Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 43 (1970)

Heft: 1

Artikel: (n, 2n)-Querschnitte und Isomer-Querschnittsverhältnisse von 76Ge und 165 Ho im Energiebereich von 12,5 bis 18,5 MeV

Autor: Steiner, E. / Huber, P. / Salathe, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114154

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: 15.07.2025

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

$(n, 2n)$-Querschnitte und Isomer-Querschnittsverhältnisse von ^{76}Ge und ^{165}Ho im Energiebereich von 12,5 bis 18,5 MeV

von **E. Steiner, P. Huber, W. Salathe** und **R. Wagner**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(15. VIII. 69)

Abstract. Cross-sections of the ^{76}Ge$(n, 2n)^{75}$Ge- and ^{165}Ho$(n, 2n)^{164}$Ho^{g,m}-reactions were measured at neutron energies from 12.5–18.5 MeV with the activation method. A Ge-pin-diode served as detector of the gamma activity of the irradiated samples.

A method based on the statistical model was developed for the theoretical calculation of excitation functions and the results compared with the experimental values. Shell effects and pairing forces have been taken into account.

The isomeric cross-section ratios were compared with the theory of Huizenga and Vandenbosch. The spin cutoff-parameter was calculated on the basis of the Fermi-gas and the superconductor model.

Using level density coefficients according to T. D. Newton's formula, good agreement between theory and experiment could be obtained for nuclei with low values of this parameter, whereas for nuclei with high values discrepancies were observed in the excitation functions. Some improvement was obtained by introducing a correction for gamma transitions which compete with neutron-emission during the decay of the compound nucleus.

1. Einleitung

Das statistische Modell gestattet, mit Hilfe der Niveaudichteverteilung eines hoch angeregten Kernes, den Zerfall eines Compoundkernes zu beschreiben. Wegen des Fehlens von Coulombwechselwirkungen sind $(n, 2n)$-Reaktionen besonders übersichtlich.

Die im statistischen Modell auftretende Niveaudichte $\varrho(U, J)$ ist eine Funktion der Anregungsenergie U und des Drehimpulses J des Compoundkernes. Sie kann in einen im wesentlichen energieabhängigen und einen vor allem spinabhängigen Ausdruck aufgespalten werden. Der erstere gestattet auf einfache Weise die Berechnung des Spektrums der emittierten Neutronen und damit die Ermittlung des Wirkungsquerschnittes. Der spinabhängige Term ermöglicht die Bestimmung von Isomer-Querschnittsverhältnissen, welche stark von den Spinwerten der isomeren Zustände abhängig sind.

Beide Beziehungen hängen vom Niveaudichteparameter a ab, die Drehimpulsverteilung zusätzlich vom Spinabschneidefaktor σ.

Die Messung des $(n, 2n)$-Querschnittes und des Isomer-Querschnittsverhältnisses liefert somit Informationen über den Niveaudichteparameter und den Spinabschneidefaktor des betreffenden Kerns. In der vorliegenden Arbeit werden die $(n, 2n)$-Anregungsfunktionen und die Isomer-Querschnittsverhältnisse von ^{76}Ge und

^{165}Ho im Energieintervall von 12,5 bis 18,5 MeV bestimmt und auf der Grundlage des statistischen Modells analysiert. Es zeigt sich, dass die Voraussagen des statistischen Modells unter Verwendung der Newtonschen Darstellung des Niveaudichteparameters konsistent sind in bezug auf Isomerquerschnittsverhältnisse und Anregungsfunktionen.

2. Messmethoden

Die Messung der $(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitte erfolgte nach dem Aktivierungsverfahren. Dazu wurde Germanium- und Eisenpulver bzw. Holmium- und Goldpulver vergleichbarer Körnung gemischt und zu Scheiben von 1 cm Durchmesser und 0,1–0,2 cm Dicke gepresst. Die ^{56}Fe$(n, p)^{56}$Mn- und die ^{197}Au$(n, 2n)^{196}$Au^m-Reaktionen dienten als Monitorreaktionen für den Neutronenfluss, da ihre Wirkungsquerschnitte sowie die Zerfallsschemata der Endkerne gut bekannt sind.

Befindet sich die Aktivierungsprobe während der Zeit t im konstanten Neutronenfluss ϕ, so beträgt die Zahl N der Endkerne:

$$N(t) = \frac{1}{\lambda} \sigma n \phi (1 - e^{-\lambda t}) , \tag{2.1}$$

wobei n die in der Probe enthaltene Zahl der Ausgangskerne, σ den Wirkungsquerschnitt zur Bildung der Endkerne und λ deren Zerfallskonstante bedeuten.

Für das Verhältnis der Endkerne zweier gleichzeitig bestrahlter Substanzen A und B erhält man:

$$\frac{N_A(t)}{N_B(t)} = \frac{\lambda_B \sigma_A n_A (1 - e^{-\lambda_A t})}{\lambda_A \sigma_B n_B (1 - e^{-\lambda_B t})} . \tag{2.2}$$

Die Messung der Gammaspektren der radioaktiven Endkerne erfolgte mit Hilfe einer Ge-pin-Diode in Verbindung mit einem 512-Kanal Analysator. Die nach einer Akkumulationszeit t' in einer Photolinie enthaltenen Ereignisse $P(t')$ sind gegeben durch

$$P(t') = N(t) (1 - e^{-\lambda t'}) \eta f_s f . \tag{2.3}$$

Dabei bedeuten η die Ansprechwahrscheinlichkeit, f_s den Selbstabsorptionskoeffizienten, f die Wahrscheinlichkeit mit der beim Kernzerfall das betreffende Gammaquant emittiert wird.

Mit der Beziehung (2.2) ergibt sich der gesuchte Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_A = \frac{\lambda_A P_A(t') e^{\lambda_A t_0} (1 - e^{-\lambda_B t'}) (1 - e^{-\lambda_B t}) \eta_B f_{sB} f_B n_B}{\lambda_B P_B(t') e^{\lambda_B t_0} (1 - e^{-\lambda_A t'}) (1 - e^{-\lambda_A t}) \eta_A f_{sA} f_A n_A} \sigma_B . \tag{2.4}$$

Hierbei wurde noch berücksichtigt, dass zwischen dem Bestrahlungsende und dem Beginn der Gammamessung die Zeit t_0 verstreicht. Wegen der Verwendung einer Vergleichssubstanz genügt es, die relative Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode für den Photoeffekt zu kennen, da in der Beziehung (2.4) nur das Verhältnis η_B/η_A auftritt.

2.1 *Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit der Ge-pin-Diode*

Zur Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit des Gammadetektors für Photoeffekt dienten folgende fünf radioaktive Quellen:

Tabelle 1
Radioaktive Quellen zur Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode

Nuklid	Energiebereich der emittierten Gammaquanten	rel. Intensität nach Lit.
^{133}Ba	30– 384 keV	[1]
^{182}Ta	84– 264 keV	[2]
^{192}Ir	205– 612 keV	[3]
^{207}Bi	569–1760 keV	[4]
^{60}Co	1170–1330 keV	[3]

Die Germaniumdiode wurde mit den in Tabelle 1 angegebenen Quellen bestrahlt. Auf diese Weise erhält man für jedes Energiegebiet eine Anzahl Photolinien, deren Intensitäten – korrigiert auf die rel. Häufigkeit der betreffenden Zerfallsart – ein Mass für die relative Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode sind.

Da die Aktivitäten der verwendeten Gammaquellen nicht bekannt waren, mussten die Ergebnisse der sich zum Teil überschneidenden fünf Energiebereiche aneinander angepasst werden. Dies geschah mit einer Hilfsfunktion $\eta(E)$, welche die Energieabhängigkeit des Detektionsmechanismus weitgehend berücksichtigt.

Das Verhältnis $\eta'(E)$ der Anzahl Ereignisse P in der Photolinie zur Anzahl der in die Diode einfallenden Gammaquanten N_γ beträgt näherungsweise

$$\eta'(E) \equiv \frac{P}{N_\gamma} = \alpha\,(1 - e^{-\tau(E)\,d}) \tag{2.5}$$

wobei $\tau(E)$ den Absorptionskoeffizienten, α eine Proportionalitätskonstante und d die Dicke der Diode bedeuten.

Durch Feldinhomogenitäten entsteht an der Diodenoberfläche eine dünne Schicht, in welcher keine vollständige Trennung der von den Photoelektronen erzeugten Ladungsträger stattfindet. Diese Schicht und das Aluminiumfenster des Diodengehäuses sind absorbierende Zonen der Dicke d' bzw. d''. Die Gammastrahlung wird demnach um den Faktor

$$\delta = e^{-\{\tau_1(E)\,d' + \tau_2(E)\,d''\}} \tag{2.6}$$

abgeschwächt, bevor sie das Zählvolumen der Diode erreicht. Für die weiteren Rechnungen benutzen wir die folgenden Ansätze:

$$\tau(E) = \tau_1(E) = \tau_2(E) \propto E^{-\varkappa}\,, \tag{2.7}$$

$$\varkappa = \beta_3 - \beta_4\,E \tag{2.8}$$

wobei β_3 und β_4 durch Anpassung an die experimentellen Daten bestimmt wurden. Damit lassen sich die Relationen (2.5) und (2.6) wie folgt schreiben:

$$\eta'(E) = \alpha\,(1 - e^{-\beta_2/E^\varkappa}) \tag{2.9}$$

$$\delta(E) = e^{-\beta_1/E^\varkappa}\,. \tag{2.10}$$

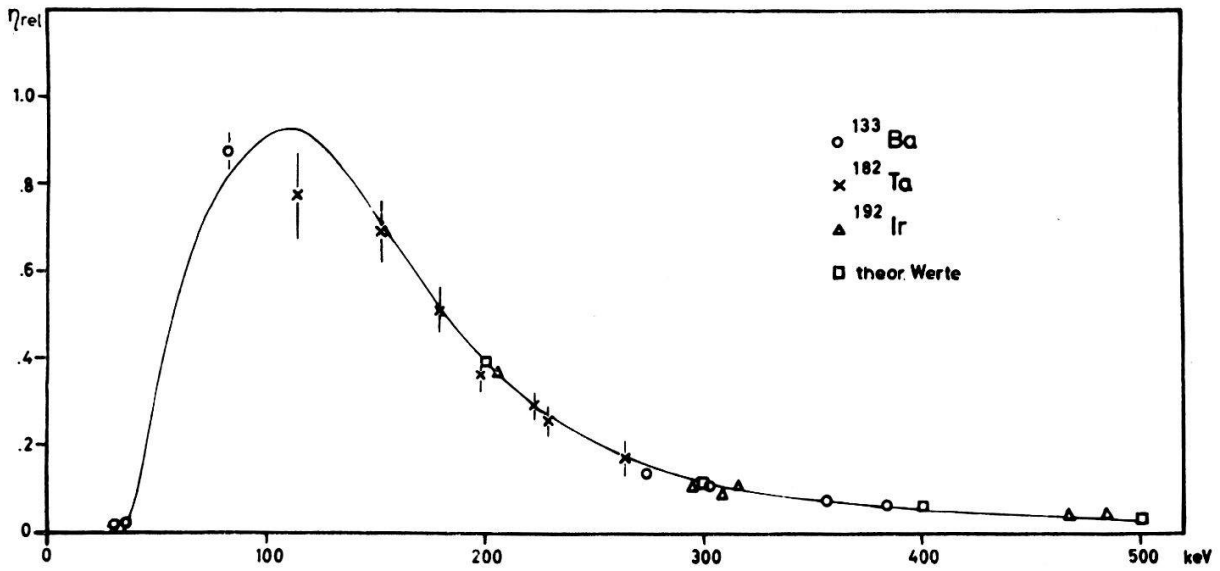
Die Hilfsfunktion $\eta(E)$ ergibt sich nun unter Berücksichtigung des Einflusses nicht zählfähiger Schichten zu

$$\eta(E) = \delta(E)\, \eta'(E) = \alpha\, e^{-\beta_1/E^\varkappa}\, (1 - e^{-\beta_2/E^\varkappa})\,. \tag{2.11}$$

Die Funktion $\eta(E)$ wurde zunächst durch Variation aller Parameter nach der Hookeschen Methode [5] mit Hilfe eines Computerprogrammes an die Messwerte von ^{133}Ba angepasst, da diese am genauesten gemessen werden konnten. Mit festgehaltenen Parametern β_i wurde dann die Hilfsfunktion $\eta(E)$ in jedem der übrigen Energiebereiche durch Variation von α an die zugehörigen experimentellen Daten angeglichen. Nun konnten alle Messpunkte auf $\alpha = 1$ normiert und die Funktion η an die Gesamtheit der so normierten Messwerte in einer zweiten Näherung durch Variation der β_i angepasst werden.

