

Eine brauchbare Näherung für  $h_1(x)$  ist im Intervall  $0 \leqq x \leqq 1$

$$h_1(x) \approx \frac{x^4}{20} + 0,03075 x^8$$

mit einem Fehler kleiner als 4%. Asymptotisch gilt

$$h_1(x) \cong \frac{1}{20} x^{-6} \quad (x \rightarrow \infty).$$

Unter Zugrundeziehung des Potentials (18) und zweier weiterer Integrale wurde Gl. (17) für den 1s-Zustand nach dem in Abschnitt 4 erläuterten Summationsverfahren ausgewertet. Dabei wurde für die Konstante  $\Gamma$  der v. WEIZSÄCKER-BETHE-Formel der ältere Wert  $\Gamma = 14$  MeV sowie  $\Gamma = 18,5$  MeV<sup>10</sup> zugrunde gelegt. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 eingetragen. Das flache Minimum zwischen W und Pb erklärt sich dadurch, daß bei hohen Ordnungszahlen das Maximum der 1s-Wellenfunktion ins Innere des Kerns zu liegen kommt. Im Falle der Polarisation ist ein ähnlicher Effekt erst in der Termdifferenz 2p – 1s bemerkbar. Die im Vergleich zur Polarisationskorrektur überraschend hohen Werte werden etwa zur Hälfte durch ein induziertes Quadrupolmoment verursacht.

Für höhere Zustände ergibt sich etwa für  $L = 6$  eine Resonanzstelle des Energienenners. Eine Berechnung der Energiekorrektur mit Hilfe des Tröpfchenmodells scheint hier wenig geeignet.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind mit

$$r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

gewonnen worden.

Element	$\Delta E_{1,0}$	$\Delta E_{1,0}$
	$\Gamma = 14$ MeV	$\Gamma = 18,5$ MeV
Sb	$-11,0 \pm 0,9$ keV	$-8,9 \pm 0,7$ keV
W	$-12,8 \pm 2,0$	$-10,5 \pm 1,5$
Pb	$-12,8 \pm 2,3$	$-10,5 \pm 1,7$
U	$-12,5 \pm 2,7$	$-10,3 \pm 2,0$

Tab. 2. Die Störung des 1s-Zustandes durch den Ebbe-Flut-Effekt ( $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$  cm).

Nach FITCH und RAINWATER<sup>1</sup> entspricht bei Pb eine Änderung des Kernradius  $r_0 A^{1/3}$  um 1% einer Änderung der berechneten Übergangsenergie (6 MeV) um 1%. Um eine Korrektur der Übergangsenergie von 15 keV durch eine Änderung des Kernradius zu kompensieren, müßte dieser also um 0,25%, d. h.  $r_0$  um  $0,003 \cdot 10^{-13}$  cm erhöht werden.

Eine Kopplung zwischen Oberflächenschwingungen und Polarisationsschwingungen wurde nicht berücksichtigt, da sich die niedrigsten Eigenfrequenzen der beiden Schwingungszustände etwa um eine Zehnerpotenz unterscheiden.

Danken möchte ich Herrn Prof. Dr. W. HEISENBERG für die freundliche Aufnahme im Max-Planck-Institut für Physik, für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse an ihr, sowie Herrn Prof. Dr. L. BIERMANN für die Möglichkeit, die numerischen Rechnungen an der elektronischen Rechenmaschine G 1 durchzuführen.

<sup>10</sup> A. E. S. GREEN, Phys. Rev. **95**, 1006 [1954].

## Intensitätsarme Übergänge beim Zerfall von RaC, RaC'' und ThC''

Von H. DANIEL

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg  
(Z. Naturforschg. **12 a**, 194–200 [1957]; eingegangen am 16. Januar 1957)

An anthracene scintillation counter with single-channel pulse height selection was used as a low-background detector in a magnetic-lens  $\beta$ -ray spectrometer. By analyzing the spectrum of the Compton electrons ejected from a thick converter three new  $\gamma$ -rays in the decay  $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$  were found:  $2.72 \pm 0.02$  MeV,  $2.89 \pm 0.05$  MeV, and  $3.03 \pm 0.03$  MeV, with intensities of 0.026, 0.005, and 0.013, resp., setting the intensity of the 2.204-MeV  $\gamma$ -ray equal to unity.  $\beta$ -ray groups, if existing, from  $\text{RaC}''$  to RaD-levels  $\leq 1.07$  MeV have an intensity  $< 5 \cdot 10^{-3}$  per  $\text{RaC}''$  decay. The upper limit for the intensity of a 3.20-MeV crossover  $\gamma$ -ray in the decay  $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$  was measured to  $1.5 \cdot 10^{-4}$  per  $\text{ThC}''$  decay.

### 1. Ziel der Untersuchung

Die Verwendung eines Szintillationszählers als Detektor in einem magnetischen  $\beta$ -Spektrometer erlaubt im Vergleich mit einem Auslösezähler neben

größeren Zählraten eine zusätzliche Energiediskriminierung. Dadurch kann der Untergrund beträchtlich reduziert werden.

