Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 40 (1967)

Heft: 8

Artikel: Innere Konversion und Multipolstrahlung zwischen angeregten Zuständen von einigen mittelschweren Kernen

Autor: Menti, Walter

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113805

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Innere Konversion und Multipolstrahlung zwischen angeregten Zuständen von einigen mittelschweren Kernen

von **Walter Menti**
Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich

(22. 7. 67)

Abstract. The measurement of the internal conversion coefficient and the gamma-ray angular distribution of V^{47}: 88.1 keV, V^{49}: 90.4 keV and 152.3 keV, Co^{56}: 157.2 keV, Zn^{63}: 193.0 keV, Zn^{65}: 115.5 keV and 154.3 keV, Ga^{68}: 172.5 keV and 196.7 keV offers a possibility of determining the nuclear spin and parity of the excited state and the multipole mixing ratio of the gamma transition. The level scheme up to 300 keV of the nuclei has been discussed and compared with the predictions of the nuclear models.

I. Einführung

Die Übergangsenergien folgender beta-instabilen Kerne, die durch eine (p, n)-Reaktion erzeugt wurden, sind untersucht worden: V^{47}: 88,1 keV, V^{49}: 90,4 keV und 152,3 keV, Co^{56}: 157,2 keV, Zn^{63}: 193,0 keV, Zn^{65}: 115,5 keV und 154,3 keV, Ga^{68}: 172,5 keV und 196,7 keV. Durch Messung der Gammastrahlung und der Konversionselektronen werden Energie, Spin und Parität des angeregten Zustandes sowie das Mischungsverhältnis der Multipolordnungen der Strahlungsübergänge diskutiert und mit Hilfe der verschiedenen Kernmodelle zu deuten versucht.

II. Theoretische Grundlagen

II.1. *Die Gammastrahlung*

Die Winkelverteilung einer Gammastrahlung kann als Lösung des winkelabhängigen Teiles der Schrödinger-Gleichung durch eine Summe von Legendre-Polynome $P_\nu(\cos\vartheta)$ gerader Ordnung in ν, welche mit Gewichtskoeffizienten a_ν verbunden sind, dargestellt werden [1–15]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\nu=\text{gerade}} a_\nu P_\nu(\cos\vartheta) \,. \tag{1}$$

Die Zerlegung dieser Gewichtskoeffizienten a_ν in ein Produkt von Racah-algebraischen Parametern, welche die einzelnen Übergangsschritte berücksichtigen, ist möglich.

Definiert man unter Verwendung des reduzierten Übergangsmatrix-Elementes ω einer Gammastrahlung für eine gemischte Multipolstrahlung L und L' als Mischungsparameter δ:

$$\delta = \frac{\langle I_f \| L' \| I_i \rangle}{\langle I_f \| L \| I_i \rangle} = \frac{\omega_{L'}}{\omega_L} \tag{2}$$

so kann der Gamma-Übergangsparameter $A_\nu(L\,L')$ mit Hilfe des tabellierten Parameters F_ν [16, 17] wie folgt dargestellt werden:

$$A_\nu(L\,L') = \frac{1}{1+\delta^2}\,[F_\nu(L\,L\,I_f\,I_i) + 2\,\delta\,F_\nu(L\,L'\,I_f\,I_i) + \delta^2\,F_\nu(L'\,L'\,I_f\,I_i)]\,. \tag{3}$$

I_i bedeutet den Spin des angeregten und I_f den Spin des Endzustandes, zwischen denen der Gammaübergang stattfindet. Der Parameter $F_\nu(L\,L'\,I_f\,I_i)$ ist folgendermassen definiert:

$$\begin{aligned} F_\nu(L\,L'\,I_f\,I_i) = {} & (-)^{I_f - I_i - 1}\,(2\,L+1)^{1/2}\,(2\,L'+1)^{1/2}\,(2\,I_i+1)^{1/2} \\ & \times \langle \nu\,0 \mid L\,L'\,1-1\rangle\,W(L\,L'\,I_i\,I_i;\nu\,I_f)\,. \end{aligned} \tag{4}$$

Ist der Gammaübergang durch ein Nukleon N verursacht, so ist der entsprechende Parameter:

$$\eta_\nu(j\,j'\,I_f\,I_i) = b_\nu(j\,j';N)\,F_\nu(L\,L'\,I_f\,I_i) \tag{5}$$

und folgende zusätzliche Faktoren müssen noch je nach den Ursachen der Strahlung berücksichtigt werden:

$$g = \frac{(2\,I_f+1)}{(2\,I_i+1)\,(2\,s+1)} \tag{6}$$

der statistische Spin-Faktor [18] (s = Nukleonspin),

$$t = \frac{T_l}{\Sigma\,T_l} \tag{7}$$

der Durchdringungsfaktor, wobei T_l der Transmissionskoeffizient darstellt und die Summation über alle Ausgangskanäle zu erstrecken ist,

$$\begin{aligned} U_\nu = {} & \frac{1}{1+\delta^2}\,(2\,I_i+1)^{1/2}\,(2\,I_f+1)^{1/2}\,(-)^{I_f+I_i}\,[(-)^L W(I_i\,I_i\,I_f\,I_f;\nu\,L) \\ & + \delta^2(-)^{L'} W(I_i\,I_i\,I_f\,I_f;\nu\,L')] = \frac{(2\,I_f+1)^{1/2}}{(2\,I_i+1)^{1/2}}\,I_\nu \end{aligned} \tag{8}$$

der multiplikative Parameter für unbeobachtete Zwischenübergänge; er ist unabhängig von der Strahlungsart. Die I_ν-Funktionen sind bei SATCHLER [19] definiert. Der Faktor $\lambda\!\!\!^{-2}/4$ gibt ferner der Verteilungsfunktion die Form des absoluten differentiellen Wirkungsquerschnittes. Der Parameter $b_\nu(j\,j';N)$ ist bei BIEDENHARN [16] definiert und $\eta_\nu(j\,j'\,I_f\,I_i)$ bei SATCHLER [20] tabelliert.

Das Experiment beschränkt sich nun auf Gammaübergänge, die durch eine (p, n)-Reaktion bedingt sind. Schematisch können folgende zwei Hauptfälle auftreten, wobei die in Klammer gesetzten Prozesse unbeobachtet bleiben:

1)
$$\begin{array}{ccccccc} A & \xrightarrow{p} & C & \xrightarrow{(n)} & B^* & \xrightarrow{\gamma} & B \\ I_0 & j_1 & I_1 & j_2 & I_2\;L,\,L',\,\delta & & I_3\,, \end{array}$$

2)
$$\begin{array}{ccccccccc} A & \xrightarrow{p} & C & \xrightarrow{(n)} & B^* & \xrightarrow{(\gamma)} & B^* & \xrightarrow{\gamma} & B \\ I_0 & j_1 & I_1 & j_2 & I_2 & L_2,\,L_2' & I_3 & L_3,\,L_3' & I_4\,. \\ & & & & & \delta_2 & & \delta_3 & \end{array}$$

SHELDON [21] hat gezeigt, dass der Wirkungsquerschnitt im Falle 1) für die Gammaverteilung gegeben ist durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{8} \sum_{j_1, j_2, \nu} N\, C_\nu\, W'_\nu\, M_\nu\, t'\, P_\nu\,(\cos\vartheta) \tag{9}$$

und im Falle 2) durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{8} \sum_{j_1, j_2, \nu} N'\, C_\nu\, W'_\nu\, U'_\nu\, M'_\nu\, t'\, P_\nu\,(\cos\vartheta)\,. \tag{10}$$

N ist ein statistischer Faktor, C sind Clebsch-Gordan- und W' Racah-Koeffizienten; sie sind wie folgt definiert:

$$N = (-)^{I_0 + I_3 - j_2 + 1/2}\, \frac{(2\,I_1+1)^2\,(2\,I_2+1)}{(2\,I_0+1)}\,(2\,j_1+1)\,,$$

$$N' = (-)^{I_0 - I_4 - j_2 + 1/2}\, \frac{(2\,I_1+1)^2\,(2\,I_2+1)\,(2\,I_3+1)}{(2\,I_0+1)}\,(2\,j_1+1)\,,$$

$$C_\nu = \left\langle \nu\, 0 \mid j_1\, j_1\, \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle,$$

$$W'_\nu = W(I_1\, I_1\, j_1\, j_1;\, \nu\, I_0)\; W(I_1\, I_1\, I_2\, I_2;\, \nu\, j_2)\,,$$

$$U'_\nu = \frac{1}{1+\delta_2^2}\left[(-)^{L_2} W(I_2\, I_2\, I_3\, I_3;\, \nu\, L_2) + \delta_2^2 (-)^{L'_2} W(I_2\, I_2\, I_3\, I_3;\, \nu\, L'_2)\right],$$

$$\begin{aligned} M_\nu = \frac{1}{1+\delta^2}\, [&(2\,L+1)\, \langle \nu\, 0 \mid L\, L\, 1-1 \rangle\, W(I_2\, I_2\, L\, L;\, \nu\, I_3) \\ &+ 2\,\delta\,(2\,L+1)^{1/2}\,(2\,L'+1)^{1/2}\, \langle \nu\, 0 \mid L\, L'\, 1-1 \rangle\, W(I_2\, I_2\, L\, L';\, \nu\, I_3) \\ &+ \delta^2 (2\,L'+1)\, \langle \nu\, 0 \mid L'\, L'\, 1-1 \rangle\, W(I_2\, I_2\, L'\, L';\, \nu\, I_3)]\,, \end{aligned}$$

wobei $0 \leqslant \nu \leqslant 2\,I_1, 2\,j_1, 2\,I_2, 2\,L'$,

$$\begin{aligned} M'_\nu = \frac{1}{1+\delta_3^2}\, [&(2\,L_3+1)\, \langle \nu\, 0 \mid L_3\, L_3\, 1-1 \rangle\, W(I_3\, I_3\, L_3\, L_3;\, \nu\, I_4) \\ &+ 2\,\delta_3\,(2\,L_3+1)^{1/2}\,(2\,L'_3+1)^{1/2}\, \langle \nu\, 0 \mid L_3\, L'_3\, 1-1 \rangle\, W(I_3\, I_3\, L_3\, L'_3;\, \nu\, I_4) \\ &+ \delta_3^2\,(2\,L'+1)\, \langle \nu\, 0 \mid L'_3\, L'_3\, 1-1 \rangle\, W(I_3\, I_3\, L'_3\, L'_3;\, \nu\, I_4)]\,, \end{aligned}$$

wobei $0 \leqslant \nu \leqslant 2\,I_1, 2\,j_1, 2\,I_2, 2\,I_3, 2\,L'_3$,

$$t' = \frac{T_{l_1}(E_1)\; T_{l_2}(E_2)}{\Sigma\, T_l(E)}\,.$$

Aus der Definition der einzelnen Faktoren sieht man, dass die δ-Abhängigkeit der Gammawinkelverteilung für $\nu \geqslant 2$ im M-Term liegt. Durch Zusammenfassen der entsprechenden Koeffizienten erhält er folgende einfache Form:

$$M_\nu(\delta) = \frac{1}{1+\delta^2}\, [M_\nu(L\, L) + 2\,\delta\, M_\nu(L\, L') + \delta^2\, M_\nu(L'\, L')]\,. \tag{11}$$

Sind Kernspin und Parität des Anfangs- und Endzustandes eines Gammaüberganges und $I_0^{\pi_0}$ gegeben, so folgt aus der Theorie für ein gegebenes optisches Potential defi-

nierte a_2- und a_4-Werte als Funktion des Parameters δ für die Winkelverteilung dieses Gammaüberganges. Man kann eine theoretische Multipolellipse, die auch entartet sein kann, auftragen: a_2 gegen a_4 mit δ-Werten[1]) und durch Vergleich mit den experimentell bestimmten a_2- und a_4-Gewichtskoeffizienten den Mischungsparameter δ innert Fehlergrenzen bestimmen.

Die Erhaltung des Drehimpulses fordert $\boldsymbol{I}_i - \boldsymbol{I}_f = \boldsymbol{I}_\gamma$ und da das Photon eines elektrischen oder magnetischen 2^L-Pol-Überganges einen Drehimpuls L mit Bezug auf den Ursprung des Multipols fortträgt [22], ist es infolgedessen üblich die Auswahlregel für den Drehimpuls

$$|I_i - I_f| \leqslant L \leqslant |I_i + I_f| \tag{12}$$

zu schreiben.

Der Mischungsparameter δ gibt nun das Mischungsverhältnis der Multipolstrahlungen gerader Parität ($M1$ zu $E2$ usw.) beziehungsweise ungerader Parität ($E1$ zu $M2$ usw.) wieder und dabei müssen die Drehimpulse L die Auswahlregel (12) erfüllen.

II.2. *Innere Konversion*

Bei der Berechnung des Koeffizienten der inneren Konversion benutzt man am häufigsten die halbklassische Methode. Bei dieser Methode wird der Kern durch einen monochromatischen Strahler von elektromagnetischen Wellen ersetzt. Man berechnet nun die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Hüllenelektron aus dem gebundenen Zustande in einen Zustand des kontinuierlichen Spektrums auf Grund der Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld bestimmter Multipolordnung. Die erhaltene Übergangswahrscheinlichkeit je Sekunde wird durch die Zahl der Gammaquanten, die je Sekunde in eine Kugel mit grossem Radius emittiert werden, dividiert.

Zahlreiche Arbeiten befassen sich mit der Berechnung von Konversionskoeffizienten, u.a. [23–29]. Rose [30] führte Berechnungen auf Grund eines punktförmigen Kernes ohne Abschirmungen durch. Spätere Tabellierungen durch Sliv [31] und durch Rose [32] berücksichtigen beides: Statischer Effekt der Kerngrösse und Abschirmungseffekte.

Die Kernladung wird dabei als gleichmässig auf einer Kugel mit Radius $R = 1{,}2\ A^{1/3}\ 10^{-13}$ cm verteilt betrachtet. Der Unterschied zwischen den Tabellierungen von Sliv und von Rose liegt einzig in Termen, welche die Austauschwechselwirkung des betrachteten Elektrons mit den restlichen Elektronen berücksichtigen. Diese Korrekturterme sind meistens nur einige Prozent des Hauptfaktors, ausgenommen wenn das Gammaübergang-Matrixelement verboten ist, diese Terme jedoch erlaubt sind. Man erwartet deshalb (innerhalb einiger Prozent) Übereinstimmung zwischen Sliv und Rose. Es gibt jedoch unerklärbare Nichtübereinstimmungen zwischen beiden Tabellierungen, wie Church [33] gezeigt hat, und diese sind nach McGowan [34] noch grösser zwischen den tabellierten Werten und dem Experiment. Die gemessenen Werte liegen bis zu 20% höher als die tabellierten, obwohl zwischen Sliv und Rose im allgemeinen nur 2% Differenz besteht.

Detaillierte Diskussionen über Kernstruktureffekte von einem allgemeinen Gesichtspunkte aus wurden durch Green [35] und Church [33] gegeben. In den meisten

---

[1]) Vgl. Anhang A.

Fällen sind die inneren Konversionskoeffizienten für begrenzte Kerngrössen kleiner als die für einen Punktkern berechneten, mit grösserer Abnahme, je grösser die Kernladung; dies gilt besonders für M1-Übergänge. Eine ausführliche Zusammenstellung der verschiedenen Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie (und ferner eine komplete Referenzliste) findet sich bei FREY [36]. Neuere Resultate der inneren Konversionskoeffizienten bei niederen Gammaenergien ergeben auch Nichtübereinstimmung zwischen Theorie und Experiment [37]. Der theoretisch berechnete kann deshalb vom experimentell bestimmten Konversionskoeffizienten ziemlich stark abweichen, so dass das Multipolmischungsverhältnis mit Hilfe der Messung der inneren Konversion nur grössenordnungsmässig bestimmt werden kann.

