

Koinzidenzmessungen am Radium C

Von R. NIERHAUS \* und H. DANIEL

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg  
(Z. Naturforschg. 12 a, 1–10 [1957] ; eingegangen am 1. Oktober 1956)

Der RaC–RaC'-Zerfall wurde durch  $\beta$ - $\gamma$ - und  $e^-$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen untersucht. Bei den  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurden in Koinzidenz mit  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $> 0,8$  MeV  $\beta$ -Gruppen mit den Grenzenergien  $(1,45 \pm 0,05)$  MeV,  $(1,1 \pm 0,1)$  MeV und etwa 0,5 MeV gefunden. Mit energieärmerer  $\gamma$ -Strahlung koinzidiert zusätzlich eine  $\beta$ -Gruppe von  $(1,9 \pm 0,1)$  MeV. Wenn eine  $\beta$ -Gruppe von etwa 2,6 MeV vorhanden ist, hat sie eine Intensität  $< 4\%$ . Bei den  $e^-$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen wurde in Koinzidenz mit den K-Konversionselektronen der vollständig konvertierten 1,416-MeV- $\gamma$ -Strahlung eine  $\beta$ -Gruppe von  $(1,8 \pm 0,2)$  MeV beobachtet, in Koinzidenz mit den K-Konversionselektronen der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung eine  $\beta$ -Gruppe von  $(1,5 \pm 0,2)$  MeV. Ein Zerfallsschema für den RaC–RaC'-Zerfall wurde aufgestellt.

1. Ziel der Untersuchung

RaC ( $_{83}\text{Bi}^{214}$ ) zerfällt mit der Halbwertszeit 19,7 min unter Aussendung von  $\beta$ -Strahlung in RaC' ( $_{84}\text{Po}^{214}$ ) und unter Aussendung von  $\alpha$ -Strahlung in RaC'' ( $_{81}\text{Tl}^{210}$ ). – 0,04% der Zerfälle führen zum RaC'', 99,96% zum RaC'. Für den Zerfallszweig RaC–RaC'' wurde von CORK u. a.<sup>1</sup> ein Zerfallsschema angegeben. Eine neuere Arbeit von MAYER-KUCKUK<sup>1a</sup> behandelt den Zerfall des RaC''.

Das experimentelle Material, von dem bei der Aufstellung eines Zerfallsschemas für den Zerfallszweig RaC–RaC' auszugehen ist, erstreckt sich auf 1. Messungen am kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrum, 2. Messungen an den  $\gamma$ -Linien und den Konversionselektronen, 3. Messungen an den weitreichenden  $\alpha$ -Gruppen des RaC' und 4. Koinzidenzmessungen.

Das  $\beta$ -Kontinuum des RaC wurde von DANIEL und NIERHAUS<sup>2</sup> mit einem magnetischen Doppellinsen-Spektrometer aufgenommen und in Gruppen von  $(3,26 \pm 0,03)$  MeV (19%),  $(1,88 \pm 0,08)$  MeV (9%),  $(1,51 \pm 0,05)$  MeV (40%),  $(1,02 \pm 0,12)$  MeV (23%) und  $(0,42 \pm 0,15)$  MeV (9%) zerlegt. Die Ergebnisse älterer Messungen sind dort<sup>2</sup> angegeben. Einen Überblick über die intensitätsreicheren

$\gamma$ -Linien, die zum  $\beta$ -Zerfall des RaC gehören, gibt Tab. 1, in der die Ergebnisse von Messungen der relativen Intensitäten zusammengestellt sind. Intensitäten pro Zerfall wurden angegeben von ELLIS und

Energie (MeV)	relative Intensität									
	(1)	(2) <sup>5</sup>	(3) <sup>6</sup>	(4) <sup>7</sup>	(5) <sup>8</sup>	(6) <sup>9</sup>	(7) <sup>10</sup>	(8) <sup>4</sup>	(9) <sup>11</sup>	(10) <sup>12</sup>
0,6093	8,9	5,5			2,96		9	5,13		4,64
0,7687	0,88				0,52		1,3	1,11		0,70
0,9348	0,91	0,67					1,1	0,54		0,52
1,1204	2,78	1,7	2,41	1,32			2,6	3,9		2,06
1,2383	0,85	1,4	0,56				1,0	1,42		0,88
1,3782	0,87	1,5	1,19	0,92			0,9	1,66		0,72
1,5093		0,58	0,71				0,7	0,56		0,43
1,7644	3,49	2,67	2,42	4,0			3,2	3,14	3,22	2,52
1,8485			0,41				0,22	0,33		0,28
2,2042	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
2,432			0,5		0,38	0,5	0,36	0,48		0,41

In Spalte 1 sind die von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>3</sup> am Konversionselektronenspektrum bzw. von MLADJENOVIC und HEDGRAN<sup>4</sup> am COMPTON-Elektronenspektrum gemessenen  $\gamma$ -Energien eingetragen. Die in den Spalten 2 bis 10 aufgeführten relativen Intensitäten sind bezogen auf die Intensität der 2,204-MeV-Linie.

Tab. 1. Übersicht über die Messungen an den intensitätsreicheren  $\gamma$ -Linien aus dem RaC–RaC'-Zerfall.

\* Dissertation Heidelberg.  
<sup>1</sup> J. M. CORK, C. E. BRANYAN, A. E. STODDARD, H. B. KELLER, J. M. LE BLANC u. W. J. CHILDS, Phys. Rev. **83**, 681 [1951].  
<sup>1a</sup> TH. MAYER-KUCKUK, Z. Naturforschg. **11 a**, 627 [1956].  
<sup>2</sup> H. DANIEL u. R. NIERHAUS, Z. Naturforschg. **11 a**, 212 [1956].  
<sup>3</sup> M. MLADJENOVIC u. H. SLÄTIS, Ark. Fys. **8**, 65 [1954].  
<sup>4</sup> M. MLADJENOVIC u. A. HEDGRAN, Ark. Fys. **8**, 49 [1954].  
<sup>5</sup> C. D. ELLIS u. G. H. ASTON, Proc. Roy. Soc., Lond. A **129**, 180 [1930].

<sup>6</sup> J. ITOH u. Y. WATASE, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **20**, 142 [1938].  
<sup>7</sup> G. D. LATYSHEV et al., Mod. Phys. **19**, 132 [1947].  
<sup>8</sup> K. C. MANN u. M. J. OZEROFF, Canad. J. Res. A **27**, 164 [1949].  
<sup>9</sup> J. L. WOLFSON, Phys. Rev. **78**, 176 [1950].  
<sup>10</sup> S. KAGEYAMA, J. Phys. Soc. Jap. **7**, 93 [1952].  
<sup>11</sup> G. BACKENSTOSS u. K. WOHLLEBEN, Z. Naturforschg. **10 a**, 384 [1955].  
<sup>12</sup> B. S. DŽELEPOV u. S. A. ŠESTOPALOVA, Suppl. Nuovo Cim. **3**, 54 [1956].



ASTON<sup>5</sup> und von BACKENSTOSS und WOHLLEBEN<sup>11</sup>. Die Intensität der 2,204-MeV- $\gamma$ -Linie ist nach ELLIS und ASTON 0,074 Quanten pro Zerfall, nach BACKENSTOSS und WOHLLEBEN 0,052 Quanten pro Zerfall. Relative Intensitäten der Konversionslinien wurden gemessen von ELLIS<sup>13</sup>, von LATYSHEV und Mitarb.<sup>7</sup>, von MIWA und KAGEYAMA<sup>14</sup>, von CORK u. a.<sup>1</sup> und von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>3</sup>. Bei Messungen an den  $\alpha$ -Strahlen der Tochtersubstanzen der Radium-Emanation fanden RUTHERFORD, LEWIS und BOWDEN<sup>15</sup> zwölf Gruppen weitreichender  $\alpha$ -Strahlen, die gemäß der Theorie von GAMOW durch  $\alpha$ -Zerfall von Anregungszuständen des RaC' entstehen. Die intensitätsreichste weitreichende  $\alpha$ -Gruppe wurde auch von CHANG<sup>16</sup> gefunden.

