

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 13 (1940)  
**Heft:** IV  
  
**Artikel:** Die Isobarenpaare Cd-In, In-Sn, Sb-Te, Re-Os  
**Autor:** Zingg, Ernst  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111064>

### **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:** 10.01.2026

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

# Die Isobarenpaare Cd-In, In-Sn, Sb-Te, Re-Os

von Ernst Zingg.

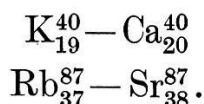
(12. 5. 40.)

## § 1. Einleitung.

In einem in Zürich gehaltenen Vortrag über „Massenspektrographie und Kernbaufragen“ stellte MATTAUCH<sup>1)</sup> auf Grund von Regelmässigkeiten im Vorkommen der stabilen Kerne im periodischen System die folgende sogenannte *Isobarenregel* auf:

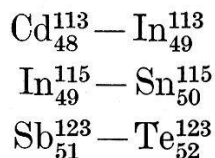
„Es gibt keine stabilen Isobaren zu den Isotopen ungerader Ordnungszahl.“

Diese Regel ist im ganzen periodischen System ziemlich gut erfüllt. Ein schönes Beispiel für sie liefern die Isobarenpaare

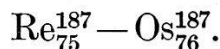


Wie man weiss, ist nämlich bei diesen jeweils ein Partner jeden Paares, und zwar  $\text{K}_{19}^{40}$  resp.  $\text{Rb}_{37}^{87}$ , Elektronen-radioaktiv.

Nun muss aber nach massenspektrographischen Messungen von BAINBRIDGE und JORDAN<sup>2)</sup> das Vorkommen der benachbarten Isobaren



als sichergestellt betrachtet werden. Zu diesen kommt noch nach NIER<sup>3)</sup> das Paar



Eine wirklich gründliche Untersuchung dieser acht Elemente in Bezug auf radioaktiven Zerfall wurde bis jetzt nicht vorgenommen. Soweit jedoch bekannt ist, konnte bisher bei keinem der genannten Elemente eine Elektronen- oder Positronen-Aktivität bemerkt werden. Wenn wir daher diese zwei Zerfallsarten ausschliessen, bleibt als letzte Umwandlungsmöglichkeit nur noch der *inverse  $\beta$ -Prozess*. Positronenaktivität und inverser  $\beta$ -Prozess führen zu demselben Ergebnis:

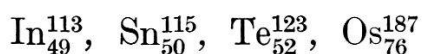
Beim Positronenzerfall geht im Kern unter Emission eines Positrons und eines Neutrinos ein Proton in ein Neutron über.

Dabei nimmt die Ladung des Kerns um eine Einheit ab. Dieser Übergang eines Protons in ein Neutron kann sich aber auch so abspielen, dass vom Kern ein Hüllenelektron eingefangen und ein Neutrino emittiert wird. Diesen zweiten Vorgang nennt man den inversen  $\beta$ -Prozess. Oft wird er auch kurz mit *Einfangung* bezeichnet. Man bemerkt, dass bei dieser Einfangung das Atom als Ganzes neutral bleibt; denn einesteils vermindert sich die Ladung des Kerns um eine Einheit, und andernteils nimmt die Zahl der Hüllenelektronen, da ja eines davon absorbiert wird, um eins ab. Im Gegensatz zu den  $\beta$ -Strahlern werden bei diesem Prozess keine geladenen Teilchen emittiert. Das Atom sendet nur Neutrinos und, als unmittelbare Folge der Einfangung, Röntgenstrahlen aus. Die letzteren entstehen, wenn der Platz des verschluckten Elektrons wieder ausgefüllt wird. Das Wiederausfüllen des freigewordenen Platzes geschieht erst, nachdem das Elektron absorbiert wurde, das heisst, nachdem der Kernprozess sich bereits abgespielt hatte. Wenn wir daher irgend ein Element, z. B.  $\text{Sn}_{50}$ , untersuchen, so haben wir die Röntgenstrahlung des diesem im periodischen System vorangehenden Elementes, das ist hier  $\text{In}_{49}$ , zu erwarten.

Da die Existenz der oben angegebenen vier Isobarenpaare als sichergestellt zu betrachten ist, sollte nach der Isobarenregel zum mindesten ein Partner jeden Paares zerfallen. Weil wir wohl annehmen dürfen, dass von diesen Stoffen weder Positronen noch Elektronen emittiert werden, bleibt für sie nur noch die Möglichkeit des inversen  $\beta$ -Prozesses. Betrachten wir zunächst die jeweils erstgenannten Partner der oben angeführten Paare, so sind bei diesen solche Einfangprozesse mit Sicherheit auszuschliessen:

Beim Indium und Antimon würde der Einfangprozess zu isobaren Kernen führen, deren radioaktives Verhalten bekannt ist. Die beiden entstehenden Elemente  $\text{Cd}_{48}^{115}$  und  $\text{Sn}_{50}^{123}$  sind  $\beta^-$ -aktiv. Sie würden sich also unter Elektronen-Emission wieder in die Ausgangsstoffe zurückverwandeln, aus denen sie entstanden sind. Ein solches Verhalten ist aber vom energetischen Standpunkt aus unmöglich. Die Eigenschaften der aus  $\text{Cd}_{48}^{113}$  und  $\text{Re}_{75}^{187}$  unter Einfangung entstehender Stoffe sind unbekannt. Doch ist anzunehmen, dass es sich um hoch radioaktive Isotope handeln müsste, deren energiereiche Strahlung wohl unmöglich unbemerkt geblieben wäre.

Aus diesen Erwägungen heraus folgt, dass es nur sinnvoll ist, bei den Elementen



nach der Einfangung zu suchen.

Zu dieser eben besprochenen Isobarenregel fügt MATTAUCH eine *zweite Regel* hinzu. Sie lautet:

„Alle Elemente besitzen entweder nur ein oder nur zwei stabile Isotope ungerader Massenzahl. Dort wo zwei vorhanden sind, sinkt das Häufigkeitsverhältnis nie unter 1 : 0,4; bei geraden Isotopen kann es um Zehnerpotenzen verschieden sein.“

Das Häufigkeitsverhältnis von zwei Isotopen ist definiert als Quotient ihres prozentualen Vorkommens. In den Veröffentlichungen von MATTAUCH sind als Ausnahmen dieser zweiten Regel die folgenden Elemente angegeben:

$$\begin{aligned} \text{Rb}_{37}^{85} : \text{Rb}_{37}^{87} &= 1 : 0,39 \\ \text{In}_{49}^{115} : \text{In}_{49}^{113} &= 1 : 0,05 \\ \text{Sn}_{50}^{119} : \text{Sn}_{50}^{117} : \text{Sn}_{50}^{115} &= 1 : 0,93 : 0,04 \\ \text{Te}_{52}^{125} : \text{Te}_{52}^{123} &= 1 : 0,27 \\ \text{Os}_{76}^{189} : \text{Os}_{76}^{187} &= 1 : 0,03. \end{aligned}$$

Da man weiss, dass beim Rubidium das  $\text{Rb}_{37}^{87}$  das radioaktive Isotop ist, nimmt man an, dass ebenso wie dort auch bei den anderen Elementen das seltenere Isotop das zerfallende sei. Daraus folgt nun aber, dass die folgenden Elemente radioaktiv sein sollten:

$$\text{In}_{49}^{113}, \text{Sn}_{50}^{115}, \text{Te}_{52}^{123}, \text{Os}_{76}^{187}.$$

Man sieht, dass das die genau gleichen Elemente sind wie diejenigen, deren Instabilität nach der ersten Regel, der Isobarenregel, gefordert wird. Wir wollen hier unabhängig vom vorhergehenden nochmals nachsehen, welches die wahrscheinlichste Art des radioaktiven Zerfalls für diese vier Elemente ist. Von den drei Möglichkeiten  $\beta^-$ -Emission,  $\beta^+$ -Emission und Einfangung kommt die erstere kaum in Frage, da die Zerfallsprodukte wiederum nicht als stabile Kerne bekannt sind. Von den beiden anderen Möglichkeiten ist die Einfangung aus zwei Gründen die wahrscheinlichere: Wie auf Seite 236 gezeigt werden wird, ist erstens die energetische Bedingung für Positronen-Emission stets schärfer als für Einfangung. Dazu kommt, dass es sich hier um schwere Kerne handelt, und bei diesen bewirkt die grosse Kernladung, dass die Hüllenelektronen schon sehr nahe an den Kern kommen und dass damit die Wahrscheinlichkeit für Einfangung vergrössert wird. Wir sehen also auch bei der zweiten Regel, dass die wahrscheinlichste Zerfallsmöglichkeit die Einfangung ist, so dass beide Regeln dieselbe Aussage ergeben.

