Über die innere Absorption der Gammastrahlen in der L-Schale

Autor(en): **Stahel, E.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **8 (1935)**

Heft VIII

PDF erstellt am: **28.03.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110547

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über die innere Absorption der Gammastrahlen in der *L*-Schale

von **E. Stahel**, Brüssel.

(21. XI. 35.)

Zusammenfassung: Die innere Absorption der Gamma-Strahlung des RaD wird dadurch ermittelt, dass man die Zahl der angeregten *L*-Niveaux bestimmt. Zu diesem Zweck wurde die ausgesandte *L*-Strahlung quantitativ untersucht; man fand, dass 25,1% der zerfallenden RaD Atome *L*-Quanten aussenden. Da nach LAY die Fluoreszenzausbeute für diese *L*-Strahlung nur 42% beträgt, so folgt, dass 60% der zerfallenden Atome angeregte *L*-Schalen haben. Da nur etwa 3,5% der primären Gammaquanten das Atom verlassen, so beträgt der innere Absorptionskoeffizient dieser Gammastrahlung für das *L*-Niveau 17,1, während die theoretischen Berechnungen von FISK für Dipol- resp. Quadrupolstrahlung nur 1,8 resp. 2,9 ergeben. Mögliche Gründe dieser grossen Abweichung werden diskutiert.

I. Problemstellung.

Die Messung der innern Absorption der Gammastrahlen hat theoretisch in folgender Hinsicht bedeutendes Interesse:

Bekanntlich spricht man bei der Aussendung von Licht der verschiedenen Wellenlängen von Dipol- resp. Quadrupolstrahlung, je nachdem, klassisch gesprochen, der aussendende Oscillator ein Dipol oder Quadrupol ist oder je nachdem, quantenmechanisch betrachtet, der betreffende Übergang einer Änderung der azimutalen Quantenzahl von ± 1 resp. ± 2 entspricht. Wenn man also bestimmen kann, ob eine gegebene Gammastrahlung Dipol- oder Quadrupolstrahlung ist, so lassen sich daraus sofort Rückschlüsse auf die mit der Aussendung dieser Gammastrahlung verbundenen Änderungen der azimutalen Quantenzahlen im Kern ziehen.

Es lässt sich nun theoretisch zeigen, dass die Grösse der „innern Absorption" einer Gammastrahlung verschieden ist, je nachdem sie Dipol- oder Quadrupolcharakter hat: Somit kann durch die experimentelle Bestimmung der innern Absorption der Multipolcharakter einer Gammastrahlung bestimmt werden.

Unter innerer Absorption versteht man dabei folgendes: Ein angeregter Kern gibt seine Energie entweder in Form eines Gammaquants ab oder es wird ein sekundäres Elektron mit entsprechender Energie ausgesandt. Diesen letzteren Fall kann man so beschreiben, dass man sagt, dass das den Kern verlassene

Gammaquant in der Elektronenhülle des eigenen Atoms absorbiert wird; daher der Name „innere Absorption".

Nach den Rechnungen von HULME[1]) und von TAYLOR und MOTT[2]) ist nun im allgemeinen die innere Absorption in der K-Schale für eine Dipolstrahlung wesentlich kleiner als für eine Quadrupolstrahlung derselben Wellenlänge. Ferner besteht eine Wellenlängenabhängigkeit in dem Sinn, dass die innere Absorption mit abnehmender Wellenlänge stark abnimmt.

Experimentelle Untersuchungen über die innere Absorption im K-Niveau und Vergleich mit der Theorie wurden bereits mehrfach durchgeführt; für RaB und RaC von ELLIS und ASTON[3]), für Ra von STAHEL und JOHNER[4]). Man fand die von der Theorie vorausgesagte Wellenabhängigkeit und es ergab sich ausserdem, dass die experimentell bestimmten Werte für die innere Absorption sich nahe bei den theoretischen Dipol- oder Quadrupolkurven befinden. Einzig für grössere Wellenlängen scheinen noch systematische Abweichungen von etwa 30% zwischen Theorie und Experiment zu bestehen, doch sind dieselben nicht so gross, dass die Klassierung der Gammastrahllinien in Zweifel gestellt würde.

In neuern Untersuchungen hat FISK[5]) nun auch die innere Absorption in der L-Schale theoretisch behandelt und es war von Interesse, experimentelle Untersuchungen auch in diesem Gebiete zu unternehmen. Für eine erste Prüfung eignet sich hiezu besonders die Gammastrahlung des RaD, da deren Wellenlänge (0,264 Å) grösser ist als diejenige der K-Grenze, sodass die innere Absorption nur im L, nicht aber im K-Niveau stattfinden kann.