Zweck der vorliegenden Arbeit war es, diese Methode auf einige Beispiele anzuwenden. Es wurde



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

nach den folgenden Strahlungen gesucht: harte  $\gamma$ -Strahlung beim Zerfall des RaC, harte  $\beta$ -Strahlung beim Zerfall des RaC'' und crossover- $\gamma$ -Strahlung von 3,20 MeV beim Zerfall des ThC''. Beim RaC wurden drei neue  $\gamma$ -Linien gefunden; in den anderen beiden Fällen können nur obere Intensitätsgrenzen angegeben werden.

Zusätzliche Messungen am  $\gamma$ -Spektrum des RaC wurden mit einem konventionellen NaJ-Szintillations-Spektrometer ausgeführt.

## 2. Verwendete Apparatur

Das hier benutzte Doppellinsen-Spektrometer ist früher<sup>1</sup> beschrieben worden. Statt des Endfensterzählrohrs wurde ein Szintillationszähler eingesetzt, der aus Anthracenkristall, Plexiglas-Lichtleiter, Vervielfacher, Kathodenfolger, Verstärker, Einkanaldiskriminatator, Zählgerät und Hochspannungsquelle bestand. Der Kristall ist eine Scheibe von 20 mm Durchmesser und 10 mm Dicke; an der einen Stirnfläche und am Mantel ist er mit Al-Folie von  $0,24 \text{ mg/cm}^2$  beklebt. Der Vervielfacher (EMI 5311) hat eine Primärempfindlichkeit von  $30 \mu\text{A/Lumen}$ . Verstärker, Diskriminatator und Hochspannungsquelle sind die Geräte Modell 218, Modell 510 bzw. Modell 312 der Firma Atomic Instruments. Die Montage des Vervielfachers ist früher angegeben worden<sup>2</sup>.

Abb. 1 zeigt die Auflösekurve des Anthracen-Detektors bei 1,9 MeV Primärenergie. Bei dieser Messung wurden Elektronen aus einer Quelle von ThB und seinen Folgeprodukten durch das Magnetspektrometer bei festgehaltenem Spulenstrom auf den Kristall fokussiert.

Bei der Aufnahme von Spektren mit dem Magnetspektrometer wurde der Einkanaldiskriminatator so eingestellt, daß die meisten Impulse von Elektronen der richtigen Energie gezählt wurden, während kleinere und größere Impulse abgeschnitten wurden.

Abb. 2 zeigt den natürlichen Nulleffekt des Zählers im Spektrometer als Funktion von Spulenstrom und Energie, auf die das Spektrometer eingestellt ist. Bei nicht zu geringer Energie ist der Nulleffekt sehr klein. So hat man etwa bei 2 MeV 1 Impuls/min. Das ist ca. um den Faktor 30 weniger als bei Auslösezählern für den gleichen Zweck.

Die Reduzierung des Untergrunds tritt noch stärker hervor, wenn man etwa bei einer Quelle mit viel  $\gamma$ -Strahlung schwache  $\beta$ - oder Sekundärelektronenintensitäten bei höherer Energie messen will. So wurden für das hier benutzte Magnetspektrometer bei Einstellung auf 3 MeV mit einer Quelle aus Ra-Emanation in einem dicken COMPTON-Konverter als Untergrund registriert:

- mit einem Endfensterzähler von 3,8 cm Durchmesser und 7 cm Länge; ca. 2000 Impulse/(min · mC);
- mit einem auf geringe  $\gamma$ -Empfindlichkeit hin konstruierten Zählrohr, Mantel 0,1 mm Al, von 1 cm Durchmesser und 2,8 cm Länge:  
ca. 800 Impulse/(min · mC);
- mit dem Szintillationszähler: 1 Impuls/(min · mC). Der COMPTON-Konverter ist in Abb. 3 dargestellt.

Das NaJ-Szintillationsspektrometer bestand im wesentlichen aus den gleichen elektronischen Einheiten wie der Szintillationsdetektor für das Magnetspektrometer. Als Szintillatator diente jedoch ein HARSHAW-Kristall von  $1\frac{3}{4}''$  Durchmesser und 2" Höhe, der direkt auf einem Vervielfacher Du Mont 6292 montiert war. Die Auflösebreite betrug 7% bei der  $\text{Cs}^{137}$ -Linie.

