

Präzise Messung der γ -Absolutintensität niederenergetischer Übergänge bei (n, γ)-Reaktionen und beim radioaktiven Zerfall mit einem Kristallspektrometer *

HORST A. NEUMANN **

Physik-Department der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 21 a, 1328—1343 [1966] ; eingegangen am 6. April 1966)

A direct and an indirect method for accurate measurement of absolute intensities of low-energy γ -rays from neutron capture and radioactive decay by means of a crystal spectrometer is described. The 478-keV peak of Li^7 (target B^{10}) is used in the direct method while the 412-keV peak of Hg^{198} (target Au) is used in the indirect method. In addition the intensity calibration of the crystal spectrometer used in FRM (Munich Research Reactor), determination of the neutron capture rate and corrections for γ and neutron self-absorption are discussed in some detail. Absolute γ -intensities per neutron capture or decay respectively were determined for a number of strong low energy γ transitions in Rh^{104} , Cd^{114} , Sm^{150} , Sm^{153} , Eu^{152} , Eu^{153} , Eu^{154} , Gd^{156} , Gd^{158} , Dy^{162} , Dy^{163} , Dy^{164} , Dy^{165} , Ho^{165} , Ho^{166} and Er^{166} . An accuracy of 2% was obtained in the most favorable cases.

1. Einleitung

Bei der Messung von Einfang- γ -Spektren mit Kristallbeugungsspektrometern wird meist optimale Energieauflösung bei optimaler Intensität angestrebt, um auch sehr schwache γ -Linien noch identifizieren zu können und ein möglichst vollständiges Spektrum zu erhalten. Wie noch gezeigt wird, zwingen die genannten Forderungen zur Verwendung sehr schmaler und tiefer Quellen, die eine beträchtliche γ -Selbstabsorption besitzen und deren Selbstabsorption vor allem sehr empfindlich von der Quellenjustierung abhängt. Daher muß bei solchen Messungen eine beträchtliche Ungenauigkeit bei der Bestimmung der absoluten γ -Intensitäten in Kauf genommen werden. Es erscheint daher sinnvoll, die auf optimale Intensität und Auflösung ausgerichteten Messungen durch genauere Absolutmessungen der Intensität einzelner γ -Linien zu ergänzen.

Da aber zur Erreichung einer hohen Genauigkeit der Intensitätsmessung breite und dünne Quellen mit relativ schlechtem Auflösungsvermögen verwendet werden müssen, muß man sich allerdings auf die intensiveren Linien beschränken. Jedoch gerade bei diesen meist schon in das Zerfallschema eingeordneten Linien sind die absoluten Intensitäten besonders aufschlußreich, weil mit Hilfe der Intensitätsbilanz das Zerfallschema überprüft werden kann und außerdem Fragen der Population der untersten Niveaus von theoretischem Interesse sind. In der vorliegenden Arbeit wurden daher an einer Reihe von Ker-

nen solche genauen Absolutbestimmungen von γ -Intensitäten beim Neutroneneinfang durchgeführt.

2. Messung von γ -Intensitäten mit einem Kristallspektrometer

Eine brauchbare Meßgröße für die Messung der γ -Intensität mit einem Kristallspektrometer liefert das Integral über die gesamte Reflexionskurve, nämlich

$$\int \frac{N}{P} (\vartheta) d\vartheta = \frac{q}{100} \Omega \mathfrak{R}_H^n p v a f, \quad (1)$$

- N Anzahl der im Zähler nachgewiesenen Quanten,
- P Zahl der in der gleichen Zeit im Target eingefangenen Neutronen,
- ϑ Drehwinkel um die Spektrometerachse,
- q Absolutintensität = Anzahl der γ -Quanten bestimmter Energie, die pro 100 eingefangene Neutronen (pro 100 Zerfälle) ausgesandt werden,
- Ω effektiver Raumwinkel,
- \mathfrak{R}_H^n „integrales Reflexionsvermögen“ des gekrümmten Kristalls ohne normale γ -Absorption für die Ebene $H(hkl)$ und die Ordnung n ,
- p Detektornachweiswahrscheinlichkeit,
- v Kanaldurchlaßwahrscheinlichkeit,
- a γ -Absorption auf dem Weg von der Quelle bis zum Detektor,
- f γ -Absorption in der Quelle.

Der Ausdruck (1) ist völlig unabhängig von der Justierung von Kristall und Quelle¹. Die Halbwertsbreite und Reflexhöhe, die zwar klare Meßgrößen, aber ziemlich verwickelte Funktionen der Quellenform, der Neutroneneinfangsdichte und der Kristall-

* Auszug aus der Dissertation, Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München 1965.

** Neue Anschrift: University of Florida, 406 Nuclear Science Bldg., Gainesville, Fla. USA.



eigenschaften darstellen¹, sind zur Bestimmung der γ -Intensität ungeeignet. Ist allerdings das „diffraction-pattern“² sehr schmal im Vergleich zur geometrischen Quellverteilungsbreite oder seine Form nahezu unabhängig von der Energie (Mosaik-Kristall³), dann wird für γ -Übergänge wegen ihrer sehr kleinen natürlichen Linienbreite (also nicht für RÖNTGEN-Linien!) – solange der Fokalabstand vom Kristall praktisch konstant ist (kleine Beugungswinkel)¹

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{(N/P)_1(\theta) p_2 v_2 a_2 f_2 R_2}{(N/P)_2(\theta) p_1 v_1 a_1 f_1 R_1}, \quad (2)$$

d. h. in diesen Spezialfällen lassen sich die Intensitätsverhältnisse (relative Intensitäten) von γ -Linien für eine bestimmte Quelle sehr bequem aus dem Verhältnis entsprechender Ordinaten (z. B. aus den Reflexhöhen) der zugehörigen Reflexionskurven bestimmen.

Für die Messungen der vorliegenden Arbeit wurde das am durchgehenden Strahlrohr im FRM in Du-MOND-Anordnung aufgebaute γ -Spektrometer mit gebogenem, unausgeschliffenem Quarzkristall (CAUCHOIS-Näherung)⁴ von 3 mm Dicke und einer effektiv beugenden Fläche von $20 \times 12 \text{ mm}^2$ in (10 $\bar{1}$)-Stellung und 4640 mm Fokalkreisdurchmesser verwendet, das an anderer Stelle eingehend beschrieben ist⁵. Für den Kristall wurde nach der „Linien-Einkristallmethode“⁶ in 1. Ordnung eine Halbwertsbreite des „diffraction-pattern“ von 6,5'' gemessen⁷. Eine sehr viel größere Quellverteilungsbreite verschlechtert die Auflösung des Spektrometers beträchtlich, war also für die Messung nicht vorteilhaft. Da sich ferner keine eindeutigen Aussagen über die Energieabhängigkeit des „diffraction-pattern“ für den Kristall machen ließen, wurde bei allen vorliegenden Meßwerten die allgemeingültige Gl. (1) herangezogen, also die Fläche unter der Reflexionskurve ausgemessen.

3. Meßmethoden

Besonders vorteilhaft ist es, eine Linie mit bekannter Intensität auszumessen und alle anderen Messungen darauf zu beziehen. Es bieten sich zwei

Methoden an, die im folgenden mit Blick auf Vor- und Nachteile diskutiert werden.

3.1 Direkte Methode

Bei der direkten Methode werden die Quell- und eine geeignete Bezugssubstanz gleichzeitig in das Strahlrohr eingebaut und die fraglichen γ -Linien sowie die Bezugslinie innerhalb einer Meßreihe mehrmals nacheinander ausgemessen.

Als Bezugssubstanz ist B¹⁰ hervorragend geeignet, denn B¹⁰ hat

1. ein Einfangspektrum mit nur einer niederenergetischen γ -Linie sehr genau bekannter Intensität bei 478,7 keV, die mit einem Kristallspektrometer auch in 1. Ordnung noch leicht zugänglich ist,
2. einen sehr genau bekannten Einfangsquerschnitt mit ausgezeichnetem $1/v$ -Verlauf,
3. hohen Neutroneneinfang, so daß auch schon kleine Massen leicht nachweisbare γ -Ausbeuten ergeben, und
4. bei 478,7 keV einen sehr kleinen Massenabsorptionskoeffizienten, also eine vernachlässigbar kleine Korrektur für die γ -Selbstabsorption.

3.11 Homogene Mischung von Bezugs- und Meßsubstanz: Amorphes Bor ist ein sehr feinkörniges dunkelbraunes Pulver, das sich hervorragend mit geeigneten pulverförmigen Meßsubstanzen mischen läßt. Eine homogene Mischquelle hat den großen Vorteil, daß für die eigentliche Messung und die Bezugsmessung die Ortsabhängigkeit der Dichte und des Neutronenflusses gleich sind und damit nur bezüglich der Energieabhängigkeit des Einfangsquerschnitts von Meß- und Bezugssubstanz korrigiert werden muß, was die Korrektur für die Neutronen-selbstabsorption im Target wesentlich erleichtert. Bei $1/v$ -Abhängigkeit – also in der Regel bei kleinen Einfangsquerschnitten – ist nämlich überhaupt keine Korrektur notwendig und bei Substanzen mit hohem thermischen Einfangsquerschnitt, wo wegen niederenergetischer Resonanzen die $1/v$ -Abhängigkeit nicht gegeben ist, ist die Korrektur in praktischen Fällen unabhängig von der Geometrie und Dichte des Targets (vgl. Abschn. 5.41).

¹ H. A. NEUMANN, Dissertation, Technische Hochschule München 1965.

² W. ZACHARIASEN, Theory of X-Ray Diffraction in Crystals, John Wiley & Sons, New York 1945.

³ J. W. KNOWLES, Can. J. Phys. 37, 203 [1959].

⁴ K. SIEGBAHN, Alpha-Beta-Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1965.

⁵ O. SCHULT, Kerntechnik 7/8, 2–23 [1960].

⁶ H. A. NEUMANN u. O. W. B. SCHULT, Atomkernenergie 8, 61 [1963].

⁷ O. SCHULT, Z. Phys. 158, 444 [1960].

3.12 Örtliche Trennung von Meß- und Bezugssubstanz: Bei Substanzen mit kleinem thermischen Einfangsquerschnitt, für die auch die Korrektur der Neutronenselbstabsorption klein ist, war die Mischung im vorliegenden Fall verhältnismäßig kleinen Raumwinkels und Neutronenflusses ($\sim 2,0 \cdot 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) weniger geeignet, weil durch die Zumischung von B^{10} und die damit verbundene starke Erhöhung der Neutronenselbstabsorption die an sich schon kleinen γ -Ausbeuten auf etwa 50% des Maximalwerts heruntergedrückt werden. Unter Umständen ist also eine örtliche Trennung von Meß- und Bezugssubstanz vorteilhafter. Die Neutronenselbstabsorption in der Bezugsquelle muß dann allerdings auch klein sein, so daß nur ein dünnes Target verwendet werden kann.