Für höhere Energien als 100 keV wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit auch mit Hilfe der theoretischen Photowirkungsquerschnitte berechnet. Ein Computerprogramm nach Haller [6] ermittelt den Einfluss des sekundären Photoeffektes, der dadurch entsteht, dass ein Gammaquant nach einem Comptonstoss seine Restenergie durch Photoeffekt im Messvolumen der Diode abgibt. Dieser Effekt ist besonders für höhere Gammaenergien beträchtlich. Für 1 MeV Gammastrahlung erreicht er bei dem von uns verwendeten Detektor die Grösse des eigentlichen Photoeffektes.

In Figur 1 sind die experimentellen Daten, die Hilfsfunktion $\eta(E)$ und die theoretischen Werte eingetragen.



Figur 1
Relative Ansprechwahrscheinlichkeit η_{rel} der Diode in Funktion der γ-Energie. Die ausgezogene Linie stellt die an die Messwerte angepasste Hilfsfunktion $\eta(E)$ dar.

3. Apparative Hilfsmittel

3.1 *Die Neutronenquelle*

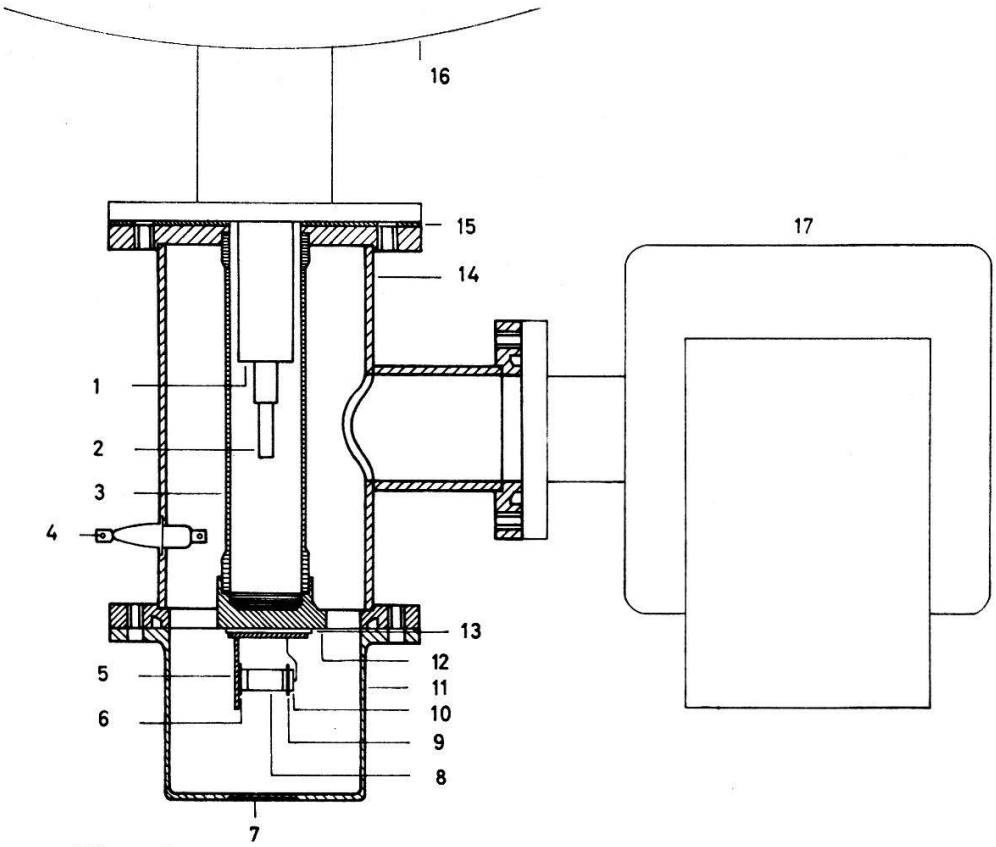
Als Neutronenquelle diente die T$(d, n)^4$He-Reaktion in einem Gastarget von 2 cm Länge und 1 cm Durchmesser. Die Deuteronenenergie wurde zwischen 0,9 und

2 MeV variiert. Einzelheiten dieser Anlage sind von Sick et al. [7] beschrieben worden. Die Bestrahlung der Proben erfolgte unter verschiedenen Winkeln zur Deuteronenflugrichtung, um die Anregungsfunktionen in einem möglichst grossen Energiebereich messen zu können.

Durch die Verwendung einer Vergleichssubstanz erübrigt sich die absolute Bestimmung des Neutronenflusses (s. Abschnitt 2). Die für die Gültigkeit der Formel (2.4) geforderte Konstanz des Neutronenflusses wurde mit einem Protonenrückstosszähler, wie er in einer Arbeit von Stammbach et al. [8] beschrieben ist, überwacht.

3.2 *Der Gammadetektor*

Die Messapparatur zur Bestimmung der Spektren der Proben bestand aus einer Ge-pin-Diode von 1,5 cm³ Zählvolumen und einem Vorverstärker mit einem auf die Temperatur der flüssigen Luft gekühlten Feldeffekttransistor. Die Impulse des Vorverstärkers wurden mit einem RC–RC-Verstärker nachverstärkt und in einem 512-Kanal Impulsanalysator registriert.



Figur 2
Kryostat mit Ge-pin-Diode und Getterpumpe

1 Ausgang der Luft
2 Zuleitung der flüssigen Luft
3 Kühlfinger aus rostfreiem Stahl
4 Isolierte Durchführung
5 Diodenhalterung aus Kupfer
6 Indiumfolie
7 Fenster (0,3 mm Al)
8 Ge-nip-Diode
9 Indiumfolie mit Zuleitung
10 Anpressfeder mit Teflonplatte
11 Aluminiumdeckel
12 Kupferplatte
13 Glimmerplatte
14 Messinggehäuse
15 Gummiplatte
16 Vorratsbehälter für flüssige Luft
17 Ionengetterpumpe 8 l/s

Die Einstrahlung der Gammaquanten erfolgte direkt in die Intrinsic-Schicht der Diode, um zu verhindern, dass niederenergetische Quanten in der *p*- oder *n*-Schicht stark absorbiert werden.

Das totale Auflösungsvermögen der Apparatur betrug 1,3 keV volle Breite auf halber Höhe bei 100 keV und 2,2 keV für 1500 keV Gammaenergien.

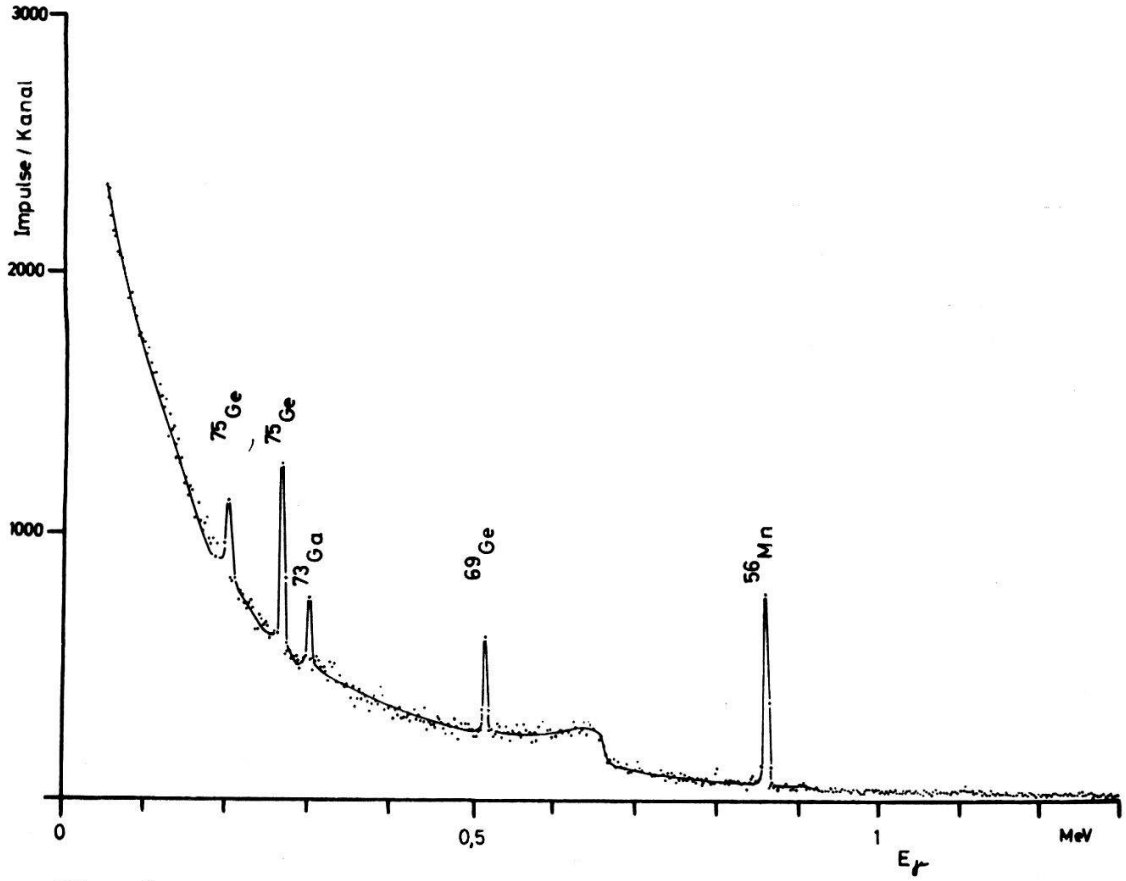
Um Einflüsse der Messgeometrie auszuschalten, wurden alle Proben und Eichsubstanzen in einem definierten Abstand zur Diode gemessen. Die Eichquellen hatten denselben Durchmesser wie die Proben. Zudem waren sie so dünn hergestellt, dass die Selbstabsorption vernachlässigbar klein war. Durch dieses Vorgehen ist die Absorption der Gammastrahlung im Aluminiumdeckel zwischen Präparat und Diode sowie der Einfluss nicht zählfähiger Schichten in der Diode auf die Ansprechwahrscheinlichkeit in der Eichkurve enthalten und muss nicht rechnerisch berücksichtigt werden.

Figur 2 zeigt die Diode mit dem Gehäuse, den Kryostaten sowie die Ionengetterpumpe. Der Druck im Diodengehäuse beträgt einige 10^{-8} Torr.

