Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 13 (1940)

Heft: II

Artikel: Über die -Strahlung des Ra A und die Bildung des Elementes mit der Kernladungszahl 85

Autor: Minder, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111054

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 04.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Über die β-Strahlung des Ra A und die Bildung des Elementes mit der Kernladungszahl 85

von **W. Minder**, Bern.
Bernische Radiumstiftung und Röntgeninstitut der Universität Bern.
(13. III. 1940.)

1. Allgemeines.

Vor einiger Zeit wurde eine Zusammenstellung der Neutronen-Protonen-Verhältnisse der natürlichen radioaktiven Substanzen veröffentlicht[4]). Diese Zusammenstellung gestattete, die radioaktiven Zerfallsreihen so zu formulieren, dass daraus sofort alle möglichen Übergänge ablesbar waren. Des weitern zeigte die Zusammenstellung ganz besonders sinnfällig die durch die vorhandenen Isotopen nicht besetzten Lücken innerhalb der Gewichts- und Ladungsgrenzen der natürlich Radioaktiven. Ferner war es aus der Art der Darstellung möglich, Angaben über die Zerfallswahrscheinlichkeit und die Art des Zerfalls (α- oder β-Zerfall) zu entnehmen.

Das Auffallendste war das Fehlen der Zerfallsreihe mit den Gewichten $(4n + 1)$, welche zwischen der Uran- und der Thoriumreihe verlaufen müsste. Weiter zeigte sich, dass alle besetzten Ordnungszahlen zwischen 81 (Tl) und 92 (U) 2—8 Isotopen aufweisen, während die Elemente mit den Ladungen 87 und 85 bisher nicht bekannt waren.

Aus der graphischen Darstellung liess sich nun sofort herauslesen, auf welchen Zerfallswegen diese beiden Elemente gebildet werden müssen. So konnte vorausgesagt werden, dass das Element 87 am wahrscheinlichsten durch α-Zerfall des Ac entsteht, wobei eine α-Strahlung von Ac von O. Hahn und M. Rothenbach[4]) tatsächlich früher beobachtet worden ist. Auch andere Wege zur Bildung des Elementes 87 (α-Zerfall von MTh_2, β-Zerfall der Emanationen) konnten herausgelesen werden.

Nun ist es inzwischen M. Perey[5]) bekanntlich gelungen, das Element 87 (Ac K) auf dem oben angegebenen Weg (α-Zerfall von Ac) zu finden. M. Perey und A. Lecoin[6]) haben ferner gezeigt, dass Ac K (87) ein β-Strahler ist, wobei es nach unserer Darstellung in Ac X übergeführt wird. Von da an folgt es wahrscheinlich weiter der normalen Ac-Zerfallsreihe. Duale Zerfallsvorgänge sind somit keine besondere Eigenschaft der C-Produkte, sondern wohl eine wesentlich allgemeinere Erscheinung.

Es war naheliegend zu kontrollieren, ob der von M. PEREY (l. c.) gefundene α-Übergang der einzige Zerfallsvorgang ist, der zum Element 87 (Ac K) führt. Nach der Darstellung der Zerfallsreihen wäre die Bildung dieses Elementes auch möglich durch β-Zerfall der Emanationen. Davon war besonders der β-Übergang der Ra Em wegen deren Lage ausserhalb der GAMOW'schen Rinne ziemlich wahrscheinlich. Ihr Neutronen-Protonen-Verhältnis beträgt $\frac{A-Z}{Z} = 1{,}585$, ihre Neutronenzahl 136 und ihre Protonenzahl 86. Der Kern von Rn kann zusammengesetzt gedacht werden aus 43 α-Kernen + 50 Neutronen.

