MeV wurden die Kurven von MÄDER *et al.* extrapoliert. Die Korrektur der Ansprechwahrscheinlichkeit für den endlichen Abstand des Kristalls betrug weniger als 10%, falls als effektiver Kristallabstand die Distanz zwischen der Target und der Mitte des Kristalls angenommen wurde.

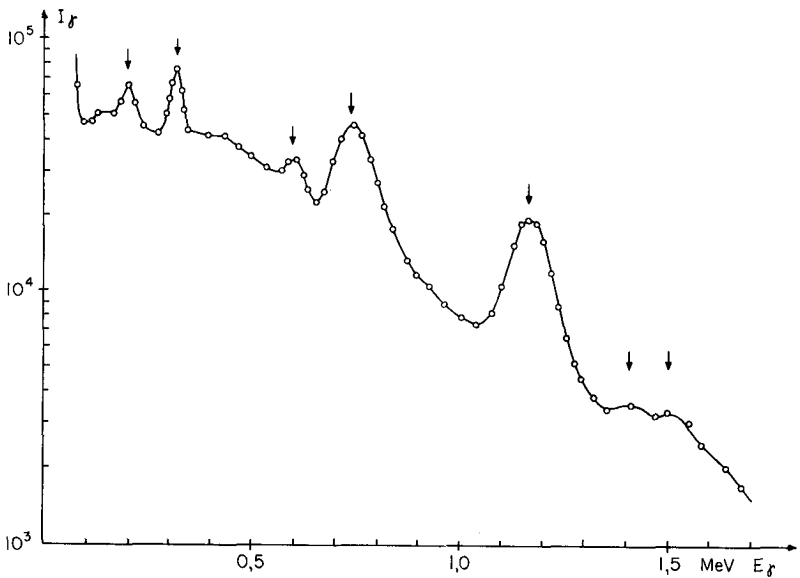


Fig. 1

$\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ , aufgenommen mit einem  $2'' \times 2''$  NaJ(Tl) Kristall. Die Pfeile bezeichnen die einzelnen Photospitzen.

Falls die einzelnen  $\gamma$ -Linien deutlich sichtbar sind, kann aus dem Spektrum nach Abzug eines geeignet gewählten Untergrundes der



Flächeninhalt der Photospitze bestimmt werden. In gewissen Fällen, insbesondere bei  $\gamma$ -Linien kleiner Energie und schwacher Intensität, beeinflusst die Wahl des Untergrundes das Resultat zu stark. Dieser Untergrund wird von den Neutronen und von den Comptonverteilungen höherer Linien erzeugt, die durch dünne Kupfer- oder Bleiabsorber nur wenig abgeschwächt werden. Deshalb konnte die Intensitätsbestimmung folgendermassen durchgeführt werden: Das Spektrum wurde einmal ohne Absorber vor dem Kristall und einmal mit einem Absorber von geeigneter Dicke  $d$  aufgenommen. Beide Spektren wurden voneinander subtrahiert. Die Intensität der  $\gamma$ -Linie bestimmt sich dann zu\*)

$$I = \frac{N}{\Omega p P s (1 - e^{-\mu d}) (1 - f) \varepsilon} \quad (7)$$

Darin bedeuten:

$I$  Totale Intensität der  $\gamma$ -Linie.

$N$  In der Photospitze des Differenzspektrums gefundene  $\gamma$ -Quantenzahl.

$\Omega$  Raumwinkel, normalisiert auf 1 für die ganze Kugel.

$p$  Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ(Tl)-Kristalls.

$s$  Dicke der Target in Anzahl Atome/cm<sup>2</sup>.

$f$  Korrektur für Absorption in der Target und im Material der Targetkammer (immer  $\lesssim 10\%$ ).

$P = Q/e$  Protonenzahl bei gemessener totaler Ladung  $Q$ .

$\varepsilon = 1/(1 + \alpha)$  wo  $\alpha$  der totale Konversionskoeffizient ist.

Während die relativen Intensitäten der stärkeren  $\gamma$ -Linien auf 10–20% genau sein dürften, sind die Absolutwerte, bei denen noch die Ungenauigkeiten der Targetdicke, der Stromintegration und des Raumwinkels den Messfehler vergrössern, nur auf 30–50% genau.

In einigen Fällen ist das Einzelspektrum in gewissen Energiebereichen so kompliziert, dass die Intensitätsbestimmung nur aus den Koinzidenzmessungen durchgeführt werden konnte.

Falls sämtliche  $\gamma$ -Intensitäten und das Zerfallsschema des Endkerns bekannt sind, kann man die partiellen Wirkungsquerschnitte für die Anregung eines bestimmten Niveaus im Endkern berechnen. Dabei muss angenommen werden, dass die nicht gemessenen Übergänge aus höheren Niveaus keinen wesentlichen Beitrag zur Bevölkerung der einzelnen

\*) Die  $\gamma$ -Intensitäten werden im folgenden in mbarn angegeben.  $I$  in Gl. (7) bedeutet nämlich den Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines bestimmten Niveaus auf irgend einem Wege, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, dass der Endkern beim Zerfall des Niveaus die  $\gamma$ -Linie aussendet. Demgegenüber wird als partieller Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Niveaus  $X$  der Wirkungsquerschnitt für die Compoundkernbildung bezeichnet, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, dass nach Emission des Neutrons der Endkern sich im Zustand  $X$  befindet.

Niveaus im Endkern liefern. Da jedoch die Transmissionskoeffizienten für Neutronen unterhalb von 1 MeV mindestens wie  $\sqrt{E_n}$  abnehmen, werden die partiellen Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Anregungsenergie der Niveaus rasch vernachlässigbar klein.

#### 4. Einfluss der Neutronen

Schnelle Neutronen erzeugen in NaJ(Tl)-Kristallen ein Pulsspektrum, das aus einer starken Spitze bei 60 keV und einer breiten Verteilung besteht, die oberhalb von 400 keV rasch abfällt. Oberhalb dieser Verteilung erheben sich schwache Spitzen bei 140, 205, 396, 441, 490, 634, 740 und 1000 keV, deren relative Intensität stark von der Neutronenenergie abhängt<sup>18) 19)</sup>. Dieses Spektrum wird durch inelastische Neutronenstreuung und  $(n, \gamma)$ -Reaktionen im Material des Kristalls erzeugt. Es wirkt sich einerseits störend auf die Intensitätsbestimmungen aus, erlaubt aber andererseits, Koinzidenzen zwischen  $\gamma$ -Quanten und Neutronen durchzuführen.

#### 5. Koinzidenzmessungen

Die Koinzidenzmessungen zwischen den verschiedenen  $\gamma$ -Linien des Spektrums gestatteten es, das vollständige Niveauschema aufzustellen. Der 1-Kanal-Analysator wurde dabei auf die Photospitze einer bestimmten  $\gamma$ -Linie eingestellt, worauf das Koinzidenzspektrum mit dem 20-Kanal-Analysator aufgenommen wurde.

Da eine monoenergetische  $\gamma$ -Linie im Szintillationszähler ein ganzes Pulsspektrum liefert und die Neutronen den aus den Compton-Verteilungen bestehenden Untergrund noch vergrößern, muss in jedem Fall entschieden werden, ob eine Koinzidenz mit der im 1-Kanal-Analysator eingestellten  $\gamma$ -Linie oder mit dem Untergrund vorliegt. Bei  $\gamma$ -Energien von weniger als 400 keV ist der Absorptionskoeffizient für  $\gamma$ -Strahlen in Blei stark energieabhängig; deshalb konnten die Koinzidenzen mit dem Untergrund leicht vom reellen Effekt unterschieden werden, indem Bleiabsorber geeigneter Dicke vor die Szintillationszähler gesetzt wurden. Bei höheren  $\gamma$ -Energien wurden die Koinzidenzen mit dem Spektrum oberhalb der  $\gamma$ -Linie zum Vergleich herangezogen.

Die Intensitäten von  $\gamma$ -Linien, die in den Einzelspektren schwach oder gar nicht sichtbar waren, mussten aus den Koinzidenzmessungen bestimmt werden. Falls die Intensität einer der beiden  $\gamma$ -Linien bekannt ist, beträgt der koinzidente Anteil  $I_2$  der anderen:

$$I_2 = I_1 \frac{K}{N_1 \Omega_2 p_2 g} \quad (8)$$

Dabei bedeutet:

- $K$  Anzahl gemessener Koinzidenzen.  
 $N_1$  gemessene Anzahl Stöße in der Photospitze der ersten  $\gamma$ -Linie.  
 $\Omega_2$  Raumwinkel } { des die zweite  $\gamma$ -Linie registrierenden  
 $P_2$  Ansprechwahrscheinlichkeit } { Kristalls.  
 $g$  Korrekturfaktor für Koinzidenzverluste ( $\cong 1$  für  $E_\gamma > 100$  keV).

Wegen der Intensitätsschwankungen des Protonenstrahls ist eine nachträgliche Korrektur für die zufälligen Koinzidenzen unmöglich. Deshalb mussten die Stosszahlen in den beiden Zählern so niedrig gehalten werden, dass die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen nur 1–2% derjenigen der wahren betrug. Dies beschränkte die Stosszahl auf  $1\text{--}5 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$ , je nach Intensität der untersuchten  $\gamma$ -Linie. Die durchschnittliche Messzeit für die Aufnahme eines Koinzidenzspektrums betrug dann  $1\text{--}1\frac{1}{2}$  Stunden.

### 6. Lochkristallspektrum

Um bei komplizierten Zerfallsschemata zusätzliche Informationen über die Lage der angeregten Zustände zu erhalten, wurde ein Lochkristall der Dimensionen  $1\frac{3}{4}'' \times 2''$  mit einem Loch von  $1/2'' \times 1''$  verwendet. Die Target befand sich während der Bestrahlung im Inneren des Kristalls. Mit dieser Totalabsorptionsmessung kann man direkt die Energien der angeregten Zustände bestimmen, indem die Energiesumme sämtlicher koinzidenten  $\gamma$ -Linien gemessen wird. Jedoch muss die Wahrscheinlichkeit der totalen Absorption für  $\gamma$ -Quanten genügend gross und die Absorptionswahrscheinlichkeit für Neutronen vernachlässigbar sein. Während die zweite Bedingung in Kristallen gebräuchlicher Dimensionen immer erfüllt ist (die freie Weglänge für schnelle Neutronen in NaJ beträgt etwa 6 cm), ist die erste Bedingung nur für  $\gamma$ -Quanten von weniger als 300 keV Energie erfüllt (Ansprechwahrscheinlichkeit für die Photospitze  $\sim 0,5$ ). Damit die Summe zweier koinzidenten  $\gamma$ -Linien im Pulsspektrum erscheint, genügt es jedoch, dass nur eine der beiden im Kristall stark absorbiert wird.

### 7. Konkurrenzprozesse, Verunreinigungen

Reaktionen an Verunreinigungen können im  $\gamma$ -Spektrum Linien erzeugen, die die gesuchten  $\gamma$ -Linien überdecken. Besonders stark wirken sich schon kleine Verunreinigungen der Target durch leichte Elemente aus, die sich durch grosse Wirkungsquerschnitte für Reaktionen mit Protonen auszeichnen. Es wurden deshalb Targets möglichst grosser Reinheit verwendet, die aus verschiedenen Bezugsquellen stammten. Falls separierte Isotope verwendet wurden, musste der Vergleich mit dem

natürlichen Element herangezogen werden, um die Zuordnung der einzelnen  $\gamma$ -Linien zu bestimmten Reaktionen durchführen zu können.

Auch durch inelastische Protonenstreuung am bestrahlten Isotop können  $\gamma$ -Linien entstehen, deren Intensität vergleichbar sein kann mit derjenigen der  $(p, n, \gamma)$ -Reaktion. Koinzidenzmessungen zwischen den Neutronen und  $\gamma$ -Quanten ergeben einen eindeutigen Beweis, dass eine  $\gamma$ -Linie der  $(p, n)$ -Reaktion zugeordnet werden muss. Alle in den  $\gamma$ -Spektren deutlich auftretenden Linien konnten der  $(p, n)$ -Reaktion zugeordnet werden; eine einzige Ausnahme wurde schon früher veröffentlicht<sup>20)</sup>.

#### IV. Messergebnisse

##### 1. $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$

Natürliches Vanadium besteht zu 99,8% aus  $^{51}\text{V}$ . Es erübrigt sich damit die Verwendung eines separierten Isotops. Die Reaktionsschwelle liegt bei 1,56 MeV<sup>21)</sup>; die  $(p, n)$ -Reaktion kann somit bei 4 MeV Protonenenergie Niveaus im Endkern bis zu 2,4 MeV anregen. Tabelle 1 zeigt die gefundenen  $\gamma$ -Linien und ihre Intensitäten.