Ist die Darstellung der Winkelverteilung eines Gammastrahles durch eine Summe von Legendre-Polynome [1–15]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\nu} a_\nu P_\nu (\cos\vartheta) \tag{1}$$

bzw. durch Normierung:

$$W_\gamma(\vartheta) = 1 + \sum_{\nu \geqslant 2} a'_\nu P_\nu (\cos\vartheta) \tag{13}$$

gegeben, dann ist, wie ROSE [38] gezeigt hat, unter der Voraussetzung, dass die Gammastrahlung eine reine Multipolstrahlung ist, d.h.:

$$A_\nu(L\,L') \equiv A_\nu(L\,L) = F_\nu(L\,L\,I_f\,I_i)\,, \tag{14}$$

die Verteilungsfunktion für ein Konversionselektron derselben Strahlung:

$$W_{e_{LL}}(\vartheta) = 1 + \sum_{\nu \geqslant 2} b'_\nu(L\,L\,\pi)\, a'_\nu P_\nu (\cos\vartheta)\,. \tag{15}$$

Dabei bedeutet:

$$b'_\nu(L\,L\,\pi) = [\alpha(\pi\,L)]^{-1}\, b_\nu(L\,L\,\pi) \tag{16}$$

der Partikel-Parameter,

$$\alpha(\pi\,L) = N_e/N_\gamma \tag{17}$$

der Konversionskoeffizient des betreffenden Überganges und $\pi = E$ die elektrische und $\pi = M$ die magnetische Multipolstrahlung.

Für diesen Fall der reinen Multipolstrahlung gilt für die Faktoren $b'_\nu(L\,L\,\pi)$:

$$b'_\nu(L\,L\,E) = 1 + \frac{\nu\,(\nu+1)}{2\,L\,(L+1) - \nu\,(\nu+1)}\,\frac{L}{2\,L+1}\,\frac{|L+1+T_E|^2}{L\,(L+1)+|T_E|^2}\,, \tag{18}$$

$$b'_\nu(L\,L\,M) = 1 + \frac{\nu\,(\nu+1)}{2\,L\,(L+1) - \nu\,(\nu+1)}\,\frac{L\,(L+1)}{2\,L+1)}\,\frac{|1-T_M|^2}{L+1-L\,|T_M|^2}\,. \tag{19}$$

Gleichung (18) und (19) gestatten, die $b'_\nu(L\,L\,\pi)$ für $\nu > 2$ nach folgender Rekursionsformel zu berechnen:

$$b'_\nu(L\,L\,\pi) - 1 = \frac{\nu\,(\nu+1)\,[L\,(L+1)-3]}{3\,[2\,L\,(L+1) - \nu\,(\nu+1)]}\,[b'_2(L\,L\,\pi) - 1]\,. \tag{20}$$

T_E und T_M sind bei ROSE [38] definiert und der Partikel-Parameter $b'_2(L\,L\,\pi)$ ist bei BIEDENHARN [16] und ROSE [39] tabelliert.

Der Fall, bei dem der Gammaübergang keine reine Multipolstrahlung ist, kann für die Konversionselektronen-Verteilung gleich behandelt werden, wie bei einer reinen Multipolstrahlung. Es folgen jedoch neue Koeffizienten b_ν. BIEDENHARN [16] und DEVONS [40] zeigen, dass die Winkelverteilung der Konversionselektronen für eine gemischte Multipolstrahlung analog der Gammastrahlung gemäss Gleichung (3) als eine Summe der Winkelverteilungen der L-Strahlung, der L'-Strahlung und einem Interferenzterm darstellbar ist:

$$W_e(\vartheta) = W_{e_{LL}}(\vartheta) + 2\,\delta\, W_{e_{LL'}}(\vartheta) + \delta^2\, W_{e_{L'L'}}(\vartheta)\,. \tag{21}$$

Dabei sind $W_{e_{LL}}(\vartheta)$ bzw. $W_{e_{L'L'}}(\vartheta)$ durch Gleichung (14) und (15) definiert und es bedeutet:

$$W_{e_{LL'}}(\vartheta) = 1 + \sum_{\nu \geqslant 2} b'_\nu(L\,L'\,\pi)\, a'_\nu\, P_\nu\,(\cos\vartheta)\,, \tag{22}$$

$$b'_\nu(L\,L'\,\pi) = [\alpha(\pi\,L)\,\alpha(\pi\,L')]^{-1/2}\, b_\nu(L\,L'\,\pi)\,. \tag{23}$$

Zu beachten ist jedoch, dass bei dieser Darstellung der Winkelverteilung eines gemischten Multipolüberganges für den Interferenzterm $A_\nu(L\,L') = F_\nu(L\,L'\,I_f\,I_i)$ ist und nicht die Definition gemäss Gleichung (3) besitzt.

Auf Grund einer empirischen Regel, dass die Lebensdauer eines Gammaüberganges hauptsächlich von der Spinänderung und nicht von der Änderung der Parität abhängt, kann nicht eine grosse Beimischung von elektrischer $(L+1)$-Strahlung zur magnetischen L-Strahlung erwartet werden. Die einzig wichtige Ausnahme bildet jedoch die $M1 + E2$-Strahlung [41]. Da ferner ein Mischungsverhältnis $M\,L + E\,(L+1)$ viel wahrscheinlicher ist als das Verhältnis $E\,L + M\,(L+1)$ [16], wird hier die Definition des Parameters nur für dieses Mischungsverhältnis wiedergegeben:

$$b'_\nu(M\,L,\,E\,(L+1)) = -\left[\frac{L\,(L+2)}{(2\,L+1)\,(2\,L+3)}\right]^{1/2}\left[1 + \frac{1+L}{|\,T_M\,|^2}\right]^{-1/2}$$
$$\times\left[1 + \frac{(L+1)\,(L+2)}{|\,T_E\,|^2}\right]^{-1/2} Re\left[e^{i(\theta_E-\theta_M)}\left(1 + \frac{L+1}{L\,T_M}\right)^*\left(1 - \frac{L+1}{T_E}\right)\right]. \tag{24}$$

θ_π bezeichnet die Phase des reduzierten Matrixelementes. Aus dieser Formel erkennt man die Unabhängigkeit dieses Parameters von ν. Numerische Werte sind bei BIEDENHARN [16] tabelliert. CHURCH [42] hat jedoch gezeigt, dass dieser Parameter entgegengesetztes Vorzeichen gegenüber früheren Literaturangaben [16] u.a. besitzt und die Hochenergiegrenze mit der entsprechenden Gammastrahlung identisch ist. Dieser Vorzeichenfehler wurde dann auch von BIEDENHARN [43] zugegeben.

Die Kenntnis der Winkelverteilung der Gammastrahlung und des Multipolmischungsverhältnisses erlaubt nun aus einem unter einem bestimmten Winkel ϑ_0 gemessenen Konversionskoeffizienten den totalen Koeffizienten der inneren Konversion für eine bestimmte Elektronenschale zu berechnen.

Definiert man einen Korrekturfaktor C so, dass

$$\alpha_{X_{tot.}} = C\,\alpha_X(\vartheta_0)\,. \quad (X = K, L, \ldots \text{etc.}) \tag{25}$$

gilt, dann ist C wie folgt darstellbar:

$$C = \frac{W_\gamma(\vartheta_0)}{W_e(\vartheta_0)} \frac{\sum_\vartheta W_e(\vartheta)}{\sum_\vartheta W_\gamma(\vartheta)} \tag{26}$$

und die Summation ist über alle ϑ ($0° \leqslant \vartheta \leqslant 90°$) zu erstrecken.

III. Messung und Auswertung

III.1. *Die Targets*

Die Wahrscheinlichkeit für innere Konversion steigt mit der Kernladung und sinkt mit wachsender Übergangsenergie. Für das Experiment wurden deshalb einige mittelschweren Kerne als Target gewählt, deren Spin und Parität im angeregten Zustande unbekannt oder unsicher sind und die eine Übergangsenergie im Bereich zwischen 80 keV und 200 keV (vgl. III.2.1.) besitzen. Tabelle 1 zeigt die gewählten Targets, bestimmte Eigenschaften der Restkerne, die durch eine (p, n)-Reaktion erhalten wurden, sowie ihre untersuchten Übergangsenergien.

Tabelle 1
Eigenschaften der Targetkerne

Target	Targetdicke (g cm^{-2})	Isotopen-Häufigkeit (%)	Q-Wert (MeV)	Restkern	Halbwertszeit $T_{1/2}$	Übergangs-Energie (keV)
Ti^{47}	$1{,}20 \cdot 10^{-4}$	82,7	−2,91	V^{47}	31 min	88,1
Ti^{49}	$1{,}20 \cdot 10^{-4}$	83,9	−1,4	V^{49}	334 d	90,4
Ti^{49}	$1{,}20 \cdot 10^{-4}$	83,9	−1,4	V^{49}	334 d	152,3
Fe^{56}	$2{,}97 \cdot 10^{-3}$	91,7	−5,38	Co^{56}	77.3 d	157,2
Cu^{63}	$1{,}28 \cdot 10^{-3}$	68,9	−4,15	Zn^{63}	38 min	193,0
Cu^{65}	$1{,}28 \cdot 10^{-3}$	31,1	−2,14	Zn^{65}	244.3 d	115,5
Cu^{65}	$1{,}28 \cdot 10^{-3}$	31,1	−2,14	Zn^{65}	244.3 d	154,3
Zn^{68}	$3{,}57 \cdot 10^{-3}$	98,0	−3,7	Ga^{68}	68 min	172,5
Zn^{68}	$3{,}57 \cdot 10^{-3}$	98,0	−3,7	Ga^{68}	68 min	196,7

Die Targetdicke ist einerseits durch die gewünschte Intensität der Konversionselektronen und anderseits durch die Energieauflösung vorgegeben. Der maximale Energieverlust im dicksten Target Zn^{68} ($\varrho\, dx = 3{,}57$ mg cm^{-2}) beträgt für 100 keV Elektronen: 3,57 keV und für 200 keV-Elektronen: 2,14 keV, während er für Ti^{47} ($\varrho\, dx = 0{,}12$ mg cm^{-2}) nur in der Grössenordnung von 0,1 keV im erwähnten Energiebereich ist.

Die verwendeten Targets wurden auf verschiedene Arten hergestellt: Elektrolytisch nach Szostak [44] (Zn^{68}), durch Aufdampfen auf eine Kohlenstoffträgerfolie der Dicke (20 ... 40) μg cm^{-2} mit Hilfe einer Mikroverdampfungsanlage nach Menti [45] (Ti^{47}, Ti^{49}) und Verwendung dünner metallischer Folien (Cu, Fe). Während die

Isotope von ORNL bezogen wurden, lieferte die Chromium Corp. of America die metallischen Folien. Die Targets wurden auf stabile, ringförmige Metallrahmen von (7 ... 10) mm innerem und 20 mm äusserem Durchmesser geklebt.

III.2. *Messanordnung*

Das Experiment wurde am Cyclotron der ETH durchgeführt, das auf eine Protonenenergie von 5,8 MeV eingestellt war. Die Energieunschärfe des Strahles betrug 20 keV.

III.2.1. Das Spektrometer

Für die Konversionselektronenmessung ist ein eisenfreies Doppellinsen-Betaspektrometer verwendet worden[2]).

Der Protonenstrahl des Cyclotrons wird achsial ins Spektrometer eingeführt, durch eine Bleiblende auf einen Durchmesser von 2 mm ausgeblendet und fällt auf die Targets. Der durchgehende Protonenstrahl ist in einem Auffänger gemessen und mit einem Soll-Wert verglichen worden. Das Fehlersignal steuert die Erregung eines 800 W Generators, der seinerseits die Anodenspannung für die Ionenquelle des Cyclotrons liefert. Auf diese Weise wird der Protonenstrom stabilisiert.

Ein Konversionselektronenbündel mit einem Startwinkel von etwa 45° wird von einer Ringblende mit 8 mm Spaltbreite durchgelassen. Die Impulsausblendung geschieht durch eine zweite Ringblende von 2 mm Spaltbreite in der Mittelebene der beiden Magnetfeldspulen. Die durchgehenden Elektronen werden mit einem Fenster-Zählrohr gemessen. Das Fenster besteht aus Mylar und seine Dicke beträgt 1,6 mg cm^{-2}. Der Energieverlust der Elektronen in diesem Mylarfenster berechnet sich zu 38 ... 40 keV [47]. OSABA [48] (vgl. auch MURRAY [49]) veröffentlichte die Transmissionskurve für eine Fensterdicke von 1,1 mg cm^{-2} Mylar. Die Energieskala wurde nun so verschoben, dass 40% Transmission bei einer Reichweite der Elektronen von 40 keV statt 31 keV besteht. Man sieht daraus, dass Elektronen von mehr als 80 keV Energie ungefähr 100% Transmission besitzen. Hingegen nimmt die Transmission von Elektronen kleinerer Energie rasch ab.

Die beiden Magnetfeldspulen besitzen einen Abstand von 660 mm und einen mittleren Spulendurchmesser von 520 mm. Das Magnetfeld im Zentrum einer Spule beträgt $B_0 = 14{,}45 \cdot I$ (Gauss), wobei I der Spulenstrom in Ampère bedeutet. Die zweite Spule erhöht ferner das Magnetfeld im Zentrum der ersten Spule auf $B_0' = 1{,}032 \cdot B_0$ und das mittlere Magnetfeld auf der Spektrometerachse ist gegeben durch $\overline{B(z)} = 0{,}637 \cdot B_0$. Das durch einen stabilisierten Strom erzeugte Magnetfeld besitzt eine Schwankung von höchstens $1^0/_{00}$. Target und Detektor befinden sich je im Zentrum einer Spule und der grösste Bahnradius der Elektronen wurde zu $R = 105$ mm bestimmt.

Mit diesem Spektrometer können die Spektren der inneren und äusseren Konversion von ca. 50 keV bis 2 MeV aufgenommen werden, wobei allerdings die Delta-Elektronen im unteren Energiebereich einen grossen Untergrund verursachen.

---

[2]) Entwurf und Bau des Spektrometers nach M. MARTIN und P. MARMIER (vgl. Ref. [46]).

III.2.2. Die Gamma-Messapparatur

Die Gamma-Winkelverteilungen sind mittels einer zylindrischen Streukammer (Durchmesser $\varnothing = 89$ mm, Höhe $H = 75$ mm) gemessen worden. Die Ausblendung und Messung des Protonenstrahles wird auf die gleiche Art wie beim Spektrometer durchgeführt. Der Protonenstrom beträgt ungefähr 0,05 μA und der maximale Fehler in der Ladungsmessung 2%.

Als Detektor dient ein $2'' \times 2''$-NaJ(Tl)-Kristall, der sich in einem Abstande $R = 163$ mm von der Target befindet. Eine Blende aus Blei unmittelbar vor dem Detektor definiert einen Raumwinkel $\Delta\Omega = (4{,}51 \pm 0{,}95) \times 10^{-3}$ Sterad. Die Detektorimpulse werden in einem Mehrkanal-Analysator analysiert und gespeichert.

III.2.3. Die Eichung der Apparatur

Die Eichung der Apparaturen erfolgte mit Hilfe radioaktiver Quellen mit bekanntem Konversionskoeffizienten. Eine Zusammenstellung der Eichwerte zeigt Tabelle 2.

Für eine bestimmte Energie E ist der Konversionskoeffizient der K-Schale gemäss Definition:

$$\alpha_K(E) = \frac{N_{e_K}(E)}{N_\gamma(E)} \,. \tag{27}$$

Die unter dem Austrittswinkel $\vartheta_0 = 45°$ im Spektrometer gemessene Konversionselektronenrate ist gegeben durch:

$$N_{e_K}(\vartheta_0, E) = N_{e_K}(E)\, \eta_Z\, T_{BS}\, T_{ZF} \tag{28}$$

und die unter dem gleichen Winkel in der Streukammer gemessene Gammarate beträgt:

$$N_\gamma(\vartheta_0, E) = N_\gamma(E)\, \eta_K(E)\, d\Omega \,. \tag{29}$$

Dabei bedeuten:

η_Z	Ansprechwahrscheinlichkeit des GM-Zählrohres.
$\eta_K(E)$	Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ(Tl)-Kristalles.
$d\Omega$	Raumwinkel des Gamma-Detektors.
T_{BS}	Transmission des Betaspektrometers.
T_{ZF}	Transmission des Zählrohrfensters.

