

wird ein Druck von 40 at. und eine mittlere Gas-temperatur von  $410^\circ\text{K}$  gefordert. Weiter soll die Xenonkonzentration im „reinen Gas“  $1/10$  der Konzentration im Speisegas sein. Wir nehmen an, daß der Thermodiffusionsfaktor bei 40 Atm. dem bei Atmosphärendruck gleich ist. Dichte und Viskosität von Deuterium entnehmen wir der Arbeit SCHIPPERS<sup>6</sup>. Es folgt ein Wandabstand von 1,4 mm und eine praktische Länge von etwa 50 cm. Die Produk-

tion könnte dann etwa 3,7 l (N.T.P.) Deuterium pro Stunde sein.

Diese Arbeit wurde durchgeführt im Rahmen des Programms der Organisation F.O.M. (Stichting Fundamenteel Onderzoek der Materie) und wurde finanziell gestützt von der Organisation Z.W.O. Wir danken Herrn Prof. J. WENT und Drs. TH. v. D. PLAS für ihre Anregungen. Die Isotopenkommission des Instituts für Kernphysik (I.K.O.) besorgte das Xenon. Wir schulden weiterhin Herrn J. v. WEL vielen Dank für den schnellen Bau der Kolonne und Fr. J. BLOM für die Durchführung der Experimente.

<sup>6</sup> A. C. J. SCHIPPER, Dissertation, Amsterdam 1954.

## Zum $\gamma$ -Spektrum von $\text{RaC}'$ ( $\text{Po}^{214}$ )\*

VON C. MAYER-BÖRIGKE

Aus dem Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 14 a, 609–627 [1959]; eingegangen am 10. März 1959)

Es wird ein Szintillationspaarspektrometer mit Graukeilanalysator und Energiediskriminierung in den Seitenzweigen beschrieben, das zur Spektroskopie von  $\gamma$ -Strahlung oberhalb 1,1 MeV diene. Mit diesem Gerät wurden die  $\gamma$ -Übergänge von  $\text{RaC}'$  ( $\text{Po}^{214}$ ) untersucht und die einzelnen Linien bezüglich Energie und Intensität vermessen (Em<sup>222</sup>-Quelle). Zur Auswertung der Graukeilspektren diente ein empfindliches photometrisches Verfahren. Sämtliche von anderen Autoren bisher direkt nachgewiesenen  $\gamma$ -Linien mit  $E_\gamma > 1150$  keV wurden durch die vorliegenden Messungen bestätigt. Außerdem wurde noch eine Anzahl neuer, insbesondere schwacher hochenergetischer  $\gamma$ -Übergänge gefunden. Insgesamt wurden 40  $\gamma$ -Linien oberhalb 1 MeV beobachtet, von denen einige noch komplexe Struktur haben können. Das Konversionselektronenspektrum von  $\text{RaC}'$  wird auf Grund der gemessenen  $\gamma$ -Strahlungen analysiert. Es wird ein Termschema angegeben, in das sämtliche bis jetzt bekannten  $\gamma$ -Strahlen des  $\text{RaC}'$  eingeordnet werden können. Spin und Parität einzelner Niveaus werden diskutiert. Einige Niveaus werden als kollektive Vibrationszustände interpretiert, und zwar als Ein-Phononen- und Zwei-Phononenanregung einer Quadrupolschwingung.

### 1. Ziel der Untersuchung

Das  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{RaC}'$  ( $\text{Po}^{214}$ ), das beim natürlichen Beta-Zerfall von  $\text{RaC}$  ( $\text{Bi}^{214}$ ) emittiert wird, ist außerordentlich kompliziert. Es gehört mit zu den ersten Spektren, die nach der Entdeckung der Radioaktivität untersucht wurden. In der Zwischenzeit ist es oft und mit Hilfe verschiedenster Spektroskopiemethoden gemessen worden, wobei nach und nach immer neue Linien entdeckt wurden. Trotzdem ist dieses linienreiche Spektrum noch immer nicht so vollständig bekannt, wie es zur Aufstellung eines detaillierten Termschemas für  $\text{RaC}'$  notwendig wäre. Insbesondere ist die Existenz einer größeren Anzahl von  $\gamma$ -Übergängen, die auf Grund neuerer Messungen vermutet werden können, noch nicht gesichert<sup>8</sup>. Außerdem hat man Ursache anzunehmen, daß noch eine Gruppe intensitätsärmerer  $\gamma$ -Übergänge, besonders vom energiereichen *Cross-over*-Typ existiert, die dem Nachweis bisher aus Intensitätsgründen entgangen sind.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Beitrag zur Kenntnis des  $\gamma$ -Spektrums von  $\text{RaC}'$  zu leisten, um dadurch eine Klärung der das Termschema von  $\text{RaC}'$  betreffenden Fragen herbeizuführen.

Es empfiehlt sich, eine Spektroskopiemethode zu benutzen, die sich von den bisher angewandten vor allem durch größere Nachweiswahrscheinlichkeit für die hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung und durch geringen Untergrund im Spektrum auszeichnet. Daher kam für die vorliegende Untersuchung praktisch nur die bisher noch wenig benutzte Methode der Szintillations-Paarspektrometrie in Frage.

### 2. Methode

Zur Spektroskopie höherenergetischer  $\gamma$ -Strahlung verwendet man heutzutage fast ausschließlich Szintillationspektrometer, die mit  $\text{NaJ(Tl)}$ -Kristallen ausgerüstet

\* Vorgetragen auf der Physikertagung in Karlsruhe am 2. 5. 1958; vgl. Phys. Verh. 5, 73 [1958] und Dissertation, Heidelberg 1958.



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 digitalized 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.

sind. Ist die Energie der  $\gamma$ -Strahlung  $E_\gamma > 1022$  keV ( $2 m_e c^2$ ), so tritt außer Photoprozess und Compton-Streuung auch Paarbildung auf. Die dem Elektron-Positron-Paar dabei vom  $\gamma$ -Quant mitgeteilte kinetische Energie ist

$$E_{\text{kin}}^{e^+} + E_{\text{kin}}^{e^-} = E_\gamma - 2 m_e c^2. \quad (1)$$

Das Elektron-Positron-Paar wird in der Kristallmaterie rasch abgebremst, wobei ein Szintillationsblitz entsteht. Ist das Positron zur Ruhe gekommen, so zerstrahlt es mit einem Kristallelektron. Dabei entstehen zwei Vernichtungsquanten von je 511 keV, welche unter  $180^\circ$  auseinanderlaufen. Im Szintillationsspektrum einer  $\gamma$ -Linie mit  $E_\gamma > 2 m_e c^2$  treten auf Grund der Paarbildung zwei Spitzen auf. Die erste, welche als Zwei-Quanten-Paar-Spitze bezeichnet sei, liegt 1,022 MeV unterhalb der Energie der Photospitze und kommt auf Grund von (1) zustande: Die beiden Vernichtungsquanten verlassen ungehindert den Kristall. Die zweite, die sog. Ein-Quanten-Paar-Spitze, kommt dadurch zustande, daß ein Vernichtungsquant den Kristall verläßt, während das andere vollständig absorbiert wird. Diese Spitze liegt daher bei einer um 0,511 MeV höheren Energie als (1).

Das nachfolgend beschriebene Paarspektrometer stellt einen Spektrometertyp dar, bei dem jeder monoenergetischen  $\gamma$ -Strahlung oberhalb 1 MeV nur eine einzige scharf definierte Spitze (Paarlinie) im Spektrum entspricht. Außerdem hat man den Vorteil, daß wegen des über der Paarbildungsschwelle rasch zunehmenden Wirkungsquerschnitts für Paarbildung die Nachweiswahrscheinlichkeit für höherenergetische  $\gamma$ -Strahlung stark ansteigt, so daß man auch sehr intensitätsarme  $\gamma$ -Übergänge insbesondere im Energiegebiet bis  $\leq 3$  MeV spektroskopisch erfassen kann.

Die Idee eines Drei-Kristall-Szintillationspaarspektrometers stammt von HOFSTADTER und MCINTYRE<sup>1</sup>. Inzwischen sind einige solcher Spektrometer unter fortschreitender Verbesserung der Methode nach folgendem Prinzip gebaut worden<sup>2</sup>: Die zu untersuchende  $\gamma$ -Strahlung wird kollimiert und trifft auf einen NaJ(Tl)-Kristall, welcher Mittelkristall genannt wird. Um die Paarer Ereignisse von den Photo- und COMPTON-Ereignissen auszusortieren, sind zu beiden Seiten des Mittelkristalls, gegen die direkte Bestrahlung durch Bleiabsorber geschützt, zwei weitere große NaJ(Tl)-Kristalle aufgestellt (vgl. Abb. 1 bzw. Anm. 2f). Die beiden im Zusammenhang mit der Paarbildung entstehenden Vernichtungsquanten, welche unter  $180^\circ$  auseinanderlaufen, werden mit Hilfe dieser Seitenkristalle nachgewiesen. Eine Dreifachkoinzidenz zwischen den drei Kristallen zeigt an, daß ein Paarerereignis stattgefunden hat und bewirkt, daß der im Mittelzweig der Anordnung auftretende Impuls dem eigentlichen Spektrometerteil der Apparatur zugeführt und dort bezüglich seiner Impulshöhe analysiert wird.

Aus dem Einzelkristallspektrum werden also durch die Dreifachkoinzidenzbedingung gerade die Zwei-Quanten-Paar-Spitzen als „Paarlinien“ ausgesondert. Der übrige Teil des Spektrums wird unterdrückt.

Die mit einem Paarspektrometer erzielbare Energieauflösung ist besser als die mit einem Einzelkristall erreichbare. Bei scharfer Kollimierung des  $\gamma$ -Strahls und bei Verwendung eines Lichtleiters, wie er im vorliegenden Falle benutzt wurde, kann man in guter Näherung annehmen<sup>2f, 3</sup>, daß die relative Halbwertsbreite  $\Delta E/E_\gamma$  einer Linie im Einzelkristallspektrum durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$\Delta E/E_\gamma = c/\sqrt{E_\gamma}. \quad (2)$$

$c$  läßt sich durch Messung der Halbwertsbreite einer  $\gamma$ -Linie bekannter Energie bestimmen. Bei dem verwendeten Mittelkristall zeigte die 662 keV-Linie von Cs<sup>137</sup> eine Halbwertsbreite von etwa 10% (später auf 8% verbessert). Gibt man  $E_\gamma$  in keV an, so erhält man im vorliegenden Falle  $\Delta E/E_\gamma$  direkt in %, wenn man ansetzt:

$$\Delta E/E_\gamma [\%] = 256/\sqrt{E_\gamma}. \quad (2a)$$

Hieraus läßt sich die Energieauflösung des Paarspektrometers berechnen, bei dem der durch (2a) gekennzeichnete Kristall als Mittelkristall Verwendung findet. Man erhält:

$$\Delta E/E_\gamma [\%] = 256 \sqrt{E_\gamma - 1022}/E_\gamma. \quad (3)$$

Man entnimmt Gl. (3), daß die relative Halbwertsbreite der Paarlinien knapp über der Energie der Paarbildungsschwelle sehr klein ist, dann ansteigt und bei 2 MeV ein Maximum von 4% erreicht und schließlich bei höheren Energien langsam wieder abnimmt. Oberhalb 3 MeV tritt am Fuße der Paarlinien auf der niederenergetischen Seite eine merkliche Linienverbreiterung auf, welche darauf beruht, daß gelegentlich ein Teil der bei der Abbremsung des hochenergetischen Paares entstehenden Bremsstrahlung aus dem Kristall entkommt. Diese Verbreiterung ist im Energiegebiet  $< 3$  MeV vernachlässigbar.

### 3. Versuchsanordnung

Zur Kollimierung der vom Präparat ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung diente ein doppeltkonischer Kanal in einem quaderförmigen Bleiblock (Abb. 1). Die Raumwinkelöffnung des langen Kollimatorkonus betrug  $0,5^\circ/00$ . Am Ort der Konusspitze war das Präparat angebracht. Zur Justierung wurde ein aus dem kleinen Konus des Kollimatorkanals herausnehmbarer, dünnwandiger Messingpräparathalter benutzt, in dessen passend gewähltes Röhrchen das Präparat eingeschoben werden konnte. Sollte mit Bleiabsorbern gemessen werden, so wurde der Präparatträger, der wegen seines auf Paßsitz gear-

<sup>1</sup> R. HOFSTADTER u. J. A. MCINTYRE, Phys. Rev. **79**, 389 [1950].

<sup>2</sup> a) S. A. JOHANSSON, Nature, Lond. **166**, 794 [1950]. b) J. K. BAIR u. F. C. MAIENSCHIEIN, Rev. Sci. Instrum. **22**, 343 [1951]. c) G. M. GRIFFITHS u. J. B. WARREN, Proc. Phys. Soc., Lond. A **65**, 1050 [1952]. d) R. S. FOOTE u. G. KAMM,

Phys. Rev. **87**, 193 [1952]. e) H. I. WEST JR. u. L. G. MANN, Rev. Sci. Instrum. **25**, 129 [1954]. f) D. E. ALBURGER u. B. J. TOPPEL, Phys. Rev. **100**, 1357 [1955].

<sup>3</sup> L. G. MANN, W. E. MEYERHOFF u. H. I. WEST JR., Phys. Rev. **92**, 1481 [1953].

beiteten Hohlkonus nur leicht in den kurzen Kollimatorkanal eingedrückt zu werden brauchte, um fest zu sitzen, durch einen anderen ersetzt, der an Stelle des passenden Hohlkonusstücks einen Kegelstumpf aus Blei besaß (Abb. 1). Die kollimierte  $\gamma$ -Strahlung erfaßte nur den

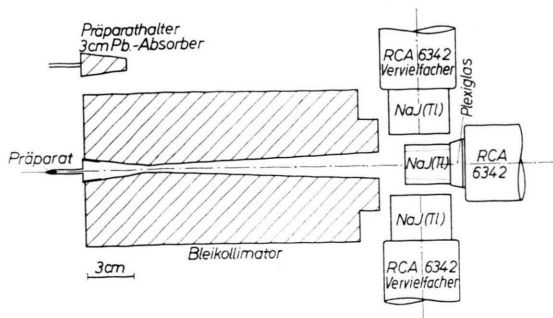


Abb. 1. Geometrie der Paarspektrometeranordnung.

durch Punktierung in Abb. 1 gekennzeichneten Bereich des Mittelkristalls. Die übrigbleibende Randzone war genügend groß, um zu verhindern, daß die Paarelektro-

nen seitlich aus dem Kristall herauslaufen konnten. (Reichweite 3 mm für 2 MeV-Elektronen.) Der Mittelkristall (25 mm  $\phi$ ) war schmaler als die Seitenkristalle (40 mm  $\phi$ ), damit die in demselben entstehende Vernichtungsstrahlung wenig absorbiert wurde und daher leichter in die Seitenkristalle gelangen konnte. Außerdem konnte man die Seitenkristalle näher aneinander rücken als bei breitem Mittelkristall und dadurch den Raumwinkel für den Nachweis der Vernichtungsstrahlung vergrößern.

Abb. 2 gibt das Blockschaltbild der Apparatur. Aus Abb. 3 ersieht man Form und zeitliche Reihenfolge der bei einem Paarereignis auftretenden Impulse. Die Anordnung arbeitet nach dem Schnell-Langsam-Prinzip. Im „schnellen Teil“ befindet sich eine Dreifachkoinzidenzstufe (Abb. 4) mit einer Koinzidenzauflösezeit  $\tau = 2 \cdot 10^{-7}$  sec, welche dann anspricht, wenn in allen drei Szintillationszählern gleichzeitig ein Impuls auftritt. Im „langsamen Teil“ befinden sich in den Seitenzweigen selektive Energiekanäle<sup>4</sup>, die nur solche Impulse passieren können, welche aus der Photospitze der 511-keV-Vernichtungsstrahlung stammen. Durch diese Energieselektion kann man den im Paarspektrum zwischen den einzelnen Linien normalerweise noch auftre-

<sup>4</sup> C. W. JOHNSTONE, *Nucleonics* **11**, 36 [1953], Nr. 1.

