

sicher, daß es sich bei dem fraglichen Meßpunkt um die weichere Co-Linie handelt, bei deren Reichweite eine gewisse Ungenauigkeit eingeht. Es scheint, daß die Verkürzung der Reichweite einer Störung durch die benachbarte Linie zuzuschreiben ist, was durch einen Vergleich mit der zweithätesten Radium-Komponente nahegelegt wird. Ordnet man diese der intensivsten γ -Linie von 1,75 MeV zu, so ergibt sich eine Verschiebung nach zu kurzer Reichweite um genau denselben Betrag von 105 mg/cm², wie dies bei der weicheren Co-Linie der Fall ist.

Die steilere Gerade der RdTh-Kurve besitzt eine Reichweite von 650 mg/cm². Dies würde etwa der zweithätesten Komponente der Radiumstrahlung entsprechen, die zu 665 mg/cm² bestimmt wurde. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß in dem RdTh Radium enthalten war, dessen intensivste Linie dann neben der Th C''-Strahlung nachgewiesen werden konnte.

Die Variationen der Versuchsbedingungen ergeben, daß man die Geometrie der Anordnung mit Vorteil der zu messenden Strahlung anpassen kann. Geometrie L bringt eine geringere Verwaschung der Energie, d. h. eine bessere Trennung von 2 γ -Linien, Geometrie K besitzt eine größere Lichtstärke, wie am besten der Vergleich der Radium-Kurven III und V zeigt, wo die Trennung der weicheren Komponenten in Kurve III besser, die Messung der harten Komponenten in Kurve V leichter möglich ist.

Die Bedeutung, die der guten Ausblendung des primären γ -Strahls zukommt, wird an den Kurven RdTh I und II sichtbar. Die Länge des Bleikanals betrug bei Kurve I 30 cm, bei Kurve II nur 13 cm, die beiden Geradenstücke dieser Kurve erscheinen nicht so deutlich getrennt.

Zusammenfassung

Zu der schon lange bekannten Methode der Energiebestimmung aus Reichweiten für kontinuierliche und homogene Elektronen wird hier eine Methode hinzugefügt, die die Sekundärelektronen mehrerer γ -Linien nebeneinander zu messen gestattet.

Als wesentliche Neuerung, die diesen Fortschritt ermöglicht, findet zusätzlich zu den beiden Koinzidenzzählrohren ein Antikoinzidenzzählrohr Verwendung. Dadurch wird es sinnvoll, einen sehr dünnen Konverter zu verwenden. Übersichtliche geometrische und energetische Verhältnisse können so geschaffen werden.

Die beiden Co⁶⁰-Linien von 1,33 und 1,17 MeV mit gleicher Intensität können getrennt, die Linien des Ra C von 2,20 und 2,44 MeV mit dem Intensitätsverhältnis 10:4 können nicht mehr getrennt werden.

Als Grenze, unterhalb der das Verfahren nicht mehr ganz eindeutige Ergebnisse liefert, wurde etwa $E = 1$ MeV gefunden.

Die Geometrie der Anordnung kann in bestimmten Grenzen dem Meßproblem angepaßt werden.

Die Absorption homogener Elektronen in Aluminium

Von G. BACKENSTOSS

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. 9a, 886—890 [1954]; eingegangen am 6. August 1954)

Die gemessene lineare Abnahme der Teilchenzahl beim Durchgang homogener Elektronen durch Aluminium wird mit Hilfe der Vielfachstreuung, der Botheschen Theorie der Streuabsorption und des Energieverlustes erklärt. Es zeigt sich, daß der lineare Kurvenverlauf nur bei gewissen Elektronenergien auftritt. Ein Vergleich der gemessenen mit den berechneten Kurven erlaubt Intensitätsverhältnisse von verschiedenen Elektronenkomponenten zu bestimmen, oder es kann die Übereinstimmung von Theorie und Experiment geprüft werden.

Die Messung der Reichweite von Elektronen stellt eine einfache Methode zur Energiebestimmung von Elektronen dar, wenn man im Besitz einer Energie-Reichweite-Beziehung ist, wie sie von verschiedenen Autoren angegeben wird.

Die Reichweite von Elektronen kann dabei allerdings auf verschiedene Weise definiert werden. Je nach dem Verlauf der erhaltenen Absorptionskurve wird man die eine oder andere Definition vorziehen. Bevor daher näher auf den Verlauf der Ab-



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

sorptionskurve für homogene Elektronen eingegangen wird, sollen die verschiedenen Reichweiten kurz besprochen werden.