Noch wahrscheinlicher aber müsste nach der Lage zu schliessen ein β-Zerfall von Radium A sein. Dieses Element hat sogar ein $\frac{A-Z}{Z}$-Verhältnis von 1,596 und liegt damit weit an der oberen Grenze aller α-Strahler. Ra A kann aus 42 α-Kernen + 50 Neutronen zusammengesetzt gedacht werden. Die nächste Stufe der Uranreihe Ra B ist in Analogie zusammengesetzt aus 41 α-Kernen + 50 Neutronen. Die Neutronenzahl bleibt somit während der ganzen Zerfallsreihe von U_{II} bis zum Ra B dauernd konstant auf 50, während die Zahl der α-Kerne von 46 auf 41 fällt. Erst bei Ra B findet wieder ein Übergang von einem Neutron in ein Proton statt, wodurch dieses Element unter β-Zerfall in Ra C übergeführt wird. Es ist diese Konstanz der Anzahl der „freien" (nicht α-gebundenen) Neutronen nicht so ohne weiteres verständlich, besonders da auch die beiden andern Zerfallsreihen dieselbe Konstanz mit 48 „freien" Neutronen (Thoriumreihe) und 47 „freien" Neutronen (Ac-Reihe) über vier α-Sprünge zeigen.

Ein β-Zerfall des Ra A müsste zu dem bisher nicht bekannten Element mit der Kernladungszahl 85, einem Halogen führen. Da die Lebensdauer des Ra A recht klein ist, $T = 3{,}05$ min, und durch die normalen Darstellungsmethoden (Exposition eines Trägers in Em) schon nach 1 min beträchtliche Mengen Ra B gebildet sind, und da ferner experimentelle Schwierigkeiten bestehen, eine eventuelle β-Strahlung des Ra A neben der α-Strahlung dieses Elementes quantitativ zu messen, so wurde sie seinerzeit durch W. MAKOWER und S. RUSS[3]) nicht gefunden.

2. Die Messanordnung.

Um die Fragen nach dem Vorhandensein eines β-Zerfalls von Rn und Ra A zu entscheiden, musste eine besondere Messanlage zusammengestellt werden. Diese sollte gestatten, den Anstieg der β-Strahlung der Emanation und ihrer Zerfallsprodukte in Ab-

hängigkeit von der Zerfallszeit zu kontrollieren. Die Anordnung ist in Fig. 1 wiedergegeben. Sie besteht aus zwei getrennten Elektrometern, deren Empfindlichkeit etwa 1000:1 gewählt wird. Die beiden Elektrometer tragen liegende zylinderförmige Ionisationskammern, bei denen je eine Bodenfläche durch ein Blatt paraffiniertes Papier luftdicht abgeschlossen ist. Die beiden so verschlossenen Bodenflächen werden einander auf kleine Distanz (ca. 0,5 cm) genähert. Eine der Ionisationskammern (I) besitzt zwei Hahnansätze, durch welche der Luftstrom mit der Emanation durchgeblasen werden kann. Diese Kammer ist mit dem wenig empfindlichen Elektrometer zusammengeschaltet. Die andere fest verschlossene Kammer (II) sitzt auf einem Schlingenelektrometer.

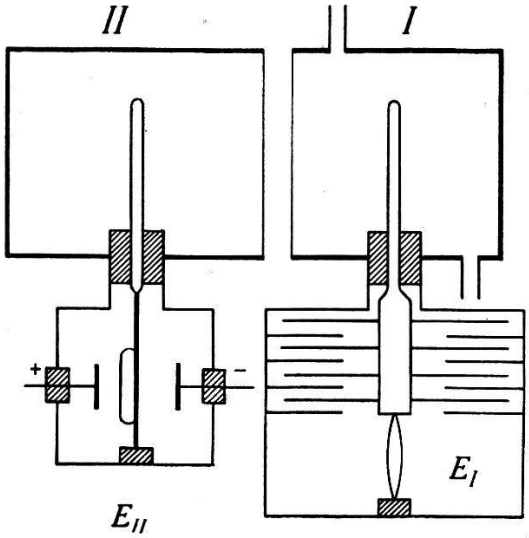

Fig. 1.
Messanordnung mit 2 Elektrometern mit den Empfindlichkeiten von ca. 1:1000. I zur Messung der Emanation, II zur Messung des Anstieges der β-Strahlung.