3.2 Indirekte Methode

Es bleibt die Möglichkeit, die Messungen an der Meß- und Bezugssubstanz unabhängig voneinander durchzuführen. Bei dieser indirekten Methode ist Gold als Bezugssubstanz geeigneter als B^{10} , denn nach dem Neutroneneinfang und β -Zerfall, in der Praxis also nach Abschalten des Reaktors, hat Au

1. ein sehr einfaches, genau bekanntes γ -Spektrum mit einer geeigneten γ -Linie genau bekannter Intensität bei 411,8 keV, die notfalls im direkten Strahl ausgemessen werden kann,
2. einen sehr genau bekannten Einfangsquerschnitt, der bis auf eine — allerdings sehr deutliche — Resonanz bei 4,91 eV einen $1/v$ -Verlauf zeigt,
3. einen kleinen Massenabsorptionskoeffizienten bei 411,8 keV, so daß die Korrektur für die γ -Selbstabsorption klein ist, und
4. günstige Eigenschaften für die Messung der Aktivität nach der $4\pi\beta\gamma$ -Koinzidenzmethode, so daß sich ein sehr genaues Mittel anbietet zur Elimination
 - a) des hier erscheinenden Faktors Φ/Φ^0 (hochgestellter Index 0 für die Bezugssubstanz),
 - b) der hier hauptsächlich durch den Resonanzeinfang bedingten Neutronenselbstabsorption der Quelle, die wegen der kleinen γ -Ausbeute nicht beliebig klein gehalten werden kann, nämlich einfach durch den Vergleich der Aktivität der Goldquelle mit der Aktivität einer dünnen Goldfolie, die neben dem Target mit der Meßsubstanz im Strahlrohr eingebaut war¹. Voraus-

setzung ist allerdings, daß der Reaktor während der ganzen Messung durchläuft und keine zu starken Flußschwankungen aufweist.

3.3 Monitor

Zum Ausgleich der zeitlichen Flußschwankungen des Reaktors (maximal 5%) diente ein zweiter starr aufgebauter Szintillationsmeßkopf als Monitor, dessen NaJ(Tl) -Kristall seitlich am Strahl justiert war. Damit die Monitorzählrate den Flußänderungen spontan folgt, dürfen im Monitor nur Einfang- γ -Linien nachgewiesen werden. Deshalb wurde bei allen Messungen neben der Quelle gegenüber dem Reaktorkern ein zweites Target mit natürlichem Sm_2O_3 befestigt und die Elektronik auf den Nachweis der 333,95 keV-Linie des Sm^{150} ⁸ eingeregelt. Der Abstand war dabei so gewählt, daß einerseits von der Monitorquelle keine Strahlung auf den Spektrometrikristall fiel, andererseits sich die Monitorzählrate bei kleinen Quellverschiebungen (während einer Meßreihe wurden maximal 0,05 mm beobachtet) nur unmerklich änderte. Auf diese Weise wurde ein nicht-spontaner Untergrund von nur einigen Promille erreicht.

4. Energieabhängige Größen

4.1 Reflexfläche

Bei konstanter Winkelgeschwindigkeit ω des Spektrometers wird $\int (N/P)(\vartheta) d\vartheta = \omega \cdot N/P$, d. h. die Reflexfläche läßt sich direkt messen. Da jedoch das Spektrometer am FRM nicht für extrem langsames Durchfahren der Reflexe mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ausgelegt ist, wurden die Reflexflächen durch punktweise Messung bestimmt. Bei je fünf Meßpunkten im ansteigenden und abfallenden Abschnitt des Reflexes betrug der Fehler für die Reflexbreite $w = 1,5^\circ$. Darin sind der Teilkreisfehler des verwendeten Theodoliten, der Beobachtungsfehler und ein systematischer Fehler durch Spektrometerschwingungen enthalten. Zur Erreichung einer Genauigkeit von 1,5% für die Reflexfläche war demnach eine Reflexbreite $w = 100^\circ$ entsprechend einer Quellausbreitung von $b = 0,73 \text{ mm}$ erforderlich. — Linien, die mindestens ihre doppelte Halbwertsbreite als Abstand hatten, waren noch vollständig getrennt. Ihr Energieabstand betrug — wie aus der Differen-

⁸ O. SCHULT, Z. Naturforschg. **16 a**, 927 [1961].

tiation der BRAGGSchen Gleichung folgt –

$$\Delta E \approx 4 w d E^2 / (n c) \quad (3)$$

für E in keV < 600 keV, Ordnung $n \leq 2$, $d = 3,34 \text{ \AA}$ und $c = 12,4 \text{ \AA} \cdot \text{keV}$.

Messungen in höherer als zweiter Ordnung erforderten unvernünftig lange Meßzeiten. Die Auflösung war also besonders im Bereich höherer Energien ziemlich schlecht, so daß in einigen Fällen auch günstig ausgewählte starke Linien bezüglich aller nicht-aufgelösten schwachen Linien entsprechend den bekannten relativen Intensitäten korrigiert werden mußten.

Um einen möglichst kleinen statistischen Fehler zu erhalten, war es wichtig, den Untergrund soweit wie möglich herabzusetzen. Dazu diente ein 17 cm dicker Bleipanzern um Soller kollimator und Detektor und ein passend ausgelegtes Blendensystem im Strahlrohr. Zur Verkleinerung des Anteils durch die Aktivität des Szintillationskristalls und des Bleipanzers wurde ein 2 mm dickes Filter aus Li_2CO_3 in den Strahlengang eingebaut und der Bleipanzern mit Borplastik (B_4C in Niederdruck-Polyäthylen) und einem Paraffin-Borsäuregemisch in flachen Blechdosen umgeben. Durch diese Maßnahme ging der Untergrund im Bereich der 478 keV-Bezugslinie auf etwa den vierten Teil zurück.

4.2 Integrales Reflexionsvermögen

Bei der Messung im direkten Strahl (in 0-ter Ordnung) beträgt die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Quanten pro im Target eingefangenes Neutron

$$N_0/P = 0,01 \cdot q \cdot \Omega \cdot p v a_0 f, \quad (4)$$

wobei a_0 wegen des Faktors $1/\cos \varphi_0$ (φ_0 = BRAGGScher Winkel) bei der Kristalldicke etwas von a abweicht. Zusammen mit Gl. (1) folgt daraus die Bestimmung des integralen Reflexionsvermögens durch Messung einer geeigneten Linie im direkten Strahl und Ausmessung ihrer Reflexionskurve.

Die dynamische Theorie der RÖNTGEN-Beugung² liefert für das integrale Reflexionsvermögen des idealen ebenen Kristalls $R_H^n \sim E^{-1}$, für den ideal-imperfekten Mosaikkristall³ $R_H^n \sim E^{-2}$, bzw. für

große Mosaikverbreitungen und starke Reflexe $R_H^n \sim E^0$. Hervorragend geeignet für eine erste Untersuchung der Energieabhängigkeit gemäß dem Ansatz E^{-x} sind die Linien 412 keV vom Hg^{198} (Muttersubstanz Au) und 103 keV vom Eu^{153} (Muttersubstanz Sm^{152}). Die sorgfältige Messung in 2. Ordnung an einem aus Intensitätsgründen im 10-mal größeren Fluß des Reaktorkerns bestrahlten und nachträglich in das Strahlrohr eingebauten Golddrähtchen und an der aktiven Sm^{152} -Quelle ergab nach Berechnung (Au) bzw. Messung (Sm) der kleinen Störungen im direkten Strahl^{9, 10}:

$$x = 1,006 \pm 0,010.$$

Diesen Wert hat ebenfalls BUSCHHORN¹¹ gefunden.

Das Ergebnis spricht dafür, daß sich der Kristall in 2. Ordnung wie ein Idealkristall verhält. Da theoretische Erwägungen Änderungen im Verhalten des integralen Reflexionsvermögens nur für schwächere Reflexe und größere γ -Energien erwarten lassen², ist die Ausdehnung der gemessenen Energieabhängigkeit über 103 keV hinaus zu kleineren Energien unbedenklich, solange der Beitrag der anomalen Dispersion der K-Elektronen des Si im Quarz zum Atomformfaktor vernachlässigt werden kann¹², also sicher bis herab zur niederenergetischen Nachweisgrenze des Spektrometers bei 20 keV. Die Gültigkeit der Extrapolation wurde für die stärkste RÖNTGEN-Linie des aktiven Sm^{152} (40,2 keV) bestätigt. Dabei wurde die Störung im direkten Strahl durch die anderen RÖNTGEN-K-Linien und durch die beiden stärksten Aktivierungslinien¹⁰ in 1. Ordnung einzeln gemessen und auf die 0-te Ordnung umgerechnet.

Für die Extrapolation sprechen auch (10T)-Transmissionmessungen an ebenen Kristallen von BROGREN¹³, die bis herab zu einigen keV ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem E^{-1} -Verlauf zeigen. Daß auch im leicht gekrümmten Kristall mit Mosaikverhalten bei kleinen Energien die funktionelle Energieabhängigkeit des integralen Reflexionsvermögens sich der des Idealkristalls nähert, ist den Messungen von SCHARSCHMIDT et al.¹⁴ zu entnehmen. – Für die schwächeren Reflexe an der (310)-Ebene bzw. (110)-Ebene haben dagegen zahlreiche Autoren

⁹ D. STROMINGER, J. M. HOLLANDER u. G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. **30**, 774 [1958].

¹⁰ T. SUTER, P. REYES-SUTER, S. GUSTAFSSON u. I. MARKLUND, Nucl. Phys. **29**, 33 [1962].

¹¹ G. BUSCHHORN, Z. Naturforschg. **17 a**, 241 [1962].

¹² H. HÖNL, Z. Phys. **84**, 1 [1933].

¹³ G. BROGREN, Arkiv Fysik **22**, 267 [1962].

¹⁴ J. SCHARSCHMIDT, H. KLAPPER u. A. ARENHOVEL, Z. Phys. **180**, 317 [1964].

beim Quarz den E^{-2} -Verlauf des idealen Mosaik-kristalls gefunden¹⁵⁻¹⁹.

Die Messung an einer starken B^{10} -Quelle ergab, daß die E^{-1} -Abhängigkeit auch bis 478 keV gültig ist. Der Untergrund im direkten Strahl wurde mit Hilfe einer homologen BeO -Quelle bestimmt, die etwa die gleichen Eigenschaften bezüglich der Neutronenstreuung und der Streuung der Kern- γ -Strahlung hat.

Ferner wurde für zahlreiche starke Linien im gesamten Meßbereich das Verhältnis des integralen Reflexionsvermögens in 1. und 2. Ordnung gemessen. Es ergab sich entgegen den Erwartungen aus der Theorie für den Idealkristall nur für Energien $< 78,2$ keV: $R^1/R^2 = \text{const} = 1,75$, ansonsten jedoch (durch Ausgleichsrechnung) gemäß Abb. 1

$$R^1/R^2 = c_1 E + c_2 \quad (5)$$

mit $c_1 = 5,50 \cdot 10^{-3}$, $c_2 = 1,32$ und E in keV. Der Fehler beträgt im Mittel 1%. Auffallend war die Tatsache, daß die Koeffizienten c_1 und c_2 von der Kristallöffnung abhängen. Für eine schmale Öffnung in der Kristallmitte wurde jedenfalls bei 412 keV nur ein Wert 3,15 gegenüber dem Wert 3,60 in Abb. 1 gemessen.