Unter der Berücksichtigung, dass die Winkelverteilung der Gammaquanten und der Konversionselektronen einer radioaktiven Quelle isotrop ist, folgt:

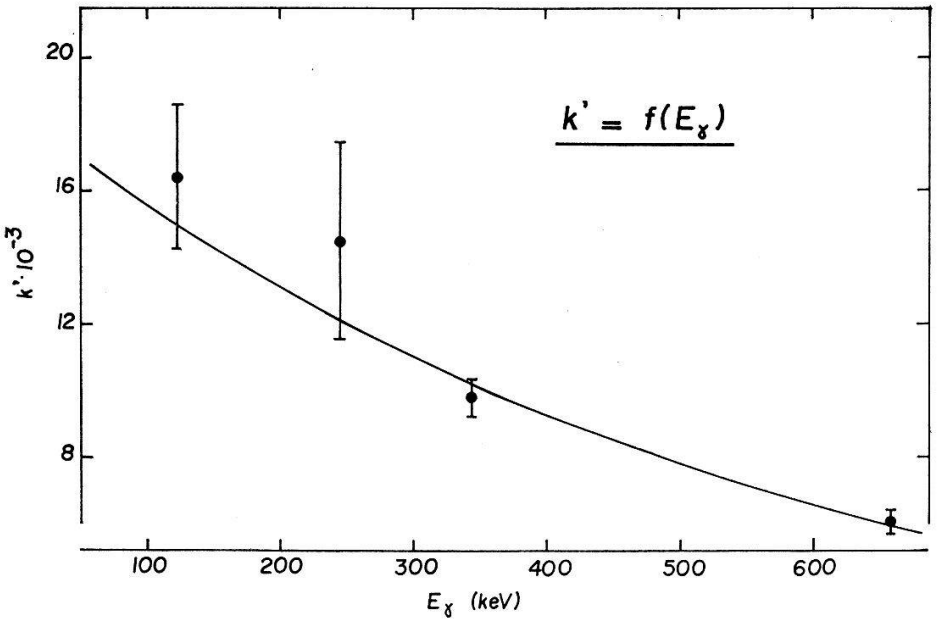
$$\alpha_K(E) = \alpha_K(\vartheta_0, E) = k'(E)\, \frac{N_{e_K}(\vartheta_0, E)}{N_\gamma(\vartheta_0, E)} \tag{30}$$

und Ähnliches gilt für die andern Elektronenschalen. Die Eichgrösse k' ist gegeben durch:

$$k'(E) = k\, \eta_K(E) = \frac{d\Omega}{\eta_Z\, T_{BS}\, T_{ZF}}\, \eta_K(E) \,. \tag{31}$$

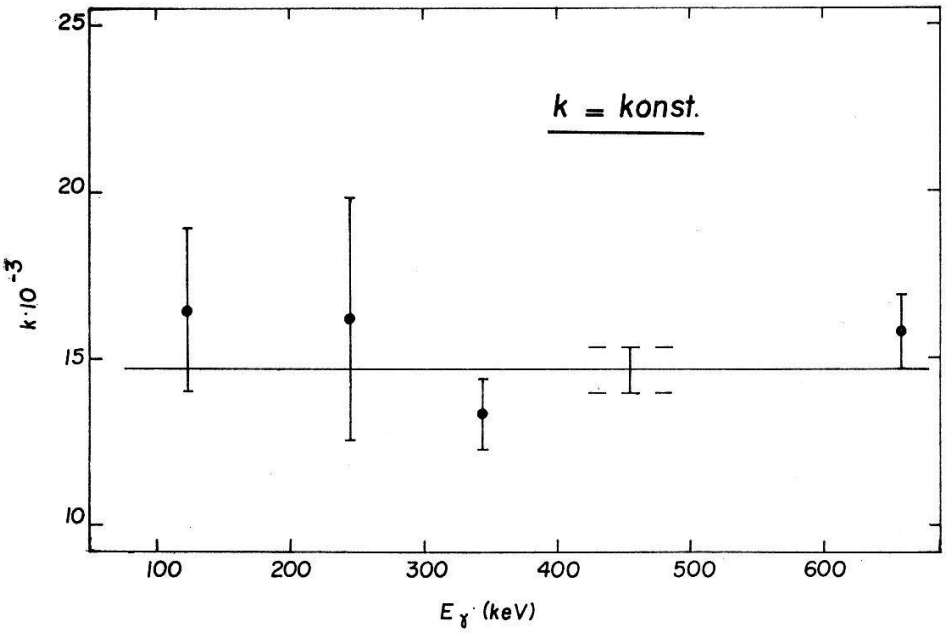
Die Eichkonstante k hängt unter der Annahme, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres und die Transmission des Zählrohrfensters im betrachteten Energie-

bereich konstant sind, nur von der Geometrie ab. Figur 1 zeigt k' und Figur 2 k als Funktion der Energie.



Figur 1

Die gemessene Eichgrösse k' als Funktion der Gamma-Energie.



Figur 2

Die geometrische Eichkonstante k als Funktion der Gamma-Energie.

Da die Ausbeute in der Photolinie eines NaJ(Tl)-Kristalles exponentiell von der Energie abhängt [58], wurde die formale Darstellung der Eichkurve durch einen exponentiellen Ansatz ermittelt und aus den Fehlern der Messwerte die Gewichte bestimmt:

$$k' = 18{,}374\, e^{-1{\cdot}667\, E_\gamma(\mathrm{MeV})}, \tag{32}$$

$$k = (14{,}71 \pm 0{,}69) \cdot 10^{-3}\,. \tag{33}$$

Tabelle 2

Eichgrössen der Apparatur

Quelle	Gamma-Übergang in	Energie (keV)	α_K [Literatur]	α_K[a])	$k'(E)$	$\eta_k(E)$ [58]	k
Eu^{152}	Sm^{152}	121,8	0,58 ± 0,02 [52] 0,667 ± 0,008 [53]	0,655 ± 0,074	(16,42 ± 2,14) 10^{-3}	1,00 ± 0,02	(16,42 ± 2,46) 10^{-3}
Eu^{152}	Sm^{152}	244,7	0,091 ± 0,014 [54]	0,091 ± 0,014	(14,56 ± 2,97) 10^{-3}	0,90 ± 0,02	(16,18 ± 3,62) 10^{-3}
Eu^{152}	Gd^{152}	344,4	0,033 ± 0,001 [52]	0,033 ± 0,001	(9,87 ± 0,54) 10^{-3}	0,74 ± 0,01	(13,35 ± 1,00) 10^{-3}
Cs^{137}	Ba^{137}	661,6	0,0976 ± 0,0055 [55] 0,093 ± 0,006 [56] 0,093 ± 0,005 [57]	0,095 ± 0,003	(6,17 ± 0,30) 10^{-3}	0,39 ± 0,01	(15,80 ± 1,08) 10^{-3}

[a]) Gemittelter Wert; die Fehler der Einzelmessung [52–57] bestimmen die Gewichte.

Tabelle 3

Resultat der Konversionselektronen-Messung

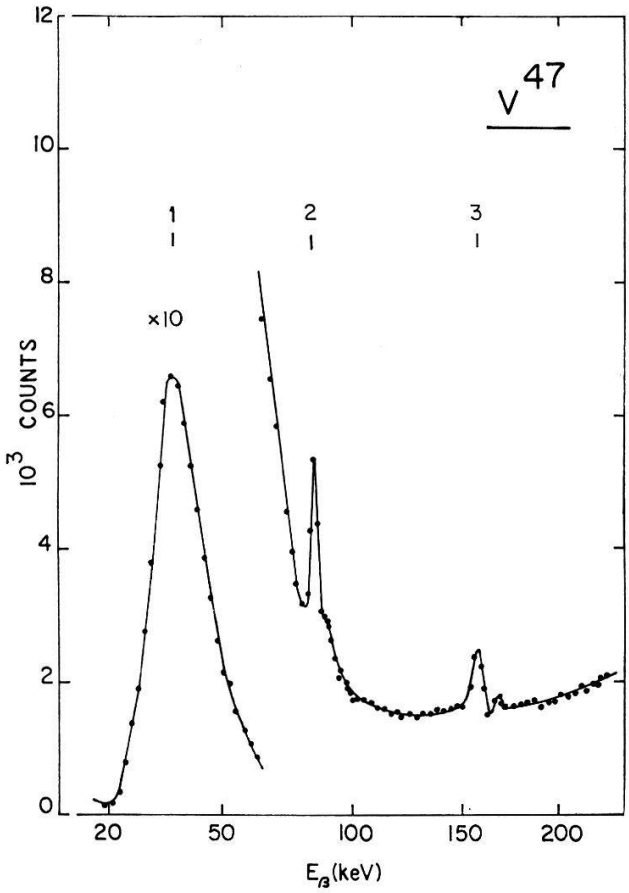
Kern	Energie (keV)	K/L+M	K/L	L/M	$\alpha_K(\vartheta_0)$	$\alpha_{L+M}(\vartheta_0)$	$\alpha_L(\vartheta_0)$	$\alpha_M(\vartheta_0)$
V^{47}	88,1	7,95 ± 0,48			(3,43 ± 0,25) 10^{-2}	(4,31 ± 0,62) 10^{-3}		
V^{49}	90,4	8,05 ± 0,24	11,87 ± 0,42	2,11 ± 0,28	(2,99 ± 0,20) 10^{-2}	(3,71 ± 0,29) 10^{-3}	(2,52 ± 0,22) 10^{-3}	(1,19 ± 0,19) 10^{-3}
V^{49}	152,3	7,93 ± 0,27			(5,89 ± 0,41) 10^{-2}	(7,43 ± 0,68) 10^{-3}		
Co^{56}	157,2	7,71 ± 0,11			(1,20 ± 0,08) 10^{-2}	(1,55 ± 0,10) 10^{-3}		
Zn^{63}	193,0	7,41 ± 0,11			(8,69 ± 0,44) 10^{-3}	(1,17 ± 0,07) 10^{-3}		
Zn^{65}	115,5	7,40 ± 0,22			(6,27 ± 0,65) 10^{-2}	(8,48 ± 1,05) 10^{-3}		
Zn^{65}	154,3	7,10 ± 0,21	10,32 ± 0,31	2,20 ± 0,20	(1,93 ± 0,15) 10^{-2}	(2,72 ± 0,25) 10^{-3}	(1,87 ± 0,18) 10^{-3}	(8,50 ± 1,10) 10^{-4}
Ga^{68}	172,5	7,49 ± 0,18			(1,61 ± 0,08) 10^{-2}	(2,15 ± 0,13) 10^{-3}		
Ga^{68}	196,7	7,39 ± 0,39			(9,64 ± 0,46) 10^{-3}	(1,30 ± 0,12) 10^{-3}		

Zur Kontrolle dieser Eichwerte wurden die $K/L + M$-Verhältnisse gebildet und mit den theoretischen Werten dieser bekannten Multipolstrahlungen verglichen.

III.3. *Messvorgang und Resultat*

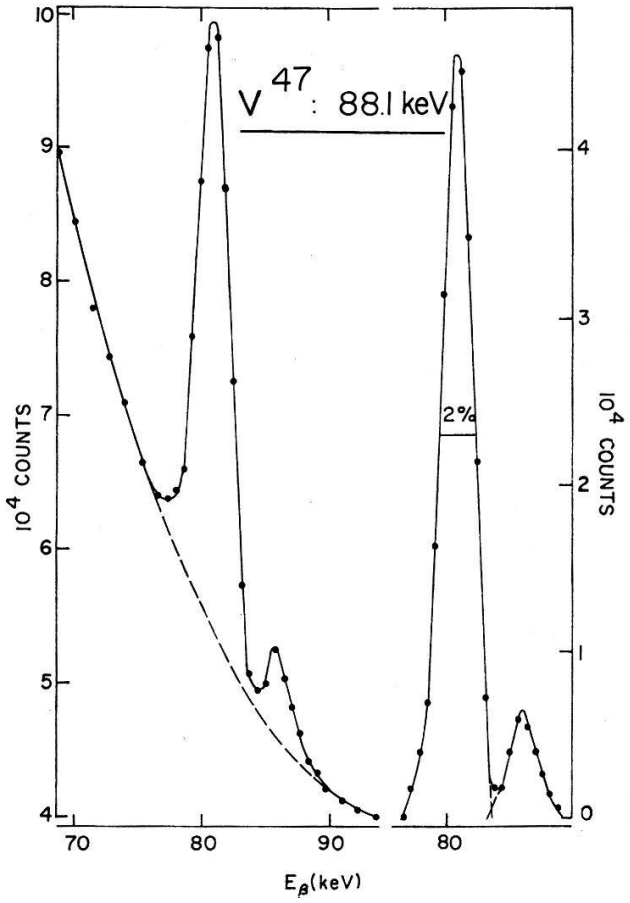
Zur Festlegung der Energie der einzelnen Konversionslinien wurde bei der Konversionselektronenmessung das Spektrum des ganzen interessierenden Energiebereiches, d. h. zwischen 20 keV und 250 keV aufgenommen. Ein Beispiel zeigt Figur 3a. Der Fehler in der Energiebestimmung des Überganges beträgt 0,5%. Eine exaktere Messung wurde über die einzelnen Konversionslinien durchgeführt. Figur 3b zeigt die Konversionslinie des Überganges vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand in V^{47}: Das Spektrum wurde in Schritten von ungefähr 0,65 keV gemessen. Der stabilisierte Protonenstrom betrug $(0{,}20 \pm 0{,}01)$ μA und die Messzeit 40 Minuten. Bei Ausfall des stabilisierten Protonenstromes des Cyclotrons wurde die Messung unterbrochen. Figur 3c zeigt die erhaltene Konversionslinie des 88,1-keV-Überganges in V^{47} nach Abzug des Delta-Elektronen-Untergrundes.

Die Gamma-Winkelverteilung wurde in Schritten von 5° zwischen 30° und 150° gemessen. Der Fehler in der Winkeleinstellung konnte auf maximal 0,25° abgeschätzt werden. Im Gegensatz zur Konversionsmessung, bei welcher der Protonenstrom stabilisiert war, wurde bei der Gamma-Winkelverteilungsmessung das Zeitintegral



Figur 3a

Konversionselektronen-Spektrum der Reaktion $Ti^{47}(p,n)V^{47}$ und $Ti^{47}(p,p')Ti^{47}$: 1) Delta-Elektronen; 2) 88,1-keV-Übergang in V^{47}; 3) 160-keV-Übergang in Ti^{47}.



Figur 3b Figur 3c

Figur 3b: Die gemessene Konversionslinie der K- und L+M-Schale von V^{47}: 88,1 keV.

Figur 3c: Die gemessene Konversionslinie der K- und L+M-Schale von V^{47}: 88,1 keV nach Abzug des Delta-Elektronenuntergrundes.

des Protonenstromes konstant gehalten. Figur 4 zeigt z. B. das Gamma-Spektrum der Reaktionen $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$ und $Cu^{65}(p, n)Zn^{65}$. Die Ladung beträgt 6 μCb.

Figur 5 zeigt die erhaltene Winkelverteilung der 88,1-keV-Gammastrahlung in V^{47}. Die Verteilungskurve wurde durch Zerlegung der Messwerte in eine Summe von Legendre-Polynome nach Rose [50] ermittelt.

Aus diesen Messungen folgt unmittelbar das $K/L + M$- beziehungsweise das K/L- und L/M-Verhältnis und ferner auf Grund der Eichgrösse $k'(E)$ der Konversionskoeffizient für $\vartheta_0 = 45°$ (Tabelle 3).

