

Koinzidenzmessungen an den β - und γ -Strahlen des RaC.

Von **W. Bothe** und **H. Maier-Leibnitz** in Heidelberg.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 18. Dezember 1936.,

Durch Koinzidenzmessungen wird die Kopplung zwischen einzelnen Energiebereichen der Kern- β -Strahlung und der γ -Strahlung des RaC geprüft. Hieraus werden Schlüsse auf das Termschema des umgewandelten RaC-Kernes gezogen.

1. Ziel und Methode der Versuche. Kernumwandlungen durch Ausendung von Teilchen sind in den meisten Fällen auch mit einer γ -Strahlung verbunden. Die Beziehungen zwischen γ -Strahlung und Teilchen konnten erst in den letzten Jahren geklärt werden; sie laufen stets darauf hinaus, daß die bei der Umwandlung nach außen abgegebene Gesamtenergie sich

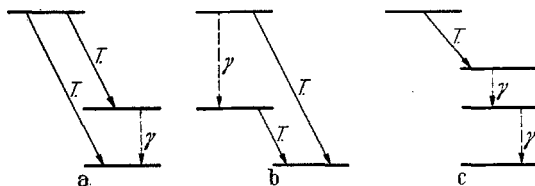


Fig. 1. Umwandlungsschemata.

in bestimmten, scharf definierten Bruchteilen auf Teilchen und γ -Strahlung verteilen kann, wie Fig. 1 für die einfachsten Fälle andeutet.

In den Fällen, wo schwere Teilchen ausgesandt werden (α -Teilchen, Protonen), entstehen auf diese Weise Geschwindigkeitsspektren von Liniencharakter. Hier ist es verhältnismäßig leicht, die aus einem Termschema nach Art der Fig. 1 sich ergebenden Energiebeziehungen zwischen γ - und Teilchenlinien zu prüfen und so den erwähnten Zusammenhang zu stützen (Feinstruktur der α -Strahlen, Fig. 1 a; weitreichende α -Strahlen, Fig. 1 b)¹⁾.

Die entsprechenden Beziehungen gelten auch für die künstliche Kernumwandlung, wie schon bei der Auffindung der künstlich erregten γ -Strahlen erkannt wurde²⁾. Hier gelang es sogar, durch Koinzidenzversuche den direkten Beweis für den erwähnten Zusammenhang zu erbringen³⁾.

¹⁾ G. Gamow, *Nature* **126**, 397, 1930. — ²⁾ W. Bothe u. H. Becker, *ZS. f. Phys.* **66**, 289, 1930; **76**, 421, 1932. — ³⁾ W. Bothe u. H. J. v. Baeyer, *Gött. Nachr.* **1**, 195, 1935; H. J. v. Baeyer, *ZS. f. Phys.* **95**, 417, 1935.

In komplizierteren Fällen können mehrere γ -Quanten praktisch gleichzeitig auftreten (Fig. 1c). Auch hierfür ist der direkte Nachweis durch Koinzidenzversuche erbracht worden¹⁾.

Ellis und Mott²⁾ haben nun den sehr bemerkenswerten Versuch unternommen, entsprechende Überlegungen für β -Strahler durchzuführen. Hier liegen die Verhältnisse weitaus schwieriger, weil an die Stelle der scharfen Energiegruppen, wie sie bei den schweren Teilchen auftreten, die oberen Grenzen von *kontinuierlichen* β -Spektrern treten. Diese Einzelkontinua überlagern sich, und es ist mit den heutigen Kenntnissen über die Form der Kontinua nicht möglich, das beobachtete kontinuierliche β -Spektrum, z. B. des RaC, ohne Heranziehen des γ -Spektrums in die Einzelkontinua zu zerlegen und auf diese Weise Energierterme zu gewinnen, wie es bei α - und Protonenstrahlen gelingt. Man kann bisher die beobachteten β -Kontinua höchstens zur Kontrolle eines bestimmten Termschemas und bestimmter Besetzungswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Terme heranziehen, wie es Ellis und Mott für RaC und Th (C + C'') mit teilweisem Erfolg getan haben. Aber auch eine solche Kontrolle kann vorläufig nur beschränktes Gewicht haben, weil zu wenig über die Form der Einzelkontinua und ihre Abhängigkeit von der Art der Übergänge bekannt ist.