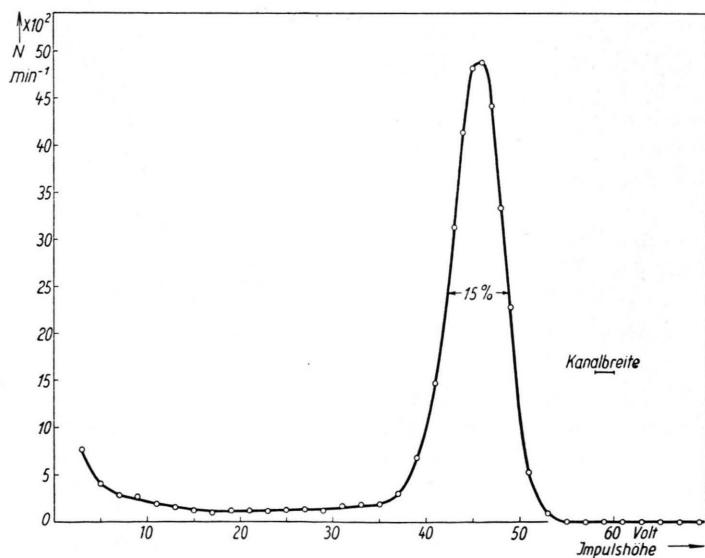


Abb. 1. Auflösekurve des Anthracen-Szintillationszählers. Primärenergie 1,9 MeV.

<sup>1</sup> H. DANIEL u. W. BOTHE, Z. Naturforschg. **9a**, 402 [1954].

<sup>2</sup> R. NIERHAUS u. H. DANIEL, Z. Naturforschg. **12a**, 1 [1957]; dort auch ausführliche Literaturangaben über RaC.

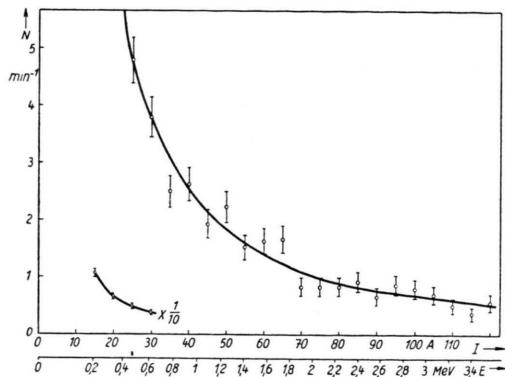


Abb. 2. Natürlicher Nulleffekt des Anthracen-Szintillationszählers gegen die Energie, auf die das Spektrometer eingestellt ist. Verstärkung wie bei der Messung zu Abb. 1, Kanalbreite konstant 7 V.

### 3. RaC

Bei der Aufstellung eines partiellen Zerfallsschemas<sup>2</sup> für den Zweig  $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$  war die Frage nach hoch angeregten Zuständen des  $\text{RaC}'$  offen geblieben. Solche Zustände werden sowohl durch weitreichende  $\alpha$ -Teilchen<sup>3</sup> des  $\text{RaC}'$  als auch durch eine (wohl komplexe) weiche  $\beta$ -Gruppe<sup>4</sup> des  $\text{RaC}$  gefordert. Diese Niveaus sollten außer durch  $\gamma$ -Kaskaden auch durch direkte  $\gamma$ -Übergänge in den Grundzustand zerfallen.

Als geeignete Methode für die Suche nach harter schwacher  $\gamma$ -Strahlung mit einem Magnetspektrometer empfiehlt sich die Aufnahme des Spektrums der COMPTON-Elektronen aus einem dicken Konverter, da bei den in Frage kommenden  $\gamma$ -Energien innerer und äußerer Photoeffekt *schon* recht klein sind, während die Paarbildungs-Querschnitte *noch* klein sind. Die Ausbeute des Konverters und der Raumwinkel, unter dem die Quelle den Konverter sieht, sind bei diesem Verfahren bedeutend größer als bei der Aufnahme des COMPTON-Linienspektrums<sup>5, 6</sup> aus einem dünnen Konverter.

Einzelheiten der Analyse eines COMPTON-Spektrums aus einem dicken Konverter sind von THOMAS und LAURITSEN<sup>7</sup> beschrieben worden. In der Nähe des energiereichen Endes des Kontinuums ist die Intensität pro  $HQ$ -Intervall praktisch als eine Gerade darstellbar, die bei der Energie der COMPTON-Kante die

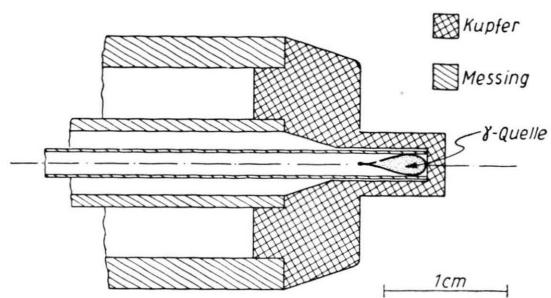


Abb. 3. Der COMPTON-Konverter.

Abszissenachse schneidet. Mit fallender Elektronenenergie krümmt sich die Kurve schließlich zur Abszissenachse hin. Ein komplexes COMPTON-Spektrum, das aus der Überlagerung mehrerer Kontinua besteht, kann ähnlich zerlegt werden wie ein komplexes  $\beta$ -Spektrum bei der FERMI-Analyse. Die Intensität jeder  $\gamma$ -Linie lässt sich dabei dem Anstieg der approximierenden Geraden unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Ausbeute von der  $\gamma$ -Energie entnehmen.