4. Messung und Auswertung

4.1 *Germanium*

Zur Herstellung der Proben wurde Germanium- und Eisenpulver von 10 μ Körnung homogen durchmischt und unter einem Druck von etwa 20 t/cm² zu Pillen von 1 cm Durchmesser und 1–2 mm Dicke gepresst. Die Gewichtsanteile der beiden



Figur 3
Gammaspektrum des aktivierten Germanium-Eisen-Gemisches.

Substanzen betrugen etwa ein Gramm je Probescheibe. Nachfolgendes Sintern der Proben in einem Hochfrequenzofen bei 900° erhöhte ihre mechanische Festigkeit.

Das Germanium-Eisengemisch wurde während drei Stunden der Neutronenbestrahlung ausgesetzt und 3–5 Minuten nach Bestrahlungsabbruch vor den Gammadetektor gebracht.

Wie Figur 3 zeigt, beobachtet man im Gammaspektrum der aktivierten Probe die Photolinien der Übergänge von 265 $\rightarrow$ 0 keV und von 199 $\rightarrow$ 0 keV in ^{75}As und den Übergang von 885 $\rightarrow$ 0 keV in ^{56}Fe. ^{75}As und ^{56}Fe entstehen durch den β^--Zerfall von ^{75}Ge bzw. ^{56}Mn.

Die für die Auswertung benötigte Intensität der Photolinien wurde durch Anpassung einer Gaussfunktion nach der Methode der kleinsten Quadrate an die einzelnen Linien erhalten.

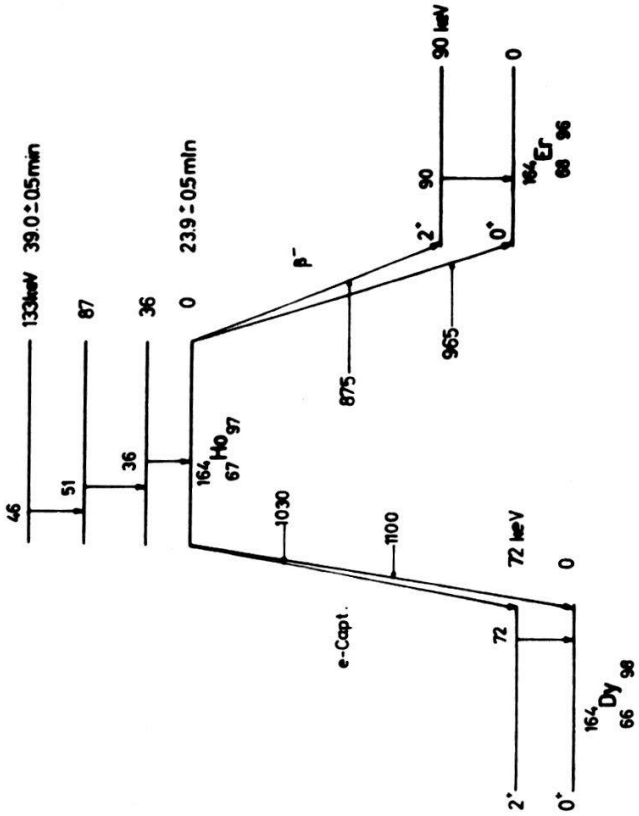
Bei der Bestrahlung von ^{76}Ge mit schnellen Neutronen entsteht auch ein metastabiler Zustand von ^{75}Ge mit einer Halbwertszeit von 48 s. Für die von uns benutzte Messanordnung mit manuellem Probenwechsel war diese Lebensdauer zu kurz für die Bestimmung des entsprechenden Wirkungsquerschnittes σ_m. Es konnte deshalb nur der totale $(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitt $\sigma_t = \sigma_m + \sigma_g$ ermittelt werden.

Bei einigen Messungen mit grosser Gammaaktivität der Proben konnte auch die Reaktion ^{70}Ge$(n, 2n)^{69}$Ge als Vergleichsreaktion benützt werden. Vom Zerfall des ^{69}Ge erscheint im Gammaspektrum die Photolinie eines 512 keV Gammaquantes.

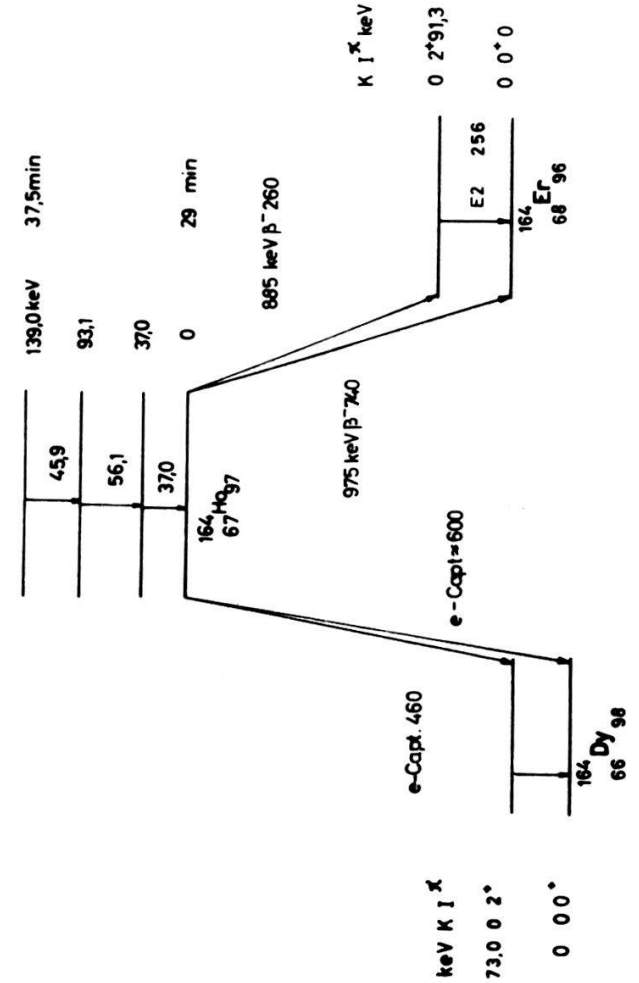
In Tabelle 2 sind die Ergebnisse der Messungen im Neutronenenergiebereich von 12,4–18,5 MeV zusammengestellt. Als Fehler der Einzelmessungen sind die statistischen Fehler aus den Flächenbestimmungen der Photolinien angegeben. Diese Fehler wurden verwendet, um das gewogene Mittel $\bar{\sigma}(n, 2n)$ zu berechnen. Im mittleren Fehler von $\bar{\sigma}(n, 2n)$ sind auch die Fehler der übrigen Grössen enthalten, die in Formel (2.4) eingehen.

Tabelle 2
Wirkungsquerschnitte der Reaktion ^{76}Ge$(n, 2n)^{75}$Ge^{g+m} in barn

Vergleichsreaktion	^{56}Fe$(n, p)^{56}$Mn		^{70}Ge$(n, 2n)^{69}$Ge		
γ-Energie des für die Ermittlung von $\sigma(n, 2n)$ benutzten γ-Übergangs von ^{75}As	265 keV	199 keV	265 keV	199 keV	$\bar{\sigma}(n, 2n)$
Neutronenenergie (MeV)	barn	barn	barn	barn	barn
12,4	0,770 ± 0,059	0,54 ± 0,15			0,737 ± 0,13
13,0	1,09 ± 0,10	0,85 ± 0,12			1,00 ± 0,18
14,0	1,15 ± 0,12	1,16 ± 0,19	1,64 ± 0,97		1,16 ± 0,13
14,7	1,18 ± 0,10	1,17 ± 0,10			1,17 ± 0,14
15,5	1,25 ± 0,10	1,50 ± 0,15			1,32 ± 0,15
16,0	1,20 ± 0,15				1,20 ± 0,20
16,6	1,19 ± 0,05	1,25 ± 0,02	1,31 ± 0,07	1,63 ± 0,11	1,27 ± 0,15
17,0	1,00 ± 0,03	1,08 ± 0,04	1,09 ± 0,04		1,04 ± 0,11
17,5	1,01 ± 0,03	1,11 ± 0,04		0,94 ± 0,05	1,02 ± 0,11
18,0	1,02 ± 0,05	1,11 ± 0,07	0,97 ± 0,07	0,80 ± 0,05	0,969 ± 0,11
18,5	1,06 ± 0,04	0,88 ± 0,05	0,88 ± 0,05		0,95 ± 0,11



Zerfallsschema von $^{164}Ho^{g,m}$ nach Sheti und Mukherjee.



Figur 4
Zerfallsschema von $^{164}Ho^{g,m}$ nach Jørgensen et al.

Die Zerfallsschemata wurden der Table of Isotopes [3] und den Nucl. Data Sheets [9] entnommen. Die Wirkungsquerschnitte der Vergleichsreaktionen stammen aus Nucl. Data [10]. Mit den von Storm et al. [11] angegebenen Gammaabsorptionsquerschnitten der Elemente Eisen und Germanium wurden die Selbstabsorptionskoeffizienten der Proben berechnet.

4.2 *Holmium*

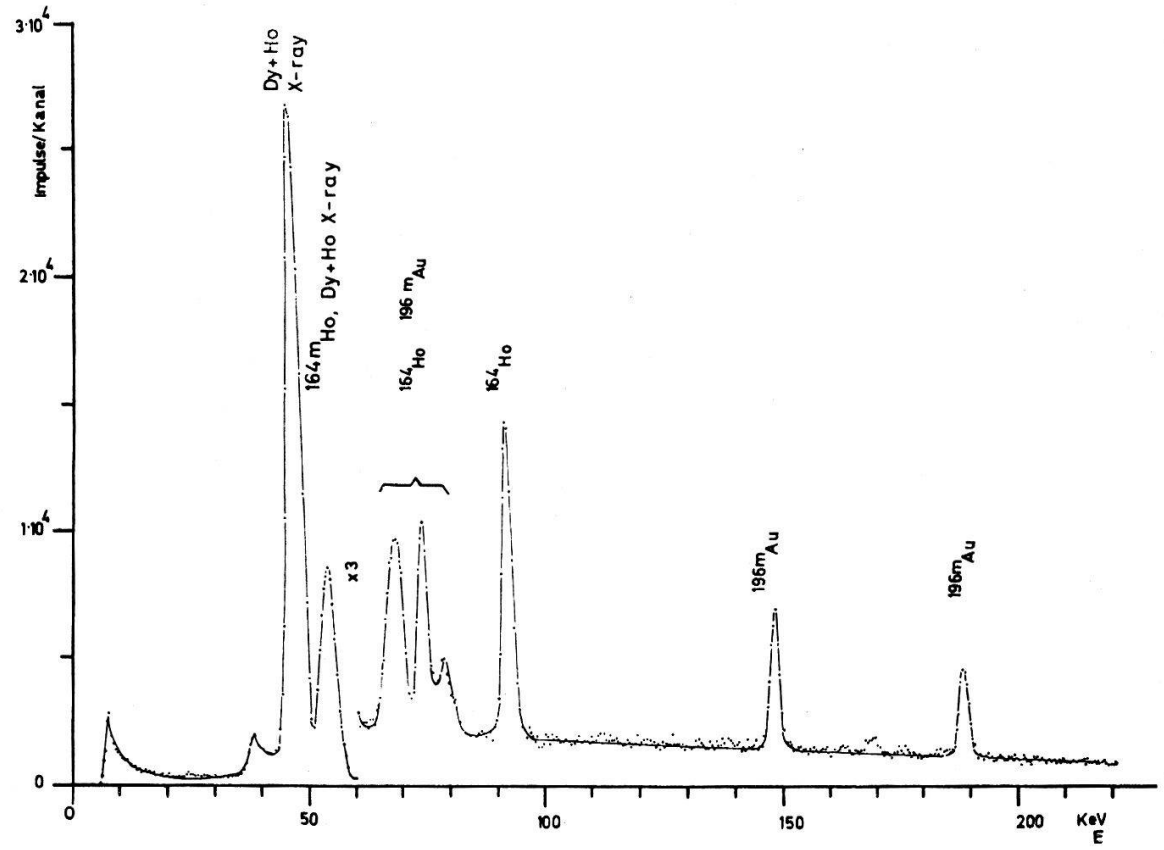
Zur Bestimmung der $^{165}Ho(n, 2n)^{164}Ho^{g,m}$-Querschnitte benutzten wir eine homogene Mischung von einem Gewichtsteil Gold- und zwei Gewichtsteilen Holmiumpulver.