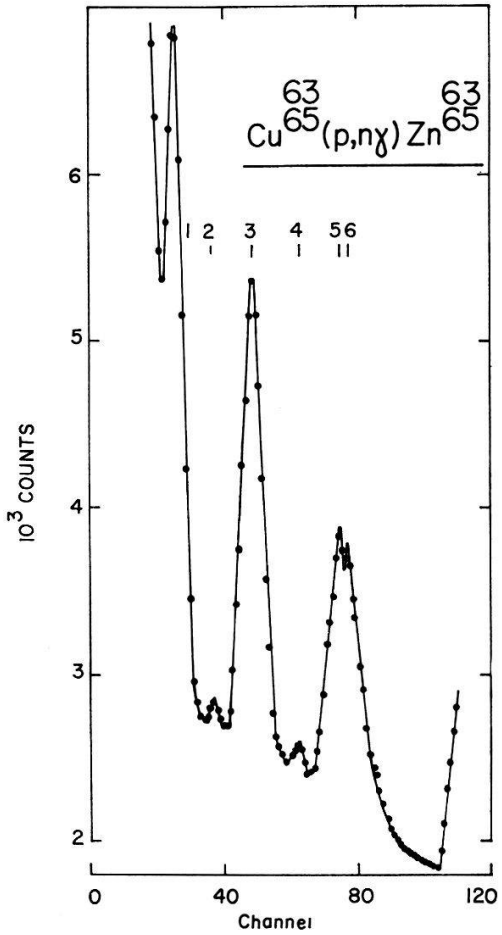
Die Gamma-Winkelverteilung wurde nach Rose [50] auf Grund der Methode der kleinsten Quadrate[3]) in eine Summe von Legendre-Polynome zerlegt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_0 \left[1 + \sum_{\nu \geqslant 2} a'_\nu P_\nu (\cos\vartheta)\right].$$

Das Resultat zeigt Tabelle 4. Der angegebene Fehler ist die Standartabweichung[4]).

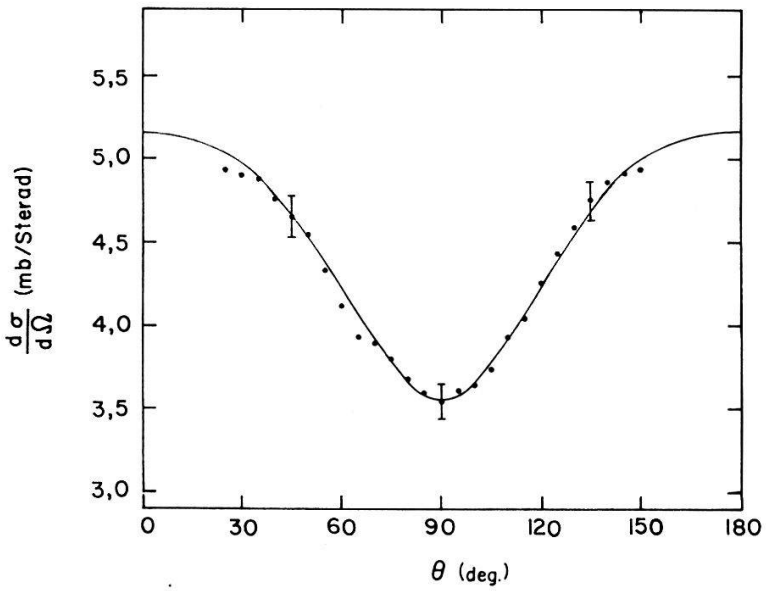
[3]) Siehe Anhang B.

[4]) Die Rechenprogramme wurden in freundlicher Weise von Prof. Dr. E. Sheldon, ETH, zur Verfügung gestellt. (Die Legendre-Polynomzerlegung der Gamma-Winkelverteilung wurde auf Grund einer Berechnung von PD Dr. W. Gruebler, ETH, programmiert.)



Figur 4

Gamma-Spektrum der Reaktionen $Cu^{63}(p,n)Zn^{63}$ und $Cu^{65}(p,n)Zn^{65}$ im Bereich zwischen 0 keV und 300 keV:
1) 54-keV-Linie von Zn^{65}; 2) 88-keV-Linie der Röntgenstrahlung des Blei; 3) 115-keV-Linie von Zn^{65}; 4) 154-keV-Linie von Zn^{65}; 5) 193-keV-Linie von Zn^{63}; 6) 209-keV-Linie von Zn^{65}.



Figur 5

Die gemessene Gamma-Winkelverteilung der Reaktion $Ti^{47}(p,n)V^{47}$: 88,1 keV. Die Verteilungskurve wurde durch Zerlegung der Messwerte in eine Summe von Legendre-Polynome nach Rose [50] ermittelt.

Tabelle 4

Resultat der Gamma-Winkelverteilung

Kern	Energie (keV)	a_0	a_0'	a_2'	a_4'
V^{47}	88,1	4,270	1,000 ± 0,005	0,276 ± 0,017	−0,069 ± 0,017
V^{49}	90,4	7,446	1,000 ± 0,002	0,088 ± 0,008	−0,042 ± 0,009
V^{49}	152,3	2,532	1,000 ± 0,010	0,204 ± 0,038	−0,118 ± 0,040
Co^{56}	157,2	2,345	1,000 ± 0,008	0,258 ± 0,027	−0,125 ± 0,028
Zn^{63}	193,0	10,629	1,000 ± 0,003	0,078 ± 0,009	−0,014 ± 0,010
Zn^{65}	115,5	5,063	1,000 ± 0,006	0,197 ± 0,022	−0,120 ± 0,023
Zn^{65}	154,3	8,406	1,000 ± 0,007	0,207 ± 0,027	−0,178 ± 0,028
Ga^{68}	172,5	9,003	1,000 ± 0,019	−0,004 ± 0,064	0,060 ± 0,072
Ga^{68}	196,7	6,776	1,000 ± 0,018	−0,009 ± 0,063	0,055 ± 0,072

III.4. *Zusammenhang zwischen Theorie und Experiment*

Die theoretischen Berechnungen der a_ν bzw. a_ν' wurden mit der CDC1604A im Rechenzentrum der ETH durchgeführt. Die Gleichungen (9) und (10) bildeten die Grundlage dieses Programmes[5]). Die theoretisch möglichen Werte für Spin und Parität des unbekannten angeregten Zustandes waren die Parameter und das Mischungsverhältnis δ war die Variable. Die Transmissionskoeffizienten, welche zur Berechnung der t'-Terme in Gleichung (9) und (10) dienten, sind für die Neutronenstreuung unter Annahme eines nicht-lokalen optischen Potentials nach PEREY [51] den Tabellen von AUERBACH [59] entnommen worden. Für die Protonenstreuung wurden sie mit Hilfe eines Perey-Potentials [60] (vgl. auch SHELDON [14]) berechnet. Dabei wurden die Potentialparameter wie folgt gewählt: $V_0 = 51$ MeV, $W_0' = 11$ MeV, $r_0 = r_0' = 1{,}25$ F, $a = 0{,}65$ F, $a' = 0{,}47$ F und $V_s = 8{,}0$ MeV.

(V_0 ist ein Mittelwert für alle in Betracht fallenden Kerne; er berechnet sich aus $V_0 = 46{,}7 - 0{,}32\,E^{(MeV)} + ZA^{-1/3}$).

Als zusätzliche Ausgangskanäle wurden bei der Berechnung die elastische, die erste und die zweite inelastische Protonenstreuung und ferner die Neutronenstreuung in den Grundzustand und in den ersten höher angeregten Zustand des Restkerns, falls Spin und Parität dieses Zustandes bekannt waren, berücksichtigt. Der maximal mögliche Fehler durch die Wahl der zusätzlichen Ausgangskanäle für die theoretische Berechnung der a_2'- und a_4'-Gewichtskoeffizienten wurde auf 5% abgeschätzt. Der Vergleich der nach den Gleichungen (A7) und (A8) erhaltenen Multipolellipsen mit dem experimentell bestimmten (a_2', a_4')-Gewichtskoeffizienten sollte einerseits Spin und Parität des angeregten Zustandes und anderseits das Mischungsverhältnis δ der Multipolordnungen der entsprechenden Gammastrahlung festlegen. Die berechneten Multipolellipsen und der gemessene (a_2', a_4')-Punkt zeigte, zum Beispiel für Co^{56} (157,2 keV) Fig. 6, dass keine eindeutige Zuordnung möglich war.

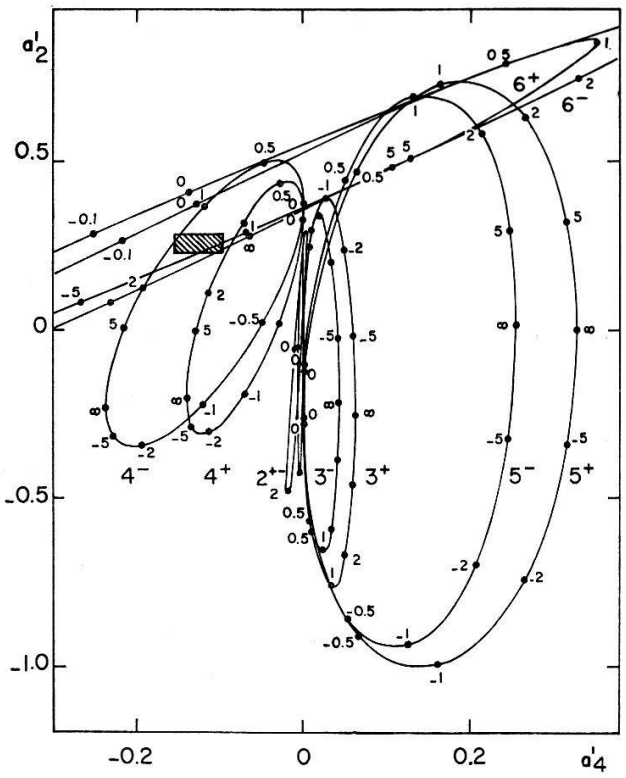
[5]) Siehe Fussnote[4]).

Tabelle 5

Mögliche Spin- und Parität-Zuordnung und Multipol-Mischungsverhältnisse

Kern	Energie (keV)	$I_f^{\pi f}$ [61]	Gamma-Winkelverteilung					Konversions-Koeffizient					$K/L+M$-Verhältnis				
			$I_i^{\pi i}$	$\delta = \sqrt{\frac{S(2)}{S(1)}}$	$S(1)+S(2)$		ΔS	$M1+E2$		$E1+M2$		$\Delta S_{\substack{M1\\E1}}$ [b]	$M1+E2$		$\Delta S_{\substack{M1\\E2}}$ [b]	$E1+M2$		$\Delta S_{\substack{E1\\M2}}$ [b]
V^{47}	88,1	$5/2^-$	$7/2^-$	1,5	31% +	69%	8%	98% +	2%	100%		10%	100%		100%	81% +	19%	81%
		$5/2^-$	$3/2^-$	$0...\infty$														
V^{49}	90,4	$7/2^-$	$7/2^-$	0,5	80% +	20%	10%	99% +	1%	100%		10%	100%		100%	86% +	14%	47%
		$7/2^-$	$5/2^-$	~0,5	80% +	20%	10%											
V^{49}	152,3	$7/2^-$	$3/2^-$	–		100%			100%		100%	10%	26% +	74%	74%	50% +	50%	45%
		$7/2^-$	$9/2^\mp$	1,0	50% +	50%	7%											
Co^{56}	157,2	$4^\pm$	$4^\mp$	1,35	35% +	65%	5%	99% +	1%	98% +	2%	7%	100%		100%	91% +	9%	30%
		$4^\pm$	$6^\mp$	–		100%												
Zn^{63}	193,0	$3/2^-$	$5/2^-$	0,4	86% +	14%	6%	98% +	2%	100%		5%	47% +	53%	31%	73% +	27%	27%
		$3/2^-$	$3/2^-$	0,1	99% +	1%	8%											
Zn^{65}	115,5	$5/2^-$	$9/2^\mp$	–		100%		92% +	8%	92% +	8%	11%	72% +	28%	41%	86% +	14%	38%
		$5/2^-$	$5/2^\mp$	1,5	31% +	69%	9%											
		$5/2^-$	$7/2^\mp$	0,65	70% +	30%	11%											
Zn^{65}	154,3	$1/2^-$	$5/2^\mp$	–		100%		97% +	3%	95% +	5%	10%	25% +	75%	50%	54% +	46%	40%
		$1/2^-$	$3/2^\mp$	1,0	50% +	50%	7%											
		$7/2^-$	$11/2^\mp$	–		100%												
Ga^{68}	172,5	1^+	2^+	14,0	1% +	99%	15%	100%		96% +	4%	9%	100%		59%	100%		39%
		1^+	2^+	0,1	99% +	1%	15%											
Ga^{68}	196,7	2^+ [a]	3^-	0	100%		16%	100%		97% +	3%	10%	86% +	14%	86%	83% +	17%	86%
		2^+ [a]	3^-	30,0		100%	16%											

[a]) Bestimmt durch Ga^{68} 172,5 keV: $I_i^{\pi i}$. [b]) Der durch den Messfehler induzierte mögliche Fehler.



Figur 6

Die theoretisch berechneten Multipolellipsen der Reaktion $Fe^{56}(p,n)Co^{56}$: 157,2 keV ($I_f = 4^{\pm}$; $I_i = 2^{\pm}, 3^{\pm}, 4^{\pm}, 5^{\pm}, 6^{\pm}$; δ = Parameter) im Vergleich mit dem experimentell bestimmten Wert.

Die Gründe sind experimenteller und theoretischer Art: Die systematischen Fehler der Messungen sind relativ gross (vgl. III.2. und 3.), und die Theorie mit den beiden idealisierten Fällen (Gleichung (9) und (10)):

a) $$A \xrightarrow{p} C \xrightarrow{(n)} B^* \xrightarrow{\gamma} B$$

b) $$A \xrightarrow{p} C \xrightarrow{(n)} B^* \xrightarrow{(\gamma)} B^* \xrightarrow{\gamma} B$$

ist zu grob. Für die exakte Berechnung müssten alle Gamma-Kaskaden, die auf den zu untersuchenden angeregten Zustand führen, berücksichtigt werden. Dies würde jedoch den Zerfall des hochangeregten Compound-Kernes in alle seine Ausgangskanäle als bekannt voraussetzen. Das Fehlen dieser physikalischen Werte verunmöglicht diese Berechnung. Tabelle 5 gibt einen Überblick über die möglichen Werte von Spin und Parität des angeregten Zustandes und des Multipolmischungsverhältnisses der entsprechenden Gammastrahlung. Der angegebene Fehler für das Mischungsverhältnis der elektromagnetischen Strahlungsarten ist allein der durch die Messung induzierte mögliche Fehler. Der Fehler, welcher durch die besprochene Vereinfachung in der Berechnung bedingt ist, kann nicht abgeschätzt werden. Die angegebenen möglichen Spin- und Parität-Werte für einen angeregten Zustand sind der Reihe nach mit abnehmender Wahrscheinlichkeit behaftet; sie werden im nächsten Kapitel diskutiert und mit den verschiedenen Kernmodellen verglichen.