Abb. 4 zeigt das gemessene Spektrum aus dem Konverter Abb. 3. Aufgetragen ist die Zählrate als Funktion des Spulenstroms. Die Kurve Abb. 4 ist durch Addition zweier Messungen mit einer  $\gamma$ -Quelle von ca. 70 mC Ra-Emanation und zweier Messungen mit ca. 13 mC entstanden. Zur Kontrolle wurden ferner aufgenommen:

- das Spektrum bei unveränderter Konverterposition im Spektrometer, aber mit um 4 cm zurückgezogener  $\gamma$ -Quelle und
- die gesamte Auflösekurve des Szintillationsdetektors für jeweils mehrere Werte des Spulenstroms bei richtiger Position der  $\gamma$ -Quelle und bei zurückgezogener Quelle.

Vor der weiteren Auswertung wurde eine der in Abb. 4 gestrichelt eingezeichneten Geraden entsprechende Intensität als Untergrund abgezogen. Abb. 5 zeigt die Zerlegung in COMPTON-Kontinua. Aufgetra-

<sup>3</sup> Lord RUTHERFORD, F. A. B. WARD u. W. B. LEWIS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **131**, 684 [1931]; Lord RUTHERFORD, W. B. LEWIS u. B. V. BOWDEN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **142**, 347 [1933].

<sup>4</sup> H. DANIEL u. R. NIERHAUS, Z. Naturforschg. **11a**, 212 [1956].

<sup>5</sup> M. MLADJENOVIC u. A. HEDGRAN, Ark. Fys. **8**, 49 [1954].

<sup>6</sup> B. S. DŽELEPOV u. S. A. ŠESTOPALOVA, Suppl. Nuovo Cim. **3**, 54 [1956].

<sup>7</sup> R. G. THOMAS u. T. LAURITSEN, Phys. Rev. **88**, 969 [1952].

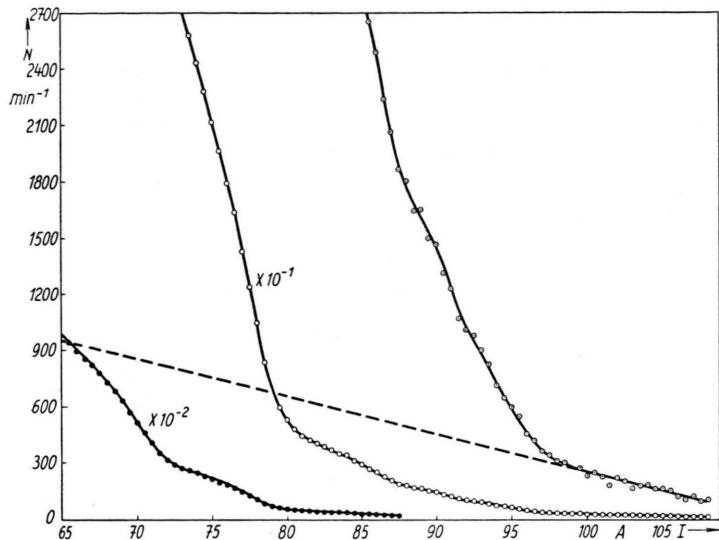


Abb. 4. Gemessenes Spektrum der Compton-Elektronen aus dem Konverter Abb. 3,  $\gamma$ -Quelle Ra-Emanation. Aufgetragen: Zählrate gegen Spulenstrom. Gestrichelte Gerade: Untergrund.

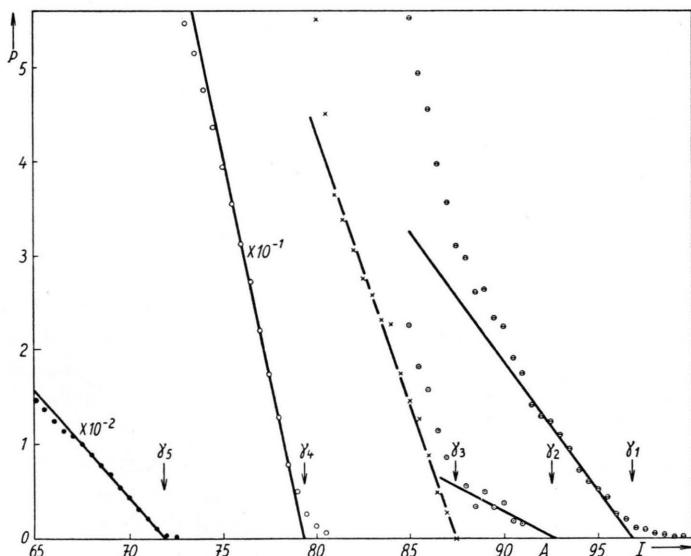


Abb. 5. Zerlegung des Spektrums Abb. 4 in COMPTON-Kontinua. Aufgetragen: Intensität pro  $H_Q$ -Intervall gegen Spulenstrom.