Von BOTHE und MAIER-LEIBNITZ<sup>17</sup> wurde bei  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit einem magnetischen Spektrometer festgestellt, daß oberhalb etwa 2 MeV die  $\beta$ -Strahlen des RaC nicht wesentlich mit  $\gamma$ -Strahlen gekoppelt sind, d. h., daß die Aussendung dieser Elektronen praktisch immer zum Grundzustand des RaC' führt. Dies war die erste Anwendung der Koinzidenzmethode auf die Untersuchung eines Zerfallsschemas. Auf Grund der Ergebnisse mußte ein früher aufgestelltes Zerfallsschema<sup>18, 19</sup> verworfen werden. WAPSTRA<sup>20</sup> untersuchte den  $\beta$ -Zerfall des RaC durch Koinzidenz-Absorptions-Messungen und bestätigte, daß die energiereichste  $\beta$ -Gruppe des RaC zum Grundzustand des RaC' führt. Die Messungen von WAPSTRA sind verträglich mit einer Zerlegung des  $\beta$ -Kontinuums in Gruppen mit den Grenzenergien etwa 3 MeV (19%) und 1,55 MeV (81%); wenn eine  $\beta$ -Gruppe der Grenzenergie 2,6 MeV vorhanden ist, hat sie eine Intensität <10%. RICCI und TRIVERO<sup>21, 22, 23</sup> haben bei Absorptions- und Koinzidenz-Absorptions-Messungen  $\beta$ -Gruppen von 3,17 MeV (13%), 2,56 MeV (6%), 1,72 MeV (7%), 1,44 MeV (30%), 1,03 MeV (22%) und <1 MeV (etwa 20%, unaufgelöst) gefunden. JOHANSSON<sup>24</sup> machte  $\beta$ - $\gamma$ -

Koinzidenzmessungen mit zwei Szintillationspektrometern. Für eine  $\beta$ -Gruppe von etwa 2,6 MeV, die zum 609-keV-Niveau des RaC' führt, fand er die Intensität 2%. ROWLAND<sup>25</sup> beobachtete Koinzidenzen zwischen  $\gamma$ -Strahlung und  $\beta$ -Teilchen der Energie >1,8 MeV.

Bei der Untersuchung des RaC-RaC'-Zerfalls durch  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen beobachteten DEMICHELIS und MALVANO<sup>26, 27, 28</sup> die  $\gamma$ -Kaskaden 1,12 MeV - 0,61 MeV, 1,38 MeV - 0,61 MeV, 1,52 MeV - 0,61 MeV und 0,76 MeV - 1,29 MeV. JOHANSSON<sup>24</sup> und ROWLAND<sup>25</sup> suchten ebenfalls mit Szintillationspektrometern nach  $\gamma$ -Kaskaden. JOHANSSON fand Koinzidenzen zwischen der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung und  $\gamma$ -Linien bei 0,769, 0,935, 1,120, 1,238, 1,509 und 1,620 MeV, ROWLAND Koinzidenzen zwischen der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung und  $\gamma$ -Linien bei 0,77, 0,93, 1,12, 1,24, 1,38, 1,52 und 1,85 MeV.

DEMICHELIS und MALVANO<sup>26, 29, 30</sup> machten Winkelkorrelationsmessungen mit Szintillationszählern und Bleiabsorbern an den  $\gamma$ -Kaskaden aus dem RaC-RaC'-Zerfall. Die Winkelkorrelation zwischen der 2,56-MeV- $\beta$ -Gruppe des RaC und der 609-keV- $\gamma$ -Linie wurde von DEMICHELIS und RADICATI<sup>31</sup> untersucht. Die Autoren gingen von der Annahme aus, daß mit  $\gamma$ -Strahlung koinzidierende  $\beta$ -Teilchen der Energie >1,75 MeV zur 2,56-MeV- $\beta$ -Gruppe gehören, und ordneten dem Grundzustand des RaC den Spin 2 und ungerade Parität zu.

Zerfallsschemata für den RaC-RaC'-Zerfallszweig wurden mehrfach angegeben<sup>15, 18, 19, 23, 24, 25, 28, 32</sup>.

Die nachfolgend beschriebene Untersuchung erstreckt sich auf  $\beta$ - $\gamma$ - und  $e^-$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen am RaC-RaC'-Zerfall. Bei den  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurden mit einem magnetischen Spektrometer die Spektren der  $\beta$ -Teilchen aufgenommen, die mit in einem Szintillationszähler nachgewiesenen  $\gamma$ -Quanten koinzierten. Bei einem Teil der Messungen kam nur  $\gamma$ -Strahlung der Energie >0,8 MeV zur Wirkung, bei einem anderen Teil

<sup>13</sup> C. D. ELLIS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **143**, 350 [1933].

<sup>14</sup> M. MIWA u. S. KAGEYAMA, J. Phys. Soc. Jap. **5**, 416 [1950].

<sup>15</sup> E. RUTHERFORD, W. B. LEWIS u. B. V. BOWDEN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **142**, 347 [1933].

<sup>16</sup> W. Y. CHANG, Phys. Rev. **74**, 1195 [1948].

<sup>17</sup> W. BOTHE u. H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Phys. **104**, 604 [1937].

<sup>18</sup> C. D. ELLIS, Int. Conf. on Phys. London 1934.

<sup>19</sup> C. D. ELLIS u. N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc., Lond. A **141**, 502 [1933].

<sup>20</sup> A. H. WAPSTRA, Physica **18**, 1247 [1952].

<sup>21</sup> R. RICCI u. G. TRIVERO, R. C. Accad. Naz. Lincei **17**, 44 [1954].

<sup>22</sup> R. A. RICCI u. G. TRIVERO, Nuovo Cim. **1**, 717 [1955].

<sup>23</sup> R. A. RICCI u. G. TRIVERO, Nuovo Cim. **2**, 745 [1955].

<sup>24</sup> S. A. E. JOHANSSON, Ark. Fys. **9**, 561 [1955].

<sup>25</sup> R. E. ROWLAND, Phys. Rev. **99**, 757 [1955].

<sup>26</sup> F. DEMICHELIS u. R. MALVANO, Nuovo Cim. **9**, 1106 [1952].

<sup>27</sup> F. DEMICHELIS u. R. MALVANO, Nuovo Cim. **10**, 405 [1953].

<sup>28</sup> F. DEMICHELIS u. R. MALVANO, Nuovo Cim. **12**, 358 [1954].

<sup>29</sup> F. DEMICHELIS u. R. MALVANO, Nuovo Cim. **10**, 1359 [1953].

<sup>30</sup> F. DEMICHELIS u. R. MALVANO, Phys. Rev. **93**, 526 [1954].

<sup>31</sup> F. DEMICHELIS u. L. A. RADICATI, Nuovo Cim. **3**, 152 [1956].

<sup>32</sup> J. SURUGUE, J. Phys. Radium **7**, 145 [1946].

auch energieärmere  $\gamma$ -Strahlung. Die  $\beta$ -Spektren wurden durch FERMI-Analyse ausgewertet. Bei den  $e^- - \beta$ -Koinzidenzmessungen wurden mit dem magnetischen Spektrometer die K-Konversionselektronen einer der  $\gamma$ -Linien bei 0,609, 1,120 und 1,416 MeV angezeigt und durch ein Szintillationsspektrometer die Spektren der koinzidierenden Kern- $\beta$ -Teilchen aufgenommen. Schließlich wurde ein Zerfallsschema für den  $\text{RaC} - \text{RaC}'$ -Zerfallszweig aufgestellt.

## 2. Versuchsanordnung

Um mit dem von DANIEL und BOTHE<sup>33</sup> gebauten magnetischen Doppellinsen-Spektrometer Koinzidenzmessungen machen zu können, wurden ein neuer Detektor-Stempel und je ein neuer Präparat-Stempel für  $\beta - \gamma$ - und  $e^- - \beta$ -Koinzidenzmessungen angefertigt.