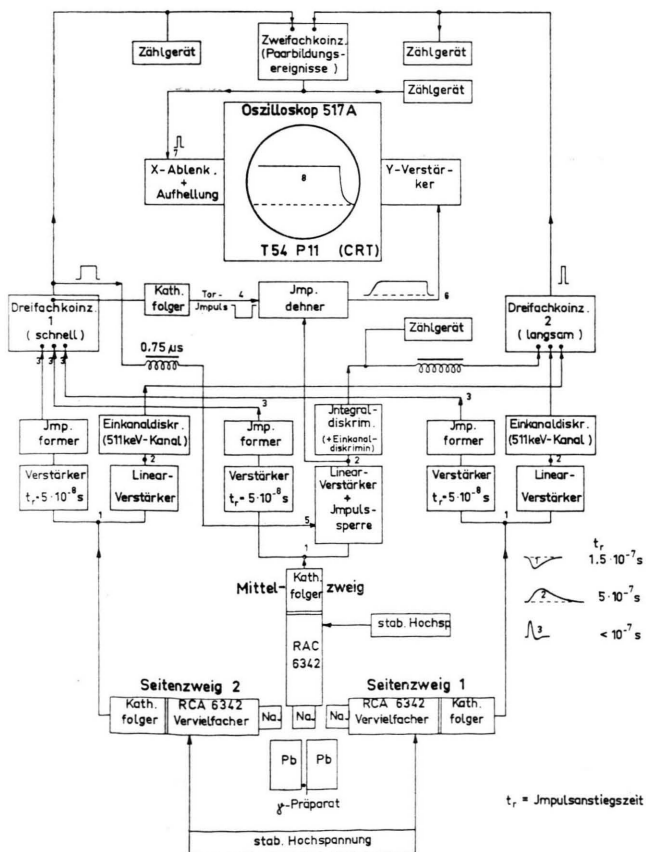


Abb. 2. Blockschaltbild der Paarspektrometerapparatur mit Graukeilanalysator. Sämtliche Impulsleitungen zwischen den verschiedenen Einheiten der Apparatur bestehen aus 150  $\Omega$  Koaxialkabel.

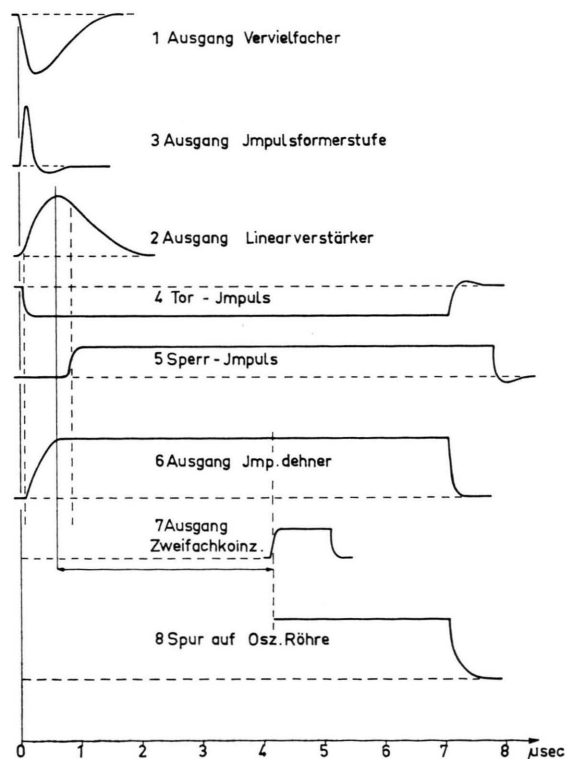


Abb. 3. Zeitdiagramm der Impulsfolge im Paarspektrometer. Die angegebenen Zahlen korrespondieren mit den in Abb. 2 durch Zahlen gekennzeichneten Stellen.

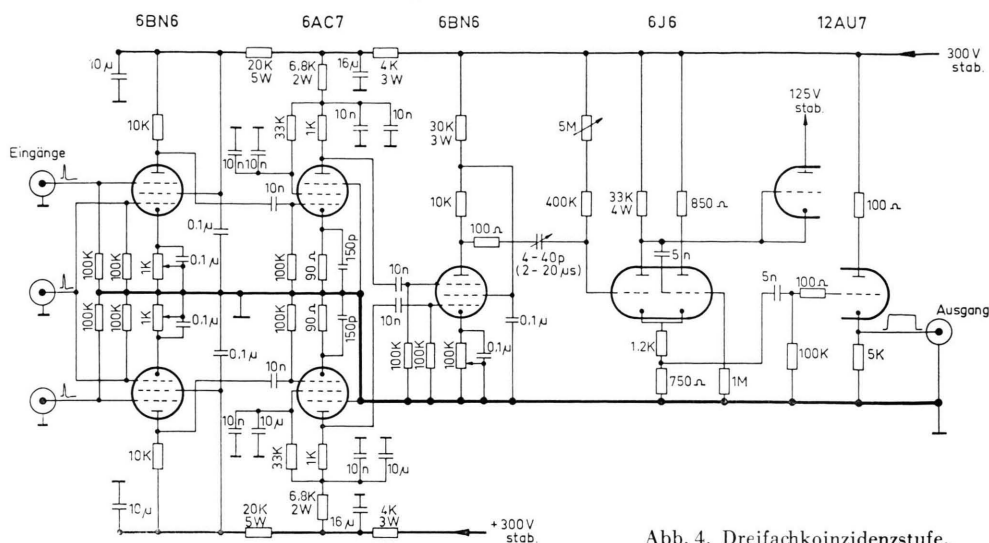


Abb. 4. Dreifachkoinzidenzstufe.

tenden schwachen Untergrund praktisch vollständig zum Verschwinden bringen. Wenn schneller und langsamer Teil der Apparatur gleichzeitig ansprechen, d. h. wenn die Dreifachkoinzidenzbedingung und die Energieebenenbedingung erfüllt sind, dann hat ein Paarereignis im Mittelkristall stattgefunden, und es wird über die Zweifachkoinzidenzstufe für den im Mittelkanal in einem Impulsdehner gespeicherten Paarimpuls der Weg zum Oszillographen freigegeben (vgl. Abb. 2 und Zahl 8 in Abb. 3).

Zur Registrierung des Paarspektrums wurde die Methode der Graukeilspektroskopie benutzt<sup>5</sup>. Die Spektren kommen dabei folgendermaßen zustande: Vom Ausgang des Linearverstärkers im Mittelzweig führt eine Abzweigung der Impulsleitung zum Impulsdehner<sup>6</sup>, der den Verstärker-Impuls für die Dauer des Torimpulses (7  $\mu$ sec), welcher von der schnellen Dreifachkoinzidenzstufe geliefert wird (Abb. 3), auf seiner Maximalamplitude hält. Der Impulsdehner liefert daher einen etwa rechteckförmigen Ausgangsimpuls, dessen Höhe mit der Maximalamplitude des Verstärker-Impulses übereinstimmt (vgl. 6 in Abb. 3). Auf dem Bildschirm der Oszillographenröhre erscheint dann bei einem Paarereignis der letzte Teil des gedehnten Impulses (8 in Abb. 3), dessen Höhe über der Oszillographennulllinie proportional zur Energie (1) des Paarimpulses im Mittelzweig ist. Um zu verhindern, daß die Impulsform des gedehnten Impulses durch weitere, vom Linearverstärker nachgelieferte Impulse verändert wird, werden, sobald einmal die schnelle Dreifachkoinzidenzstufe angesprochen hat, alle weiteren Ausgangsimpulse des Linearverstärkers unterdrückt. Dies geschieht mittels eines ebenfalls von der schnellen Koinzidenzstufe gelieferten Steuerimpulses, der durch eine Verzögerungsleitung um 0,75  $\mu$ sec verzögert wird (vgl. 5 in Abb. 3), so daß die in den Verstärker eingebaute Impulssperre erst dann anspricht, wenn das Maximum des Linearverstärkerimpul-

ses schon überschritten ist und der Ladekondensator des Impulsverlängerers daher schon auf seinen Endwert aufgeladen ist.

Die Impulsspuren (8 in Abb. 3) werden durch einen linearen Graukeil hindurch photographiert. Die Nulllinie der Oszillographenröhre kann durch zwei kleine Bohrlöcher in der den Graukeil haltenden Oszillographenmaske photographiert werden. Die Verbindungslinie der dabei entstehenden „Nullstriche“ markiert das Nullniveau der Paarenergieskala (Nullniveau der Paarenergie = 1022 keV  $\gamma$ -Energie). Für die Aufnahme eines komplizierten  $\gamma$ -Spektrums wurden gewöhnlich  $10^4$ – $10^5$  Paarimpulsspuren benutzt. Bei einfachen Spektren benötigte man wesentlich weniger Impulse. Die Gesamtzählrate der im Linearverstärker des Mittelzweigs verarbeiteten Impulse war bei den Messungen stets  $\leq 10^4$ /sec.

Abb. 5 zeigt eine Paarspektrometeraufnahme von



Abb. 5. Paarspektrum von  $\text{Na}^{24}$ . Das Bild ist gegenüber dem auf dem Oszillographenbildschirm entstehenden um  $90^\circ$  verdreht.

<sup>5</sup> D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **20**, 139 [1947].

<sup>6</sup> W. BERNSTEIN, R. L. CHASE u. A. W. SCHARDT, Rev. Sci. Instrum. **24**, 437 [1953].



$\text{Na}^{24}$  (1,37 und 2,75 MeV  $\gamma$ -Energie). Links im Bild sind die zwei kurzen übereinanderliegenden Nullstriche zu erkennen. Vom Nullniveau nach rechts zu höheren Energien fortschreitend erkennt man als schwache Linie die Paarlinie der 1,37-MeV- $\gamma$ -Strahlung. Noch weiter rechts liegt die 2,75-MeV-Paarlinie. Sie tritt auf Grund des größeren Paarbildungsquerschnitts wesentlich stärker hervor als die niederenergetische Linie. Das Spektrum besteht aus 1500 Impulsen. Die Belichtungszeit betrug 72 min. Das Spektrum ist zwischen den beiden Linien praktisch frei von Untergrund. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Paarspektrometers ist für den Fall von  $\text{Na}^{24}$  so, daß auf  $\sim 10^4$  Einzelkristallimpulse des Mittelkristalls ein registrierter Paarimpuls kommt. Die Schwerpunktsverschiebung einer Linie betrug über Zeiträume von 100 Stunden weniger als 5‰ Abweichung von der mittleren Lage.

Um in Gegenwart starker  $\gamma$ -Linien eventuell im Paarspektrum auftretende schwache, höherenergetische Spitzen als schwache  $\gamma$ -Linien identifizieren zu können, muß man sicher sein, daß es sich nicht um Summationslinien handelt. Summationslinien könnten im Paarspektrum dadurch entstehen, daß z. B. Impulse der Photolinie (Energie  $E_{\text{ph}}$ ) einer starken  $\gamma$ -Strahlung des Einzelspektrums sich auf Grund zufälliger Koinzidenzen der Paarlinie eines  $\gamma$ -Übergangs superponieren. Die dabei entstehende Summationslinie würde im Paarspektrum um  $E_{\text{ph}}$  höher liegen als die von der Superposition betroffene Paarlinie. Bei der theoretischen Analyse dieses Summationseffekts hat man die Form der vom Ausgang des Linearverstärkers gelieferten Impulse sowie den Sperrvorgang des Impulsunterdrückers zu berücksichtigen und erhält für die Intensität  $I_s$  (angegeben in ‰ der Paarlinienintensität) einer Summationsspitze im vorliegenden Fall

$$I_s[\text{‰}] = 5 \cdot 10^{-4} n. \quad (4)$$

Dabei bedeutet  $n$  die Intensität der für den Summationseffekt verantwortlichen Photo-Spitze im Einzelkristallspektrum des Mittelzweigs (Impulse/sec). Nach (4) hat man also z. B. für eine Photolinienintensität von 2000 Impulsen/sec Summationslinien zu erwarten, die gerade 1‰ der jeweiligen Paarlinienintensität betragen<sup>7</sup>. Da die Gesamtzählrate im Mittelkristall, wie schon erwähnt, gewöhnlich  $< 10\,000/\text{sec}$  war, entfallen bei komplexer  $\gamma$ -Strahlung auf eine einzelne Spitze des Einzelkristallspektrums wesentlich weniger als 2000 Impulse/sec. Die Summationslinienintensitäten sind also  $< 1‰$  der Paarlinienintensitäten und daher vernachlässigbar. Aus diesen Gründen zeigt auch die starke 2,75-MeV-Linie von  $\text{Na}^{24}$  in Abb. 5 keine Summationslinien.

Die Auswertung der oszillographisch aufgenommenen Graukeil-Paarspektren geschah mit Hilfe eines Registrierphotometers. Die Energie der einzelnen Linien läßt

sich aus den Photometerdiagrammen durch Ausmessen des Linienabstandes vom Nullniveau der Paarenergie ermitteln. Das Nullniveau war durch die ebenfalls im Photometerdiagramm erscheinenden Nullstriche gegeben. Zur genaueren Lokalisierung der einzelnen Paarlinien wurden stets mehrere Photometerkurven in verschiedener Ordinatenhöhe („horizontale Schnitte“ in Abb. 5) auf ein Photometerdiagramm aufgenommen. Zur Eichung der Energieskala dienten u. a. die Linien von  $\text{Na}^{24}$ , deren Energie sehr genau bekannt ist. Die Linearität der Energieskala wurde durch Messungen mit einem Quecksilberimpulsgeber sichergestellt.

Die Intensitätsauswertung der Paarspektren war schwieriger als die Energieauswertung und soll hier etwas näher erläutert werden: Es wurden zur Messung lineare Graukeile von  $40 \times 50 \text{ mm}^2$  mit einem Schwärzungsverhältnis von 1 : 100 oder 1 : 1000 verwendet. Lineare Graukeile haben eine logarithmische Intensitätskala, d. h. die Höhe  $h$  einer Linie im Spektrum hängt mit der Intensität  $I$  der Linie folgendermaßen zusammen:

$$h = a + b \ln I. \quad (5)$$

Zur Festlegung der relativen Intensitätsskala hat man den Keilfaktor  $b$  oder eine aus ihm abgeleitete Größe zu bestimmen. Dies geschah mit Hilfe von Intensitätseichspektren, deren einzelne Linienintensitäten sich um Potenzen von 2 unterscheiden. So entstanden die Eich-

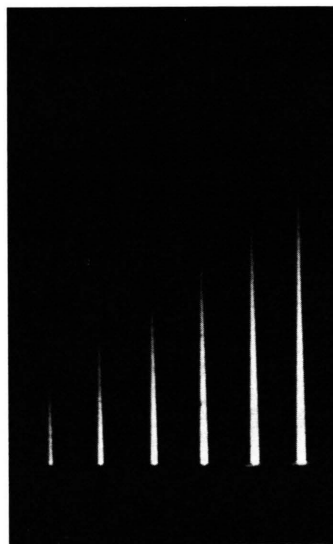


Abb. 6. Intensitätseichspektrum.

linien der Abb. 6 aus 100, 200, 400, 800, 1600 und 3200 künstlich erzeugten Impulsen.