gen ist für jedes Kontinuum die Intensität pro  $H_Q$ -Intervall gegen den Spulenstrom. Die eingezeichneten Linien sind die Geraden, die das Spektrum am energiereichen Ende approximieren. Tab. 1 enthält das Ergebnis der Analyse; zu Vergleichszwecken sind ferner die Resultate von BISHOP u. a.<sup>8</sup>, von MLADJENOVIC und HEDGRAN<sup>5</sup> und von DŽELEPOV und SESTOPALOVA<sup>6</sup> angeführt. Die in Spalte 1 angegebenen Fehler sind geschätzte Fehlergrenzen. Spalte 2 enthält die Intensität, bezogen auf die 2,204 MeV-

Linie. Die Intensität pro Zerfall (Spalte 3) wurde aus der relativen Intensität unter Zugrundelegen von  $5,5 \cdot 10^{-2} \gamma$ -Quanten von 2,204 MeV pro Zerfall<sup>2</sup> errechnet, ein Wert, der nicht gut gesichert ist. In Spalte 4 weist die Angabe „ $D(\gamma, p)n$ “ auf die Benutzung eines mit Deuterium gefüllten Proportionalzählers hin, während „COMPTON-Kont.“ bzw. „COMPTON-Linie“ die Aufnahme des Spektrums der Compton-Elektronen aus einem dicken Konverter bzw. einem dünnen Konverter bezeichnen. Spalte 6 weist auf Niveaus hin, die aus dem Spektrum der weitreichenden  $\alpha$ -Teilchen des RaC' unter der An-

<sup>8</sup> G. R. BISHOP, R. WILSON u. H. HALBAN, Phys. Rev. 77, 416 [1950].

	1	2	3	4	5	6
	$E_\gamma$ (MeV)	Rel. Int.	Int./Zerfall <sup>+</sup>	Meßmethode	Referenz	$\alpha$ -Niveau <sup>3</sup> (MeV)
$\gamma_1$	(3) $3,03 \pm 0,03$	0,013	$< 10^{-4}$ $7 \cdot 10^{-4}$	D ( $\gamma$ , p) n COMPTON-Kont.	(s. Anm. <sup>8</sup> ) diese Arbeit	3,0
$\gamma_2$	$2,89 \pm 0,05$	0,005	$3 \cdot 10^{-4}$	COMPTON-Kont.	diese Arbeit	$2,88 \pm 0,01$
$\gamma_3$	$2,72 \pm 0,02$	0,026	$1,4 \cdot 10^{-3}$	COMPTON-Kont.	diese Arbeit	$2,697 \pm 0,004$
$\gamma_4$	$2,432^{++}$ $2,45 \pm 0,02$	{ 0,36 0,41 0,41}	$2,3 \cdot 10^{-2}$	COMPTON-Linie COMPTON-Linie COMPTON-Kont.	(s. Anm. <sup>5</sup> ) (s. Anm. <sup>6</sup> ) diese Arbeit	$2,439 \pm 0,004$
$\gamma_5$	$2,204^{++}$ $2,20 \pm 0,02$	{ 1 1 1}	$5,5 \cdot 10^{-2}$	COMPTON-Linie COMPTON-Linie COMPTON-Kont.	(s. Anm. <sup>5</sup> ) (s. Anm. <sup>6</sup> ) diese Arbeit	—

<sup>+</sup> siehe Text. <sup>++</sup> Energiewert übernommen.

Tab. 1. Harte  $\gamma$ -Linien des RaC.

nahme abgeleitet worden sind<sup>3</sup>, daß die  $\alpha$ -Gruppen zum Grundzustand des RaD führen. Die genaue Energie der Linie  $\gamma_5$  beträgt nach MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>9</sup> 2,204 MeV.

Die bei dieser Arbeit gemessene Intensität der Linie von 3,03 MeV steht im Widerspruch zu den Angaben von BISHOP u. a.<sup>8</sup>. Die Linien  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  und  $\gamma_3$  sind neu, während  $\gamma_4$  und  $\gamma_5$  schon lange bekannt sind und hier nur zum Intensitätsvergleich und als Test mitgemessen wurden.

Mit dem NaJ-Szintillationsspektrometer wurde das  $\gamma$ -Spektrum des RaC mit und ohne Filterung durch 2 cm Pb aufgenommen. Von den neuen  $\gamma$ -Linien konnte dabei nur die stärkste und weichste Linie  $\gamma_3$  beobachtet werden. Die Energie ergab sich zu  $2,71 \pm 0,04$  MeV. Die Suche nach Summationslinien entsprechend den in Tab. 1 aufgeführten Niveaus  $\geq 2,7$  MeV führte zu keinem Erfolg. Daraus kann aber nicht geschlossen werden, daß diese Niveaus nicht auch über  $\gamma$ -Kaskaden zerfallen.

Die drei neuen Linien  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  und  $\gamma_3$  müssen aus Energie- und Intensitätsgründen zum Zerfall  $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$  gehören. Aus Energiegründen müssen sie zum Grundzustand des  $\text{RaC}'$  führen. Die dadurch festgelegten  $\text{RaC}'$ -Niveaus stimmen gut mit den aus den weitreichenden  $\alpha$ -Teilchen erschlossenen Niveaus überein.