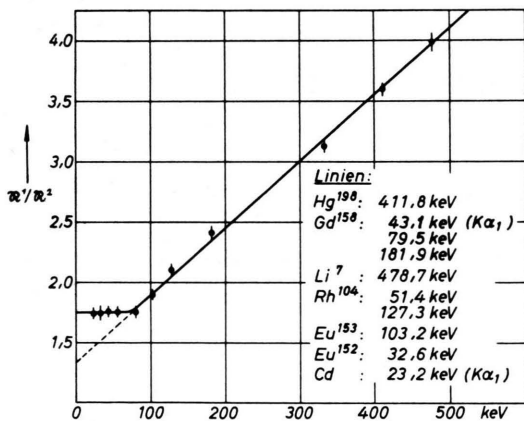


Abb. 1. Verhältnis des integralen Reflexionsvermögens in 1. und 2. Ordnung.

4.3 Detektornachweiswahrscheinlichkeit

Als Detektor wurde ein $1\frac{1}{2}'' \phi \times \frac{1}{2}''$ -NaJ(Tl)-Szintillationskristall in Verbindung mit einem Multiplier vom Typ RCA 6655 verwendet. Bei großem

Abstand der Quelle vom Spektrometerkristall darf wegen der sehr kleinen Divergenz des einfallenden Strahlenbündels für die Berechnung der totalen Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors

$$p = 1 - \exp[-\varrho(\mu/\varrho) d] \quad (6)$$

angesetzt werden, wobei d = Dicke des Szintillationskristalls. Da bei der kohärenten Streuung keine Energie an den Kristall abgegeben wird, ist für (μ/ϱ) der diesbezüglich korrigierte Massenabsorptionskoeffizient einzusetzen. Es wurden die theoretisch berechneten Werte in der Arbeit von LEIPUNSKI et al.²⁰ herangezogen, die auf $\pm 1,5\%$ mit genauen experimentellen Werten von WIEDENBECK²¹ übereinstimmen.

4.4 Kanaldurchlaßwahrscheinlichkeit

Die Kanaldurchlaßwahrscheinlichkeit ist im allgemeinen von 1 verschieden. Sie ist eine Funktion der Diskriminator-Variablen Kanalbreite und Kanalhöhe, der Verstärkung und der Multiplierhochspannung. Um einen reproduzierbaren Wert zu erhalten, wurde folgender Weg eingeschlagen: Die stark voneinander abhängigen Variablen des Einkanals und die nur stufenweise regelbare Verstärkung wurden fest eingestellt und nur die Multiplierhochspannung H jeweils bis zum maximalen Nachweis des Photopeaks eingeregelt. Die Abb. 2 zeigt zwei Beispiele.

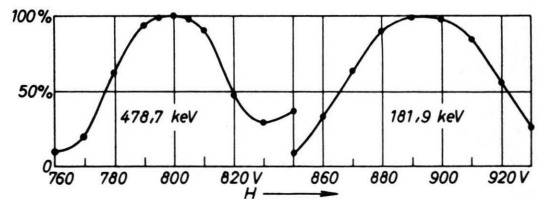


Abb. 2. Abhängigkeit der Zählrate von der Multiplier-Hochspannung H .

Die eingeregelte Hochspannung für eine bestimmte Energie verschiebt sich bei langen Meßzeiten langsam zu niedrigeren, bei längerer Unterbrechung der Messung zu höheren Spannungen, was vermutlich auf den Aufbau bzw. die Ausheilung von Fehlstellen in der Photokathode bzw. in den Dynoden des Multipliers zurückzuführen ist. Deshalb müssen die Einstellungen laufend nachkontrolliert werden. Diese

¹⁵ U. GRUBER, Z. Phys. **178**, 472 [1964].

¹⁶ W. MOLL, Z. Naturforsch. **20 a**, 730 [1965].

¹⁷ D. A. LIND, W. W. WEST u. J. W. M. DU-MOND, Phys. Rev. **77**, 475 [1950].

¹⁸ P. BERGVALL, Arkiv Fysik **17**, 125 [1960].

¹⁹ O. I. SUMBAEV, Soviet Phys. — JETP **5**, 170 [1957].

²⁰ B. LEIPUNSKI, V. NOVOZHILOV u. V. N. SAKKAROV, The Propagation of γ -Quanta in Matter, Pergamon Press, New York 1965.

²¹ M. WIEDENBECK, Phys. Rev. **126**, 1009 [1962].

Kontrolle und überhaupt die Einstellung auf eine bestimmte γ -Energie werden durch die Tatsache erleichtert, daß die Funktion $H(E)$ in doppelt-logarithmischer Darstellung praktisch eine Gerade ergibt (Abb. 3). Es genügt zu Beginn einer Meßreihe die Gerade $H(E)$, aus der die Einstellungen für die einzelnen Linien direkt entnommen werden können, durch zwei Eichpunkte festzulegen und ihre Lage jeden Tag einmal zu kontrollieren. Als Eichlinien mit kurzen Meßzeiten sind besonders die starken $K\alpha_1$ -RÖNTGEN-Linien der Meßsubstanzen und die 478 keV-Bezugslinie bzw. die 412 keV-Linie einer aktiven Goldfolie, die in die Nähe des Meßkopfs gebracht wird, geeignet. Die Einstellung von H nach dem beschriebenen Verfahren war für den vorliegenden Diskriminator unabhängig von der Zählrate und mit einem systematischen Fehler von weniger als 1% Abweichung von der maximalen Zählrate verknüpft.

Die Kanaldurchlaßwahrscheinlichkeit v – also hier das Verhältnis Photopeak-Ausschnitt zum Integral über die gesamte Impulshöhenverteilung – ändert sich bei kleinen Verschiebungen von H nicht und läßt sich für starke Linien durch eine parallele Einkanal- und Vielkanalmessung sehr genau bestimmen. $v(E)$ ist stark von den Eigenschaften des Systems Verstärker-Einkanaldiskriminator abhängig, muß also bei jeder Änderung des Systems neu aufgenommen werden.

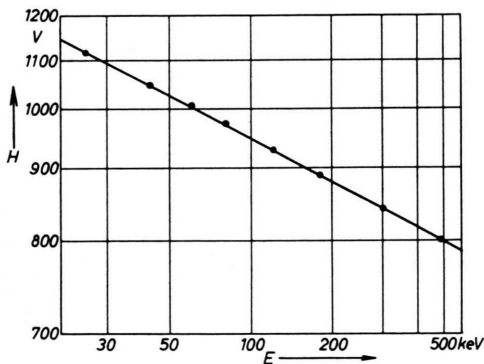


Abb. 3. Multiplierhochspannung H für verschiedene Energien E .

4.5 Quellenunabhängige γ -Absorption

Die kleinen Beiträge zum Verlust an γ -Strahlung auf dem Weg von der Quelle bis zum Detektor durch die Quelhülle, das Abschlußfenster des Strahlrohrs (40 μ -Hostaphanfolie) und den Luftweg wurden mit Hilfe der Werte im NBS-Circular²² berech-

net, die Beiträge durch den 3 mm dicken Quarzkristall des Spektrometers und das Neutronenfilter wurden gemessen, da die theoretischen Absorptionskoeffizienten für kleine Ordnungszahlen nur auf etwa 10% genau sind und außerdem die Dichte und Dicke des Neutronenfilters schwer bestimmbar war. Für die Messung stand ein Stück aus der Quarzplatte zur Verfügung, aus der der Spektrometerkristall herausgeschnitten ist. Es wurden die starken Linien des Gd^{158} herangezogen und Zwischenwerte mit Hilfe der theoretischen Werte durch Angleichung an die Meßwerte berechnet. Wählt man eine breite Quellform, die trapezförmige Linien liefert, so ist eine eventuelle Spektrometerschwingung vernachlässigbar und eine Meßgenauigkeit von einigen Promille erreichbar.

4.6 γ -Selbstabsorption

Die Ursache für die in der Einleitung erwähnte Trennung in Energie- und Intensitätsmessungen stellt die γ -Selbstabsorption im Target dar. Bei schmalen, aber tiefen Quellen, mit denen allein optimale Zählraten und gute Auflösung erreicht werden können, hängt die γ -Selbstabsorption bereits stark von kleinen Verdrehungen der Quelle gegen die Strahlrohrachse ab. Da es praktisch sehr schwierig ist, eine Folie so in das Strahlrohr einzujustieren, daß der Kristall nichts von ihren Flanken sieht, bleiben folgende drei Möglichkeiten: a) Quellen mit vernachlässigbarer Selbstabsorption, b) zylindrische Quellen, bei denen die Abhängigkeit von der Justierung herausfällt und c) breite, nicht zu tiefe Quellen, bei denen die Justierung nur einen geringen Einfluß hat.

Die Möglichkeit a) kommt in der Regel wegen zu kleiner Quantenausbeuten nicht in Frage, b) und c) erlauben eine Korrektur nur bei bekannten Werten für den Radius r , bzw. die Tiefe d und Dichte ρ , die außerdem konstant sein müssen. Da aber die meisten Isotope angereichert nur als pulverförmige Oxyde vorlagen und sich deshalb nur äußerst schwierig Quellen herstellen ließen, bei denen das effektive Produkt $\rho(\mu/\rho)d$ genauer als auf 10% angegeben werden kann, wurde ein Weg eingeschlagen, der es erlaubt, die γ -Selbstabsorption durch eine zusätzliche Messung zu bestimmen und damit größere Substanzmengen zu verwenden.

²² G. W. GRODSTEIN, Nat. Bur. Stand. Circular 583, Washington 1957, and R. T. MCGINNIES, Nat. Bur. Stand. Supplement to Circular 583, Washington 1959.

Dieser Weg ist folgender: Die Quellschubstanz wird in passende Aluminium-Rähmchen, die auf eine durchsichtige Folie (Tesaflim) aufgeklebt sind, eingepreßt und mit Tesaflim abgedeckt. Die gefüllten Rähmchen werden auf einen 60 mm dicken Eisenblock aufgeklebt, der mit einer etwas kleineren Öffnung als die Rähmchen versehen ist, und zwar mit Hilfe eines Mikroskops so, daß über der Öffnung nichts vom Rähmchen zu liegen kommt. Wird durch Verkipfung und Verdrehung des Blocks die Öffnung parallel zum einfallenden γ -Strahl ausgerichtet, so kann bei genügend großer Intensität – wie sie von einer starken $\text{Gd}_2^{157}\text{O}_3$ -Quelle bei den geeigneten Energien 43,1 keV ($K\alpha_1$), 79,5 keV und 181,9 keV zur Verfügung steht – die γ -Absorption für die durchgehende Strahlung gemessen werden. Aus dieser folgt die Selbstabsorption gemäß ¹

$$f = (1 - Z/Z_0) / \ln(Z_0/Z), \quad (7)$$

dabei ist Z bzw. Z_0 die Impulsrate pro Monitorimpuls mit bzw. ohne Quelle. Es läßt sich zeigen, daß eine Schwankung des Produkts $u = (\mu/\rho) \cdot \rho \cdot d$ von 10% einen systematischen Fehler von höchstens 1,8% für $u < 2$ ergibt¹. Da die Energieabhängigkeit von u bekannt ist, genügt ein Meßpunkt vor und hinter der K-Kante. Zwischen gemessenen Werten u_0 und den gesuchten Werten $u(E)$ gilt:

$$u = u_0 (E/E_0)^{-\alpha}$$

$$\text{mit } \alpha = 2,56 + 3,5 \cdot 10^{-3} (73 - Z) \pm 0,02. \quad (8)$$

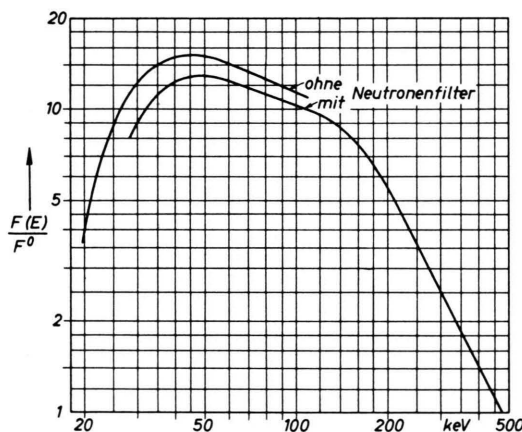


Abb. 4. Eichkurve $F(E)/F^0 = (R/R^0) \cdot (p/p^0) \cdot (v/v^0) \cdot (a/a^0)$ in 1. Ordnung.