Das Auswerteverfahren für die Intensitätseichspektren ist charakteristisch für die später bei der Auswertung der Paarspektren angewandte Methode der Intensitätsbestimmung: Die Höhendifferenz  $\Delta h_{F2}$  zweier benachbarter Linien im Eichspektrum ist konstant [vgl. (5)] und wird zunächst visuell<sup>2f</sup> bestimmt.  $\Delta h_{F2}$  ist dann mit  $b$  durch

<sup>7</sup> Berechnet man die Summationsintensität bei  $\gamma$ -Kaskaden (wahre Koinzidenzen), so kommt man für den im folgenden allein interessierenden Fall ( $E_\gamma > 0,6 \text{ MeV}$ ) ebenfalls auf  $< 1‰$  Summationslinienintensität, wenn man die Geometrie der Abb. 1 zugrunde legt.

verknüpft.  $\Delta h_{F2} = b \ln 2$  (6)

Die visuelle Methode zur Bestimmung von  $\Delta h_{F2}$  dient als Vorstufe einer genaueren Messung, die mittels eines Registrierphotometers durchgeführt wird: Jedes Photometerdiagramm enthält mehrere Photometerkurven desselben Eichspektrums. Die einzelnen Kurven stellen dabei „horizontale Schnitte“ in verschiedener Höhe über der Grundlinie dar, wobei der Schnittabstand gerade zu  $\Delta h_{F2}$  gewählt wird. Abb. 7 zeigt das Photometer-

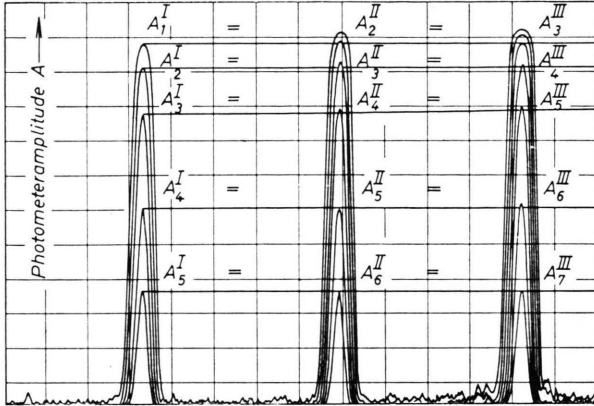


Abb. 7. Photometerdiagramm eines dreiliniigen Intensitätseichspektrums.

diagramm eines dreiliniigen Intensitätseichspektrums, dessen einzelne Linien von links nach rechts im Diagramm fortschreitend mit I, II und III bezeichnet seien und die 200 bzw. 400 bzw. 800 künstlich erzeugte Impulsspuren enthalten. Der in Grundliniennähe ausgeführte erste Schnitt, gekennzeichnet durch den Index 1, bringt bei jeder Linie jeweils die höchste registrierte Photometeramplitude  $A_1^i$  ( $i = \text{I, II, III}$ ) hervor. Die nächste Photometerkurve (Schnitt 2) ergibt die Amplitudenserie  $A_2^i$ , für die jedenfalls gilt  $A_2^i < A_1^i$ , da der Schnitt 2 auf einem um etwa  $\Delta h_{F2}$  höheren Niveau gegenüber dem ersten ausgeführt wird. Entsprechendes gilt für alle weiteren Photometerkurven. Wenn nun das mittels der visuellen Methode bestimmte  $\Delta h_{F2}$  genau das dem Intensitätsfaktor 2 entsprechende Höheninkrement darstellt, so muß für die Photometeramplituden der einzelnen Linien offenbar gelten

$$A_k^i = A_{k+1}^{i+1} \quad (i = \text{I, II, III, } \dots), \quad (7)$$

$$(k = 1, 2, 3, 4, \dots).$$

Wie man sieht, ist Bedingung (7) in Abb. 7 erfüllt. Entspricht das visuell bestimmte  $\Delta h_{F2}$  nicht genau dem Intensitätsfaktor 2, so hat man neue Photometerdiagramme mit etwas verändertem Schnittabstand anzufertigen, bis (7) erfüllt ist. Der so ermittelte Schnittabstand ist dann das wahre  $\Delta h_{F2}$ .

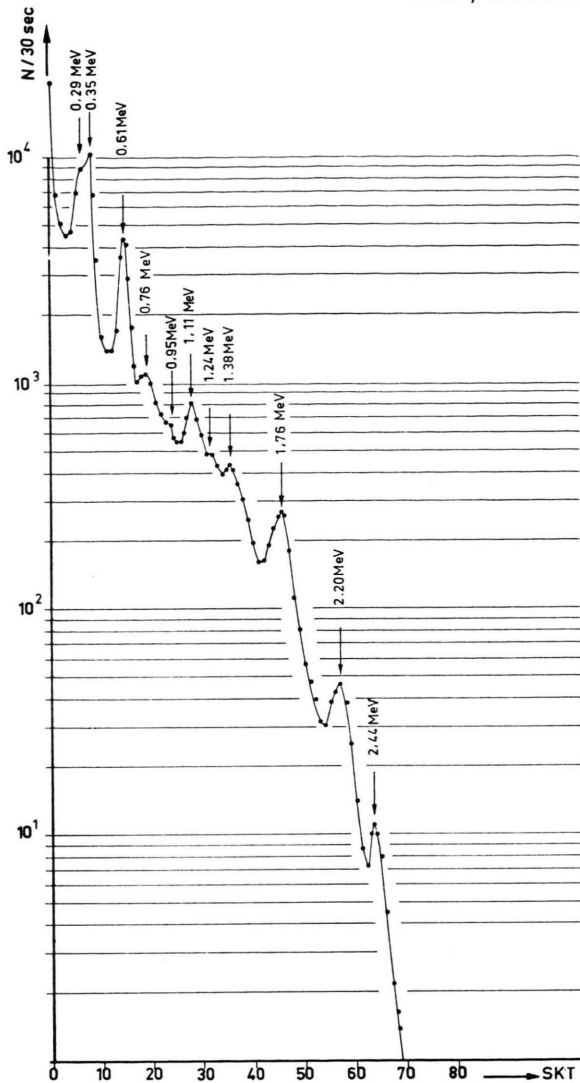
Visuelle wie auch photometrische Methode basieren darauf, daß man in den einzelnen Linienspitzen Punkte gleicher Korndichte aufsucht. Daher geht weder die Schwärzungskurve des verwendeten Filmmaterials noch die Photometercharakteristik in die Auswertungsmethode ein.

Zur Intensitätsauswertung der Paarspektren wurden Photometerdiagramme mit vielen einzelnen Photometerkurven analog zu Abb. 7 angefertigt, deren Schnittabstand  $\Delta h_{F2}$  betrug. Um die Intensität einer Paarlinie relativ zur Intensität einer Referenzlinie des Spektrums zu bestimmen, sucht man sich zwei Schnitte  $S_1$  und  $S_2$  aus derart, daß die Amplitude der Referenzlinie im ersten Schnitt mit der Amplitude der anderen Linie im zweiten Schnitt möglichst gut übereinstimmt. Wenn die beiden Linien genau gleiche Amplitude haben, so kann man aus der Anzahl  $n$  der  $\Delta h_{F2}$ -Schnitte, die nötig sind, um bei der Aufnahme des Photometerdiagramms von  $S_1$  nach  $S_2$  zu gelangen, sofort auf das Verhältnis  $2^n$  der relativen Intensitäten der beiden Linien schließen. Im allgemeinen wird man keine genaue Übereinstimmung der Amplituden finden. In diesem Fall kann man aber leicht zwischen den in Frage kommenden Schnitten interpolieren, insbesondere wenn man im linearen Teil des Photometerdiagramms arbeitet. Um aus den so gewonnenen Intensitäten die relativen Intensitäten der einzelnen Paarlinien zu erhalten, muß man noch auf die Abhängigkeit der Paarlinien-Halbwertbreite von der  $\gamma$ -Energie [vgl. Gl. (3)] korrigieren. Dies ist leicht möglich, da die Form der Paarlinien durch GAUSS-Kurven beschrieben wird. Aus den relativen Paarspektrometerintensitäten ergeben sich schließlich die gesuchten relativen Intensitäten der  $\gamma$ -Übergänge durch Berücksichtigung des Paarbildungsquerschnitts<sup>3</sup>.

#### 4. Ausführung der Versuche und Ergebnisse

Als  $\gamma$ -Präparat diente Radium-Emanation in einer dünnwandigen Glasampulle, die einen Außendurchmesser von  $\approx 2$  mm und eine Länge von 5 bis 10 mm hatte. Die Anfangsstärke der Präparate lag gewöhnlich bei  $< 2$  mC. Bei Verwendung von Bleiabsorbern, die zur Schwächung der intensiven niederenergetischen  $\gamma$ -Strahlung dienten, wurden entsprechend stärkere Präparate benutzt (bis 10 mC). Vor Beginn der eigentlichen Paarspektromettermessungen wurden zunächst Einzelkristallspektren mit dem Mittelkristall und dem im Mittelzweig eingebauten Differentialdiskriminator aufgenommen. Abb. 8 zeigt ein solches Spektrum. Bei der Messung wurde kein Bleiabsorber verwendet. Die Linien bei 0,29 MeV und 0,35 MeV gehören zum  $\gamma$ -Spektrum von RaC ( $\text{Bi}^{214}$ ), das beim  $\beta$ -Übergang von RaB ( $\text{Pb}^{214}$ ) nach RaC emittiert wird. Die  $\gamma$ -Linien höherer Energie stammen von RaC'. Die mit 0,76 MeV gemessene Strahlung kann komplex sein.

Bei der Aufnahme von RaC'-Paarspektren müssen die Helligkeit der Oszillographenspur, die Filmeempfindlichkeit, die Härte des Entwicklers und die Entwicklungsdauer sowie die Gesamtzahl der im



Spektrum registrierten Impulse gut aufeinander abgestimmt sein, damit man Spektren bekommt, bei denen die schwachen  $\gamma$ -Linien nicht durch photographische Überstrahlungseffekte verdeckt oder durch schwache Entwicklung unterdrückt werden. Gute Auflösung der Einzelstrukturen erhält man außerdem durch ausschnittsweises Spektroskopieren, wobei ein Teil des Spektrums über die ganze Breite des Graukeils ausgedehnt wird. Abb. 9 ist ein Photometerdiagramm eines Graukeilpaarspektrums von RaC', das eine Übersicht über die intensiveren Strahlungen im Bereich der  $\gamma$ -Energie von  $1,1 < E_\gamma < 2,5$  MeV gibt. Das Diagramm enthält mehrere Photometerkurven, die Schnitte in verschiedener Höhe über der Grundlinie darstellen (vgl. Kap. 3). Die angegebenen Zahlen bedeuten die Energie der einzelnen  $\gamma$ -Komponenten des Spektrums in keV, wie sie sich bei der Energieauswertung des vorliegenden Photometerdiagramms ergab. (1,764 und 2,204 MeV-Linie dienten zur Eichung.) Außer den im Photometerdiagramm gekennzeichneten Strahlungen existieren noch weitere intensitätsschwache  $\gamma$ -Übergänge, die bei der einfachen Übersichtsmessung aber noch nicht deutlich hervortreten. Um diese Strahlungen finden zu können, muß man die Energieskala dehnen (Vergrößerung der Multipliiervverstärkung), so daß ein kleiner Ausschnitt des Spektrums über die ganze Breite des Graukeils ausgedehnt wird. Abb. 10 gibt ein Photometerdiagramm

Abb. 8. Einzelkristallspektrum der  $\gamma$ -Strahlung eines Radium-Emanationspräparates.

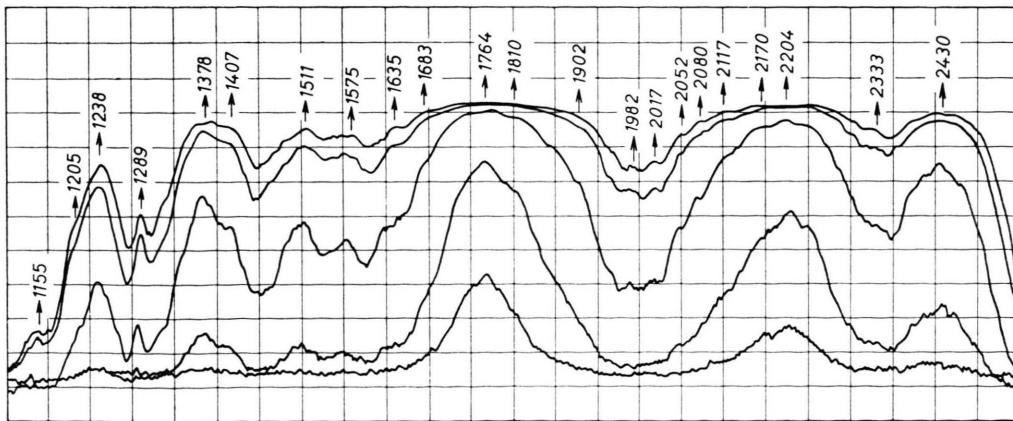


Abb. 9. Photometerdiagramm eines Graukeil-Paarspektrums von RaC'- $\gamma$ -Strahlung von 1,15 bis 2,5 MeV ( $12 \times 30 \text{ cm}^2$ ). Die Zahlen bedeuten die Energien in keV, wie sie sich bei der Auswertung des Diagrammes ergaben.

einer solchen Messung im Bereich von 1,3 bis 2 MeV, auf welchem noch etwas mehr Einzelheiten als in Abb. 9 zu erkennen sind. Man sieht z. B. Linien bei 1511 und 1532 keV. In Tab. 1 ist diese komplexe Struktur um 1520 keV gesondert ver-

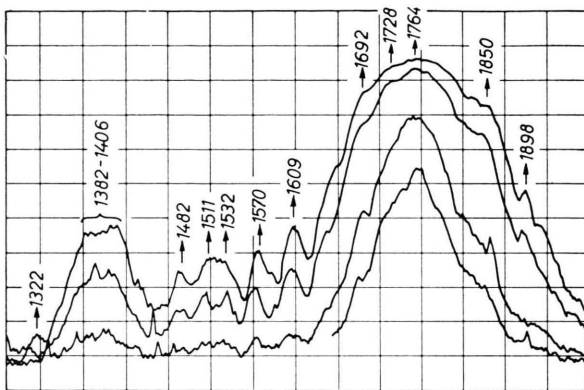


Abb. 10. Photometerdiagramm eines Graukeil-Paarspektrums von RaC' im Energiebereich von 1,3 bis 2 MeV. Die Zahlen bedeuten die Energien der einzelnen  $\gamma$ -Strahlungen in keV, wie sie sich bei der Auswertung ergaben.

merkt. DZELEPOV und SESTOPALOVA<sup>8</sup> geben eine starke und eine schwächere Linie im Gebiet um 1780–1790 keV an. Die Paarspektromettermessungen bestätigen diese Angaben nicht. Bei den vorliegenden Messungen wurde nämlich jeweils nur höchstens eine Linie in diesem Energiegebiet gefunden, deren Intensität höchstens  $\frac{1}{3}$  der Intensitätssumme der von DZELEPOV und SESTOPALOVA angegebenen Linien betrug. Die Existenz der Linie um 1793 keV kann nach den Paarspektromettermessungen noch nicht als gesichert gelten. Im Photometerdiagramm ist zwischen den Linien bei 1609 und 1692 keV noch eine Struktur zu erkennen, die möglicherweise von einer weiteren  $\gamma$ -Strahlung herrührt. An manchen Stellen der Photometerkurven sind schmale, kleine Spitzen bzw. Zacken zu erkennen, die sich aber bei den darüberliegenden Kurven nicht wiederholen und daher nichts mit  $\gamma$ -Linien zu tun haben. Sie kommen durch Staubkörner auf der Filmschicht oder durch andere optische Inhomogenitäten im Film zustande.