Die Anordnung gestattet, die verwendete Emanationsmenge zu messen, den zeitlichen Anstieg der α-Strahlung zu verfolgen und zugleich ist es damit möglich, den Anstieg der β-Strahlung getrennt für sich zu messen. Die Empfindlichkeiten wurden so gewählt, dass der natürliche Ablauf der Instrumente unter 1% der geringsten noch zu messenden Strahlung lag.

3. Voraussagen über den Anstieg der β-Strahlung.

Nach den bisherigen Annahmen ist der erste β-Strahler der Zerfallsprodukte des Rn das Ra B. Dieses zerfällt mit $T = 28{,}3$ min in einen weiteren β-Strahler Ra C. Die weiteren β-Strahler Ra C'', Ra D und Ra E können in der vorliegenden Untersuchung vernachlässigt werden, da sie erst bei grösseren Zeiten in für unsere

Versuche wesentlichen Mengen gebildet werden. Übrigens würden sie den gefundenen Effekt verstärken.

Es sollen zunächst die relativen Mengen der gebildeten Zerfallsprodukte Ra A, Ra B und Ra C aus einer (für die kurze Zeit) konstanten Emanationsmenge berechnet werden. Die allgemeinen Gleichungen dazu wurden von P. GRUNER[1] [2]) angegeben. Am einfachsten werden die Verhältnisse dann, wenn man den umgekehrten Fall des Zerfalls der drei Produkte aus ihren Gleichgewichtsmengen berechnet. Die Bildung ist dann durch die Funktion

$$M_t = M\,(1 - e^{-\lambda t})$$

gegeben.

Für den vorliegenden Fall lauten die Gleichungen (Zerfall von Ra A, Ra B und Ra C bei Gleichgewicht bei $t = 0$):

$$\lambda_A\, A_0 = \lambda_B\, B_0 = \lambda_C\, C_0 = 1$$

ferner für $t = t$:

$$A_t = \frac{1}{\lambda_A}\, e^{-\lambda_A t};$$

$$B_t = \frac{1}{\lambda_A - \lambda_B}\left(\frac{\lambda_A}{\lambda_B}\, e^{-\lambda_B t} - e^{-\lambda_A t}\right);$$

$$C_t = k_1\, e^{-\lambda_A t} + k_2\, e^{-\lambda_B t} + k_3\, e^{-\lambda_C t};$$

$$k_1 = \frac{\lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A)\,(\lambda_C - \lambda_A)} = 0{,}669;$$

$$k_2 = \frac{\lambda_A}{(\lambda_C - \lambda_B)\,(\lambda_A - \lambda_B)} = 116{,}45;$$

$$k_3 = \frac{\lambda_A\, \lambda_B}{\lambda_C\,(\lambda_A - \lambda_C)\,(\lambda_B - \lambda_C)} = -\,88{,}89;$$

$$\frac{1}{\lambda_A} = 4{,}40; \qquad \frac{1}{\lambda_A - \lambda_B} = 4{,}96; \qquad \frac{\lambda_A}{\lambda_B\,(\lambda_A - \lambda_B)} = 43{,}65.$$

Ferner

$$\lambda_A = 0{,}227\ \text{min}^{-1};\ \lambda_B = 0{,}0259\ \text{min}^{-1};\ \lambda_C = 0{,}0351\ \text{min}^{-1};$$
$$T_A = 3{,}05\ \text{min};\ T_B = 26{,}8\ \text{min};\ T_C = 19{,}7\ \text{min}.$$

A_t, B_t, C_t sind die entsprechenden Mengen von Ra A, Ra B und Ra C bei $t = t$.

Die zur Zeit t aus der Emanation gebildeten Mengen berechnen sich zu

$$\text{Ra A} = A_0 - A_t$$
$$\text{Ra B} = B_0 - B_t$$
$$\text{Ra C} = C_0 - C_t\,.$$

Den zeitlichen Anstieg dieser drei Zerfallsprodukte zeigt Fig. 2 für den Fall der konstanten Emanationsmenge, da der Zerfall der Emanation hier ohne Bedeutung ist. Die entsprechenden Korrekturen betragen für Ra A 0,05%, für Ra B 0,5% und für Ra C 0,9%.