#### 4. RaC''

Für den Zerfall des RaC'' ist kürzlich von MAYER-KUCKUK<sup>10</sup> ein Zerfallsschema aufgestellt worden.

<sup>9</sup> M. MLADJENOVIC u. H. SLÄTIS, Ark. Fys. **8**, 65 [1954].

<sup>10</sup> TH. MAYER-KUCKUK, Z. Naturforschg. **11a**, 627 [1956].

Danach zerfällt dieser Kern über eine  $\beta$ -Gruppe von  $1,96$  MeV zu einem Niveau in RaD bei 3,43 MeV, das seinerseits größtenteils mit einer dreifachen  $\gamma$ -Kaskade unter Erreichen von Niveaus bei 1,07 und 0,783 MeV in den Grundzustand übergeht.

Die Betrachtung dieses Schemas legt die Frage nahe, in welchem Umfang die tiefer liegenden Niveaus des RaD direkt durch  $\beta$ -Übergang angeregt werden. Insbesondere wird man an einen Übergang zum Niveau bei 1,07 MeV denken; Übergänge zum 0,78-MeV-Niveau und erst recht zum Grundzustand sind wahrscheinlich hoch verboten. Das Problem läßt sich an RaC''-Quellen schlecht bearbeiten, da die Halbwertzeit kurz ist und starke reine RaC''-Quellen in einer Form, wie sie für die Messung des  $\beta$ -Spektrums geeignet ist, wohl nicht herzustellen sind.

Deshalb wurde eine Quelle aus aktivem Niederschlag der Ra-Emanation benutzt. In einer solchen Quelle entsteht RaC'' fortlaufend durch Zerfall des RaC. Das Verzweigungsverhältnis zwischen RaC' und RaC'' beträgt<sup>11</sup>  $4 \cdot 10^{-4}$ . Die starke RaC-Aktivität erlaubt Messungen am  $\beta$ -Spektrum des RaC'' nur oberhalb der  $\beta$ -Grenze des RaC (3,26 MeV<sup>4</sup>).

Abb. 6 zeigt das obere Ende des RaC- $\beta$ -Spektrums und den Intensitätsverlauf oberhalb davon; aufgetragen ist die auf den zeitlichen Abfall korrigierte Zählrate als Funktion des Spulenstroms. Aus Intensitätsgründen wurde eine große Quelle (5 mm Durchmesser) benutzt. Schreibt man die gesamte oberhalb 114 A beobachtete Zählrate einer  $\beta$ -Gruppe direkt zum 1,07 MeV-Niveau in RaD zu, so errech-

<sup>11</sup> Vgl. K. WAY, L. FANO, M. R. SCOTT u. K. THEW, Nuclear Data, Nat. Bur. Stand. Circ. 499 [1950].

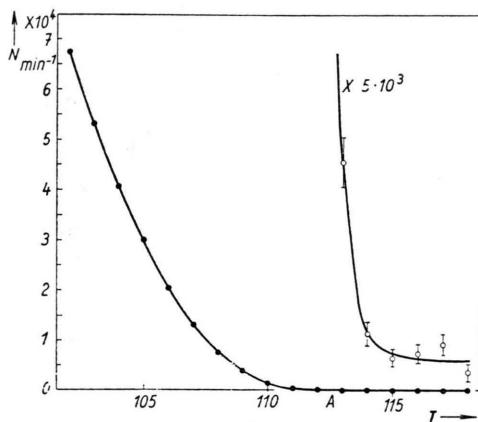


Abb. 6. Oberes Ende des RaC- $\beta$ -Spektrums und Intensitätsverlauf oberhalb davon. Aufgetragen: auf den Abfall korrigierte Zählrate gegen Spulenstrom.

net sich für diese Gruppe unter Berücksichtigung der statistischen Fehler eine obere Intensitätsgrenze von  $5 \cdot 10^{-3}$  pro RaC''-Zerfall; bei der Abschätzung ist die Annahme gemacht worden, daß die Form des fraglichen  $\beta$ -Spektrums nicht allzu verschieden von der erlaubten Form ist. Diese Intensitätsgrenze ist im Einklang mit der bei MAYER-KUCKUK<sup>10</sup> angegebenen Interpretation des Zerfalls  $\text{RaC}'' \rightarrow \text{RaD}$ .

Die Grenze von  $5 \cdot 10^{-3}$  gilt natürlich erst recht für Übergänge zu Niveaus unterhalb 1,07 MeV.