Um statistische Unsicherheiten auszuschließen, wurden im Energiegebiet bis 2,5 MeV fünf Messungen durchgeführt. In Tab. 1 sind die aus diesen Mes-

sungen gewonnenen Mittelwerte der einzelnen  $\gamma$ -Energien eingetragen. Die angegebenen Fehler sind geschätzt. Weite Fehlergrenzen weisen darauf hin, daß die Strahlung eventuell komplex ist oder daß die Linie sehr intensitätsschwach und daher schwierig zu messen ist. Die Intensitäten wurden auf Grund des in Kap. 3 beschriebenen Verfahrens ermittelt (visuelle und photometrische Methode), wobei die Intensität der 2204-keV-Linie gleich 1 gesetzt wurde. Die Intensität der schwachen  $\gamma$ -Übergänge konnte nur dann direkt bestimmt werden, wenn die Linien gut isoliert im Spektrum erschienen wie z. B. die Strahlung bei 1289 keV. Die Intensität von schwachen  $\gamma$ -Linien, die energetisch in der Umgebung von intensitätsreichen Übergängen lagen, wurde geschätzt (in Tab. 1 durch + gekennzeichnet). Soweit diese Schätzungen in Einklang mit den Intensitätsangaben von DZELEPOV und SESTOPALOVA<sup>8</sup> standen, wurden die Angaben dieser Autoren übernommen. Es kann angenommen werden, daß die in Tab. 1 angegebenen geschätzten Intensitäten einen Fehler von  $\pm 20\%$  haben. Die Intensitätsfehlergrenzen der direkt gemessenen Strahlungen liegen etwa bei  $\pm 10\%$ .

Zwischen den mit 1379 und 1407 keV angegebenen Linien können sich nach den Messungen noch weitere schwache  $\gamma$ -Übergänge befinden, insbesondere ein solcher bei 1394 keV. Bei guter Auflösung ist oberhalb von 1407 keV noch eine sehr schwache Spitze bei 1436 keV zu sehen. Letztere Strahlung ist in Tab. 1 durch die Bemerkung „sehr schwach ausgeprägte Linie“ charakterisiert. Auch einige andere Linien, bei denen z. Tl. weniger extreme Verhältnisse vorliegen, sind in der Tabelle durch ähnliche Bemerkungen gekennzeichnet, wodurch generell darauf hingewiesen werden soll, daß diese  $\gamma$ -Übergänge vom Standpunkt der Paarspektromettermessungen aus noch nicht als vollständig gesichert betrachtet werden können, insbesondere dann nicht, wenn in der Tabellenspalte „Bemerkungen“ noch ein Fragezeichen steht. Für einige dieser schwachen  $\gamma$ -Linien kann man Anhaltspunkte für ihre Existenz aus einer Diskussion der Konversionselektronendaten von RaC' erhalten (siehe Kap. 5, Diskussion), so daß diese Linien dann doch als gesichert gelten dürfen.

Im Gebiet der  $\gamma$ -Energien  $> 2,5$  MeV existieren beim RaC' noch einige sehr intensitätsschwache Linien, die als *Cross-over*-Strahlungen zum Grundzustand interpretiert werden können und daher be-

<sup>8</sup> B. S. DZELEPOV u. S. A. SESTOPALOVA, NUOVO Cim. 3, Suppl. 1, 54 [1956].



Nr.	$E$ in MeV	Intensität	Nachweismethode	Bemerkungen
1	0,29		Einzelkristallspektrum	Ra C-Linie
2	0,35		Einzelkristallspektrum	Ra C-Linie
3	0,61		Einzelkristallspektrum	
4	0,76		Einzelkristallspektrum	
5	0,95		Einzelkristallspektrum	
6	1,11		Einzelkristallspektrum	
7	$1,151 \pm 0,010$	$0,40^+$	Paarspektrum	
8	$1,205 \pm 0,008$	$0,19^+$	Paarspektrum	
9	$1,238 \pm 0,012$	$0,837$	Paarspektrum + Einzelspektrum	ev. komplex
10	$1,282 \pm 0,010$	$0,231$	Paarspektrum	
11	$1,324 \pm 0,015$	$\approx 0,10$	Paarspektrum	schwach ausgeprägte Linie
12	$1,379 \pm 0,010$	$1,017$	Paarspektrum + Einzelspektrum	ev. noch eine schwache Linie bei 1,394 MeV
13	$1,407 \pm 0,010$	$0,556$	Paarspektrum	sehr schwach ausgepr. Linie (?)
14	$1,436 \pm 0,010$	$< 0,08^+$	Paarspektrum	
15	$1,483 \pm 0,010$	$\sim 0,12^+$	Paarspektrum	
16	$1,521 \pm 0,015$	$0,358$	Paarspektrum	komplex ( $\sim 1,511$ und $1,532$ MeV)
17	$1,578 \pm 0,010$	$0,247$	Paarspektrum	
18	$1,620 \pm 0,025$	$0,175$	Paarspektrum	ev. komplex ( $\leq 1,608$ MeV)
19	$1,688 \pm 0,010$	$0,10^+$	Paarspektrum	
20	$1,728 \pm 0,010$	$0,29^+$	Paarspektrum	
21	$1,764$	$2,84$	Paarspektrum + Einzelspektrum	
22	$1,793 \pm 0,017$	$< 0,17^+$	Paarspektrum	?: ev. komplex
23	$1,852 \pm 0,015$	$0,50^+$	Paarspektrum	ev. komplex
24	$1,905 \pm 0,025$	$0,071^+$	Paarspektrum	komplex
25	$1,970 \pm 0,015$	$\approx 0,05^+$	Paarspektrum	ev. kompl.; s. schwach ausgepr. Linie (?)
26	$2,010 \pm 0,015$	$\approx 0,06^+$	Paarspektrum	
27	$2,051 \pm 0,010$	$0,043^+$	Paarspektrum	
28	$2,082 \pm 0,010$	$0,055^+$	Paarspektrum	
29	$2,115 \pm 0,015$	$< 0,214^+$	Paarspektrum	
30	$2,160 \pm 0,018$	$0,214^+$	Paarspektrum	ev. komplex
31	$2,204$	$1,000$	Paarspektrum + Einzelspektrum	
32	$2,234 \pm 0,015$	$0,15^+$	Paarspektrum	
33	$2,292 \pm 0,010$	$\approx 0,03^+$	Paarspektrum	schwach ausgeprägte Linie (?)
34	$2,335 \pm 0,018$	$0,04^+$	Paarspektrum	
35	$2,400 \pm 0,020$	$0,126^+$	Paarspektrum	
36	$2,435 \pm 0,010$	$0,337$	Paarspektrum + Einzelspektrum	ev. bei 2,455 u. 2,525 MeV noch weitere, schwächere Gammas
37	$2,620 \pm 0,030$	$0,0077$	Paarspektrum	
38	$2,703 \pm 0,030$	$0,0165$	Paarspektrum	
39	$2,772 \pm 0,030$	$0,0161$	Paarspektrum	
40	$2,877 \pm 0,045$	$0,0143$	Paarspektrum	ev. komplex
41	$2,959 \pm 0,030$	$0,012$	Paarspektrum	
42	$3,045 \pm 0,040$	$0,008$	Paarspektrum	ev. komplex
43	$3,142 \pm 0,030$	$\approx 0,00193$	Paarspektrum	schwach ausgeprägte Linie
44	$3,221 \pm 0,030$	$0,00253$	Paarspektrum	
45	$3,335 \pm 0,045$	$0,00216$	Paarspektrum	Ra D-Linie

Tab. 1. Liste der gemessenen  $\gamma$ -Strahlungen.  $\gamma$ -Linien, die nicht zu RaC' gehören, sind in der Spalte „Bemerkungen“ als solche gekennzeichnet (näheres hierüber in Kap. 5) (+: Intensitäten sind geschätzt).

sonderes Interesse verdienen. Zur Untersuchung dieses Energiegebietes wurde der Energiemaßstab so verändert, daß auf den Graukeilspektren das Gebiet bis etwa 4 MeV erfaßt werden konnte.

Abb. 11 gibt ein Photometerdiagramm eines solchen Spektrums, auf dem die Energien in keV eingetragen sind, wie sie sich bei der Auswertung des Diagramms ergaben. Bei 2715, 2905 und 3032 keV erscheinen Linien, deren Energien gut mit den von DANIEL<sup>9</sup> gemessenen übereinstimmen. Abb. 11 gibt zunächst einen Überblick über den hochenergetischen Teil des Spektrums und zeigt dabei insbesondere, daß auch oberhalb von 3050 keV noch weitere sehr schwache  $\gamma$ -Linien zu finden sind. Um diese schwachen Linien gut sichtbar zu machen, durfte die Helligkeit der Oszillographen-

spur nicht zu stark reduziert werden. Wegen der großen Gesamtintensität von etwa  $10^5$  registrierten Impulsen traten dann allerdings in der Umgebung

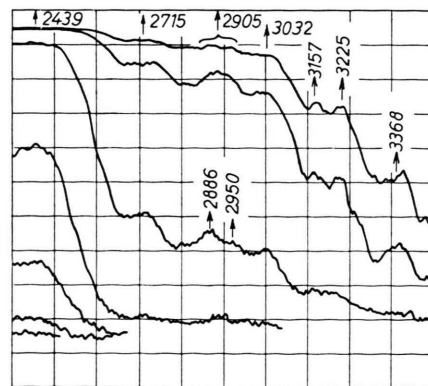


Abb. 11. Photometerdiagramm eines Graukeil-Paarspektrums einer Radium-Emanationsquelle im Energieausschnitt von 2,4 bis etwa 3,4 MeV.

<sup>9</sup> H. DANIEL, Z. Naturforschg. **12 a**, 194 [1957].

der starken 2435 keV-Linie photographische Überstrahlungseffekte auf, so daß die Auflösung im Gebiet von 2,5–2,7 MeV leiden mußte. Zur Untersuchung dieses letztgenannten Bereichs mußten daher besondere Paarspektren angefertigt werden. Abb. 12 gibt einen Photometerausschnitt einer sol-

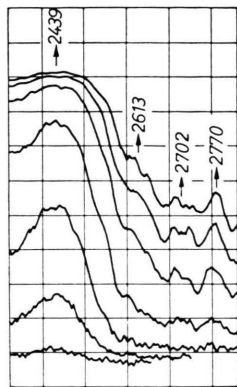


Abb. 12. Photometerdiagramm eines RaC'-Paarspektrums von 2,4 bis 2,8 MeV, das bei reduzierter Strahlhelligkeit aufgenommen wurde.

chen Messung mit stark reduzierter Strahlhelligkeit und etwas stärker auseinandergezogenem Spektrum. Man entnimmt dem Diagramm, daß die in Abb. 11 mit 2715 keV als Mittelwert gemessene Strahlung komplex ist und aus zwei Komponenten besteht, deren Energien sich zu 2702 und 2770 keV ergaben. Ferner zeigt die Messung die Existenz einer  $\gamma$ -Strahlung von 2615 keV an.

Um die relative Intensität der niederenergetischen Strahlungen zu verringern, wurde ein Teil der Paarspektromettermessungen mit Bleiabsorbern von 7 und 30 mm Dicke durchgeführt. Insgesamt wurden zur Bestimmung der in Tab. 1 angegebenen Daten über die Strahlungen mit  $E_\gamma > 2,5$  MeV fünfzehn Messungen ausgewertet. Auf 7 Photometerdiagrammen war außerdem noch eine schwache Struktur bei  $\approx 2,52$  MeV zu erkennen. Falls hier eine  $\gamma$ -Strahlung vorliegt, muß ihre Intensität relativ zur 2204 keV-Linie  $< 0,005$  sein.

## 5. Diskussion

Aus den bekannten Zerfallsdaten der an  $\text{Em}^{222}$  anschließenden Zerfallsreihe entnimmt man, daß im

Paarspektrum nur die beim  $\beta$ -Zerfall von RaC nach RaC' oder beim  $\beta$ -Zerfall von RaC'' nach RaD emittierten  $\gamma$ -Strahlen auftreten können. Letztere sind aber wegen der schwachen  $\alpha$ -Aktivität von RaC (0,04%/Zerfall) von sehr geringer Intensität.

Da die  $\beta$ -Grenzenergie der energiereichsten  $\beta$ -Gruppe beim Übergang von RaC nach RaC' zu  $3,26 \pm 0,03$  MeV gemessen wurde<sup>10</sup> und es sich dabei um einen Übergang zwischen den Grundzuständen der beiden Kerne handelt<sup>11</sup>, kann die in Tab. 1 angegebene  $\gamma$ -Linie mit  $E_\gamma > 3,26$  MeV nicht zu RaC' gehören und muß daher RaD zugeordnet werden, was auch mit der Intensität der Strahlung vereinbar ist. Die im Einzelkristallspektrum auftretenden Linien  $< 1$  MeV sind bekannt, und die Zuordnung zu RaC bzw. RaC' ist auf Grund von Messungen anderer Autoren gesichert. Alle übrigen in Tab. 1 aufgeführten  $\gamma$ -Strahlungen gehören auf Grund ihrer Energie- und Intensitätsdaten zu RaC'.

Um die vorliegenden Messungen diskutieren zu können, sind in Tab. 2 die Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen am  $\gamma$ -Spektrum von RaC' zusammengestellt, sofern sie Energie und Intensität betreffen. In den Zeilen der Tabelle sind die Ergebnisse der einzelnen Autoren eingetragen, und zwar geben jeweils die beiden übereinanderstehenden Zahlen Energie (in MeV) und relative Intensität der einzelnen  $\gamma$ -Übergänge an. Die Intensität der 2,204-MeV- $\gamma$ -Strahlung ist gleich 1 gesetzt.

Die Zeilen I–VI enthalten die Resultate der Messungen am Konversionselektronenspektrum. Die Bestimmung der  $\gamma$ -Energien und die Zuordnung der  $\gamma$ -Linien zu RaC' geschah stets auf Grund von mehreren gemessenen Linien einer K, L, M, ... Konversionslinienfolge; die Arbeiten von ELLIS<sup>12</sup> und von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>13</sup> ergaben außer diesen Linienfolgen noch eine größere Anzahl von einzelnen Konversionslinien, für die kein zweites Glied einer Folge von K, L, M, ... Konversionen zu finden war und die daher ohne Zuordnung eines Energiewertes bleiben mußten. Der Übergang mit 1,414 MeV ist total konvertiert und tritt daher im Paarspektrum nicht auf. Es handelt sich um einen  $0 \rightarrow 0$ -Übergang<sup>8, 14</sup>, dessen Intensität 2,5–4%/Zerfall beträgt<sup>12, 15, 16</sup>. Oberhalb von  $H_Q = 8350$  Gauß · cm sind von RUTHERFORD und ROBINSON<sup>17</sup> noch eine An-

<sup>10</sup> H. DANIEL u. R. NIERHAUS, Z. Naturforschg. **11 a**, 212 [1956].

<sup>11</sup> W. BOTHE u. H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Phys. **104**, 604 [1937].

<sup>12</sup> C. D. ELLIS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **143**, 350 [1934].

<sup>13</sup> M. MLADJENOVIC u. H. SLÄTIS, Ark. Fysik **8**, 65 [1954].

<sup>14</sup> D. E. ALBURGER u. A. HEDGRAN, Ark. Fysik **7**, 423 [1954].

<sup>15</sup> G. D. LATYSHEV, Rev. Mod. Phys. **19**, 132 [1947].

<sup>16</sup> R. NIERHAUS u. H. DANIEL, Z. Naturforschg. **12 a**, 1 [1957].

<sup>17</sup> E. RUTHERFORD u. H. ROBINSON, Phil. Mag. **26**, 717 [1913].

zahl sehr schwacher Konversionslinien gefunden worden, die darauf hinweisen, daß im  $\gamma$ -Spektrum von RaC' noch höherenergetische Linien ( $>2,4$  MeV) vorhanden sein können.

Die Zeilen VII bis XI geben die Meßresultate, die mittels Photoelektronenspektroskopie (äußere Konversion) gewonnen wurden. Von ELLIS und ASTON<sup>18</sup> wird für die absolute  $\gamma$ -Intensität der 2,2-MeV-Linie ein Wert von 0,074 Quanten/Zerfall angegeben. Dieser Wert kann aber um 20% zu hoch sein<sup>19</sup>, so daß man eine korrigierte Intensität von 0,059 Quanten/Zerfall erwarten darf. Diese stimmt gut überein mit den Resultaten der Messungen von BACKENSTOSS und WOHLLEBEN<sup>20</sup>, aus denen sich eine absolute Intensität von 0,052 Quanten/Zerfall für die 2,204-MeV-Strahlung ergibt.