Das bei der $(n, 2n)$-Reaktion entstehende ^{164}Ho weist einen wesentlich langlebigeren metastabilen Zustand auf als ^{75}Ge. Deshalb konnten mit unseren Apparaturen die Wirkungsquerschnitte sowohl zum Grund als auch zum metastabilen Zustand gemessen werden.

Die Arbeiten von Sheti und Mukherjee [12] und Jørgensen et al. [13] geben die in Figur 4 dargestellten Zerfallsschemata von $^{164}Ho^{g,m}$ an.

Die Energien der Gammaquanten aus dem metastabilen Zustand befinden sich dicht bei den Energien der Röntgenfluoreszenzquanten von Holmium, Erbium und Dysprosium. Zur Analyse des Gammaspektrums ist deshalb ein hohes Auflösungsvermögen notwendig.

Die Reaktion $^{197}Au(n, 2n)^{196}Au^{m}$ wurde als Vergleichsreaktion gewählt, da beim Zerfall von $^{196}Au^{m}$ Gammaquanten emittiert werden, welche in der Nähe der zu



Figur 5
Gammaspektrum des aktivierten Ho-Au-Gemisches.

messenden Gammalinien liegen. Für die Bestimmung der Aktivität des metastabilen Zustandes von ^{164}Ho konnte nur die 56,8 keV Linie benutzt werden, da der 46 keV Übergang fast vollständig konvertiert ist und die Photolinie des 37 keV Überganges wegen des Untergrundes nicht beobachtet werden konnte.

Figur 5 zeigt das Gammaspektrum des aktivierten Holmium-Gold-Gemisches.

Die von uns benutzte Gammalinie zur Bestimmung von σ_m liegt nach Sheti et al. bei 51 keV, nach Jørgensen et al. bei 56,1 keV. Die unter 4.2.1 beschriebenen Messungen haben ergeben, dass die Gammaenergie des betreffenden Überganges 56,79 $\pm$ 0,16 keV beträgt. Wegen des Auflösungsvermögens des Analysators von 0,4 keV/Kanal konnte sie aber nicht von den Röntgenfluoreszenzlinien des Holmiums (53,9 und 55,5 keV) getrennt werden. Ihre Intensität musste durch eine genaue Analyse der Impulshöhenverteilung der Linie um 54 keV ermittelt werden.

Der Wirkungsquerschnitt zum Grundzustand des ^{164}Ho wurde aus der Intensität der 91 keV Gammalinie von Erbium, unter Berücksichtigung des Beitrages aus dem Zerfall des metastabilen Zustandes, berechnet.

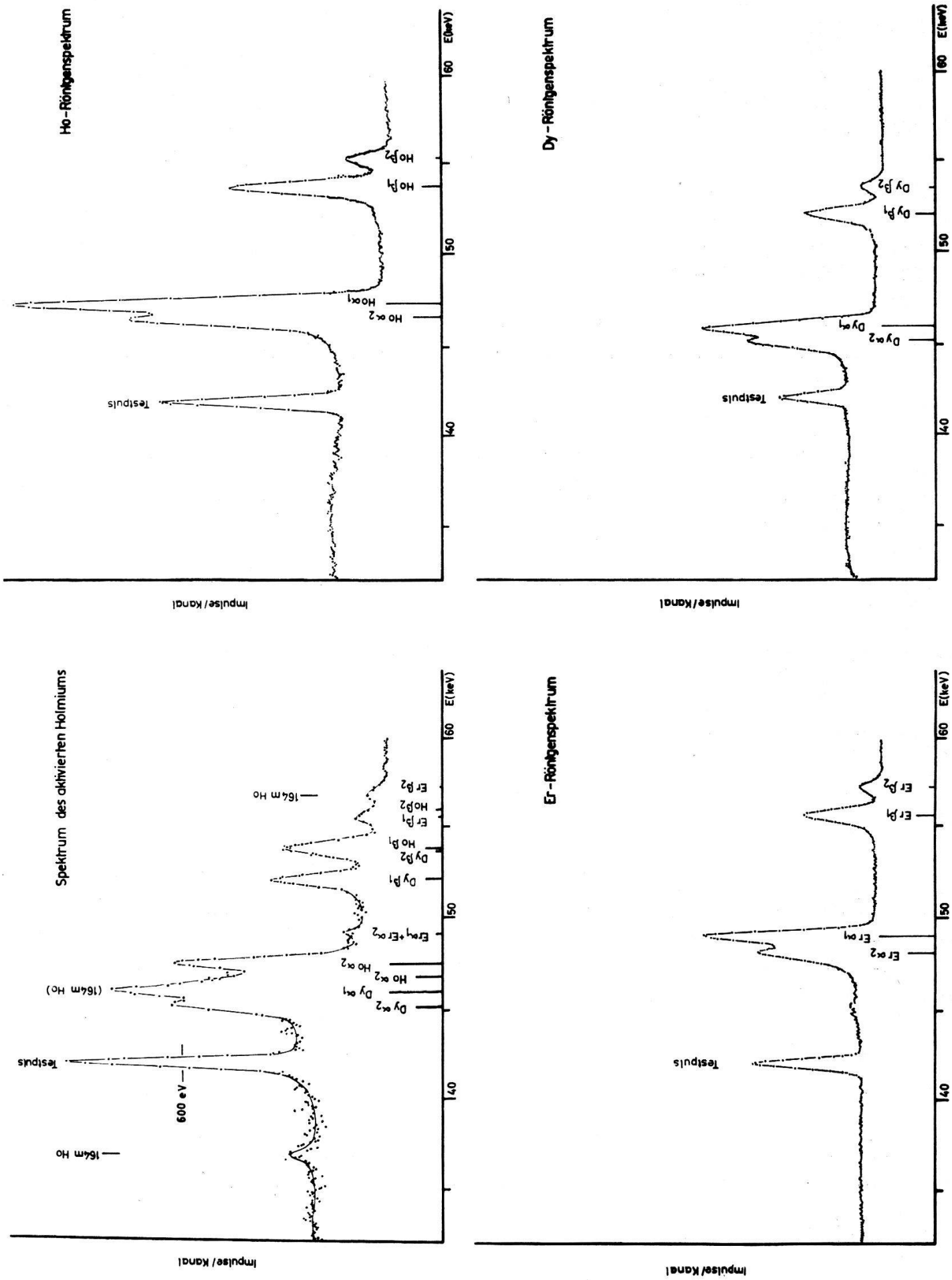
In Tabelle 3 sind die Resultate für das Energieintervall $12{,}6 \leqslant E_n \leqslant 18{,}5$ MeV zusammen mit den Ergebnissen anderer Autoren zusammengestellt. Die Daten von Menlove et al. [14] stimmen mit unseren Messungen des Querschnittes des metastabilen Zustandes überein, während die Werte von Bormann et al. [15] eher unseren totalen $(n, 2n)$-Querschnitten entsprechen.

Tabelle 3
Wirkungsquerschnitte der Reaktionen ^{165}Ho$(n, 2n)^{164}$Ho^g und ^{165}Ho$(n, 2n)^{164}$Ho^m für Neutronenenergien zwischen 12,6 und 18,5 MeV. Vergleichsweise sind auch Messwerte anderer Autoren aufgeführt.

				Nach Bormann et al. [15]		Nach Menlove et al. [14]	
Neutronenenergie	σ_m	σ_g	$\sigma_{m+g}(n, 2n)$	Neutronenenergie	σ_m	Neutronenenergie	σ_m
MeV	barn	barn	barn	MeV	barn	MeV	barn
12,6	0,95 $\pm$ 0,19	0,35 $\pm$ 0,07	1,30 $\pm$ 0,20	12,75	1,604 $\pm$ 0,182	12,70	1,041 $\pm$ 0,117
13,0	1,20 $\pm$ 0,24			13,42	1,701 $\pm$ 0,192	13,28	0,940 $\pm$ 0,105
14,7	1,10 $\pm$ 0,22	0,60 $\pm$ 0,12	1,70 $\pm$ 0,24	14,10	1,782 $\pm$ 0,204	14,96	1,050 $\pm$ 0,117
16,6	1,05 $\pm$ 0,20	0,30 $\pm$ 0,06	1,35 $\pm$ 0,21	16,87	1,392 $\pm$ 0,158	16,52	1,042 $\pm$ 0,116
18,0	0,88 $\pm$ 0,18	0,28 $\pm$ 0,06	1,16 $\pm$ 0,19			17,35	0,877 $\pm$ 0,098
18,5	0,60 $\pm$ 0,12	0,39 $\pm$ 0,08	0,99 $\pm$ 0,14	18,62	0,944 $\pm$ 0,107	18,44	0,670 $\pm$ 0,075

4.2.1 Messungen zum Zerfallsschema von ^{164}Ho^m

Die Unsicherheit in der Kenntnis der Energie des zweiten Gammaüberganges von ^{164}Ho^m zu ^{164}Ho^g sowie die grosse Zahl von Photolinien im Gammaspektrum zwischen 30 und 60 keV verlangten eine genaue Analyse des Spektrums. Dazu wurde eine kleine Ge-pin-Diode mit einem Auflösungsvermögen von 700 eV bei 100 keV Gammaenergie mit aktiviertem Holmium bestrahlt. Das so erhaltene Spektrum verglichen wir mit



Figur 6. Vergleich der Erbium-, Holmium- und Dysprosium-Röntgenfluoreszenzspektren mit dem Spektrum des aktivierten Holmiums.

den Er-, Dy- und Ho-Röntgenfluoreszenzspektren, welche durch Bestrahlung der drei Substanzen mit den Gammaquanten einer ^{57}Co-Quelle angeregt wurden.

Figur 6 zeigt die vier Gammaspektren. Man ersieht daraus, dass alle Photolinien im Spektrum des aktivierten Holmiums mit zwei Ausnahmen auf die K-Röntgenfluoreszenzlinien von Er, Dy und Ho zurückgeführt werden können. Die Intensität der Photolinie bei 56,8 keV ist zu gross für eine Er_{β_2}-Linie. Auch stimmt ihre Energie nicht überein mit der Differenz der Bindungsenergien der K- und M_{III}-Elektronen von Erbium. Es darf aus diesen Gründen geschlossen werden, dass diese nicht als Röntgenfluoreszenzlinie zu interpretierende Impulsgruppe bei 56,8 keV vom Übergang des metastabilen zum Grundzustand von ^{164}Ho herrührt.

Die Linie bei 36,9 keV muss ebenfalls von einem Übergang zwischen den beiden isomeren Zuständen stammen.