Diese Interpolationsformel folgt aus den Meßwerten nach WIEDENBECK²¹ für Sn und Ta durch Ausgleichsrechnung.

Um die Herstellung der Rähmchen und die eben beschriebene Messung noch einigermaßen bequem zu gestalten, wurde für die Quellschubstanz $b = 1,0$ mm gewählt (vgl. Abschn. 4.1). Eine im Hinblick auf die Quelljustierung noch vernünftige Quelltiefe ist dann etwa 0,5 mm.

4.7 Energieabhängiger Fehler der Eichung

Der totale energieabhängige Fehler der Eichung setzt sich aus den Fehlern der Größen R , p , v und a zusammen. Der Quotient

$$F/F^0 = (R/R^0) \cdot (p/p^0) \cdot (v/v^0) \cdot (a/a^0)$$

ist in Abb. 4 für B^{10} als Bezugsschubstanz dargestellt. Sein Fehler ist um so größer, je weiter die Energie der fraglichen Linie von der Energie 478 keV der Bezugslinie entfernt ist. Für eine Messung bei 478 keV wird der Fehler selbstverständlich Null. Diese Tatsache gibt die Abb. 5 wieder, die auch zeigt, daß nach der beschriebenen Methode eine gute Meßgenauigkeit erzielt werden kann.

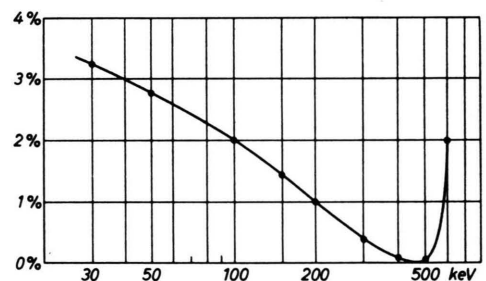


Abb. 5. Meßfehler $\Delta(F/F^0)/(F/F^0)$ in 2. Ordnung. Der Eichfehler in 1. Ordnung ist etwa gleich groß.

5. Die energie-unabhängigen Größen

5.1 Die Absolutintensitäten der Bezugslinien

Die Absolutintensität der Bezugslinie folgt für Gold als Bezugsschubstanz aus dem Verzweungsverhältnis der γ -Übergänge beim Zerfall⁹ und aus den Konversionskoeffizienten²³, für B^{10} aus dem Verzweungsverhältnis der Reaktion $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^{7*}(\text{Li}^7)$

²³ W. H. G. LEWIN, B. v. NOOIJEN, C. W. E. v. EIJK u. A. H. WAPSTRA, Nucl. Phys **48**, 159 [1963].

²⁴ H. F. BRINKMANN u. D. GERBER, Kernenergie **3**, Heft 4 [1960].

²⁵ S. MALMSKOG, Physica **29**, 987 [1963].

²⁶ M. E. ROSE, Internal Conversion Coefficients, North Holland Publishing Co., Amsterdam 1958.

²⁷ L. A. SLIV u. I. M. BAND, Coefficients of the Internal Conversion of γ -Radiation, Academy of Science USSR, Moscow-Leningrad 1956.

(l. c. ^{24, 25}). Die innere Konversion ist hier vernachlässigbar ^{26, 27}. Es ist Bezugssubstanz B^{10} :

$$E = 478,7 \text{ keV}, \quad q = 94,0 \pm 0,2;$$

Bezugssubstanz Au^{197} :

$$E = 411,8 \text{ keV}, \quad q = 96,0 \pm 0,4.$$

5.2 Isotopenanteil der verwendeten Substanzen

Zahlreiche Messungen wurden mit angereicherten Isotopen (vom Oak Ridge National Laboratory, Tenn., USA) mit bekanntem Isotopenanteil durchgeführt. Ausnahmen waren die Reinisotope Rh, Ho, Au, sowie die Isotope Sm^{149} und Cd^{113} , für die der Anteil im natürlichen Isotopengemisch angesetzt wurde ^{28, 29}.

Der Boranteil der beiden verwendeten Borproben mit natürlichem und angereichertem Bor wurde durch eine quantitative chemische Analyse bestimmt, das Isotopenverhältnis massenspektroskopisch durch das Zentralbüro für Kernmessungen in Geel, Belgien. Bei allen Substanzen (Reinheitsgrad 99,9% oder besser) mit Ausnahme von Rh standen spektroskopische Daten über Verunreinigungen zur Verfügung.

5.3 Massenverhältnis

5.31 Berechnung der Massenverhältnisse: Angereichertes amorphes Bor hat einen makroskopischen Wirkungsquerschnitt von rund 500 cm^{-1} , also eine Relaxationslänge für Neutronen von 0,02 mm. Der Neutroneneinfang erfolgt also hauptsächlich in einer dünnen Oberflächenschicht. Die Folge ist eine Reflexionskurve mit steilen, sehr schmalen Spitzen an den Rändern für quaderförmige Quellen. Bei dünnen und schräg zur Strahlrohrachse aufgehängten Quellen tritt diese spezielle Erscheinung der Neutronenselbstabsorption praktisch nicht auf, was bei Sm^{149} , Gd^{155} und Gd^{157} mit sehr kleiner γ -Selbstabsorption ausgenutzt wurde. In den übrigen Fällen wurde entweder natürliches amorphes Bor verwendet, oder die Mischung zur Erhöhung der Relaxationslänge R mit BeO verdünnt.

Messungen an zwei Probequellen zeigten, daß $R = 0,2 \text{ mm}$ die n-Selbstabsorption im Reflex nur noch schwach erkennen läßt, und daß zur Erreichung einer günstig hohen Zählrate in der Bezugslinie (1%

Fehler bei 3 min Meßzeit pro Meßpunkt und 25 Meßpunkten im Reflex) $m^0(B^{10}) = 0,4 \text{ mg}$ gewählt werden mußte. Aus diesen Bedingungen ließen sich die günstigsten Konzentrationen $c = m/m^0$ und $c_0 = m + m^0/m(BeO)$ sehr einfach bestimmen.

5.32 Herstellung der Mischungen: Untersucht man die verschiedenen Möglichkeiten der homogenen Mischung einer borhaltigen Substanz mit den Meßsubstanzen, so zeigt sich, daß die besten Ergebnisse mit amorphem Bor erzielt werden. Außerdem läßt sich der fortschreitende Grad der Vermischung wegen der meist helleren Färbung der Quellschubstanz unter einem Mikroskop deutlich verfolgen.

Um den Zahlenwert des Massenverhältnisses m/m^0 , das allein in die Messung eingeht, möglichst genau zu erhalten, wurden die beiden Substanzen einem dünnen Glasplättchen zugewogen, auf dem anschließend durch abwechselndes Verreiben und Aufhäufen der Substanz mit einer Spatel die Mischung vorgenommen wurde. In zwei Fällen, wo der Verlust an Substanz nach der Mischung mehr als 0,5% betrug, wurde die Mischung wiederholt.

Bei größerer Sorgfalt gelingen Mischungen, bei denen sich eine Inhomogenität auch bei 150-facher Vergrößerung nicht mehr nachweisen läßt. Die Korngröße ist dann sicher kleiner als 1μ , so daß sich diesbezügliche Korrekturen erübrigen. Im Hinblick auf einen systematischen Fehler beim Mischen ist $c > 5$ ungünstig. Durch eine nachträgliche Zumischung von BeO wird das Mischungsverhältnis nicht mehr geändert.

5.33 Anfertigung der Quellen: Als Quellumhüllung dienten Reinstaluminium-Rähmchen auf Tesafilm mit einer sorgfältig ausgefeilten Öffnung von 1,0 mm Breite, 0,5 bis 0,6 mm Tiefe und 5,0 mm Höhe, sowie einer Rähmchenbreite von 0,5 mm. Die reinen Substanzen bzw. die Mischungen wurden eingepreßt und die gefüllten Rähmchen nach sorgfältiger Reinigung der Ränder mit Tesafilm verklebt. Vor jeder Wägung wurden sämtliche Substanzen bzw. Mischungen einige Stunden bei etwa 300°C getrocknet.

5.4 Neutroneneinfang

5.41 Einfangsquerschnitt und Abweichung vom $1/v$ -Verlauf: Die für den Vergleich von Meß- und

²⁸ H. E. DUCKWORTH, Progr. Nucl. Phys. 6, 138, Pergamon Press, New York 1957.

²⁹ W. H. JOHNSON JR. u. A. O. NIER, Phys. Rev. 105, 1014 [1957].

Bezugssubstanz benötigten Einfangsquerschnitte für Neutronen mit definierter Geschwindigkeit, Kurven $\sigma(E)$ und Resonanzparameter sind der Literatur (l. c. ³⁰⁻³³) entnommen. Die Fehler liegen bei einigen Prozent. Die Werte für die Bezugssubstanzen sind dagegen sehr genau bekannt:

$$\begin{aligned} \text{Au: } \sigma_0 &= 98,8 \pm 0,3 \text{ b} \quad (v_0 = 2200 \text{ m/s})^{34}, \\ \text{B}^{10}: \sigma_0 &= 4017 \pm 32 \text{ b} \quad (v_0 = 2200 \text{ m/s})^{35}. \end{aligned}$$

Die Korrektur für die Abweichung des Einfangsquerschnittes vom $1/v$ -Verlauf und die Neutronenselbstabsorption im thermischen Bereich wird für Mischquellen unter der Voraussetzung, daß das Target für Neutronen praktisch undurchlässig ist ¹,

$$\frac{g}{g^0} = \frac{\frac{1}{\sigma} \int_0^E \frac{\sigma(E) \cdot \Phi(E)}{\sum_i m_i \cdot \sigma_i(E)/M_i} dE}{\frac{1}{\sigma^0} \int_0^E \frac{\sigma^0(E) \cdot \Phi(E)}{\sum_i m_i \cdot \sigma_i(E)/M_i} dE}, \quad (9)$$

wobei m_i = Masse des i -ten Isotops (bzw. Verunreinigung) und M_i = Molekulargewicht, und nach WESTCOTT ³⁶ die Korrektur so definiert ist, daß (g/g^0) für verschwindende Neutronenselbstabsorption die Abweichung vom $1/v$ -Verlauf berücksichtigt, sonst aber $(g/g^0) = 1$ wird. Die Klammer um den g -Quotienten soll andeuten, daß Zähler und Nenner durch die gleiche Summe über alle makroskopischen Einfangsquerschnitte miteinander verknüpft sind. Für reine Substanzen beträgt die Korrektur in 1. Näherung

$$g = g_W \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \bar{d} \cdot \sum_i (\sigma_0)_i \mathcal{N}_i \right), \quad (10)$$

wobei g_W = g -Faktor nach WESTCOTT ³⁶ und \bar{d} = Quelldicke gemittelt über alle Neutroneneinfangsrichtungen unter Berücksichtigung von Abschnitt 5.43.