Tabelle 1  
Intensitäten der  $\gamma$ -Linien bei der Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ .  
Für die Intensitätseinheiten siehe Fussnote S. 91.

Energie keV	Intensität mbarns	Energie keV	Intensität mbarns
155	$\leq 0,3^*$	800	4 <sup>*)</sup>
207	2,5	1180	26,5
324	11	1360	3,3
600	6,5 <sup>*)</sup>	1500	4,2
750	27	(2000)	schwach

\*) Intensität aus den Koinzidenzmessungen bestimmt.

Die Targetdicke betrug  $8 \text{ mg/cm}^2$ , was einem Energieverlust der Protonen von 500 keV entspricht. Für die 155 keV-Linie kann aus den Koinzidenzspektren (Fig. 2) nur eine obere Grenze für ihre Intensität bestimmt werden; ihre Existenz ist nicht gesichert. Auch die 600 und die 800 keV-Linien sind so schwach, dass ihre Intensität aus den Koinzidenzmessungen bestimmt werden musste.

Es wurden folgende Koinzidenzen gefunden: 750 keV mit 600 und 800 keV; 1180 keV mit 324 keV; 1360 keV mit 207 und evtl. 155 keV. Die 1500 keV-Linie war mit keiner anderen  $\gamma$ -Linie in Koinzidenz.

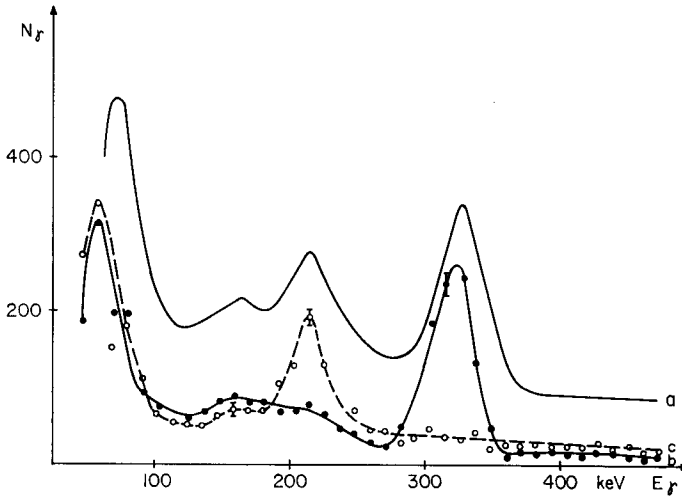


Fig. 2

Koinzidenzspektren bei der Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$

- a) Einzelspektrum.
- b) Koinzidenzspektrum mit der 1180-keV-Linie.
- c) Koinzidenzspektrum mit der 1360-keV-Linie.

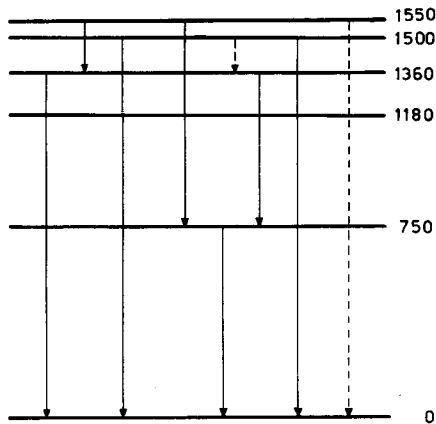


Fig. 3

Niveauschema von  $^{51}\text{Cr}$

STELSON, PRESTON und GOODMAN<sup>21)</sup> bestimmten die Neutronenenergien bei der gleichen Reaktion und fanden Niveaus in  $^{51}\text{Cr}$  bei 0,77; 1,16; 1,42 und 1,53 MeV, mit einer Genauigkeit von 50–80 keV. Die dem

1,53 MeV-Niveau entsprechende Neutronengruppe war breiter als die übrigen. Die Protonenenergie betrug 3,7 MeV, war also nur unwesentlich von der im vorliegenden Experiment verwendeten verschieden.

Die gefundenen  $\gamma$ -Linien passen sich zwangslos in dieses Niveauschema ein. Es ist jedoch notwendig, zwei Niveaus bei 1,5 MeV anzunehmen, da die Energiesummen (760 + 800) keV und (1360 + 207) keV ausserhalb der Fehlergrenze der Energiesumme (1180 + 324) keV liegen. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein Teil der 1500 keV-Linie dem Übergang vom 1560 keV-Niveau in den Grundzustand entspricht. Oberhalb von 1500 keV wurden keine  $\gamma$ -Linien mit einer Intensität von mehr als 2 mbarns gefunden.

Die Winkelkorrelationsfunktion der beiden  $\gamma$ -Linien von 324 und 1180 keV konnte bestimmt werden. Dabei wurde einer der beiden Szintillationszähler unter  $90^\circ$  zum Protonenstrahl gestellt und der Winkel des zweiten zwischen  $180^\circ$  und  $90^\circ$  zum ersten verändert (Fig. 4). Unter der Annahme, dass die Spinorientierung vor Emission des 324 keV-Quants isotrop ist, ergibt sich eine Winkelkorrelationsfunktion

$$W(\vartheta) = 1 + (0,23 \pm 0,03) P_2(\cos \vartheta).$$

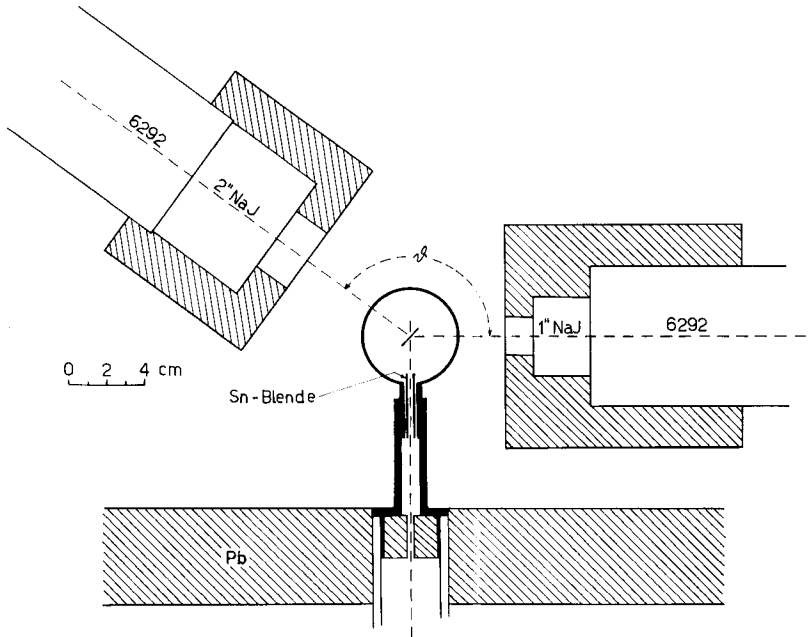


Fig. 4

Experimentelle Anordnung für die  $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelationsmessung

Um diese Annahme zu prüfen, wurden die Winkelverteilungen beider  $\gamma$ -Linien bezüglich der Richtung des Protonenstrahls gemessen. Diese beiden Verteilungen waren innerhalb von 1% isotrop.

Das Produkt beider  $F_2$ -Koeffizienten ist gleich 0,23. Andererseits gilt  $F_2 \lesssim 1$ . Daraus lässt sich eine obere Grenze für die Anisotropie der Spinorientierung  $h_2 \lesssim 3\%$  bestimmen, womit die Isotropieannahme mit genügender Genauigkeit bestätigt ist.

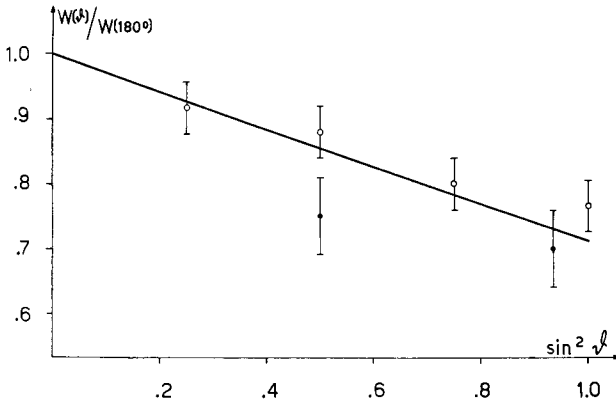


Fig. 5

$\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelationsmessung 324–1180 keV bei der Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$

- Detektor der 1180-keV-Linie unter  $90^\circ$  zum Protonenstrahl.
- Detektor der 324-keV-Linie unter  $90^\circ$  zum Protonenstrahl.

## 2. $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$

Die Reaktionsschwelle liegt bei 1,89 MeV<sup>3</sup>). Die angeregten Zustände von  $^{59}\text{Ni}$  sind aus den Reaktionen  $^{58}\text{Ni}(d, p)^{59}\text{Ni}$ <sup>22)</sup> und  $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$ <sup>23) 24) 25)</sup> recht gut bekannt. BUTLER, DUNNING und BONDELID haben die  $(p, n)$ -Reaktion an  $^{59}\text{Co}$  mit Hilfe der Schwellenmethode untersucht<sup>3)</sup>. Auch durch den  $\beta^+$ -Zerfall von  $^{59}\text{Cu}$  werden Niveaus in  $^{59}\text{Ni}$  angeregt<sup>26)</sup>.

Die aufgenommenen Spektren zeigten  $\gamma$ -Linien der Energien 330, 450, 880, 990, 1200, 1300, 1410 und 1740 keV. Die Koinzidenzmessungen ergaben, dass die 330 keV-Linie mit 990 und 1410 keV in Koinzidenz ist, während die restlichen  $\gamma$ -Linien keine Koinzidenzen ergaben. Figur 7 zeigt das auf Grund dieser Messungen aufgestellte Niveauschema mit den  $\gamma$ -Übergängen, während in Tabelle 3 die Resultate mit Messungen anderer Autoren verglichen werden. Anhand dieses Vergleichs ist es möglich, dass sich je zwei angeregte Zustände bei den Energien  $450 \pm 20$  und  $1300 \pm 50$  keV befinden. Falls zwei Niveaus bei 436 und 467 keV mit vergleichbarer Intensität angeregt werden und beide direkt in den

Grundzustand zerfallen, müsste die 450 keV-Linie als ihre unaufgelöste Summe eine Verbreiterung zeigen. Innerhalb der Messgenauigkeit besitzt sie jedoch die Breite einer einfachen  $\gamma$ -Linie. Die Breite der 1300 keV-Linie konnte nicht bestimmt werden, da die benachbarte, gleich starke 1410 keV-Linie eine Breitenmessung verunmöglicht. Auch wenn nur eine  $\gamma$ -Linie von 1300 keV vorhanden ist, kann ein zweites Niveau die Kaskade 990–330 keV speisen. Der Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte muss herangezogen werden, um die Anzahl Niveaus zu bestimmen (vgl. IV, 2).

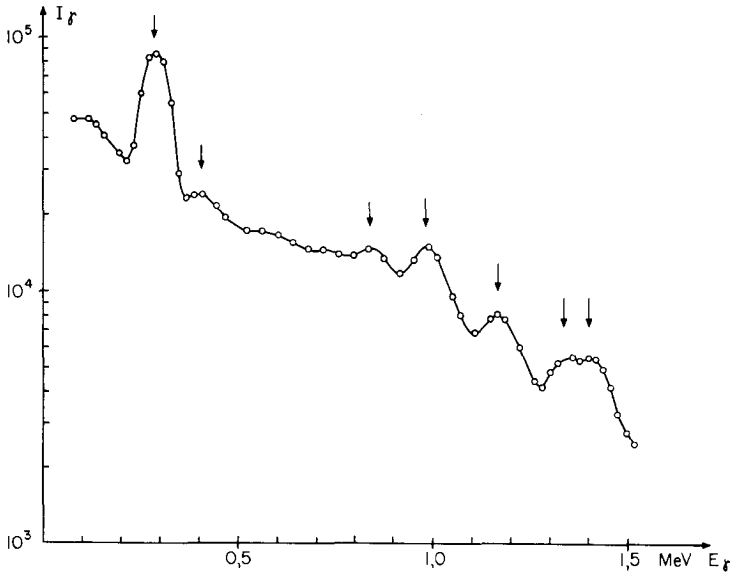


Fig. 6

$\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$ , aufgenommen mit einem  $2'' \times 2''$ -NaJ(Tl)-Kristall. Die Pfeile bezeichnen die einzelnen Photospitzen.