In Tabelle 4 sind die Kanäle und Energien der einzelnen Linien angegeben.

Tabelle 4
Lage und Energien der Photolinien von β_1, β_2 und β_3 Röntgen-Übergängen des Dy, Ho und Er zum Vergleich mit dem γ-Übergang des $^{164}Ho^m$.

Linie	Kanal	Energie keV	Energie nach [3] keV β_1	β_2	β_3
Dy	291,27	52,06 $\beta_1+\beta_3$	52,09		51,92
Dy	312,05	53,51 β_2		53,43	
Ho	316,38	53,81 $\beta_1+\beta_3$	53,87		53,69
Ho	337,96	55,30 β_2		55,26	
Er	341,49	55,55 $\beta_1+\beta_3$	55,66		55,46
Er	363,96	57,11 β_2		57,10	
$^{164}Ho^m$	358,65	56,76 $\pm$ 0,16			

5. Theorie

5.1 *Berechnung der Anregungsfunktion nach dem statistischen Modell*

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(n, 2n)$ als Funktion der Neutroneneinschussenergie E_n wurde angenommen, dass sich das Spektrum der aus dem Compoundkern $^{A+1}_{Z}X$ emittierten Neutronen darstellen lässt durch die Verteilung

$$n(\varepsilon) = \sigma_c(\varepsilon)\, \varepsilon\, \varrho\, (U_2 - \varepsilon) \tag{5.1}$$

mit

$$U_2 = E_n + P(Z) + P(N)\,. \tag{5.1a}$$

Dabei bedeuten $P(Z)$ und $P(N)$ die Paarungskorrekturen und σ_c den Querschnitt zur Bildung des Zwischenkerns. Für die Niveaudichte $\varrho(U)$ benutzen wir den Ansatz

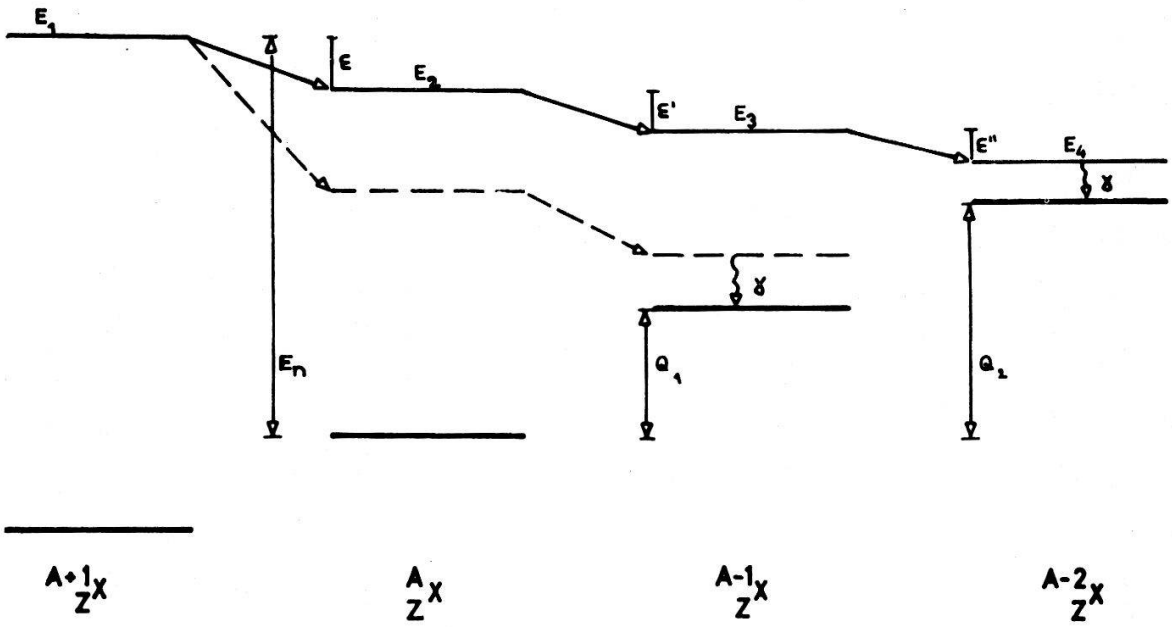
$$\varrho(U) \propto \frac{1}{(U+t)^2} \exp 2\sqrt{a\,U}\,. \tag{5.2}$$

Die thermodynamische Temperatur t (in MeV) und die Anregungsenergie U sind verknüpft durch die Relation

$$U = a\,t^2 - t\,, \tag{5.2a}$$

wobei a den Niveaudichteparameter bedeutet.

Besitzt der Kern ${}^{A}_{Z}X$ eine Anregungsenergie, die höher ist als die Bindungsenergie Q_1 des letzten Neutrons, so soll die Anregungsenergie durch Emission eines Neutrons abgegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit der Energieabgabe durch Gammaemission wird zunächst vernachlässigt. In Figur 7 ist der Sachverhalt schematisch dargestellt:



Figur 7
Neutronenkaskade beim Zerfall eines Compoundkerns.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(n, 2n)$ ist für Neutronenenergien $E_n < Q_2$ gegeben durch die Integration über das Spektrum $n(\varepsilon)$ im Intervall 0 bis $E_n - Q_1$:

$$\sigma(n, 2n) = \sigma_{n,M}\, k_1 \int_0^{E_n - Q_1} n(\varepsilon)\, d\varepsilon\,. \tag{5.3}$$

Der Proportionalitätsfaktor k_1 wird festgelegt durch die Forderung

$$k_1 \int_0^{E_n} n(\varepsilon)\, d\varepsilon = 1 \tag{5.4}$$

$\sigma_{n,M}$ bedeutet die Summe der Querschnitte der Reaktionen $(n, n'\gamma)$, $(n, 2n)$ und $(n, 3n)$.

$\sigma_{n,M}$ kann aus der Differenz des Absorptionsquerschnittes σ_a und der Querschnitte von Konkurrenzreaktionen wie (n, γ), (n, p), (n, α) usw. ermittelt werden. σ_a wurde der Arbeit von Lindner [16] entnommen.

Liegt E_n oberhalb des Schwellwertes für $(n, 3n)$-Reaktionen, so muss der in (5.3) berechnete Querschnitt um $\sigma(n, 3n)$ verringert werden.

Zur Berechnung von $\sigma(n, 3n)$ wird wiederum angenommen, dass die Emission eines Neutrons der Energie ε' aus dem Kern ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$, welche zu einem Niveau E_3 oberhalb der Schwellenenergie für Neutronenemission im Kern ${}^{A-1}_{Z}\mathrm{X}$ führt, die Emission eines dritten Neutrons zur Folge hat.

Die Verteilung $n(\varepsilon')$ der Neutronen der Energie ε' aus dem Niveau E_2 des Kerns ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ wird beschrieben durch

$$n(\varepsilon') \equiv k_2\, n'(\varepsilon') = k_2\, \varepsilon'\, \sigma_c(\varepsilon')\, \varrho\, (U_3 - \varepsilon')\,, \tag{5.5}$$

$$U_3 = E_2 + P(Z) + P(N) - Q_1\,. \tag{5.5a}$$

Die Proportionalitätskonstante k_2 ist jetzt gegeben durch die Bedingung

$$k_2 \int_0^{E_2 - Q_1} n'(\varepsilon')\, d\varepsilon' = 1\,. \tag{5.6}$$

Gewichtet man (5.5) mit der Besetzungsdichte $p(E_2)$ und integriert man über alle Energien ε' und alle Niveaux E_2, so erhält man für den $(n, 3n)$-Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(n, 3\,n) = \sigma_{n,M} \int_{Q_1}^{E_n} k_2\, p(E_2) \int_0^{E_2 - Q_2} n'(\varepsilon')\, d\varepsilon'\, dE_2\,. \tag{5.7}$$

Zur Prüfung dieser Theorie wurden die $(n, 2n)$-Anregungsfunktionen von ${}^{65}\mathrm{Cu}$, ${}^{116}\mathrm{Cd}$, ${}^{197}\mathrm{Au}$ und ${}^{232}\mathrm{Th}$ im Energiebereich $11 \leqslant E_n \leqslant 20$ MeV berechnet und mit experimentellen Daten [10] verglichen. Die Niveaudichteparameter für die verschiedenen Elemente wurden sowohl nach dem von Barr et al. [17] vorgeschlagenen Ausdruck

$$a = 10\,(1 - e^{-0{,}017\,A})\,, \tag{5.8}$$

als auch nach der von Newton [18] angegebenen Beziehung

$$a = 0{,}062\,(\bar{j}_z + \bar{j}_n + 1)\, A^{2/3} \tag{5.9}$$

bestimmt.

Für die Elemente mit Massenzahlen $A < 80$ stimmen die Werte für a aus den beiden Relationen (5.8) und (5.9) und somit auch die Anregungsfunktionen im Rahmen der Genauigkeit von $\sigma_{n,M}/\sigma_a$ praktisch überein (siehe Fig. 8a). Für Massenzahlen $A > 100$ hingegen ergeben sich voneinander abweichende Resultate, wie die Beispiele von Cadmium, Gold und Thorium zeigen (Fig. 8b, c, d).

In der Nähe der $(n, 3n)$-Schwelle stimmen alle berechneten Wirkungsquerschnitte, selbst bei starker Variation des a-Wertes gut mit den experimentellen Daten überein. Es zeigt sich bei dieser Energie eine gewisse Unempfindlichkeit der Integralverhältnisse (5.6) gegenüber dem Niveaudichteparameter.

Ein Vergleich der berechneten $(n, 2n)$-Anregungsfunktionen mit den experimentellen Daten gibt nun gute Übereinstimmung bei Kupfer und Gold, Abweichungen hingegen bei Cadmium und in noch stärkerem Masse im Falle des Thorium. Als Erklärung für diesen Sachverhalt erachten wir die Vernachlässigung der die Neutronenemission konkurrenzierenden Gammaübergänge und bei Thorium auch der Spaltung. Brzosko et al. [19] zeigten, dass in der Tat die Gammaübergänge als Konkurrenz zur Teilchenemission nicht vernachlässigbar sind. Wir versuchten, diesen Einfluss auf die Anregungsfunktion in einer groben Näherung zu berücksichtigen. Dazu benutzten wir für die Wahrscheinlichkeit P_γ für die Emission eines Gammaquantes der Energie E_γ aus dem Niveau E folgenden Ausdruck:

$$P_\gamma \propto \int_{E-Q}^{E} E_\gamma^3 \varrho\,(U - E_\gamma)\, dE_\gamma\,, \tag{5.10}$$