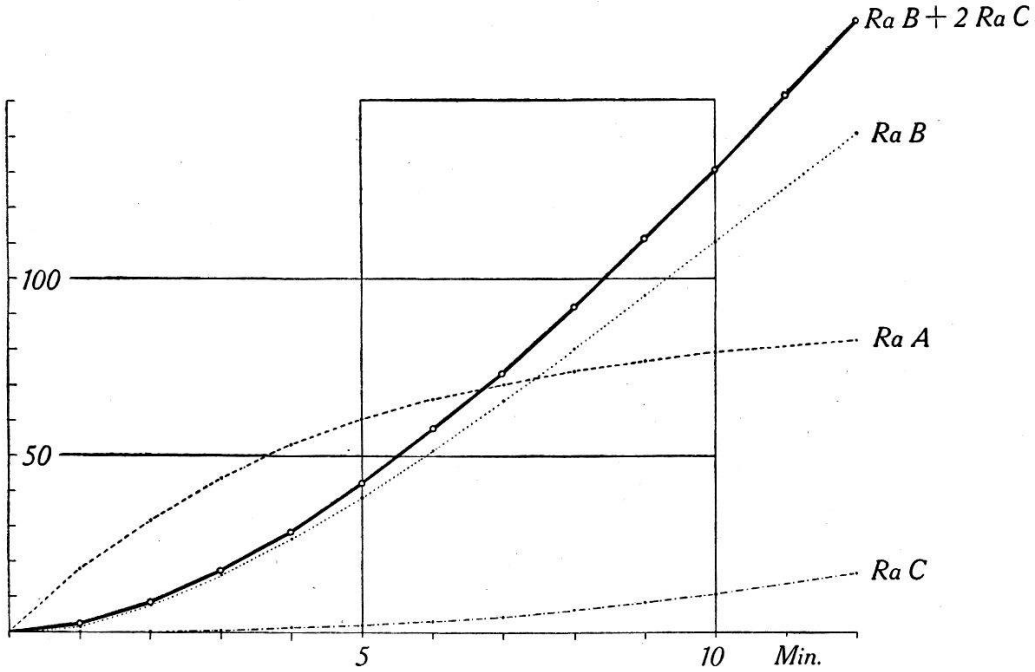

Fig. 2.

Berechnete Mengen Ra A, Ra B und Ra C in Abhängigkeit von der Zeit aus einer konstanten Emanationsmenge. Dick ausgezogene Kurve: Anstieg der β-Strahlung von Ra B+Ra C, wobei dem Ra C die doppelte Ionisation auf gleiche Mengen bezogen zugeordnet wird.

In Fig. 2 ist auch noch der zeitliche Anstieg der gemessenen β-Strahlung dargestellt, für den Fall, dass nur Ra B und Ra C β-Strahlen emittieren. Für unsere Messordnung, bei der praktisch die gesamte β-Strahlung von Ra B (Absorption 0,05 mm Papier + 0,5 cm Luft) gemessen werden konnte, wurde angenommen, dass die Ionisation durch die β-Strahlung von Ra C doppelt so gross sei, wie des Ra B auf gleiche Mengen bezogen. Für das qualitative Resultat ist diese Annahme bedeutungslos, da der Effekt des Ra A auch schon erhalten wird ohne Berücksichtigung der Strahlung von Ra C. Die dargestellte Kurve zeigt also den theoretischen zeitlichen Anstieg der β-Strahlung von Ra B + 2 Ra C unter der Voraussetzung, dass die β-Strahlung nur von diesen zwei Produktionen herrührt.