Tabelle 2

Intensitäten der  $\gamma$ -Linien bei der Reaktion  $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$

Energie keV	Intensität mbarns	Energie keV	Intensität mbarns
330	58	1200	15
450	6,5	1300	12
880	13	1410	6
990	21	1740	schwach



Tabelle 3

Vergleich der durch verschiedene Reaktionen angeregten Zustände in <sup>59</sup>Ni. Energien in MeV

<sup>58</sup> Ni (d, p) 22) 27)	<sup>58</sup> Ni (n, γ) 23) 24) 25)	<sup>59</sup> Cu (β <sup>+</sup> ) 26)	<sup>59</sup> Co (p, n) Schwelle <sup>3)</sup>	<sup>59</sup> Co (p, n) Vorl. Messung
0,341	0,330	0,343	0,342	0,330
0,466	0,436*) 0,467*)	0,463	0,439	0,450
0,875	0,86	0,872		0,880
1,19			1,22	1,20
1,309		1,305		1,30
1,344			1,343	1,32
1,638				
1,736	1,74	1,70		1,74
1,747			1,79	
1,774				
1,952			1,96	

\*) Zuordnung zum Isotop <sup>58</sup>Ni unsicher.

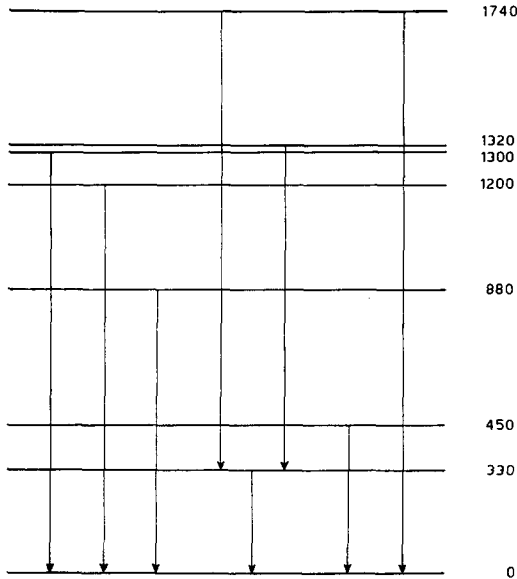


Fig. 7

Niveauschema von <sup>59</sup>Ni. Dass zwei Niveaus bei 1300 keV vorhanden sind, ergibt sich aus dem Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte mit der statistischen Theorie.

3.  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ 

Die Reaktionsschwelle liegt bei 2,13 MeV<sup>28</sup>). Die Target wurde durch elektrolytisches Abscheiden des Kupfers auf eine Nickelfolie hergestellt. Die Verwendung eines auf 99,4% angereicherten Isotops erwies sich als notwendig, da im Spektrum des natürlichen Kupfers starke  $\gamma$ -Linien von 660 und 960 keV auftreten, die von der Reaktion  $^{63}\text{Cu}(p, p')^{63}\text{Cu}$  stammen.

Das  $\gamma$ -Spektrum der Reaktion (Fig. 8) ist ziemlich komplex. Es wurde deshalb dasselbe Spektrum mit dem Lochkristall aufgenommen (Fig. 9). Während die  $\gamma$ -Linie von 640 keV vollkommen verschwindet, bleiben die Spitzen, die Energien von 750, 880, 1060 und 1250 keV entsprechen, bestehen.

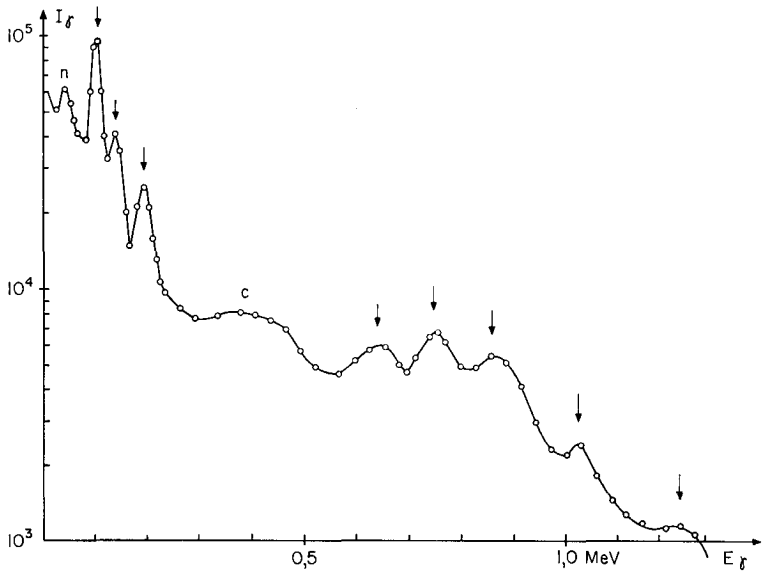


Fig. 8

$\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ , aufgenommen mit einem  $2'' \times 2''$  NaJ(Tl)-Kristall. Die Pfeile bezeichnen die einzelnen Photospitzen.

C: Comptonverteilung der 650, 750 und 870-keV-Linien, zum Teil eventuell auch Neutronen.

n: Neutronen.

Das Koinzidenzspektrum jeder im Einzelspektrum deutlich hervortretenden  $\gamma$ -Linie wurde bestimmt. Erst mit Hilfe aller dieser Koinzidenzmessungen kann man definitiv die einzelnen  $\gamma$ -Intensitäten bestimmen, da mehrere Linien doppelt sind. Figur 10 zeigt das Beispiel einer solchen Koinzidenzmessung. Die relativen Intensitäten der  $\gamma$ -Linien

von 640 und 750 keV sind im Koinzidenzspektrum und im Einzelspektrum verschieden. Die Absolutintensität der 640 keV-Linie ist verträglich mit der Annahme, dass nur eine einfache  $\gamma$ -Linie vorliegt. Die 750 keV-Linie ist also doppelt: ungefähr die Hälfte entspricht dem Übergang 870–119 keV, während der Rest dem Cross-over von 640 und 119 keV entspricht.

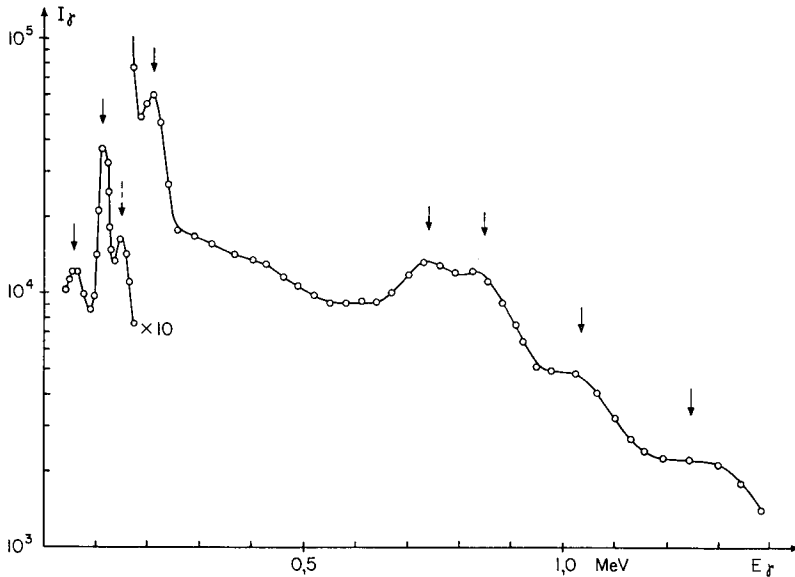


Fig. 9

$\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ , aufgenommen mit dem Lochkristall. Die Pfeile bezeichnen die Lage der einzelnen Niveaus im Niveauschema. Die Spitze bei 153 keV (gebrochener Pfeil) bleibt wegen der starken Konversion der 54-keV-Linie, trotzdem ihr kein Niveau entspricht.

Andererseits wurde auch im Koinzidenzspektrum der 153 und 209 keV-Linien eine schwache  $\gamma$ -Linie von 660 keV gefunden, während umgekehrt im Koinzidenzspektrum der 650 keV-Linie die beiden Linien von 153 und 209 keV erscheinen; es ist also in dieser Linie ein schwacher Anteil ( $\sim 15\%$ ) vom Kaskadenübergang 870–209 keV vorhanden.

Oberhalb von 200 keV konnten keine sicheren Koinzidenzen mit der 54 keV-Linie gefunden werden. Dieser stark konvertierte Übergang wird im  $\gamma$ -Spektrum durch die von den Neutronen verursachte Spitze bei 60 keV weitgehend verdeckt. Koinzidente Linien mit Intensitäten bis zu einigen mbarn können deshalb nicht ausgeschlossen werden.

BERNSTEIN und LEWIS<sup>29)</sup> haben bei der gleichen Reaktion die Konversionselektronen der  $\gamma$ -Linien untersucht. Sie fanden Linien bei 54, 65, 90, 119, 155 und 209 keV. Aus den  $K:(L+M)$ -Verhältnissen konnten sie die Multipolordnungen bestimmen, wobei bei der 209 keV-Linie nicht zwischen Dipol- und Quadrupolstrahlung unterschieden werden kann. Tabelle 5 zeigt den Vergleich der aus diesen Messungen anhand der Konversionskoeffizienten berechneten  $\gamma$ -Intensitäten mit den gemessenen Werten. Die Übereinstimmung ist gut; für die 209 keV-Linie folgt aus dem Vergleich, dass sie Dipolcharakter hat.

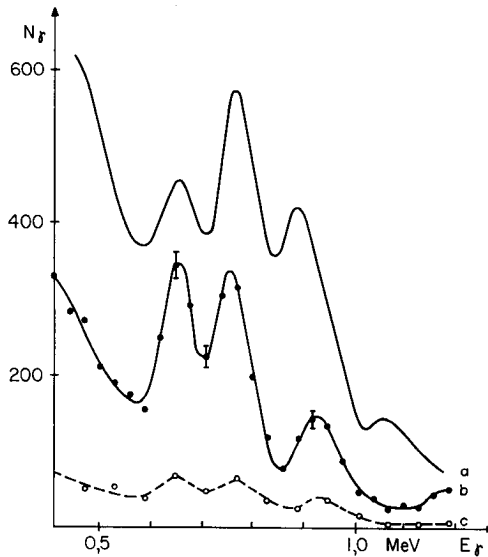


Fig. 10

Beispiel eines Koinzidenzspektrums bei der Reaktion  ${}^{65}\text{Cu}(p, n){}^{65}\text{Zn}$ . Koinzidenzen mit der 119-keV-Linie

- a) Einzelspektrum.
- b) Koinzidenzspektrum; kein Absorber für 119 keV.
- c) Koinzidenzspektrum; Absorber für 119-keV-Linie 0,5 mm Pb.

ELWYN u. a.<sup>30)</sup> haben die Energien der einzelnen Neutronengruppen durch Flugzeitmessung bestimmt und fanden Niveaus bei 0,11 und 0,20 MeV, während nach DANIEL und MAYER-KUCKUK<sup>31)</sup> beim Zerfall von  ${}^{65}\text{Ga}$  Niveaus von 117, 850, 1380 und 1860 keV in  ${}^{65}\text{Zn}$  angeregt werden. Durch die  $(d, p)$ -Reaktion an  ${}^{64}\text{Zn}$  werden Niveaus bei 820, 1280, 1850 und 2400 keV angeregt<sup>32)</sup>. Mit der Schwellenmethode wurden bei der  $(p, n)$ -Reaktion an  ${}^{65}\text{Cu}$  Niveaus bei 118, 780, (860), 1260 und 1930 keV entdeckt<sup>5) 6)</sup>.

Tabelle 4

Ergebnisse der Koinzidenzmessungen bei der Reaktion  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ . Die Zahlen in Klammern in der Rubrik «Koinzident mit» bezeichnen den Intensitätsanteil der  $\gamma$ -Linie, der durch die Koinzidenzmessung erklärt wird.

$\gamma$ -Linie keV	Koinzident mit keV
54-65	153, 650 ?, 750 ?, 870 ?
119	640 (1,0), 750 (0,6), 940*, 1150*
153	54, 660 (0,2), 1040 (0,2)
209	660 (0,15), 880 ?, 1040 (0,1)
750	119
880	219 $\pm$ 5
940	119
1050	119 ? ?, 153 ?, 209
1150	119
1250	—

\*) Im Einzelspektrum nicht sichtbar.

Tabelle 5

Vergleich der  $\gamma$ -Intensitäten mit den aus den  $e^-$ -Intensitäten berechneten Werten; die Multipolordnungen wurden aus den  $K:(L+M)$ -Verhältnissen bestimmt

BERNSTEIN, LEWIS <sup>29)</sup>			Vorliegende Messung			$^{65}\text{Cu}(p, n \gamma)^{65}\text{Zn}$
Energie keV	$e^-$	Multipol	$\gamma$	$\sigma_{\text{abs}}$ mbarns	$\sigma_{\text{rel}}$	$\sigma_{\gamma + e^-}$ mbarns
54	1280	E 2	180	8,5**)	550**)	26
65	60	1	270			6
90	2	—	(16)	—	—	0,3
119	60	1	1840	29	1840*)	30
153	12	1	833	12	820	12
209	2,5	1	278	4,5	300	4,5
		(2)	(61)			

\*) Normalisierung.