Zeile XII gibt das Ergebnis einer Messung von HAUSER<sup>21</sup> mit deuteriumgefülltem Proportionalzählrohr. Die Intensitäten wurden relativ zur Intensität der 2,43-MeV-Strahlung gemessen, deren Intensität relativ zur 2,204-MeV-Strahlung hier wiederum zu 0,41 angenommen wurde. Nach derselben Methode haben schon früher BISHOP, WILSON und HALBAN<sup>22</sup> nach 3-MeV-Cross-over-Strahlung gesucht, ohne jedoch solche finden zu können. Sie gaben für die Intensität eines etwa doch vorhandenen  $\gamma$ -Übergangs den Wert  $<0,0001$  Photon/Zerfall an, der nach den Messungen aller anderen Autoren in Tab. 2 mindestens um einen Faktor 4 zu klein ist.

Die Zeilen XIII und XIV geben die Resultate von Messungen, welche auf Grund einer Analyse kontinuierlicher COMPTON-Verteilungen gewonnen wurden.

Die Zeilen XV bis XX enthalten die Meßresultate, welche mit Hilfe der COMPTON-Linien-Methode erhalten wurden. Diese Meßmethode ist im Anschluß an die bahnbrechende Arbeit von LATYSHEV et al.<sup>23</sup> öfters angewendet worden. Daß die gemessenen Intensitäten der einzelnen Autoren noch sehr stark voneinander abweichen, hängt einerseits mit den verschiedenen angewandten Auswertungsverfahren (Spitzenmethode, Flächenmethode) und zum anderen vor allem wohl damit zusammen, daß im Spektrum ein starker Untergrund vorhanden ist, dessen

Größe sich mit der Energie ändert und der nur schwerlich genau erfaßt werden kann.

Die Zeile XXI enthält die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und zeigt, daß mit der Paarspektrometermeßmethode die umfangreichsten Informationen über das  $\gamma$ -Spektrum von RaC' im Gebiet über 1 MeV gewonnen werden konnten.

Die Untersuchungen von DZELEPOV et al.<sup>8</sup> stellen die umfangreichsten der früheren Messungen dar und sollen daher im Hinblick auf die Paarspektrometermessungen etwas eingehender diskutiert werden. In der Meßkurve dieser Autoren (Zeile XIX) sind folgende Linien unmittelbar zu sehen:

1. (0,609)	7. (1,378)	13. (2,016)
2. (0,768)	8. (1,509)	14. 2,085
3. (0,934)	9. (1,583)	15. (2,117)
4. (1,120)	10. (1,764)	16. (2,204)
5. (1,238)	11. (1,848)	17. 2,290
6. (1,281)	12. 1,900	18. (2,432)

Die Klammern bedeuten, daß die Energiewerte von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>13</sup> übernommen worden sind. Die Existenz dieser  $\gamma$ -Übergänge wird durch die vorliegenden Messungen bestätigt (vgl. Tab. 2). Eine Ausnahme hiervon macht nur die 2,290-MeV-Strahlung, deren Existenz nach den Paarspektrometermessungen noch nicht als vollkommen gesichert betrachtet werden kann. Die schwachen  $\gamma$ -Übergänge von 1,900 und 2,290 MeV sowie eine im Spektrum nicht direkt hervortretende Linie von 2,340 MeV sind von DZELEPOV und SESTOPALOVA (im folgenden mit D + S abgekürzt) zum erstenmal gefunden worden, ebenso die in der Meßkurve deutlich ausgeprägte Linie bei 1,583 MeV. Die Intensitäten dieser Strahlungen, insbesondere diejenigen der 1,900- und der 2,290-MeV-Strahlungen, sind nach den Paarspektrometermessungen kleiner als nach D + S.

Die zwischen den Spitzen der Meßkurve von D + S befindliche kontinuierliche Verteilung wird von den Autoren unter der Annahme analysiert, daß es sich bei einer Reihe der von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>13</sup> gemessenen Konversionslinien — für welche von letzteren Autoren keine Zuordnung gegeben wurde — um K-Konversionslinien des RaC'-Kerns handelt

<sup>18</sup> C. D. ELLIS u. G. H. ASTON, Proc. Roy. Soc., Lond. A **129**, 180 [1930].

<sup>19</sup> E. RUTHERFORD, W. B. LEWIS u. B. V. BOWDEN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **142**, 347 [1933].

<sup>20</sup> G. BACKENSTOSS u. K. WOHLLEBEN, Z. Naturforschg. **10 a**, 384 [1955].

<sup>21</sup> U. HAUSER, Dissertation, Heidelberg 1957 und Z. Phys. **150**, 593, 599 [1958].

<sup>22</sup> G. R. BISHOP, RICHARD WILSON u. H. HALBAN, Phys. Rev. **77**, 416 [1950].

<sup>23</sup> G. D. LATYSHEV, A. F. KOMPANEETZ, N. P. BORISOV u. J. H. GUCAK, J. Phys. USSR **3**, 251 [1940].

und daß die zugehörigen  $\gamma$ -Übergänge nicht total konvertiert sind. Auf Grund dieser Annahmen erhalten sie die Energien der vermuteten schwachen  $\gamma$ -Strahlungen und können die Verteilung zwischen den Spitzen unter Voraussetzung der Existenz dieser deduzierten  $\gamma$ -Übergänge intensitätsmäßig analysieren. Die auf diese Weise postulierten Linien sind in Tab. 2 mit einem \* gekennzeichnet (\*-Linien). Im folgenden soll gezeigt werden, inwieweit sich aus den Paarspektromettermessungen eine direkte Evidenz für diese \*-Linien ergibt.

MLADJENOVIC und HEDGRAN<sup>24</sup> (Zeile XVIII) haben bei ihrer Untersuchung festgestellt, daß die Linie bei 1,378 MeV verbreitert und daher die entsprechende  $\gamma$ -Strahlung zweifellos komplexer Natur ist. Auch in der Meßkurve von D + S ist die Spitze bei 1378 keV verbreitert. Zur Erklärung nehmen D + S sechs  $\gamma$ -Übergänge im Gebiet von 1,385 bis 1,438 MeV zu Hilfe und ordnen summarisch dieser Gruppe von  $\gamma$ -Übergängen die Intensität zu, welche der Verbreiterung der Linie bei 1,378 MeV entspricht. Die sieben Linien, welche zur Erklärung der verbreiterten Spitze um 1,378 MeV also angenommen werden, sind in Tab. 2 durch starke Vertikalstriche zusammengefaßt. Die Paarspektromettermessungen ergaben im Gebiet von 1,378 bis 1,440 MeV folgendes: Die intensitätsreichen Linien, welche für die Verbreiterung der 1,378-MeV-Spitze in Frage kommen, haben eine Energie von  $\leq 1,407$  MeV. Außer den  $\gamma$ -Übergängen von 1,379 MeV und 1,407 MeV gibt es in den Paarspektren noch Anzeichen für eine  $\gamma$ -Linie von 1,394 MeV. Oberhalb von 1,407 MeV erscheint noch eine sehr schwach ausgeprägte Linie bei 1,436 MeV.

Diese Ergebnisse unterstützen also in wesentlichen Punkten die Annahmen von D + S im Energiegebiet um 1,378 MeV. Inwieweit die Existenz der anderen von D + S geforderten \*-Linien durch die Paarspektromettermessungen gesichert werden konnte, geht unmittelbar aus Tab. 2 hervor: Mit Ausnahme der \*-Linien bei 1,862 und 1,784 MeV, welche neben den eng benachbarten Linien bei 1,852 und 1,793 MeV nicht mehr aufgelöst werden konnten, wurden im Paarspektrometermeßbereich sämtliche  $\gamma$ -Übergänge direkt nachgewiesen. Einige dieser Linien sind in den Paarspektren allerdings nur schwach ausgeprägt (vgl. Tab. 1). Die Linie bei 1,688 MeV, welche von anderen Autoren gefunden

wurde (vgl. <sup>15, 23, 25</sup>), ist von D + S nicht angegeben worden. Im Paarspektrum war sie aber zu sehen (1,688 MeV).

Unter den  $\gamma$ -Linien der Paarspektromettermessungen (Tab. 1) befinden sich auch solche, die von anderen Autoren bisher noch nicht gefunden wurden. Es sind dies im Falle des RaC' die  $\gamma$ -Strahlen mit den Energien

1.	1,324	6.	2,234
2.	1,483	7.	2,400
3.	1,970	8.	3,142
4.	2,051	9.	3,221 MeV
5.	2,160		

und im Falle des RaD die Linie mit der Energie

1. 3,335 MeV.

Während die Energiemessungen der einzelnen Autoren im allgemeinen gut übereinstimmen (vgl. Tab. 2), zeigen die Resultate der Intensitätsmessungen z. Tl. starke Abweichungen voneinander. Im großen und ganzen stimmen die Intensitätswerte auf Grund des Paarspektrums gut mit den von D + S angegebenen Werten überein. Nur bei einigen schwachen  $\gamma$ -Übergängen zeigen sich größere Abweichungen; insbesondere gilt dies für die Intensitäten der Linien mit 1,633, 1,903 und 2,290 MeV. Dies kann u. U. daher kommen, daß die Festlegung schwacher  $\gamma$ -Intensitäten bei D + S wesentlich von den Annahmen über die Größe des Untergrunds im Spektrum abhängt. Letzterer wurde von den Autoren durch eine mittlere glatte Kurve approximiert, kann im einzelnen aber doch Abweichungen von diesem Verlauf haben, welche sich dann besonders bei den Intensitätswerten schwacher  $\gamma$ -Übergänge bemerkbar machen.

Im folgenden sollen die Messungen am Konversionselektronenspektrum<sup>12, 13</sup> im Hinblick auf die Ergebnisse der Paarspektromettermessungen diskutiert werden. Tab. 3 gibt eine Übersicht über die Konversionslinien oberhalb  $H_0 = 4500$  Gauß · cm und über deren Interpretationen als K, L, ... Konversionen. Die Interpretationsvorschläge anderer Autoren sind durch eigene ergänzt derart, daß für jede gemessene Konversionslinie mindestens eine Zuordnung als K, L, ... Konversion in RaC' gegeben ist. Sinn der Tabelle ist es, alle  $\gamma$ -Übergänge zusammenzustellen, deren Existenz auf Grund einer Interpretation der Konversionsdaten als K-, L- oder M-Konversionslinien möglich erscheint, und diese

<sup>24</sup> M. MLADJENOVIC u. A. HEDGRAN, Ark. Fysik **8**, 49 [1954].

<sup>25</sup> M. MLADJENOVIC u. A. HEDGRAN, Physica **18**, 1242 [1952].



No.	1 0,426	2 0,450	3 0,498	4 0,609	5 0,652	6 0,661	7 0,703	8 0,769	9 0,787	10 0,806	11 0,821	12 0,935	13 1,120	14 1,155	15 1,207	16 1,238	17 1,281	18 1,324	19 1,378	20 1,385	21 1,391	22 1,396	23 1,402	24 1,408	25 1,416	26 1,438	27 1,483	28 1,509	29 1,583	30 1,620	31 1,680
I	0,426		0,498	0,607				0,766				0,933	1,120			1,238			1,379						1,414						
II				0,606				0,766				0,933	1,120 2,41			1,234 0,56	1,290 0,44		1,370 1,19						1,414			1,520 0,71		1,620 0,54	1,690 0,40
III				0,606				0,766				0,933	1,120			1,238			1,379						1,414						
IV				0,609				0,769				0,935	1,122			1,241									1,419						
V				0,6093				0,7687				0,9348	1,1204	1,1554		1,2383	1,2813		1,3782						1,4159			1,5093			
VI								(0,769)		0,807		(0,935)	(1,120)	(1,155)		(1,238)															
VII				0,612 8,9				0,773 0,88				0,941 0,91	1,130 2,78			1,248 0,85					1,390 0,87										
VIII	0,426 0,36	0,450 0,16	0,496 0,56	0,607 2,96				0,781 0,52					1,12 0,36 ?			1,22 0,96							1,40 0,92								
IX																															
X		0,452	0,500	0,607				0,783			0,860	0,932	1,123			1,236							1,400					1,525			
XI																															
XII																															
XIII				0,61 5,5								0,94 0,67	1,12 1,75			1,20 1,42					1,39 1,5							1,55 0,58			
XIV																															
XV													1,100 1,76			1,210 0,41	1,290					1,390						1,520 0,56		1,620	1,690
XVI				(0,606) 9				(0,766) 1,3				(0,933) 1,1	(1,120) 2,6			(1,238) 1,0			1,32 (1,379) 0,9								1,520 0,7				
XVII				0,605			0,699	0,770				0,907	(1,12)			1,247			1,379								1,504		1,627	1,679	
XVIII				(0,609) 5,10				(0,769) 1,10				(0,935) 0,54	(1,120) 3,9			(1,238) 1,42			(1,378) 1,66									(1,509) 0,56			
XIX				(0,6093) 4,64	0,6524* 0,38	0,6609* 0,38	0,7032* 0,19	(0,7687) 0,70	0,7871* 0,17	0,8063* 0,17	0,8213* 0,13	(0,9348) 0,52	(1,1204) 2,06	(1,1553)+ 0,40	1,2071* 0,19	(1,2383) 0,88	(1,2813) 0,26		(1,3782) 0,72	1,3853* 0,73	1,3911* 0,73	1,3965* 0,73	1,4017* 0,73	1,4080* 0,73		1,4380* 0,73		(1,5093) 0,43	1,5829* 0,21	1,6052* 0,07	
XX																															
XXI				0,61				0,76				0,95	1,11	1,151 0,4	1,205 0,19	(1,238) 0,84	1,282 0,23	1,324 ≤ 0,10	1,379 1,02		1,394 ?			1,407 0,56		1,436 ? ≤ 0,08	1,483 ~ 0,12	1,521 0,36	1,578 0,25	1,633 0,18	1,688 0,10

Zeichenerklärung: ( ) eingeklammerte Energiewerte sind von anderen Autoren übernommen.

+ Linie tritt in der Meßkurve nicht hervor.

++ Gesamtintensität der  $\gamma$ -Linien bei 1,620, 1,690 und 1,750 MeV

\* Energiewerte aus Interpretation von Konversionsdaten. Die „Linien“ gehören zu dem Teil der Meßkurve, der zwischen den Spitzen liegt. (Ausnahme: Die 1,583 MeV-Linie ist in der Meßkuve zu sehen.)

s Magnetspektrometer  
 sr magn. 180°-Spektrometer  
 sr  $\sqrt{2}$  „ doppelfokussierendes Spektrometer  
 sl „ Linsenspektrometer  
 ph photographischer Nachweis  
 gm Nachweis mit GEIGER-MÜLLER-Zählrohren  
 scin pr Szintillations-Paarspektrometer

scin Einzelkristall-Szintillations-Spektrometer  
 Dyp Messung durch Photoprotonen aus Deuterium  
 pe- Photoelektronen (äußere Konversion)  
 ce- Konversionselektronen  
 ce- Konversionselektronenpaare  
 Cpt-Linien COMPTON-Linien-Spektroskopie  
 Cpt e- Messung auf Grund von COMPTON-Elektr.

Tab. 2. Energien und Intensitäten der  $\gamma$ -Übergänge von RaC' (Energien in MeV; darunter, sofern gemessen, jeweils die Intensität relativ zur 2,204 MeV-Linie).