4. Messung des Anstieges der β-Strahlung.

Zur Verfügung stand eine Radiumlösung von 1,8 mg Ra El. Es wurden also pro Tag ca. 0,3 mc Emanation gebildet. Diese wurde nach der Methode von H. Mache 1 Minute lang durch einen kontinuierlichen Luftstrom durch die Messkammer (I) geblasen, wobei ca. 40% der Emanation auf das Volumen der Messkammer entfiel. Sofort nach Abschluss der Kammer wurde mit den Messungen der β-Strahlung am II. Elektrometer begonnen. So gelang es, schon nach einer Minute nach Eintritt der Emanation einen Messpunkt zu erhalten. Die Intensität der β-Strahlung betrug für

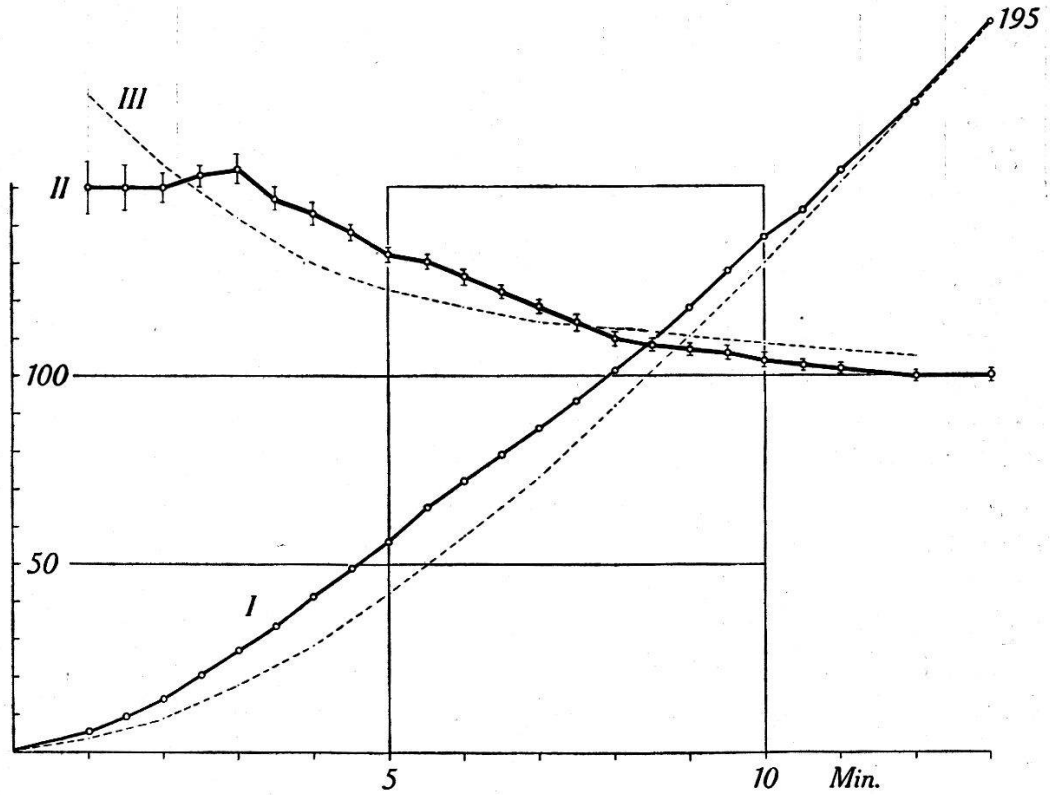

Fig. 3.

Berechneter und gemessener zeitlicher Anstieg der β-Strahlung der Radiumemanation und ihrer Zerfallsprodukte für die ersten 13 Minuten. Oben: Verhältnis des gemessenen Anstieges zum berechneten Anstieg (II). Berechnetes Verhältnis bei Annahme einer β-Strahlung von Ra A, deren Ionisation 15% von Ra B beträgt (III).

diesen Punkt ca. 4% der Schlussintensität des Versuches bei 13 Minuten. Durch Variation der Emanationsmenge im Verhältnis 1:4 konnte dafür gesorgt werden, dass die gemessenen β-Intensitäten in den Grenzen 1:100 blieben. Für diese Intensitäten war die Ablaufgeschwindigkeit des Elektrometers der Strahlung linear proportional. Das Resultat der Messungen zeigt Fig. 3, Kurve I. In Fig. 3 ist ferner die theoretische Ansteigskurve Ra B + 2 Ra C dargestellt.