Nach Berechnungen von MÖLLER<sup>4)</sup> ergibt sich für die Wahr-



scheinlichkeit, dass pro Zeiteinheit ein  $K$ -Elektron verschluckt wird, der Wert

$$P_K = G^2 M^2 \cdot \frac{4 \pi (Z\alpha)^3}{\Gamma(3 + 2S)} \left( \frac{2 \varrho}{a_0} \right)^{2S} e^{-\frac{2\varrho}{a_0}} \cdot \left\{ \frac{(\Delta E + W_K)^2}{(\Delta E + W_K)^4} \right\}.$$

Wie man sieht, nimmt diese mit  $Z^3$  zu. Die in der Formel verwendeten Bezeichnungen sind:  $G = g m^2 c / \sqrt{2} \pi^3 h^3$ , wo  $g$  die Fermische Konstante bedeutet;  $M$  = Matrixelement der Fermischen Theorie;  $\Gamma$  = Gammafunktion;  $\varrho$  = Kernradius;  $a_0 = 1/Z\alpha$ ;  $S = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} - 1$ ;  $\Delta E$  = Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endkern;  $W_K$  = Energie eines Elektrons in der  $K$ -Schale. Je nachdem, ob nach der Theorie von Fermi oder mit dem Ansatz von Konopinski und Uhlenbeck gerechnet wurde, gilt hinter der geschweiften Klammer der obere oder der untere Faktor.

In der gleichen Arbeit ist auch die Wahrscheinlichkeit für Einfangung mit derjenigen für Positronenemission verglichen. Die dort berechneten Werte der Kernladung, für welche die Einfangung wahrscheinlicher wird als die Positronenemission, sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Energiedifferenz  $\Delta E$  des Anfangs- und Endkerns ist als Parameter eingeführt. Die Indices von  $Z_F$  und  $Z_K$  geben an, ob nach Fermi oder nach Konopinski und Uhlenbeck gerechnet wurde.

Tabelle 1.

$\Delta E/mc^2$	0	1	1,4	2,29	3,20	4,11
$Z_F$	1	1	9	31	55	(77)
$Z_K$		1	4	13	26	40

Die von EASTMAN<sup>5)</sup> spektrographisch nachgewiesenen Spuren von Indium im natürlich vorkommenden Zinn könnten als Stütze der Mattauch'schen Regel aufgefasst werden, weil dieses Indium durch Einfangung aus dem Zinn entstanden sein könnte.

Bis jetzt ist noch kein Fall bekannt, wo Einfangung als *natürliche* Radioaktivität auftritt. Dagegen gelang es ALVAREZ<sup>6)</sup>, sie bei künstlich radioaktivem  $\text{Ga}_{31}^{67}$  nachzuweisen.

Ziel vorliegender Arbeit war es nun, zu untersuchen, ob bei einem der von Mattauch angegebenen Elemente die vermutete Einfangung stattfindet. Das Vorhandensein des inversen  $\beta$ -Prozesses macht sich durch folgende Erscheinungen bemerkbar:

1. Ein Element der Kernladungszahl  $Z$  verwandelt sich in ein solches der Ladungszahl  $(Z - 1)$ .
2. Es werden Neutrinos emittiert.

3. Es werden Röntgenstrahlen des Elementes der Kernladung  $(Z - 1)$  ausgesandt.

Der unter 1. angeführte Vorgang, das ist der Nachweis des Folgeproduktes, liegt in der Eastman'schen Veröffentlichung vor. In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, den inversen  $\beta$ -Prozess bei den genannten Isobaren durch Nachweis der bei diesem Prozess ausgesandten Röntgenstrahlen zu führen. Da die Intensität der Röntgenstrahlen natürlich nur äusserst geringe Werte annehmen kann, benützte man zum Nachweis derselben Geiger-Müller'sche Zählrohre.

## § 2. Die Versuchsanordnung.

Der Nachweis der Röntgenstrahlen mit einem Zählrohr geschieht indirekt: Die Röntgenstrahlen lösen in der Zählrohrwand Photoelektronen aus, und diese Photoelektronen werden durch das Zählrohr registriert. Natürlich werden von einem Zählrohr nicht alle auffallenden Quanten gezählt. Die Ausbeute für Röntgenstrahlen bestimmter Wellenlänge hängt wesentlich vom Material und der Dicke der Zählrohrwand ab. Am Beispiel des Zinns sollen die für den Bau der Zählrohre ausschlaggebenden Punkte gezeigt werden.

Wenn beim Zinn eine Einfangung  $\text{Sn}_{50} + e^- \rightarrow \text{In}_{49}$  eines Elektrons der  $K$ -Schale stattfindet, so wird die Röntgen- $K$ -Strahlung des Indiums, dessen Wellenlänge  $\lambda \approx 0,5 \text{ \AA.E.}$  beträgt, auftreten. Die wichtigste Frage, welche sich nun stellt, lautet: Wie erhalte ich die grösste Ausbeute an Photoelektronen? Zur Beantwortung kann eine in unserem Institut gemachte Arbeit<sup>7)</sup> verwendet werden. In dieser wurde die *Ausbeute* eines Zählrohres berechnet. Die dabei gemachten Überlegungen waren folgende: Bei einer monochromatischen Röntgenstrahlung bekommen die Photoelektronen eine ganz bestimmte Energie und damit eine gegebene Reichweite  $R$ . Es ist klar, dass nur solche Elektronen in den Gasraum des Zählrohrs gelangen können, welche in einer dem Gasraum benachbarten dünnen Schicht der Dicke  $R$  ausgelöst werden. Diese Schicht wird der wirksame Bereich des Zählrohrs genannt. Die gezählten Quanten sind identisch mit der Zahl der in den Gasraum des Zählrohrs gelangenden Elektronen und betragen

$$0,226 Q_0 \mu R.$$

Hier bedeutet  $Q_0$  die Zahl der auf die wirksame Schicht auffallenden Quanten und  $\mu$  der Massenabsorptionskoeffizient der Röntgenstrahlen.  $Q_0 \mu R$  stellt die Zahl der ausgelösten Elektronen

dar. Sie wurde berechnet unter Benützung der Tatsache, dass die Abnahme der Intensität der Röntgenstrahlen in der Zählrohrwand exponentiell erfolgt und jedem absorbierten Quant ein ausgelöstes Elektron entspricht. Der Faktor 0,226 ist die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein in der wirksamen Schicht ausgelöstes Elektron in den Gasraum des Zählrohrs gelangt. Er wird durch die Annahme, dass die Ausbreitung der Elektronen homogen sei und durch rein geometrische Betrachtungen erhalten. Da die Röntgenstrahlen die wirksame Schicht zweimal durchsetzen, ergibt sich als Ausbeute  $A$ , welche definiert ist als Zahl der gezählten Röntgenquanten zur Zahl der auf die wirksame Schicht auftreffenden Quanten,

$$A = \frac{2 \cdot 0,226 Q_0 \mu R}{Q_0} = 0,452 \mu R.$$

Es wurde nun für einige Metalle die Reichweite  $R$  der Elektronen und die Ausbeute  $A$  des Zählrohrs berechnet und in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