No.	32 1 728	33 1,764	34 1,784	35 1,793	36 1,848	37 1,862	38 1,905	39 1,970	40 2,017	41 2,051	42 2,085	43 2,117	44 2,160	45 2,204	46 2,234	47 2,292	48 2,335	49 2,400	50 2,435	51 2,620	52 2,700	53 2,772	54 2,877	55 2,959	56 3,045	57 3,142	58 3,221	Methode		Autoren		Lit.zitat
I		1,761												2,198															ce <sup>-</sup>	sπ (ph)	ELLIS 1934	12
II		1,761 2,42			1,820 0,41						2 090 0,37			2,200 1,00					2,420 0,50										ce <sup>-</sup> ce <sup>±</sup> Cpt-Linien	sπ (gm)	LATYSHEV 1947	15
III		1,761												2,200															ce <sup>-</sup>	sπ (gm)	MIWA und KAGEYAMA 1951	56
IV		1,766																											ce <sup>-</sup> pe <sup>-</sup>	s	CORK et al 1951	37
V	1 7283	1,7644			1,8485				2,0167			2,1170		2,2042															ce <sup>-</sup>	sπ (ph)	MLADJENOVIC u. SLÄTIS 1954	13
VI																													ce <sup>-</sup>	sl	NIELSEN et al 1957	36
VII		1,778 3,49												2,219 1,00															pe <sup>-</sup> ce <sup>-</sup>	sπ	ELLIS u. ASTON 1930	18
VIII		1,77 4,0												2,21 1,00					2,40										pe <sup>-</sup>	sl	MANN u. OZEROFF 1949	57
IX														2,208 1,00					2,452 0,4—0,35	2,60 *									pe <sup>-</sup>	sl	WOLFSON 1950	58
X		1,750		1,800										2,192															pe <sup>-</sup>	sl	PEARCE u. MANN 1953	59
XI		1,76 3,22												2,20 1,00					2,42 0,48										pe <sup>-</sup>	scin	BACKENSTOSS u. WOHLLEBEN 1955	20
XII																			2,438 (0,41)	2,6 ≤ 0,0075	2,700 0,0242	2,775 0,013	2,886 0,0093		3,0463 0,012			Dyp		HAUSER 1957	21	
XIII		1,77 2,66												2,22 ~ 1,00					2,45 ~ 0,58										Cpt e <sup>-</sup>	sπ	ITOH u. WATASE 1941	60
XIV														2,20 1,00					2,45 0,41		2,72 0,026		2,89 0,005		3,03 0,013				Cpt e <sup>-</sup>	sl	DANIEL 1957	9
XV		1,750 2,51 <sup>++</sup>			1,820 0,32						2,090	1,00		2,200					2,420 0,34										Cpt-Linien	sπ (gm)	LATYSHEV et al 1940	23
XVI		(1,761) 3,2			1,820 0,22					2,090				(2,200) 1,00					2,420 0,5										Cpt-Linien	sπ (gm)	KAGEYAMA 1952	61
XVII	1,727	(1,76)			1,832							2,116		(2,19)					2,420										Cpt-Linien	sπ $\sqrt{2}$ (gm)	MLADJENOVIC u. HEDGRAN 1952	25
XVIII		(1,764) 3,14			(1,848) 0,33				(2,016)			(2,117)		(2,204) 1,00					(2,432) 0,36										Cpt-Linien	sπ $\sqrt{2}$ (gm)	MLADJENOVIC u. HEDGRAN 1954	24
XIX	(1,7283) <sup>+</sup> 0,29	(1,7644) 2,52	1,7838* 0,44	1,7907* 0,14	(1,8485) 0,28	1,8623* 0,22	1,900 0,19		(2,0167) 0,06		2 085 0,09	(2,1170) 0,23		(2,2042) 1,00		2,290 0,07	2,340 0,04		(2,432) 0,41										Cpt-Linien	sπ (gm)	DZELEPOV u. SESTOPALOVA 1956	8
XX																			2,450 (0,41)		2,468 0,0096	2,768 0,0082	2,893 0,009	2,992 0,0082	3,070 0,0078				Cpt-Linien	sπ (gm)	DZELEPOV, SESTOPALOVA u. UCHEVATKIN 1958	62
XXI	1,728 0,29	(1,764) 2,84		1,793 <0,17	1,852 0,50		1,905 0,07	1,970? ≤ 0,05	2,010 ≤ 0,06	2,051 0,04	2,082 0,06	2,115 ≤ 0,21	2,160 0,21	(2,204) 1,00	2,234 0,15	2,292? ≤ 0,03	2,335 0,04	2,400 0,13	2,435 0,34	2,620 0,0077	2,703 0,0165	2,772 0,0161	2,877 0,0143	2,959 0,012	3,045 0,008	3 142 ≤ 0,00193	3 221 0,0025	scin pr scin	diese Untersuchung			

<sup>56</sup> M. MIWA u. S. KAGEYAMA, J. Phys. Soc., Japan **5**, 416 [1950].

<sup>57</sup> K. C. MANN u. M. J. OZEROFF, Canad. J. Research A **27**, 164 [1949].

<sup>58</sup> J. L. WOLFSON, Phys. Rev. **78**, 176 [1950].

<sup>59</sup> R. M. PEARCE u. K. C. MANN, Canad. J. Phys. **31**, 592 [1943].

<sup>60</sup> J. ITOH u. Y. WATASE, Proc. Phys. Math. Soc., Japan **23**, 142 [1941].

<sup>61</sup> S. KAGEYAMA, J. Phys. Soc., Japan **7**, 93 [1952].

<sup>62</sup> B. DZELEPOV, S. SESTOPALOVA u. I. UCHEVATKIN, Nucl. Phys. **5**, 41? [1958].

Tab. 2. Fortsetzung.

Messung von ELLIS und Interpretation derselben						Messung von MLADJENOVIC und SLÄTIS und Interpretation derselben						Paarspektro- meter- messung			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
R	K	E	1120,5	13	1120	99	K	M	1120,68		12,6	1120,42		1120	1110
R 1	K		1155,8	1		100	K	M	1155,49		2,6	1155,35		1155–1156	1151 $\pm$ 10
Ra	$L_1$	E	1120,9	2,1		101	$L_1$	M	1120,36		3				
Ra 1	{	$M_1$	1208,7	{	1	102	K	D	1207,10		1			1209–1207	1205 $\pm$ 8
			1119,8			103	$M_1$	M	1120,22		1,4				
						104	$L_2$	M	1155,20		0,5				
						105	K	M	1238,36		5	1238,3		1238–1239	1238 $\pm$ 12
S	K	E	1237,9	3,6	1238	106	K		1270,72		0,7			1271	
S 1	K	M <sup>+</sup>	1279,6	0,86		107	K	M	1281,09		1,4	1281,26		1279–1281	1282 $\pm$ 10
Sa	$L_1$	E	1239,0	0,85		108	$L_1$	M	1238,21		1,5				
Sa 1	{	$M_1$	1333,0	{	0,2	109	M	M	1238,31	1328,68	0,6			1333–1329	1324 $\pm$ 15
						110	$L_2$	M	1281,43		0,4				
Sb	{	E	1378,9	{	0,9	111	K	M	1377,7		1,3	1378,24		1378–1379	1379 $\pm$ 10
						112	K	D	1385,34		0,8			1385	
						113	K	D	1391,07		0,8			1391	
						114	K	D	1396,54		1,4			1396–1397	1394?
						115	K	D	1401,68		1,4			1402	
						116	K	D	1408,0		1,1			1408	1407 $\pm$ 10
						117	K	M	1415,9		25	1415,9		total konvertiert	
						118	K	D	1438,0		1			1428–1438	1436 $\pm$ 10
T	K	E	1415,8	25	1414	119	$L_2$	M	1378,78		0,5				
T 1	K		1428,5	1		120	$L_1$	M	1415,20	1492,05	4,9			1489–1492	1483 $\pm$ 10
T 2	$L_1$	E	1375,7	0,4											
U	{	$M_1$	1413,1	{	3,7	121	$M_1$	M	1415,4		1,4			1509–1504	1521 $\pm$ 15
			1489,2			122	K	M	1509,3		1,5	1509,3		1535	komplex
Ua	K	M <sup>+</sup>	1504											1553	
Ua 1	K		1535,1	0,2										1580–1583	1578 $\pm$ 10
Ua 2	K		1553,1	0,2										1593–1605	1620 $\pm$ 25
Ua 3	K		1579,9	0,4		123	K	D	1582,92		0,5			1630–1645	komplex
Ua 4	K		1592,9	0,25		124	K	D	1605,5		0,8			1653–1661	–
Ua 5	K	M <sup>+</sup>	1630,2	0,25		125	K	D	1645,43		0,6			1671–1668	1688 $\pm$ 10
Ua 6	K		1652,8	0,2		126	$L_1$	D	1584,72	1660,95	0,8			1709	–
Ua 7	K	M <sup>+</sup>	1671,4	0,25		127	$M_1$	D	1579,35	1668,36	0,8			1728	1728 $\pm$ 10
						128	$L_1$	D	1604,80	1681,30	0,7			1743	–
Ua 8	K		1709,5	0,2										1760–1764	1764
Ub	K	M <sup>+</sup>	1728,5	0,7		129	K	M	1728,3		0,9	1728,3		1774–1784	1793 $\pm$ 17
						130	K		1742,56		0,5			1798–1796	komplex
V	K	E	1760,1	4,2	1761	131	K	M	1764,40		4,6	1764,4			
Va	K		1773,6	0,85		132	K	D	1783,77		0,5				
Va 1	K		1798,3	0,3		133	K	D	1795,71		0,4				
Vb	{	$M_1$	1762,5	{	0,95	134	$L_1$	M	1764,58		1,1			1839–1849	1852 $\pm$ 15
			1838,6			135	K	M	1848,5		0,6	1848,5		1862	komplex
						136	$M_1$	M	1764,36		0,5			1882	1905 $\pm$ 25
						137	K	D	1862,31		0,5			1928	komplex
Vb 1	K		1882,0	0,2									1900	1967	1970 $\pm$ 15
Vb 2	K		1928,4	0,2										2010–2017	2010 $\pm$ 15
Vb 3	K		1966,7	0,2										2044	2051 $\pm$ 10
Vc	K		2010,5	0,4		138	K	M	2016,7			2016,7		2085	2082 $\pm$ 10
Vc 1	K		2044,2	0,2										2109–2117	2115 $\pm$ 15
Vd	K	M <sup>+</sup>	2109,0	0,4		139	K	M	2117,0		0,4	2117,0		2151	2160 $\pm$ 18
Ve	K		2150,8	0,4										2198–2205	2204
W	K	E	2197,3	0,95	2198	140	K	M	2204,25		1,1	2204,5		2214	2234 $\pm$ 15
Wa	K		2213,8	0,4											
Wa 1	$L_1$	E	2199,1	0,2		141	$L_1$	M	2204,32		0,14				
						142	$M_1$	M	2203,80	2292,81	0,1		2290	2290–2293	2292 $\pm$ 10
Wa 2	K		2328,4	0,2									2340	2328	2335 $\pm$ 18
Wa 3	K		2356,7	0,2										2357	
															2400 $\pm$ 20
Wa 4	K	M <sup>+</sup>	2432,3	0,2										2432	2435 $\pm$ 10
Wa 5	K		2499,7	0,2										2500	2520?
Wa 6	K		2606,2	0,2										2606	2620 $\pm$ 30

Tab. 3. RaC'-Konversionslinien ( $> 4500 \text{ Gauß} \cdot \text{cm}$ ) und ihre Interpretation.

Zeichenerklärung zu Tab. 3: Spalte 3 und 9 geben an, von welchen Autoren die in Spalte 2 und 8 angegebene Interpretation vorgenommen wurde. Die einzelnen Buchstaben bedeuten dabei: E=ELLIS<sup>12</sup>, M=MLADJENOVIC u. SLÄTIS<sup>13</sup>, M<sup>+</sup>=MLADJENOVIC u. HEDGRAN<sup>25</sup>, D=DZELEPOV u. SESTOPALOVA<sup>8</sup>. Wenn kein Buchstabe angegeben ist, handelt es sich um erstmals hier interpretierte Linien.

Im übrigen bedeuten: Spalte 1: Linienbezeichnung nach ELLIS; Spalte 4, 10 und 16:  $E_\gamma$  in keV; Spalte 5 und 12: Relative Intensität der Konversionslinien; Spalte 6:  $\bar{E}_\gamma$  von ELLIS; Spalte 7: Liniennummer nach MLADJENOVIC und SLÄTIS; Spalte 11:  $E_\gamma$  bei Deutung als K-Konversion; Spalte 13:  $\bar{E}_\gamma$  von MLADJENOVIC und SLÄTIS; Spalte 14: Neue Linien von DZELEPOV und SESTOPALOVA; Spalte 15: Liste aller  $\gamma$ -Strahlen z. F. Spalte 4 bzw. 6, 10 bzw. 13 sowie 11 und 14.

dann mit der Liste der im Paarspektrum gefundenen  $\gamma$ -Linien zu vergleichen, um so die richtige Interpretation der Konversionsdaten zu finden. Es sei

hier bemerkt, daß durchaus nicht jeder Konversionslinie ein  $\gamma$ -Übergang zu entsprechen braucht, da  $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge vorliegen können, die total kon-

vertiert sind (dies ist z. B. bei der 1,414-MeV-Strahlung der Fall). Umgekehrt aber müßte für jeden mit dem Paarspektrometer direkt nachgewiesenen  $\gamma$ -Übergang in Tab. 3 eine entsprechend interpretierte Konversionslinie zu finden sein, die zu der gemessenen  $\gamma$ -Energie paßt\*. Daher hat man die Möglichkeit, die Lücken in der Interpretation der Konversionslinientabelle zu schließen.

In Tab. 3 sind außer den Konversionslinien in Spalte 14 auch die von D + S erstmals angegebenen  $\gamma$ -Übergänge und die Linie bei 2,085 MeV mit eingetragen. Oberhalb 2,6 MeV gibt es keine quantitativen Angaben über Konversionselektronen. Es gibt jedoch Hinweise auf die Existenz weiterer sehr schwacher Linien in diesem Energiegebiet<sup>17</sup>. An einigen Stellen in der Tabelle sind zwei Interpretationsvorschläge für eine Konversionslinie gegeben, z. B. für die Linie Nr. 128 von MLADJENOVIC und SLÄTIS. In einem solchen Falle können durchaus beide Zuordnungen zutreffen, da z. B. *K*- und *L*-Konversion verschiedener  $\gamma$ -Linien gleiche oder etwa gleiche Energie haben können und so als eine Konversionslinie registriert werden. Ein Beispiel hierfür ist die Linie  $Ra_1$  von ELLIS (*K*- und *M*-Konversion). Ihre beiden Komponenten konnten durch MLADJENOVIC und SLÄTIS aufgelöst werden (Nr. 102 und 103). Im Falle der Linie Nr. 128 wird die Interpretation als *K*-Konversion nahegelegt, da die *L*-Konversionsintensität relativ zur *K*-Konversionsintensität der 1,605 MeV- $\gamma$ -Strahlung ungewöhnlich groß ist, wenn man nur *L*-Konversion annimmt. Wie man Tab. 3 entnimmt, sind noch einige wenige Konversionslinien übrig geblieben, für die keine analoge  $\gamma$ -Strahlung gefunden wurde. Dies ist in Spalte 16 durch Querstriche angedeutet. Diese Linien sind ausnahmslos intensitätsarm und sind entweder nur von ELLIS oder nur von MLADJENOVIC und SLÄTIS gefunden worden (Ausnahme: Linien Nr. 126 und 127). Man kann also annehmen, daß die eventuell existierenden zugehörigen  $\gamma$ -Strahlen ebenfalls schwach sind und daher dem Nachweis entgingen. Eine andere Erklärung wäre die, daß es sich bei einem Teil

dieser Konversionen um total konvertierte Übergänge handelt (Nr. 126 und 127, vielleicht auch Ua 2).

Aus Tab. 3 ersieht man, daß sich sämtlichen bei den Paarspektrometermessungen erstmals gefundenen Linien im Bereich  $< 2,4$  MeV Konversionslinien zuordnen lassen. Damit ergibt sich auch eine Bestätigung für die Existenz der in Tab. 1 als „schwach ausgeprägte Linien“ gekennzeichneten Strahlungen, die auf Grund der Paarspektrometermessungen noch nicht als vollkommen gesichert gelten konnten. Für die  $\gamma$ -Linien oberhalb  $\sim 2,6$  MeV gibt es keine solche Bestätigung, da keine quantitativen Angaben über Konversionselektronen in diesem Energiebereich existieren.