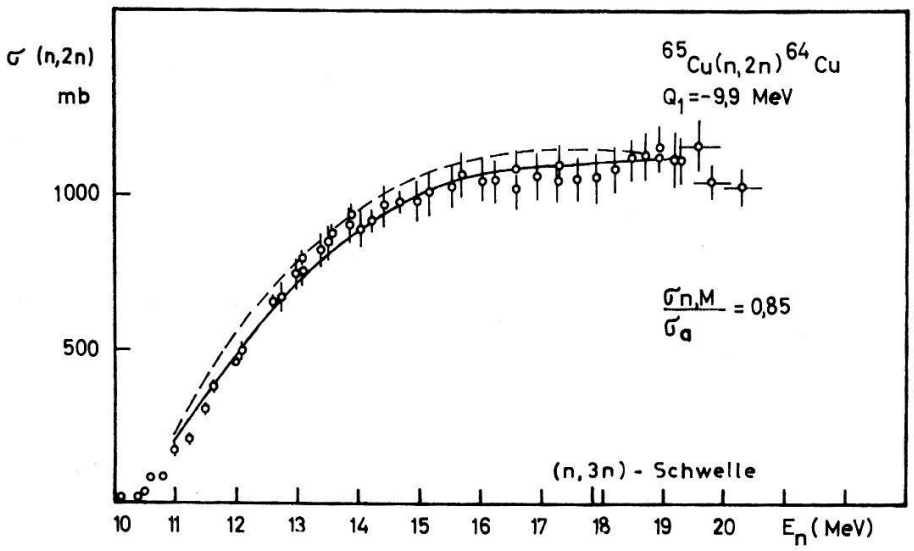
mit

$$U = E + P(Z) + P(N)\,.$$

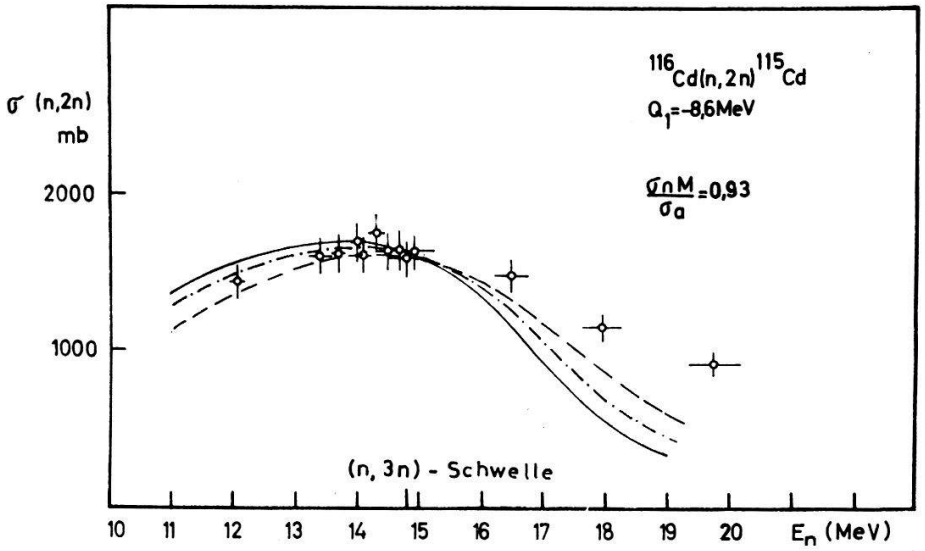
Die Integration erfolgt nicht über alle Gammaenergien, sondern nur über solche, die zu einem Niveau unterhalb der Schwelle Q für Teilchenemission führen. Die Emissionswahrscheinlichkeit wurde durch Angleichung von P_γ an Einfangsquerschnitte bei kleinen Neutronenenergien absolut bestimmt.

Die Figuren 8a, b, c, d zeigen, dass solche Korrekturen die Anregungsfunktionen in Richtung einer besseren Anpassung an die experimentellen Werte verändern. Ein verfeinertes Modell über die Emissionswahrscheinlichkeit dürfte, wie Brzosko et al. gezeigt haben, noch bessere Übereinstimmung ergeben.

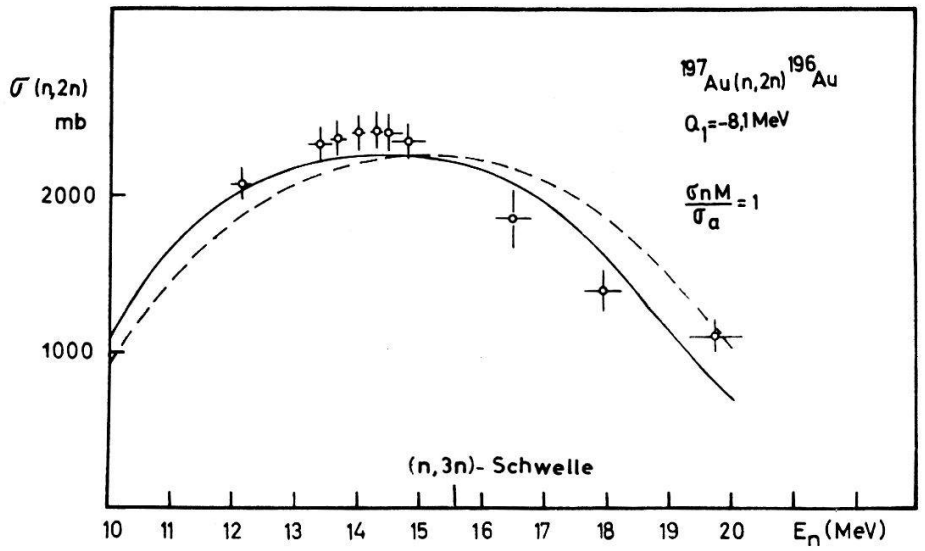
Im Falle der ^{165}Ho$(n, 2n)$-Reaktion wurde die Emission von Gammaquanten auch noch auf eine andere Art berücksichtigt. Nach einem Vorschlag von Liskien [20] wird die Emission von Neutronen erst bei einer Anregungsenergie zugelassen, welche um ΔE über der Schwellenenergie für Neutronenemission liegt. Wie Figur 11 zeigt, ergibt die mit $\Delta E = 1{,}0$ MeV berechnete Anregungsfunktion die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.



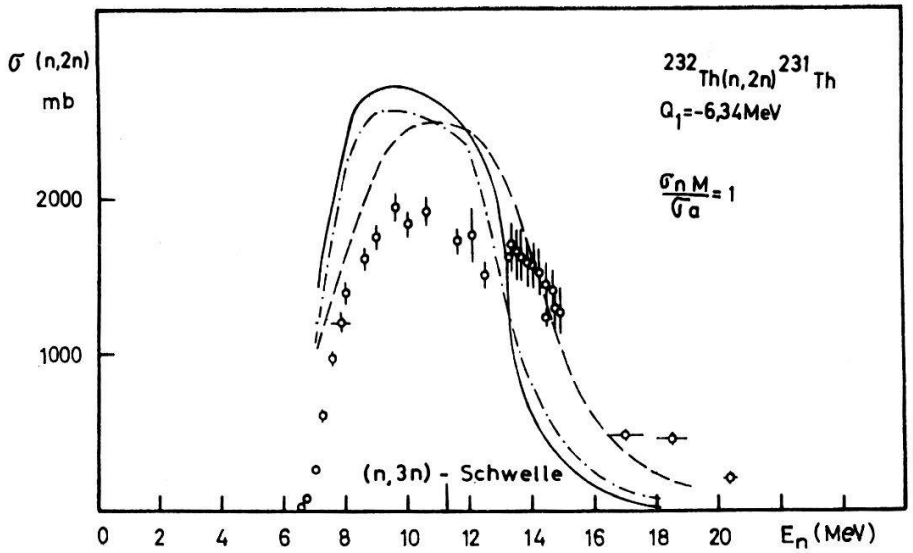
Figur 8a
$(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitt von ^{65}Cu als Funktion der Neutronen-Energie. Vergleich von experimentellen Daten [10] mit theoretischen Werten.
Die ausgezogene Kurve basiert auf einem nach Newton berechneten Niveaudichte-Parameter ($a = 5{,}6$ MeV^{-1}), die gestrichelte Kurve auf einem solchen nach Barr et al. ($a = 6{,}9$ MeV^{-1}).



Figur 8b
$(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitt von ^{116}Cd als Funktion der Neutronen-Energie. Vergleich von theoretischen mit experimentellen [10] Werten.
Die ausgezogene Kurve wurde mit einem Niveaudichte-Parameter nach Newton (a = 14,7 MeV^{-1}) berechnet, die gestrichelte Kurve basiert auf einem a-Wert nach Barr et al. (a=8,6 MeV^{-1}). Die strichpunktierte Kurve enthält γ-Emissions-Korrekturen nach der auf Seite 31 beschriebenen Methode. Dabei wurde ein a-Wert nach Newton verwendet, d.h. a = 14,7 MeV^{-1}.



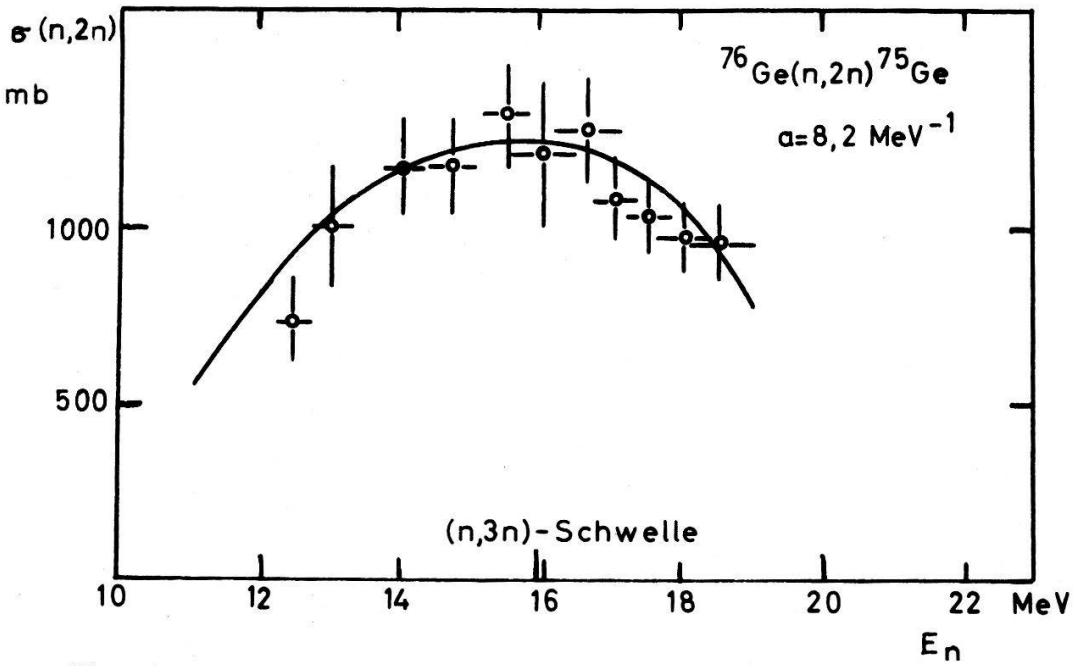
Figur 8c
$(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitt von ^{197}Au als Funktion der Neutronen-Energie. Vergleich von theoretischen und experimentellen [10] Werten.
Die ausgezogene Kurve wurde mit einem Niveaudichte-Parameter nach Newton berechnet (a = 14,4 MeV^{-1}), die gestrichelte mit einem solchen nach Barr et al. (a = 9,5 MeV^{-1}).



Figur 8d
$(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitt von ^{232}Th als Funktion der Neutronen-Energie. Vergleich von theoretischen mit experimentellen [10] Werten.
Die ausgezogene Kurve basiert auf einem a-Wert nach Newton (a = 25,7 MeV^{-1}), die gestrichelte auf einem solchen nach Barr et al. (a=9,7 MeV^{-1}). Die strich-punktierte Kurve enthält γ-Emissions-Korrekturen nach der auf Seite 31 beschriebenen Methode, hierbei wurde der Rechnung ein Niveaudichte-Parameter nach Newton zugrunde gelegt, d.h. a = 25,7 MeV^{-1}.