Messung von Reichweiten

Besitzt die Absorptionskurve ein lineares Stück, so läßt sich eine extrapolierte Reichweite definieren. Dies ist vor allem bei homogenen Elektronen der Fall. Für kontinuierliche Elektronen wird meist eine maximale Reichweite nach der Featherschen Vergleichsmethode gemessen, während man für Sekundärelektronen von γ -Strahlen im allgemeinen eine Schichtdicke angibt, bei der die Intensität auf 2^{-n} abgesunken ist.

Eine kritische Zusammenstellung der von verschiedenen Autoren angegebenen Beziehungen zwischen Energie und Reichweite von Elektronen findet sich bei Flammersfeld¹, Glocker², Bleuler und Zünti³ sowie bei Katz und Penfold⁴, die eine Übersicht über die A - und B -Werte der nach dem Vorgang von Feather linear angesehene Energie-Reichweite-Beziehung $R = AE - B$ geben, die oberhalb 0,7 MeV eine gute Näherung darstellt.

Mit Ausnahme der älteren Messungen von Wilson⁵, Varder⁶, Schonland⁷ und Madgwick⁸ und denen von Marshall und Ward⁹, die mit Ionisationskammern ausgeführt wurden, stellen alle für diese Energie-Reichweite-Kurven verwandten Meßpunkte maximale Reichweiten von kontinuierlichen β -Strahlen dar. Die Bestimmung dieser Reichweiten hängt aber unvermeidlich von der Empfindlichkeit der Nachweisapparatur bzw. von der Intensität der vorhandenen Strahlung ab. Bleuler und Zünti arbeiten mit starken Präparaten und einer empfindlichen Zählrohrapparatur, wodurch die im Vergleich zu den anderen Autoren etwas größeren Reichweiten erklärt werden können, da Bleuler und Zünti bis zu 10^{-5} der Anfangsintensität messen. Diese Autoren geben an, daß die meisten angegebenen Reichweiten (z. B. Curran, Dee und Petrzilka¹⁰) einer Messung bis zur End-

intensität von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ der Anfangsintensität entsprechen (siehe Abb. 5 in Anm.¹²).

Bei Messungen von extrapolierten Reichweiten liegen die Verhältnisse anders. Nach Glendenin¹¹ ergeben die von homogenen Elektronen stammenden Reichweiten etwas größere Werte als die maximalen Reichweiten kontinuierlicher β -Strahlen.

Demnach ist also eine extrapolierte Reichweite zuverlässiger zu messen als eine maximale Reichweite. Für homogene Elektronen erhalten diejenigen Autoren, die mit Ionisationskammern gemessen haben, in Aluminium Kurven mit einem weiten geradlinigen Verlauf. Wird aber an Stelle der Ionisation die Teilchenzahl im Zählrohr gemessen, so ist dieser lineare Verlauf nicht mehr ausgeprägt, die Kurve ist dann nach unten durchgebogen. Dieser Unterschied röhrt von der mit abnehmender Energie größer werdenden spezifischen Ionisation her. Da man aber lieber mit Zählrohren als mit Ionisationskammern arbeitet, ist die Verwendung der praktischen Reichweite zur Bestimmung der Energie von homogenen Elektronen wesentlich eingeschränkt.

In der vorstehenden Arbeit¹² wurden nun aber Absorptionskurven von Teilchenzahlen an praktisch homogenen Elektronen gemessen, die ein sehr deutliches lineares Stück aufwiesen, so daß die extrapolierte Reichweite sehr gut zu definieren war. Diese Reichweiten stimmten ihrerseits recht gut mit Reichweiten überein, die von anderen Autoren mit anderen Meßmethoden angegeben wurden. Der Vergleich der bei Katz und Penfold zusammengestellten Konstanten ergibt die beste Übereinstimmung mit den Werten von Bleuler und Zünti, wo die Abweichung des A -Wertes 2% beträgt.

Berechnung der Absorptions-Kurve

Im folgenden soll nun versucht werden, eine Erklärung für die lineare Abnahme der Teilchenzahl mit wachsender Schichtdicke zu geben.

¹ A. Flammersfeld, Z. Naturforschg. **2a**, 370 [1947].
² R. Glocker, Z. Naturforschg. **3a**, 147 [1948].