Im neuen Detektor-Stempel werden die vom Magnetfeld des Spektrometers abgelenkten Elektronen nicht mehr durch ein Endfenster-Zählrohr, sondern durch einen Anthracen-Szintillationskristall nachgewiesen. Der Kristall ist zylindrisch und hat den Durchmesser 24 mm und die Höhe 2,4 mm. Eine dünne Schicht Silikonfett stellt optischen Kontakt mit dem Plexiglas-Lichtleiter her, der zur Photokathode des Vervielfachers führt. Der Kristall ist von einer Aluminiumfolie der Dicke  $0,24 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$  bedeckt, die die Szintillationen in den Lichtleiter reflektiert und ein Verdampfen des Kristalls im Vakuum verhindert. Der Lichtleiter ist in den Detektor-Stempel so eingesetzt, daß er am aufliegenden Rand seines kristallseitigen Endes den äußeren Luftdruck abfängt.

Der Präparat-Stempel für die  $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen enthält in einem Messinggehäuse einen  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Kristall von 17 mm Durchmesser und 28 mm Länge. Der Kristall ist zur Lichtreflexion mit Aluminiumfolie umgeben, das Gehäuse feuchtigkeitsdicht durch einen Plexiglasstopfen verschlossen. Ein Plexiglas-Lichtleiter führt zur Photokathode des Vervielfachers. Von der Quelle ist der  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Kristall durch einen 2 mm dicken Kupfer-Absorber getrennt. Der Abstand Quelle-Kristall ist 4,5 mm; der mittlere Raumwinkel liegt bei 0,5. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Strahlung von 0,6 MeV ist etwa 0,18, falls nur Photoelektronen gezählt werden.

Im Präparat-Stempel für die  $e^- - \beta$ -Koinzidenzmessungen befindet sich, von der Quelle durch zwei Glimmerfolien von insgesamt  $10,5 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$  Dicke getrennt, ein Anthracenkristall von 17 mm Durchmesser und 14 mm Höhe. Die eine Glimmerfolie ist auf einen Messingring des Präparat-Stempels gekittet und nimmt den äußeren Luftdruck auf. Die andere Glimmerfolie ist verspiegelt; zusammen mit einer Aluminiumfolie, die den Mantel des Anthracenzylinders bedeckt, reflektiert

sie die Szintillationen in den Plexiglas-Lichtleiter, der zum Vervielfacher führt. Die Glimmerfolien halten die  $\alpha$ -Strahlung vom Szintillationskristall fern.

Es wurde mit zwei E.M.I.-5311-Vervielfachern gearbeitet. Da diese Vervielfacher keine fokussierenden Dynodensysteme haben, sind sie nicht sehr empfindlich gegen schwache Magnetfelder. Allerdings sind bei ihnen Schwankungen der Elektronenlaufzeit größer als bei den Vervielfachern mit fokussierenden Dynodensystemen. Für Koinzidenzsaltungen mit Koinzidenzauflösezeiten bei  $10^{-7} \text{ sec}$  bedeutet das aber noch keinen Nachteil. Die zwei Vervielfacher haben Primärempfindlichkeiten von rund  $30 \mu\text{A Lumen}^{-1}$ . Sie sind von Gehäusen aus 3 mm dickem weichem Eisen umgeben, in die der Detektor-Stempel bzw. der Präparat-Stempel eingeschraubt werden. Durch die Eisengehäuse sind die Vervielfacher ausreichend gegen das Streufeld des Spektrometers magnetisch abgeschirmt.

Die Abb. 1a zeigt das Blockschaltbild der Anordnung für  $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen. Vervielfacher-Impulse, deren Größe eine durch die Diskriminator-Einstellung vorgegebene Mindest-Impulsgröße überschreitet, lösen Diskriminator-Impulse aus, die sowohl auf die Koinzidenzstufe kommen als auch von Zählgeräten registriert werden. Die Koinzidenzstufe besteht aus zwei Kathodenfolgern mit gemeinsamem Kathodenwiderstand. Das

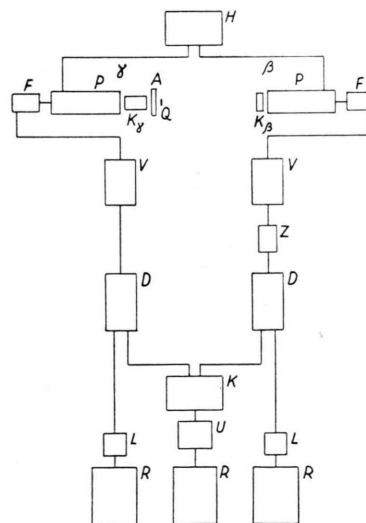


Abb. 1. a) Blockschaltbild der Anordnung für  $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen.

Q=radioaktives Präparat, A=Absorber für  $\beta$ -Strahlung,  $K_\gamma$ = $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Szintillationskristall zum Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung,  $K_\beta$ =Anthracenkristall zum Nachweis der magnetisch abgelenkten  $\beta$ -Teilchen, H=stabilisiertes Hochspannungsgerät, P=Vervielfacher, F=Kathodenfolger, V=Verstärker<sup>34</sup>. Impulse im  $\beta$ -Kanal werden durch die Verzögerungsstufe Z um  $0,06 \mu\text{sec}$  verzögert. D=Schmitt-Triggerkreise<sup>34</sup>, L=Impulsverlängerungsstufen, K=Koinzidenzstufe, U=Univibrator, R=Zählgeräte<sup>34</sup>.

<sup>33</sup> H. DANIEL u. W. BOTHE, Z. Naturforschg. 9a, 402 [1954].

<sup>34</sup> W. C. ELMORE u. M. SANDS, Electronics, McGraw-Hill Book Company 1949.

Ausgangssignal entspricht etwa den sich überlappenden Teilen der trapezförmigen Eingangsimpulse. Es triggert einen Univibrator, durch dessen Vorspannung die Koinzidenzauflösezeit  $\tau$  bestimmt wird. Bei den  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurde mit  $\tau$  zwischen 0,3 und 0,5  $\mu\text{sec}$  gearbeitet. Selbst bei der Koinzidenzauflösezeit  $\tau = 0,3 \mu\text{sec}$  gehen praktisch keine systematischen Koinzidenzen verloren.

Die Abb. 1 b zeigt das Blockschaltbild der Anordnung für  $e^-$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen. Eine Verzögerungsstufe erübrigt sich, da sowohl im  $e^-$ - wie auch im  $\beta$ -Kanal Anthracenkristalle Verwendung finden, die Impulse etwa gleicher Anstiegszeit liefern. Der Anstieg ist

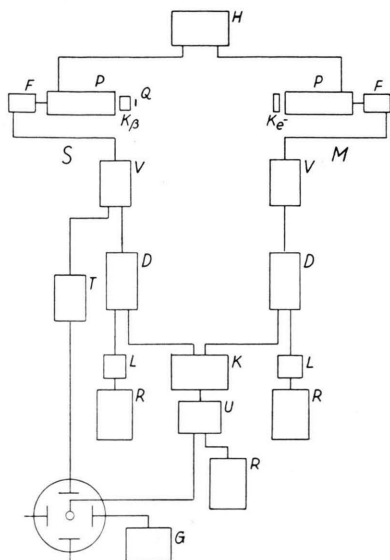


Abb. 1. b) Blockschaltbild der Anordnung für  $e^-$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen.

Q=radioaktives Präparat,  $K_\beta$  und  $K_{e^-}$ =Anthracenkristalle.  $K_\beta$  gehört zum Szintillations- $\beta$ -Spektrometer,  $K_{e^-}$  zum magnetischen  $e^-$ -Spektrometer. H=stabilisiertes Hochspannungsgerät, P=Vervielfacher, F=Kathodenfolger, V=Verstärker, D=Schmitt-Triggerkreise, K=Koinzidenzstufe, U=Aufhell-Univibrator<sup>35</sup>, T=Impulsverflacher<sup>36</sup>, G=Sägezahn-generator, L=Impulsverlängerungsstufen, R=Zählgeräte.

überdies so kurz, daß mit einer Koinzidenzauflösezeit bei 0,15  $\mu\text{sec}$  gearbeitet werden kann. Hinzu kommt eine Einrichtung zur oszillographischen Registrierung der Impulse aus dem  $\beta$ -Szintillationsspektrometer: Impulse aus dem  $\beta$ -Kanal werden abgeflacht und auf die Y-Ablenkplatten eines Oszillographen gebracht, der durch eine Koinzidenz hellgesteuert wird. Der Sägezahn-generator des Oszillographen wird dazu benutzt, das Impulsspektrum auf die Breite des Oszillographenschirms auseinander zu ziehen. Eine Koinzidenz macht sich durch einen hellen Punkt bemerkbar, dessen Abszisse zufällig ist und dessen Ordinate der  $\beta$ -Impulshöhe entspricht. Die Koinzidenz-Impulse werden durch Photo-

graphieren des Oszillographenschirms registriert. Zur Auswertung werden die Schirmbilder auf Koordinaten-Papier projiziert und die Impulszahlen pro Ordinaten-Intervall festgestellt.