Aus eigenen frühern Untersuchungen mit G. J. SIZOO[6]), sowie aus Messungen von BRAMSON[7]) und von GRAY[8]) geht hervor, dass auf 100 zerfallende RaD-Atome nur etwa 3,5 Gammaquanten ausgesandt werden. Anderseits haben wir[9]) durch Zählung der sekundären Betateilchen gezeigt, dass auf 100 zerfallende RaD-Atome etwa 90 sekundäre Batastrahlen (durch innere Absorption erzeugt) ausgesandt werden. Daraus folgt, dass die innere Absorption ausserordentlich gross sein muss. Nun haben aber RICHARDSON[10]) und FEATHER[11]) bezweifelt, dass die in unsern Versuchen gezählten Betateilchen wirklich alle sekundären Ursprungs seien; nach ihren Wilson-Aufnahmen hätte ein wesentlicher Teil derselben primäre Betateilchen sein können. Dadurch würde natürlich obige Schlussfolgerung hinfallen. In einer neuern Arbeit kommen nun RICHARDSON und LIGHT-SMITH[12]) auf diese frühern Untersuchungen zurück und zeigen, dass der Einwand nicht zu Recht besteht und dass in dem betreffenden Energiegebiet wirklich nur sekundäre Betateilchen vorhanden sind.

Trotzdem war es von Interesse die innere Absorption auf andere Weise zu bestimmen. Dies ist möglich, wenn man die Zahl der erzeugten L-Quanten bestimmt, denn aus der Zahl der ausgesandten L-Quanten kann, unter Berücksichtigung des Auger-Effekts, sofort die Zahl der angeregten L-Zustände bestimmt werden, welche Zahl natürlich gleich ist der Zahl der innern Absorptionen im L-Niveau.

II. Messanordnung und Präparate.

1. Die Ionisationskammer und deren Konstanten.

Da die gesuchte L-Strahlung schon von Luft ziemlich stark absorbiert wird, konnte zur Messung derselben eine gewöhnliche Luft-Ionisationskammer benützt werden. Das Präparat befand sich in 13,5 cm Entfernung von der Stirnwand einer 40 cm langen zylindrischen Ionisationskammer (siehe Fig. 1). Das Eintrittsdiaphragma hatte einen Durchmesser von 5,08 cm.

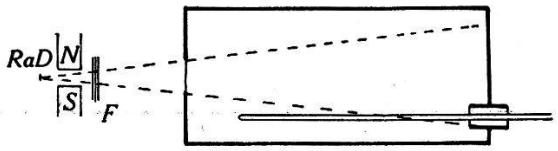


Fig. 1.
Messanordnung.

Da die intensive Betastrahlung des RaE sehr störend war, wurde dieselbe durch einen Elektromagneten abgelenkt und vollständig unschädlich gemacht. Als Messinstrument diente ein Einfadenelektrometer nach PICCARD. Die Kapazität der Messanordnung betrug $18{,}9 \pm 0{,}3$ cm. Zur Charakterisierung der Strahlung konnten durch Einschaltung von Messfiltern F Absorptionskurven aufgenommen werden.

2. Die Präparate und deren Eichung.

Es stand uns eine RaD-Lösung zur Verfügung, die aus einem mehrere Jahre alten starken Radiumpräparat hergestellt worden war. Aus dieser Lösung wurde im Frühjahr 1934 nach den Vorschriften von EHRBACHER und PHILIPP[13]) das RaD elektrolytisch auf Platinbleche niedergeschlagen. Die Präparate waren zur Zeit der Herstellung praktisch Po-frei. Ungefähr ein Jahr später wurden sie zur Messung benützt und eine Zählung der vom nachgebildeten Polonium ausgesandten Alphastrahlen ergab die absolute Stärke der Präparate (siehe Abschnitt III 2).

*

III. Messresultate.

1. Bestimmung des durch die L-Strahlung erzeugten Ionisationsstromes.

Neben der *L*-Strahlung des RaD wird vom Präparat noch eine schwache, durchdringendere Gammastrahlung ausgesandt, die zum Teil primär vom RaD und RaE herkommt, zum Teil sekundär von den Betastrahlen des RaE in der Platinunterlage erzeugt wird. Die relative Intensität dieser Strahlung kann durch Absorptionsversuche leicht festgestellt werden, da die Absorptionskoeffizienten sehr verschieden sind. Zu diesem Zweck wurden Absorptionsfilter aus Al, Ag oder Cu eingeschaltet und Absorptionskurven