Für den Fluß wurde ein MAXWELL-Spektrum Φ (300 °C) und ein $1/E$ -Resonanzspektrum Φ_R angenommen ³⁷ und beide Spektren zur Vereinfachung der Rechnung nach oben bzw. unten an der Stelle $\Phi = \Phi_R$ abgeschnitten.

In Tab. 2 sind die berechneten (g/g^0) -Werte für die verwendeten Mischquellen eingetragen und die Grenzenenergien angegeben, bis zu denen integriert wurde. Die Tabelle enthält ferner die Werte g_W nach WESTCOTT für die reinen Substanzen ohne Neutronenselbstabsorption.

5.42 Resonanzeinjang: In den effektiven Einfangsquerschnitt $\hat{\sigma}$ wurde das Resonanzintegral eingeführt und deshalb hier entgegen der WESTCOTT-Konvention ³⁶

$$\hat{\sigma} = \sigma g (1 + \varepsilon) \quad (11)$$

angesetzt, mit

$$\varepsilon = \frac{I_{\text{eff}}}{\sigma g} \cdot \frac{\Phi_R}{\Phi} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_0.$$

Die effektiven Resonanzintegrale I_{eff} wurden aus den Resonanzparametern berechnet unter Berücksichtigung der Neutronenselbstabsorption in den teilweise sehr hohen Resonanzen. Standen Meßwerte zur Verfügung (Zusammenfassung in ³⁸), so wurden diese berücksichtigt. Eine Korrektur bezüglich der DOPPLER-Verbreiterung der Resonanzniveaus erübrigte sich, da ausschließlich unkorrigierte Meßwerte entlehnt wurden.

Das Verhältnis des Resonanzflusses zum thermischen Fluß wurde über die Messung des Cd-Verhältnisses geeigneter Goldfolien bestimmt ³⁹. Im Hinblick auf die Korrektur der Neutronenselbstabsorption in der Goldresonanz und der Neutronenabsorption in der Cd-Umhüllung war eine Aufhängung der Folien parallel zur Strahlrohrachse (Längsaufhängung) vorteilhaft ¹. Es ergab sich für zwei verschiedene Kernanordnungen: $\Phi_R/\Phi = 0,0265 \pm 5\%$.

5.43 Neutronenselbstabsorption: Die Messungen an Substanzen mit kleinen effektiven Einfangsquerschnitten wurden in der vorliegenden Arbeit indirekt durchgeführt. Für die Verteilung des Flusses über die verschiedenen Einfallsrichtungen der Neutronen, die hier für die erforderliche Bestimmung der Neutronenselbstabsorption benötigt wird, wurde zwecks

³⁰ D. J. HUGHES et al., Neutron Cross Section Tables, BNL 325 [1955], Supplement 1 [1957] and Supplement 1, 2nd Edition [1960].

³¹ C. H. WESTCOTT, AECL 1101 [1960].

³² N. J. PATTENDEN, Proc. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. 16, P/11.

³³ L. S. DANEL'YAN, Y. V. ADAMCHUK, S. S. MOSKALEV, M. I. PEVZNER u. S. S. YSTREBOV, At. Energ. USSR 16, 58 [1964].

³⁴ F. T. GOULD, T. I. TAYLOR, W. W. HAVENS, B. M. RUSTAD u. E. MELKONIAN, Nucl. Sci. Eng. 8, 453 [1960].

³⁵ J. R. STEHN, M. D. GOLDBERG, B. A. MAGURNO u. R. WIENER-CHASMAN, BNL 325 (2nd Ed.), Supplement 2 (Vol. I) [1964].

³⁶ C. H. WESTCOTT, W. H. WALKER u. T. K. ALEXANDER, Proc. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. 16, P/202.

³⁷ W. KÖHLER, Z. Naturforsch. 16a, 936 [1961] und FRM-Bericht 26 [1960].

³⁸ K. H. BECKURTS u. K. WIRTZ, Neutron Physics, Springer-Verlag Inc., New York 1964.

³⁹ W. MÄNNER u. T. SPRINGER, Nukleonik 1, 337 [1959].

einfacherer Rechnung im geometrischen Bereich des Reaktorkerns $\Phi = \text{const}$, also isotrop, außerhalb $\Phi = 0$ angesetzt. Die Genauigkeit beträgt für diese grobe Näherung nur ungefähr 10%. Die Neutronen-selbstabsorption sollte deshalb 15% nicht wesentlich überschreiten. Diese Bedingung lieferte die Grenze für die Messung nach der indirekten Methode.

5.5 Relative Aktivität der Goldfolie und Goldquelle

Für die Messung der relativen Aktivitäten der Goldquelle und der (5μ dicken) Goldbezugsfolie bei der indirekten Methode wurde eine $4\pi\beta\gamma$ -Koinzidenzapparatur mit methandurchflossenem 4π -Proportionalzählrohr für den β -Nachweis und Szintillationszähler für den γ -Nachweis benutzt⁴⁰. Damit der Einfluß der Totzeiten und Koinzidenztrennzeiten klein blieb, durfte die Aktivität des eingebauten Präparats einige μC nicht überschreiten. Die aktive Goldquelle und Goldfolie mußte deshalb vor der Messung entweder chemisch unterteilt werden oder genügend lange abklingen. Um den systematischen Fehler bei der chemischen Unterteilung zu umgehen, wurde letzterer Weg eingeschlagen.

Bei Relativmessungen fällt der mit der Abklingdauer wachsende Fehler der Halbwertszeit heraus, wenn die Abklingzeiten für die zu vergleichenden Aktivitäten etwa gleich groß gewählt werden. Um dies zu ermöglichen, wurde die Goldquelle aus 10 gleichartigen Goldfolien zusammengesetzt und jede Folie einzeln ausgemessen. Da auf diese Weise sämtliche Präparate gleiche Dimensionen haben und auch entsprechende Zählraten nahezu gleich groß sind, kürzen sich sämtliche systematischen Fehler heraus^{41, 42}.

5.6 Raumwinkel und Neutronenfluß

Die entscheidende Tatsache beim beschriebenen Vergleich mit den Bezugslinien ist, daß sich der Raumwinkel und der thermische Fluß herauskürzen. Trotzdem sind einige Bemerkungen über diese Größen angebracht.

Bei Drehungen des Spektrometers muß der Kollimator dem reflektierten Strahl genau folgen, wenn der Raumwinkel des direkten Strahls erhalten bleiben soll. Die Parallelgrammführung des Spektrometers am FRM, durch die die notwendige 1:2-Bedingung für den Kristall- und Kollimatordreh-

winkel erreicht wird, wurde so genau justiert, daß diese Bedingung in jedem Fall erfüllt war.

Alle Quellen, die mit Kupferfäden von 0,05 mm Durchmesser an einer Quellenführung aus dünnen Aluminiumrohren aufgehängt waren, wurden mit Hilfe eines Fluchtfernrohrs und zweier Fadenkreuze im Strahlrohr neben dem Reaktorkern für optimalen γ -Nachweis justiert. Eine eventuell vorhandene und durch den Vergleich von Kristall-Nullposition und Maximum der Kollimatordurchlaßfunktion bestimmbare Dejustierung der Quelle (Strahlrohrverschiebungen beim Anheizen des Reaktors!) muß bei der indirekten Methode berücksichtigt werden. — Der thermische Neutronenfluß wurde für zwei prinzipiell verschiedene Kernanordnungen durch Aktivierung von Goldfolien in Längsaufhängung gemessen. Durch Bestimmung der Absolutaktivität⁴² ergab sich:

$$\Phi = 2,15 \cdot 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

bzw. $\Phi = 1,86 \cdot 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$

5.7 Energieunabhängiger Fehler

Der energieunabhängige Fehler ist in den meisten Fällen im wesentlichen bestimmt durch die Fehler der Literaturwerte über den Neutroneneinfang. Der Fehler der übrigen Größen ist nahezu konstant und betrug im vorliegenden Fall für die direkte Methode 2,0%, für die indirekte Methode 2,4%. Diese Werte zeigen unter Berücksichtigung von Abb. 5, daß die beschriebenen Meßmethoden genaue Werte liefern, wenn genaue Daten über den Neutroneneinfang bekannt sind, und wenn es gelingt, die Reflexfläche entsprechend genau auszumessen.

Bei kleinen Einfangsquerschnitten ($\sigma \approx 100 \text{ b}$), kleinen γ -Intensitäten und hohen Energien kann für Messungen am Spektrometer im RFM ein kleiner statistischer Fehler für die Reflexfläche nur bei sehr hohen Meßzeiten erreicht werden. Dies ist der Grund dafür, daß bei einer Anzahl von Messungen die prinzipielle Meßgenauigkeit erheblich überschritten ist.

6. Meßautomatik

Für die Messung wurde eine Automatik zur Aufzeichnung der Impulszahlen von Monitor und Spektrometer und zur Steuerung der schrittweisen Spek-

⁴⁰ K. KLEMT, Nukleonik 5, 322 [1963].

⁴¹ G. WOLF, Nukleonik 2, 255 [1960].

⁴² H. A. NEUMANN, in Vorbereitung.

trometerbewegung gebaut, so daß bei der Aufnahme einer Reflexionskurve nur die Winkelstellungen des Spektrometers am Theodolit abgelesen werden mußten. Die Funktion ist der Abb. 6 zu entnehmen.

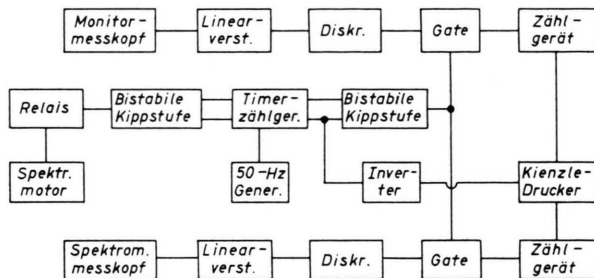


Abb. 6. Blockschaltbild.