	Al <sub>13</sub>	Cu <sub>29</sub>	Mo <sub>42</sub>	Sn <sub>50</sub>	Au <sub>79</sub>
$R$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
$A$	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$
$A^*$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$

Zu dieser Tabelle ist noch eine kurze Bemerkung hinzuzufügen: Man weiss, dass in erster Näherung die Reichweite der Elektronen proportional zu  $1/\rho$  ist. Daher könnte man erstaunt sein, dass die Reichweite in Gold grösser ist als in Molybdän. Diese Tatsache wird aber durch Betrachtung der Röntgenabsorptions-Kanten der verschiedenen Metalle sofort verständlich; denn ein Elektron übernimmt nicht die ganze Energie des Röntgenstrahls, weil noch eine gewisse Ablösearbeit geleistet werden muss, um das Elektron aus dem Atom zu lösen. Beim Molybdän ist die Ablösearbeit grösser als beim Gold, da beim ersteren hauptsächlich Elektronen aus der  $K$ -Schale und beim letzteren vorwiegend  $L$ -Elektronen ausgelöst werden. Daher ist die anfängliche Geschwindigkeit und damit die Reichweite der Elektronen in Gold grösser als in Molybdän.

Die in Tabelle 2 angegebenen Werte von  $A$  sind aber für unseren Zweck noch nicht ganz geeignet: Weil das Zählrohr Atmosphärendruck aushalten musste, und da sich seine mechanische

Herstellung nicht allzu schwierig gestalten sollte, durfte seine Wandstärke eine Dicke von 1/20 mm nicht unterschreiten. Weil die Reichweite  $R$  der Elektronen so ausserordentlich gering ist, ist nur ein kleiner Teil der Zählwand wirksamer Bereich des Zählrohres, der übrige Teil bringt lediglich eine Schwächung der einfallenden Röntgenstrahlen mit sich. Berücksichtigt man diese Schwächung nach dem Exponentialgesetz

$$J = J_0 e^{-\mu d}$$

so erhält man die mit  $A^*$  bezeichneten Werte der Tabelle als die endgültigen Werte für die Ausbeute der Zählrohre. Wie man sieht, haben diese für Kupfer und für Zinn die grössten Werte. Weil jedoch Zinn wegen seiner Weichheit ungeeignet ist, und zudem dieses Metall gerade auf radioaktiven Zerfall untersucht werden soll, wurde als Kathodenmaterial für die Zählrohre Kupfer gewählt. Dessen Ausbeute besitzt also bei einer Dicke der Zählrohrwand von 0,05 mm den Wert

$$A^* \simeq 3 \cdot 10^{-3} = 3\text{‰}.$$

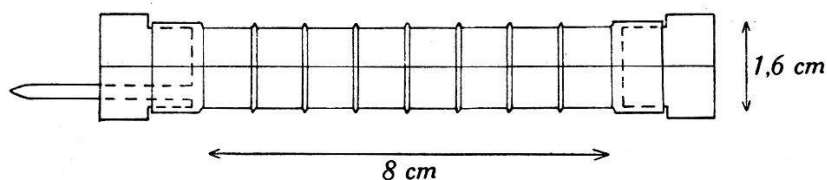


Fig. 1.

Die Ausbeute könnte durch eine Konstruktion, bei der die Zählrohrwand aus einem Material mit sehr kleinem Absorptionsvermögen, zum Beispiel aus Cellophan oder Aluminium, und wo nur der innerste Bereich aus einer sehr dünnen Schicht  $\text{Mo}_{42}$  oder  $\text{Rh}_{45}$  bestehen würde, noch etwas vergrössert werden. Doch würde diese komplizierte Konstruktion kaum die geringen Vorteile aufwiegen.

Fig. 1 zeigt Form und Dimension eines solchen verwendeten Zählrohrs. Weitere Daten waren Zählendraht: Chromstahl, leicht oxydiert, 0,2 mm Durchmesser; Füllung: Luft, Druck 10 cm Hg; Wandstärke: 0,05 mm Cu. Ein dermassen dünnwandiges Zählrohr würde durch den äusseren Luftdruck eingedrückt. Um dies zu verhüten, musste seine Festigkeit durch auf der Aussenseite angebrachte Rippen erhöht werden. Die Zählrohre wurden aus einem dickwandigeren Kupferrohr unter Stehenlassen der Rippen auf der Drehbank gedreht.

Man arbeitete nur mit Zählrohren, welche ein ausgeprägtes Plateau aufwiesen. Fig. 2 ist ein Beispiel für die Charakteristik eines solchen Kupferzählrohrs.

Anfänglich stellte man Zählrohre mit Alkoholzusatz her<sup>8)</sup>. Bei diesen betrug der von der Spannung unabhängige Bereich kurz nach der Füllung ca. 300 Volt. Im Verlaufe eines Monats verschwand er jedoch vollständig. Zählrohre mit reiner, über Phosphorpentoxyd getrockneter Luft ergaben die besten Resultate und gelangten daher ausschliesslich zur Verwendung.

Die Verstärkung der Zählrohrimpulse geschah mit einem *Dreiröhren-Verstärker*. Die Eingangsschaltung wurde der bekannten Arbeit von NEHER & HARPER<sup>9)</sup> entnommen. Als Endröhre benützte man ein Thyatron, welches den zur Registrierung vorhandenen Telephonzähler betrieb.

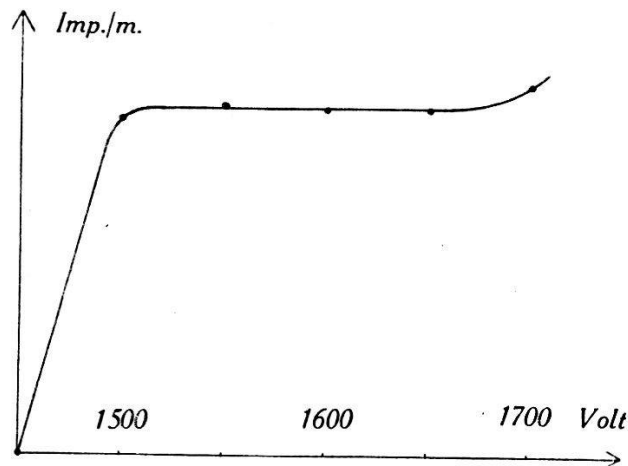


Fig. 2.

Das verwendete *Hochspannungs-Gerät* wurde, von unwesentlichen Veränderungen abgesehen, von BALDINGER<sup>10)</sup> beschrieben. Die Spannung wird hier mit einer Penthode stabilisiert. Einer Schwankung der primären Spannung von 10% entspricht auf der Hochspannungsseite eine solche von 4‰.

Zunächst untersuchte man den Nulleffekt der Zählrohre und seine Beeinflussung durch die Einschaltung der zu messenden Substanzen. Die Präparate wurden in zylindrischer Form um das Zählrohr angebracht und es war zu erwarten, dass eine Absorption der für den Nulleffekt verantwortlichen äusseren Strahlung eintreten würde. Tatsächlich ergab sich beim Anbringen des zu messenden Zinnbleches eine so starke Absorption der weichen Umgebungsstrahlung, dass die Zahl der Impulse merklich zurückging. Um diese Intensitätsabnahme zu eliminieren, umgab man das Zählrohr mit einem Eisenzylinder von 0,5 cm Dicke und diesen wiederum mit einem Bleipanzer von 30 cm Höhe, dessen übrige Dimensionen aus Fig. 3 ersichtlich sind. Diese Panzerung bewirkte ein Zurückgehen der Nullstösse von 43 auf 14 Stösse pro Minute,



und es zeigte sich, dass dünne, um das Zählrohr angebrachte Folien keinen Einfluss auf den Nulleffekt mehr hatten.