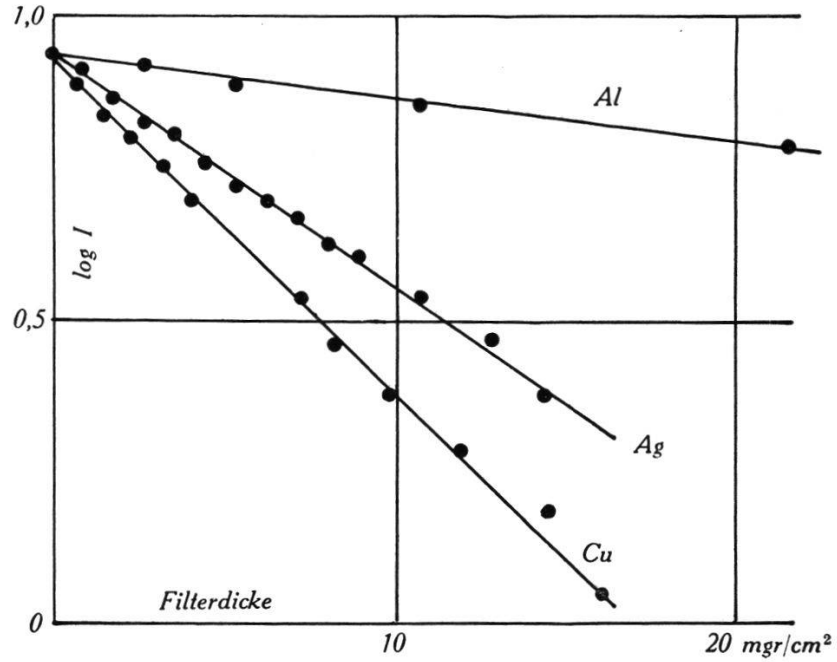


Fig. 2.

Absorptionskurven der *L*-Strahlung des RaD in logarithmischer Darstellung.
Kurve 1: Absorption in Aluminium,
Kurve 2: Absorption in Silber,
Kurve 3: Absorption in Kupfer.

aufgenommen. Wenn man die schwache Intensität der härtern Gammastrahlung abzieht (sie macht für den Anfangspunkt nur etwa 3% aus), so ergeben sich die in Figur 2 dargestellten Absorptionskurven.

Aus den gefundenen Absorptionskoeffizienten kann man nach den Angaben in den Critical Tables die entsprechenden Wellenlängen bestimmen. Verschiedene Mess-Serien haben folgende Resultate ergeben:

Tabelle 1.

Bestimmung der „mittleren" Wellenlänge der L-Strahlung aus den gemessenen Absorptionskoeffizienten.

Cu		Ag		Al	
(μ/ϱ) gemessen	λ, Crit. Tab.	(μ/ϱ) gemessen	λ, Crit. Tab.	(μ/ϱ) gemessen	λ, Crit. Tab.
0,138	1,05 Å	0,110	1,16 Å	0,0159	1,04 Å
0,144	1,07	0,099	1,13	0,0173	1,07
0,139	1,05				

Die Wellenlängen der hauptsächlichsten Komponenten der L-Strahlung von Bi (das Folgeprodukt des RaD ist ein Bi-Isotop) $L_{\alpha 1} = 1{,}14$ Å, $L_{\alpha 2} = 1{,}15$ Å und $L_\beta \cong 0{,}95$ Å, in guter Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten, wenn man berücksichtigt, dass die Absorptionsmessungen natürlich eine „mittlere" Wellenlänge der verschiedenen Komponenten geben. Die Strahlung ist somit eindeutig als die gesuchte L-Strahlung charakterisiert.

Aus solchen Absorptionsmessungen kann ferner durch Extrapolation auf Filterdicke Null die Intensität des Ionisationsstromes, der durch die Absorption der L-Strahlung allein in der Ionisationskammer entsteht, gemessen werden. Wir geben in Tabelle 2 die Resultate der Messungen des ersten RaD-Präparates an. Es sind neben den gemessenen Stromwerten (6. Kolonne) Druck, Temperatur, und Distanz des Präparates von der Eintrittsblende angeführt. Die letzte Kolonne enthält die auf 0°, 760 mm Hg und 13,5 cm Entfernung umgerechneten Ionisationsströme in absoluten elektrostatischen Einheiten.

Tabelle 2.

Messung Nr.	Datum	Distanz	Druck mm Hg	Temperatur	Ionisationsstrom	
					gemessen stat. Einh.	korrigiert stat. Einh.
1	20. 6	13,5 cm	746,5	23,0°	0,000604	0,000667
2	21. 6	13,5	750,5	22,2°	573	627
3	22. 6	13,5	750,3	22,7°	612	671
4	9. 7	13,7	750,7	25,7°	547	624
5	10. 7	13,7	750,8	25,8°	571	651
6	13. 7	13,5	746,9	22,4°	564	621
					Mittelwert =	0,000643

Auf dieselbe Weise wurden zwei weitere RaD-Präparate gemessen und folgende Ionisationsströme gefunden:

$$i_2 = 0{,}000547 \text{ St. E./Sek.}$$
$$i_3 = 0{,}000440 \text{ ,, ,, ,,}$$

Diese Stromwerte dürften unter Berücksichtigung der Unsicherheit der Kapazitätsbestimmung auf etwa 2—3% genau sein.

2. Eichung der Präparate.

Die Eichung der RaD-Präparate geschieht am einfachsten dadurch, dass durch Alphastrahlzählung, die mit dem RaD im Gleichgewicht sich befindende Po-Menge bestimmt wird. Unsere RaD-Präparate waren bei der Herstellung vollständig Po-frei; die Polonium-Messung fand ungefähr ein Jahr später statt, zu welcher Zeit zwar noch nicht die gesamte Gleichgewichtsmenge aber doch ein grosser, genau angebbarer Prozentsatz derselben vorhanden war.