⁸ E. Madgwick, Proc. Camb. Phil. Soc. **23**, 970 [1927].

⁹ I. S. Marshall u. A. G. Ward, Canad. J. Res. A **15**, 39 [1937].

¹⁰ S. C. Curran, P. Dee u. V. Petrzilka, Proc. Roy. Soc. A **169**, 269 [1938].

¹¹ L. E. Glendenin, Nucleonics Jan. **1948**, 12.

¹² G. Backenstoß u. W. Gentner, Z. Naturforschg. **9a**, 882 [1954], voranstehend.

⁵ W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A **82**, 612 [1909].
⁶ R. W. Varder, Phil. Mag. **29**, 725 [1915].
⁷ B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. A **104**, 235 [1923]; A **108**, 187 [1925].

Dabei müssen gewisse vereinfachende Annahmen gemacht werden, damit die Rechnungen überschaubar bleiben.

Für dünne Schichtdicken ist der Energieverlust der Elektronen zu vernachlässigen und die Intensitätsabnahme durch die Vielfachstreuung zu beschreiben (Bothe¹³), weshalb die Form der Absorptionskurve in ihrem Anfang sehr stark durch die geometrischen Verhältnisse beeinflußt wird. Von einer gewissen Schichtdicke x_d , von der ab vollständige Diffusion eingetreten ist, ergibt die Bothesche Theorie der Streuabsorption¹⁴ einen von der Geometrie unabhängigen exponentiellen Intensitätsabfall mit dem Absorptionskoeffizienten

$$\mu = 1,3 \lambda^2/x, \quad (1)$$

wo λ^2/x das mittlere Ablenkungsquadrat pro Einheitsschichtdicke bedeutet. Berücksichtigt man hier noch zusätzlich den Energieverlust der Elektronen beim Durchlaufen der Schicht, so erhält man eine Kurve mit einem ausgeprägten linearen Teil.

Für die Vielfachstreuung gilt

$$N(\Theta) = N_0 (1 - e^{-\Theta^2/2\lambda}), \quad (2)$$

wo Θ der Streuwinkel, N_0 die Anzahl der auftreffenden Teilchen und λ der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel ist.

Für λ erhält man bei Vernachlässigung der Streuung an den Elektronen bei einem Anschluß an empirische Werte

$$\lambda = 3,6 (Z e^2)/W \sqrt{N x} \quad (3)$$

mit der Gesamtenergie $W = E + mc^2$ und N der Anzahl der Atome pro cm^3 . Für Aluminium erhält man so

$$\lambda = c \cdot \sqrt{x/W} = 3,29 \sqrt{x/W} \quad (3a)$$

W in MeV, x in cm Al.

Gl. (3a) in (2) eingesetzt ergibt

$$N(\Theta, x, W) = N_0 (1 - e^{-\Theta^2 W^2 / 2c^2 x}) = N_0 \chi(\Theta, x, W). \quad (4)$$

Die Funktion χ ist für geeignete Θ und W als Parameter in Abb. 1 als Kurve I in Abhängigkeit von der Schichtdicke x aufgetragen.

Nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes der Richtungsverteilung wird der Kurvenverlauf durch das exponentielle Schwächungsgesetz

$$n = n_0 e^{-\mu x}$$

beschrieben, woraus sich μ ergibt zu

$$\mu = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (5)$$

Mit Hilfe von Gl. (1) und (3a) wird

$$\mu = 1,3 \lambda/x = c^2/W^2. \quad (6)$$

¹³ W. Bothe, Handbuch d. Physik XXII/2, 1, 1933.

¹⁴ W. Bothe, Z. Phys. 54, 161 [1929].

¹⁵ W. A. Fowler, C. C. Lauritsen u. T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 20, 236 [1948].