### 5. ThC''

Beim Zerfall von ThC'' wird durch direkten  $\beta$ -Übergang hauptsächlich ein Niveau von 3,20 MeV in ThD angeregt<sup>11</sup>. Dieses Niveau geht unter  $\gamma$ -Emission in ein Niveau bei 2,614 MeV über, das seinerseits direkt in den Grundzustand zerfällt. Die Niveaupolge bei der  $\gamma$ -Kaskade ist

$$(5-) \rightarrow (3-) \rightarrow (0+)^{12}.$$

Verschiedene Autoren<sup>9, 13</sup> haben trotz Suchen keine crossover-Strahlung von 3,20 MeV gefunden, andere<sup>14, 15, 16</sup> haben über die Existenz dieser Strahlung berichtet. So geben BISHOP u. a.<sup>8</sup> eine obere Grenze von  $10^{-3}$  Quanten pro ThC''-Zerfall an, während NIEWODNICZAŃSKI und WIEŁOWIEJSKA<sup>15</sup> so-

wie WIKTOR<sup>16</sup> Intensitäten von ca. 10% bzw. ca. 8% mitteilen.

Da die fragliche Strahlung trotz ihrer großen Energie als E 5-Strahlung merklich konvertiert sein müßte, wurde der Versuch unternommen, innere Konversionselektronen zu beobachten. Abb. 7 zeigt eine Meßkurve. Aufgetragen ist die auf den zeitlichen Abfall korrigierte Zählrate als Funktion des Spulenstroms. Zum Vergleich ist das mit derselben Quelle aufgenommene Konversionselektronenspektrum der 2,614-MeV- $\gamma$ -Strahlung mit eingezeichnet.

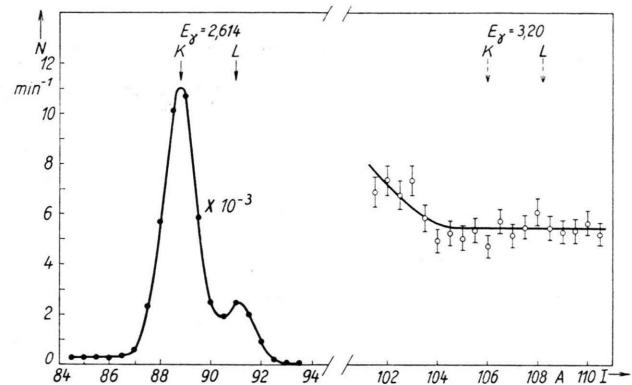


Abb. 7. Konversionslinien von  $\gamma$ -Strahlung des ThC''. K- und L-Konversionslinien einer Strahlung von 3,20 MeV müßten an den durch gestrichelte Pfeile bezeichneten Stellen liegen. Aufgetragen: auf den Abfall korrigierte Zählrate gegen Spulenstrom.

Es sind keine Anzeichen für Konversionselektronen einer 3,20-MeV- $\gamma$ -Strahlung zu sehen. Tab. 2 enthält die Ergebnisse. Der K-Konversionskoeffizient der 2,614-MeV-Strahlung (Spalte 3) ist von ELLIOTT u. a.<sup>17</sup> gemessen werden. Die obere Grenze für die

1	2	3	4
$E_\gamma$ (MeV)	Rel. Int. der K-Konversionslinie	K-Konversionselektronen pro Zerfall	$\gamma$ -Quanten pro Zerfall
2,614 <sup>+</sup>	1	$1,8 \cdot 10^{-3}^+$	$1^+$
(3,20)	$< 2 \cdot 10^{-4}$	$< 4 \cdot 10^{-7}$	$< 1,5 \cdot 10^{-4}$

<sup>+</sup> Werte übernommen (siehe Text).

Tab. 2. Harte  $\gamma$ -Strahlung des ThC''.

U.S.S.R. **3**, 263 [1940]; J. ITOH u. Y. WATASE, Proc. Phys. Math. Soc., Japan **23**, 142 [1941].

<sup>15</sup> H. NIEWODNICZAŃSKI u. M. WIEŁOWIEJSKA, Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III, **1**, 293 [1953]; **2**, 25 [1954].

<sup>16</sup> S. WIKTOR, Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III, **3**, 321 [1955].

<sup>17</sup> L. G. ELLIOTT, R. L. GRAHAM, J. WALKER u. J. L. WOLFSON, Phys. Rev. **93**, 356 [1954]; **94**, 795 A [1954].

<sup>12</sup> G. T. WOOD u. P. S. JASTRAM, Phys. Rev. **100**, 1237 A [1955].

<sup>13</sup> H. BRADT, J. HALTER, H. G. HEINE u. P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **19**, 431 [1946]; R. E. BELL u. L. G. ELLIOTT, Canad. J. Res. A **26**, 379 [1948].

<sup>14</sup> A. I. ALICHANOV, A. I. ALICHANIAN u. M. S. KOSODAEV, J. Phys. Radium **7**, 163 [1936]; C. D. ELLIS, Proc. Phys. Soc., Lond. **50**, 213 [1938]; A. I. ALICHANOV u. G. LATYSHEV, J. Phys.