Zur Messung wurde ein Spitzenzähler benützt. Die genau gemessene Zähleröffnung betrug 1,008 mm². Die Registrieranordnung, die wie gewöhnlich aus einem Verstärker mit angeschlossenem Schnellzählwerk bestand, braucht hier nicht beschrieben zu werden; dagegen seien einige Kontrollversuche erwähnt, da sie wesentlich für die Beurteilung der Zuverlässigkeit der Bestimmung der Absolutwerte sind.

Zunächst wurde die Gültigkeit des quadratischen Abstandsgesetzes geprüft und richtig befunden, wenn man durch eingebaute Blenden dafür sorgt, dass die durch die Glaswände reflektierten Alphastrahlen nicht in den Zähler gelangen können. Im weitern wurden sämtliche Präparate in einer Distanz von 113,5 cm vom Zähler gemessen.

Tabelle 3.

Anzahl der registrierten Alphateilchen in Funktion der Zählerspannung.

Zählerspannung	Zahl der registrierten Alphateilchen
1160	0
1220	25,0
1230	26,0
1260	34,2
1300	33,6
1310	34,4
1390	34,2
1450	34,2

Um zu prüfen, ob sämtliche Alphastrahlen gezählt werden, wurden Messungen in Funktion der Zählerspannung gemacht. Wie aus Tabelle 3 hervorgeht, wurde innerhalb eines Sättigungsbereiches von 200 Volt Konstanz der gezählten Alphateilchen beobachtet.

Ferner wurde geprüft, ob die Alphastrahlen des Polonium wirklich alle das Präparat verlassen können oder ob vielleicht durch oberflächliche Verschmutzung ein Teil derselben zurückgehalten wird. Dass letzteres nicht der Fall ist, zeigten Wilson-Aufnahmen der Alphastrahlen der Präparate. Es waren keine stark verkürzten Alphastrahlbahnen sichtbar, die auf merkliche Absorption der α-Strahlen in den Präparaten hätten schliessen lassen. Um noch genauere Aussagen über diesen wichtigen Punkt machen zu können, wurde eine Absorptionskurve der Alphastrahlung aufgenommen. Zu diesem Zweck wurde der Druck zwischen Zähler und Präparat von Null schrittweise erhöht und die Zahl der den Zähler erreichenden Alphateilchen in Funktion des Druckes bestimmt. Die Resultate sind in der Fig. 3 zusammengestellt.

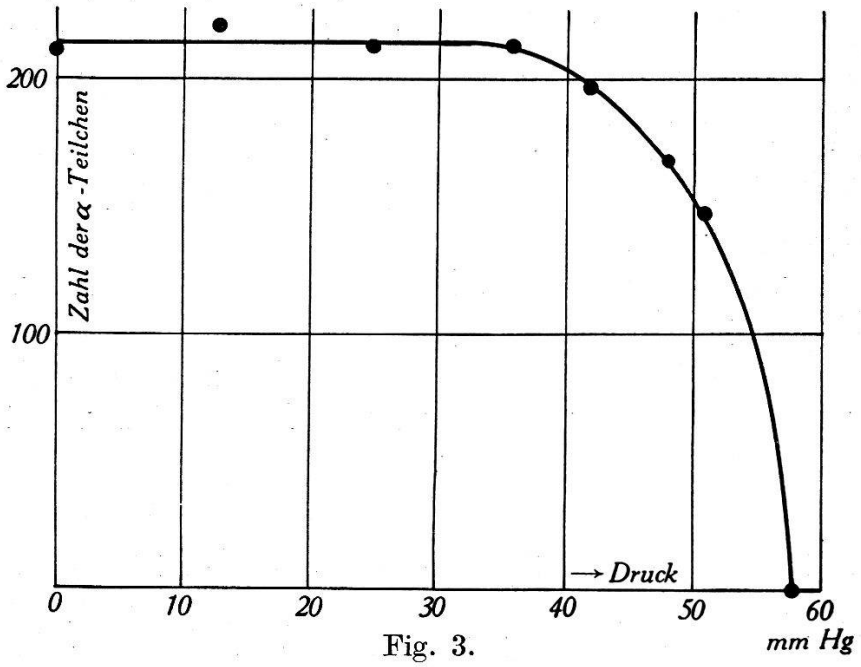


Fig. 3.

Absorptionskurve der Alphateilchen:
Zahl der den Zähler erreichenden Alphateilchen in Funktion des Druckes zwischen Zähler und Präparat.

Aus der Figur ist ersichtlich, dass bis zu Drucken von etwa 35 mm Hg die Zahl der Alphateilchen konstant bleibt und dass sie dann ziemlich rasch auf 0 abfällt. Der Abfall ist allerdings langsamer als er für eine absolut saubere Alphastrahlquelle sein müsste. Man sieht aber trotzdem, dass sicher alle Alphastrahlen die Quelle

verlassen, denn sonst könnte der erste Teil der Kurve nicht horizontal verlaufen.