Nun wird W aber nicht mehr als konstant angesehen, sondern der Energieverlust beim Durchlaufen der Schicht berücksichtigt. Die Reichweite R_0 , die ein Elektron in einer Schicht haben kann, ergibt sich zu

$$R_0 = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx}, \quad (7)$$

wo dE/dx den Energieverlust pro Wegstrecke darstellt. Dieser Energieverlust ist nach verschiedenen Messungen ziemlich konstant, sobald die Elektronenergie eine bestimmte Größe überschritten hat. So gibt Bothe¹³ an:

$$dE/dx = k = 4,56 \text{ MeV für Al und } E > 0,2 \text{ MeV.}$$

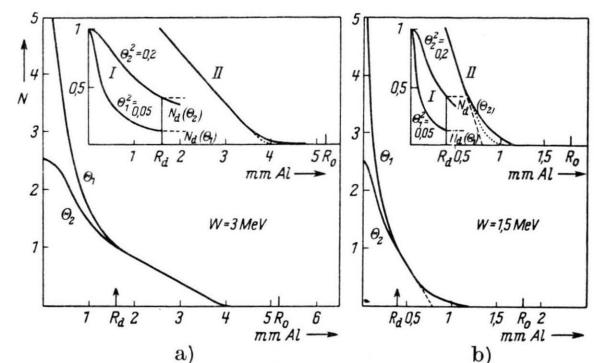


Abb. 1. Berechnete Absorptionskurven. a) $W=3$ MeV; b) $W=1,5$ MeV; Kurven I: Vielfachstreuung für 2 verschiedene Θ nach Gl. (4); Kurven II: Vollständige Diffusion mit Energieverlust nach Gl. (9); Hauptkurven: I und II bei R_d zusammengefügt.

Faßt man die von verschiedenen Autoren^{3,15,16} angegebenen theoretischen und halbempirischen Beziehungen für den Energieverlust zusammen, so kommt man zu einem mittleren Wert von 4,8 MeV/cm in Al, der im folgenden verwandt wird. So erhält man aus Gl. (6) und (7)

$$-\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = 1,3 \frac{c^2 k^2}{R^2} \quad (8)$$

nach Einführung der Restreichweite $R=R_0-x$. Integration liefert

$$n = n_d \exp \left[-K \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_d} \right) \right], \quad K = 0,6 \text{ für Al.} \quad (9)$$

R_d und n_d sind Restreichweite und zugehörige Teilchenzahl für die Stelle der Kurve, von der ab vollständige Diffusion eingetreten ist. Gl. (9) ist als Kurve II in Abb. 1 dargestellt. Für $R_d=R_0-x_d$ läßt sich folgende Abschätzung durchführen, wozu man an Gl. (3a) anzuknüpfen hat. Der maximale Wert für λ , bei dem vollständige Diffusion eintritt, beträgt $\lambda_d=0,576$.

¹⁶ W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford Univ. Press, London 1935.

Frage man jetzt, bei welcher Schichtdicke $x_d = \lambda = \lambda_d$ wird, wobei man für $W = W_0 - kx$ setzt, so gibt

$$\lambda^2 (W_0, x) = \int_0^x \frac{c^2 dx}{(W_0 - kx)^2} = \frac{c^2 x}{W_0 (W_0 - kx)}$$

den gewünschten Zusammenhang zwischen λ^2 und Schichtdicke x .

Besonders erhält man

$$x_d = \frac{W_0^2}{32,5 + 14,4 W_0}. \quad (10)$$

Diesen Zusammenhang zeigt Abb. 2 im Vergleich zu Meßwerten nach Landolt-Börnstein. Da k für $E < 0,2$ MeV stark anwächst, fallen die berechneten x_d -Werte für kleine Energien zu groß aus.

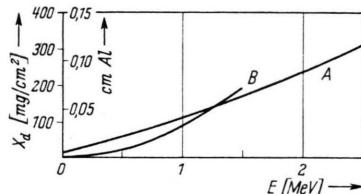


Abb. 2. x_d in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. A: nach Gl. (10); B: Meßwerte nach Landolt-Börnstein.

In Abb. 1 wird der Kurvenverlauf dargestellt. Die Kurven I stellen Gl. (4) für 2 verschiedene Werte von Θ^2 dar. Kurve II zeigt die Abnahme der Teilchenzahl im Fall der vollständigen Diffusion nach Gl. (9). Der Energieparameter der Kurve II, der in R_d steckt, ist mit Hilfe von Abb. 2 an den Energieparameter der Kurven I angepaßt worden. In der Hauptfigur sind die beiden Einzelkurven zusammengezeichnet. Dazu muß das Verhältnis der Ordinatenmaßstäbe von I:II = 1:N_d(Θ) gezeichnet werden. Die Kurven II zeigen ein längeres quasilineares Stück und sind von der geometrischen Anordnung der Zähler unabhängig. In der Umgebung von R_d müssen die beiden Kurven ineinander übergehen. Gegen Ende der Reichweite, wenn die Elektronen Energien $< 0,2$ MeV erreichen, trifft die Voraussetzung des konstanten Energieverlustes nicht mehr zu, da k mit wachsendem x ansteigt. In Kurve II müßte sich das so bemerkbar machen, daß die Kurve am Ende stärker abfällt, wie es etwa die punktierte Linie anzeigt, wodurch das lineare Verhalten eher noch deutlicher wird.