5.1.1 Vergleich mit den experimentellen $(n, 2n)$-Anregungsfunktionen von ^{76}Ge und ^{165}Ho

Sowohl für Germanium als auch für Holmium wurde die Anregungsfunktion mit Niveaudichteparametern a nach Barr et al. bzw. nach Newton berechnet. Für Germanium stimmen die beiden a-Werte überein, und die Anregungsfunktionen geben innerhalb der Messfehler die experimentellen Daten gut wieder (siehe Fig. 9). Die Berücksichtigung von Gammaübergängen ergibt keine Änderung des Verlaufes der Anregungsfunktion.



Figur 9
$(n, 2n)$-Querschnitt von ^{76}Ge als Funktion der Neutronen-Energie. Die offenen Kreise sind die Ergebnisse unserer Messungen. Die ausgezogene Kurve gibt das Resultat unserer Berechnung im Rahmen des statistischen Modells. Die Anpassung erfolgte mit $\sigma_{n,M}/\sigma_a = 0{,}85$ (siehe S. 29/30). Der Niveaudichte-Parameter $a = 8{,}2$ wurde mit Hilfe der Beziehung von Newton [18] berechnet:

$$a = 0{,}062\,(\bar{j}_N + \bar{j}_Z + 1)\,A^{2/3},$$

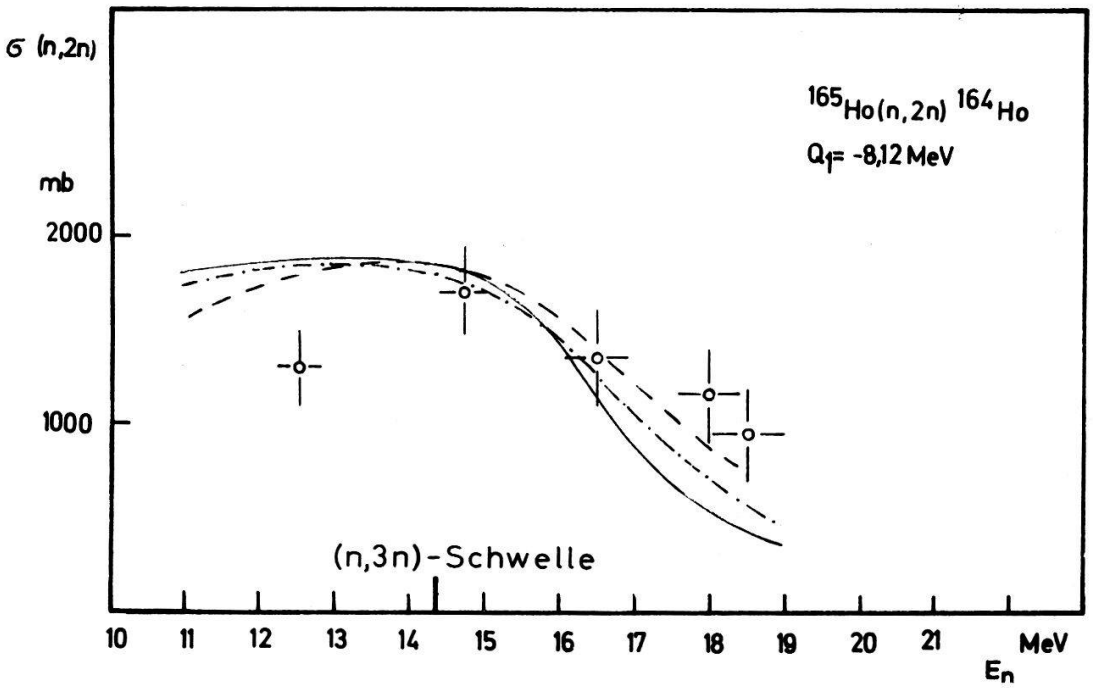
$\bar{j}_N$ und $\bar{j}_Z$ sind dabei mittlere Drehimpulse der Neutronen- und Protonen-Zustände in der Nähe der Fermi-Energie.

Beim doppelt so schweren Holmium erhält man bei Miteinbezug der Gammaemission eine merkliche Korrektur im Verlauf der Anregungsfunktion. In den Figuren 10 und 11 sind die experimentellen Ergebnisse und die berechneten Anregungsfunktionen für Holmium eingetragen. Zusätzlich sind auch Messwerte eingezeichnet, welche von anderen Autoren auf Grund anderer Zerfallschemata gemessen wurden.

5.2 *Berechnung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses σ_m/σ_g*

Das Verhältnis σ_m/σ_g der Wirkungsquerschnitte zur Bildung zweier isomerer Zustände oder die damit zusammenhängende Grösse

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = \frac{\sigma_m}{\sigma_t(n,2\,n)} \tag{5.11}$$



Figur 10
Theoretische Anregungsfunktionen der Reaktion ^{165}Ho$(n, 2n)$ ^{164}Ho im Vergleich mit unseren experimentellen Daten (offene Kreise). Die ausgezogene und die strichpunktierte Kurve basieren auf a-Werten nach Newton, ($a = 17{,}6$ MeV^{-1}), die gestrichelte auf solchen nach Barr et al. ($a = 9{,}7$ MeV^{-1}). Die strich-punktierte Kurve enthält eine γ-Emissions-Korrektur nach der auf S. 31 beschriebenen Methode. Die Anpassung erfolgte mit $\sigma_{n,M}/\sigma_a = 0{,}94$.

wurde mittels eines Computerprogrammes berechnet, welches Hafner, Huizenga und Vandenbosch auf Grund der in [23] veröffentlichten Theorie entwickelten[1]). In einem ersten Teil berechnet man die Wahrscheinlichkeit $P(J_c)$, dass ein Zwischenkern mit dem Drehimpuls J_c erzeugt wird:

$$P(J_c) = \sigma(J_c, E) \Big/ \sum_{J_c=0}^{\infty} \sigma(J_c, E) \tag{5.12}$$

$\sigma(J_c, E)$, der Wirkungsquerschnitt zur Bildung eines Zwischenkerns mit dem Drehimpuls J_c bei der Einschussenergie E, ist gegeben durch:

$$\sigma(J_c, E) = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{S=|I-s|}^{I+s} \sum_{l=|J_c-S|}^{J_c+S} \frac{2 J_c + 1}{(2 s + 1)(2 I + 1)} T_l(E) \tag{5.13}$$

mit

$\lambda\!\!\!^{-}$ de Broglie-Wellenlänge des einfallenden Neutrons

I Spin des Targetkerns

s Spin des Projektils

$T_l(E)$ Transmissionskoeffizient für ein Neutron mit dem Bahndrehimpuls l und der Energie E. Die Werte für T stammen von Lindner [16].

[1]) Das Computerprogramm wurde uns freundlicherweise von den Autoren zur Verfügung gestellt.

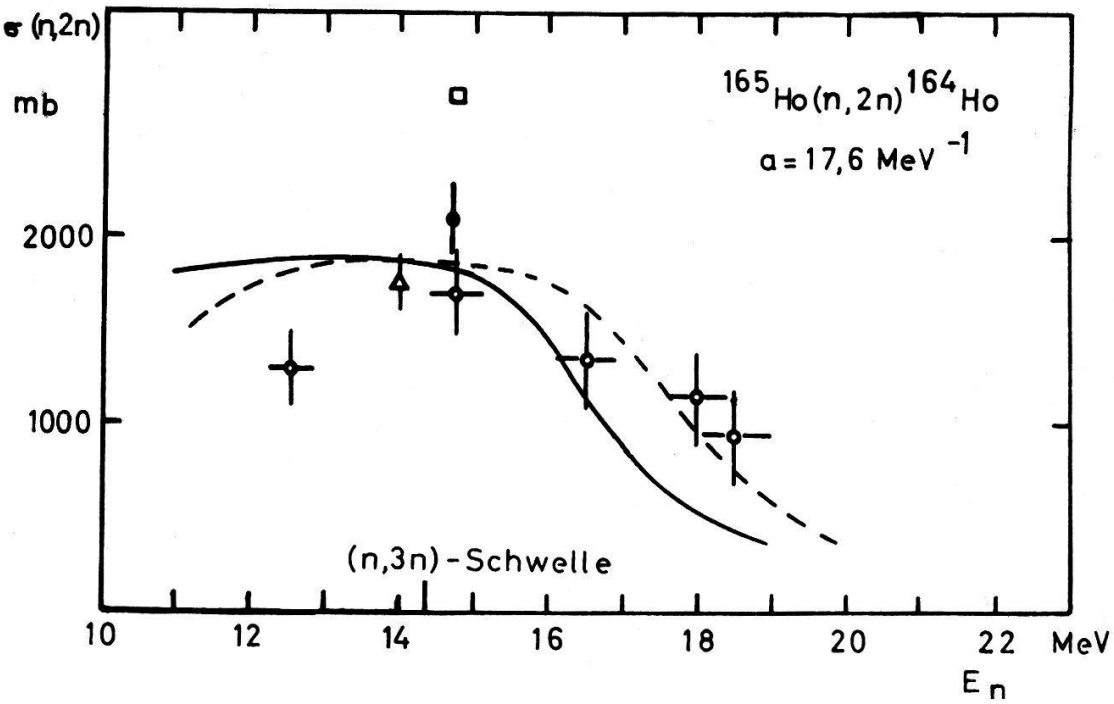
Für die Emission von Neutronen wird die Wahrscheinlichkeit $P(J_f, J_c)$, dass ein Partikel der Energie ε nach dem Anfangszustand J_c zu einem Endzustand J_f führt, nach folgender Beziehung berechnet:

$$P(J_f, J_c) \propto \varrho(J_f) \sum_{S=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J_c-S|}^{J_c+S} T_l(\varepsilon) \tag{5.14}$$

mit

$$\varrho(J_f) \propto (2\,J_f + 1) \exp\left(-\,(J_f + 1/2)^2/2\,\sigma^2\right) \tag{5.15}$$

σ bedeutet den Spinabschneide-Parameter; für die Neutronenenergie wurde der Mittelwert $\varepsilon = 2\,T$ benutzt, wobei die Kerntemperatur T mit der Anregungsenergie U durch die Zustandsgleichung $a = U\,(1/T + 2/U)^2$ verknüpft ist.



Figur 11
$(n, 2n)$-Wirkungsquerschnitt von ^{165}Ho als Funktion der Neutronen-Energie. Die verschiedenen Symbole repräsentieren die experimentellen Ergebnisse der folgenden Autoren: offene Kreise: unsere Messungen, Quadrat: Khurana and Hans [21], Dreieck: Sheti and Mukherjee [12], ausgefüllter Kreis: Bonazzola et al. [22]. Die ausgezogene Kurve gibt das Resultat unserer Berechnung im Rahmen des statistischen Modells ohne γ-Emissions-Korrektur. Die gestrichelte Kurve enthält eine γ-Korrektur nach der von Liskien [20] angegebenen Methode mit $\Delta E = 1$ MeV (siehe S. 31).

Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines Endzustandes mit dem Drehimpuls J_f erhält man dann durch Multiplikation der Besetzungsdichte $P(J_c)$ des Anfangszustandes mit demjenigen Anteil von J_c, welcher in J_f zerfällt. Durch Summation dieser Wahrscheinlichkeiten über alle Anfangszustände J_c erhält man die Häufigkeit der Endzustände mit dem Drehimpuls J_f. Bei der Emission eines zweiten

Neutrons wird die so erhaltene Drehimpulsverteilung J_f zur Anfangsverteilung für die zweite Zerfallsstufe. Die Emission von Gammaquanten wird erst nach der Aussendung des zweiten Neutrons berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit des Zerfalles eines Zustandes J_i in einen Zustand J_f ist als proportional zur Dichte der Zustände mit dem Drehimpuls J_f angenommen. Es wurden nur elektrische Dipolübergänge berücksichtigt. Die Anzahl der in dieser letzten Zerfallsstufe auftretenden Gammaquanten wurde nach dem von Vonach et al. [24] angegebenen Verfahren bestimmt. Als γ-Abschneide-Intervall benutzten wir den Bereich von (1–2) MeV.