Der Mischungsparameter δ wurde einerseits aus der Gamma-Winkelverteilung bestimmt und anderseits aus der Intensität der Konversionselektronen unter 45° ab-

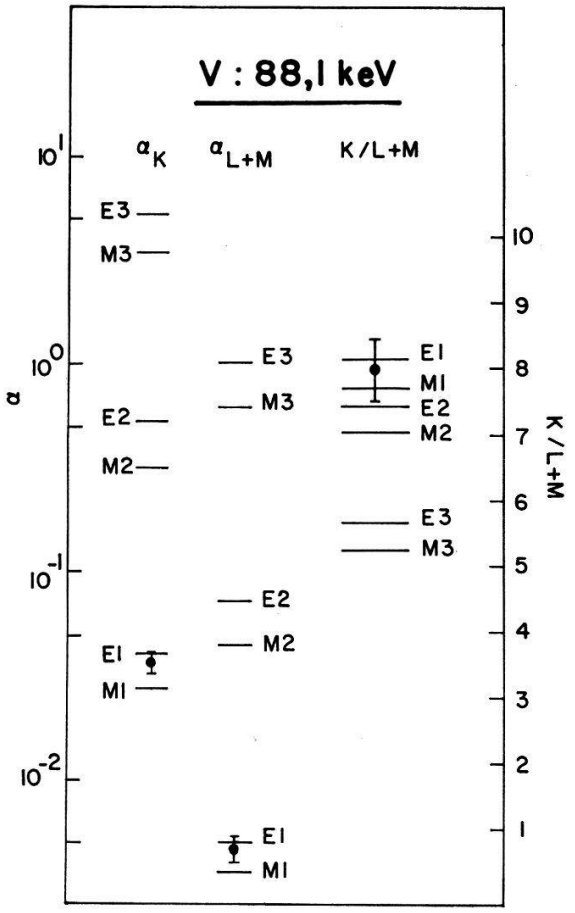
geschätzt. Dies erlaubte grössenordnungsmässig das b'_ν der Gleichung (15) bzw. (22) und in der Folge den Korrekturfaktor C nach Gleichung (26) und Tabelle 4 zu bestimmen. Die notwendige Korrektur für den gemessenen Konversionskoeffizienten

Tabelle 6

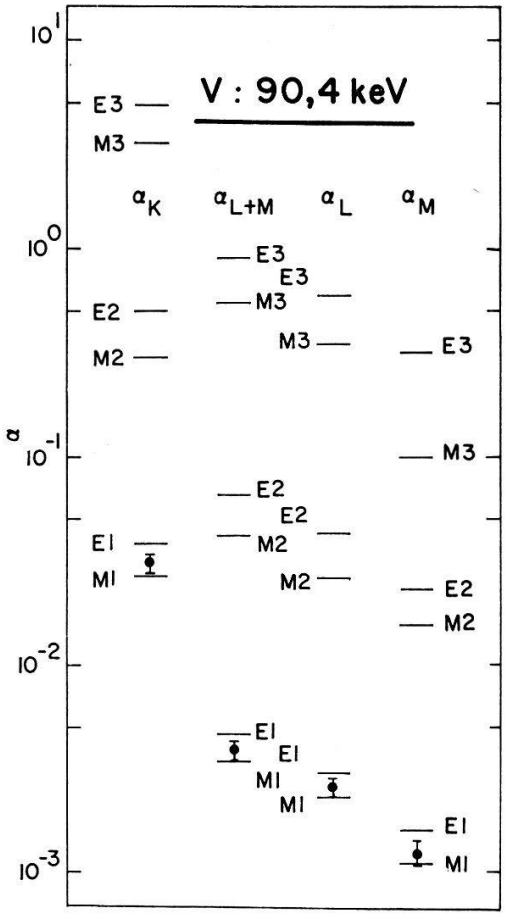
Gemessener totaler innerer Konversionskoeffizient

Kern	Energie (keV)[a])	α_K	α_{L+M}	α_L	α_M
V^{47}	88,1	$(3{,}72 \pm 0{,}27)\ 10^{-2}$	$(4{,}67 \pm 0{,}67)\ 10^{-3}$		
V^{49}	90,4	$(3{,}08 \pm 0{,}21)\ 10^{-2}$	$(3{,}82 \pm 0{,}30)\ 10^{-3}$	$(2{,}59 \pm 0{,}23)\ 10^{-3}$	$(1{,}22 \pm 0{,}20)\ 10^{-3}$
V^{49}	152,3	$(6{,}89 \pm 0{,}48)\ 10^{-2}$	$(8{,}69 \pm 0{,}80)\ 10^{-3}$		
Co^{56}	157,2	$(1{,}22 \pm 0{,}09)\ 10^{-2}$	$(1{,}58 \pm 0{,}12)\ 10^{-3}$		
Zn^{63}	193,0	$(8{,}86 \pm 0{,}45)\ 10^{-3}$	$(1{,}19 \pm 0{,}07)\ 10^{-3}$		
Zn^{65}	115,5	$(6{,}46 \pm 0{,}67)\ 10^{-2}$	$(8{,}74 \pm 1{,}08)\ 10^{-3}$		
Zn^{65}	154,3	$(2{,}04 \pm 0{,}16)\ 10^{-2}$	$(2{,}87 \pm 0{,}26)\ 10^{-3}$	$(1{,}97 \pm 0{,}19)\ 10^{-3}$	$(8{,}98 \pm 1{,}16)\ 10^{-4}$
Ga^{68}	172,5	$(1{,}48 \pm 0{,}13)\ 10^{-2}$	$(1{,}97 \pm 0{,}20)\ 10^{-3}$		
Ga^{68}	196,7	$(9{,}50 \pm 0{,}74)\ 10^{-3}$	$(1{,}24 \pm 0{,}15)\ 10^{-3}$		

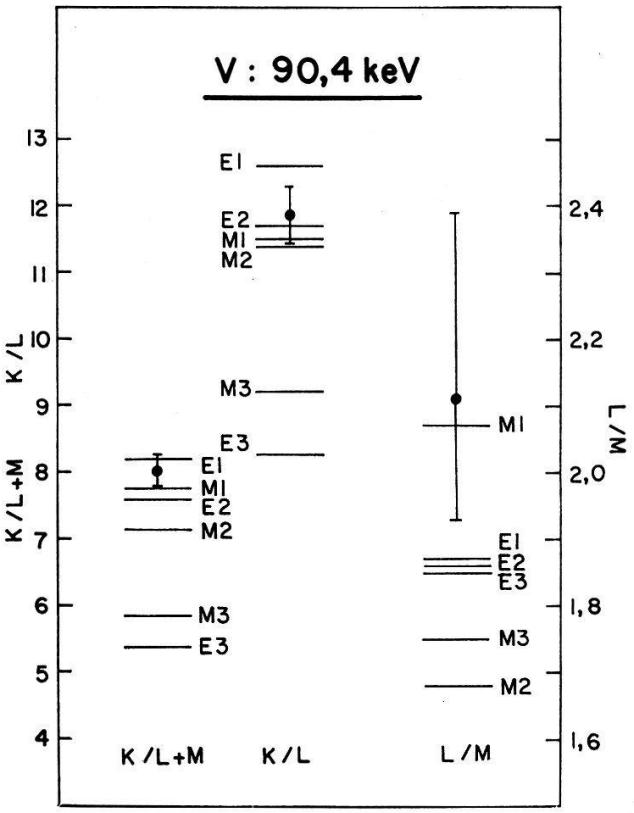
[a]) Energie-Messung der Konversionselektronen.