Kurve II besitzt einen von der Energie unabhängigen Wendepunkt bei $R = K/2$. Die Krümmung der Kurve ist klein, wenn nicht R sehr kleine Werte annimmt. Das bedeutet, daß das Ge-

radenstück umso besser definiert ist, je näher R_d an $K/2$ heranrückt. Für sehr kleine Werte von R_d liegt die ganze Kurve noch im Bereich der unteren Krümmung. Wird $R_d > K/2$, so läuft der gerade Teil der Kurve noch über $K/2$ nach kleineren Schichtdicken hinaus. In das Gebiet der oberen Krümmung kommt man nur dann, wenn R_d wesentlich größer als $K/2$ wird. Für Al entspricht $K/2$ etwa einer Energie von 2,5 MeV.

Die Steigung der Wendetangente ergibt sich zu

$$S = N_d \cdot \frac{4}{K} e^{K \left(\frac{1}{R_d} - 2 \right)}. \quad (11)$$

Man sieht also, daß bei einer Elektronenenergie von 2,5 MeV der lineare Teil sehr gut ausgeprägt ist und daß er bei Energien unter 1 MeV mehr und mehr zurücktritt. Ein Vergleich mit dem Experiment bestätigt dies. Die γ -Strahlung von Zn⁶⁵ mit 1,1 MeV erzeugt bereits eine Absorptionskurve, deren Extrapolation nicht mehr ganz so sicher ist wie bei höheren Energien.

Bestimmung von Intensitäten

Wenn man die Abhängigkeit der Neigung des linearen Teils der Kurve von der Energie und der geometrischen Anordnung kennt, wird es auch möglich, Intensitätsverhältnisse zu bestimmen. Man muß sich dabei auf Schichtdicken größer x_d beschränken. Für das als Absorptionskurve gemessene Geradenstück kann man die Gleichung der Wendetangente (11) benutzen, denn die Wendetangenten der berechneten Kurven entsprechen den gemessenen Geradenstücken. Die Geometrie geht nur insoweit in diese Gl. ein, als N_d über Gl. (4) von Θ abhängt. Die Energieabhängigkeit kommt sowohl über Gl. (4) durch $x_d(W)$ und durch W selbst als auch über $R_d = x_0 - x_d$ herein, das direkt ein Maß für die Energie der Strahlung ist. Für N_d folgt nämlich aus Gl. (4)

$$N_d = N_0 \chi_d(\Theta, W) = N_0 \chi(\Theta, W, x_d),$$

wo x_d aus Gl. (10) berechnet bzw. der Abb. 2 entnommen werden kann.

Bildet man das Verhältnis der Steigung zweier solcher Wendetangenten, so erhält man, wenn die entsprechenden Größen mit ' und '' bezeichnet werden,

$$\frac{S'}{S''} = \frac{N_0'}{N_0''} \cdot \frac{\chi_d'(\Theta, W')}{\chi_d''(\Theta, W'')} \exp \left[K \left(\frac{1}{R_d'} - \frac{1}{R_d''} \right) \right],$$

$$\frac{S'}{S''} = \frac{N_0'}{N_0''} \cdot T(W', W'', \Theta). \quad (12)$$

Bei Kenntnis von T erhält man so aus dem Verhältnis der Steigungen das Verhältnis der einfallenden Elektronen verschiedener Energie. Die Anzahl der auf den Absorber auftreffenden Elektronen ergibt sich zu

$$N_0 = \sigma \Gamma J,$$

wo J die Intensität der auf den Konverter treffenden γ -Strahlung ist. Dann erhält man

$$\frac{N_0'}{N_0''} = \frac{J'}{J''} \cdot \frac{\sigma' \Gamma'}{\sigma'' \Gamma''}$$

oder für das gesuchte Intensitätsverhältnis mit Hilfe von (12)

$$\frac{J'}{J''} = \frac{\sigma'' \Gamma''}{\sigma' \Gamma'} \cdot \frac{S'}{S''} \cdot \frac{1}{T}.$$

Darin bedeutet σ den totalen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der Compton-Elektronen bei der Energie E_γ der γ -Strahlen. $\Gamma(E_\gamma)$ ist eine Größe, die der mit wachsender Energie zunehmenden Bevorzugung der Vorwärtsstreuung der Elektronen Rechnung trägt.