\*\*\*) Die 54 und 65-keV-Linien konnten nicht getrennt werden.

Die Energien der untersten  $\gamma$ -Linien lassen zusammen mit den Koinzidenzmessungen sofort auf angeregte Zustände bei 54, 119 und 209 keV schliessen. Auch die restlichen  $\gamma$ -Linien passen sich leicht in ein Niveauschema mit Zuständen bei 760, 870, 1060 und 1250 keV ein. Die einzige Diskrepanz mit den Messungen anderer Autoren beruht auf der Existenz

Tabelle 6  
 Intensitäten und Zuordnungen der  $\gamma$ -Linien bei der Reaktion  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$

$\gamma$ -Linie keV	Übergang	Intensität mbarns
54	54-0	26**)
65	119-54	5**)
90	209-119	0,3**)
119	119-0	30**)
153	209-54	12**)
209	209-0	4,5
640	760-119	6,5
660	870-209	1*)
750	870-119	7*)
760	760-0	5
880	880-0	9,5
940	1060-119	2*)
1040	1250-209	0,5*)
1060	1060-0	2,5
1150	1250-119	1*)
1250	1250-0	4,0
(219)	1060-880 ?	$\lesssim 1^*$ )
1360	1360-0 ?	1

\*) Intensität aus den Koinzidenzmessungen bestimmt.

\*\*\*) Die von BERNSTEIN und LEWIS<sup>29)</sup> gemessenen  $e^-$ -Intensitäten sind mitberücksichtigt.

Tabelle 7  
 Vergleich der mit verschiedenen Methoden gefundenen Niveaus in  $^{65}\text{Zn}$

$^{64}\text{Zn}(d, p)$ <sub>32)</sub>	$^{65}\text{Cu}(p, ne^-)$ <sub>29)</sub>	$^{65}\text{Cu}(p, n)$ Schwelle <sup>5)</sup>	$^{65}\text{Ga}(\beta^+)$ <sub>31)</sub>	$^{65}\text{Cu}(p, n)$ Flugzeit <sup>30)</sup>	$^{65}\text{Cu}(p, n\gamma)$ Vorl. Messung
(0,1)	0,054 0,119 0,209	0,118	(0,053) 0,117	0,11 0,20	0,054 0,119 0,209 0,760
0,82*)		0,78 (0,86)	0,85**)		0,870 (2 $\times$ ) 1,060
1,28		1,26	1,38		1,25
1,85		1,93	1,98		
2,40					

\*) Zustand scheint doppelt zu sein.

\*\*\*) Kein direkter  $\gamma$ -Übergang in den Grundzustand.

der 880 keV-Linie. Diese ist beim Zerfall von  $^{65}\text{Ga}$  nicht sichtbar, trotzdem das Niveau von 860 keV, das über den 199 keV-Zustand zerfällt, angeregt wird. Da die 880 keV-Linie andererseits mit keiner  $\gamma$ -Linie in Koinzidenz ist, ausser eventuell mit einer schwachen Linie von  $219 \pm 5$  keV, muss sie einem direkten Übergang in den Grundzustand entsprechen. Es wurden deshalb zwei Niveaus bei  $870 \pm 20$  keV angenommen; diese Annahme wird gestützt durch die Tatsache, dass der partielle Wirkungsquerschnitt eines einzelnen bei dieser Energie gelegenen Niveaus viel zu gross wäre. Auch die Messungen von SHULL und ELWYN<sup>32)</sup>, die bei 820 keV ein mindestens doppeltes Niveau fanden, sind damit in Übereinstimmung.

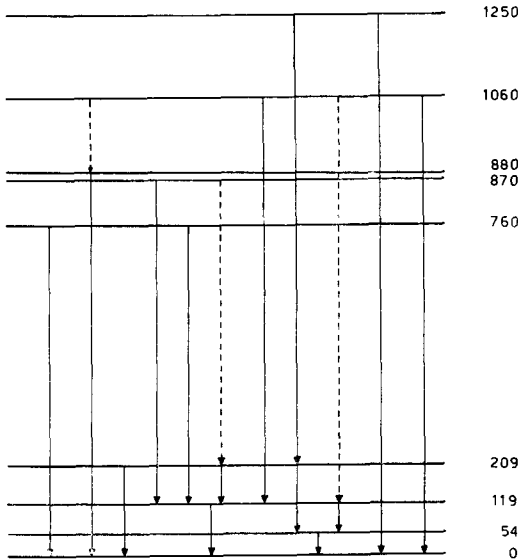


Fig. 11  
Niveauschema von  $^{65}\text{Zn}$

4.  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$

Die Reaktionsschwelle liegt bei 1,65 MeV<sup>4)</sup>. Das  $\gamma$ -Spektrum ist insbesondere oberhalb von 400 keV komplex. Zwischen 350 und 1200 keV treten mindestens zehn  $\gamma$ -Linien auf. Demgegenüber ist das Spektrum des Lochkristalls (Fig. 13) einfacher; man sieht deutliche Spitzen bei 110, 285, 420 und 760 keV sowie Andeutungen bei 860, 1030 und 1150 keV, während z. B. die Spitze bei 505 keV des mit dem gewöhnlichen Kristall aufgenommenen Spektrums vollständig verschwindet. Das Koinzidenzspektrum mit den Neutronen (Fig. 14) zeigt, dass alle stärkeren  $\gamma$ -Linien

der  $(p, n)$ -Reaktion zugeordnet werden müssen. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass bis zu 20% der 285 keV-Linie der inelastischen Protonenstreuung zugeordnet werden muss, die zum 283 keV-Niveau im  $^{75}\text{As}$  führt. Auch die sehr schwache 385 keV-Linie könnte von der inelastischen Protonenstreuung herrühren. Sie ist mit der 285 keV-Linie in Koinzidenz, nicht aber mit der 135 keV-Linie. Sie muss also aus einem angeregten Zustand von  $670 \pm 20$  keV in  $^{75}\text{Se}$  oder  $^{75}\text{As}$  stammen. Da ein solches Niveau in  $^{75}\text{As}$  nicht bekannt ist, trotzdem mehrere Autoren die inelastische  $\alpha$ - $^{33}\text{S}$  und Neutronenstreuung $^{34)}^{35)}$  untersucht haben, wurde sie der  $(p, n)$ -Reaktion zugeordnet.

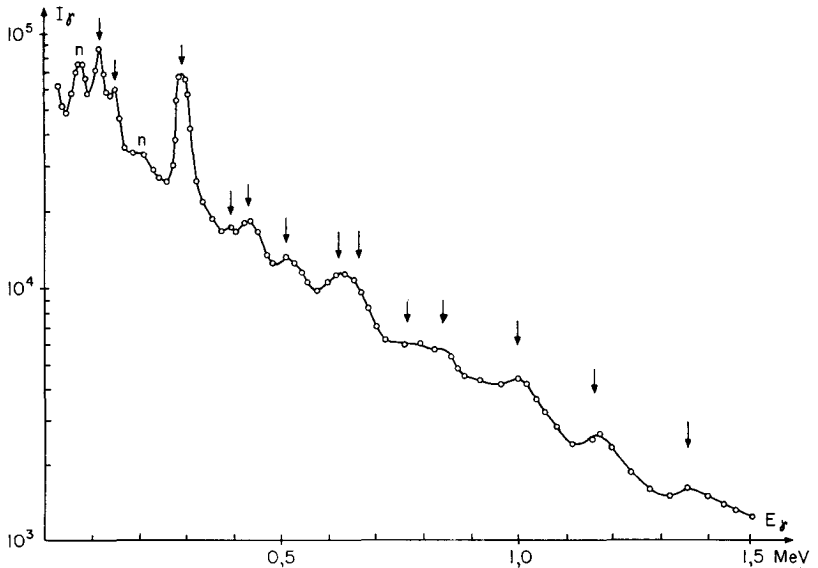


Fig. 12

$\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$ , aufgenommen mit einem  $2'' \times 2''$  NaJ(Tl)-Kristall. Die Pfeile bezeichnen die Photospitzen der einzelnen  $\gamma$ -Linien.  
n: von den Neutronen verursachte Spitzen im Spektrum.

GOSETT und BUTLER $^4)$  finden mit der Schwellenmethode einen angeregten Zustand bei 287 keV in  $^{75}\text{Se}$ . ELWYN *et al.* $^{30)}$  finden durch Flugzeitmessung der Neutronen Niveaus bei 0,108; 0,268; 0,40 und 0,57 MeV. Diesen entsprechen im Zerfallsschema, das nach den Koinzidenzmessungen (Tab. 8) aufgestellt wurde, Niveaus von 110, 285, 420 und 615 keV. Dass die von ELWYN *et al.* bestimmten Anregungsenergien systematisch kleiner sind, dürfte durch die leicht entstehenden systematischen Fehler in der elektronischen Zeitmessung bei der Flugzeitmethode zu erklären sein.



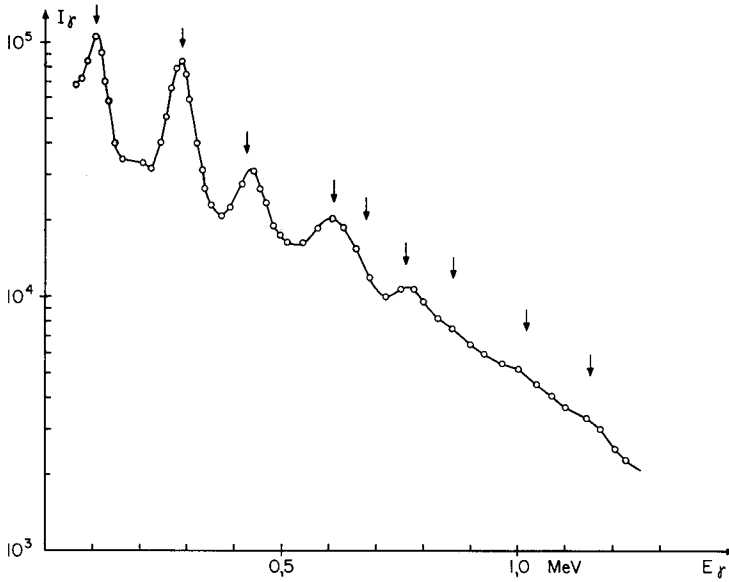


Fig. 13

$\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$ , aufgenommen mit dem Lochkristall. Die Pfeile bezeichnen die Energien, bei denen nach dem Niveauschema Spitzen zu erwarten sind.

Tabelle 8

Ergebnisse der Koinzidenzmessungen bei der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$

$\gamma$ -Linie keV	Koinzident mit keV
110	505, 640, 750?, 900
135	285, 440, 620?
285	135, 160?, 385, 440, 610?, 720?, 890
385	285?
420-440	110?*) , 135, 285, 430
505	110, 510**)
615	110? , 285? ?
640	110
880	110, 285?

\*) Wahrscheinlich Koinzidenz mit dem Untergrund.

\*\*\*) Nur unter 180°; Annihilationsstrahlung.

Da die 640 keV-Linie nur mit 110 keV in Koinzidenz ist, muss sie aus einem Niveau von 750 keV stammen. Auch die Niveaus von 860,

1030 und 1160 keV ergeben sich eindeutig aus den Koinzidenzmessungen. Die 750 keV-Linie kann aus drei Anteilen bestehen; sie ist so schwach, dass keine eindeutige Aussage möglich ist.

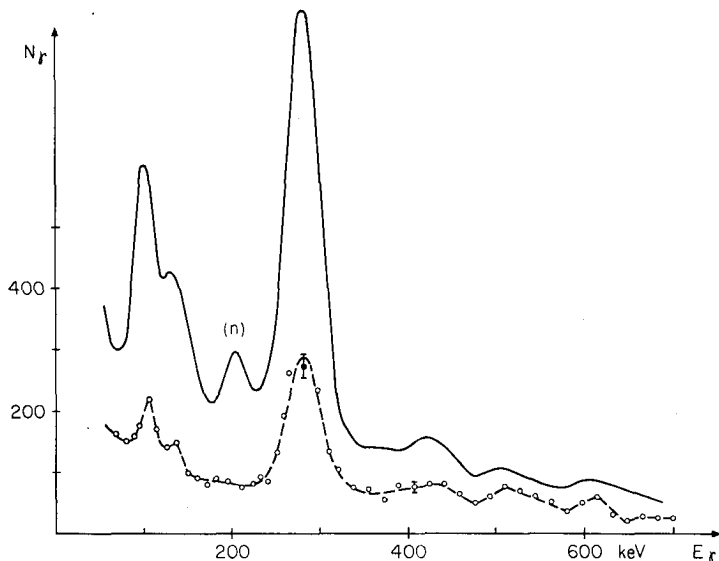


Fig. 14

$^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$ . Koinzidenzspektrum mit den Neutronen.  
 — — Einzelspektrum. — — — Koinzidenzspektrum.