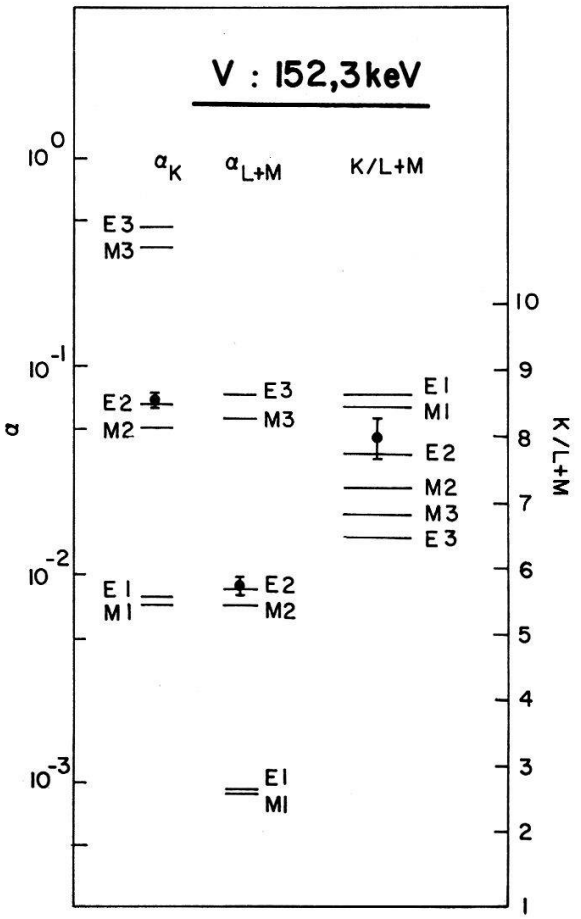
Figur 7a



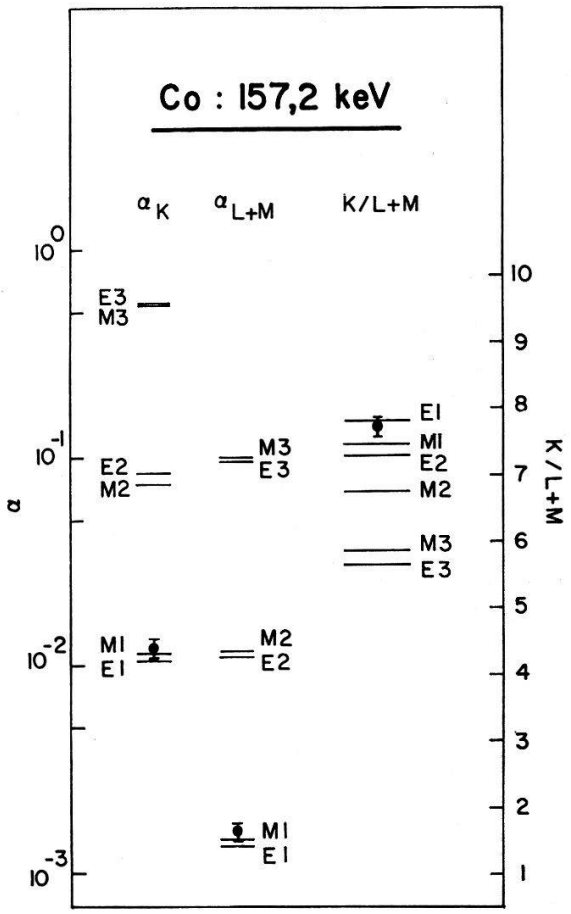
Figur 7b



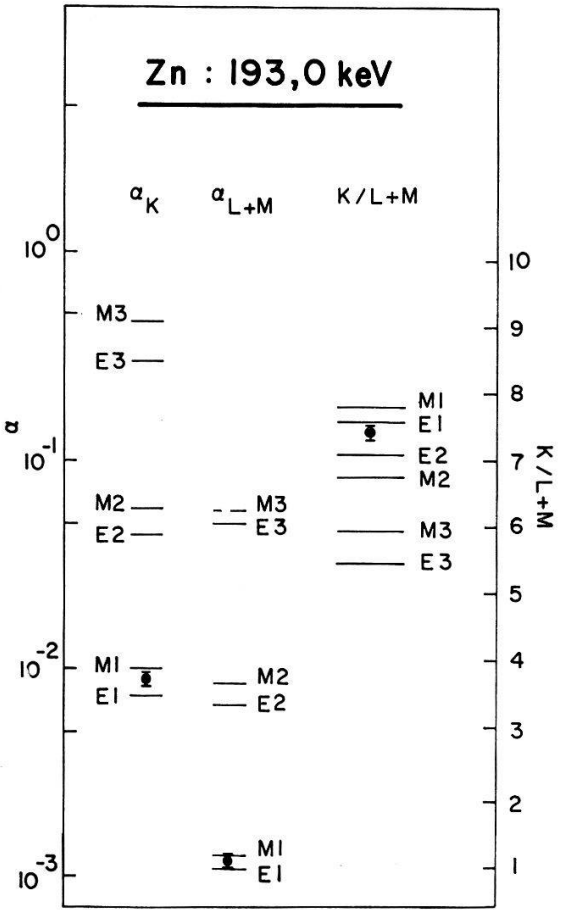
Figur 7c



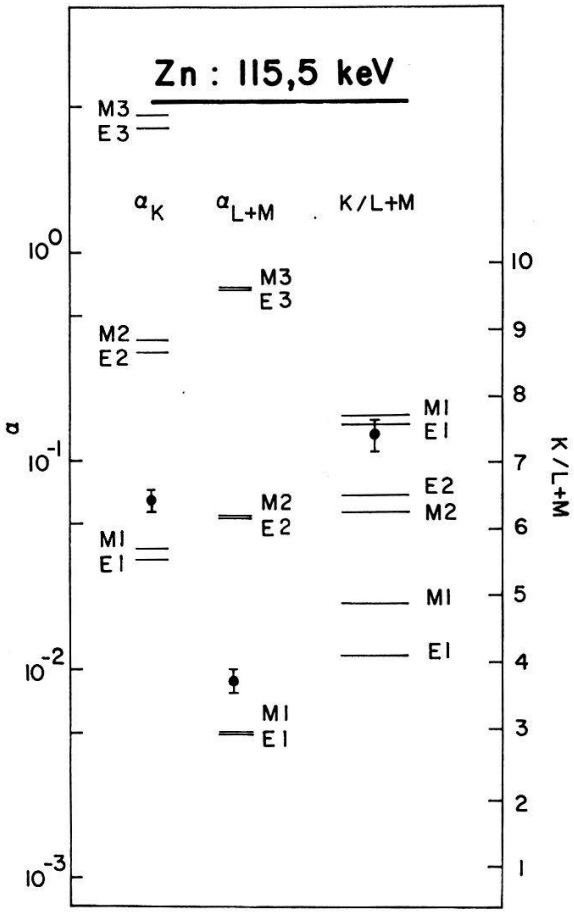
Figur 7d



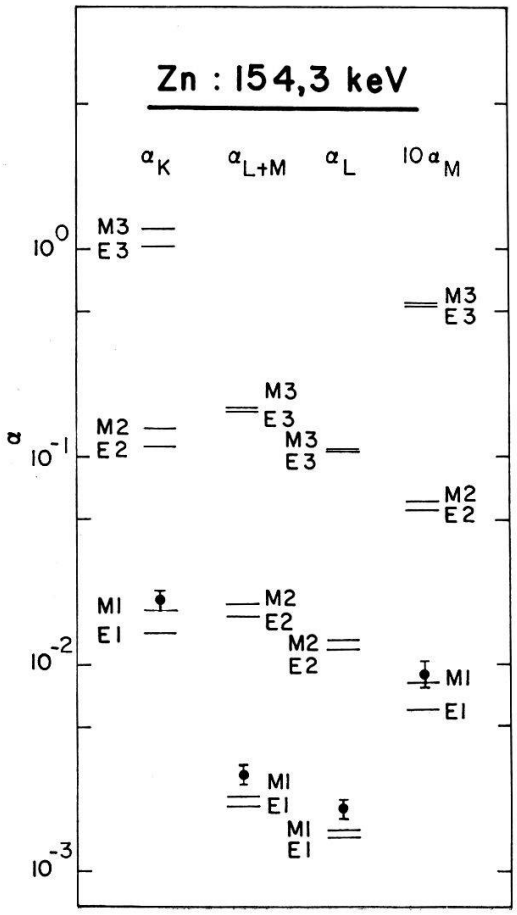
Figur 7e



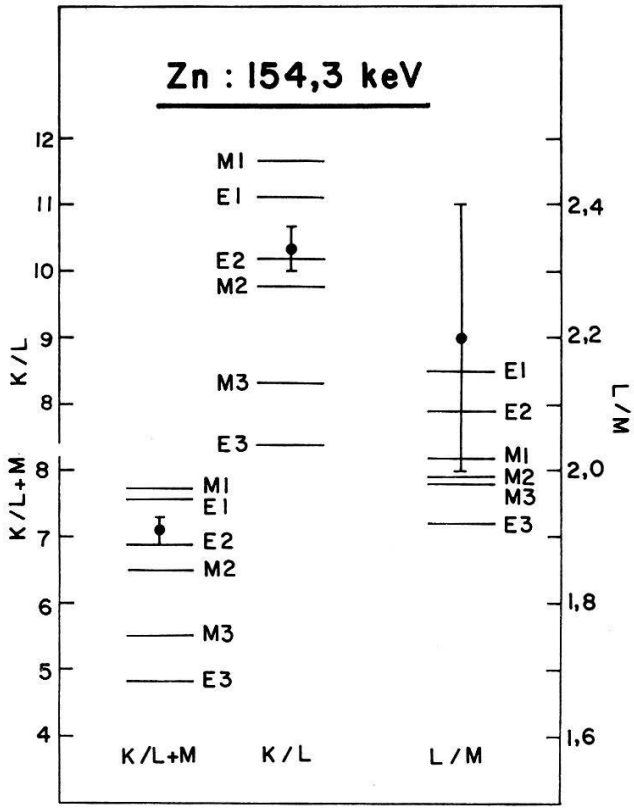
Figur 7f



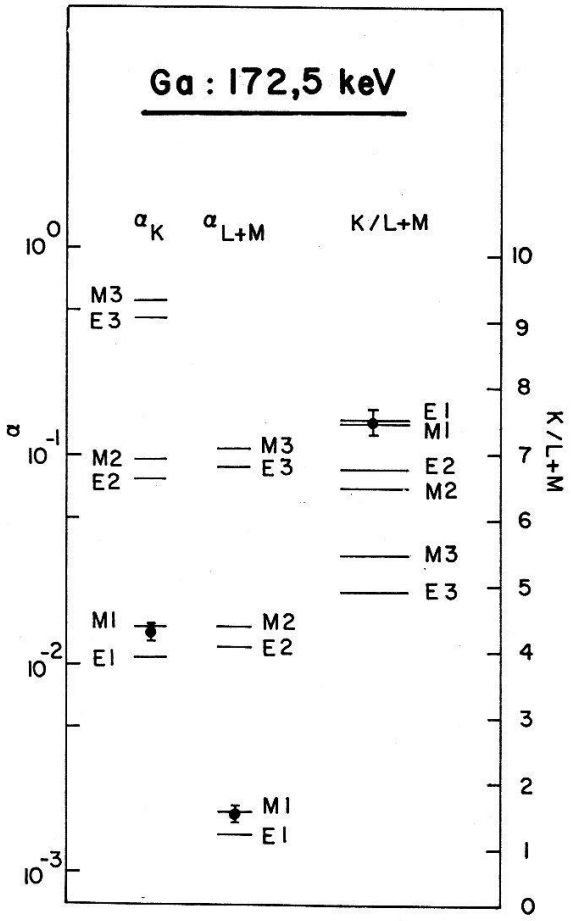
Figur 7g



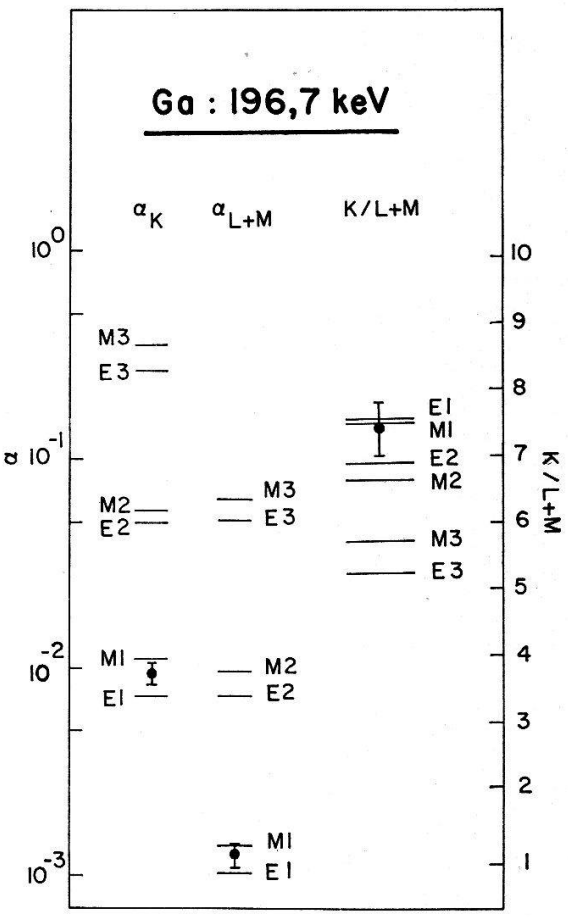
Figur 7h



Figur 7i



Figur 7k



Figur 7l

Figur 7a–7l

Die gemessenen Konversionskoeffizienten α_K, α_{L+M}, bzw. α_L, α_M und die K/L+M- bzw. K/L- und L/M-Verhältnisse im Vergleich mit den nach Rose [32] theoretisch für die entsprechende Energie berechneten Werten.

beträgt bis zu 20%; ferner kann der maximal mögliche Fehler auf $\Delta C = 5\%$ abgeschätzt werden. In Tabelle 6 sind die mit Hilfe des Korrekturfaktors erhaltenen totalen inneren Konversionskoeffizienten der K-, L- und M-Schale zusammengestellt und die Figur 7 zeigt sie im Vergleich mit den theoretisch nach Rose [32] berechneten und auf die entsprechende Energie interpolierten Werte. (Die Werte für V^{47} und V^{49} ($Z = 23$) wurden aus den berechneten Werten graphisch extrapoliert.

Die durch Vergleich der gemessenen mit den theoretisch berechneten Konversionskoeffizienten bzw. $K/L + M$-Verhältnisse erhaltenen Multipolmischungsverhältnisse zeigt ebenfalls Tabelle 5. Die Fehler der gemessenen Werte sind klein im Verhältnis zum möglichen Fehler der theoretischen Berechnung (vgl. II.2.). Der in Tabelle 5 angegebene Fehler ist der durch den Messfehler induzierte mögliche Fehler des Mischungsverhältnisses; er ist eine Funktion des Abstandes der theoretischen Konversionskoeffizienten der Multipolordnung L und $L + 1$ bei der betreffenden Energie. Der Einfluss des Korrekturfaktorfehlers ($\Delta C = 5\%$) auf den totalen Konversionskoeffizienten ist im möglichen Fehler ΔS nicht berücksichtigt.

Die bei der theoretischen Berechnung der Gamma-Winkelverteilung besprochenen Vereinfachungen begründen den Vorrang der berechneten Mischungsverhältnisse auf Grund der Konversionselektronenmessung.

IV. Diskussion der Ergebnisse

Die gemessenen Grössen: Spin, Parität und Energie des angeregten Zustandes, sowie die Ordnung der Multipolstrahlung des entsprechenden Überganges werden nun in diesem Kapitel mit den Ergebnissen der Messungen früherer Autoren und mit den Voraussagen der verschiedenen möglichen Kernmodelle verglichen.

Das Ein-Teilchen-Schalenmodell bildet den Ausgangspunkt für die Modelluntersuchung der Kerne [62–64]. Ist der Spin und die Parität des Grundzustandes in Übereinstimmung mit den Voraussagen dieses Kernmodells, so sind die ersten angeregten Zustände meistens auf Grund dieses Modells oder des Mehrteilchen-Schalenmodells ebenfalls erklärbar [65]. Gilt jedoch für den untersuchten Kern nach dem Schalenmodell für den Grundzustand die $(j-1)$-Kopplung [65], so besteht die Möglichkeit einer Deformation des Kerns im Grundzustand und die ersten angeregten Zustände werden nach dem Nilsson-Modell [66] oder als Rotationszustände [62–64] zu interpretieren versucht. Vibrationszustände sind weniger zu erwarten, da ihre Energien höher liegen, als die untersuchten angeregten Zustände.

Die Messung der Konversionselektronen zeigt, dass die grössten Anteile der Multipolstrahlungen für die untersuchten Übergänge Dipol- oder Quadrupol-Strahlungen sind. Die theoretischen Berechnungen der Multipolellipsen wurden deshalb nur für $L = 1$ und $L' = 2$ durchgeführt, obwohl die Theorie noch Beimischung einer Strahlung höherer Ordnung zulässt. Die Resultate der nachfolgenden Diskussion der Mischungsverhältnisse der Strahlungsübergänge der einzelnen Kerne können in der Folge auch noch Beiträge magnetischer bzw. elektrischer Oktupolstrahlung besitzen, die unerwähnt geblieben ist.

IV.1. V^{47}

Wie der Targetkern Ti^{47} besitzt V^{47} nach dem Einteilchen-Schalenmodell im Grundzustand $(f7/2)$ die Ausnahmekopplung $I_0 = j - 1 = 5/2$ [61, 68–72]. Die Energie der Niveaus wurde mit Hilfe der (p, n)-Reaktion von Lidofsky [69] und McCallum [71] und mit Hilfe der (p, α)-Reaktion von Brown [75] untersucht und ist in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Höher angeregte Zustände sind durch Dubois [73, 74] mit der (p, γ)-Reaktion gefunden worden. Ginocchio [70] schlägt für V^{47} eine reine $f7/2$-Konfiguration mit einer effektiven Zwei-Nukleon-Wechselwirkung vor. Dies ergibt für den Grundzustand $5/2^-$ und für den 155-keV-Zustand $7/2^-$. Die Möglichkeit der $I_1 = j$-Kopplung für den ersten angeregten Zustand mit $I_1 = 7/2$ ist wenig wahrscheinlich, da für diesen Gamma-Übergang der theoretisch berechnete stark von dem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt differiert. Für eine relativ kleine Deformation liefert hingegen auch das Nilsson-Modell für den Grundzustand $I_0 = 5/2^-$ und erklärt somit die Ausnahmekopplung im Schalenmodell. Der erste angeregte Zustand ist ein $I_1 = 3/2^-$-Zustand und die gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitte sind miteinander verträglich. Die Strahlungsart ist für diesen Fall jedoch nur aus der Konversionsmessung bestimmbar und beträgt ungefähr 98% $M1$ mit 2%iger Beimischung von $E2$ (Figur 8a).

IV.2. V^{49}

Verschiedene Autoren [71, 73–79] untersuchten die Energie der ersten angeregten Zustände in V^{49}. Ihre Werte entsprechen der gemessenen Übergangsenergie. Das

Schalenmodell ergibt für den Grundzustand ($f7/2$) den richtigen Spin $I_0 = 7/2^-$. Eine Deformation des Kerns in diesem Zustande ist nicht wahrscheinlich; das Nilsson-Modell wäre auch nicht in der Lage den Grundzustand mit $I_0 = 7/2^-$ für einen deformierten Kern zu erklären. Je nach der Grösse der Spin-Bahn-Wechselwirkung folgen nach dem Schalenmodell für die ersten zwei angeregten Zustände ($p3/2$) und ($f5/2$) oder ($f5/2$) und ($p3/2$). Die vorgeschlagenen Werte für Spin und Parität sind: Grundzustand: $7/2^-$, 90-keV-Zustand: $5/2^-$, 152-keV-Zustand: $3/2^-$ [68, 76]. Sehr gute Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Wirkungsquerschnitten für die Gammaübergänge aus diesen zwei angeregten Zuständen in den Grundzustand wird auch hier im zweiten Falle erreicht. Dass der zweite Übergang eine reine $E2$-Strahlung ist, zeigt auch die Messung des Konversionskoeffizienten (Figur 8b).

IV.3. Co^{56}

Die Energie des ersten angeregten Zustandes wurde mit Hilfe der Neutronenflugzeit-Messung von ANDERSON [81] zu 165 ± 15 keV, von NELSON [82] zu 159 ± 4 keV und mit Hilfe der (d, α)-Reaktion von BJERREGAARD [83] zu 158 ± 12 keV bestimmt und ist in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Höhere Niveauenergien untersuchte besonders VERVIER [85]. Die effektiven Neutron-Proton-Restwechselwirkungen sind reine Wigner-Kräfte [87]. Der Zerfall von Ni^{56} liefert das Niveau-Schema: Grundzustand: 4^+, 157-keV-Zustand: 3^+, 975-keV-Zustand: 2^+ [86, 88]. OHNUMA [86] hat die Gamma-Winkelkorrelation zwischen dem ersten und verschiedenen höheren angeregten Niveau gemessen. Er fand z.B. für die Korrelation des 157-keV- mit dem 812-keV-Gammastrahl des zweiten Niveaus $a_2' = 0{,}046 \pm 0{,}013$, $a_4' = 0{,}006 \pm 0{,}018$, während die hier gemessene Korrelation zwischen dem 157-keV-Gammastrahl und dem einfallenden Protonenstrahl die Werte $a_2' = 0{,}258 \pm 0{,}027$, $a_4' = -0{,}125 \pm 0{,}028$ ergibt. Er findet durch Vergleich mit den theoretischen Werten (siehe auch Figur 6) $0{,}014 \geqslant \delta \geqslant -0{,}045$. Der Grundzustand wird mit 4^+ angegeben und besitzt die Konfiguration $(f7/2)_p^{-1}, (p3/2)_n^1$. Eine negative Parität für den ersten angeregten Zustand wird als unwahrscheinlich betrachtet.

Co^{56} ist ein *uu*-Kern, für die das Schalenmodell die sogenannten Nordheim-Regeln zur Berechnung des Spins anbietet. Diese Regeln ergeben für parallelen Spin und Bahndrehimpuls der beiden unpaarigen Nukleonen keine eindeutige Festlegung des Kernspins. Da jedoch in den nichtabgeschlossenen Schalen nur ein «Loch» bzw. ein Teilchen vorhanden ist, darf keine Deformation des Kerns im Grundzustand erwartet werden. Das Schalenmodell liefert für den Spin im Grundzustand $I_0 > 2$ und ist in Übereinstimmung mit dem Wert $I_0 = 4$. Für ein erstes angeregtes Niveau mit einer Spindifferenz $\Delta I = 0{,}1$ und entgegengesetzter Parität kann das Einteilchen-Schalenmodell auch nichts verbindliches aussagen. Entweder ist der Anfangs- oder Endzustand (oder beide) ein Mehrteilchen-Zustand [67]. Die Beschreibung einer anomalen Niveauparität in Terme der Mehrteilchenkonfiguration oder der kollektiven Anregung ist für Kugelkerne möglich; es liegen jedoch keine detaillierten Berechnungen für *uu*-Kerne vor [67]. WELLS [89] diskutiert die gemessenen Energieniveaus von ANDERSON [81], NELSON [82], BJERREGAARD [83], OHNUMA [85] und WELLS [88] und fordert Einteilchen-Anregung mit der Konfiguration $(f5/2)_p^{-1}$ für den ersten angeregten Zustand.

JENKINS [84] hat den Konversionskoeffizienten für die 157-keV-Gammastrahlung bestimmt: $\alpha = (1{,}2 \pm 0{,}1)\ 10^{-2}$; er ist in Übereinstimmung mit unserem gemessenen Wert $\alpha_K = (1{,}22 \pm 0{,}09)\ 10^{-2}$ und entspricht $\sim 100\%$ $M1$-Strahlung. Diese Strahlungsart wird auch von OHNUMA [86] postuliert (Figur 8c).

IV.4. Zn^{63}

Niveau-Energien und Q-Werte für die Reaktion $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$ wurden von BRUGGER [80], ANDERSON [81] und KINGTON [90] bestimmt. ZEIDMAN [91] untersuchte die Reaktion $Zn^{64}(d, t)Zn^{63}$ und fordert für den Grundzustand $3/2^-$. Die (α, n)-Reaktion (Wirkungsquerschnitt, Neutronenrate und Q-Wert) hat STELSON [92] gemessen und der totale Reaktionsquerschnitt der Reaktion $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$ findet sich für $E_p = 6{,}75$ MeV bei DELL [93].

Der Grundzustand $(f5/2)$ nach dem Schalenmodell fordert die Ausnahmekopplung $I_0 = j - 1$ für den Spin $3/2^-$ dieses Kerns. Mit grosser Wahrscheinlichkeit versagt das Schalenmodell bei dieser Kopplungsart. Bei 5% Abweichung von der Kugelgestalt des Kerns im Grundzustand ist das Nilsson-Modell fähig die $(j - 1)$-Kopplung des Schalenmodells zu erklären, liefert jedoch keine eindeutigen Werte für den angeregten Zustand, die mit den Messungen verträglich wären. Ein Rotationsspektrum fordert für den ersten angeregten Zustand $5/2^-$; die Anregungsenergie entspricht jedoch nicht dem zu erwartenden Wert. Die Übereinstimmung des gemessenen Wirkungsquerschnittes mit dem für einen $(5/2^- \rightarrow 3/2^-)$-Gammaübergang berechneten Wert ist sehr gut. Allgemein könnte auch angenommen werden, dass einer $(j - 1)$-Kopplung im Grundzustand eine j-Kopplung im angeregten Zustand entspricht. Die Strahlungsart ist nach der Gammawinkelverteilung 86% $M1$ und 14% $E2$ (Figur 8d).