Lief die Messung über eine Reflexionskurve bei Abwesenheit, so wurde das Spektrometer am Ende der automatischen Meßperiode nach Ablesen des erreichten Endwinkels manuell auf den Ausgangswinkel zurückgestellt und nachträglich schrittweise die Winkel für die festen Stellungen des Spektrometers abgelesen. In drei Fällen, wo die Abweichung des manuellen Endwinkels vom automatischen mehr als 4° (Fehler $>3\%$) betrug, blieb die Messung unberücksichtigt. Bei allen Eichmessungen und mindestens einmal für jede Linie zur Kontrolle wurden jedoch sämtliche Winkel direkt während des Meßvorgangs abgelesen.

7. Meßergebnisse

7.1 Meßwerte

Die gemessenen Intensitäten q sind in Tab. 1 zusammengestellt. Der Fehler ist entsprechend dem Ausdruck $q = q_r Q$ aufgeschlüsselt. Dabei bedeuten:

q = Anzahl der γ -Quanten pro 100 Neutroneneinfänge (Zerfälle),

q_r = Relativintensität (in diesem Ausdruck sind sämtliche energieabhängigen Größen zusammengefaßt),

Q = energieunabhängiger Faktor.

Die in der Spalte „Bemerkung“ auftretende Ziffer bezeichnet die Ordnung n , in der gemessen wurde. Die Buchstaben bedeuten:

- n Der Meßwert entspricht der Summe der Intensitäten aller nicht-aufgelösten Linien für eine 1,0 mm breite Quelle (siehe Abschn. 4.1).

Isotop	Energie keV	q Quanten pro 100 Ein- fänge, Zer- fälle	$\Delta q/q$ %	$\Delta q_r/q_r$ %	Be- mer- kung	Lite- ratur- hin- weise
^{104}Rh	51,422	10,7	5,1	3,5	1a	11, 43
	97,114	18,4	4,5	2,4	1a	
	127,318	4,41	4,5	2,6	2a	
	180,859	20,9	4,8	2,8	2k (26,4%)	
	217,915	6,45	7,9	7,0	1k (123%)	44
^{114}Cd	95,892	1,07	6,3	3,1	1n	
	558,09	72,3	6,1	2,7	2n	
^{150}Sm	333,946	67,0	6,5	1,9	2n	8
^{153}Sm	439,398	36,2	6,5	1,9	2n	
	35,847	2,60	5,4	3,7	1n	8
^{152}Eu	90,875	3,57	5,4	3,8	1n	
	166,646	2,37	10	9,4	1n	
	182,901	3,30	13	12	1n	
	32,634	13,7	4,7	3,9	1a	8
^{153}Eu	77,261	4,32	4,4	3,0	1a	
	89,850	41,5	4,3	2,7	1a	
	69,675	5,41	5,9	4,4	1a	8
^{154}Eu	103,181	28,3	4,4	2,0	1a	
	28,817	1,35	9,1	6,6	1n	44
	68,172	30,5	7,0	3,1	1n	
^{156}Gd	100,859	7,47	7,7	4,4	1n	
	121,779	3,10	13	11	1n	
	88,967	18,2	5,5	2,6	1n	8
^{158}Gd	199,216	32,5	5,2	2,2	1n	
	79,510	11,2	4,6	2,7	1n	8
	181,938	27,3	4,2	2,0	1n	
^{162}Dy	255,695	1,31	5,2	3,7	1n	
	277,583	1,71	4,8	3,0	1n	
	80,661	12,7	8,0	2,8	1a	45
^{163}Dy	185,003	38,9	7,8	2,3	1k (7,0%)	
	260,075	7,53	12	9,0	2k (6,7%)	
	73,437	1,56	10	4,7	2k (20,5%)	45
^{164}Dy	167,343	1,27	12	8,8	1k (82,3%)	
	250,87	9,85	10	4,6	2a	
	73,392	8,00	12	3,8	2k (6,0%)	46
^{165}Dy	148,696	1,92	14	8,1	1k (6,6%)	
	168,838	20,0	12	3,7	1a	
	215,08	11,6	12	5,0	1k (40,3%)	
^{166}Dy	50,431	2,56	11	3,3	1a	47
	72,766	0,377	15	9,7	2a	
	108,160	2,18	12	4,4	2a	
^{165}Ho	184,255	19,1	11	2,5	1a	
	94,700	3,92	11	3,0	2a	47
^{166}Ho	69,760	2,37	8,8	6,5	1a	45
	116,835	16,5	6,8	3,1	1k (4,9%)	
	136,662	30,4	6,5	2,7	1a	
^{166}Er	149,307	4,34	8,5	6,3	1k (8,9%)	
	221,174	4,97	9,0	6,8	1k (22,4%)	
	80,557	6,26	7,0	3,8	1a	48

Tab. 1. Eigene Meßergebnisse und Fehler.

⁴³ U. GRUBER, Z. Phys. **178**, 472 [1964].

⁴⁴ S. ORECHER, Z. Naturforsch. **18a**, 576 [1963].

⁴⁵ O. W. B. SCHULT, persönliche Mitteilung, erscheint demnächst in Z. Phys.

⁴⁶ O. W. B. SCHULT, U. GRUBER, B. P. MAIER u. F. W. STANEK, Z. Phys. **180**, 298 [1964].

⁴⁷ O. W. B. SCHULT, B. P. MAIER u. U. GRUBER, Z. Phys. **182**, 171 [1964].

⁴⁸ J. MARKLUND u. B. LINDSTRÖM, Nucl. Phys. **40**, 329 [1963].

Isotop	Bezugs- substanz	$\sigma_0(n, \gamma)$ ($v=2200\text{m/s}$) Einfangsquer- schnitt der Mutter- substanz in barn	I_{eff} Resonanz- integral	(g/g^0) bzw. g	gw	Grenz- energie eV
Rh ¹⁰⁴	Gold	149 \pm 4	317 (10)	0,863 (1,5)	1,022	0,25
Cd ¹¹⁴	Bor-amorph	20000 \pm 300	74 (20)	1,378 (4)	1,342	0,25
Sm ¹⁵⁰	B ¹⁰ -amorph	39900 \pm 600	2093 (20)	1,668 (6)	1,720	0,25
Sm ¹⁵³	Gold	216 \pm 6	800 (10)	0,862 (1,5)	0,969	0,25
Eu ¹⁵²	B ¹⁰ -amorph	7700 \pm 80	830 (10)	0,829 (2)	0,960	0,8
Eu ¹⁵³	siehe Sm ¹⁵³					
Eu ¹⁵⁴	B ¹⁰ -amorph	448 \pm 16	1200 (10)	1,012 (1)	1,021	0,8
Gd ¹⁵⁶	B ¹⁰ -amorph	56200 \pm 1000	1170 (20)	0,802 (4)	0,850	0,25
Gd ¹⁵⁸	B ¹⁰ -amorph	242000 \pm 4000	1640 (20)	0,807 (3)	0,856	0,25
Dy ¹⁶²	Bor-amorph	617 \pm 40	770 (20)	1,0 (1,5)	1,0	0,25
Dy ¹⁶³	Gold	215 \pm 16	760 (20)	0,853 (2)	1,0	0,25
Dy ¹⁶⁴	Gold	135 \pm 13	810 (20)	0,880 (2)	1,0	0,25
Dy ¹⁶⁵	Bor-amorph	2800 \pm 300	480 (10)	0,97 (2)	0,97	0,25
Ho ¹⁶⁵	siehe Dy ¹⁶⁵					
Ho ¹⁶⁶	Gold	65 \pm 3	320 (20)	0,850 (2)	1,0	0,25
Er ¹⁶⁶	siehe Ho ¹⁶⁶					
B ¹⁰		4017 \pm 32 (n, α)	2560 \pm 20 ⁴⁹		1,000	
Au		98,8 \pm 0,3	1550 \pm 40 ⁵⁰		1,005	

Tab. 2. Daten zur Bestimmung des Neutroneneinfangs.

- k Die Messung ist bezüglich aller nicht-aufgelösten Linien entsprechend den relativen Intensitäten in der angeführten Literatur korrigiert. Die Korrektur, die im folgenden definiert wird, ist in Klammern angegeben.
- a Die obige Korrektur ist $< 3\%$. Da die relativen Intensitäten benachbarter Linien auf mindestens 30% genau bekannt sind, ist der systematische Fehler sicher kleiner als 1%, d. h. die Linie ist praktisch aufgelöst.

In Tab. 2 sind die verwendeten bzw. berechneten Größen zur Bestimmung des Neutroneneinfangs zusammengestellt. Neben dem effektiven Resonanzintegral I_{eff} und den g -Werten ist in Klammern der Fehler in Prozent angegeben.

7.2 Diskussion verschiedener Messungen

7.21 Rhodium: Am Beispiel des Rh wird die Bestimmung der Korrekturen für unaufgelöste Linien angegeben.

51,42 keV: Diese Linie ist entsprechend den spektroskopischen Daten in ⁴³ aufgelöst.

97,11 keV: Diese Linie ist bis auf einen vernachlässigbaren Anteil von 2‰ ebenfalls aufgelöst.

127,32 keV: Diese Linie ist in 2. Ordnung bis auf einen vernachlässigbaren Anteil von 2‰ aufgelöst.

180,86 keV: Diese Linie ist auch in 2. Ordnung nicht aufgelöst. Das unaufgelöste Energieband beträgt nach Gl. (3) $\pm 3,9$ keV. Darin sind die Linien der Tab. 3 mit relativen Intensitäten nach BUSCHHORN¹¹ und GRUBER⁴³ enthalten. Die Linie bei 177,81 keV verschiebt den unaufgelösten Bereich bis 173,9 keV. Die drei hinzukommenden Linien mit relativen Intensitäten von höchstens 1% im Vergleich zur Linie bei 180,86 keV heben sich aus dem Untergrund nicht heraus. Definiert man eine Korrekturgröße k entsprechend

$$q = \sum_i q_i / (1 + k), \quad (12)$$

wobei k aus den relativen Intensitäten aller nicht-aufgelösten Nachbarlinien zu berechnen ist, dann wird für die Werte¹¹ $k=0,256$, für die Werte⁴³ $k=0,264$.

Energie keV	Rel. Int. ¹¹	Rel. Int. ⁴³	Energie keV	Rel. Int. ⁴³
182,62	0,04	—	228,70	0,1
180,86	25,9	25,64	222,93	0,3
180,06	0,1	—	219,97	0,5
178,84	4,1	4,07	218,47	0,4
177,81	2,6	2,53	217,95	7,3
			215,49	6,4
			213,10	1,2
			207,55	0,1

Tab. 3. Korrektur k für Rhodium.

⁴⁹ Aus dem thermischen Einfangsquerschnitt berechneter $1/v$ -Anteil im Resonanzgebiet.

⁵⁰ K. JIRLOW u. E. JOHANSSON, J. Nucl. Energy A **11**, 101 [1960].

217,91 keV: Diese Linie ist bereits sehr schlecht aufgelöst. Sie wurde in 1. Ordnung gemessen, da die 2. Ordnung keine Verbesserung bringt, wie der Tab. 3 entnommen werden kann. Das unaufgelöste Band ist 11,2 keV. Durch die Verschiebung des unaufgelösten Bereichs durch die Linie bei 213,1 keV wird zwar die Linie bei 202,83 keV erreicht, die sich aber leicht abtrennen läßt. Es wird $k = 1,23$.