Die Intensitäten der meisten  $\gamma$ -Linien oberhalb von 300 keV mussten aus den Koinzidenzmessungen bestimmt werden, da im Einzelspektrum die einzelnen Photospitzen nicht aufgelöst werden können, oder aber das Verhältnis des Untergrundes zur Intensität in der Photospitze zu gross ist. Die Koinzidenzmessungen mussten jedoch aus Intensitätsgründen mit dicken Targets durchgeführt werden. Die relativen Intensitäten der stärkeren  $\gamma$ -Linien bei dicken und dünnen Targets sind um 10–20% voneinander verschieden. Die Intensitäten der schwächeren  $\gamma$ -Linien in Tabelle 9 können deshalb nur als grobe Abschätzungen betrachtet werden, deren Fehler bis zu einem Faktor 2 betragen kann.

##### 5. $^{91}\text{Zr}(p, n)^{91}\text{Nb}$

Die Reaktionsschwelle ist nicht genau bekannt, liegt aber unterhalb von 1,8 MeV<sup>36)</sup>. Da  $^{91}\text{Zr}$  im natürlichen Zirkon nur zu 11,2% vorhanden ist, wurde eine Target aus angereichertem Zirkonoxyd  $\text{ZrO}_2$  (80%  $^{91}\text{Zr}$ )

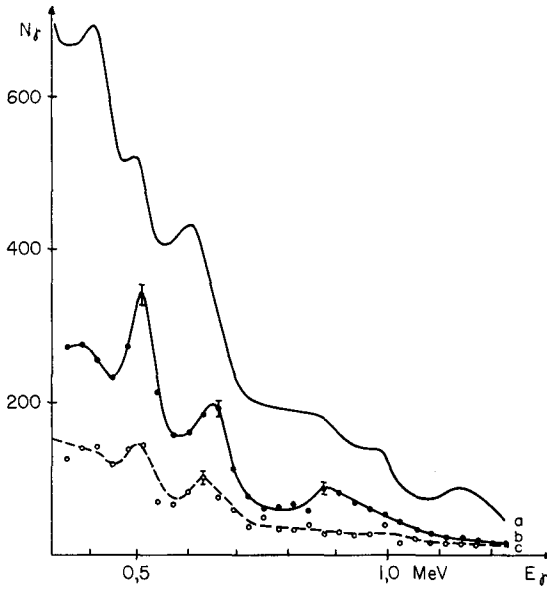


Fig. 15

Beispiel einer Koinzidenzmessung bei der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$ .  
Koinzidenzen mit 110 keV.

- a) Einzelspektrum.
- b) Koinzidenzspektrum; kein Absorber für 110-keV-Linie.
- c) Koinzidenzspektrum; Absorber für 110-keV-Linie 1 mm Sn.

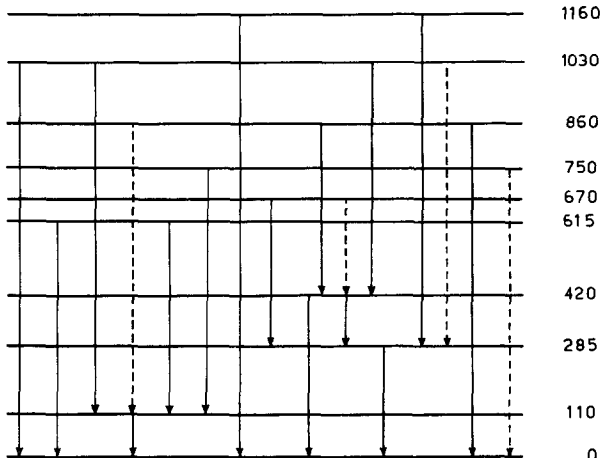


Fig. 16

Niveauschema von  $^{75}\text{Se}$

Tabelle 9  
 Intensitäten und Zuordnungen der einzelnen  $\gamma$ -Linien bei der Reaktion  
 $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$

$\gamma$ -Linie keV	Übergang	Intensität mbarns
110	110-0	15,5
135	420-285	8,0
(160)	670-420	0,7
285	285-0	30
385	670-285	2*)
420	420-0	3
440	860-420	2*)
505	615-110	5,0
615	615-0	4,0
(610)	1030-420	0,3*)
640	750-110	4,5*)
(720)	1030-285	$\approx$ 0,3*)
(750)	750-0	$\approx$ 0,5
(750)	860-110	$\approx$ 0,5*
860	860-0	3
890	1160-285	0,5
900	1030-110	1,5*
1030	1030-0	5,8
1150	1150-0	4

\*) Intensität aus den Koinzidenzmessungen bestimmt.

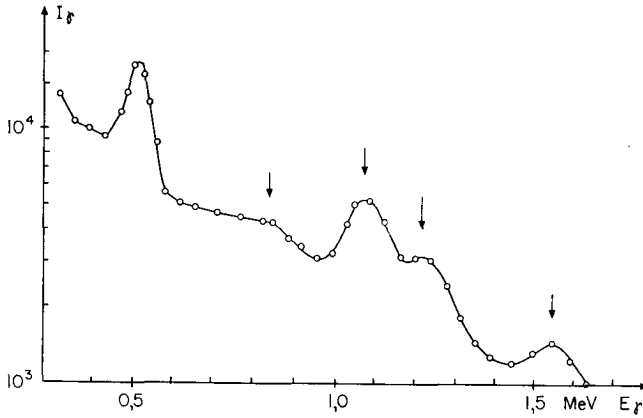


Fig. 17

$\gamma$ -Spektrum bei Bestrahlung einer angereicherten  $^{91}\text{ZrO}_2$ -Target mit 4 MeV-Protonen. Die Pfeile bezeichnen die der Reaktion  $^{91}\text{Zr}(p, n)^{91}\text{Nb}$  zugeordneten  $\gamma$ -Linien.

Tabelle 10  
Vergleich der von verschiedenen Autoren gefundenen Niveaus in <sup>75</sup>Se.  
Energien in MeV

<sup>75</sup> As (p, n) Schwellen- bestimmung <sup>4)</sup>	<sup>75</sup> As (p, n) Flugzeitbemessung <sup>30)</sup>	<sup>75</sup> As (p, n, γ) vorl. Arbeit
0,287	0,108	0,110
	0,268	0,285
	0,40	0,420
	0,57	0,615
		(0,670)
		0,750
		0,860
		1,03
	1,16	

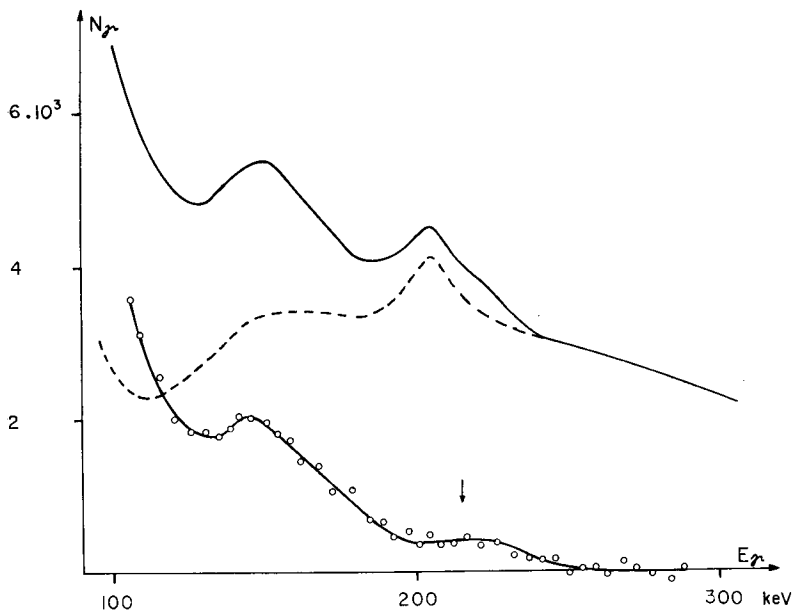


Fig. 18

γ-Spektrum bei Bestrahlung einer <sup>91</sup>ZrO<sub>2</sub>-Target mit Protonen. Der Pfeil zeigt die Lage der 215-keV-Linie an.

— — — Spektrum ohne Absorber vor Kristall.

- - - Absorber 0,5 mm Pb + 0,5 mm Sn.

-o-o-o Differenz der beiden Spektren.

Die statistischen Fehler sind von der Grössenordnung der Kreise.

verwendet. Anfänglich in der Probe vorhandene Spuren von Fluor wurden durch Ausglühen des  $ZrO_2$ -Pulvers beseitigt. Die Target bestand aus 35 mg  $ZrO_2$ , das in einer Hochdruckpresse zu einer Pille von 6 mm Durchmesser verarbeitet wurde. Zu Kontrollzwecken wurden Targets aus natürlichem Zirkon in metallischer Form und als  $ZrO_2$  sowie  $PbO_2$  verwendet.

Tabelle 11 zeigt die Relativintensitäten der verschiedenen auftretenden  $\gamma$ -Linien und deren Zuordnung. Die Koinzidenzmessungen ergaben, dass nur die 850 keV-Linie und die 215 keV-Linie in Koinzidenz sind. Da ihre Summe  $1065 \pm 30$  keV beträgt, entspricht die 1070 keV-Linie höchstwahrscheinlich dem Cross-over.

Tabelle 11

Vergleich der relativen Intensitäten verschiedener Targets. Die Ausbeuten sind auf die gleiche Anzahl Protonen normiert.

Zr: Reaktion an einem Zirkonisotop ausser  $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$ .

$^{91}Nb$ : Reaktion  $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$ .

$\gamma$ -Linie keV	$Zr^{91}O_2$	Zr	$ZrO_2$	$PbO_2$	Zuordnung
88	~ 27	~160		0	Zr
156	8	50		0	Zr
215	2,5	0		0	$Nb^{91}$
300	0	20		0	Zr
435	24	0		10	0
511	40-100	50		$\geq 10$	$\beta^+$
630	~5	25		0	Zr
850	40	$\leq 10$			$Nb^{91}$
870				~2	Pb
1070	100	35	35	0	$Nb^{91}$
1210	55	33	34	0	$Nb^{91}$
1330	10	7			Zr ?
1540	18	4			$Nb^{91}$

Die Messungen an den Oxydtargets wurden durch eine je nach Bestrahlungsdauer stark variierende Annihilationslinie gestört. Diese stammt von zwei Aktivitäten, deren eine die Halbwertszeit von etwa einer Minute besitzt und wahrscheinlich vom  $\beta^+$ -Zerfall von  $^{17}F$  herrührt, während die zweite Halbwertszeit ca. 100 min. beträgt und der Reaktion  $^{18}O(p,n)^{18}F \xrightarrow{\beta^+} O^{18}$  zugeordnet wurde. Wegen dieses stark variierenden Untergrunds wurden für das natürliche Zirkonoxyd nur die Intensitäten der beiden  $\gamma$ -Linien von 1070 und 1210 keV bestimmt.

Die relativen Intensitäten aus verschiedenen Targets, die  $^{91}Zr$  enthalten (Tabelle 11), sind untereinander in guter Übereinstimmung, mit

einer einzigen Ausnahme: Während der relativen Intensitäten der 1070 keV-Linie und der 1210 keV-Linie ungefähr gleich sind im natürlichen Zirkon, ist die 1070 keV-Linie doppelt so stark im angereicherten Isotop. Es scheint wahrscheinlich, dass ein Teil der 1210 keV-Linie im natürlichen Zirkon von der Reaktion  $^{90}\text{Zr}(p, \gamma)^{91}\text{Nb}$  stammt.

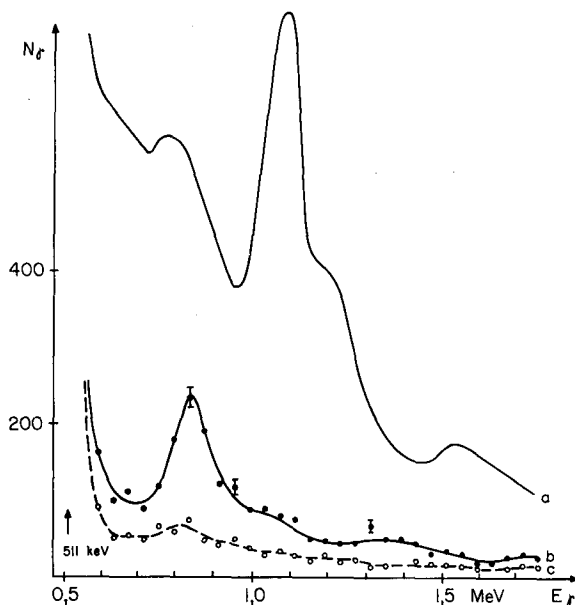


Fig. 19

Reaktion  $^{91}\text{Zr}(p, n)^{91}\text{Nb}$ . Koinzidenzspektrum mit 215 keV

- a) Einzelspektrum.
- b) Koinzidenzspektrum; kein Absorber für 215-keV-Linie.
- c) Koinzidenzspektrum; Absorber 1 mm Pb.