Als Abschluß der Diskussion soll im folgenden der Versuch unternommen werden, die bis jetzt bekannten Informationen über  $RaC'$  in ein Zerfallsschema zusammenzufassen.

Es ist bisher schon öfters versucht worden, ein Termschema für den Kern  $Po^{214}$  aufzustellen<sup>16, 19, 21, 26–34</sup>. Die älteren dieser Schemata<sup>19, 28</sup> lassen sich aber u. a. auf Grund der Ergebnisse späterer Koinzidenzmessungen nicht aufrechterhalten. Auch das sonst an Vollständigkeit weit über den Rahmen aller übrigen vorgeschlagenen Schemata hinausreichende Schema von OPPENHEIMER<sup>35</sup> ist aus diesen Gründen als Ganzes nicht haltbar. Die neueren Schemata sind meist im Anschluß an Koinzidenzmessungen aufgestellt worden und beschränken sich im wesentlichen auf die Einordnung einiger beobachteter  $\gamma$ -Kaskaden<sup>29, 31, 32</sup> oder der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen bzw. der  $e^-$ - $\gamma$ -Koinzidenzen<sup>16, 30</sup>. Keines dieser zuletzt genannten Schemata enthält Angaben über Spin und Parität der einzelnen angeregten Niveaus, wenn man von dem  $0^+$ -Zustand bei 1416 keV und dem  $2^+$ -Zustand bei 609 keV absieht. Außerdem ist ihnen gemeinsam, daß nur ein kleiner Teil der damals bekannten  $RaC'$ - $\gamma$ -Strahlen eingeordnet werden kann und ferner, daß sie im Gebiet  $> 2,45$  MeV keine Niveaus aufweisen, obwohl deren Existenz aus

\* Ausnahmen hiervon machen im Bereich der gemessenen Konversionslinien ( $\leq 2,6$  MeV) nur die schwachen  $\gamma$ -Linien bei 2,082 und 2,400 MeV, deren Konversionslinien vermutlich so kleine Intensität haben, daß sie nicht mehr nachgewiesen werden konnten.

<sup>26</sup> C. D. ELLIS u. N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc., Lond. A **141**, 502 [1933].

<sup>27</sup> C. D. ELLIS, Int. Conf. on Physics, London 1934.

<sup>28</sup> J. SURUGUE, J. Phys. Radium **7**, 145 [1946].

<sup>29</sup> F. DEMICHELIS u. R. MALVANO, Nuovo Cim. **12**, 358 [1954].

<sup>30</sup> R. A. RICCI u. G. TRIVERO, Nuovo Cim. **2**, 745 [1955].

<sup>31</sup> S. A. E. JOHANSSON, Ark. Fys. **9**, 561 [1955].

<sup>32</sup> R. E. ROWLAND, Phys. Rev. **99**, 757 [1955].

<sup>33</sup> N. FEATHER, in: SIEGBAHN,  $\beta$ - and  $\gamma$ -Ray Spectroscopy, North Holland Publish. Co., Amsterdam 1955.

<sup>34</sup> G. R. BISHOP, Nucl. Phys. **5**, 358 [1958].

<sup>35</sup> Zitiert bei ELLIS<sup>27</sup>.



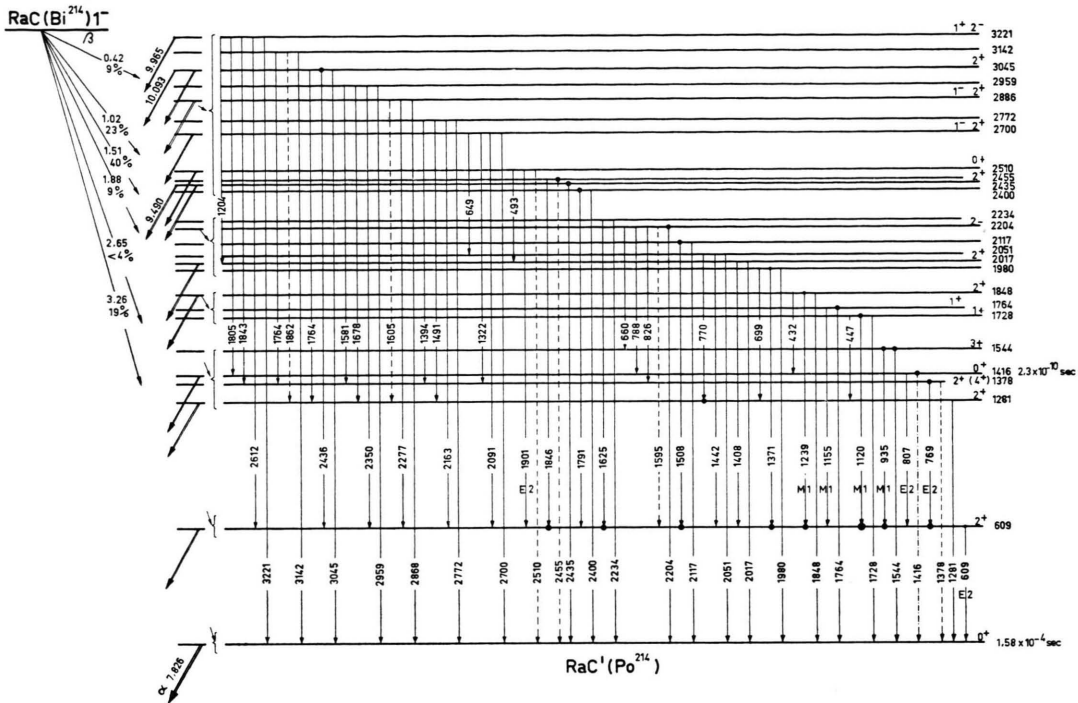


Abb. 13. Termschema von  $\text{RaC}'$ . Die Energien der von  $\text{RaC}$  emittierten  $\beta$ -Gruppen<sup>10</sup> sowie die eingezeichneten  $\alpha$ -Energien sind in MeV, die  $\gamma$ -Energien in keV angegeben.

verschiedenen Gründen zu erwarten ist ( $\alpha$ -Zerfall,  $\beta$ -Zerfall). Einen Fortschritt für die Kenntnis der höherangeregten Energieniveaus hat das Termschema von HAUSER<sup>21</sup> gebracht, das auf Grund einer Diskussion des  $\alpha$ -Zerfalls von  $\text{Po}^{214}$  auch Spin und Parität der  $\alpha$ -emittierenden Niveaus enthält.

In Abb. 13 ist das hier vorgeschlagene Schema dargestellt. Es baut sich zunächst aus den  $\alpha$ -emittierenden Niveaus auf, die in den Grundzustand von  $\text{RaD}$  führen<sup>21</sup>. Ihre Existenz ist durch die von RUTHERFORD et al.<sup>19</sup> sehr genau gemessenen  $\alpha$ -Gruppen gesichert. Da  $\text{RaD}$  als gg-Kern einen  $0^+$ -Grundzustand hat, muß für jedes dieser  $\alpha$ -emittierenden Niveaus von  $\text{RaC}'$  auf Grund der  $\alpha$ -Auswahlregeln eine der Zuordnungen  $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ ,  $3^-$ ,  $4^+$ , ... zutreffend sein. Beim („total konvertierten“) 1416-keV-Niveau handelt es sich z. B. um einen  $0^+$ -Zustand. Mit einer Ausnahme findet man für alle anderen in das Schema der Abb. 13 eingezeichneten  $\alpha$ -emittierenden Niveaus zugehörige  $\gamma$ -Übergänge in den Grundzustand, so daß die Zuordnung  $0^+$  wegfällt. Die Ausnahme ist der Zustand bei 2510 keV, da hier der direkte  $\gamma$ -Grundzustandsübergang auch durch die Paarspektrometernmessungen nicht gesichert ist und daher zumindest sehr schwach sein muß (vgl.

Kap. 4). Dagegen hat ELLIS mit Sicherheit eine Konversionslinie (Wa 5 in Tab. 3) gefunden, die als  $K$ -Konversionslinie dieses Übergangs interpretiert werden muß. Die experimentellen Daten weisen also darauf hin, daß es sich um einen total konvertierten Übergang handelt. Dem 2510-keV-Niveau ist daher im Schema der Spin  $0^+$  zugeordnet. Diese Zuordnung weicht von der von HAUSER<sup>21</sup> gegebenen ab, ist aber mit dem von ihm bestimmten E2-Charakter der 1900-keV-Strahlung in Einklang<sup>\*\*</sup>. Aus Gründen der  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeit in Zusammenhang mit den Linienintensitäten aus Tab. 1 und 2 kommen für die übrigen  $\alpha$ -emittierenden Niveaus praktisch nur noch die Zuordnungen  $1^-$  oder  $2^+$  in Frage. Die im Schema angegebenen genauen Werte für Spin und Parität der  $\alpha$ -emittierenden Niveaus sind, mit Ausnahme derjenigen des 2510-keV-Niveaus, von HAUSER übernommen.

Wenn man annimmt, daß sämtliche von RUTHERFORD et al.<sup>19</sup> gefundenen  $\alpha$ -Gruppen in den Grundzustand von  $\text{RaD}$  führen, müßten u. a.  $\text{RaC}'$ -Niveaus bei 2,268, 2,138 und 1,663 MeV existieren. Diese

<sup>\*\*</sup> Der E2-Charakter der Strahlung kommt in der Rechnung<sup>21</sup> noch deutlicher zum Ausdruck, wenn man die Intensität nach Tab. 1 einsetzt.

3 Niveaus sind in das Schema der Abb. 13 nicht mit aufgenommen worden. Von den Daten über den  $\gamma$ -Zerfall ausgehend, liegt nämlich keine direkte Indikation für ihre Existenz vor. Sie sind auch nicht nötig, um sämtliche direkt gemessenen  $\gamma$ -Strahlungen in das Schema einordnen zu können. Die weitreichenden  $\alpha$ -Gruppen, welche von diesen Niveaus ausgehen müßten, sind entsprechend einem Vorschlag von HAUSER<sup>21</sup> als Übergänge in angeregte RaD-Niveaus bei 0,778 und 1,077 MeV eingeordnet, die von den gesicherten  $\alpha$ -Niveaus bei 2,435 und 3,045 MeV und einem Zustand bei 3,221 MeV ausgehen. Diese Interpretation ist nahegelegt durch die Tatsache, daß bei den Paarspektromettermessungen keine  $\gamma$ -Linien von 2,268, 2,138 und 1,663 MeV gefunden worden sind, während dagegen diese Messungen neben den bekannten 2,435- und 3,045-MeV-Strahlungen auch einen direkten  $\gamma$ -Übergang von 3,221 MeV ergaben, bei dem es sich nur um einen Grundzustandsübergang handeln kann, und der daher für das Niveau bei 3,221 MeV eine direkte Evidenz liefert. Auch bei den Messungen am Konversionselektronenspektrum sind keine Linien gefunden worden, die als  $K$ -Konversion eines 2,268- oder 2,138-MeV-Übergangs hätten interpretiert werden können. Die zwei Linien Nr. 126 und 127 in Tab. 3 kann man allerdings als  $K$ -Konversionslinien von 1,661- und 1,668-MeV-Übergängen deuten. Indessen haben sie von D + S eine andere Interpretation erfahren und sind auch noch anders, denn als Grundzustandsübergänge, in das vorliegende Schema einzuordnen, so daß die Existenz eines 1,663-MeV-Niveaus nicht postuliert werden muß.

Außer den  $\alpha$ -Zerfallsdaten sind zur Aufstellung des Niveauschemas die Resultate der Koinzidenzmessungen anderer Autoren<sup>29-32</sup> berücksichtigt worden. Beobachtete  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskaden sind im Schema durch einen Punkt an der Pfeilspitze der auf das Zwischenniveau führenden Kaskadenkomponente gekennzeichnet.  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen, die mit den Beobachtungen vereinbar sind, sind an dem Punkt erkennbar, der am Ausgangsniveau des entsprechenden  $\gamma$ -Übergangs angebracht ist. In das Schema sind ferner im höherenergetischen Teil  $>2$  MeV mehrere Niveaus eingezeichnet, die auf Grund der bei den Paarspektromettermessungen gefundenen  $\gamma$ -Strahlen gefordert werden müssen, da letztere nicht bzw.

nicht mehr als Kaskadenstrahlungen eingeordnet werden können.

Aus  $\alpha$ -Gruppen, Koinzidenzmessungen und hochenergetischer *Cross-over*-Strahlung, die nicht mehr als Kaskadenstrahlung eingeordnet werden kann, ergibt sich schon das vollständige System der Terme des vorliegenden Schemas, in das sich sämtliche bis jetzt bekannten  $\gamma$ -Strahlen von RaC', auch diejenigen unter 1 MeV, einordnen lassen. Es sei hier bemerkt, daß die experimentell gefundenen  $\gamma$ -Linien (Tab. 1 und 2) ungeachtet ihrer mehr oder weniger gut erwiesenen experimentellen Evidenz eingeordnet sind. Linien, deren Existenz als besonders fraglich betrachtet werden soll, sind im Schema durch Strichlegung gekennzeichnet. Die total konvertierte 1416-keV-Strahlung ist strichpunktiert eingezeichnet.

Die Einordnung von  $\gamma$ -Strahlen  $<1$  MeV – gelegentlich auch die von Strahlungen  $>1$  MeV – ist öfters an mehreren Stellen im Schema möglich. Generell wurde in solchen Fällen dann diejenige Möglichkeit im Schema dargestellt, bei welcher die Strahlung auf das niedrigste der in Frage kommenden Niveaus führt. Dies braucht nicht in jedem Falle richtig zu sein. Es kommt aber hier zunächst nur darauf an, zu zeigen, daß auch die niederenergetischen  $\gamma$ -Strahlungen in das Termschema passen. Ihre genaue Einordnung wird erst durch exakte Untersuchung der in Frage kommenden  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskaden möglich sein. Letzteres gilt auch für die intensitätsschwachen, höherenergetischen Kaskaden, welche im Schema eingezeichnet und noch nicht durch Koinzidenzmessungen gesichert sind.

Wenn  $\gamma$ -Strahlung oberhalb 1,7 MeV an mehreren Stellen eingeordnet werden konnte, so sind im Schema sämtliche Möglichkeiten angegeben, da diese teilweise intensiven Strahlungen dann zur Erklärung der relativ großen Intensität der 0,42-MeV- $\beta$ -Gruppe<sup>10</sup> von RaC herangezogen werden können.

Für Spin und Parität des Grundzustands von RaC' ist in Abb. 13  $1^-$  angegeben. Diese Zuordnung wird den vorgeschlagenen Spin- und Paritätswerten des RaC'-Schemas in Zusammenhang mit Daten über den  $\beta$ -Zerfall des RaC<sup>16, 36</sup> am besten gerecht. Die Resultate von Energie- und Intensitätsmessungen am  $\beta$ -Kontinuum von RaC sind bei den einzelnen Autoren<sup>10, 11, 16, 30-32, 37-42</sup> sehr verschieden.

<sup>36</sup> K. O. NIELSEN, O. B. NIELSEN u. M. A. WAGGONER, Nucl. Phys. **2**, 476 [1957].

<sup>37</sup> J. M. CORK, C. E. BRANYAN, A. E. STODDARD, H. B. KELLER,

J. M. LeBLANC u. W. J. CHILDS, Phys. Rev. **83** (L), 681 [1951].

<sup>38</sup> B. W. SARGENT, Proc. Roy. Soc., Lond. A **139**, 659 [1933].

In Abb. 13 sind die  $\beta$ -Gruppen nach DANIEL und NIERHAUS<sup>10</sup> eingezeichnet. Es wird von den Autoren darauf hingewiesen, daß die einzelnen Gruppen mehrere unaufgelöste Komponenten enthalten können. Etwas summarisch ist dies in Abb. 13 durch die Klammerung angedeutet, durch welche jeder gemessenen  $\beta$ -Gruppe eine Gruppe von Niveaus zugeordnet wird, welche möglicherweise von einzelnen Komponenten dieser  $\beta$ -Gruppe besetzt werden. Es ist indes nicht erforderlich, daß jedes Niveau beim  $\beta$ -Zerfall angeregt wird, da einzelne Zustände im Prinzip auch allein durch Kaskadenzerfälle von höherangeregten Niveaus besetzt werden können.