Endlich wurden noch die drei benützten RaD-Präparate unter einander durch Alphastrahlung verglichen und folgende Resultate erzielt.

Tabelle 4.

Vergleich der drei benutzten RaD-Präparate.

Präparat Nr.	Ionisationsstrom der L-Strahlung: i	Zahl der registr. Alphateilchen: z	$\frac{i}{z} \cdot 10^6$
1	0,000643	38,5/Min.	16,7
2	0,000547	32,6 „	16,8
3	0,000440	26,8 „	16,4
Summe	0,001630	97,9/Min.	

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass für die drei Präparate das Verhältnis der durch die L-Strahlung hervorgerufenen Ionisation und der Zahl der registrierten Alphateilchen konstant ist, ein weiterer Grund dafür anzunehmen, dass die Messungen für die L-Strahlung und die Zählungen der Alphateilchen einwandfrei erfolgt sind und keine Verschmutzung der Präparate stattgefunden hat. Im weitern benützen wir, um alle Messungen zu berücksichtigen, die Summe der gemessenen Intensitäten. Wir sehen also, dass unter den vorliegenden Versuchsbedingungen einem Ionisationsstrom von 0,00163 stat. Einh. die Registrierung von 97,9 Alphastrahlen pro Minute entspricht.

Aus diesen Zahlen kann nun, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, bestimmt werden, wieviel L-Quanten von 100 zerfallenden Atomen ausgesendet werden.

IV. Berechnung der Zahl der ausgesandten L-Quanten.

1. Berechnung der Zahl der pro Sekunde zerfallenden RaD-Atome.

Die Zahl der ausgesandten Alphateilchen ist natürlich gleich der Zahl der zerfallenden Po-Atome. Um daraus die Zahl der zerfallenden RaD-Atome zu berechnen, ist zu berücksichtigen, dass zur Zeit der Messung das Polonium noch nicht vollständig im Gleichgewicht mit dem RaD war. Die im Anfang praktisch Po-freien RaD-Präparate waren zur Zeit der Alphastrahlmessung 381 Tage alt, d. h. es waren 85,0 % Po nachgebildet. Für vollständiges Gleichgewicht wäre also die Zahl der Alphateilchen

97,9/0,85 = 115,2/Min. = 1,92/Sek. gewesen. Da der ausgenutzte Raumwinkel (1,008 mm² in 113,5 cm Entfernung) $0{,}620 \cdot 10^{-7}$ beträgt, so ist für Gleichgewicht die Zahl der insgesamt ausgesandten Alphateilchen $1{,}92/0{,}62 \cdot 10^{-7} = \mathit{3{,}096 \cdot 10^{+7}/Sek.}$ Diese Zahl gibt natürlich auch die Menge der pro Sekunde zerfallenden RaD-Atome an.

2. Berechnung der Zahl der pro Sekunde ausgesandten L-Quanten.

Es sei:

i der gemessene Ionisationsstrom in stat. Einh.
n_L die Zahl der pro Sekunde ausgesandten L-Quanten
ω der ausgenützte Raumwinkel
E die Energie eines L-Quants
E_0 die Energie, die zur Bildung eines Ionenpaars in Luft nötig ist
e die elektrische Elementarladung
a ein echter Bruch, der angibt, welcher Bruchteil der eintretenden Gammastrahlung in der Ionisationskammer absorbiert wird.

Dann ist

$$i = n_L \cdot \omega \cdot \frac{E}{E_0} \cdot e \cdot a. \qquad (1)$$

Von diesen Grössen können alle, ausser n_L, direkt bestimmt werden:

a) Ionisationsstrom i. *Er* beträgt nach Abschnitt III/2 für alle drei Präparate zusammen 0,00163 stat. Einh.

b) Raumwinkel $\cdot\ \omega = 0{,}885 \cdot 10^{-2}$ (kreisförmiges Diaphragma von 5,08 cm Durchmesser in 13,5 cm Entfernung).

c) E=11540 e.V., da die mittlere Wellenlänge 1,07 Å beträgt,

d) $E_0 = 32{,}3$ e.V. nach Eisl.

e) $e = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh.

f) $a = 0{,}139$ wie aus folgendem hervorgeht: Der Massenschwächungs-Koeffizient einer Strahlung von 1,07 Å beträgt in Luft nach Siegbahn (Spektroskopie der Röntgenstrahlen 2. Auflage S. 469) 3,1 cm²/gr. Davon fällt ein Bruchteil von 0,2 cm²/gr auf Streuung, die keine Ionisation erzeugt, sodass der „wahre" Absorptions-Koeffizient (der allein für die Ionisationswirkung in Betracht kommt) 2,9 cm²/gr bleibt. Daraus berechnet sich, dass in der 40 cm tiefen Ionisationskammer bei 0° und 760 mm Hg Druck eine Absorption von 13,9% stattfindet, d. h. $a = 0{,}139$ beträgt.