Anzahl der 3,20-MeV-Quanten pro ThC''-Zerfall (Spalte 4) wurde aus der Grenze für die relative Intensität der entsprechenden K-Konversionslinie (Spalte 2) errechnet, wobei für die K-Konversionskoeffizienten der  $\gamma$ -Strahlen von 2,614 und 3,20 MeV Werte genommen wurden, die durch Inter- und

<sup>18</sup>  $\beta$ - and  $\gamma$ -Ray Spectroscopy, herausgegeben von K. SIEGBAHN, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1955, S. 907.

Extrapolation aus der ROSESchen Tabelle<sup>18</sup> errechnet worden waren.

Herrn Prof. W. BOTHE danke ich herzlich für sein förderndes Interesse, Herrn Prof. O. HAXEL und Herrn Dipl.-Phys. L. LASSEN vom II. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg für die Herstellung der ThB-Präparate und Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR für die Herstellung der Em-Präparate. Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

## Beugungsmikroskopie polydisperser Systeme

### II. Experimenteller Teil und Auswertung

Von D. JOERCHEL

Aus dem Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin-Dahlem  
(Z. Naturforsch. 12 a, 200—212 [1957]; eingegangen am 3. Dezember 1956)

In Teil I<sup>1</sup> wurde die HOSEMANNsche Interferenztheorie polydisperser Partikelhaufwerke erweitert und auf den zweidimensionalen Fall von Kreisscheibchen umgerechnet.

Die theoretischen Ergebnisse werden durch Beugungsbilder von Modellstrukturen veranschaulicht und geprüft. Es werden Auswerteverfahren entwickelt, nach denen die Strukturparameter (mittlerer Teilchenradius, Polydispersität, Packungsdichte) berechnet werden können. Sie stimmen im Rahmen der Meßfehler gut mit den wahren durch Auszählung aus den Modellen gewonnenen Daten überein. Die für den dreidimensionalen Fall analogen Formeln werden angegeben.

### § 1. Herstellung der Modelle

Um Anschluß an die in I entwickelte Theorie der polydispersen Haufwerke zu gewinnen, müssen die zweidimensionalen Modelle<sup>2</sup> folgende Eigenschaften besitzen:

a) Die verschieden großen „Bausteine“ — dargestellt durch in weißes Papier gestanzte Kreisscheibchen — sollen eine MAXWELL-artige DurchmesserVerteilung besitzen (I, § 5).

b) Sie dürfen sich weder überlappen, noch dürfen gewisse Bezirke höherer Ordnung oder spezieller Teilchengrößen auftreten. Makroskopisch betrachtet soll das System keinerlei Anisotropie besitzen.

c) Die Kreise sollen so regellos in der Systemfläche verteilt sein, daß die Gesamtabstandsstatistik der Teilchenmittelpunkte höchstens ein Maximum aufweist, das durch den vereinfachten Ansatz (I, Abb. 4) beschrieben wird. Damit scheiden automatisch alle Systeme aus, die eine gewisse Polydispersität unterschreiten bzw. eine bestimmte Packungsdichte überschreiten (I, Abb. 9). Ebensowenig werden Systeme mit einem gewissen Ordnungszustand, wie er praktisch z. B. durch interpartikuläre Kräfte erzwungen wird, diese Voraussetzung erfüllen. Als mathematisches Kriterium für eine „ideal regellose“ Anordnung kann die Beziehung (I, 6) aufgefaßt werden: ein möglicher Nahordnungszustand soll nur

durch die Packungsdichte und die damit verbundene rein geometrische Ausrichtung bedingt sein.

Eine Gewähr dafür, daß die Abstandsstatistik in einem System tatsächlich nur ein Maximum besitzt, ist das Auftreten nur höchstens eines Flüssigkeitsringes im Beugungsbild. Die Abb. 6 bis 8 zeigen 12 verschiedene Modelle. Ihre statistischen Daten sind in Tab. 6 zusammengestellt. Die Papiermodelle haben eine Größe von  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ , die Lochdurchmesser schwanken zwischen 1 und 15 mm.

Bei der Konstruktion der Modelle wurde folgendermaßen verfahren: Die Abszisse der vorgegebenen Partikelverteilungskurve wurde in mm-Abstände gerastert und die prozentuale Häufigkeit bestimmt, mit der die einzelnen Radien auftreten müssen. Die gewünschte Packungsdichte und der mittlere Radius legen die Gesamtzahl der Kreise fest. Je ausgedehnter die Statistik ist, um so mehr Bausteine müssen zur Verfügung stehen, um die Verteilung hinreichend gut realisieren zu können. Darum besitzen unter sonst gleichen Bedingungen Modelle großer Polydispersität einen kleineren mittleren Bausteinradius als die geringer Polydispersität.

Beim Stanzen der Löcher war lediglich darauf zu achten, daß die Fläche völlig wahllos und „ohne zu überlegen“ ausgefüllt wurde. Da das Auge beim oberflächlichen Betrachten der entstehenden Struktur sehr empfindlich für unwillkürlich entstehende „Kluster“

<sup>1</sup> D. JOERCHEL, Z. Naturforsch. 12 a, 123 [1957]; im folgenden als I zitiert.

<sup>2</sup> Vgl. I, Einleitung.