Zur Justierung der neuen Präparat-Stempel wurde das Linienprofil der 146-keV-Konversionselektronenstrahlung, der F-Linie, des Thorium B aufgenommen. Mit den richtig justierten Stempeln wurde für Quellen von 2 mm Durchmesser eine Halbwertsbreite der Impulsaufseekurve von 1,5% gemessen.

Um den Diskriminator für den Detektor der magnetisch abgelenkten Elektronen richtig einstellen zu können, wurde die Impulshöhenverteilung am Verstärker-ausgang aufgenommen, die entsteht, wenn der Anthracenkristall mit 146-keV-Elektronen bestrahlt wird. Für die meisten  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurde der Diskriminator des  $\beta$ -Detektors so eingestellt, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit bereits für 100-keV-Elektronen nur wenig kleiner als 1 war. Der Nulleffekt des  $\beta$ -Detektors war bei dieser Einstellung 0,4 Impulse  $\text{sec}^{-1}$ .

In dem Präparat-Stempel für die  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen ist hinter der Quelle ein Kupfer-Absorber angebracht. Deshalb ist mit einer Verfälschung der mit dem magnetischen Spektrometer aufgenommenen  $\beta$ -Spektren durch rückgestreute Elektronen zu rechnen. Messungen am  $\beta$ -Kontinuum des RaC mit dem neuen Stempel zeigten, daß diese Verfälschung sich mindestens bei Energien oberhalb 0,8 MeV nicht bemerkbar macht. Die FERMI-Zerlegung der mit dem neuen Stempel aufgenommenen  $\beta$ -Spektren stimmt nämlich für Energien  $> 0,8 \text{ MeV}$  gut überein mit den FERMI-Zerlegungen der von DANIEL und NIERHAUS<sup>2</sup> gemessenen  $\beta$ -Spektren. Bei der Aufnahme dieser  $\beta$ -Spektren war mit einem Stempel gearbeitet worden, der im Hinblick auf minimale Rückstreuung der Elektronen konstruiert worden war.

Die Koinzidenzauflösezeit wurde in Abhängigkeit von der Univibrator-Vorspannung gemessen: einmal unter Verwendung eines Doppelimpuls-generators, dann durch Zählung zufälliger Koinzidenzen. Die Koinzidenzauflösezeit  $\tau$  ist über lange Zeiten nur auf etwa 0,01  $\mu\text{sec}$  konstant und nicht völlig von den Zählraten unabhängig. Bei der Univibrator-Vorspannung -30 Volt ist beispielsweise  $\tau = 0,32 \mu\text{sec}$  für  $10^3$  Impulse  $\text{sec}^{-1}$  in jedem Kanal und  $\tau = 0,36 \mu\text{sec}$  für  $10^4$  Impulse  $\text{sec}^{-1}$  in jedem Kanal.

Zur Prüfung des Koinzidenzspektrometers wurden  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen am  $\text{Cs}^{137}$  gemacht. Die  $\gamma$ -Strahlung des  $\text{Cs}^{137}$  kommt von einem metastabilen Niveau des  $\text{Ba}^{137}$  mit der Halbwertszeit 2,6 min, so daß keine systematischen Koinzidenzen vorhanden sind. Die gemessene Koinzidenzzählrate stimmte mit der berechneten Zählrate von zufälligen Koinzidenzen überein.

### 3. $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Die Quellen bestanden aus dem aktiven Niederschlag der Radium-Emanation. In Abhängigkeit vom Spulenstrom  $I_s$  des magnetischen Spektrometers wurden die Koinzidenzzählrate  $N_k$  und die Zählrate  $N_\beta$

<sup>35</sup> W. KROEBEL u. G. STUTZER, Z. angew. Phys. 6, 14 [1954].

<sup>36</sup> H. I. WEST u. L. G. MANN, Rev. Sci. Instrum. 25, 129 [1954].



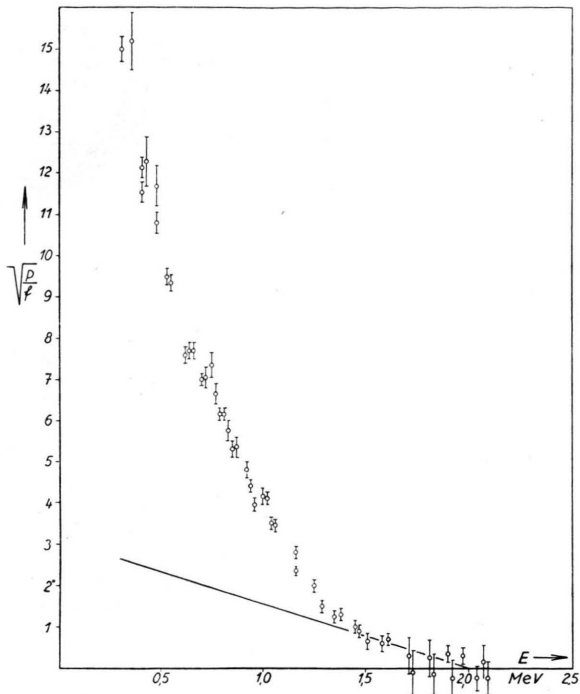


Abb. 2 a.

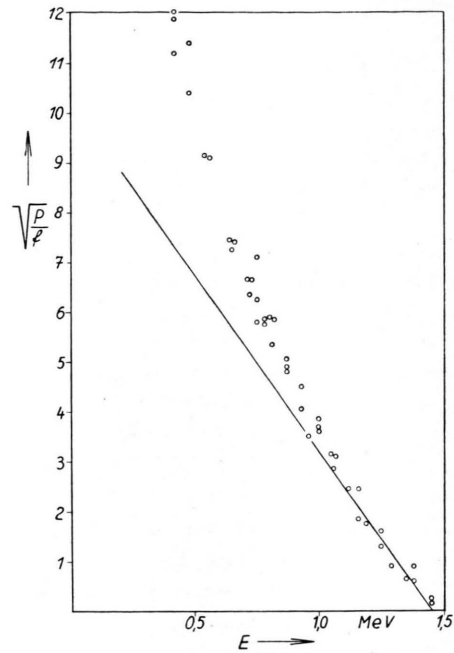


Abb. 2 b.

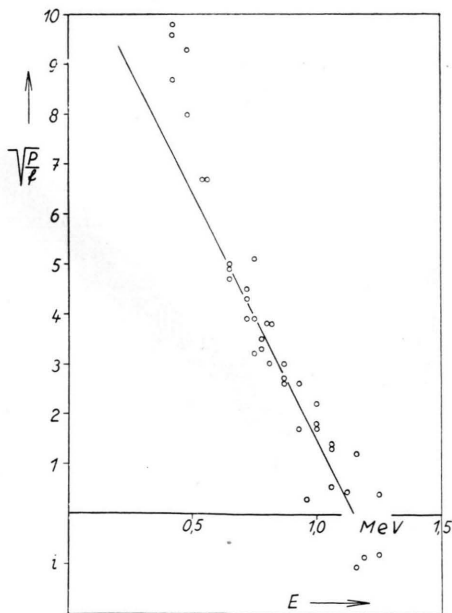


Abb. 2 c.

Abb. 2. FERMI-Zerlegung eines Spektrums von  $\beta$ -Teilchen, die mit  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $> 0,3$  MeV koinzidieren.

im  $\beta$ -Zähler bestimmt. Der Abfall des Präparates wurde durch die Zählrate  $N_\gamma$  im  $\gamma$ -Zähler gemessen.