Einsetzen der Werte a) bis f) in Gleichung (1) ergibt $n_L = 0{,}777 \cdot 10^7$, d. h. es werden von allen drei Präparaten zusammen pro Sekunde $0{,}777 \cdot 10^7$ L-Quanten ausgesandt.

3. Berechnung der pro 100 zerfallenden RaD-Atomen ausgesandten L-Quanten.

Die Eichung der Präparate ergab, dass in den drei Präparaten zusammen $3{,}096 \cdot 10^7$ Atome pro Sekunde zerfallen; anderseits werden nach obigen Rechnungen $0{,}777 \cdot 10^7$ L-Quanten ausgesandt. Daraus berechnet sich sofort, *dass pro 100 zerfallenden RaD-Atomen 25,1 L-Quanten ausgesandt werden.*

Die Berücksichtigung der möglichen experimentellen Fehler und die Unsicherheit der für die Rechnungen benutzten Grössen ergeben, dass der Fehler in der Bestimmung der L-Quanten 20% sicher nicht übersteigt, wahrscheinlich aber nicht einmal 10% erreicht.

V. Die Zahl der das Atom verlassenden Gammaquanten.

Diese Zahl wurde in besondern Untersuchungen und mit Apparaturen, die dem Problem speziell angepasst waren, von verschiedenen Autoren bestimmt. S. Bramson fand 3,0%, E. Stahel

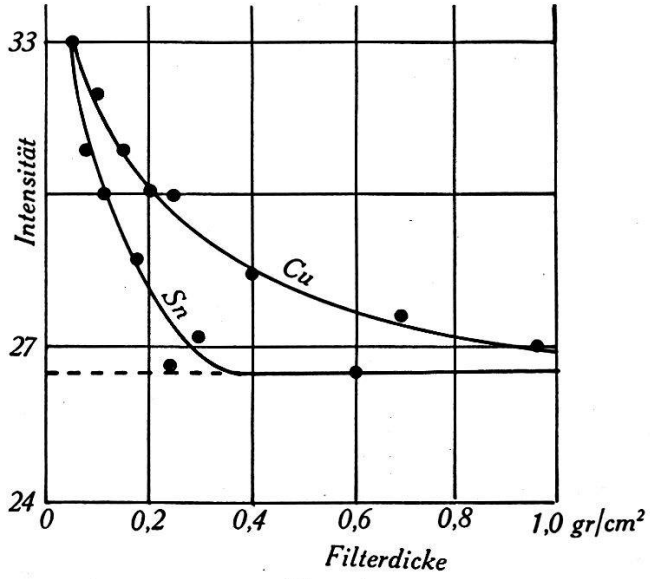


Fig. 4.

Absorptionskurven der nach Abzug der L-Strahlung übrigbleibenden Gammastrahlung.
Kurve 1: Absorption in Cu, Kurve 2: Absorption in Sn.

und G. J. Sizoo geben 2,4% an und J. A. Gray findet einen Wert von etwas weniger als 4%. Wir benützen für die weiteren Rechnungen einen mittlern Wert von *3,5 primäre Gammaquanten pro 100 Atome.* Die Wellenlänge beträgt 0,26 Å.

Die vorliegende Messanordnung eignet sich nicht gut zur Bestimmung der Intensität dieser Gammastrahlung, da deren Absorption in Luft zu klein ist. Deshalb hatten wir auch früher für diese Zwecke eine mit Methyliodid gefüllte Ionisationskammer

verwendet. Trotzdem war es von Interesse zu sehen, ob man wenigstens grössenordnungsgemäss auch mit vorliegender Anordnung die richtige Zahl der Gammaquanten finde. Zu diesem Zweck wurde die nach Abzug der L-Strahlung übrig bleibende harte Reststrahlung durch Absorptionsmessungen analysiert. Diese Absorptionsmessungen, die in Fig. 4 wiedergegeben sind, zeigen, dass in der Tat eine Gammastrahl-Komponente von der gewünschten Härte vorhanden ist. Aus der Kurve findet man nämlich Massenschwachungs-Koeffizienten von $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Cu} = 3{,}1$ und $\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{Sn} = 11{,}6$, während für $\lambda = 0{,}26$ Å die Werte nach den Critical Tables 3,0 und 12,7 betragen sollten. Die Übereinstimmung ist genügend gut, um zu beweisen, dass diese Strahlung mit der gesuchten Gammastrahlung identisch ist.

Die *relative Ionisationsstärke* der Gamma- und der L-Strahlung wurde in zwei verschiedenen Messreihen bestimmt und dafür ein Verhältnis von 1:37,6 gefunden. Um aus diesem Verhältnis der Ionisation auf das Verhältnis der ausgesandten Quantenzahl zu schliessen, muss einerseits die verschiedene Absorption, anderseits die verschiedene Energie der beiden Strahlenarten berücksichtigt werden. Folgende Tabelle zeigt, dass in der benützten Ionisationskammer ein L-Quant im Mittel 5,4mal stärker ionisiert als ein Gamma-Quant.