Es erschien uns nun erfolversprechend, auch auf solche Probleme die Koinzidenzmethode anzuwenden. Man kann auch hier, ähnlich wie bei α - und Protonenstrahlen, einzelne Energiebereiche aus dem Teilchenspektrum aussondern und untersuchen, ob und in welchem Grade sie mit γ -Strahlen gekoppelt sind. Dies haben wir für RaC durchgeführt.

Ein qualitatives Ergebnis zu dieser Frage wurde schon früher gewonnen³⁾. Es wurde festgestellt, daß mit dem langsameren Teil des β -Spektrums von Ra (B + C) mehr γ -Strahlung gekoppelt ist, als mit dem schnelleren Teil, was durchaus der allgemeinen Erwartung entspricht. Dabei geschah die Trennung der Energiebereiche nur sehr grob durch Filterung. Für eine quantitative Untersuchung war es unerläßlich, die Energiebereiche durch magnetische Zerlegung der β -Strahlen auszusondern.

2. *Versuche.* Damit die Koinzidenzmessungen praktisch durchführbar waren, mußte darauf gesehen werden, daß ein möglichst großer Bruchteil der β -Strahlung ausgenutzt wird. Als geeignet erwies sich hierfür der „lichtstarke“ β -Strahl-Spektrograph, den der eine von uns früher beschrieben hat⁴⁾. Dieser wurde nur dahin erweitert, daß in der Tasche, welche zur

¹⁾ H. Maier-Leibnitz, ZS. f. Phys. **101**, 478, 1936. — ²⁾ C. D. Ellis u. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London (A) **141**, 502, 1933. — ³⁾ W. Bothe u. H. J. v. Baeyer, a. a. O. — ⁴⁾ W. Bothe, ZS. f. Phys. **96**, 607, 1935.

Aufnahme der Strahlenquelle dient, ein zweites Zählrohr aus 1 mm starkem Zink oder Messing zum Nachweis der γ -Strahlen untergebracht wurde (γ , Fig. 2). Zwischen dieses Zählrohr und das Präparat (P) wurden noch 1 mm Blei (Pb) zur vollständigen Absorption der β -Strahlen und 1,5 mm Cellophan (C) eingeschoben, letzteres um die Rückdiffusion der β -Strahlen möglichst hintanzuhalten. Durch das Magnetfeld wurden aus der β -Strahlung Energiebereiche mit einer Halbwertbreite von etwa 8% ausgesondert und im β -Zählrohr (β) nachgewiesen.

Zur Zählung der Koinzidenzen zwischen β - und γ -Zählrohr diente eine Röhrenschialtung nach dem Rossischen Prinzip. Je drei Röhren dienten zur gleichzeitigen Verkürzung und Verstärkung der ursprünglichen Aus-

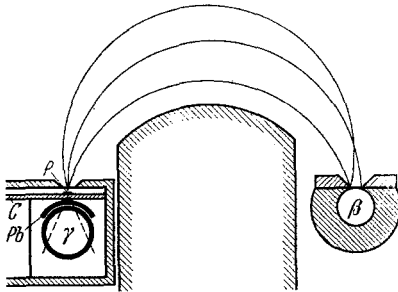


Fig. 2. Versuchsanordnung.

schläge. Danach wurden die Ausschläge der eigentlichen Koinzidenzröhre zugeführt, die koinzidierenden Ausschläge wiederum durch zwei Röhren verstärkt und verlängert und schließlich auf ein Zählwerk übertragen. Die so erreichte Auflösezeit betrug einige 10^{-5} sec.

Als Strahlenquellen dienten 1 mm breite Streifen aus 20μ Aluminium oder 5μ Nickel, welche beiderseitig mit RaC in der Größenordnung 10^{-4} mC beschlagen waren. Bei Energien > 1 e-MV konnten mit RaEm gefüllte Glasröhrchen von 0,02 mm Wandstärke benutzt werden, weil das RaB in diesem Gebiet keine β -Strahlen mehr besitzt.