Die Berechnung des Spinabschneide-Parameters erfolgte nach der Beziehung

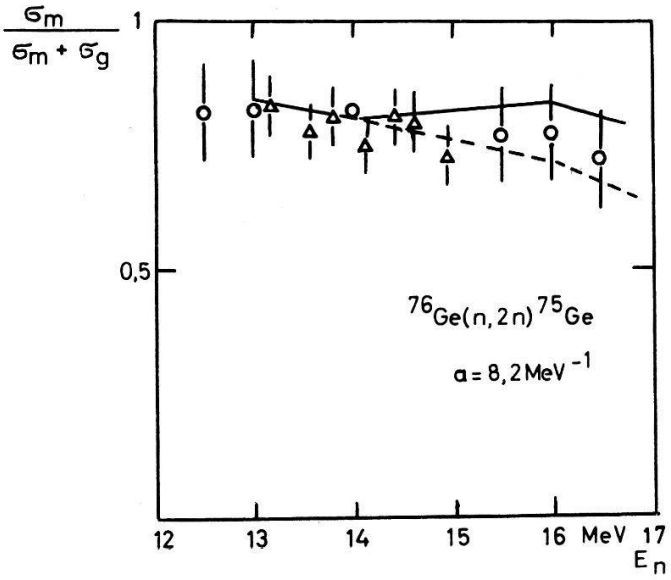
$$\sigma^2 = \frac{\Theta}{\hbar^2}\, t \tag{5.16}$$

mit

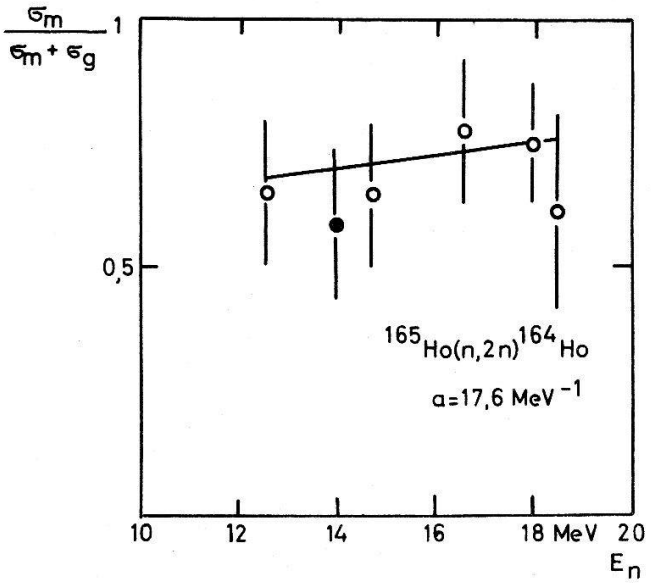
$$U = a\, t^2 - t\,, \tag{5.16a}$$

wobei im Fermigas-Modell für Θ das Trägheitsmoment einer starren Kugel vom Radius $r = 1{,}4 \cdot A^{1/3}$ f eingesetzt wurde. Beim Supraleiter-Modell erscheint ein kleineres, von der Anregungsenergie abhängiges Trägheitsmoment, welches im Grenzfall hoher Anregungsenergien, wo der Kern die supraleitenden Eigenschaften verliert, in jenes des starren Körpers übergeht.

Die Figuren 12 und 13 zeigen den Vergleich zwischen berechneten und gemessenen $(n, 2n)$-Wirkungsquerschnittsverhältnissen $\sigma_m/\sigma_t(n, 2n)$. Im Falle von Germanium wurde dieses Verhältnis sowohl nach dem Fermigas-Modell als auch nach dem Supraleiter-Modell berechnet. Der bei der Berechnung der thermodynamischen Temperatur in (5.16a) auftretende Niveaudichteparameter a ist mit Hilfe der Beziehung 5.9 ermittelt worden. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und theoretischen Werten ist auch im Falle von Holmium gut, obwohl zur Berechnung der Isomer-Querschnittsverhältnisse der Einfluss der Gammaübergänge als Konkurrenz zur Teilchenemission nicht berücksichtigt wurde.



Figur 12
Isomerquerschnittsverhältnis der Reaktion $^{76}Ge(n, 2n)^{75}Ge^{m,g}$ als Funktion der Neutronen-Energie. Die Kreise zeigen die Verhältnisse der Isomerquerschnitte σ_m nach Bormann et al. [26] und unserer totalen $(n, 2n)$-Querschnitte (metastabil + Grundzustand). Die Dreiecke repräsentieren experimentelle Ergebnisse von Okumura [25]. Die ausgezogene Kurve wurde nach dem Fermigas-Modell, die gestrichelte nach dem Supraleiter-Modell berechnet.



Figur 13
Isomerquerschnittsverhältnis der Reaktion $^{165}Ho(n, 2n)^{164}Ho^{m,g}$ als Funktion der Neutronen-Energie. Die offenen Kreise geben die Resultate unserer Messungen, der ausgefüllte Kreis repräsentiert ein Ergebnis von Sheti and Mukherjee [12]. Die ausgezogene Kurve wurde nach dem Fermigas-Modell berechnet.

6. Diskussion

Die angeführten Vergleiche von gemessenen und berechneten $(n, 2n)$-Anregungsfunktionen haben gezeigt, dass sie bei Berücksichtigung von Paarungskräften und Schaleneffekten durch das statistische Modell gut wiedergegeben werden können. Die Anregungsfunktionen sind, insbesondere im Hinblick auf die experimentelle Genauigkeit, nicht sehr empfindlich auf eine Variation des Niveaudichteparameters a. Deshalb ist die Bestimmung von a, allein aus $(n, 2n)$-Querschnitten, nur in beschränktem Masse möglich.

Es konnte gezeigt werden, dass der Einfluss der γ-Emission als Konkurrenz zur Neutronenemission nicht in jedem Fall vernachlässigbar ist. Berücksichtigt man diesen Einfluss nach der von Brzosko et al. [19] angegebenen Art, so benötigt man eine sehr genaue Kenntnis der Zerfallsmechanismen des Zwischenkerns, die im allgemeinen nicht zur Verfügung steht. Das von uns benützte, stark vereinfachte Verfahren (siehe S. 31), ergibt zu kleine Korrekturen. Eine weitere Möglichkeit zur Berücksichtigung der γ-Emission nach Liskien (siehe S. 31) ergibt bessere Resultate. Es ist dabei jedoch unbefriedigend, dass ein neuer Parameter zur Anpassung eingeführt werden muss.

Während zur Berechnung der Anregungsfunktionen nur der Niveaudichtekoeffizient a als Parameter auftritt, geht in die Bestimmung der Isomer-Querschnittsverhältnisse auch der Spin-Abschneidefaktor σ ein. Bei der Berechnung von σ, im Rahmen des Fermigas-Modells, benutzten wir das Trägheitsmoment einer starren Kugel, deren Radius demjenigen des betreffenden Kerns entspricht. Die auf diese Weise ermittelten Querschnittsverhältnisse zeigen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von Germanium und Holmium.

Bei der $(n, 2n)$-Reaktion an ^{76}Ge treten beim Zerfall des Compoundkernes ^{77}Ge Zwischen- und Endkerne mit vorwiegend geraden Nukleonenzahlen auf. Es sind deshalb Einflüsse von Paarungseffekten auf den Spin-Abschneidefaktor nach dem Supraleiter-Modell zu erwarten. Ein Vergleich der experimentell ermittelten Isomer-Querschnittsverhältnisse zeigt eine etwas bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Supraleiter-Modells.

Herrn Prof. Dr. E. Baldinger und seinen Mitarbeitern E. Haller und G. Matille sind wir für manche fruchtbare Diskussion und für den Unterhalt der Ge-pin-Diode zu Dank verpflichtet.

Die Konstruktion des Kryostaten verdanken wir Herrn H. Weyeneth, die Bereitstellung der elektronischen Hilfsmittel Herrn F. Abt.

Die Hydrierung und Verfeinerung des Holmiumpulvers besorgten in verdankenswerter Weise Herr Dr. H. Gutmannsbauer und Herr J. Steiner von der Firma CIBA AG, Basel.

Herr Dr. F. Seiler stellte uns freundlicherweise das Hookesche Anpassungsprogramm zur Verfügung.

Die Durchführung dieser Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung ermöglicht.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] Y. Gurfinkel and A. Notea, Nucl. Instr. Meth. *57*, 173 (1967).
[2] B. S. Dzelepov and V. D. Vitman, Nucl. Phys. *75*, 374 (1966).
[3] Table of Isotopes, 1968, Sixth Edition.
[4] D. P. Donelly, H. W. Baer, J. J. Reidy and M. L. Wiedenbeck, Nucl. Instr. Meth. *57*, 219 (1967).
[5] R. Hooke and T. A. Jeeves, Journal of the Association for Computing Machines *8*, 212 (1962).
[6] E. Haller, Diplomarbeit, Inst. für angewandte Physik der Universität Basel, 1967.
[7] I. Sick, E. Baumgartner, P. Huber und Th. Stammbach, Helv. phys. Acta *41*, 573 (1968).
[8] Th. Stammbach, P. Huber und I. Sick, Helv. phys. Acta *39*, 208 (1966).
[9] Nucl. Data Sheets, Nat. Acad. of Science, Washington D.C.
[10] Nucl. Data, Vol. 1, Number 1 (1965).
[11] E. L. Storm, E. Gilbert und H. Israel, Los Alamos Report LA. 2237 (1958).
[12] B. Sheti and S. K. Mukherjee, Nucl. Phys. *85*, 227 (1966).
[13] M. H. Jørgensen, O. B. Nielsen and O. Skilbreid, Nucl. Phys. *84*, 569 (1966).
[14] H. O. Menlove, K. L. Coop, H. A. Grench and R. Sher, Phys. Rev. *163*, 1308 (1967).
[15] M. Bormann, A. Behrend, I. Riehle and O. Vogel, Nucl. Phys. [A] *115*, 309 (1968).
[16] A. Lindner, EANDC (E) «U» (1966).
[17] D. W. Barr, C. I. Browne and J. S. Gilmore, Phys. Rev. *123*, 859 (1961).
[18] T. D. Newton, Can. J. Phys. *34* II, 804 (1956).
[19] J. S. Brzosko, E. Gierlink, A. Soltan jr. and Z. Wilhelmi, Nucl. Phys. [A] *123*, 603 (1969).
[20] H. Liskien, Nucl. Phys. [A] *118*, 379 (1968).
[21] C. S. Khurana and H. S. Hans, Nucl. Phys. *28*, 560 (1961).
[22] G. C. Bonazzola, P. Brovetto, E. Chiavassa and R. Spinoglio, Nucl. Phys. *51*, 337 (1964).
[23] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, Phys. Rev. *120*, 1313 (1960).
[24] H. K. Vonach, R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, Nucl. Phys. *60*, 70 (1964).
[25] S. Okumura, Nucl. Phys. [A] *93*, 74 (1967).
[26] M. Bormann, C. Abels, W. Carstens und I. Riehle, EANDC *76* «U» (1967).