Tabelle 5.

Vergleich der Ionisation der γ- und L-Strahlung des RaD	L-Strahlung	γ-Strahlung
Energie pro Quant	11540 e.V.	47200 e.V.
Schwächungskoeffizient	3,1 gr/cm²	0,208 gr/cm²
Wahrer Absorptionskoeffizient	2,9 gr/cm²	0,12 gr/cm²
Absorption in der Ionisationskammer .	13,9%	0,616%
Absorbierte Energie pro Quant . . .	1557 e.V.	291 e.V.
Verhältnis der Ionisierung pro Quant $\frac{1557}{291} = 5{,}4$		

Da die Messung ein Ionisierungsverhältnis der L- und Gamma-Strahlung von 35,7:1 ergeben hatte, so ist das Verhältnis der *Zahl* der entsprechenden Quanten $\frac{35{,}7}{5{,}4}$: 1 oder 6,62:1, d. h. es werden 6,62mal mehr L-Quanten ausgesandt als Gamma-Quanten. Da die Zahl der L-Quanten 25,1% beträgt, ist somit die Zahl der Gamma-Quanten 3,8%. Diese Grösse stimmt innerhalb der möglichen Fehlergrenzen mit dem am Anfang dieses Abschnitts angenommenen Wert von 3,5% überein, was eine weitere Stütze für alle Messungen bedeutet.

VI. Bestimmung der innern Absorption der Gammastrahlung des RaD im *L*-Niveau.

Wir wenden uns nun dem Hauptproblem der ganzen Arbeit, der Bestimmung der innern Absorption im *L*-Niveau zu. Mit Fisk[5]) definieren wir den innern Absorptions-Koeffizienten a als das Verhältnis der Zahl der absorbierten zur Zahl der emittierten (das Atom wirklich verlassenden) Quanten:

$$a = \frac{n_{\gamma\,\mathrm{abs}}}{n_{\gamma\,\mathrm{emit}}}. \tag{2}$$

Betrachtet man nur ein einziges Elektronen-Niveau, so definiert man analog *partielle* innere Absorptions-Koeffizienten wie folgt

$$a_L = \frac{n_{\gamma\,\mathrm{abs}\,L}}{n_{\gamma\,\mathrm{emit}}}. \tag{3}$$

Zu beachten ist ferner, dass natürlich jedem absorbierten γ-Quant im *L*-Niveau ein aus demselben emittiertes sekundäres Betateilchen entspricht und dass jedes ausgesandte Betateilchen ein angeregtes *L*-Niveau hinterlässt. Es ist also

$$n_{\gamma\,\mathrm{abs}} = n_{\beta\,\mathrm{sec}} = n_{\mathrm{Anreg}}. \tag{4}$$

Aus der Zahl der emittierten *L*-Quanten kann man leicht die Zahl der angeregten *L*-Schalen bestimmen. Zu berücksichtigen ist einzig der Umstand, dass nicht jedes angeregte *L*-Niveau ein *L*-Quant aussendet, sondern dass auch strahlenlose Übergänge existieren (Auger-Effekt). Die Ausbeute an *L*-Quanten, die sogenannte Fluoreszenz-Ausbeute im *L*-Niveau, kann einer neuern Arbeit von Lay[14]) entnommen werden, nach der für Bi nur 42% der angeregten *L*-Zustände *L*-Strahlung aussenden, während 58% Auger-Elektronen geben.

Da wir 25,1% *L*-Quanten gemessen haben, so ist somit die *Zahl der angeregten L-Zustände 25,1/0,42 = 60%.*

Da ferner die Zahl der emittierten Gamma-Quanten (nach Abschnitt V) 3,5% beträgt, so ist die innere Absorption im *L*-Niveau nach Definitionsgleichung (3)

$$a_L = \frac{60}{3{,}5} = 17{,}1.$$

Bevor wir diesen Wert mit den theoretischen Angaben von Fisk vergleichen, wollen wir, unter Zuhilfenahme von experimentellen Resultaten von Curtiss[15]), noch einige Angaben über die innere Absorption in der *M*-Schale und den noch weiter aussen liegenden Elektronen-Niveaux machen. Curtiss hat nämlich

gezeigt, dass die Intensitäten der sekundären β-Strahlen aus den verschiedenen Niveaux sich verhalten wie

$$n_L : n_M : n_{N+O+\ldots} = 53 : 20 : 15.$$

Die Anregungswahrscheinlichkeiten stehen natürlich in demselben Verhältnis und da die Anregung des L-Niveaus nach obigen Untersuchungen 60% beträgt, kann diejenige der andern leicht berechnet werden. Die Resultate sind in der Tabelle 6 zusammengestellt, die ausserdem auch noch die aus diesen Zahlen berechneten innern Absorptions-Koeffizienten enthält.

Tabelle 6.