Die Präparatstärke war nach oben dadurch beschränkt, daß bei großen Aktivitäten Ermüdungserscheinungen der Vervielfacher-Photokathode im  $\gamma$ -Zähler beobachtet wurden. Auch wurden die Fehler für die Zählraten  $N_\gamma$  bei starken Präparaten durch die dann beträchtlichen Totzeit-Korrekturen zu groß. Im allgemeinen wurde während einer Zeit gemessen, in der die Präparatstärke um den Faktor 10 abnahm.

Da bei einem Teil der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen die Korrektur auf zufällige Koinzidenzen sehr ins Gewicht fiel, wurden hier zwischen die einzelnen Meßpunkte Bestimmungen von  $\tau$  eingeschoben. Dazu wurde mit dem  $\gamma$ -Zähler die  $\gamma$ -Strahlung aus dem RaC-Zerfall nachgewiesen, aber der  $\beta$ -Zähler durch einen R-C-Generator ersetzt. Die Koinzidenzauflösezeit für eine regelmäßige Impulsfolge in einem Kanal ist etwas verschieden von der Koinzidenzauflösezeit für statistisch verteilte Impulse in beiden Kanälen. Dies und die Zählraten-Abhängigkeit von  $\tau$  wurden bei der Auswertung berücksichtigt.

Die Koinzidenzspektren wurden der FERMI-Analyse unterzogen.

Die FERMI-Zerlegung von Koinzidenzspektren mit  $\gamma$ -Diskriminierung  $> 0,3$  MeV (Abb. 2) führte auf  $\beta$ -Gruppen mit den Grenzenenergien  $(1,9 \pm 0,1)$  MeV,  $(1,45 \pm 0,05)$  MeV und  $(1,1 \pm 0,1)$  MeV. Die angegebenen Fehler sind geschätzte Fehlergrenzen, die in Abb. 2a eingezeichneten Fehler statistische Fehler. In Abb. 2c ist noch eine  $\beta$ -Gruppe der Grenzenenergie etwa 0,7 MeV zu sehen. Sie gehört zum RaB. Bei Messungen, in denen der Diskriminator im  $\gamma$ -Kanal so eingestellt war, daß nur  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $> 0,5$  MeV nachgewiesen wurde, wurde die  $\beta$ -Gruppe bei 0,7 MeV nicht wahrgenommen, denn die  $\gamma$ -Strahlung des RaB entging dem Nachweis. Eine zum RaC gehörende  $\beta$ -Gruppe der Grenzenenergie  $(0,5 \pm 0,2)$  MeV wurde beobachtet. Bei weiteren Koinzidenzmessungen war die Diskriminierung auf  $> 0,8$  MeV eingestellt. In der FERMI-Zerlegung der Koinzidenzspektren fehlt dann die 1,9-MeV- $\beta$ -Gruppe. Die Gruppen mit den Grenzenenergien 1,45 MeV, 1,1 MeV und 0,5 MeV bleiben beobachtbar. Es folgt, daß die 1,9-MeV- $\beta$ -Gruppe zwar mit energieärmerer  $\gamma$ -Strahlung koinzidiert, nicht aber in merklicher Intensität mit  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $> 0,8$  MeV. Deshalb zerfällt das Niveau des RaC' bei 1,378 MeV, das durch die 1,9-MeV- $\beta$ -Gruppe angeregt wird, im wesentlichen über die  $\gamma$ -Kaskade 0,769 MeV – 0,609 MeV.

Die Abb. 3 zeigt ein  $\beta$ – $\gamma$ -Koinzidenzspektrum für den  $\beta$ -Energiebereich 1,5 bis 2,6 MeV mit  $\gamma$ -Dis-

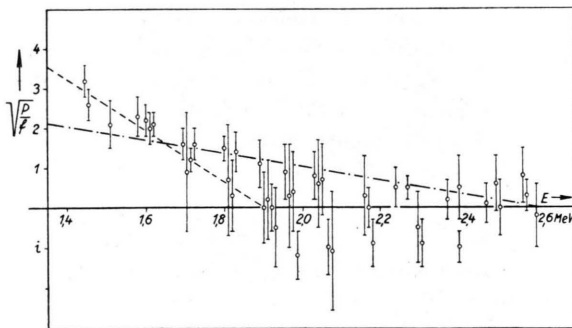


Abb. 3.  $\beta$ – $\gamma$ -Koinzidenzspektrum in FERMI-Darstellung für den  $\beta$ -Energiebereich 1,5 bis 2,6 MeV.  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $> 0,2$  MeV wurde zugelassen.

kriminierung auf  $> 0,2$  MeV. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die  $\gamma$ -Linien bei 609 und 769 keV waren nicht sehr verschieden. Hingegen kamen wegen des Kaskadenzerfalls des 1,378-MeV-Niveaus auf ein  $\beta$ -Teilchen der 1,9-MeV- $\beta$ -Gruppe zwei  $\gamma$ -Quanten, während jedes  $\beta$ -Teilchen einer 2,6-MeV-Gruppe nur mit einem  $\gamma$ -Quant koinzidierte. Die

zwei in die Abb. 3 eingezeichneten FERMI-Geraden gehören zu  $\beta$ -Spektren mit den Grenzenenergien 1,9 und 2,6 MeV. Die den FERMI-Geraden entsprechenden  $\beta$ -Gruppen hätten bei gleicher Zahl und Energie der koinzidierenden  $\gamma$ -Quanten das Intensitätsverhältnis 18 : 4. Aus der bei Messungen am  $\beta$ -Kontinuum des RaC<sup>2</sup> gefundenen Intensität 9% für die 1,9-MeV- $\beta$ -Gruppe ergibt sich nun die obere Intensitätsgrenze 4% für eine  $\beta$ -Gruppe der Grenzenenergie 2,6 MeV.

#### 4. $e^-$ – $\beta$ -Koinzidenzmessungen

Bei den  $e^-$ – $\beta$ -Koinzidenzmessungen wurden mit dem magnetischen Spektrometer die K-Konversionselektronen einer  $\gamma$ -Linie nachgewiesen und die Spektren der koinzidierenden Kern- $\beta$ -Teilchen mit einem Szintillationsspektrometer aufgenommen (s. Blockschaltbild Abb. 1 b).

Bei Einstellung des magnetischen Spektrometers auf die K-Konversionslinie der 1,416-MeV- $\gamma$ -Strahlung waren nur etwa 40% der im magnetischen Spektrometer gezählten Elektronen Konversionselektronen, bei einer Einstellung auf die K-Konversionslinie der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung nur etwa 30%. Die Spektren der  $\beta$ -Teilchen, die mit diesen Konversionselektronen koinzidierten, wurden deshalb verfälscht: erstens durch zufällige Koinzidenzen, zweitens durch Koinzidenzen zwischen Kern- $\beta$ -Teilchen, die mit dem magnetischen Spektrometer erfaßt wurden, und Konversionselektronen, die in den Anthracenkristall des Szintillationsspektrometers gerieten, und drittens durch Koinzidenzen zwischen Kern- $\beta$ -Teilchen, die im magnetischen Spektrometer nachgewiesen wurden, und  $\gamma$ -Quanten, die im Anthracenkristall des Szintillationsspektrometers Photo- oder COMPTON-Elektronen auslösten. Um diese Verfälschungen berücksichtigen zu können, wurden Korrektions-Spektren aufgenommen mit Einstellung des magnetischen Spektrometers neben die Konversionslinie. Eine vierte Verfälschung entstand durch  $e^-$ – $\gamma$ -Koinzidenzen, wenn die  $\gamma$ -Linie, deren Konversionselektronen mit dem magnetischen Spektrometer erfaßt wurden, mit einer anderen  $\gamma$ -Linie koinzidierte, die im Anthracenkristall des Szintillationsspektrometers nachgewiesen wurde. Doch ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des  $\beta$ -Anthracenkristalls für  $\gamma$ -Strahlung der in Betracht kommenden Energie soviel kleiner als die Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\beta$ -Strahlung, daß auf eine Korrektur verzichtet werden konnte.

Die korrigierten Koinzidenzspektren wurden der FERMI-Auswertung unterzogen. Die Energie-Eichung des Szintillationsspektrometers war mit dem  $\beta$ -Spektrum des  $P^{32}$  vorgenommen worden.