Indium und Zinn waren in Blechform, Tellur und Osmium hingegen nur pulverförmig erhältlich. Die letzteren Elemente schüttete man daher in eine Form, welche genau über das Zählrohr passte. Diese Form bestand aus zwei gleich langen, konzentrischen Aluminiumzylindern, deren Radien sich um einen Millimeter unterschieden. In den entstehenden Zwischenraum wurden

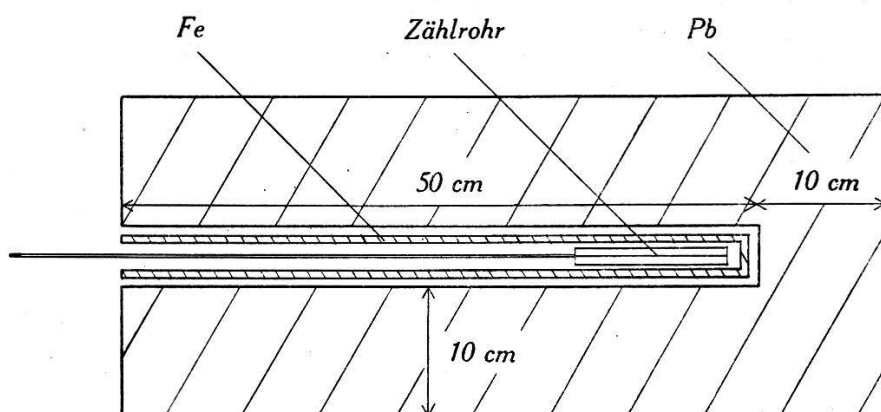


Fig. 3.

die zu untersuchenden Metalle eingefüllt und die Zylinderenden abgeschlossen. Um die Intensitätsverluste der von den Präparaten ausgesandten Strahlung möglichst klein zu halten, stellte man den inneren Zylinder so dünn als möglich her. Seine Wandstärke betrug 0,03 bis 0,04 mm.

### § 3. Messergebnisse.

Wir wollen hier jedes der vier gemessenen Elemente gesondert betrachten.

**Zinn.** Bei diesem Metall machte sich eine schwache Radioaktivität bemerkbar. Zum Vergleich ihrer Intensität sei erwähnt, dass die Aktivität von Kalium in  $K_2SO_4$  unter gleichen Umständen so gross war, dass die durch dieses hervorgebrachten Impulse vom Zählrohr nicht mehr bewältigt werden konnten.

Es handelte sich nun darum, zu untersuchen, ob die aus dem Zinn kommende Strahlung wirklich die Indium *K*-Strahlung sei. Um dies zu entscheiden, führte man mit Kupferfolien Absorptionsmessungen durch, indem zwischen Zählrohrwand und Zinnblech sukzessive Folien von immer grösser werdender Dicke eingeschoben wurden. In Fig. 4 ist als Abszisse die Dicke der Folien und als Ordinate der Logarithmus der dazu gehörigen Intensität (Imp. je Minute) aufgetragen. Durch die Messpunkte lässt sich die in der Figur ausgezogene Gerade legen; die  $\bar{x}$  geben den mittleren



Fehler des betreffenden Punktes an. Als strichpunktierte Kurve ist das logarithmierte Absorptionsgesetz  $J = J_0 e^{-\mu x}$  dargestellt, wobei man für den Absorptionskoeffizienten  $\mu$  den zur Indium  $K$ -Strahlung in Kupfer gehörenden Wert  $\mu = 162 \text{ cm}^{-1}$  benützt. Wie man sieht, fallen die theoretische und die experimentelle Kurve fast zusammen, so dass nach dieser Messung die Existenz des gesuchten Einfangprozesses möglich oder sogar wahrscheinlich erschien.

Als nächster Schritt gelangten drei weitere Zinnsorten verschiedener Herkunft zur Anwendung. Zwei davon zeigten ebenfalls eine Aktivität, bei der dritten fehlte eine solche jedoch vollständig. Da nach allen Erfahrungen ausgeschlossen ist, dass die

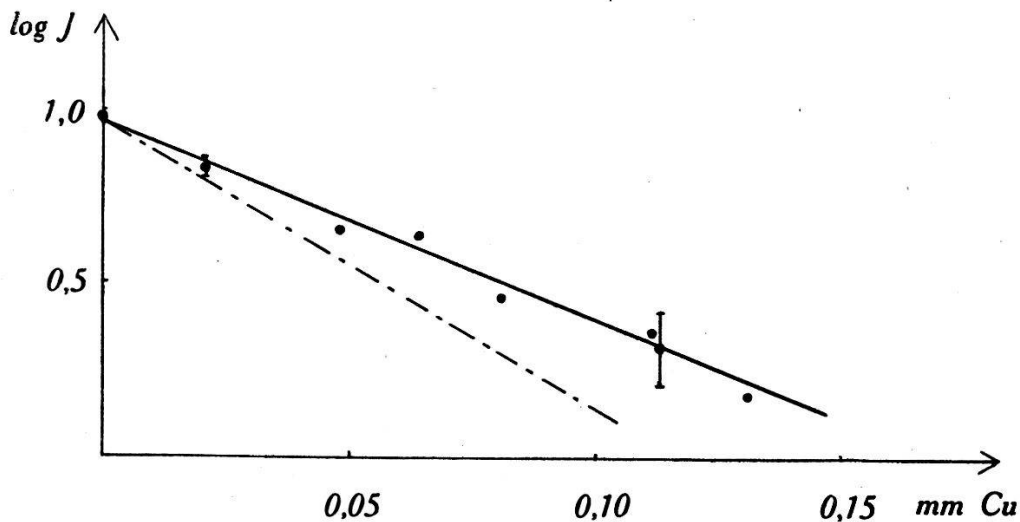


Fig. 4.

Isotopenzusammensetzung verschiedener käuflicher Zinnsorten verschieden sei, müssen wir annehmen, dass die gefundenen Aktivitäten auf Verunreinigungen zurückzuführen sind. Das Resultat der Messung desjenigen Zinns, das gar keine Aktivität aufwies, befindet sich in Tabelle 3, Seite 224, eingetragen.

Es wäre noch der Fall denkbar, dass nicht Elektronen aus der  $K$ -Schale, sondern solche aus der  $L$ -Schale eingefangen würden. Diese  $L$ -Strahlung wäre aber sehr weich, so dass sie die Zählrohrwand nicht mehr durchdringen könnte. Um trotzdem über ihr Vorhandensein entscheiden zu können, baute man ein Zählrohr, dessen Zählvolumen gleich gross war wie dasjenige der früher hergestellten, dessen Kathode aber aus dem nicht aktiven Zinn bestand. Trotzdem das Zinnblech mehr als 1 mm dick war, konnte nicht angenommen werden, dass es dem äusseren Luftdruck standhalten würde. Ein Messingzylinder wurde deshalb auf der inneren Seite mit diesem Zinnblech sorgfältig ausgekleidet, so dass also eine eventuell vorhandene  $L$ -Strahlung von der Innenwand direkt

zur Wirkung käme. Ein Plateau von 100 Volt gab die Sicherheit, dass das Zählrohr einwandfrei funktionierte. Eine Aktivität der Zinneinlage konnte nicht festgestellt werden; tatsächlich war der Nulleffekt dieses Zählrohres genau so gross wie derjenige eines gleich dimensionierten Zählrohres ohne Zinn:

Nulleffekt des Kupferzählrohres  $14,3 \pm 0,1$  Imp/m

Nulleffekt des Zinnzählrohres  $13,6 \pm 0,5$  Imp/m.