Anregungswahrscheinlichkeit der verschiedenen Elektronenschalen des RaD-Atoms durch dessen eigene γ-Strahlung.

Elektronen-schale	Anregungswahr-scheinlichkeit	Innerer Absorptions-Koeff.
L	60 %	17,1
M	22,6%	6,5
N+O+...	17 %	4,8

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die Zahl der Anregungen der verschiedenen Elektronenschalen zusammen nahe 100% ausmacht in Übereinstimmung mit unsern aus den Zählungen der sekundären Betastrahlen gezogenen Schlüssen[9]).

Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass *jeder* zerfallende RaD-Kern angeregt ist; aber nur 3,5% der Atome geben diese Energie in Form eines primären Gamma-Quants ab, in den übrigen Fällen findet innere Absorption statt, wobei der Anteil der verschiedenen Elektronenniveaux aus Tabelle 6 ersichtlich ist.

VII. Vergleich mit der Theorie.

Die in der Einleitung erwähnte Theorie von Fisk[5]) erlaubt die innere Absorption im L-Niveau für Quadrupol- und Dipolstrahlung zu berechnen. Nach den von diesem Autor publizierten Kurven ergibt sich für eine Gammastrahlung von der Wellenlänge 0,26 Å eine innere Absorption von

$$a_L = 1{,}8 \text{ für Dipolstrahlung resp.}$$
$$a_L = 2{,}9 \text{ für Quadrupolstrahlung,}$$

während das Experiment 17,2 ergab. Das Experiment bestätigt also, dass die innere Absorption gross ist (für das K-Niveau ist der grösste gemessene Wert nur 0,29), aber es besteht doch eine die experimentelle Unsicherheit bei weitem überschreitende Ab-

weichung, da der experimentelle Wert ca. 6mal grösser ist als der für Quadrupolstrahlung berechnete.

Wenn neue theoretische Untersuchungen keine numerischen Änderungen der Theorie ergeben, so muss man also annehmen, dass die Gammastrahlung des RaD weder Dipol-, noch Quadrupol-Strahlung ist. Man könnte vielleicht an eine noch höhere elektrische Multipolstrahlung (z. B. Oktupolstrahlung) denken. Es wäre aber auch möglich, dass die Strahlung *magnetischen* Multipolcharakter hat, da nach FISK und TAYLOR[16]) die innere Absorption solcher magnetischer Multipolstrahlungen bedeutend grösser ist als diejenige der elektrischen Multipolstrahlungen. Genaue Berechnungen über die innere Absorption solcher Strahlen im L-Niveau werden entscheiden, ob auf diese Weise Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt werden kann.

Wir danken dem Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique für die Überlassung einer Wilson-Apparatur, die uns erlaubt hat, einen Teil der vorliegenden Untersuchung durchzuführen.

Anmerkung bei der Korrektur. Die Herren TAYLOR und MOTT, denen ich auch an dieser Stelle bestens danke, haben mir folgende weitere Aufklärungen über die Theorie der inneren Absorption gegeben:

a) In einer in Proc. Roy. Soc. im Druck befindenden Arbeit wird gezeigt, dass für die *weichen* Gammastrahlen *magnetische* Dipolstrahlung in Betracht kommt; der innere Absorptionskoeffizient ist grösser als für elektrische Multipolstrahlung.

b) In den Rechnungen von FISK sind nur die s-Elektronen der L-Schale berücksichtigt, die theoretischen Werte sind also zu vergrössern, um mit den Experimenten verglichen werden zu können.

Bibliographie.

[1]) H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. **138**, 643, 1933.
[2]) H. M. TAYLOR und N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. **138**, 665, 1932. **142**, 215, 1933.
[3]) C. D. ELLIS und G. H. ASTON, Proc. Roy. Soc. **129**, 180, 1930.
[4]) E. STAHEL und W. JOHNER, Journ. de Phys. **5**, 97, 1934.
[5]) J. B. FISK, Proc. Roy. Soc. **143**, 674, 1934.
[6]) E. STAHEL und G. J. SIZOO, ZS. f. Phys. **66**, 741, 1930.
[7]) S. BRAMSON, ZS. f. Phys. **66**, 721, 1930.
[8]) J. A. GRAY, Nature **130**, 738, 1932.
[9]) E. STAHEL, ZS. f. Phys. **68**, 1, 1931.
[10]) H. O. W. RICHARDSON, Proc. Roy. Soc. **133**, 367, 1931.
[11]) H. O. W. RICHARDSON und N. FEATHER, Nature **129**, 314, 1932.
[12]) H. O. W. RICHARDSON und A. LIGHT-SMITH, Nature **134**, 772, 1934.
[13]) K. PHILIPP und O. EHRBACHER, ZS. f. Phys.
[14]) H. LAY, ZS. f. Phys. **91**, 533, 1934.
[15]) L. F. CURTISS, Phys. Rev. **27**, 257, 1926.
[16]) J. B. FISK und H. M. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. **146**, 178, 1934.