$^{91}\text{Nb}$  ist ein halbmagischer Kern, der einen isomeren Zustand bei 105 keV besitzt. Durch den Zerfall von  $^{91*}\text{Mo}$  werden Zustände von 1310 und 1640 keV angeregt, die in den isomeren Zustand zerfallen<sup>37) 38)</sup>. Dem entsprechen die  $\gamma$ -Linien von 1210 und 1540 keV. Die beiden Niveaus besitzen wahrscheinlich den Spin  $3/2^-$  und sind nach dem Schalenmodell durch die Protonenkonfiguration  $(p1/2)(g9/2)^2$  und  $(p3/2)^3(p1/2)^2(g9/2)^2$  zu beschreiben.

Der Energieunterschied zwischen der  $p1/2$ -Schale und der  $g9/2$ -Schale beträgt ca. 900 keV<sup>39)</sup>. Bei ungefähr 1 MeV Anregungsenergie sind deshalb die Zustände  $(g9/2)^3$  mit den Spins  $7/2^+$  und  $9/2^+$  zu erwarten; diese sind unter allen Zuständen dieser Konfiguration energetisch am meisten begünstigt. Es liegt nahe, die  $\gamma$ -Linien von 215, 850 und 1070 keV

als Übergänge zwischen zwei solchen angeregten Niveaus und dem Grundzustand zu betrachten. Diese Annahme wird durch die Tatsache gestützt, dass das 1070 keV-Niveau zum Unterschied vom 1310 keV-Niveau nicht durch die  $(p, \gamma)$ -Reaktion an  $^{90}\text{Zr}$  angeregt wird; sein Spin sollte deshalb  $\geq 5/2$  sein. Man gewinnt so das Niveauschema Figur 20.

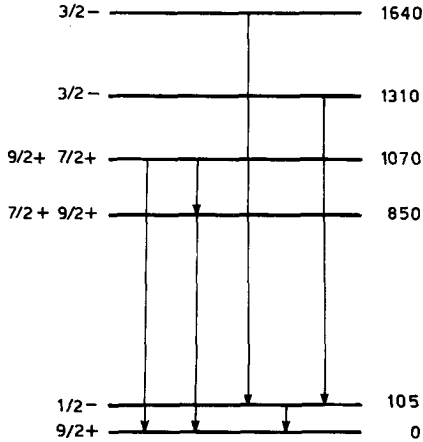


Fig. 20

Niveauschema von  $^{91}\text{Nb}$  mit den wahrscheinlichen Spinzuzuordnungen

## V. Vergleich mit dem statistischen Modell

### 1. Wahl der Transmissionskoeffizienten

Falls die Gültigkeit von Gl. (1) für die  $(p, n)$ -Reaktion angenommen wird, ist es prinzipiell möglich, aus den partiellen Wirkungsquerschnitten für die Anregung der einzelnen Niveaus im Endkern deren Spins und Paritäten zu bestimmen. Man braucht dazu aber ein Modell, um die Transmissionskoeffizienten für die Neutronen und Protonen berechnen zu können. Nach der klassischen Theorie der starken Absorption werden diese zu <sup>40) 41)</sup>

$$T_l = \frac{4 \varrho X |A_l|^{-2}}{X^2 + (2 \varrho X + \varrho^2 X^2 |A_l'|^2) |A_l|^{-2}} \approx \frac{4 k}{K} |A_l|^{-2}. \quad (9)$$

Dabei bedeutet:

$$\begin{aligned} \varrho &= k R, & |A_l|^2 &= (F_l^2 + G_l^2)_{\varrho=kR}, \\ X &= K R, & |A_l'|^2 &= (F_l'^2 + G_l'^2)_{\varrho=kR}, \end{aligned} \quad (9')$$

wobei  $R$  der Kernradius,  $k$  und  $K$  die Wellenzahlen im Äusseren resp. im Inneren des Kerns, und  $F_l$  und  $G_l$  die regulären und irregulären



Lösungen der Wellengleichung mit dem Drehimpuls  $l$  ausserhalb des Kerns bedeuten. Bei der Ableitung wird vorausgesetzt, dass im Kerninneren nur eine einfallende Welle des Drehimpulses  $l$  vorhanden ist. Ausserdem wird ein scharfer Kernrand angenommen, an dem die innere und die äussere Wellenfunktion anzupassen sind. Beide Voraussetzungen sind sicher nicht sehr gut erfüllt, wie der Erfolg des optischen Modells mit schwacher Absorption zeigt, bei dem ein diffuser Kernrand angenommen werden muss, um die Experimente richtig zu beschreiben.

BEYSTER<sup>42)</sup> hat mit Hilfe eines optischen Potentials des Saxon-Woods-Typs

$$V(r) = \frac{V_0 (1 + i \xi)}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (10)$$

ohne Spin-Bahn-Kopplungsterm die Transmissionskoeffizienten für Neutronen in Funktion der Neutronenenergie und des Atomgewichts berechnet. Die Parameter  $V_0$ ,  $\xi$ ,  $R$  und  $a$  wurden dabei dem elastischen differentiellen Streuwirkungsquerschnitt und dem totalen Reaktionswirkungsquerschnitt angepasst. Die Einführung eines Spin-Bahn-Kopplungsterms führt erfahrungsgemäss nur zu kleinen Korrekturen bei den differentiellen Streuwirkungsquerschnitten und beim totalen Reaktionswirkungsquerschnitt<sup>43)</sup>. Man kann deshalb annehmen, dass auch für die einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitte ein solcher Term vernachlässigbar ist. Bei der Ableitung von Gl. (1) muss die Abwesenheit einer Kopplung zwischen Bahndrehimpuls und Spin des einfallenden oder herauskommenden Teilchens angenommen werden; nur auf diese Weise werden die Transmissionskoeffizienten  $T_l$  spinunabhängig.

Für Protonen existieren keine analogen Berechnungen. Bei den vorliegenden Messungen betrug die Protonenenergie ungefähr die Hälfte der Coulomb-Barriere. Die nach Gl. (9) berechneten Transmissionskoeffizienten werden ungefähr richtig sein, falls als Kernradius  $R' = R + a$  angenommen wird; dies entspricht im Bereich  $40 \leq A \leq 100$  ungefähr dem für Kernreaktionen üblicherweise angenommenen Wert von  $R' \approx 1,50 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  cm.

Die Verhältnisse  $T_l^p(E) : T_0^p(E)$  hängen viel weniger stark vom angenommenen Kernradius und von der Protonenenergie ab als die Absolutbeträge der Transmissionskoeffizienten. Ausserdem sind diese Verhältnisse fast unabhängig von der Wahl von  $X = KR'$ . Deshalb wurden die Verhältnisse der partiellen Wirkungsquerschnitte zum Vergleich mit der Theorie herangezogen. Dies hat auch den Vorteil, dass die experimentell bestimmten Werte mit kleineren Fehlern behaftet sind, denn die Ungenauigkeiten in der Protonenstromintegration und der Targetdickenbestimmung fallen weg. Ausserdem sind die aus der Theorie berechneten Verhältnisse der partiellen Wirkungsquerschnitte zweier Niveaus meist

innerhalb von 10–20% unabhängig von den Spinzuordnungen für die restlichen Niveaus im Endkern, was die Analyse sehr erleichtert. Allerdings sollte der Spin von einem angeregten Niveau bekannt sein, damit dessen partieller Wirkungsquerschnitt als Mass für die anderen benützt werden kann.

## 2. Vergleich der Messungen mit der Theorie

I.  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$ . FERGUSON und MORRISON<sup>44</sup>) haben die Anregungskurve für die beiden ersten angeregten Zustände in  $^{51}\text{Cr}$  bei der  $(p, n)$ -Reaktion gemessen: diese stimmt am besten mit der Spinzuordnung  $3/2^-$  für das erste und  $5/2^-$  für das zweite angeregte Niveau überein. Der Spin des Grundzustandes wird durch das Schalenmodell vorhergesagt und beträgt  $7/2^-$ .

Tabelle 12 zeigt den Vergleich der gemessenen mit den aus der Theorie berechneten Verhältnissen der partiellen Wirkungsquerschnitte. Eine weitere Aussage erhält man aus der Winkelkorrelationsmessung der  $\gamma$ - $p$ -Kaskade 324–1180 keV. Für verschiedene Spinzuordnungen ergeben sich aus der Theorie der Winkelkorrelation folgende Anisotropiekoeffizienten  $A_2$ :

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} - \frac{3}{2} - \frac{7}{2} & \quad -0,08 \leq A_2 \leq 0,14, \\ \frac{1}{2} - \frac{5}{2} - \frac{7}{2} & \quad -0,51 \leq A_2 \leq 0,24, \\ \frac{3}{2} - \frac{5}{2} - \frac{7}{2} & \quad -0,39 \leq A_2 \leq 0,82, \\ \frac{1}{2} - \frac{3}{2} - \frac{7}{2} & \quad -0,14 \leq A_2 \leq 0,14, \\ \frac{5}{2} - \frac{5}{2} - \frac{7}{2} & \quad -0,65 \leq A_2 \leq 0,46. \end{aligned}$$

Die einzigen sowohl mit dem Vergleich der Wirkungsquerschnitte als auch mit der Winkelkorrelationsmessung verträglichen Werte für die Spins der beiden Niveaus sind  $3/2$  und  $5/2$  für das 1500 keV-Niveau und  $5/2$  für das 1180 keV-Niveau. Dabei erscheint der Spin  $5/2$  für das 1500 keV-Niveau wahrscheinlicher, denn nach der Theorie ist

$$\sigma\left(1500, \frac{5}{2} -\right) : \sigma\left(1180, \frac{5}{2} -\right) \sim 0,8,$$

verglichen mit

$$\sigma\left(1500, \frac{3}{2} -\right) : \sigma\left(1180, \frac{5}{2} -\right) \sim 0,3.$$

Der experimentelle Wert beträgt  $\sim 1,0$ . Beide Zustände müssen die

gleiche Parität wie der Grundzustand haben, da solch grosse Anisotropien nur bei einer Mischung von Dipol- mit Quadrupolstrahlung auftreten.

Tabelle 12

Vergleich der relativen partiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $^{51}\text{V}(p, n)^{51}\text{Cr}$  mit der Theorie. Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_t = 133$  mbarns

Niveau keV	$\sigma_{\text{exp}}$ mbarns	$\sigma_{\text{rel}}$	$\sigma_{\text{rel}}$ nach Theorie								Wahrscheinlicher Spin
			I	$\sigma$	I	$\sigma$	I	$\sigma$	I	$\sigma$	
0	—	—	7/2-	440	7/2-	435	7/2-	435	7/2-	420	7/2-
750	16,5	100	3/2-	100	3/2-	100	3/2-	100	3/2-	100	3/2-, 5/2-?
1180	15,5	94	5/2-	180	3/2-	84	5/2-	179	5/2+	207	5/2-
1360	8	49	3/2-	70	1/2-	71	3/2-	71	3/2-	75	3/2-
1500	16	97	5/2-	135	5/2-	140	5/2-	137	3/2+	78	5/2-, (3/2-)
1560	6,5	39	3/2-	61	3/2-	63	1/2-	19	3/2-	69	1/2-, 3/2-

Der experimentelle partielle Wirkungsquerschnitt für das 750 keV-Niveau ist grösser als der berechnete, falls sein Spin zu 3/2- angenommen wird. Die vorliegenden Messungen sprechen eher für einen Spin 5/2-.

II.  $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$ . Nach dem Schalenmodell beträgt der Spin des Grundzustandes von  $^{59}\text{Ni}$  3/2-. Aus der Winkelverteilung der Protonen der (d, p)-Reaktion an  $^{58}\text{Ni}$  bestimmte PRATT<sup>22)</sup> die Spins des Grundzustandes sowie der angeregten Zustände von 330 und 1200 keV zu 3/2-, 7/2- und 7/2-. Die Übereinstimmung der Messresultate mit der Theorie ist jedoch nicht sehr befriedigend.

TRÜMPY<sup>45)</sup> fand bei der (n,  $\gamma$ )-Reaktion an  $^{58}\text{Ni}$  ein Niveau bei 450 keV; aus der Zirkularpolarisation der  $\gamma$ -Quanten bestimmte er dessen Spin zu 1/2-. Dieses Niveau kann nicht identisch sein mit dem bei der (p, n)-Reaktion angeregten, da dessen partieller Wirkungsquerschnitt nur durch den Spin 3/2 erklärt werden kann. Falls ein Niveau mit Spin 1/2- vorhanden ist, kann es bei der vorliegenden Messung gar nicht gefunden werden.