Der Unterschied der Impulszahlen für die beiden Zählrohre ist gering; er liegt innerhalb der Grenzen, welche wir zu erwarten haben, wenn das Zinn keine Einfangung zeigt. Ganz genau gleichen Nulleffekt dürfen wir für zwei Zählrohre mit verschiedener Kathode wohl kaum erwarten, weil kleine Einflüsse der verschiedenen Oberflächen und des verschiedenen Materiales geringe Unterschiede bewirken.

*Indium, Tellur.* Die Messung des Indiums wurde mit Indiumblech ausgeführt. Tellur lag in Pulverform vor; seine Untersuchung geschah in der am Ende von § 2 genannten Aluminiumhülse. Um eventuelle Schwankungen der Apparatur möglichst auszuschalten, wurde je 30 Minuten mit dem Element und je 30 Minuten ohne das Element gemessen. Im Gesamten dauerten die Messungen mit und ohne Element natürlich gleich lang. Ihr Ergebnis ist in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.

Element	Zahl der Imp.		Dauer der Messung
	mit Element	ohne Element	
$\text{In}_{49}^{113}$	9156	9243	630 m
$\text{Sn}_{50}^{115}$	10210	10227	690 m
$\text{Te}_{52}^{123}$	6867	7058	520 m

Zu den darin wiedergegebenen Resultaten ist Folgendes zu bemerken:

$\alpha$ ) Die Zahl der Impulse ist unabhängig davon, ob ein Präparat am Zählrohr angebracht war oder nicht. Das bedeutet, dass keine Radioaktivität bemerkt werden konnte.

$\beta$ ) Der mittlere Fehler einer einzelnen Messung besitzt bei  $n$  Impulsen den Wert  $\sqrt{n}$ . Die Abweichung zweier zusammengehöriger Messungen bewegt sich innerhalb der durch diese mittleren Fehler gegebenen Grenzen.

$\gamma$ ) Die Zahl der Stösse in der Kolonne rechts stellt einfach den Nulleffekt dar. Die sich daraus ergebenden Stösse je Minute

stimmen deshalb nicht genau überein, weil man sie mit verschiedenen Zählrohren bestimmte.

δ) Bei Tellur ergibt sich eine verhältnismässig grosse Abnahme der Impulse, welche wohl zum Teil von der Absorption der Umgebungsstrahlung durch die nicht unbeträchtliche Tellurschicht herrührt.

Unter Heranziehung der beim radioaktiven Zerfall geltenden Gesetze können wir, wie am Beispiel des Zinns gezeigt werden soll, eine obere Grenze für die pro Zeiteinheit zerfallenden Atome folgendermassen erhalten: Die Zahl  $n$  der vom Zählrohr gezählten Impulse ist wegen den bekannten Schwankungen nur bis auf  $\Delta n = \sqrt{n}$  garantiert. Wenn also auch die tatsächlich ausgeführten Messungen mit und ohne Präparat ausserordentlich genau übereinstimmen, nämlich 10210 und 10227 ausmachen, so dürfen wir doch nur eine Übereinstimmung bis auf die Grösse  $\Delta n$  des mittleren Fehlers annehmen. Wir dürfen also für die Differenz der beiden Messungen mit und ohne Zinn nur eine Genauigkeit von  $\sqrt{2}n = \sqrt{2} \cdot \Delta n$  angeben, das heisst, wir sind nicht sicher, ob unsere Messungen nicht doch mit  $\sqrt{2} \cdot \Delta n = 143$  Stössen differieren.

Wenn wir diese mittlere Schwankung zugrunde legen, so ergibt sich, dass in der von uns zur Beobachtung zugrunde gelegten Zeitspanne von 690 Minuten also 143 Quanten registriert worden sein könnten. Daraus berechnen wir für die Zahl der pro Jahr gezählten Röntgenstrahlen den Wert

$$\frac{143 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365}{690}$$

Die Zerfallskonstante  $\lambda$  im radioaktiven Zerfallsgesetz  $dN = -\lambda \cdot N \cdot dt$  hängt mit der Halbwertszeit  $T$  durch die Beziehung  $T = \ln 2 / \lambda$  zusammen. Wir haben also, wenn wir die beiden Gleichungen benützen, zur Berechnung von  $T$  die Formel

$$T = \ln 2 \cdot N / (|dN|/dt) = 0,693 N / (|dN|/dt) \quad (1)$$

anzuwenden. Wir müssen also neben der Zahl der vorhandenen Atome  $N$  auch die Zahl der pro Zeiteinheit (d. i. 1 Jahr) zerfallenden Atome kennen.

Wir nehmen selbstverständlich an, dass die Einfangung nur beim  $\text{Sn}_{50}^{115}$  vorkommt und berechnen daher die Zahl  $N$  der im benützten Zinnblech vorkommenden  $\text{Sn}_{50}^{115}$ -Atome zu

$$N = \frac{\text{Gewicht aller Atome des Zinnblechs}}{\text{Gewicht eines Atoms des Zinnblechs}} \times \text{prozentuales Vorkommen von } \text{Sn}_{50}^{115}$$

$$N = \frac{4,50}{1,65 \cdot 119 \cdot 10^{-24}} \cdot 0,4 \cdot 10^{-2} = 9,18 \cdot 10^{19} \text{ Atome.}$$

Über die Zahl der pro Jahr zerfallenden Atome ( $dN/dt$ ) gestatten uns unsere Messungen folgenden Schluss: Der vorher überlegte Wert der pro Jahr gezählten Röntgenstrahlen

$$\frac{143 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365}{690}$$

darf hierfür nicht einfach übernommen werden; denn dieser muss erstens verdoppelt werden, weil im Mittel ebensoviele Quanten emittiert werden, welche nicht auf die Zählrohrwand, sondern in entgegengesetzter Richtung ausgesandt werden, und zweitens hat man ihn mit dem Faktor  $\frac{1}{3} \cdot 10^3$  zu multiplizieren, weil die Ausbeute des Zählrohres 3‰ beträgt. Somit ergibt sich schliesslich die Zahl der pro Jahr zerfallenden Atome zu

$$dN/dt = \frac{143 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365 \cdot 2 \cdot 10^3}{690 \cdot 3} = 7,25 \cdot 10^7.$$

Werden jetzt in Gleichung (1) die Zahlwerte eingesetzt, so ergibt sich beim Zinn für die Halbwertszeit  $T$ :

$$\text{Sn}_{50}^{115} : T > 0,9 \cdot 10^{12} \text{ Jahre.}$$

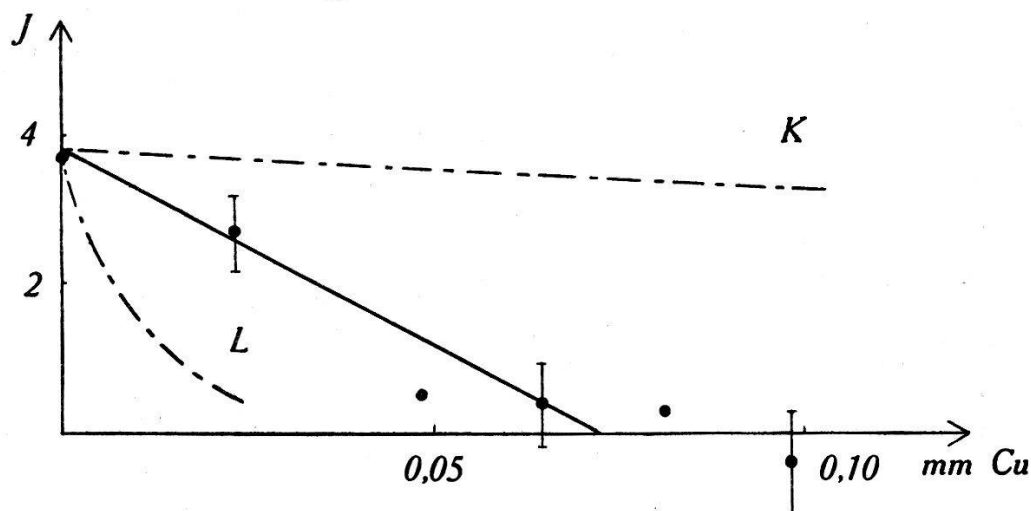


Fig. 5.