Die Strahlenquellen durften nicht zu stark gewählt werden, damit die zufälligen Koinzidenzen in erträglichen Grenzen blieben. Daher waren auch die systematischen Koinzidenzen von recht geringer Häufigkeit. Die gemessenen β - und γ -Intensitäten änderten sich natürlich während einer Messung, teils durch Änderung des β -Energiebereiches, teils durch Abklingen der Strahlenquelle. Deshalb wurden innerhalb einer Meßreihe stets die Ausschlagszahlen auf beiden Seiten durch zusätzliche γ -Bestrahlung mittels zweier Hilfspräparate auf einen konstanten Betrag abgeglichen, damit die zufälligen Koinzidenzen konstant blieben. Die zufälligen Koinzidenzen wurden in derselben Weise bei umgekehrtem Magnetfeld gezählt. Dieses Verfahren ist sicherer als die indirekte Ermittlung der zufälligen Koin-

zidenzen aus dem Auflösungsvermögen der Koinzidenzschaltung. In Tabelle 1 sind als Beispiel die Mittelwerte der wesentlichen Zahlen für eine Teilmessung aufgeführt.

Tabelle 1. Beispiel einer Messung bei 1,09 e-MV.

Strahlung	Ausschläge pro Minute		Koinzidenzen Stunden	Koinzidenzen 1000 β
	γ -Zähler	β -Zähler		
RaC β . . .	161	63	$3,87 \pm 0,70$	} $0,82 \pm 0,24$
Nulleffekt . .	14,6 ¹⁾	6,5 ¹⁾	$1,12 \pm 0,37$ ²⁾	

¹⁾ nicht kompensiert. — ²⁾ Ausschläge kompensiert.

3. *Ergebnisse.* Es wurden zwei Meßreihen mit etwas verschieden gebauten γ -Zählrohren durchgeführt. In Tabelle 2 sind die endgültigen Ergebnisse als „Koinzidenzen auf je 1000 β -Teilchen“ für vier verschiedene Stellen des β -Spektrums von RaC zusammengestellt. In Fig. 3 sind diese Ergebnisse graphisch dargestellt (Kurve I). In dieselbe Figur sind auch die β -Intensitäten eingetragen, wie sie unmittelbar ausgezählt wurden (Kurve II). Diese Kurve stellt natürlich nicht die wirkliche Form des β -Spektrums dar. Hierzu müßten noch die Ordinaten im langsamen Teil für die recht erhebliche Absorption im Zählerfenster korrigiert und die ganze Kurve auf gleiche Energieintervalle umgerechnet werden. Diese Umrechnung hätte im vorliegenden Falle wenig Wert, weil vielleicht die ganze Anordnung an sich wenig geeignet ist zur Ermittlung der wahren Form des β -Spektrums. Eine charakteristische Eigentümlichkeit, nämlich die ziemlich scharfe Umbiegung der Spektralkurve bei etwa 1,6 e-MV, kommt sogar in der gemessenen Kurve besonders deutlich zum Ausdruck. Dieser Punkt wird bei der Diskussion von Wichtigkeit sein. Das Koinzidenzspektrum I ist natürlich unabhängig von den erwähnten Umrechnungen, weil die Koinzidenzen stets auf dieselbe spektrale β -Intensität bezogen wurden.

Tabelle 2. Ergebnisse.

β -Energie e-MV	Koinzidenzen/1000 β		β -Energie e-MV	Koinzidenzen/1000 β	
	Erste Reihe	Zweite Reihe		Erste Reihe	Zweite Reihe
0,21	$1,57 \pm 0,29$	—	1,09	$0,95 \pm 0,16$	$0,70 \pm 0,14$
0,47	$1,52 \pm 0,21$	—	1,86	$0,08 \pm 0,15$	$-0,03 \pm 0,18$

4. *Vergleich mit der Erwartung.* Ein Termschema für den umgewandelten RaC-Kern (RaC') ist wiederholt an Hand des γ -Spektrums aufgestellt

worden, zuletzt von Oppenheimer¹⁾. Dieses ist im unteren Teil der Fig. 4 wiedergegeben; die Energien zählen von rechts nach links, die Höhe der Striche entspricht den Besetzungswahrscheinlichkeiten. Die Zeichnung

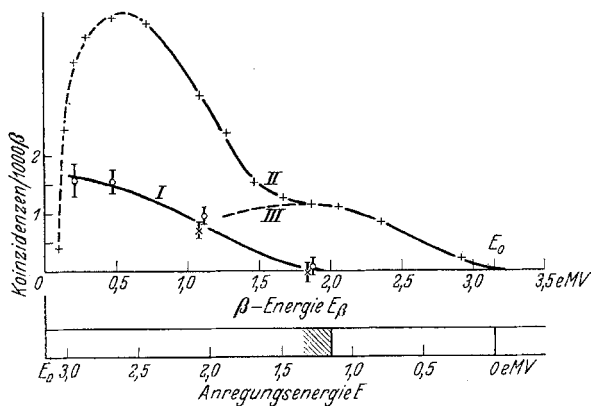


Fig. 3. I Koinzidenzspektrum. II β -Strahlspektrum (unkorr.).