Um Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Wirkungsquerschnitten (Tabelle 13) zu erhalten, müssen zwei Niveaus bei 1300 keV angenommen werden. Es ist also nach den vorliegenden Messungen, zusammen mit dem Ergebnis von TRÜMPY<sup>45)</sup>, wahrscheinlich, dass sowohl bei 450 wie bei 1300 keV je zwei Niveaus vorhanden sind.

Zustände positiver Parität unterhalb von 1,5 MeV sind nach dem Schalenmodell unwahrscheinlich; die nächsten Zustände positiver Parität wären diejenigen der g9/2-Schale.

Tabelle 13

Vergleich der relativen partiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $^{59}\text{Co}(p, n)^{59}\text{Ni}$  mit der Theorie. Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_t = 118$  mbarns

Niveau keV	$\sigma_{\text{exp}}$ mbarns	$\sigma_{\text{rel}}$	$\sigma_{\text{rel}}$ nach Theorie						Wahrscheinlicher Spin
			<i>I</i>	$\sigma$	<i>I</i>	$\sigma$	<i>I</i>	$\sigma$	
0	—	—	3/2-	40	3/2-	43	3/2-	57	3/2-
330	31	100	7/2-	100	7/2-	100	7/2-	100	7/2-
450	6,5	21	1/2-	5	3/2-	20	3/2-	29	3/2-
880	13	42	5/2-	27	7/2-	50	9/2-	59	7/2- (5/2-, 9/2-)
1200	15	49	5/2-	27	7/2-	49	7/2+	86	7/2-
1300	12	39	7/2-	44	5/2-	23	9/2-	45	7/2-, 9/2-
1320	21	68	7/2-	44	7/2-	44	7/2-	47	7/2-, 9/2-

III.  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$ . Aus der Literatur kann man nur sehr wenige Informationen über die Spins der Zustände in  $^{65}\text{Zn}$  entnehmen. Die Messungen von BERNSTEIN und LEWIS<sup>29)</sup> bestimmen die Multipolordnungen der untersten Übergänge. Aus der Winkelverteilung der Protonen bei der  $(d, p)$ -Reaktion an  $^{64}\text{Zn}$  konnten SHULL und ELWYN<sup>32)</sup> die Drehimpulse der eingefangenen Neutronen bestimmen. Die einzelnen Niveaus konnten jedoch nicht aufgelöst werden, so dass mehrere Bahndrehimpulse  $l$  für jede Winkelverteilung angenommen werden mussten:  $l = 1$  und  $3$  für die Niveaus bis  $200$  keV;  $l = 1$  und  $4$  oder  $3$  für die Niveaus von  $750$  und  $870 \pm 20$  keV;  $l = 2$  (?) für das Niveau von  $1250$  keV.

Nach dem  $ft$ -Wert des  $\beta^+$ -Zerfalles von  $^{65}\text{Zn}$  und anhand des Zerfallschemas ist der Spin  $5/2-$  für den Grundzustand am wahrscheinlichsten. Nach dem Schalenmodell kämen die Spins  $3/2-$  ( $p3/2$ ) und  $5/2-$  ( $f5/2$ ) in Frage. Aus dem Vergleich mit den benachbarten  $u$ - $g$ -Kernen und nach dem Schalenmodell sind niedrig angeregte Zustände mit den Spins  $1/2-$ ,  $3/2$  und  $5/2-$  zu erwarten.

Tabelle 14 zeigt den Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Werten. Dass das Niveau von  $870$  keV doppelt ist, folgt sowohl aus seinem extrem grossen Wirkungsquerschnitt wie aus der Tatsache, dass beim  $\beta^+$ -Zerfall von  $^{65}\text{Ga}$  keine  $880$  keV-Linie auftritt.

Der erste angeregte Zustand von  $54$  keV hat einen sehr kleinen partiellen Wirkungsquerschnitt. Der Übergang in den Grundzustand ist ein wahrscheinlich reiner, elektrischer Quadrupol. Beide Tatsachen sind gut mit dem angenommenen Spin  $1/2-$  verträglich. Die beiden Zustände von  $119$  und  $209$  keV können dann nur den Spin  $3/2$  haben, da nur so

alle Dipolübergänge möglich sind. Die Parität ist dem Schalenmodell entsprechend wahrscheinlich negativ.

Tabelle 14

Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte bei der Reaktion  $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$  mit der Theorie. Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_t = 105$  mbarns

Niveau keV	$\sigma_{\text{exp}}$ mbarns	$\sigma_{\text{rel}}$	$\sigma_{\text{rel}}$ nach Theorie				Wahrscheinlicher Spin						
			$I$	$\sigma$	$I$	$\sigma$		$I$	$\sigma$	$I$	$\sigma$		
0	—	—	3/2-	106	5/2-	107	5/2-	107	5/2-	107	5/2-	107	(5/2-)
54	9	45	5/2-	116	1/2-	56	1/2-	57	1/2-	72	1/2-	72	1/2-
119	20	100	3/2-	100	5/2-	100	5/2-	100	3/2-	100	3/2-	100	3/2-
209	16	80	3/2-	95	3/2-	93	3/2-	94	7/2-	66	3/2-	66	3/2-
760	11,5	68	3/2-	39	3/2-	39	3/2-	32	5/2+	42	3/2,	42	3/2, 5/2
870	9,5	48					3/2-	32	3/2+	36	3/2,	36	3/2, 5/2
880	8	40	3/2-	32	5/2-	31	5/2-	31	5/2-	31	3/2,	31	3/2, 5/2
1060	4,5	26	1/2-	12	1/2-	12	3/2-	25	5/2-	23	3/2,	23	3/2, 5/2
											(1/2,		7/2)
1250	5,5	28	3/2-	16	3/2-	17	5/2-	15	3/2-	20	3/2,	20	3/2, 5/2

Die theoretischen Wirkungsquerschnitte sind fast gleich für die Spins 3/2 und 5/2 oder für 1/2 und 7/2. Die gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte für die angeregten Niveaus oberhalb von 700 keV sind alle mit der Annahme 3/2 oder 5/2 verträglich. Für das 1060 keV-Niveau käme auch 1/2 oder 7/2 in Frage. Über die Parität kann nichts ausgesagt werden.

IV.  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$ . Der Spin des Grundzustandes von  $^{75}\text{As}$  beträgt 3/2-. Es werden somit durch  $s$ -,  $p$ - und  $d$ -Protonen Niveaus im Compoundkern mit Spins  $J \leq 4$  angeregt.  $^{75}\text{Se}$  besitzt im Grundzustand den nach dem Schalenmodell anomalen Spin 5/2+; sein grosses positives Quadrupolmoment von  $Q = 1,1$  barns deutet auf eine starke Kopplung zwischen Protonen und Neutronen.

Der erste angeregte Zustand von 110 keV wird durch die  $(p, n)$ -Reaktion direkt oberhalb von seiner Schwelle nicht oder nur sehr schwach angeregt<sup>4)</sup>. Sein Spin beträgt deshalb mindestens 7/2. Es liegt nahe, diesen Zustand mit dem nach dem Schalenmodell zu erwartenden Grundzustand von 7/2+ oder 9/2+ zu identifizieren. Umgekehrt macht sich der zweite angeregte Zustand von 285 keV bei der Schwellenmethode stark bemerkbar; sein Spin ist deshalb wahrscheinlich 3/2 oder 5/2. Aus den Wirkungsquerschnitten kann nach Tabelle 15 nicht zwischen 3/2 und 5/2 unterschieden werden.

Bei jeder vernünftigen Annahme für die Spins der angeregten Zustände wird der experimentelle partielle Wirkungsquerschnitt für die Anregung des 285 keV-Niveaus zu gross. Es ist nicht ausgeschlossen, dass bis zu 20% der 285 keV-Linie der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, p' \gamma)^{75}\text{As}$  angehört; der Wert liegt also noch knapp innerhalb der Fehlergrenze.

Tabelle 15

Vergleich der relativen partiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, n)^{75}\text{Se}$  mit der Theorie. Die Zahlen in den Klammern bei den experimentellen Werten sind unter der Annahme berechnet, dass 20% der 285 keV-Linie aus der Reaktion  $^{75}\text{As}(p, p')$  stammen. Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_t = 78$  mbarns

Niveau keV	$\sigma_{\text{exp}}$ mbarns	$\sigma_{\text{rel}}$	$\sigma_{\text{rel}}$ nach Theorie						Wahrscheinlicher Spin
			<i>I</i>	$\sigma$	<i>I</i>	$\sigma$	<i>I</i>	$\sigma$	
0	—	—	5/2+	76	5/2+	100	5/2+	112	5/2+
110	4,5	24(35)	7/2+	38	9/2+	38	9/2+	37	9/2+ (7/2+)
285	19(13)	100(100)	3/2-	100	5/2-	100	5/2-	100	3/2-, 5/2-
420	8	42(62)	5/2-	88	3/2+	81	7/2-	62	3/2, 5/2, 7/2
615	9	47(70)	7/2-	54	5/2+	72	5/2+	81	3/2, 5/2, 7/2
670	2,5	13(19)	1/2-	51	1/2+	46	1/2-	56	1/2-?
750	5	26(38)	5/2+	86	7/2+	44	7/2+	44	7/2?
860	5	26(38)	5/2-	71	5/2-	75	7/2-	41	7/2?
1030	7,5	40(58)	5/2+	76	3/2+	61	5/2+	66	1/2, 3/2, 5/2, 7/2
1250	4,5	24(35)	3/2+	65	3/2-	68	3/2-	71	

Umgekehrt liegt der Fall beim Niveau von 670 keV, dessen partieller Wirkungsquerschnitt sehr klein ist. Auch wenn man annimmt, dass sein Spin 1/2- beträgt, wird der experimentelle Wert zu klein. Ein sehr grosser Spin für dieses Niveau scheint ausgeschlossen, da es über das 285 keV-Niveau zerfällt. Nach dem Schalenmodell und dem Vergleich mit den benachbarten Kernen ist der  $p$ 1/2-Zustand ungefähr 0,5–0,7 oberhalb des schalenmodellmässigen Grundzustands 9/2+ zu erwarten. Deshalb wurde dem 670 keV-Niveau der Spin 1/2- zugeordnet.

### 3. Diskussion

Beim Vergleich der Theorie mit dem Experiment zeigt es sich, dass die berechneten Wirkungsquerschnitte fast unabhängig von der Parität des Endzustands sind. Figur 21 illustriert dies sehr deutlich; es wurde mit den Spins 1/2  $\pm$ , 3/2  $\pm$ , ... 9/2  $\pm$  bei gleicher Energie liegen. Die hier der ideale Fall einer ( $p, n$ )-Reaktion an einem Kern  $Z = 34$ ,  $A = 75$ , mit Targetspin  $I = 3/2-$  berechnet, bei dem im Endkern zehn Niveaus

Wirkungsquerschnitte sind innerhalb von 5% paritätsunabhängig. Auch mit dem Spin  $I'$  des Niveaus im Endkern variieren die partiellen Wirkungsquerschnitte nur langsam. Innerhalb der Messgenauigkeit von

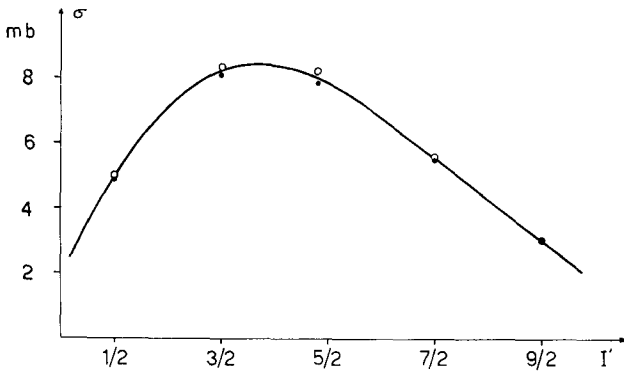


Fig. 21

Partieller Wirkungsquerschnitt in Funktion des Spins im Endkern. Targetkern  $Z = 34$ ,  $A = 75$ , Spin  $I = 3/2^-$ ; Protonenenergie 3,75 MeV, Neutronenenergie 2,0 MeV.

- negative
  - positive
- } Parität des Zustands im Endkern

10–20% ist es nicht möglich, zwischen  $I' = I$  und  $I' = I + 1$  zu entscheiden, falls die Neutronenenergie  $E_n \lesssim 1$  MeV ist. Der Grund dafür ist eine schwache Abhängigkeit der Verhältnisse der partiellen Wirkungsquerschnitte von der speziellen Wahl der Transmissionskoeffizienten  $T_l$  der Neutronen und Protonen; der wesentliche Term in Gl. (1) ist der statistische Faktor  $\varepsilon_{I'l}^I \varepsilon_{I'l'}^{I'} (2J + 1)$ . Qualitativ wären die Ergebnisse von den Tabellen 12–15 nicht wesentlich verschieden, falls man  $T_l = T_0$  für  $l \leq 2$ ,  $T_l = 0$  für  $l > 2$  angenommen hätte.