Energie keV	q	Δq	q BUSCHHORN ¹¹	q SUMBAYEV ⁵¹
51,42	10,7	0,55	$15,58 \pm 1,21$	18
97,11	18,4	0,83	$22,10 \pm 1,6$	11
127,32	4,41	0,20	$5,69 \pm 0,42$	3,8
180,86	20,9	1,0	$25,64 \pm 1,82$	14,8
217,91	6,45	0,51	$7,24 \pm 0,52$	4,4

Tab. 4. Vergleich verschiedener γ -Einfang-Messungen am Rh.

In Tab. 4 sind die eigenen Messungen mit denen von BUSCHHORN¹¹ und SUMBAYEV et al.⁵¹ verglichen. Die eigenen Werte liegen also mit Ausnahme des Übergangs bei 51,42 keV zwischen den Meßwerten von BUSCHHORN und SUMBAYEV, dessen Messungen allerdings mit einem Fehler von 10–20% behaftet sind.

BUSCHHORN hat mit zylindrischen Quellen (Rh-Drähten von 0,3 mm ϕ) gearbeitet und für die Korrektur der γ -Selbstabsorption eine Reihenentwicklung nach EDWARDS⁵² angesetzt, die für die hohe Absorption bei 51,42 keV nicht mehr konvergiert. Wahrscheinlich ist hier die Erklärung für die auffallend große Abweichung dieser Linie zu suchen. Abgesehen davon sind seine Werte um durchschnittlich 20% größer. Wenn man bedenkt, daß der Resonanzanteil am Neutroneneinfang beim Gold (für $\Phi_R/\Phi = 2,9\%$) etwa 30% beträgt und daß die Neutronenselbstabsorption in der Goldresonanz ($\sigma_{\max} \approx 30\,000$ b) sehr hoch ist, so ist ein größerer Fehler bei der Bestimmung des thermischen Flusses mit einem Golddraht-ring von 0,1 mm Drahtdurchmesser – wie ihn BUSCHHORN verwendet hat – möglich. Sollte BUSCHHORN die Resonanzselbstabsorption nur über das Resonanzintegral berücksichtigt haben, so ist sein thermischer Fluß um etwa 16% zu klein, worauf auch der in vorliegender Arbeit in nahezu gleicher Kernanordnung gemessene Fluß $\Phi = 2,15 \cdot 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ gegenüber BUSCHHORNS Wert $\Phi = 1,84 \cdot 10^{12} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ hinweist.

⁵¹ O. I. SUMBAYEV, V. L. ALEKSEYEV, D. M. KAMINKER, A. I. SMIRNOV u. V. A. SCHABUROV, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **29**, 739 [1965].

Energie keV	Art	α	q	$(1+\alpha)q$	$(1+\alpha)q$ BUSCHHORN ¹¹
51,42	El	0,985	10,7	21,4	31,0
97,11	Ml	0,385	18,4	25,5	30,6
180,85	Ml	0,07	20,9	22,4	27,4
186,04	?	0	1,4	1,4	1,7
197,91	?	0	0,2	0,2	0,4
213,09	?	0	1,0	1,0	2,0
266,75	?	0	2,3	2,3	2,7
269,30	?	0	1,3	1,3	1,8
358,75	?	0	0,4	0,4	0,5
420,64	?	0	1,7	1,7	2,1
				77,6	100,2

Tab. 5. Übergänge zum Grundzustand beim Rh (Termschema nach GRUBER⁴³).

An Hand des von GRUBER vorgeschlagenen Termschemas sind in Tab. 5 die niederenergetischen Übergänge zum Grundzustand zusammengezählt. Für die eigene Messung wurde bei den schwächeren Linien auf die Werte nach GRUBER zurückgegriffen, die aber um 20% erniedrigt sind, denn GRUBER hat seine relativen Messungen an BUSCHHORNS Absolutwerte angeglichen. Es sind ungemischte Übergänge angenommen und die Konversionskoeffizienten α_K und α_L hier und im folgenden nach ROSE²⁶ berechnet. Die meist kleine, aber nach ROSE zu hohe Konversion höherer Schalen – gerechnet für punktförmige Kerne und unabgeschirmte Elektronen⁴ – ist durch $\alpha_L/3$ berücksichtigt.

Sowohl die eigene, aber auch BUSCHHORNS Messung ist mit dem Termschema verträglich, so daß sich damit keine Aussagen zugunsten der einen oder anderen Messung machen lassen.

7.22 Cadmium bis Gadolinium: Die eigenen Absolutintensitäten der Kerne Cd¹¹⁴ bis Gd¹⁵⁸ sind in Tab. 6 mit anderen Daten – soweit bekannt – verglichen.

Zur Bestimmung der Intensität der Linie 558,09 keV beim Cd¹¹⁴ wurde der E^{-1} -Verlauf des integralen Reflexionsvermögens in 2. Ordnung über 478,7 keV hinaus angenommen. Der Vergleich mit der jüngsten Messung nach SMITHER⁵³ läßt allerdings den Schluß zu, daß die Extrapolation nicht mehr gültig ist, sondern das Reflexionsvermögen zwischen 478 keV und 558 keV bereits stärker als E^{-1} abfällt, was auch für höhere Energien erwartet wird.

Beim Sm¹⁵⁰ ist die Übereinstimmung mit anderen Messungen gut, wenn Kristallspektrometer und Szin-

⁵² W. F. EDWARDS, Thesis, Calif. Inst. of Technology, Pasadena, Calif. 1960.

Isotop	Energie	q	Meßwerte der angeführten Autoren			
Cd ¹¹⁴	95,892	1,07 \pm 0,04	SMITHER ⁵³	MOTZ ⁵⁴	GROSHEV ⁵⁵	
	558,09	72,3 \pm 2,6	95,90 1,18 557,78 88,42 (Fehler \pm 10...20%)	95,7 1 559 85 \pm 10	560 70	
Sm ¹⁵⁰	333,946	67,0 \pm 4,3	BIEBER et al. ⁵⁶	GROSHEV et al. ⁵⁷	DRAPER ⁵⁸	ESTULIN et al. ⁵⁹
	439,398	36,2 \pm 2,2	333,945 67,6 439,398 34,8 (Fehler \pm 7%)	334 82 439 54 (Fehler \pm 15%)	330 61 435 38 (\pm 10%)	338 69 442 34 (\pm 15–20%)
Eu ¹⁵³	69,675	5,41 \pm 0,24	SUTER et al. ⁶⁰			
	103,181	28,3 \pm 0,6	69,67 5,13 103,17 28,0 (Fehler \pm 10%)			
Gd ¹⁵⁶	88,967	18,2 \pm 1,0	SKLYAREVSKII ⁶¹			
	199,216	32,5 \pm 1,7	87 14 196 28			
Gd ¹⁵⁸	79,510	11,2 \pm 0,5	SKLYAREVSKII ⁶¹			
	181,938	27,3 \pm 1,1	79 10 183 22			

Tab. 6. Vergleich mit anderen γ -Einfang-Messungen.

tillationskristalle verwendet wurden, mit GROSHEVS Messung am magnetischen COMPTON-Spektrometer ⁵⁷ dagegen schlecht.

SUTER et al. ⁶⁰ geben die totalen Intensitäten der beiden stärksten γ -Linien beim Zerfall des Sm¹⁵³ unter der Voraussetzung an, daß der Anteil der β -Komponente zum Grundzustand des Eu¹⁵³ 20% beträgt ^{62, 63}. Aus den gemessenen Werten für die K-Konversion und die Verhältnisse K/L folgen – mit der üblichen Annahme $(M+N+\dots)/L=L/3$ – die in Tab. 6 angegebenen Intensitäten, die sehr gut mit der eigenen Messung übereinstimmen.

7.23 Dysprosium: In Tab. 7 sind die gemessenen Absolutwerte den relativen Intensitäten von O. W. B. SCHULT und Mitarbeitern gegenübergestellt. Letztere sind an den isomeren Übergang des Dy¹⁶⁵, dessen Intensität nach Messungen von TORNAU bestimmbar ist ⁶⁴, angeschlossen. TORNAU gibt für das Verhältnis des Einfangsquerschnitts für die Aktivierung des 125 min-Dy^{165m} zum totalen Aktivierungsquerschnitt den Wert $0,654 \pm 0,017$ an. Ferner hat er festgestellt, daß in $(2,4 \pm 0,3)\%$ aller Zerfälle des Dy^{165m}

Isotop	Energie	q	$\Delta q_r/q_r$	I_{rel}	Abweichung ($q=100\%$)
Dy ¹⁶²	80,661	12,7	2,8	13,0*	+ 2%
	185,003	38,9	2,3	42,0*	+ 8%
	260,075	7,53	9,0	8,4*	+ 11%
Dy ¹⁶³	73,437	1,56	4,7	1,74*	+ 12%
	167,343	1,27	8,8	1,6*	+ 26%
	250,87	9,85	4,6	15,6*	+ 58%
Dy ¹⁶⁴	73,392	8,00	3,8	9,3	+ 16%
	148,696	1,92	8,1	2,0	+ 4%
	168,838	20,0	3,7	23,0	+ 15%
	215,08	11,6	5,0	15,0	+ 29%
Dy ¹⁶⁵	50,431	2,56	3,3	2,5	– 2%
	72,766	0,377	9,7	0,37	– 2%
	108,160	2,18	4,4	2,0	– 8%
	184,255	19,1	2,6	18,0	– 6%
Ho ¹⁶⁵	94,700	3,92	3,0	3,2	– 18%

Tab. 7. Vergleich der eigenen Absolutwerte mit den relativen Intensitäten nach SCHULT et al. ^{45–47} für die Dysprosium-Isotope. * Vorläufige Werte.

direkt ein β -Übergang zum Ho¹⁶⁵ erfolgt. Daraus errechnet sich die totale Absolutintensität zu

$$(1 + \alpha) q = 65,4 \cdot 0,976 = 63,8 \pm 1,8.$$

⁵³ R. K. SMITHER, Phys. Rev. **124**, 183 [1961].

⁵⁴ H. T. MOTZ, Phys. Rev. **104**, 1353 [1956].

⁵⁵ L. V. GROSHEV, V. N. LUTSENKO, A. M. DEMIDOV u. V. I. PELEKHOV, Atlas of γ -Ray Spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons, Pergamon Press, New York 1959.

⁵⁶ E. BIEBER, T. v. EGIDY u. O. W. B. SCHULT, Z. Phys. **170**, 465 [1962].

⁵⁷ L. V. GROSHEV, A. M. DEMIDOV, V. A. IVANOV, V. N. LUTSENKO u. V. I. PELEKHOV, Nucl. Phys. **43**, 669 [1963].

⁵⁸ J. E. DRAPER, Phys. Rev. **114**, 268 [1959].

⁵⁹ I. V. ESTULIN, L. F. KALINKIN u. A. S. MELIORANSKII, Soviet Phys. — JETP **5**, 801 [1957].

⁶⁰ T. SUTER, P. REYES-SUTER, S. GUSTAFSSON u. I. MARKLUND, Nucl. Phys. **29**, 33 [1962].