IV.5. Zn^{65}

Die Energie des 115-keV- und 209-keV-Niveaus liegt innerhalb der Fehlergrenzen früher gemessener Werte [71, 78, 80, 90, 94, 95, 102]. ZEIDMAN [91] untersuchte die (d, t)-Reaktion und fordert für das 115-keV-Niveau $3/2^-$. Der Zerfall von Ga^{65} in das 115-keV-Niveau von Zn^{65} hat DANIEL [96] gemessen. Weitere Energieuntersuchungen führten STELSON [92] (α, n), BRAID [97] (α, He^3), DELL [93] (totaler Reaktionsquerschnitt für $Cu^{65}(p, n)Zn^{65}$ bei $E_p = 6{,}75$ MeV), SHULL [98] (Protonenwinkelverteilung der (d, p)-Reaktion) und ALBOUY [99] (Anregungsenergie für (p, n)-Reaktion zwischen 40–150 MeV) durch. LOBKOWICZ [101] gibt für Spin und Parität folgende Werte an: Grundzustand: $5/2^-$, 54-keV-Zustand: $1/2^-$, 119-keV-Zustand: $3/2^-$, 209-keV-Zustand: $3/2^-$ und fordert für den 209-keV-Übergang Dipolcharakter. Zusätzliche Dipolstrahlungen werden für den 54-keV- und 115-keV-Übergang von MARTIN [46] vorgeschlagen. BERNSTEIN [103] hat das $K/L + M$-Verhältnis gemessen und postuliert für (54 ± 2) keV: $K/L + M = 6{,}1$ reine $E2$-Strahlung, für (119 ± 2) keV: $K/L + M = 8{,}6$ und (155 ± 2) keV: $K/L + M = 8{,}2$ Dipolcharakter und für (209 ± 3) keV: $K/L + M = 7{,}4$ eine Dipol- oder Quadrupolstrahlung.

Der Kernspin des Grundzustandes $5/2^-$ entspricht den Voraussagen des Einteilchen-Schalenmodells. Eine Deformation kann nach dem Nilsson-Modell im Grundzustand nicht angenommen werden. LIN [102] untersuchte die Stripping-Reaktion auf Grund des Schalenmodells und findet für den Grundzustand: $(f5/2)$, für das 60-keV-

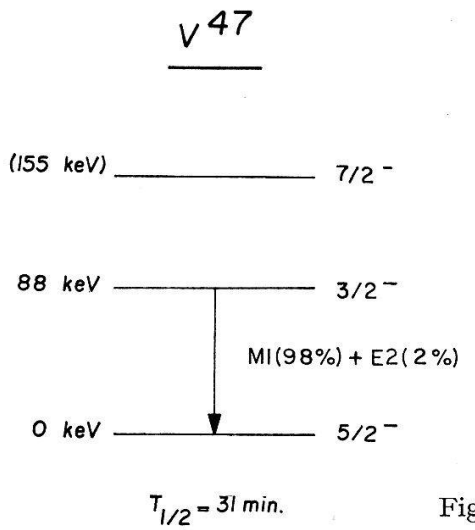
Niveau: ($p1/2$), für das 120-keV-Niveau: ($p3/2$) und ($f5/2$) für den 210-keV-Zustand. Eine energetisch ausgezeichnete Übereinstimmung ergeben ferner Rotationszustände: $5/2^-$ (Grundzustand), $7/2^-$ (54 keV), $9/2^-$ (123 keV) und $11/2^-$ (208 keV) und die Gammaübergänge wären reine $E2$-Strahlungen. (Die Messung des $K/L + M$- bzw. K/L- und L/M-Verhältnisses ergeben sehr gute Übereinstimmung mit $E2$-Strahlung.) Der Vergleich des gemessenen Konversionskoeffizienten mit den theoretisch berechneten Werten bestätigt jedoch den Dipolcharakter der untersuchten Strahlungsübergänge. Eine eindeutige Entscheidung kann mit diesen Messungen nicht getroffen werden, da die Fehler der theoretischen Konversionskoeffizienten ziemlich gross sein können und die experimentellen Werte der Gamma-Winkelverteilung statistisch nicht besser erfasst werden konnten (Figur 8e).

IV.6. *Ga*^{68}

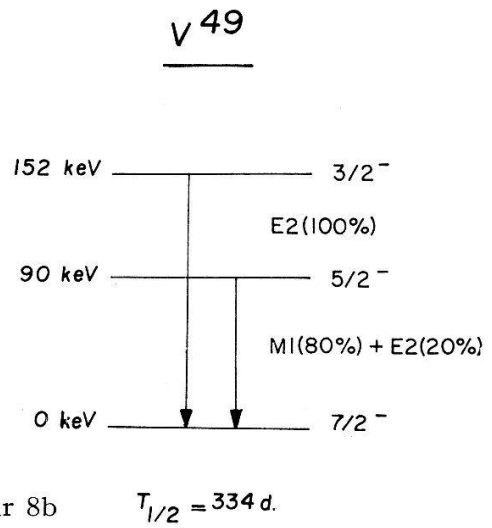
Der Q-Wert der Reaktion $Zn^{68}(p, n)Ga^{68}$ wurde von KING [104], BLASER [105] und BRUGGER [80], die Kernmomente von Ga^{68} von EHLERS [106] bestimmt. HUBBS [107] fand für den Grundzustand $I_0 = 1$ und forderte die Konfiguration $(p3/2)_p$ $(f5/2)_n$. STELSON [92] hat den Wirkungsquerschnitt für die (α, n)-Reaktion und die Neutronenrate gemessen. Innere Konversion wurde bei 118 keV, 174 keV, 199 keV, 316 keV, 333 keV und 368 keV durch RESTER [108] festgestellt. Leider werden die Konversionskoeffizienten nicht angegeben.

Durch Messung der inneren Konversion wurden in den vorliegenden Messungen folgende Übergangsenergien festgestellt: 172,5 $\pm$ 2,0 keV und 196,7 $\pm$ 2,1 keV und ferner wurden Gammastrahlungen bei den Energien 178 $\pm$ 9 keV, 203 $\pm$ 8 keV, 323 $\pm$ 8 keV, 370 $\pm$ 8 keV, 484 $\pm$ 9 keV und 578 $\pm$ 9 keV gemessen. Eine Koinzidenzmessung zeigte, dass die Gammastrahlung von 178 keV und 203 keV und ferner 178 keV und 323 keV in Kaskade sind. Die Niveauenergien für Ga^{68} sind folglich: Grundzustand, 172,5 $\pm$ 2,0 keV, 369 $\pm$ 4 keV, 493 $\pm$ 9 keV und 578 $\pm$ 8 keV. WAY [61] schlägt jedoch folgende Niveaus vor: Grundzustand, 180-keV-, 340-keV- und 574-keV-Zustand. Der Vorschlag für die Energie des ersten angeregten Zustandes basiert auf Messungen der $Zn^{68}(p, n)Ga^{68}$-Reaktion zweier verschiedener Autoren: BRUGGER [80] fand für dieses Niveau 170 $\pm$ 9 keV, während CHAPMAN [109] 188 $\pm$ 8 keV gemessen hat. Beide Werte liegen innerhalb der Fehlergrenze der vorliegenden Messungen der Gammastrahlung. Die Konversionselektronen haben jedoch gezeigt, dass in diesem Bereich zwei Gammaübergangsenergien vorkommen und diese bilden miteinander eine Kaskade. Als erster angeregter Zustand wurde 172,5 keV gewählt, da durch die Messung der Konversionselektronen grössere Genauigkeit erhalten wird. Der zweite angeregte Zustand muss höher liegen, als er von CHAPMAN [109] vorgeschlagen wird. Ferner fordern die einzelnen Gammaübergangsenergien und die Koinzidenzmessung ein neues Niveau bei 493 keV.

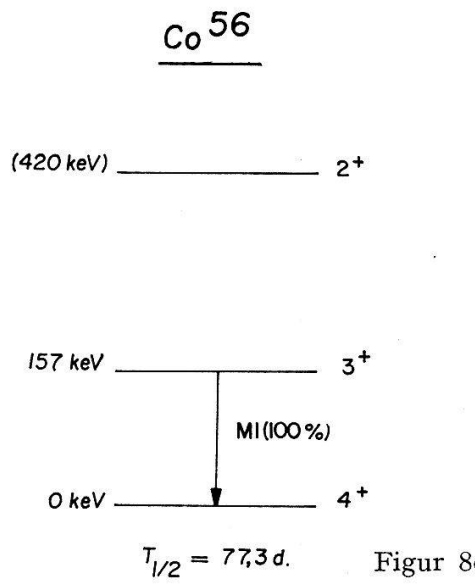
Bei Ga^{68} treffen ähnliche Eigenschaften wie bei Co^{56} zu, die keine Deformation des Kerns im Grundzustand erwarten lassen. Das Einteilchen-Schalenmodell fordert einen Kernspin $I_0 = 1$ für den Grundzustand; dies ist in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Der erste angeregte Zustand kann ein ($f5/2$)-Zustand der Protonenkonfiguration sein und der zweite angeregte Zustand ist durch ein Proton oder Neutron, das sich in der ($p1/2$)-Schale aufhält ($I > 2$), erklärbar. Die Energiewerte



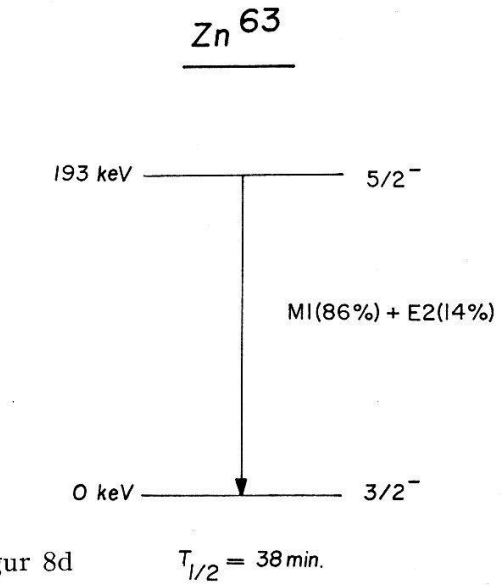
Figur 8a



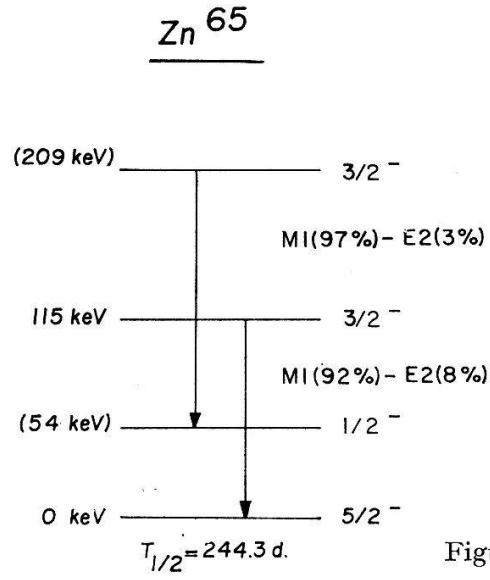
Figur 8b



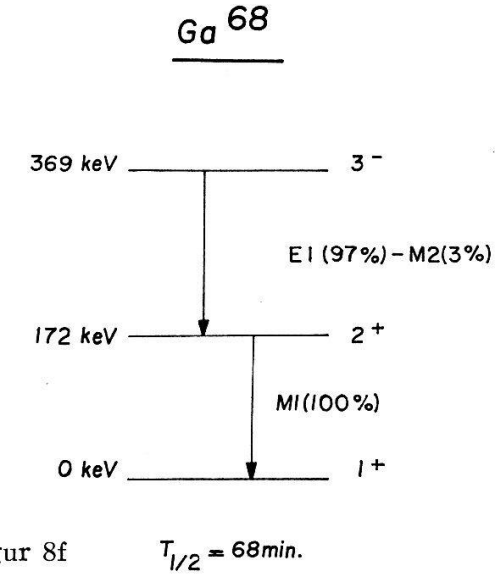
Figur 8c



Figur 8d



Figur 8e



Figur 8f

Figur 8a–8f

Die vorgeschlagenen Niveauschemata der untersuchten Kerne.

und die Multipolstrahlungen sind mit dem Schalenmodell verträglich. (Vgl. auch Co^{56} betreffend anomaler Niveauparität und Schalenmodell) (Figur 8f).

IV.7. *Schlussbemerkung*

Die Diskussion der Niveauschemata der untersuchten Kerne zeigt, dass die Theorie des Schalenmodells in den meisten Fällen die experimentellen Tatsachen zu erklären vermag. Fordert jedoch der Grundzustand des Kerns nach der erwähnten Theorie die $(j-1)$-Kopplung, so kann auf einen nichtsphärischen Kern im Grundzustand geschlossen werden und dann ist entweder das Nilsson-Modell schon unter der Annahme einer kleinen Deformation fähig, die gemessene Termfolge der Zustände des Kerns zu erklären, oder die angeregten Zustände können als Rotationszustände identifiziert werden.

Dem Direktor des Laboratoriums für Kernphysik der ETH, meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. MARMIER, bin ich für die rege Anteilnahme an dieser Arbeit zu grossem Dank verpflichtet. Ebenso möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. E. SHELDON für sein Interesse am theoretischen Teil dieser Arbeit und für die Überlassung der Rechenprogramme für die theoretischen Berechnungen freundlichst danken. Für experimentelle Hilfe und Ratschläge gebührt Herrn Dr. M. MARTIN und Herrn Dipl. Phys. A. RUH mein herzlichster Dank.

ANHANG

A. Die Multipolellipsen-Konstruktion

Der Wirkungsquerschnitt für die Gamma-Winkelverteilung ist nach Gleichung (9):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\nu} a_\nu P_\nu(\cos\vartheta) = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{8} \sum_{j_1, j_2, \nu} N\, C_\nu\, W'_\nu\, M_\nu(\delta)\, t'\, P_\nu(\cos\vartheta)\,. \tag{A1}$$

und die Gewichtsfaktoren sind wie folgt definiert:

$$a_\nu(\delta) = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{8} \sum_{j_1, j_2} N\, C_\nu\, W'_\nu\, M_\nu(\delta)\, t'\,. \tag{A2}$$

$M_\nu(\delta)$ kann ferner in folgender Form (Gleichung (11)) dargestellt werden:

$$M_\nu(\delta) = \frac{1}{1+\delta^2}\,[M_\nu(L\,L) + 2\,\delta\, M_\nu(L\,L') + \delta^2\, M_\nu(L'\,L')] \tag{A3}$$

und im besonderen gilt für $\delta = 1$:

$$M_\nu\,(\delta = 1) = \frac{1}{2}\,[M_\nu(L\,L) + 2\, M_\nu(L\,L') + M_\nu(L'\,L')]\,. \tag{A4}$$

Normiert man nun Gleichung (1) auf folgende Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_0 \left[1 + \sum_{\nu \geqslant 2} a'_\nu\, P_\nu(\cos\vartheta)\right] \tag{A5}$$

so ist

$$a_\nu'(\delta) = a_\nu' \ (\delta = 1) \ \frac{2}{1+\delta^2} \ \frac{M_\nu(L\,L) + 2\,\delta\,M_\nu(L\,L') + \delta^2\,M_\nu(L'\,L')}{M_\nu(L\,L) + 2\,M_\nu(L\,L') + M_\nu(L'\,L')} \,. \tag{A6}$$

Ist a_ν' $(\delta = 1)$ bekannt, so lässt sich mit Hilfe dieser Gleichung $a_\nu'(\delta)$ für jedes δ berechnen.