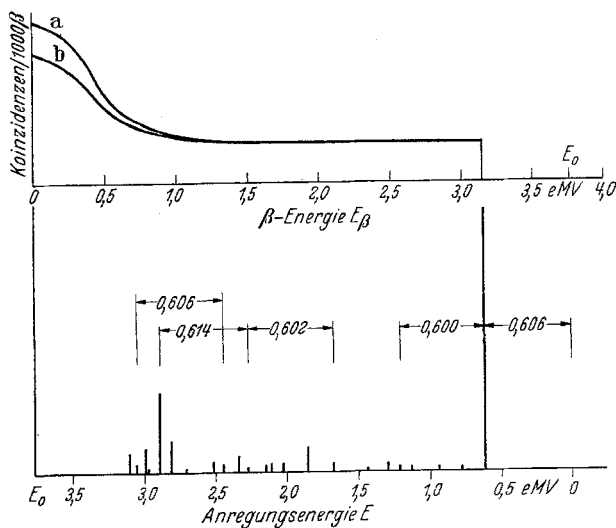


Fig. 4. Theoretisches Termschema und Koinzidenzspektrum nach Ellis-Oppenheimer.

ist so eingerichtet, daß genau über jedem eingezeichneten Term die Grenze des zugehörigen β -Teilspektrums liegen muß. Der Grundzustand $E = 0$ wurde im Anschluß an Ellis und Mott 0,61 e-MV hinter der beobachteten Grenze des β -Spektrums (3,15 e-MV) eingezeichnet (gesamte Energie-

¹⁾ Vgl. C. D. Ellis, International Conference on Physics, London 1934.

tönung 3,76 e-MV). Der Grund hierfür ist, daß nach dem Termschema der Grundzustand und das dazugehörige β -Teilspektrum praktisch nicht vorkommen sollen, und daß somit die beobachtete Grenze der ersten Anregungsstufe zuzuordnen wäre.

Aus diesem Termschema läßt sich nun das zu erwartende Koinzidenzspektrum zwar nicht sehr genau, aber sicher in den wesentlichen Zügen ableiten. Es sei E_0 die gesamte beim Zerfall frei werdende Energie, E einer der Terme, dann gehört nach Ellis und Mott zu diesem Term ein kontinuierliches Normal- β -Spektrum, dessen Energie E_β sich von 0 bis $E_0 - E$ erstreckt, und dessen Flächeninhalt proportional der Besetzungszahl dieses Terms ist. Jedes Elektron dieses Teilspektrums ist mit keinem, einem oder mehreren γ -Quanten gekoppelt, welche insgesamt die Energie haben und mit einer Wahrscheinlichkeit w_E den γ -Zähler zum Ansprechen bringen, wobei w_E unabhängig von der Energie E_β des speziellen β -Teilchens ist. Die gesamte Koinzidenzwahrscheinlichkeit für eine bestimmte β -Energie erhält man durch Mittlung der w_E über alle Terme $E < E_0 - E_\beta$, wobei jedes w_E mit einem Gewicht entsprechend der Intensität des zugehörigen Teilkontinuums an der Stelle E_β zu versehen ist. Unsicher sind hierbei erstens die Form der Einzelkontinua, zweitens die w_E . Für die Einzelkontinua haben wir, wie auch Ellis und Mott, die RaE-Form als Normalform gewählt. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten w_E wurden ermittelt unter der früher begründeten Annahme¹⁾, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für eine homogene γ -Strahlung proportional $(h\nu)^{3/4}$ ist; dabei wurden Kaskadensprünge soweit wie möglich berücksichtigt. So ergibt sich das theoretische „Koinzidenzspektrum“ *a* der Fig. 4. Läßt man die Kaskadensprünge unberücksichtigt und nimmt nur direkte Übergänge in den Grundzustand an, so entsteht die Kurve *b*, die somit als untere Grenzkurve anzusehen ist. Man sieht, daß die Unsicherheit nicht groß ist²⁾.