Die Abb. 4 zeigt oben ein typisches Beispiel für ein Spektrum der  $\beta$ -Teilchen, die mit der vollständig konvertierten 1,416-MeV- $\gamma$ -Linie koinzidieren. In Abb. 4 unten ist das zugehörige  $P^{32}$ -Eichspektrum zu sehen. Beide Spektren sind in FERMI-Darstellung gezeichnet.

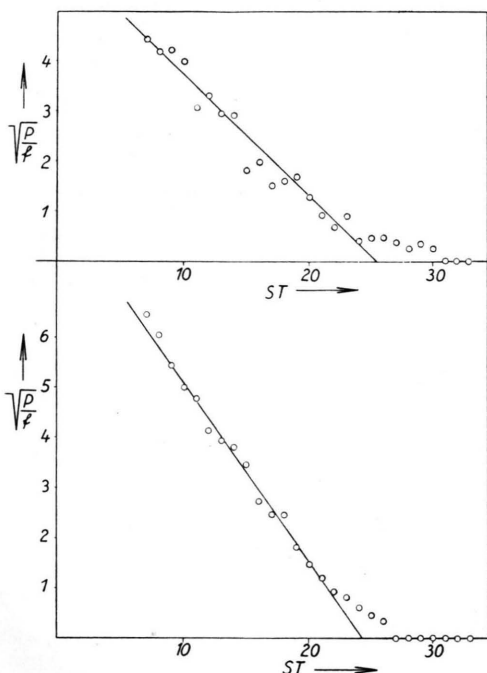


Abb. 4. Beispiel für ein Spektrum der  $\beta$ -Teilchen, die mit den K-Konversionselektronen der 1,416-MeV- $\gamma$ -Linie koinzidieren (oben). Darunter das zugehörige  $P^{32}$ -Eichspektrum. Beide Spektren in FERMI-Darstellung.

Gefunden wurde in Koinzidenz mit den K-Konversionselektronen der 1,416-MeV- $\gamma$ -Linie ein  $\beta$ -Spektrum mit der Grenzenenergie  $(1,8 \pm 0,2)$  MeV und in Koinzidenz mit den K-Konversionselektronen der 609-keV- $\gamma$ -Linie ein  $\beta$ -Spektrum mit der Grenzenenergie  $(1,5 \pm 0,2)$  MeV. Wegen der geringen Auflösung des Szintillationsspektrometers und wegen der beträchtlichen statistischen Fehler war es nur möglich, die Grenzenenergie der intensitätsreichsten Komponente festzustellen. Die Grenzenenergie des Spektrums der  $\beta$ -Teilchen, die mit den K-Konversionselektronen der 1,12-MeV- $\gamma$ -Linie koinzidieren, ist  $(1,5 \pm 0,4)$  MeV. Der große Fehler rührt von der hier beträchtlichen Untergrundkorrektur her.

In Tab. 2 sind die Ergebnisse der  $e^- - \beta$ -Koinzidenzmessungen zusammen mit den Ergebnissen der  $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen aufgeführt.

I. Ergebnisse der $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen.	
$\beta$ -Gruppen in Koinzidenz mit $\gamma$ -Strahlung der Energie $> 0,5$ MeV.	
Grenzenenergie (2,6 MeV, Intensität $< 4\%$ ) ( $1,9 \pm 0,1$ ) MeV, ( $1,45 \pm 0,05$ ) MeV, ( $1,1 \pm 0,1$ ) MeV, etwa 0,5 MeV.	
$\beta$ -Gruppen in Koinzidenz mit $\gamma$ -Strahlung der Energie $> 0,8$ MeV.	
Grenzenenergie ( $1,45 \pm 0,05$ ) MeV, ( $1,1 \pm 0,1$ ) MeV, ( $0,5 \pm 0,2$ ) MeV.	

II. Ergebnisse der $e^- - \beta$ -Koinzidenzmessungen.	
Energie der $\gamma$ -Linie	Grenzenenergie der intensitätsreichsten koinzidierenden $\beta$ -Gruppe
0,609 MeV	$(1,5 \pm 0,2)$ MeV
1,12 MeV	$(1,5 \pm 0,4)$ MeV
1,416 MeV	$(1,8 \pm 0,2)$ MeV

Tab. 2. Ergebnisse der Koinzidenzmessungen.

## 5. Diskussion

Ausgehend von den Ergebnissen der beschriebenen  $\beta - \gamma$ - und  $e^- - \beta$ -Koinzidenzmessungen sowie von Ergebnissen aus Messungen am  $\beta$ -Kontinuum<sup>2</sup>, an den  $\gamma$ -Linien (Tab. 1), an den  $\alpha$ -Strahlen des  $RaC'$ <sup>15</sup> und aus  $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzmessungen<sup>24, 25, 28</sup> wurde ein Zerfallsschema für den  $RaC - RaC'$ -Zerfall aufgestellt (Abb. 5). Das Zerfallsschema ist zwar nicht vollständig, doch sind alle intensitätsreicheren Übergänge berücksichtigt.

Aus den  $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen folgt zunächst, daß die 3,26-MeV- $\beta$ -Gruppe nicht mit  $\gamma$ -Strahlung koinzidiert und deshalb zum Grundzustand des  $RaC'$  führt, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von BOTHE und MAIER-LEIBNITZ<sup>17</sup>.

Die 1,9-MeV- $\beta$ -Gruppe koinzidiert zwar mit energiereicher  $\gamma$ -Strahlung, nicht aber in merklicher Intensität mit  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $> 0,8$  MeV. Deshalb zerfällt das bei der Anregungsenergie 1,378 MeV eingezeichnete Niveau des  $RaC'$  im wesentlichen über die  $\gamma$ -Kaskade 0,769 MeV – 0,609 MeV.

Nun ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des  $\gamma$ -Zählers für  $\gamma$ -Strahlung der Energie 1,378 MeV kleiner als für  $\gamma$ -Strahlung der Energie 0,609 oder 0,769

MeV, außerdem kommen beim Kaskadenzerfall zwei  $\gamma$ -Quanten auf ein  $\beta$ -Teilchen. Es kann deshalb nicht ausgeschlossen werden, daß „cross-over“- $\gamma$ -Strahlung vom 1,378-MeV-Niveau vorhanden ist. Die Intensität dieser Strahlung ist jedoch kleiner als etwa die von MLADJENOVIC und HEDGRAN<sup>4</sup> angegebene Intensität einer 1,378-MeV- $\gamma$ -Linie. Da MLADJENOVIC und HEDGRAN für diese Linie eine besonders große Breite beobachteten, ist es naheliegend, anzunehmen, daß hier mehrere  $\gamma$ -Linien nicht sehr verschiedener Energie vorhanden sind. Diese Annahme wird dadurch gestützt, daß sich im Konversionselektronenspektrum von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>3</sup> einige Linien finden, für die keine Zuordnung angegeben ist und die, wenn man sie als K-Konversionslinien ansieht, zu  $\gamma$ -Energien zwischen 1,38 und 1,41 MeV gehören. Insbesondere findet eine der Linien eine zwanglose Erklärung als K-Konversionslinie einer 1,408-MeV- $\gamma$ -Strahlung vom 2,017-MeV-Niveau zum 0,609-MeV-Niveau. Die von DEMICHELIS und MALVANO<sup>28</sup> und von ROWLAND<sup>25</sup> gefundenen  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen zwischen der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung und der Linie bei 1,38 MeV könnten dann als Koinzidenzen der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung mit  $\gamma$ -Strahlung der Energie 1,408 MeV verstanden werden.

Da mit den K-Konversionselektronen der vollständig konvertierten 1,416-MeV- $\gamma$ -Strahlung ein  $\beta$ -Spektrum der Grenzenergie etwa 1,8 MeV koinziiert, erscheint die Annahme gerechtfertigt, daß das 1,416-MeV-Niveau des RaC' direkt durch  $\beta$ -Strahlung angeregt wird. In das Zerfallsschema wurde ein  $\gamma$ -Übergang vom 1,416-MeV-Niveau zum 0,609-MeV-Niveau eingezeichnet, weil im Konversionselektronenspektrum von MLADJENOVIC und SLÄTIS<sup>3</sup> eine Linie gefunden wurde, für die keine Zuordnung angegeben ist und die die Energie der K-Konversionslinie einer 0,806-MeV- $\gamma$ -Strahlung hat.