Die Spinbestimmung aus den partiellen Wirkungsquerschnitten ist in der Tat zuverlässiger als es die vielen fraglichen Approximationen bei der Bestimmung der Transmissionskoeffizienten vermuten lassen. Andererseits ist es auch kaum möglich, Aussagen über die Richtigkeit der verschiedenen Approximationen zu machen, es sei denn, die Messgenauigkeit könnte um eine Größenordnung verbessert werden.

Mit zunehmender Anregungsenergie im Endkern, d. h. mit abnehmender Neutronenenergie, nehmen die experimentellen partiellen Wirkungsquerschnitte rasch ab. Die berechneten Werte zeigen systematische Abweichungen, indem sie teils rascher ( $^{56}\text{Zn}$ ), teils langsamer ( $^{75}\text{Se}$ ) abnehmen. Dies kann durch zwei Effekte erklärt werden:

1. Die Protonenenergie ist wegen der Targetdicke ungenau definiert, so dass über die Transmissionskoeffizienten gemittelt werden muss. Die

für die Koeffizientenbestimmung gewählte mittlere Protonenenergie ergibt ungefähr die richtigen Werte für grosse Neutronenenergien, wo die Transmissionskoeffizienten nur langsam und linear mit der Energie variieren. Bei kleineren Neutronenenergien werden die so berechneten Werte zu klein.

2. Die nach dem Modell der starken Absorption berechneten Transmissionskoeffizienten für Protonen berücksichtigen nicht die Resonanzen des optischen Potentials. Dadurch wird die relative Bevölkerung der Compoundkernniveaus in Funktion von deren Spin  $J$  etwas verfälscht. Da das optische Potential eine  $S$ -Resonanz für  $A = 68$  liefert, die von den Experimenten bestätigt wird<sup>48)</sup>, ist es verständlich, dass gerade Zn und As die grössten systematischen Abweichungen zeigen.

ALBERT<sup>49)</sup> hat mit dem IBM-Kode, den BJORKLUND und FERNBACH<sup>50)</sup> für die elastische Streuung aufgestellt hatten, die totalen  $(p, n)$ -Wirkungsquerschnitte in Funktion des Atomgewichts  $A$  und der Protonenenergie  $E_p$  berechnet. Der IBM-Kode beruht auf einem optischen Potential mit Oberflächenabsorption und Spin-Bahn-Kopplung:

$$U = V \varrho(r) + W q(r) + \frac{\hbar^2 \lambda}{m_p^2 c^2} \frac{V}{r} \frac{d\varrho}{dr}, \quad (11)$$

wo  $\varrho(r) = [1 + \exp(r - R)/a]^{-1},$

$$q(r) = \exp[-(r - R)^2/b^2], \quad (11')$$

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

Bei einer Protonenenergie von 4 MeV betragen die optimalen Parameter:

$$r_0 = 1,25 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad V = 47 \text{ MeV}$$

$$a = 0,65 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad W = 7,0 \text{ MeV}$$

$$b = 0,98 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (\lambda = 0,2)$$

Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Werten, die aus den differentiellen Streuwirkungsquerschnitten und aus den Polarisationsmessungen erhalten wurden<sup>51)</sup>.

Figur 22 zeigt den Vergleich der von ALBERT erhaltenen totalen Wirkungsquerschnitte mit den nach dem Modell der starken Absorption berechneten, falls  $V_{s.a.} = 20 \text{ MeV}$  angenommen wird, was  $K \approx 10^{13} \text{ cm}^{-1}$  entspricht. Die Übereinstimmung sowohl der beiden berechneten Kurven untereinander wie auch mit dem Experiment ist befriedigend. Dass man für das Modell der starken Absorption ein Potential im Kerninnern von  $V_{s.a.} \approx 1/2 V_{\text{opt}}$  einführen muss statt  $V_{s.a.} \approx V_{\text{opt}}$ , erscheint plausibel.



Am diffusen Kernrand, wo die Anpassung zwischen äusserer und innerer Wellenfunktion stattfindet, sieht das Proton wegen  $K a \approx 1$  einen Mittelwert zwischen dem Potential  $V_{\text{opt}}$  im Inneren und  $O$ , dem Potential ausserhalb des Kerns.

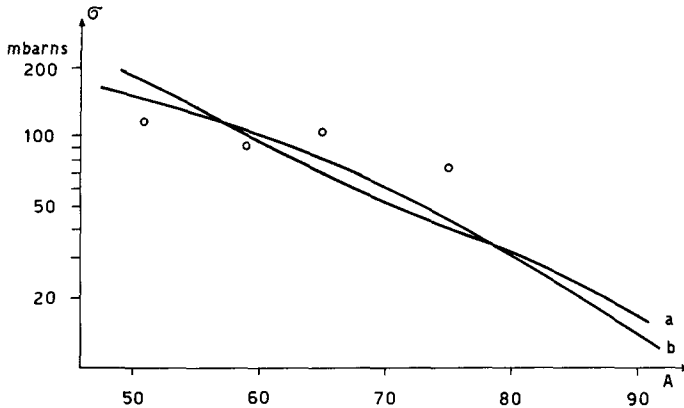


Fig. 22

Totale  $(p, n)$ -Wirkungsquerschnitte für 4 MeV-Protonen in Funktion des Atomgewichts

a) optisches Potential<sup>49)</sup>;      b) starke Absorption.

Die Kreise sind die experimentellen Werte, berechnet durch Summation über die partiellen Wirkungsquerschnitte; der partielle Wirkungsquerschnitt für den Grundzustand wurde an Hand der Tabellen 12–15 abgeschätzt.

Die finanziellen Mittel zur Durchführung dieser Arbeit wurden von der Kommission für Atomwissenschaft des Schweizerischen Nationalfonds zur Verfügung gestellt.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. P. Scherrer, der mir die Tätigkeit am Physikalischen Institut der ETH ermöglichte, meinen herzlichen Dank aussprechen. Herrn Prof. Dr. P. Marmier fühle ich mich für viele nützliche Diskussionen und Anregungen dankbar verbunden. Herrn Dr. H. Guhl gebührt mein Dank für den Bau der elektronischen Apparatur. Die Herren P. Clavel, P. Jost und P. Sonderegger halfen bei den Messungen und Auswertungen tatkräftig mit, es sei ihnen dafür mein Dank ausgesprochen.

### Literaturverzeichnis

- 1) P. L. ALLAN, Nucl. Phys. 10, 348 (1959).
- 2) O. E. OVERSETH, R. A. PECK, Phys. Rev. 115, 993 (1959).
- 3) J. W. BUTLER, K. L. DUNNING, R. O. BONDELID, Phys. Rev. 106, 1224.
- 4) C. R. GOSETT, J. W. BUTLER, Phys. Rev. 113, 246 (1959).

- 5) R. M. BRUGGER, T. W. BONNER, J. B. MARION, *Phys. Rev.* **100**, 84 (1955).
- 6) J. B. MARION, R. A. CHAPMAN, *Phys. Rev.* **101**, 283 (1956).
- 7) B. LOBKOWICZ, P. MARMIER, *Helv. Phys. Acta* **32**, 266 (1959).
- 8) W. HAUSER, H. FESHBACH, *Phys. Rev.* **87**, 366 (1952).
- 9) H. H. HUGHES, Report Amsterdam Conf. 1956.
- 10) J. E. LYNN, *Nucl. Phys.* **11**, 646 (1959).
- 11) F. BECK, *Nucl. Phys.* **9**, 140 (1958).
- 12) R. G. MOORE, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 101 (1960).
- 13) M. FERENTZ, N. ROSENZWEIG, ANL-5324 (1955).
- 14) M. MARTIN, P. MARMIER, J. DE BOER, *Helv. Phys. Acta* **31**, 435 (1958).
- 15) H. GUHL, *Diss. ETH* (1958).
- 16) D. MÄDER, R. MÜLLER, V. WINTERSTEIGER, *Helv. Phys. Acta* **27**, 3 (1954).
- 17) H. GUHL, B. LOBKOWICZ, P. MARMIER, *ZAMP* **10**, 430 (1959).
- 18) J. J. VAN LOEF, *Diss. Utrecht* (1955).
- 19) R. B. DAY, *Phys. Rev.* **102**, 767 (1956).
- 20) H. GUHL, B. LOBKOWICZ, P. MARMIER, *Helv. Phys. Acta* **31**, 320 (1958).
- 21) P. H. STELSON, W. M. PRESTON, C. GOODMAN, *Phys. Rev.* **80**, 287 (1950).
- 22) W. W. PRATT, *Phys. Rev.* **95**, 1517 (1954).
- 23) B. B. KINSEY, G. A. BARTHOLOMEV, *Phys. Rev.* **80**, 287 (1950).
- 24) V. P. ADYASEVICH, L. V. GROSHAW, A. M. DEMIDOV, B. N. LUTSENKO, *J. Nucl. Energy II*, **3**, 325 (1956).
- 25) T. H. BRAID, *Phys. Rev.* **102**, 863 (1958).
- 26) J. W. BUTLER, C. R. GOSETT, *Phys. Rev.* **109**, 863 (1958).
- 27) C. H. PARIS, W. W. BUECHNER, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **3**, No. 1. (1958).
- 28) J. B. MARION, R. W. KAVANAGH, *Phys. Rev.* **104**, 107 (1956).
- 29) E. M. BERNSTEIN, H. W. LEWIS, *Phys. Rev.* **107**, 737 (1957).
- 30) A. J. ELWYN, H. H. LANDON, S. OLEKSA, G. N. GLASOE, *Phys. Rev.* **112**, 1200 (1958).
- 31) H. DANIEL, TH. MAYER-KUCKUK, *Z. Naturf.* **12a**, 363 (1958).
- 32) F. B. SHULL, A. J. ELWYN, *Phys. Rev.* **112**, 1667 (1958).
- 33) G. M. TEMMER, N. P. HEYDENBURG, *Phys. Rev.* **104**, 972 (1956).
- 34) F. I. BOLEY, E. H. THORNDIKE, A. T. MOFFET, *Phys. Rev.* **110**, 915 (1958).
- 35) B. MILMAN, G. AMSEL, M. C. LOYAU, *J. Phys. Rad.* **20**, 51 (1959).
- 36) K. WAY, R. W. KING, C. L. MCGINNIS, R. VAN LIESHOUT, *Nucl. Level Schemes* (1955).
- 37) F. R. SMITH, N. B. GOVE, R. W. HENRY, R. A. BECKER, *Phys. Rev.* **104**, 706 (1956).
- 38) J. D. PRENTICE, K. G. MCNEILL, *Phys. Rev.* **107**, 1041 (1957).
- 39) N. ZELDES, *Nucl. Phys.* **2**, 1 (1956).
- 40) J. M. BLATT, V. F. WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, Inc., New York 1952).
- 41) H. FESHBACH, M. M. SHAPIRO, V. F. WEISSKOPF, NYO-3077 (1953).
- 42) J. R. BEYSTER, La-2099 (1957).
- 43) H. S. KÖHLER, *Nucl. Phys.* **6**, 161 (1958).
- 44) A. T. G. FERGUSON, G. C. MORRISON, TID-7547, p. 178 (1957).
- 45) G. TRÜMPY, TID-7547, p. 274 (1957).
- 46) J. F. PERKINS, S. K. HAYNES, *Phys. Rev.* **92**, 687 (1953).
- 47) L. C. AAMODT, P. C. FLETCHER, *Phys. Rev.* **98**, 1224 (1955).
- 48) J. P. SCHIFFER, L. L. LEE, *Phys. Rev.* **109**, 2098 (1958).
- 49) R. D. ALBERT, *Phys. Rev.* **115**, 925 (1959).
- 50) F. BJORKLUND, S. FERNBACH, *Phys. Rev.* **109**, 1295 (1958).
- 51) J. SALADIN und P. MARMIER, *Helv. Phys. Acta* **33**, 299 (1960).

### *Curriculum vitae*

Am 17. November 1932 wurde ich in Prag geboren. Ich besuchte dort die Primarschule und fünf Jahre lang das Akademische Gymnasium. Im Jahre 1948 verliess ich die Tschechoslowakei und kam in die Schweiz; am Kollegium in Schwyz beendete ich meine Mittelschulbildung und schloss 1951 mit der Matura (Typus B) ab. Anschliessend immatrikulierte ich mich an der Abteilung für Mathematik und Physik der Eidgenössischen Technischen Hochschule und erwarb das Diplom als Physiker im Herbst 1955. Seitdem bin ich als Assistent am Physikalischen Institut der ETH tätig.