Der wesentliche Punkt ist, daß nach dem Termschema zu erwarten wäre, daß für β -Energien oberhalb 1,1 e-MV die Koinzidenzwahrscheinlichkeit praktisch konstant und schon ziemlich hoch sein sollte. Diese Aussage ist weitgehend unabhängig von den erwähnten Unsicherheiten der Berechnung, sie beruht allein darauf daß ein sehr stark besetzter Term schon bei 0,61 e-MV liegen soll, und daß weitere Terme von einigermaßen hoher Besetzungszahl erst in größerem Abstände folgen sollen.

Mit dieser Erwartung sind nun unsere Ergebnisse in deutlichem Widerspruch: selbst bei $E_\beta = 1,9$ e-MV sind noch keine Koinzidenzen nachweisbar,

¹⁾ H. J. v. Baeyer, a. a. O. — ²⁾ Ein absoluter Ordinatenmaßstab wurde in Fig. 4 nicht angegeben, weil er von zu vielen unsicheren Faktoren abhängt.

erst bei 1,2 e-MV haben wir Koinzidenzen beobachten können. Im übrigen liegen aber die beobachteten Koinzidenzwahrscheinlichkeiten nach ihrer absoluten Größe durchaus in dem Bereich, den man nach den geometrischen Bedingungen und den annähernd bekannten γ -Ansprechwahrscheinlichkeiten w_E , erwarten sollte.

5. *Diskussion.* Die erste Frage ist, ob die Abweichung von dem erwarteten Verlauf des Koinzidenzspektrums auf Unvollkommenheiten unserer Versuche zurückgeführt werden kann.

In dem horizontalen Teil der erwartungsmäßigen Kurve Fig. 4 ist es überwiegend die starke γ -Linie von 0,61 e-MV, welche koinzidieren sollte. Diese Strahlung ist zwar nicht sehr hart, sie wird schon in dem Bleifilter und der Zählrohrwand merklich absorbiert, aber sicher nicht so viel, daß dadurch die Koinzidenzen wesentlich beeinträchtigt werden könnten. Gegen diese Möglichkeit spricht auch schon, daß *innerhalb* dieses theoretisch horizontalen Bereiches die Koinzidenzen tatsächlich auf Null absinken.

Weiter könnte der Verdacht entstehen, daß die Arbeitsweise der Zähler in einem starken Magnetfeld sich so stark ändert, daß die Koinzidenzen nicht mehr angezeigt werden; würden doch bei dem hohen Auflösungsvermögen der Schaltung schon Verzögerungen von einigen 10^{-5} sec genügen, um den sicheren Nachweis der Koinzidenzen stark zu beeinträchtigen. Wir haben diesen Punkt nachgeprüft, indem wir die beiden Zähler nahe aneinander brachten und Ultrastrahlkoinzidenzen in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke zählten. Es zeigte sich keine Andeutung einer solchen Abhängigkeit.

Schließlich könnte man noch einwenden, daß vielleicht geschwindigkeitsfremde Elektronen durch Streuung oder Rückdiffusion in den β -Zähler gelangen und so das Koinzidenzspektrum verwischen. Dem widerspricht aber, daß früher mit derselben Anordnung z. B. die homogene β -Strahlgruppe des Poloniums von 0,8 e-MV sauber in der durch die Geometrie bedingten Form erhalten werden konnte¹⁾. Dabei mußte die Rückdiffusion sogar noch stärker in Erscheinung treten als hier, weil die Strahlenquelle auf Messing statt Cellophan lag.

Das Linienspektrum der β -Strahlung des RaC macht nur etwa 5% der gesamten β -Strahlung aus²⁾ und kann in Anbetracht des geringen Auflösungsvermögens unseres Spektrographen außer Betracht bleiben.

¹⁾ W. Bothe, ZS. f. Phys. **96**, 607, 1935. — ²⁾ R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. London (A) **109**, 540, 1925.

Hiernach scheint uns der Schluß unvermeidlich, daß das Termschema von Ellis-Oppenheimer mit den angenommenen Besetzungszahlen nicht zutreffend ist.