Die 1,12-MeV- $\gamma$ -Strahlung erscheint in den Niveauschemata von RUTHERFORD<sup>15</sup>, von OPPENHEIMER<sup>18</sup> und von SURUGUE<sup>32</sup> als Bestandteil einer  $\gamma$ -Kaskade 1,12 MeV – 1,76 MeV. Die Existenz dieser  $\gamma$ -Kaskade zu vermuten, ist deshalb naheliegend, weil Messungen an den weitreichenden  $\alpha$ -Teilchen des RaC'<sup>15</sup> auf ein Niveau des RaC'-Kerns bei 2,88 MeV schließen lassen. Die 1,12-MeV – 1,76-MeV- $\gamma$ -Kaskade wurde zunächst auch bei  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen von DEMICHELIS und MALVANO<sup>27</sup> gefunden. Wäre aber die 1,12-MeV- $\gamma$ -Strahlung Bestandteil der  $\gamma$ -Kaskade 1,12 – 1,76 MeV, dann

müßte sie mit einer  $\beta$ -Gruppe der Grenzenergie 0,4 MeV koinzidieren, und dem widersprechen die Ergebnisse der  $e^-$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen. Bei späteren  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen von DEMICHELIS und MALVANO<sup>28</sup> sowie bei  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen von JOHANSSON<sup>24</sup> und von ROWLAND<sup>25</sup> wurden Koinzidenzen zwischen der 1,12-MeV- $\gamma$ -Linie und der 0,609-MeV- $\gamma$ -Linie beobachtet. Das Niveau bei 1,729 MeV zerfällt im wesentlichen über die  $\gamma$ -Kaskade 1,12 MeV – 0,609 MeV, doch ist auch die „cross-over“- $\gamma$ -Strahlung beobachtet<sup>3</sup>.

Aus Tab. 3 ist zu ersehen, inwieweit es durch die Ergebnisse von Energie-Messungen an den  $\gamma$ -Strahlen und den weitreichenden  $\alpha$ -Strahlen sowie von  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen nahegelegt wird, die Niveaus des RaC'-Kerns so wie in Abb. 5 gezeichnet anzunehmen.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0,609	$0,608 \pm 0,004$	0,6093		
1,378		1,3782	1,3780	$0,77 - 0,61^{24, 25}$
1,416	$1,412 \pm 0,003$	1,4159	1,4156	
1,544			1,5441	$0,93 - 0,61^{24, 25}$
1,729		1,7283	1,7297	$1,12 - 0,61^{28, 24, 25}$
1,764		1,7644	1,7647	
1,848	$1,844 \pm 0,004$	1,8485	1,8476	$1,24 - 0,61^{24, 25}$
2,017	$2,015 \pm 0,007$	2,0167	2,0173	$1,38 - 0,61^{28, 25}$
2,117		2,1170	2,1186	$1,52 - 0,61^{28, 24, 25}$
2,204		2,2042		
2,432	$2,439 \pm 0,004$	2,432		

In Spalte 1 ist das Niveau durch seine Anregungsenergie bezeichnet. Spalte 2 wurde aus den  $\alpha$ -Gruppen des RaC' abgeleitet. Spalte 3 gibt beobachtete  $\gamma$ -Übergänge an, die anscheinend zum Grundzustand führen. In Spalte 4 steht die Summe der Energien der 609,3-keV- $\gamma$ -Linie und einer  $\gamma$ -Linie, die einem Übergang zum 609,3-keV-Niveau zugeordnet werden kann. Spalte 5 weist auf  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen hin.

Tab. 3. Niveaus des RaC'-Kerns (MeV).

Die bei den  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen gefundene 1,45-MeV- $\beta$ -Gruppe kommt für die Anregung der Niveaus bei 1,729, 1,764 und 1,848 MeV in Frage, die 1,1-MeV- $\beta$ -Gruppe für die Anregung der Niveaus bei 2,117 und 2,204 MeV. Weder bei den Messungen am  $\beta$ -Kontinuum<sup>2</sup> noch bei den  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurden  $\beta$ -Gruppen gefunden, die zu den Niveaus bei 1,544 MeV, 2,017 MeV und 2,432 MeV führen. Die Anregungswahrscheinlichkeiten dieser Niveaus sind jedoch klein, was aus den Intensitäten der  $\gamma$ -Strahlen von diesen Niveaus folgt (Tab. 1). Die entsprechenden  $\beta$ -Gruppen sind daher intensitätsarm, so daß mit ihrer Auflösung nicht zu



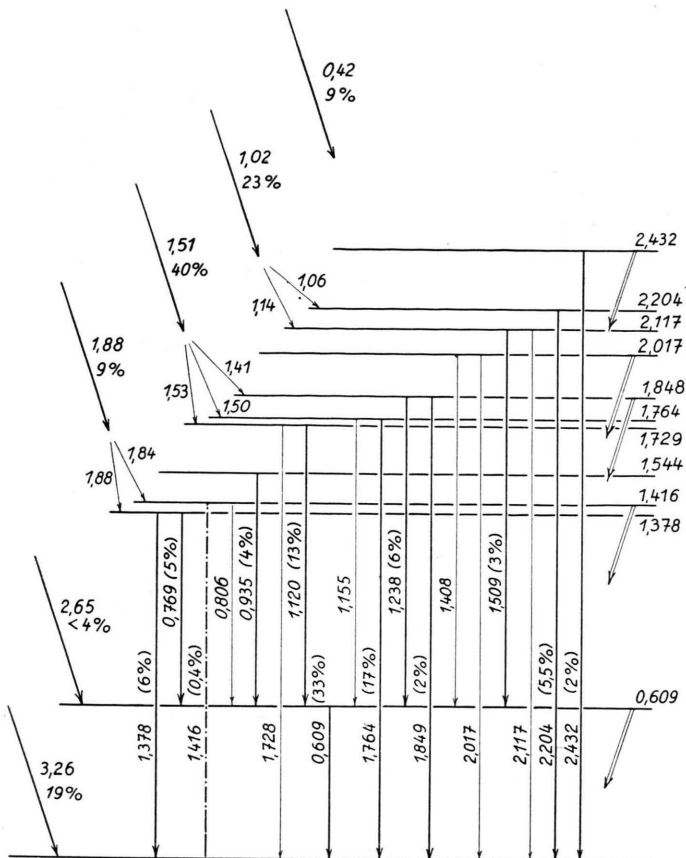


Abb. 5. Zerfallsschema für den RaC—RaC'-Zerfall. Die links eingezeichneten  $\beta$ -Gruppen (mit Ausnahme der 2,65-MeV-Gruppe) wurden bei Messungen am kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrum von DANIEL und NIERHAUS<sup>2</sup> beobachtet. Unter den Energien in MeV stehen die in Prozenten angegebenen Intensitäten pro Zerfall. Die in Tab. 1 aufgeführten  $\gamma$ -Linien sind durch dick ausgezogene Pfeile dargestellt, während die dünnen Pfeile sich auf intensitätsarme  $\gamma$ -Linien beziehen. In Klammern stehen die aus den relativen Intensitäten der Tab. 1 berechneten Intensitäten pro Zerfall. Der vollständig konvertierte ( $0 \rightarrow 0$ )-Übergang vom 1,416-MeV-Niveau zum Grundzustand ist strichpunktiert eingezeichnet, die Intensität wurde aus dem natürlichen  $\beta$ -Spektrum des RaC<sup>2</sup> bestimmt. Rechts sind fünf der zwölf von RUTHERFORD, LEWIS und BOWDEN<sup>15</sup> beobachteten weitreichenden  $\alpha$ -Gruppen durch Doppelpfeile dargestellt.

rechnen war. Daß die Niveaus durch  $\gamma$ -Strahlung angeregt werden, kann nicht gefolgert werden.

Besonders im Gebiet großer Anregungsenergien weist das Zerfallsschema noch beträchtliche Lücken auf. Niveaus, die durch die bei den Messungen am  $\beta$ -Kontinuum<sup>2</sup> gefundene 0,42-MeV- $\beta$ -Gruppe angeregt werden, wurden nicht eingezeichnet.