Man sieht, dass die geringe Ausbeute des Zählrohrs für Röntgenstrahlen und das schwache prozentuale Vorkommen des Isotops  $\text{Sn}_{50}^{115}$  die garantierbare Grenze für die Halbwertszeit sehr stark herunterdrücken.

Analog bekommt man bei den anderen Elementen

$$\text{In}_{49}^{113} : T > 2 \cdot 10^{12} \text{ Jahre}$$

$$\text{Te}_{52}^{123} : T > 3 \cdot 10^{12} \text{ Jahre.}$$

*Osmium.* Wie beim Zinn, zeigte sich auch hier eine schwache Radioaktivität. Ihre Intensität war ungefähr dreimal schwächer

als dort. Leider war es nicht möglich, einige Osmiumsorten verschiedener Herkunft zu erhalten. Das verwendete wurde uns in freundlicher Weise von der Firma Heräus in Hanau leihweise überlassen. Man versuchte, so gut es bei der schwachen Intensität möglich war, eine Absorptionsmessung zu machen. In Fig. 5 stellen die mit  $K$  resp.  $L$  bezeichneten Linien die berechneten Absorptionskurven der Osmium  $K$ - resp.  $L$ -Röntgenstrahlung dar. Aus der Figur ist deutlich zu erkennen, dass wir es auf keinen Fall mit der gesuchten Einfangung zu tun haben. Eine  $K$ -Strahlung ist deshalb auszuschliessen, weil eine solche bei 0,05 mm Kupfer noch nicht spürbar absorbiert sein dürfte, und für eine  $L$ -Strahlung steht der zu 0,02 mm Foliendicke gehörende Punkt vollkommen im Widerspruch. Er müsste bei viel kleineren Intensitäten liegen als sein mittlerer Fehler es gestattet.

#### § 4. Diskussion der Messungen.

Wir erwähnten im § 1, dass nach Mattauch je eines der Elemente jedes Isobarenpaares invers  $\beta$ -aktiv sein sollte. Bei der Genauigkeit der vorhergehenden Messungen lässt sich aber kein Einfangprozess nachweisen. Daraus müssen wir schliessen, dass dieser wahrscheinlich überhaupt nicht existiert, oder dann so schwach ist, dass ein merkbarer Effekt innerhalb der Fehlergrenze der Messungen liegt. Wenn er vorhanden ist, trifft auf einen  $\text{cm}^2$  der Zählrohroberfläche je Minute nur ungefähr ein Röntgenstrahl auf. BETHE und BACHER<sup>11)</sup> haben Rechnungen über den inversen  $\beta$ -Prozess ausgeführt. Sie fanden, dass die Spinänderung eines Kerns beim Übergang zum Folgeprodukt eine wesentliche Rolle spielt. Es ist interessant, die Halbwertszeiten, welche BETHE und BACHER für verschiedene Spinänderungen berechnen, mit unseren Messungen zu vergleichen. Schon bei der Spinänderung um  $\Delta i = 3$  ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des inversen  $\beta$ -Prozesses sehr gering; die Halbwertszeit  $T$  wird für  $\Delta i = 3$  durch die Formel

$$T = 0,9 \cdot 10^9 \cdot (mc^2/T_\nu)^6 \cdot (mc^2/(T_\nu + 2mc^2))^2$$

Jahre dargestellt. Dabei bedeutet  $T_\nu$  die Energie, die das Neutrino beim Zerfall erhält. Daraus ergibt sich beispielsweise für

$$\begin{array}{ll} T_\nu = 0,1 \text{ MeV} & T = 3 \cdot 10^{12} \text{ a} \\ T_\nu = 0,25 \text{ MeV} & T = 1 \cdot 10^{10} \text{ a.} \end{array}$$

Es ist sehr wohl möglich, dass die grosse Stabilität der gegebenen Isobaren mit den hohen Spindifferenzen zwischen ihnen und ihren Folgeprodukten zusammenhängt. Die Bedingung  $\Delta i = 3$



könnte nämlich mit Ausnahme des Paares Re-Os ohne weiteres erfüllt sein. Die im Folgenden gezogenen Schlüsse aus den bis heute leider nur lückenhaften Kenntnissen über dieses Gebiet sind nicht sehr zwingend. Es soll diesen daher nur eine beschränkte Bedeutung beigemessen werden.

Bis heute sind die folgenden Spins bekannt:

$$i(\text{Cd}_{48}^{113}) = \frac{1}{2}, \quad i(\text{In}_{49}^{115}) = 9/2, \quad i(\text{Sb}_{51}^{123}) = 7/2, \quad i(\text{Re}_{75}^{187}) = 5/2.$$

Dabei bedeute  $i$  ( $K_Z^A$ ) der Spin des Kerns  $K_Z^A$  (Kern der Massenzahl  $A$  und der Kernladungszahl  $Z$ ). Betrachten wir nun einzeln die vier Isobarenpaare:

$$\text{Cd}_{48}^{113} - \text{In}_{49}^{113}.$$

Da  $\text{In}_{49}^{115}$  den Spin  $9/2$  besitzt, so kann man annehmen, dass der Spin von  $\text{In}_{49}^{113}$  auch  $9/2$  oder höchstens  $7/2$  beträgt; denn Isotope zeigen nie stark verschiedene Spinwerte. Damit erhält man in diesem Fall die Spinänderung  $\Delta i = 4$  oder  $3$ .

$$\text{In}_{49}^{115} - \text{Sn}_{50}^{115}.$$

Setzt man aus dem beim Cd-In angegebenen Grund den Spin von  $\text{Sn}_{50}^{115}$  gleich demjenigen von  $\text{Sn}_{50}^{117, 119}$ , welcher  $i = \frac{1}{2}$  beträgt, so ergibt sich hier  $\Delta i = 4$ .

$$\text{Sb}_{51}^{123} - \text{Te}_{52}^{123}.$$

Wegen  $i(\text{Cd}_{48}^{111, 113}) = \frac{1}{2}$ ,  $i(\text{Sn}_{50}^{117, 119}) = \frac{1}{2}$  und  $i(\text{Xe}_{54}^{129}) = \frac{1}{2}$  ist der wahrscheinlichste Wert des Spins vom zwischen diesen Kernen gerader Ordnungszahl liegenden  $\text{Te}_{52}^{123}$  auch  $i = \frac{1}{2}$ , womit man den Wert  $\Delta i = 3$  bekommt.

$$\text{Re}_{75}^{187} - \text{Os}_{76}^{187}.$$

Man kennt  $i(\text{Pt}_{78}^{195}) = \frac{1}{2}$ ,  $i(\text{Hg}_{80}^{199})$  und  $i(\text{Pb}_{82}^{207}) = \frac{1}{2}$ . Daraus extrapoliert man wie beim Paar Sb-Te für  $\text{Os}_{76}^{187}$  den Spin  $i = \frac{1}{2}$ . Mit  $i(\text{Re}_{75}^{187}) = 5/2$  wird aber  $\Delta i = 2$ . Die zu  $\Delta i = 3$  führende Annahme  $i(\text{Os}_{76}^{187}) = 11/2$  ist sehr unwahrscheinlich. Der Spinänderung  $\Delta i = 2$  entsprechen nach BETHE und BACHER die Halbwertszeiten

$$T = 4 \cdot 10^6 \text{ a} \quad \text{für} \quad T_\nu = 0,1 \text{ MeV}$$

$$T = 6 \cdot 10^4 \text{ a} \quad \text{für} \quad T_\nu = 0,25 \text{ MeV}.$$

Es sei erwähnt, dass diese so kurz sind, dass sie bei der beschriebenen Anordnung nicht unbemerkt geblieben wären.