NIELSEN et al.<sup>36</sup> haben Strahlungscharakter und Multipolarität einer Reihe von  $\gamma$ -Übergängen zu bestimmen versucht, die auf das erste angeregte Niveau von  $\text{RaC}'$  führen. Es handelt sich um die rechts im Schema durch M 1 und E 2 gekennzeichneten Strahlungen. Diese Zuordnungen können als Grundlage für Spin- und Paritätsbestimmungen der entsprechenden Kaskadenniveaus dienen.

Die Zuordnung für die 769-keV-Strahlung, die vom 1378-keV-Niveau auf das 609-keV-Niveau führt, ist bei NIELSEN et al. allerdings unsicher geblieben. Das von den Autoren gemessene  $K/L$ -Konversionsverhältnis dieser Strahlung weist bei Beachtung der angegebenen großen Fehlergrenzen eher auf E 2- als auf M 1-Strahlung hin. Um zwischen den Möglichkeiten M 1 und/oder E 2 entscheiden zu können, wurden Messungen von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>13</sup> zum Vergleich herangezogen. Diese Autoren haben ein  $K/L$ -Verhältnis von 3,9 gemessen. Es steht in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Wert<sup>36</sup> von 3,9 für E 2-Strahlung. Es kann daher angenommen werden, daß es sich bei dem 769-keV-Übergang um reine oder nahezu reine E 2-Strahlung handelt (Abb. 13).

Aus  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen<sup>16</sup> ist bekannt, daß die 1378-keV-*Cross-over*-Strahlung sicher sehr schwach gegenüber der Intensität der Kaskadenkomponenten ist. Dies steht nicht in Widerspruch zu der bei den Paarspektrometernmessungen gefun-

denen 1378-keV- $\gamma$ -Intensität, da die Strahlung auch noch an anderen Stellen des Schemas eingeordnet werden kann. Insbesondere ist durch Koinzidenzmessungen eine Kaskade sichergestellt, die eine solche  $\gamma$ -Strahlung enthält<sup>32</sup> und bei der dieselbe auf das 609-keV-Niveau führt.

Auf Grund des E 2-Charakters der 769-keV-Strahlung und bei Beachtung der Zuordnung  $2^+$  für das 609-keV-Niveau sind zunächst die Zuordnungen  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$  für das 1378-keV-Niveau möglich.  $0^+$  kann auf Grund der Konversionselektronendaten und durch Vergleich mit dem  $0^+$ -Zustand bei 1416 keV ausgeschlossen werden. Man kann versuchen, unter den restlichen Möglichkeiten eine bestimmte auszuwählen, indem man die theoretische Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeit<sup>43</sup> zum Vergleich mit den experimentellen Daten heranzieht. Es zeigt sich dann aber, daß wegen der oben erwähnten schwachen *Cross-over*-Intensität und dem E 2-Charakter der 769-keV-Strahlung die Möglichkeiten  $1^+$ ,  $2^+$  und  $3^+$  ausgeschlossen werden müssen.  $4^+$  allein ist aber nicht möglich, da man aus  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen weiß, daß das Niveau durch  $\beta$ -Zerfall besetzt wird und dies mit dem  $1^-$ -Zustand von  $\text{RaC}'$  nicht verträglich wäre. Eine Interpretation auf Grund von Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten ist also nicht möglich. Die empirischen Daten werden aber verständlich, wenn man annimmt<sup>44</sup>, daß ein kollektiver Anregungszustand vorliegt. Es soll im folgenden eine Begründung für die Annahme gegeben werden, daß es sich bei dem Niveau um einen Zustand handelt, der im wesentlichen durch kollektive ellipsoide Vibrationen (Quadrupolvibrationen) des Kerns um eine etwa sphärische Gleichgewichtslage erklärt werden kann und der im Rahmen dieses Modells<sup>45-48</sup> als Zwei-Phononen-Zustand aufgefaßt werden muß. Es ist bekannt, daß das erste angeregte Niveau von  $\text{RaC}'$  bei 609 keV Spin und Parität  $2^+$  hat und sich durch eine gegenüber dem Ein-Teilchen-Fall stark erhöhte E 2-Übergangswahrscheinlichkeit<sup>49, 21</sup> auszeichnet, wie man dies für kollektive Anregungszustände er-

<sup>39</sup> A. A. CONSTANTINOV u. G. D. LATYSHEV, J. Phys. USSR **5**, 239 [1941]. — G. D. LATYSHEV, Rev. Mod. Phys. **19**, 132 [1947].

<sup>40</sup> S. KAGEYAMA, J. Phys. Soc., Japan **8**, 689 [1953].

<sup>41</sup> A. H. WAPSTRA, Physica **18**, 1247 [1952].

<sup>42</sup> G. R. BISHOP u. F. DEMICHELIS, Nuovo Cim. **4**, 1599 [1956].

<sup>43</sup> S. A. MOSZKOWSKI, in:  $\beta$ - and  $\gamma$ -Ray Spectroscopy, I. c.<sup>33</sup>, Kap. XIII, S. 391.

<sup>44</sup> K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON u. A. WINTHER, Rev. Mod. Phys. **28**, 432 [1956], Kapitel V.

<sup>45</sup> A. BOHR, Dan. Mat. Fys. Medd. **26**, No. 14 [1952].

<sup>46</sup> S. A. MOSZKOWSKI, Handbuch der Physik XXXIX (S. 516 ff.) [1958].

<sup>47</sup> G. SCHARFF-GOLDHABER u. J. WENESER, Phys. Rev. **98**, 212 [1955].

<sup>48</sup> L. WILETS u. M. JEAN, Phys. Rev. **102**, 788 [1956].

<sup>49</sup> H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 69 [1937].

wartet. Da  $\text{Po}^{214}$  in der Nähe des doppelt magischen  $\text{Pb}^{208}$  liegt, kann auf Grund des Kollektivmodells<sup>44, 46</sup> und empirischer Vergleichsdaten<sup>50</sup> angenommen werden, daß es sich bei diesem Zustand um ein erstes angeregtes Ein-Phonon-Vibrationsniveau einer Quadrupolschwingung handelt. Der zweite angeregte Zustand ( $2^+$ ) von  $\text{RaC}'$  bei 1281 keV zeigt einen gut bekannten *Cross-over*-Übergang in den Grundzustand, dessen Übergangswahrscheinlichkeit mit der zu erwartenden Ein-Teilchen-Übergangswahrscheinlichkeit verträglich ist<sup>21</sup>, so daß angenommen werden kann, daß es sich beim 1281-keV-Niveau um den ersten nichtkollektiven angeregten Zustand von  $\text{RaC}'$  handelt. Das 1378-keV-Niveau läßt sich nun als Zwei-Phononen-Niveau mit Spin  $2^+$  interpretieren, das eventuell noch mit dem zu erwartenden Zwei-Phononen-Zustand mit Spin  $4^+$  entartet ist<sup>51</sup>. Nach Vergleichsdaten<sup>47, 50</sup> hat man nämlich zunächst für das Verhältnis der Energien  $E_2$  und  $E_1$  des zweiten bzw. ersten Vibrationsniveaus einen Wert von  $E_2/E_1 \approx 2,2$  zu erwarten. In guter Übereinstimmung mit dieser Erwartung, die auch theoretisch verständlich ist<sup>47, 48</sup>, erhält man im Falle des 1378-keV-Niveaus den Wert 2,26. Ferner sollte nach dem Vibrationsmodell der Übergang zum 609-keV-Niveau aus reiner<sup>45, 48</sup> oder nahezu reiner<sup>47</sup> E2-Strahlung bestehen, und es sollte der 1378-keV-*Cross-over*-Übergang verboten sein. Gerade diese Forderungen der Theorie sind aber nach den oben erwähnten experimentellen Daten gut erfüllt.

Die Zuordnung von Spin  $2^+$  (und  $4^+$ ) für das 1378-keV-Niveau hat zur Konsequenz, daß der Zustand schwach  $\alpha$ -emittierend sein müßte. Obwohl eine entsprechende  $\alpha$ -Gruppe von RUTHERFORD et al.<sup>19</sup> nicht gefunden wurde, erscheint ihre Existenz nicht ausgeschlossen, da bei den Messungen schwache  $\alpha$ -Linien, insbesondere in der unmittelbaren Umgebung der vom 1416-keV-Niveau ausgehenden starken  $\alpha$ -Gruppe, dem Nachweis entgangen sein könnten.

Man hat im Rahmen der korrigierten Vibrationsmodelle<sup>47, 48</sup> dicht über dem  $2^+(4^+)$ -Niveau noch

einen Zwei-Phononen-Zustand mit  $0^+$  zu erwarten. Tatsächlich enthält das Termschema (Abb. 13) den bekannten  $0^+$ -Zustand bei 1416 keV, der für eine solche Interpretation in Frage kommt. TUTTER<sup>52</sup> hat die Lebensdauer dieses Niveaus gemessen und die E0-Konversions-Übergangswahrscheinlichkeit zu  $\lambda_{e-} = 1,2 \cdot 10^9/\text{sec}$  bestimmt. Hieraus errechnet man nach der Theorie<sup>53</sup> einen Wert  $q \sim 1/40$  für den Stärkeparameter  $q$  des E0-Übergangs. Bei Beachtung der experimentellen Fehlergrenzen erhält man für die obere Grenze von  $q$  im vorliegenden Falle  $q_{\text{max}} \sim 1/20$ . Diese Werte sind kleiner als die sämtlicher übrigen bekannten  $0 \rightarrow 0$ -Übergänge<sup>54</sup>. Nach theoretischen Schätzungen<sup>53</sup>, die mit beträchtlichen Unsicherheiten behaftet sein können, erwartet man für den  $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang bei kollektiven Vibrationen  $q \approx 1/5$  (s. Anm.<sup>55</sup>).

Im folgenden werden noch einige weitere Niveaus diskutiert:

**1544-keV-Niveau:** Da dieser Zustand nicht  $\alpha$ -emittierend ist, ergibt sich wegen des M1-Charakters des 935-keV-Übergangs<sup>36</sup> und wegen der sicher sehr kleinen Intensität der *Cross-over*-Strahlung die Zuordnung  $3^+$ .

**1728-keV-Niveau:** Aus Koinzidenzmessungen folgt, daß die 1120–609-keV-Kaskade relativ intensiv ist<sup>31, 32</sup>. Es kann daher angenommen werden, daß ein beträchtlicher Teil der gemessenen 1120-keV- $\gamma$ -Intensität von dieser Kaskade stammt. Die übrige Intensität kann noch auf die Strahlungen verteilt werden, die von den Niveaus bei 2886, 3142 und 2400 keV ausgehen und auf die Niveaus bei 1764, 2017 und 1281 keV führen. Aus dem M1-Charakter der 1120-keV-Strahlung<sup>36</sup> und der Tatsache, daß das Niveau keine  $\alpha$ -Strahlen emittiert, ergibt sich die Zuordnung  $1^+$  oder  $3^+$ . Die gemessene Intensität der 1728-keV-Strahlung muß nach dem vorliegenden Schema der *Cross-over*-Strahlung zugeordnet werden. Daher scheidet die eine Möglichkeit  $3^+$  aus, und es bleibt für Spin und Parität des 1728-keV-Niveaus die Zuordnung  $1^+$  übrig. Das theoretische Intensitätsverhältnis (Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten) von 1728 zu 1120 keV-

<sup>50</sup> G. SCHARFF-GOLDHABER, Phys. Rev. **103**, 837 [1956].

<sup>51</sup> ( $2^+$ ,  $4^+$ )-Entartung ist nach WILETS und JEAN<sup>48</sup> sowie auch näherungsweise nach SCHARFF-GOLDHABER und WENESER<sup>47</sup> im Rahmen eines weiterentwickelten Vibrationsmodells zu erwarten. Auf Grund der bis jetzt bekannten experimentellen Daten über  $\text{RaC}'$  kann eine solche Entartung beim 1378 keV-Niveau nicht sicher ausgeschlossen werden.

<sup>52</sup> M. TUTTER, Dissertation, Heidelberg 1958 und Z. Phys. **155**, 368 [1959].

<sup>53</sup> E. L. CHURCH u. J. WENESER, Phys. Rev. **103**, 1035 [1956].

<sup>54</sup> M. DEUTSCH, Nucl. Phys. **3**, 83 [1957].

<sup>55</sup> Es erscheint andererseits nicht ganz ausgeschlossen, den gemessenen  $q$ -Wert auf Grund der Annahme zu interpretieren, daß es sich beim 1416 keV-Niveau um einen Zustand handelt, der durch gleichzeitige Anregung (Doppelanregung) der beiden Protonen entsteht, die sich außerhalb der abgeschlossenen Schale befinden.



Strahlung, das sich auf Grund der Zuordnung  $1^+$  ergibt, ist größer als das Verhältnis der experimentell gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten.

**1764-keV-Niveau:** Während man beim 1728-keV-Niveau eine kräftige Kaskade und eine relativ schwache *Cross-over*-Strahlung hat, ist dies im Falle des 1764-keV-Niveaus gerade umgekehrt. Aus ähnlichen Gründen wie beim 1728-keV-Niveau ergibt sich aber auch hier die Zuordnung  $1^+$ . Das Verhältnis der gemessenen Intensitäten von 1764 und 1155-keV-Strahlung (Tab. 1) ist etwas zu groß gegenüber dem theoretisch zu erwartenden Einteilchen-Wert. Man kann aber die überschüssige Intensität der 1764-keV-Strahlung auf die anderen im Schema möglichen Strahlungen dieser Energie verteilen (Abb. 13).

**1848-keV-Niveau:** Da dieses Niveau  $\alpha$ -Strahlen emittiert, ergibt sich wegen der Auswahlregeln für den  $\alpha$ -Zerfall und auf Grund des M1-Charakters der 1239-keV- $\gamma$ -Strahlung die Zuordnung  $2^+$ . Diese stimmt überein mit der von HAUSER<sup>21</sup> auf anderem Wege gefundenen Zuordnung.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß auch von FEATHER<sup>33</sup> und BISHOP<sup>34</sup> Angaben über Spin und Parität einer Reihe von Niveaus gemacht worden sind. Diese Zuordnungen weichen zum Teil von den hier gegebenen ab.

Ein Hauptgesichtspunkt bei der Aufstellung des

vorliegenden Schemas war es, nur solche Niveaus zu postulieren, die zur Einordnung der experimentell gefundenen  $\gamma$ - und  $\alpha$ -Übergänge notwendigerweise erforderlich waren. Nicht alle Strahlungen passen energetisch besonders gut an die ihnen zugeordnete Stelle. Es ist daher möglich, daß noch mehr Niveaus existieren, als im Schema angegeben sind. Hierzu gehört insbesondere ein Niveau bei etwa 850 keV, für das es einen experimentellen Hinweis gibt<sup>32</sup>. Auch der umgekehrte Fall, daß ein Niveau zu viel eingezeichnet ist, kann nicht sicher ausgeschlossen werden. Das Weglassen von Niveaus würde allerdings bedeuten, daß ein Teil der gemessenen  $\gamma$ -Strahlungen in das Schema nicht ohne Annahme weiterer Niveaus eingeordnet werden könnte. Das Schema hat in vielen Punkten den Charakter einer Hypothese. Ob diese zutreffend ist, kann in jedem einzelnen Falle nur durch weitere experimentelle Untersuchungen, insbesondere durch Koinzidenzmessungen, entschieden werden.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. BOTHE †, danke ich für die Förderung dieser Arbeit und für Anregungen, die zur Wahl des hier bearbeiteten Themas geführt haben.

Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR danke ich für die Herstellung der Emanations-Präparate.

Der bei den Untersuchungen benutzte Oszillograph war eine Leihgabe der Deutschen Forschungsgemeinschaft.