Die in Tab. 1 aufgeführten relativen Intensitäten der  $\gamma$ -Linien wurden gemittelt und aus den Mittelwerten Intensitäten pro Zerfall berechnet, wobei das Zerfallsschema der Abb. 5 zugrunde gelegt und die Annahme gemacht wurde, daß 80% derjenigen Zerfälle, die nicht direkt zum Grundzustand des RaC' führen, über die in Tab. 1 aufgeführten  $\gamma$ -Linien gehen. Da diese Annahme sehr willkürlich ist, kann es sich bei den berechneten Intensitäten pro Zerfall — sie sind in Abb. 5 eingeklammert — nur um eine Näherung handeln. Immerhin stimmen die berechneten Intensitäten pro Zerfall befriedigend mit

den von ELLIS und ASTON<sup>5</sup> und von BACKENSTOSS und WOHLLEBEN<sup>11</sup> gemessenen Intensitäten pro Zerfall überein.

Da beim RaC' ( $_{84}\text{Po}^{214}$ ) ein g—g-Kern vorliegt, gehören zum Grundzustand der Drehimpuls 0 und gerade Parität. Das erste angeregte Niveau bei 609 keV ist ein ( $2+$ )-Niveau, was auch aus dem E2-Charakter der 609-keV- $\gamma$ -Strahlung folgt. Das 1,416-MeV-Niveau muß wieder den Spin 0 und gerade Parität haben, weil die  $\gamma$ -Strahlung zum Grundzustand vollständig konvertiert ist.

Als Spin und Parität des RaC-Grundzustands wurden von FEATHER<sup>37</sup> 3—, von WAPSTRA<sup>20</sup> 2— vorgeschlagen. In der Tabelle von KING<sup>38</sup> steht 1— und die NORDHEIMSche Regel<sup>39</sup> gibt 0—<sup>24</sup>. Bei den Messungen am  $\beta$ -Kontinuum<sup>2</sup> war für die energiereichste  $\beta$ -Gruppe des RaC eine erlaubte Spektralform beobachtet worden. Für diese Gruppe ist der  $\log(ft) = 7,9$ . Der Übergang ist deshalb einfach

<sup>37</sup> N. FEATHER, S. 748 in K. SIEGBAHN, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publ. Co. 1955.

<sup>38</sup> R. W. KING, Rev. Mod. Phys. **26**, 327 [1954].

<sup>39</sup> L. W. NORDHEIM, Rev. Mod. Phys. **23**, 322 [1951].

verboten. Es ist denkbar, daß eine erlaubte Spektralform auch dann zustande kommt, wenn das Spektrum der 3,26-MeV-Gruppe die für einfach verbotene Übergänge mit der Spinänderung 2 charakteristische Krümmung aufweist, aber weitere energieärmere  $\beta$ -Gruppen die Krümmung verdecken. Solche energieärmeren  $\beta$ -Gruppen müssen aber mit  $\gamma$ -Strahlung koinzidieren, und aus den  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen folgen obere Grenzen für ihre Intensitäten, z. B. für eine Gruppe der Grenzenergie 2,6 MeV die obere Intensitätsgrenze 4%. Mit  $\gamma$ -Strahlung koinzidierende  $\beta$ -Gruppen mit Grenzenergien  $> 2$  MeV sind so intensitätsarm, daß durch sie nicht eine der Spinänderung 2 entsprechende Krümmung des Spektrums der 3,26-MeV-Gruppe hätte verdeckt werden können. Da der Grundzustand des  $\text{RaC}'$  Spin 0 und

gerade Parität hat, kommen für den Grundzustand des  $\text{RaC}$  nur ungerade Parität und Spin 0 oder 1 in Frage.

Das Zerfallsschema Abb. 5 enthält detailliertere Aussagen über die  $\beta$ -Komponenten als man sie etwa aus den Arbeiten von JOHANSSON<sup>24</sup> und ROWLAND<sup>25</sup> entnehmen kann. In bezug auf die Niveaus des  $\text{RaC}'$  besteht zwischen den drei Schemata im wesentlichen Übereinstimmung. ROWLAND<sup>25</sup> gibt jedoch zusätzlich Niveaus bei 0,85 und 2,45 MeV, JOHANSSON<sup>24</sup> bei 1,281 und 1,690 MeV an.

Herrn Prof. W. BOTHE danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit und sein beständiges förderndes Interesse, Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR für die Herstellung von Emanations-Präparaten. Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft wurden benutzt.

## Übergangseffekte der Ultrastrahlung in Blei unter besonderer Berücksichtigung der harten Komponente

Von H. BURMEISTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen \*

(Z. Naturforsch. 12 a, 10—18 [1957]; eingegangen am 26. Oktober 1956)

In letzter Zeit sind einige Arbeiten<sup>1-4</sup> mit dem übereinstimmenden Ergebnis erschienen, daß die Schauerauslösungskurve der kosmischen Strahlung keine höheren Maxima enthält. Mit der gleichen Zählrohranordnung und den gleichen Zählrohren wie bei THURN und BOTHE<sup>5</sup> wurde die Rossi-Kurve bis zu einer Bleidicke von 40 cm gemessen. Soweit vergleichbar, entspricht das Ergebnis dem der genannten Arbeiten. In keiner der gemessenen Kurve ist ein zweites Maximum festzustellen. Durch eine geeignete Anordnung von Zählrohren unter einer zweiten Bleischicht und durch besondere Koinzidenz-Schaltungen war es jedoch darüber hinaus möglich, die bei der Schauererzeugung beteiligte Höhenstrahlung weitgehend in ihre Komponenten aufzuspalten.

### 1. Versuchsanordnung

Der geometrische Aufbau der Apparaturen war im wesentlichen der gleiche wie bei THURN und BOTHE<sup>5, \*\*</sup>. Hinzu kam aber eine zweite Bleischicht (Absorptionsschicht) 1,20 m unter dem Schauerstrahler mit einer Zählrohrlage darunter. Der Aufbau ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

Die erste Bleischicht, der eigentliche Schauerstrahler I, bedeckte eine Fläche von  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  und besaß eine variable Dicke. Sie lag in 182 cm Höhe auf einem Holz-

brett von  $100 \times 60 \times 4 \text{ cm}^3$ . Die zweite Bleischicht II wurde in 42 cm Höhe von einer 1,5 cm starken Eisenplatte getragen, bedeckte eine Fläche von  $100 \times 100 \text{ cm}^2$  und war 15 cm dick. Alle Zählrohrlagen bestanden aus Messingzählrohren mit einer Argon-Alkohol-Füllung. Sie waren außen geerdet. Die positive Hochspannung wurde den Zähldrähten (Stahl: 0,2 mm) über 7 M $\Omega$ -Widerstände zugeführt und konnte in Kreuzschienenverteiltern einzeln reguliert werden.

Die Zählrohrlage A lag unmittelbar auf dem Schauerstrahler und bestand aus siebzehn dicht gepackten Rohren von 60 cm Länge, 3 cm Außendurchmesser und 0,05 cm Wandstärke mit einer Argon-Alkohol-Füllung

\* Die vorliegende Arbeit wurde vor 2 Jahren abgeschlossen. Ihre Veröffentlichung wurde von Herrn BURMEISTER auf meine Bitte hin zurückgestellt, bis die Heidelberger Gruppe ihre Untersuchungen abgeschlossen hatte. Ihre nachträgliche Veröffentlichung erfolgt auf Vorschlag der Heidelberger Gruppe. K. WIRTZ.

<sup>1</sup> H. FAISSNER, K. H. LAUTERJUNG u. B. SCHIMMER, Z. Naturforsch. 11 a, 315 [1956].

<sup>2</sup> H. FAISSNER, K. H. LAUTERJUNG u. B. SCHIMMER, Z. Naturforsch. 11 a, 549 [1956].

<sup>3</sup> C. JANOSSY u. L. NAGY, Z. Naturforsch. 11 a, 312 [1956].

<sup>4</sup> G. PROTZER, Z. Naturforsch. 10 a, 718 [1955].

<sup>5</sup> H. THURN u. W. BOTHE, Z. Naturforsch. 6 a, 576 [1951].

\*\* Weitere Arbeiten siehe Anmerkungen bei den bereits zitierten Arbeiten<sup>1, 5</sup>.