Interessiert man sich für die Multipolellipsen-Darstellung von

$$a_2'(\delta) = a_2' \ (\delta = 1) \ \frac{2}{1+\delta^2} \ \frac{M_2(L\,L) + 2\,\delta\,M_2(L\,L') + \delta^2\,M_2(L'\,L')}{M_2(L\,L) + 2\,M_2(L\,L') + M_2(L'\,L')} \,, \tag{A7}$$

$$a_4'(\delta) = a_4' \ (\delta = 1) \ \frac{2}{1+\delta^2} \ \frac{M_4(L\,L) + 2\,\delta\,M_4(L\,L') + \delta^2\,M_4(L'\,L')}{M_4(L\,L) + 2\,M_4(L\,L') + M_4(L'\,L')} \,, \tag{A8}$$

so zeigt eine einfache Überlegung, dass $a_4'(\delta)$ in Funktion von $a_2'(\delta)$ für einen Übergang zwischen einem bestimmten Anfangs- und Endzustand eine Ellipse darstellt, deren Halbachsen

$$a = \frac{1}{2} \left\{d^2\,[M_4(L\,L) - M_4(L'\,L')]^2 + e^2\,[M_2(L\,L) - M_2(L'\,L')]^2\right\}^{1/2} . \tag{A9}$$

$$b = [d^2 M_4(L\,L')^2 + e^2\,M_2(L\,L')^2]^{1/2} . \tag{A10}$$

betragen, wobei

$$d = \frac{2\,a_4' \ (\delta = 1)}{M_4(L\,L) + 2\,M_4(L\,L') + M_4(L'\,L')} \,, \tag{A11}$$

$$e = \frac{2\,a_2' \ (\delta = 1)}{M_2(L\,L) + 2\,M_2(L\,L') + M_2(L'\,L')} \tag{A12}$$

ist. Der Neigungswinkel der Ellipse ist gegeben durch:

$$\mathrm{tg}\,\alpha = -\,\frac{d}{e}\,\frac{M_4(L\,L')}{M_2(L\,L')} \tag{A13}$$

und ihre Verschiebungskoordinaten des Zentrums vom Koordinatenursprung sind:

$$c(a_4') = \frac{d}{2}\,[M_4(L\,L) + M_4(L'\,L')] \,, \tag{A14}$$

$$c(a_2') = \frac{e}{2}\,[M_2(L\,L) + M_2(L'\,L')] \,. \tag{A15}$$

Beispiele einer solchen Ellipse zeigt Figur 6.

B. Berechnung der Koeffizienten der Legendre-Polynomzerlegung

Die Gamma-Winkelverteilung lässt sich als eine Summe von Legendre-Polynome darstellen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l a_l\,P_l\,(\cos\vartheta) \,. \qquad l = 0, 2, 4 \,. \tag{A16}$$

Die Berechnung der a_l kann nach Rose [50] auf Grund der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt werden. Es sei hier nur kurz das Resultat der Berechnung wiedergegeben.

Ist $X_i = X(\vartheta_i)$ der gemessene Wert und $F_i = F(\vartheta_i)$ der entsprechende Fehler des Wirkungsquerschnittes unter dem bestimmten Winkel ϑ_i, so ist:

$$a_l = \sum_k C_{lk}^{-1} Z_k . \qquad l, k = 0, 2, 4 \tag{A17}$$

und der RMS-Fehler beträgt:

$$(\Delta a_l)^2 = \frac{\sum_{i=1}^{m} F_i^{-2} - \sum_l a_l Z_l}{m-l} C_{ll}^{-1} . \tag{A18}$$

Dabei bedeuten:

$$C_{lk} = C_{kl} = \sum_{i=1}^{m} w_i P_{il} P_{ik} , \tag{A19}$$

$$Z_k = \sum_{i=1}^{m} P_{ik} w_i X_i , \tag{A20}$$

$$w_i = (F_i W_i)^{-2} , \tag{A21}$$

$$P_{il} = P_l (\cos\vartheta_i) , \tag{A22}$$

und es gilt nach Definition:

$$\sum_l C_{lk} C_{kl}^{-1} = \delta_{lk} . \tag{A23}$$

$P_l (\cos\vartheta_i)$ sind Legendre-Polynome, w_i Gewichtsfaktoren und m bedeutet die Anzahl Messpunkte.

Literaturverzeichnis

[1] D. R. Hamilton, Phys. Rev. *58*, 122 (1940).
[2] G. Goertzel, Phys. Rev. *70*, 897 (1946).
[3] E. Eisner, R. G. Sachs, Phys. Rev. *72*, 680 (1947).
[4] L. Wolfenstein, R. G. Sachs, Phys. Rev. *73*, 528 (1948).
[5] C. N. Yang, Phys. Rev. *74*, 764 (1948).
[6] D. R. Hamilton, Phys. Rev. *74*, 782 (1948).
[7] D. S. Ling, jr., D. L. Falkhoff, Phys. Rev. *76*, 1639 (1949).
[8] D. L. Falkhoff, G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. *79*, 323 (1950).
[9] S. P. Lloyd, Phys. Rev. *80*, 118 (1950).
[10] J. A. Spiers, Phys. Rev. *80*, 491 (1950).
[11] L. Wolfenstein, Phys. Rev. *82*, 690 (1951).
[12] L. C. Biedenharn, G. B. Arfken, M. E. Rose, Phys. Rev. *83*, 586 (1951).
[13] S. P. Lloyd, Phys. Rev. *83*, 716 (1951).
[14] E. Sheldon, Rev. mod. Phys. *35*, 795 (1963).
[15] E. Sheldon, Phys. Rev. *133*, B732 (1964).
[16] L. C. Biedenharn, M. E. Rose, Rev. mod. Phys. *25*, 729 (1953).
[17] M. Ferentz, N. Rosenzweig, Argonne National Laboratory Report ANL-5324 (1955).
[18] E. Fermi, *Nuclear Physics*, p. 157 (The University of Chicago Press, Chicago 37, 1950).
[19] G. R. Satchler, Phys. Rev. *104*, 1198 (1956).
[20] G. R. Satchler, Proc. Phys. Soc. *A 66*, 1081 (1953).
[21] E. Sheldon, *Interpretation of Angular Distributions and Correlations* in: *Les Mécanismes des Réactions Nucléaires* (Bureau d'impression, Lausanne, 1964).
[22] W. Heitler, Proc. Camb. Phil. Soc. *32*, 112 (1936).
[23] H. M. Taylor, N. F. Mott, Proc. R. Soc. *A 138*, 665 (1932).

[24] H. R. HULME, Proc. R. Soc. *A 138*, 643 (1932).
[25] M. H. HEBB, G. E. UHLENBECK, Physica *5*, 605 (1938).
[26] S. M. DANCOFF, P. MORRISON, Phys. Rev. *55*, 122 (1939).
[27] S. D. DRELL, Phys. Rev. *75*, 132 (1949).
[28] M. E. ROSE, G. H. GOERTZEL, B. I. SPINRAD, Phys. Rev. *76*, 1883 (1949).
[29] S. D. DRELL, Phys. Rev. *81*, 656 (1951).
[30] M. E. ROSE, G. H. GOERTZEL, B. I. SPINRAD, J. HARR, P. STRONG, Phys. Rev. *83*, 79 (1951).
[31] L. A. SLIV, J. M. BAND, *Coefficients of Internal Conversion of Gamma Radiation, Part I und Part II* (Physico-Technical Institute, Academy of Science, Leningrad, 1956), herausgegeben in den USA als Report 57 ICCK1 und Report 58 ICCL1 (Physics Dept., University of Illinois, Urbana, 1957/58).
[32] M. E. ROSE, *Internal Conversion Coefficients* (Interscience Publishers, Inc., New York, 1958).
[33] E. L. CHURCH, J. WENESER, Ann. Rev. nucl. Sci. *10*, 193 (1960).
[34] F. K. MCGOWAN, P. M. STELSON, Phys. Rev. *107*, 1674 (1957).
[35] T. A. GREEN, M. E. ROSE, Phys. Rev. *110*, 105 (1958).
[36] W. F. FREY, J. H. HAMILTON, S. HULTBERG, Ark. Fys. *21*, 383 (1962).
[37] R. F. O'CONNELL, C. O. CARROLL, Phys. Rev. *138*, B1043 (1965).
[38] M. E. ROSE, L. C. BIEDENHARN, G. B. ARFKEN, Phys. Rev. *85*, 5 (1952).
[39] M. E. ROSE, L. C. BIEDENHARN, G. B. ARFKEN, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-1097 (1951).
[40] S. DEVONS, L. J. B. GOLDFARB in: *Handbuch der Physik* von S. FLÜGGE: Vol. XLII, p. 474 (1957).
[41] M. GOLDHABER, A. W. SUNYAR, Phys. Rev. *83*, 906 (1951).
[42] E. L. CHURCH, A. SCHWARZSCHILD, J. WENESER, Phys. Rev. *133*, B35 (1964).
[43] L. C. BIEDENHARN, M. E. ROSE, Phys. Rev. *134*, B8 (1964).
[44] R. SZOSTAK, B. GOBBI, Helv. phys. Acta *37*, 30 (1964).
[45] W. MENTI, M. MARTIN, E. B. BAS, O. VOGT, Nucl. Instrum. Meth. *31*, 25 (1964).
[46] M. MARTIN, P. MARMIER, Helv. phys. Acta *34*, 484 (1961).
[47] G. KNOP, W. PAUL in: *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* von K. SIEGBAHN, p. 1 (North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965).
[48] J. S. OSABA, Phys. Rev. *76*, 345 (1949).
[49] J. J. MURRAY, F. BOEHM, P. MARMIER, J. W. M. DUMOND, Phys. Rev. *97*, 1007 (1955).
[50] M. E. ROSE, Phys. Rev. *91*, 610 Part IV (1953).
[51] F. PEREY, B. BUCK, Nucl. Phys. *32*, 353 (1962).
[52] P. N. MUKHERJEE, I. DUTT, A. K. SEN GUPTA, R. L. BHATTACHARYYA, Physica *26*, 179 (1960).
[53] D. C. LU, G. SCHUPP, Bull. Am. phys. Soc. *7*, 4353 XA9 (1962).
[54] J. H. HAMILTON, T. R. DUNCAN, H. KROUSER, J. POLLARD, Nucl. Phys. *38*, 539 (1962).
[55] Y. YOSHIZAWA, Nucl. Phys. *5*, 122 (1958).
[56] S. HULTBERG, R. STOCKENDAHL, Ark. Fys. *14*, 565 (1959).
[57] C. DE VRIES, E. J. BLEEKER, N. SALOMONS-GROBBEN, Nucl. Phys. *18*, 454 (1960).
[58] D. MAEDER, R. MÜLLER, V. WINTERSTEIGER, Helv. phys. Acta *27*, 3 (1954).
[59] E. H. AUERBACH, F. G. J. PEREY, Brookhaven National Laboratory Report BNL-765 (T-286) (1962).
[60] F. G. PEREY, Phys. Rev. *131*, 745 (1963).
[61] K. WAY et al., *Nuclear Data Sheets*, National Academy of Science, National Research Council (1965).
[62] S. WOHLRAB in: *Lehrbuch der Kernphysik II* von G. HERTZ, p. 447 (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1960).
[63] A. S. DAWYDOW, *Theorie des Atomkerns* p. 39 (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1963).
[64] J. M. BLATT, V. F. WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952).
[65] B. H. FLOWERS, Proc. R. Soc. *A 212*, 248 (1952).
[66] S. G. NILSSON, Dan. Math.-fys. Medd. *29*, Nr. 16 (1955).
[67] C. F. PERDRISAT, Rev. mod. Phys. *38*, 41 (1966).

[68] F. Ajzenberg-Selove, N. B. Gove, T. Lauritsen, C. L. McGinnis, R. Nakasima, J. Scheer, K. Way in: *Landolt Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik* von K. H. Hellwege: Gruppe 1, Band 1, herausgegeben von A. M. Hellwege, K. H. Hellwege (Springer Verlag, Berlin, 1961).
[69] L. J. Lidofsky, V. K. Fischer, Phys. Rev. *104*, 759 (1956).
[70] J. N. Ginocchio, Phys. Rev. *144*, B952 (1966).
[71] G. J. McCallum, A. T. G. Ferguson, G. S. Mani, Nucl. Phys. *17*, 116 (1960).
[72] M. K. Ramaswamy, Current Sci. (India) *31*, 372 (1962); Nucl. Sci. Abstr. *17*, Abstr. 26480 (1963).
[73] J. Dubois, Nucl. Phys. *23*, 537 (1961).
[74] J. Dubois, Ark. Fys. *22*, 400 (1962).
[75] G. Brown, A. Macgregor, R. Middleton, Nucl. Phys. *77*, 385 (1966).
[76] B. Craseman, H. T. Easterday, Phys. Rev. *90*, 1124 (1953).
[77] C. C. Trail, C. H. Johnson, Phys. Rev. *91*, 474A (1953).
[78] A. J. Elwyn, H. H. Landon, S. Oleksa, G. N. Glasoe, Phys. Rev. *112*, 1200 (1958).
[79] E. L. Chupp, J. W. M. DuMond, F. J. Gordon, R. C. Jopson, H. Mark, Phys. Rev. *112*, 532 (1958).
[80] R. M. Brugger, T. W. Bonner, J. B. Marion, Phys. Rev. *100*, 84 (1955).
[81] J. D. Anderson, C. Wong, J. McClure, Nucl. Phys. *36*, 161 (1962).
[82] J. W. Nelson, H. S. Plendle, R. H. Davis, Phys. Rev. *125*, 2005 (1962).
[83] J. H. Bjerregaard, P. F. Dahl, O. Hansen, G. Sidenius, Nucl. Phys. *51*, 641 (1964).
[84] R. C. Jenkins, W. E. Meyerhof, Nucl. Phys. *58*, 417 (1964).
[85] J. Vervier, Phys. Lett. *7*, 200 (1963).
[86] Hajime Ohnuma, Yoshio Hashimoto, Isao Tomita, Nucl. Phys. *66*, 337 (1965).
[87] H. Ohnuma, K. Sasaki, Phys. Lett. *17*, 126 (1965).
[88] D. O. Wells, S. L. Blatt, W. E. Meyerhof, Phys. Rev. *130*, 1961 (1963).
[89] D. O. Wells, Nucl. Phys. *66*, 562 (1965).
[90] J. D. Kington, J. K. Bair, H. O. Cohn, H. B. Willard, Phys. Rev. *99*, 1393 (1955).
[91] B. Zeidman, J. L. Yntema, B. J. Raz, Phys. Rev. *120*, 1723 (1960),
[92] P. H. Stelson, F. K. McGowan, Phys. Rev. *133*, B911 (1964).
[93] G. F. Dell, W. D. Ploughe, H. J. Hausman, Nucl. Phys. *64*, 513 (1965).
[94] J. B. Marion, R. W. Kavanagh, Phys. Rev. *104*, 107 (1956).
[95] B. Crosemann, Phys. Rev. *93*, 1034 (1954).
[96] H. Daniel, Th. Mayer-Kuckuk, Z. Naturf. *12a*, 36B (1958).
[97] T. H. Braid, J. L. Yntema, B. Zeidman, H. W. Broek, Bull. Am. phys. Soc. *6*, No. 3, 272 NA3 (1961).
[98] F. B. Shull, A. J. Elwyn, Phys. Rev. *112*, 1667 (1958).
[99] G. Albouy, M. Gusakow, N. Poffe, H. Sergolle, L. Valentin, J. Phys. Radium *23*, 1000 (1962).
[100] J. B. Marion, R. A. Chapman, Phys. Rev. *101*, 283 (1956).
[101] B. Lobkowics, P. Marmier, Helv. phys. Acta *34*, 85 (1961).
[102] E. K. Lin, B. L. Cohen, Phys. Rev. *132*, 2632 (1963).
[103] E. M. Bernstein, H. W. Lewis, Phys. Rev. *107*, 737 (1957).
[104] R. W. King, Rev. mod. Phys. *26*, 388 (1954).
[105] J. P. Blaser, F. Boehm, P. Marmier, P. Scherrer, Phys. Rev. *94*, 807A (1954).
[106] V. J. Ehlers, H. A. Shugart, Phys. Rev. *127*, 529 (1962).
[107] J. C. Hubbs, R. Marrus, J. L. Worchester, Phys. Rev. *110*, 534 (1958).
[108] D. H. Rester, F. E. Durham, C. M. Class, Bull. Am. phys. Soc. *5*, No. 2, 109M7 (1960).
[109] R. A. Chapman, J. C. Slattery, Phys. Rev. *105*, 633 (1957).