⁶¹ V. V. SKLYAREVSKII, E. P. STEPANOV u. B. A. OBINYAKOV, Soviet J. At. Energy **4**, 19 [1958].

⁶² R. L. GRAHAM u. J. WALKER, Phys. Rev. **94**, 794 A [1954].

⁶³ V. S. DUBEY, C. E. MANDEVILLE u. M. A. ROTTMANN, Phys. Rev. **103**, 1430 [1956].

⁶⁴ R. TORNAU, Z. Phys. **159**, 101 [1960].

Bestimmt man α wie oben erwähnt zu 30,8 – dieser Wert stimmt sehr gut mit $\alpha = 29,8 \pm 3,0$ nach Messungen von HARDELL et al.⁶⁵ überein –, so folgt der bei I_{rel} angeführte Wert $q = 2,0$.

Beim Dy¹⁶² ist die Übereinstimmung von q und I_{rel} unerwartet gut, wenn berücksichtigt wird, daß die relativen Intensitäten mit einem Fehler von rund 10% behaftet sind⁶⁶. Das gleiche gilt für Dy¹⁶⁴, abgesehen von der 215,08 keV-Linie. Beim Dy¹⁶³ nehmen die relativen Intensitäten mit der Energie zu beim Vergleich mit den absoluten Werten, was vermutlich auf die mit zunehmender Energie abnehmende Korrektur für die γ -Selbstabsorption zurückzuführen ist, die sich bei sehr schmalen Quellen nicht genau genug berechnen läßt (vgl. Abschn. 4.6).

Nach Anschluß der relativen Intensitäten I_{rel} an die eigenen Absolutwerte wurden entsprechend dem Zerfallschema nach SCHULT et al.⁴⁷ die Übergänge zum Grundzustand und die Population des Rotationsniveaus $9/2^+[633]$ bei 83,397 keV und des niedrigsten Niveaus der Bande $1/2^- [521]$ bei 108,160 keV berechnet und in den Tabellen 8 bis 10 zusammengestellt. Da sich die Spins der Grundzustandes ($7/2$) und der Compoundniveaus ($1/2$) beim Dy¹⁶⁵ um 3 Einheiten unterscheiden, ist zu erwarten, daß Übergänge zum Grundzustand in der

Energie keV	Art	α	q	$(1 + \alpha)q$
83,397	M1	4,15	0,42	2,2
108,160	E3	30,8	2,18	69,4
184,255	E1	0,062	19,1	20,3
186,092	E2	0,275	0,02	0,3
261,77	E1	0,025	0,26	0,0
538,51	E2	0,058	8,0	8,5
584,05	M1	0,017	2,78	2,8
649,5	M1	0,012	0,29	0,3
				103,8

Tab. 8. Übergänge zum Grundzustand beim Dy¹⁶⁵.

Energie keV	Art	α	q	$(1 + \alpha)q$
102,689	M1	2,30	0,038	0,13
178,387	E1	0,068	0,10	0,11
500,58	E2	0,01	1,19	1,19
565,16	M1	0,02	0,64	0,64
				2,07

Tab. 9. Population des Niveaus 83,397 keV beim Dy¹⁶⁵.

⁶⁵ R. HARDELL, S. MALMSKOG u. L. PERSSON, Arkiv Fysik **25**, 333 [1964].

⁶⁶ SCHULT hat die Einfangsquerschnitte $\sigma_0 = 580$ b für Dy¹⁶¹, $\sigma_0 = 140$ b für Dy¹⁶², $\sigma_0 = 120$ b für Dy¹⁶³ herangezogen!

Energie keV	Art	α	q	$(1 + \alpha)q$
50,431	M1	17,2	2,56	46,4
72,766	E2	9,2	0,377	3,8
425,38	E2	0,015	0,26	0,3
430,45	E1	0,01	0,50	0,5
465,34	M1	0,032	4,2	4,3
496,92	M1	0,026	5,25	5,4
				60,7

Tab. 10. Population des Niveaus 108,160 beim Dy¹⁶⁵.

Hauptsache von niederen Niveaus ausgehen, was mit den Werten der Tab. 7 gut übereinstimmt, wenn berücksichtigt wird, daß der Fehler von q bei 11% liegt. Das Niveau bei 83,397 keV ($9/2$) wird ebenfalls bis auf wenige Prozent von niederen Energieniveaus aufgefüllt (Spindifferenz zu den Compoundniveaus: 4 Einheiten) und für das Niveau bei 108,160 keV ($1/2$) bleiben rund 15% für die Population aus höheren Niveaus.

Für den 94,7 keV-Übergang beim radioaktiven Zerfall des Dy¹⁶⁵ haben PERSSON und Mitarbeiter⁶⁷ das Verhältnis der Intensität der K-Konversionselektronen zur gesamten β -Intensität zu $0,093 \pm 0,010$ gemessen. Mit dem an gleicher Stelle angegebenen experimentellen Konversionskoeffizienten $\alpha_K = 2,62 \pm 0,20$ ergibt sich $q = 3,55 \pm 0,47$ in Übereinstimmung mit dem eigenen Wert. Aus dem Zerfallschema nach BONHOEFFER et al.⁶⁸ folgt der Wert $q = 3,8$.

7.24 Holmium: In Tab. 11 sind die eigenen Absolut- und die Relativwerte nach SCHULT et al.⁴⁵ gegenübergestellt. Zum besseren Vergleich wurde die relative Intensität I_{rel} für 136,662 keV der Absolutintensität gleichgesetzt. Die Tab. 12 enthält die Übergänge zum Grundzustand und die Population des ersten Niveaus nach Anpassung der benützten rela-

Energie keV	q	$\Delta q_r/q_r$	I_{rel}	Ab- weichung ($q = 100\%$)	Werte nach ORECHER ⁴⁴
69,760	2,37	6,5	2,56	+ 8%	4
116,835	16,5	3,1	18,2	+ 10%	$18,4 \pm 2,5$
136,662	30,4	2,7	30,4	—	$30,0 \pm 4,0$
149,307	4,34	6,3	5,95	+ 37%	$6,45 \pm 0,88$
221,174	4,97	6,8	6,84	+ 38%	$3,0 \pm 0,45$

Tab. 11. Gegenüberstellung der Absolut- und Relativwerte nach SCHULT et al.⁴⁵ für Ho¹⁶⁶.

⁶⁷ L. PERSSON, R. HARDELL u. S. NILSSON, Arkiv Fysik **23**, 1 [1963].

⁶⁸ F. BONHOEFFER, H. H. HENNIES u. A. FLAMMERSFELD, Z. Phys. **155**, 488 [1959].

Energie keV	Art	α	q	$(1 + \alpha)q$
54,239	E2	30	?	?
82,470	M1	4,5	0,99	5,5
425,99	E1	0,007	3,7	3,7
				9,2
28,231	M1	96	0,040	3,9
116,835	M1	1,72	16,5	44,9
126,228	E2	1,18	1,16	2,5
136,662	E1	0,142	30,4	34,7
371,75	E1	0,01	3,6	3,6
				89,6

Tab. 12. Übergänge zum Grundzustand und Population des 1. Niveaus beim Ho^{166} (Termschema nach SCHULT et al. ⁴⁵).

tiven Werte entsprechend dem von SCHULT vorgeschlagenen Termschema ⁴⁵, wobei die Intensität der Linie 28,231 keV aus den Übergangswahrscheinlichkeiten für Rotationsbanden berechnet ist ⁶⁹. Für den E2-Übergang bei 54,239 keV, der bei einer 1 mm breiten Quelle durch die benachbarte RÖNTGEN-Linie $K_{\beta 1}$ zu stark gestört ist, folgt daraus

$$(1 + \alpha) q_{\max} = 90,8 \quad \text{und} \quad (1 + \alpha) q_{\min} = 89,6.$$

Aus dem Mittelwert errechnet sich mit $\alpha = 30$ die Absolutintensität $q = 2,9$.

Für den 80,557 keV-Übergang beim β -Zerfall des Ho^{166} ergibt sich aus den β -Übergangswahrscheinlichkeiten nach Messungen von CORK et al. ⁷⁰ mit dem experimentellen Konversionskoeffizienten von FOSSAN ⁷¹ die Intensität $q = 6,35 \pm 0,75$ in Übereinstimmung mit dem eigenen Meßwert. CLINE et al. ⁷² geben $q = 6,7 \pm 0,5$ an.

7.3 Zusammenfassendes Ergebnis

Nach den beschriebenen Methoden lassen sich bei sorgfältiger Eichung Meßgenauigkeiten bei Relativ-

messungen von 1–3% erreichen, wenn der Fehler der Reflexfläche entsprechend klein gehalten werden kann. Zu diesem Zweck ist neben apparativen Verbesserungen ^{73, 74} ein höherer Neutronenfluß vorteilhaft. Allerdings sind Flüsse über $10^{13} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ wegen des dann merklichen B^{10} -Abbrandes bei der direkten Methode weniger geeignet.

Die indirekte Bestimmung der γ -Selbstabsorption (Abschn. 4.6), die verhältnismäßig breite Quellen verlangt, ließe sich dadurch umgehen, daß der Meßsubstanz geeignete Substanzen mit genau gemessenen Intensitäten der starken niederenergetischen γ -Linien zugemischt werden (eventuell Rh). Ferner wäre die Bestimmung des Verhältnisses Molekulargewicht zum B^{10} -Anteil für die verwendete Borverbindung zur Vermeidung der umständlichen massenspektroskopischen und quantitativ-chemischen Analyse durch direkte Messung an einer B–Au-Probe schon deshalb vorteilhaft, weil dann die für amorphes Bor schwer erfüllbare Forderung extremer Reinheit wegen einer Erhöhung des effektiven Molekulargewichts durch Verunreinigungen mit höherer Ordnungszahl nicht unbedingt erfüllt sein muß.

Für das interessante Thema und die freundliche Unterstützung und Förderung dieser Arbeit möchte ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. HEINZ MAIER-LEIBNITZ meinen tiefsten Dank aussprechen. Herrn Dr. O. SCHULT bin ich für wertvolle Anregungen sehr dankbar, insbesondere für den Hinweis auf den 478 keV-Übergang des Li^7 . Mein aufrichtiger Dank richtet sich ferner an die Reaktorbetriebsleitung und die Strahlenschutzabteilung des FRM, sowie an das gesamte Reaktorbetriebspersonal und an alle Kollegen für die gute Zusammenarbeit.

⁶⁹ A. BOHR u. B. R. MOTTELSON, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. **27** [1955].

⁷⁰ J. M. CORK, M. K. BRICE, R. G. HELMER u. R. M. WOODS JR., Phys. Rev. **110**, 526 [1958].

⁷¹ D. B. FOSSAN u. B. HERSKIND, Nucl. Phys. **40**, 24 [1963].

⁷² J. E. CLINE, E. C. YATES u. E. H. TURK, Nucl. Phys. **30**, 154 [1962].

⁷³ U. GRUBER, B. P. MAIER u. O. W. B. SCHULT, Kerntechnik **5**, 17 [1963].

⁷⁴ O. W. B. SCHULT, B. P. MAIER, U. GRUBER u. R. KOCH, ANL 6797 111 [1963].