Aus den schon erörterten Gründen ist es nicht möglich, allein aus Messungen der beschriebenen Art quantitative und ins einzelne gehende Schlüsse zu ziehen. Es sind aber einige qualitative Folgerungen möglich. Zunächst ergibt sich, daß oberhalb etwa 2 e-MV die β -Strahlen nicht wesentlich mit γ -Strahlen gekoppelt sind, d. h. daß die Aussendung dieser Elektronen praktisch immer zum Grundzustand führt. Weiter gibt das Spektrum der β -Strahlen selbst (Fig. 3, II) einen Hinweis, bei welcher β -Energie etwa die höheren Teilspektren, welche zu angeregten Zuständen führen, mit größerer Intensität einsetzen. Bei etwa 1,6 e-MV zeigt die Spektralkurve eine deutliche Einsenkung. Daher kann man das ganze β -Spektrum in der Weise, wie es die Kurve III, Fig. 3, andeutet, in zwei Teilspektren aufspalten. Der untere Teil mit der Grenze bei 3,15 e-MV gehört im wesentlichen zum Grundzustand, der obere mit der Grenze bei etwa 2 e-MV gehört zu den stärker angeregten Zuständen. Die Anregungsenergien müssen in der Hauptsache oberhalb 3,15 — 2,0 \approx 1,1 e-MV liegen, wie im unteren Teil der Fig. 3 schematisch angedeutet. Es liegt jetzt kein unmittelbarer Anlaß mehr vor, die beobachtete Grenze des β -Spektrums einem anderen als dem Grundzustand zuzuordnen. Die beobachtete Grenze des Koinzidenzspektrums ist mit diesen allgemeinen Folgerungen in Übereinstimmung.

Aus dem Energiespektrum der weitreichenden α -Strahlen des RaC' lassen sich einige Terme eindeutig festlegen¹⁾. Die drei tiefsten von diesen liegen 0,61 ; 1,28 und 1,41 e-MV über dem Grundzustand. Der zweite und dritte fallen schon in den durch unser Koinzidenzspektrum zugelassenen Bereich, nicht aber der erste. Diesem schreiben Ellis und Oppenheimer sogar die sehr hohe Besetzungszahl von 0,35 bis 0,45 zu, d. h. mit dieser Wahrscheinlichkeit soll der Kern unmittelbar nach Aussendung des β -Teilchens in dem 0,61 e-MV-Zustand sein und anschließend ein γ -Quant dieser Energie aussenden. Diese Annahme wurde besonders nahegelegt durch die große Intensität dieser γ -Linie. Dennoch scheint uns diese Besetzungszahl mit dem Koinzidenzspektrum nicht vereinbar. Eine Möglichkeit, diesen Widerspruch zu beseitigen, könnte darin liegen, daß der 0,61 e-MV-Term im wesentlichen nicht bei der β -Umwandlung selbst, sondern erst nach-

¹⁾ Lord Rutherford, W. B. Lewis u. B. V. Bowden. Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 347, 1933.

träglich von oben her besetzt wird. Weiter ist aber in diesem Zusammenhang noch bemerkenswert, daß in dem Termschema von Oppenheimer noch an mehreren anderen Stellen Termdifferenzen von nahe 0,61 e-MV auftreten (in Fig. 4 durch Pfeile gekennzeichnet¹⁾). Es ist also sehr wahrscheinlich, daß die γ -Linie dieser Energie, oder andere praktisch damit zusammenfallende auch von höher angeregten Zuständen ausgehen.

Um ein detailliertes Termschema aufzustellen, welches den neuen Bedingungen genügt, müßte man wohl das gesamte umfangreiche Beobachtungsmaterial über das γ -Spektrum des RaC und eine Reihe theoretischer Gesichtspunkte berücksichtigen. Hiervon möchten wir absehen.

Zusammenfassung. Es wurden einzelne Energiebereiche der Kern- β -Strahlung des RaC magnetisch ausgesondert und festgestellt, in welchem Maße diese Elektronen mit γ -Quanten zeitlich koinzidieren. Es zeigte sich, daß mit zunehmender Elektronenenergie der koinzidierende Bruchteil immer kleiner wird und bei etwa 2 e-MV ganz verschwindet, während das β -Spektrum selbst bis 3,15 e-MV reicht. Dies ist nicht im Einklang mit den Besetzungszahlen der Terme des RaC'-Kernes, wie sie von Ellis und Oppenheimer aus dem γ -Spektrum des RaC und dem α -Spektrum des RaC' abgeleitet wurden. Insbesondere muß man hiernach annehmen, daß eine erhebliche Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß der umgewandelte RaC-Kern sich sofort im Grundzustand befindet.

Für die Untersuchung wurden Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Helmholtz-Gesellschaft verwendet.

Heidelberg, Institut für Physik am Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Dezember 1936.

¹⁾ Äquivalente Beziehungen haben Lord Rutherford, Lewis u. Bowden schon im Spektrum der weitreichenden α -Strahlen aufgedeckt (a. a. O.).