### § 5. Stabilitätsbetrachtung der Isobaren.

Aus der in § 4 von BETHE und BACHER angegebenen Formel entnimmt man, dass für die Halbwertszeit  $T$  die Beziehung

$$T \sim (1/T_\nu)^6$$

gilt. Bei einer beliebigen Spinänderung  $\Delta i$  lautet der entsprechende Ausdruck bekanntlich

$$T \sim (1/T_\nu)^{2 \cdot \Delta i},$$

woraus man entnimmt, dass die Halbwertszeit um so grösser wird, je grösser  $\Delta i$  und je kleiner  $T_\nu$  ist. Dass bei den betrachteten Isobarenpaaren die Spinänderung beim Übergang eines Kerns in sein Folgeprodukt wahrscheinlich ziemlich gross ist, wurde bereits im vorhergehenden Paragraphen gezeigt. Eine Abschätzung der andern hier vorkommenden Grösse  $T_\nu$  wird sich am Schluss dieses Paragraphen, in welchem die energetische Bedingung für Stabilität gegenüber den verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten der isobaren Kerne ineinander untersucht werden soll, ergeben. Es wird sich zeigen, dass eine absolute Stabilität der Isobarenpaare nicht existiert, dass hingegen gerade bei denjenigen Kernen, welche nach der Mattauch'schen Regel zerfallen sollten, mit ausserordentlich langen Halbwertszeiten gerechnet werden muss.

Es sollen zuerst die für die erwähnte Stabilitätsbetrachtung benötigten Bezeichnungen eingeführt werden:

$m$  = Masse des Atoms (Kern plus Elektronenhülle).

$m_N, m_H, \epsilon, \nu$ , = Masse von Neutron, Wasserstoffatom, Elektron, Neutrino.

$T_{\epsilon+\nu}$  = Kinetische Energie des beim  $\beta$ -Zerfall emittierten Elektrons plus Energie des dabei emittierten Neutrinos.

$T_\nu$  = Energie des bei der Einfangung emittierten Neutrinos.  
Als Einheit der Masse und auch der Energie sei überall 1/1000 der Atomgewichtseinheit, d. i.  $\frac{\text{Masse von O}_8^{16}}{16000}$ , gewählt.

Wir werden im Folgenden oft die Energie  $E$  eines Atoms benutzen. Sie sei durch

$$E = m - (A - Z)m_N - Zm_H \quad (2)$$

definiert. Weil  $m$  die genaue Masse des Atoms bedeutet, wie sie durch massenspektrographische Messungen erhalten wird, so stellt  $E$  die Energie des Atoms, welche sich aus derjenigen des Kerns und derjenigen der Hüllenelektronen zusammensetzt, dar. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass dies nicht exakt richtig

ist, weil in der Masse des Wasserstoffatoms  $m_H$  noch der kleine Wert der Ionisierungsarbeit enthalten ist, und diese um einen ganz minimalen Betrag verkleinert; dieser soll jedoch wegen seiner Kleinheit vernachlässigt werden.

Nun wollen wir die energetische Bedingung dafür, dass zwei benachbarte Isobaren sich nicht durch irgendeinen radioaktiven Zerfall ineinander umwandeln können, herleiten. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Forderung, dass der Kern  $K_Z^A$  stabil sei bezüglich Elektronenemission und  $K_{Z+1}^A$  bezüglich Einfangung. Wie wir weiter unten sehen werden, ist die noch bleibende dritte Zerfallsmöglichkeit, das ist die Positronenemission des Kerns  $K_{Z+1}^A$ , durch diese Bedingungen bereits ausgeschlossen.

Es ist daher nötig, zuerst die energetische Bedingung für Stabilität des Kerns  $K_Z^A$  bezüglich  $\beta^-$ -Zerfall  $K_Z^A \rightarrow K_{Z+1}^A + e^-$  zu erhalten. Sie ergibt sich aus der Beziehung: „Masse des Atoms vor dem Zerfall < Masse des Atoms nach dem Zerfall + Masse und Energie der emittierten Teilchen“; denn könnte dieser Prozess tatsächlich eintreten, so stünde er im Widerspruch zum Energiesatz. Um die obige Beziehung mathematisch zu formulieren, benützen wir den sich aus (2) für die Masse  $m$  ergebenden Ausdruck

$$m = Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_N + E,$$

durch welchen wir für die oben angeführte Stabilitätsbedingung erhalten

$$\begin{aligned} Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_N + E_Z^A &< (Z + 1) \cdot m_H - \varepsilon \\ &+ (A - Z - 1) \cdot m_N + E_{Z+1}^A + \varepsilon + \nu + T_{\varepsilon+\nu}. \end{aligned}$$

Wir haben hier die Elektronenmasse  $\varepsilon$  einmal subtrahiert, und zwar aus folgendem Grund: Bei der Elektronenemission geht im Kern ein Neutron in ein Proton über, sodass sich die gesamte Protonenzahl um eins vergrößert. Weil  $m_H$  jedoch die Masse von Proton plus Hüllenelektronen darstellt, so ist von der Grösse  $(Z + 1) \cdot m_H$  eine Elektronenmasse abzuziehen, weil nicht gleichzeitig ein Hüllenelektron eingefangen wird. Das emittierte  $\beta^-$ -Teilchen wird der Übersichtlichkeit wegen am Ende der Ungleichung hingeschrieben, damit die zwei Beträge: „Masse des Atoms und emittierte Teilchen“ getrennt stehen. Die obige Ungleichung ergibt durch Zusammenfassen

$$E_{Z+1}^A - E_Z^A > (m_N - m_H) - \nu - T_{\varepsilon+\nu}. \quad (3)$$

In genau gleicher Weise bekommt man als Bedingung für

Stabilität des Kerns  $K_{Z+1}^A$  gegen Einfangung eines Elektrons aus der  $K$ -Schale ( $K_{Z+1}^A + e^- \rightarrow K_Z^A$ ) die Ungleichung

$$(Z+1) \cdot m_H + (A-Z-1) \cdot m_N + E_{Z+1}^A < Z \cdot m_H + (A-Z) \cdot m_N + E_Z^A + \nu + T_\nu$$

und daraus

$$E_{Z+1}^A - E_Z^A < (m_N - m_H) + \nu + T_\nu. \quad (4)$$

Hier bedeutet  $E_Z^A$  die Energie des Atoms der Ladungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$ , bei welchem ein Elektron der  $K$ -Schale (nämlich das durch den Kern eingefangene) fehlt. Sei  $q$  die Energie, die erhalten wird beim Wiederausfüllen dieses unbesetzten Platzes durch irgendein freies Elektron, sodass also  $q$  gleich ist der Energie des dabei emittierten Röntgenquants, so gilt natürlich

$$E_Z^A - q = E_Z^A,$$

und es ergibt sich für (4)

$$E_{Z+1}^A - E_Z^A < (m_N - m_H) + q + \nu + T_\nu. \quad (5)$$

Wird anstelle eines  $K$ -Elektrons ein  $L$ -Elektron eingefangen, so bedeutet  $q$  entsprechend die Bindungsenergie eines  $L$ -Elektrons des betreffenden Elementes.