Es ist

$$\Gamma(E_\gamma) = \int_0^{10^9} g(\varepsilon, E_\gamma) d\varepsilon,$$

wo $g(\varepsilon, E_\gamma)$ die Winkelverteilung der Compton-Elektronen bei der Energie E_γ bedeutet. $\sigma \Gamma J$ ist somit ein Maß für die auf den Absorber auftreffenden Compton-Elektronen. In Abb. 3 ist $\Gamma(E_\gamma)$ als Funktion von E_γ aufgetragen. Die Kurve wurde durch graphische Inte-

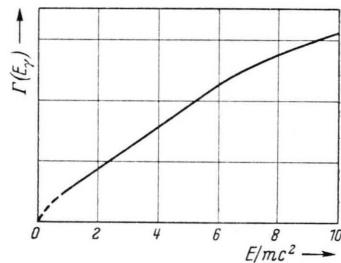


Abb. 3. Zunahme der Vorwärtsstreuung beim Compton-Effekt in Aluminium $\Gamma(E_\gamma) = \int_0^{10^9} g(\varepsilon, E_\gamma) d\varepsilon$.

Willkürlicher Ordinatenmaßstab.

gration der in Landolt-Börnstein angegebenen Kurvenschar für die Winkelverteilung der Compton-Elektronen gefunden. Man sieht, daß mit wachsender Energie E_γ das Γ ansteigt. Da der Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem E_γ im Frage kommenden Energiebereich abnimmt, werden sich die beiden Größen nahezu kompensieren. In Tab. 1 werden die gemessenen mit den berechneten Werten verglichen.

Für Co^{60} fällt das gemessene Intensitätsverhältnis zugunsten der weichen Komponente 1,5- bis 2-mal zu groß aus. Richtig wird allerdings wieder gegeben, daß für die Geometrie K das Steigungsverhältnis größer wird. Diese geringe Übereinstimmung hat ihren Grund darin, daß man sich an der unteren Grenze des Gültigkeitsbereichs der Methode befindet, wie man auch an der Abb. 1 b sieht, wo man noch nicht den ausgeprägten linearen Kurvenverlauf hat. Für Radium ist die Übereinstimmung wesentlich besser, die Abweichungen bewegen sich innerhalb der durch die statistischen Schwankungen erzeugten Fehlergrenzen. In einem gewissen Energiebereich herrscht also weitgehende Übereinstimmung zwischen der gemessenen und der berechneten Form der Absorptionskurve, woraus neben der Bestätigung der theoretischen Vorstellungen die Möglichkeit erwächst, Intensitätsmessungen zu machen.

Der brauchbare Energiebereich ist, abgesehen von dem x_d der härtesten Komponente, dadurch nach unten begrenzt, daß bei zu kleinen Elektronenenergien die Absorptionskurve keinen ausgeprägten linearen Teil mehr besitzt. Diese Grenze dürfte sich bei einer Energie der zu messenden γ -Strahlung von etwa 1 MeV befinden.

Herrn Professor Dr. W. Gentner bin ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und die Überlassung von Institutsmitteln zu großem Dank verpflichtet.

Strahlung					Berechnete Daten				Gemessene Daten ¹²	
	E_γ [MeV]	E_{el} [MeV]	J	σ'/σ''	Γ'/Γ''	Geometrie ¹²	$T(\Theta)$	S'/S''	b'/b'' Meßreihe	
Co' Co''	1,172	0,963	10	1,08	0,91	L	1,60	1,58	2,8	I 2,4 III
	1,332	1,119	10			K	1,88	1,85		3,7 V
Ra' Ra''	1,75	1,53	10	1,15	0,82	L	1,37	3,25	3,1	I 2,7 II
	2,2	1,97	4			K	1,39	3,30	3,8	III 3,3 IV
										2,7 V

Tab. 1. Vergleich der berechneten und gemessenen Daten. b : Steigung des gemessenen Geradenstückes¹².