Eine zweite Messreihe wurde so vorgenommen, dass abwechslungsweise mit und ohne Zwischenschaltung eines Filters von 1,5 mm Pappe gemessen wurde. Dadurch konnte der Anstieg einer weichen und einer härteren Komponente der β-Strahlung gesondert verfolgt werden. Die Schwächung durch das verwendete Filter (1 mm luftäquivalentes Material von der Dichte $\varrho = 1$) betrug zu Beginn des Versuches etwa 91%, gegen Schluss etwa 82%. Die aus diesen Messungen gewonnenen approximativen mittleren Massenschwächungskoeffizienten sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Tabelle 1.

t (min)	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
J/J_0	0,092	0,102	0,104	0,116	0,128	0,147	0,150	0,153	0,161	0,164	0,172
μ/ϱ	23,9	22,9	22,8	21,6	20,5	19,0	18,9	18,7	18,2	18,0	17,6

5. Diskussion der Messresultate.

Vergleicht man die gefundenen β-Strahlenintensitäten mit denen, die nach dem Anstieg von Ra B + 2 Ra C entstehen sollten, so beobachtet man, dass auf gleiche Intensitäten umgerechnet für kleinere Zerfallszeiten (unter 12 min) sämtliche Messpunkte der β-Strahlung über der theoretischen Kurve liegen. Die Differenzen zwischen der berechneten Kurve und der gemessenen liegen weit ausserhalb der Messfehlergrenze. Bildet man das Verhältnis der gemessenen Werte zu den theoretischen, so resultiert die Kurve II der Fig. 3. Das Verhältnis liegt zwischen 1 und 3 min Zerfallszeit bei ca. 150% und sinkt über 3 min etwa exponentiell nach 100% ab. Dieser Wert ist bei ca. 12 min Zerfallszeit erreicht. Die gemessene β-Strahlung ist somit bei kleinen Zerfallszeiten bis zu ca. 3 min 1,5mal grösser als die β-Strahlung, die gemessen werden müsste, wenn nur Ra B und Ra C β-Strahlen emittieren würden, wobei der Ionisation der Strahlung von Ra C der doppelte Wert der Ionisation von Ra B zugeordnet wird. Tatsächlich ist dieser Faktor grösser als 2. Das würde aber bedeuten, dass das Verhältnis bei kleinen Zeiten zu noch grösseren Werten ansteigen müsste. Der gefundene Effekt zeigt sich übrigens auch schon ganz eindeutig, wenn nur die β-Strahlung von Ra B berücksichtigt wird.

In Fig. 3 ist ferner in Kurve III das Verhältnis der gefundenen β-Strahlung zu der theoretischen β-Strahlung dargestellt unter der Voraussetzung, dass auch Ra A β-Strahlen aussendet und diese Strahlung auf gleiche Mengen bezogen 15% der Ionisation der β-Strahlung von Ra B beträgt. Wie aus Kurve II und III zu

sehen ist, haben diese von 2 min Zerfallszeit an einen sehr ähnlichen Verlauf.

Tabelle 1 zeigt, dass der mittlere Massenschwächungskoeffizient mit zunehmender Zeit stetig abfällt. Der Abfall ist bei kleinen Zeiten wesentlich grösser als bei grösseren Zeiten. Es erscheint kaum möglich, diesen Verlauf des Abfalls nur mit dem Anwachsen des Ra C in Verbindung zu bringen. Das Ra C steigt nämlich erst in der zweiten Hälfte der Kurve über etwa 7 min auf bedeutende Werte an, und gerade von da an fängt der Abfall des Massenschwächungskoeffizienten an sich zu verflachen.

Rechnet man schliesslich die Resultate der Messungen mit 1,5 mm Pappe Filter auf die entsprechenden Grössen der Anstiegskurve der β-Strahlung von Ra B + 2 Ra C um, so resultiert Tabelle 2.

Tabelle 2.

t (min)	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Theoret. Wert	17,5	28,0	41,5	57,5	72,5	92,0	110	130	150	172	195
gefilterte β-Strahlung	15,0	26,9	39,3	56,5	72,5	93,5	113,5	130,7	153	172	195
Fehler	±1,5	±1,2	±0,2	±1,5	±3,7	±1,5	±3,7	±2,6	±3,2	±1,2	±0,5

Die gefilterte β-Strahlung zeigt demnach einen Verlauf, der fast absolut genau dem Verlauf der theoretischen Anstiegskurve entspricht. Die Filterung wurde mit Absicht so gewählt, dass auch die Strahlung von Ra B noch in wesentlichen Mengen durchgelassen wird.

Aus den Messungen muss somit geschlossen werden, dass auch Ra A β-Strahlen aussendet. Die β-Strahlung des Ra A beträgt — auf ihre Ionisation und auf gleiche Mengen bezogen — etwas über 15% der β-Strahlung von Ra B. Die β-Strahlung von Ra A ist weich und lässt sich durch 1 mm luftäquivalentes Material von der Dichte $\varrho = 1$ praktisch vollständig absorbieren. Die Em sendet keine β-Strahlung aus.

6. Versuch eines chemischen Nachweises des Zerfallproduktes.

Unter der Voraussetzung, dass die gefundene β-Strahlung von Ra A primärer Natur ist, muss aus dem Ra A das Element mit der Ordnungszahl 85 entstehen. Dieses Element ist ein Halogen und steht im periodischen System unter dem Jod. Es war deshalb naheliegend, die für Jod charakteristische Stärkereaktion zum Nachweis von Element 85 heranzuziehen. Die Emanation wurde

also bis zum Erreichen grösserer Mengen Ra A (5 min) durch eine Stärkelösung geblasen und diese Lösung anschliessend an einem lichtelektrischen Kolorimeter nach der Nullmethode gemessen. Es zeigte sich, dass alle vorgenommenen Versuche im Sinne einer Verfinsterung der Lösung ausfielen. Da aber die Stärkelösung durch Strahlung ausgeflockt werden kann, ist diese Versuchsreihe für die Existenz des Elementes 85 nicht zwingend.

7. Zusammenfassung.

Es wurde der Anstieg der β-Strahlung der Radiumemanation und ihrer Zerfallsprodukte bis zu 13 Minuten gemessen. Dieser Anstieg verläuft anfänglich wesentlich rascher, als es die Theorie der Bildung von Ra B + Ra C erfordert. Der gefundene Anstieg kann zwanglos erklärt werden durch eine weiche β-Strahlung von Ra A. Diese β-Strahlung wird durch 1 mm luftäquivalentes Material praktisch vollständig zurückgehalten. Ohne diese Komponente verläuft der Anstieg der β-Strahlung sehr genau nach den Forderungen der Theorie.

Ein β-Zerfall von Ra A führt zu dem bisher nicht bekannten Element 85. Es soll dafür die Bezeichnung *Helvetium* (Hv) vorgeschlagen werden. Chemische Reaktionen fielen für die Existenz dieses Elementes aus, sind aber zunächst nicht absolut zwingend. Die Versuche werden fortgesetzt.

Für wertvolle Hilfe bei den Messungen bin ich Herrn Dr. R. Hagen, Herrn Dr. R. Landau und Frl. H. Müller zu Dank verpflichtet.

Literatur.

[1]) P. Gruner, Ann. Phys. 19. 1906. 169.
[2]) — Kurzes Lehrbuch Rad. Bern, A. Francke. 1911.
[3]) W. Makower und S. Russ, Nature. 91. 1913. 364.
[4]) W. Minder, Helv. Phys. Acta XI. 1938. 497.
[5]) M. Perey, J. Phys. 24 Rad. X. 1939. 435.
[6]) M. Perey et M. Lecoin, J. Phys. Rad. X. 1939. 439.