Analog erhält man als Bedingung für Stabilität gegenüber Positronenemission  $K_{Z+1}^A \rightarrow K_Z^A + e^+$  die Ungleichung

$$E_{Z+1}^A - E_Z^A < (m_N - m_H) + 2\varepsilon + \nu + T_{\varepsilon+\nu}. \quad (6)$$

Am Anfang dieses Abschnittes wurde die Behauptung aufgestellt, dass der Kern  $K_{Z+1}^A$  nicht positronen-aktiv sein kann, wenn die zwei Kerne  $K_Z^A$  und  $K_{Z+1}^A$  weder durch Elektronenemission noch durch Einfangung ineinander übergehen können. Es soll jetzt gezeigt werden, dass dies aus den oben aufgestellten Ungleichungen ohne weiteres folgt. Wir nehmen den Fall an, dass der Kern  $K_{Z+1}^A$  nicht invers  $\beta$ -aktiv sei, d. h. dass die Ungleichung (5) erfüllt sei. Dann ist in dieser natürlich  $T_\nu = 0$ , und da stets  $q < 2\varepsilon$  ist, so folgt, dass die rechte Seite von (6) stets grösser als die rechte Seite von (5) ist. Wenn daher, wie angenommen wurde, die Ungleichung (5) erfüllt ist, so ist das auch stets für (6) der Fall. Mit andern Worten: Ein gegen Einfangung stabiler Kern (erfüllt (5)) ist auch stets gegen Positronenemission stabil (erfüllt (6)). Damit ist unsere Behauptung bewiesen.

Bis jetzt stellten wir die Bedingung für die Stabilität eines Kerns gegenüber den verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten auf. Wenn wir nun als nächstes Ziel ein Kriterium dafür angeben wollen, dass zwei benachbarte Isobaren gegeneinander stabil seien,

so müssen wir, wie bereits erwähnt, nur verlangen, dass die Ungleichungen (3) und (5) gleichzeitig erfüllt seien. Wir wollen diese Ungleichungen für unsere Zwecke noch ein wenig umformen und zu einer einzigen zusammenfassen. Bedeuten  $N$  und  $Z$  die Zahl der Neutronen resp. Protonen in einem Kern, so ergibt sich aus der Energie  $E = m - m_N \cdot N - m_H \cdot Z$  die Beziehung

$$E_{Z+1}^A - E_Z^A = m_{Z+1}^A - m_Z^A + (m_N - m_H).$$

Damit lauten (3) und (5) als doppelte Ungleichung geschrieben

$$-\nu - T_{\epsilon+\nu} < m_{Z+1}^A - m_Z^A < \nu + T_\nu + q. \quad (7)$$

Berücksichtigt man weiter, dass aus der Definition der Packungsanteile  $f$

$$f = (m - A)/A$$

die Gleichung

$$m = Af + A$$

und daraus

$$m_{Z+1}^A - m_Z^A = A(f_{Z+1}^A - f_Z^A)$$

folgt, so erhält man durch Einsetzen dieses Wertes in (7)

$$-\nu - T_{\epsilon+\nu} < A(f_{Z+1}^A - f_Z^A) < \nu + T_\nu + q. \quad (8)$$

Für das Folgende wollen wir  $\nu = T_{\epsilon+\nu} = T_\nu = 0$  setzen. Das bedeutet physikalisch, dass die Masse des Neutrinos und die Geschwindigkeit der den Kern verlassenden Elektronen und Neutrinos praktisch Null ist. Dies stellt für unsere Betrachtung den ungünstigsten Fall dar, weil, wie wir noch sehen werden, die Möglichkeit dafür, dass ein Isobarenpaar stabil ist, um so grösser wird, je weiter die Grenzen in der Ungleichung (8) auseinanderliegen. Wie man sich aber ohne weiteres überzeugt, erreichen diese Grenzen durch das Nullsetzen der oben angeschriebenen Grössen ihren minimalen Wert. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich schliesslich als Bedingung, dass die beiden isobaren Kerne  $K_Z^A$  und  $K_{Z+1}^A$  stabil sind,

$$0 < A \cdot (f_{Z+1}^A - f_Z^A) < q. \quad (9)$$

Man sieht aus dieser Formel, dass von einer absoluten Stabilität nicht gesprochen werden kann; denn es muss ja nicht nur die Einfangung von  $K$ -Elektronen, sondern auch diejenige aus den andern Elektronenschalen ins Auge gefasst werden. Weil daher die Ionisierungsspannung ausserordentlich kleine Werte annehmen kann, so wird in (9) der Stabilitätsbereich verschwindend klein. Wir wollen jedoch im Folgenden nur den Fall der  $K$ -Einfangung betrachten. Er verdient ein besonderes Interesse, weil die dabei zu erwartende Röntgenstrahlung experimentell leicht nachgewiesen werden kann. Es sei deshalb von hier ab unter

Stabilität in bezug auf Einfangung die Stabilität gegen diesen speziellen Prozess verstanden.

Wir denken uns nun alle stabilen Kerne derart aufgetragen, dass die Atomzahlen  $A$  als Abszissen und die Kernladungszahlen  $Z$  als Ordinaten eingezeichnet sind, wie das in Fig. 6 für die Umgebung von  $Z = 50$  ausgeführt wurde. Senkrecht zur  $A$ - $Z$ -Ebene denke man sich noch den zu jedem Kern gehörenden Packungsanteil  $f$  aufgetragen. Legen wir nun durch die  $f$ -Werte eine mittlere Fläche, so erhalten wir die „Fläche der Packungsanteile“  $f = f(A, Z)$ . Diese Funktion, welche einen ausgeglätteten, gemittelten Charakter besitzt und nirgends starke Krümmungen aufweist, gestattet uns,

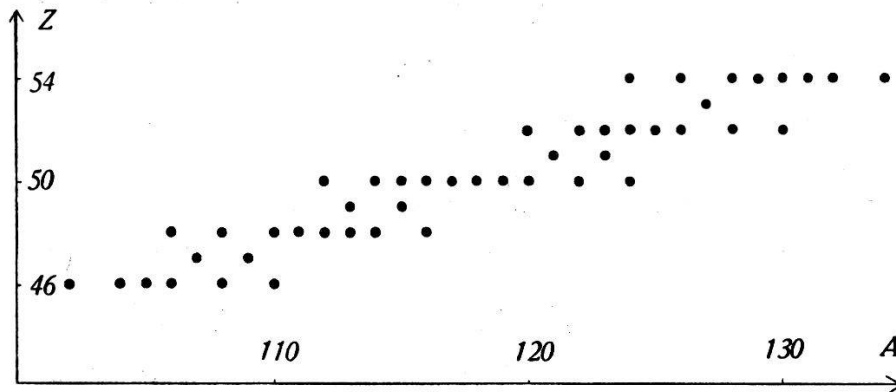


Fig. 6.

mit geringem Fehler die Differenz ( $f_{Z+1}^A - f_Z^A$ ) durch den Differentialquotienten ( $\partial f / \partial Z$ ) ersetzen zu können, wobei wir diesen an der Stelle ( $Z + \frac{1}{2}$ ) genommen denken. Infolgedessen lautet jetzt die Stabilitätsbedingung (9)

$$0 < A \frac{\partial f}{\partial Z} < q; \quad (10)$$

oder in Worten ausgedrückt: Zwei benachbarte Kerne  $K_Z^A$  und  $K_{Z+1}^A$  sind stabil, wenn die im Punkt  $\{A, Z + \frac{1}{2}\}$  gebildete Funktion  $A(\partial f / \partial Z)$  einen Wert zwischen 0 und  $q$  aufweist.

Um die Frage zu beantworten, wo im periodischen System in der Gegend der stabilen Kerne diese Bedingung erfüllt sei, besitzt man prinzipiell die Möglichkeit, die Grösse  $A(\partial f / \partial Z)$  zu berechnen und zu untersuchen, an welcher Stelle sie die obige Ungleichung erfüllt. Würden wir z. B. unseren Berechnungen das Tröpfchenmodell zugrunde legen, so hätten wir für die Energie eines Kernes den Ausdruck<sup>12)</sup>

$$E_Z^A = \left( -\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 \left( \frac{2Z - A}{A} \right)^2} \right) [(A - 1) - \gamma(A - 1)^{2/3}] \\ + \frac{3e^2}{r_0 A^{1/3}} \left( 1 - \delta \frac{2Z - A}{A} \right) \left[ \frac{Z^2}{5} - \left( \frac{Z}{2} \right)^{4/3} \right] \quad (11)$$



mit den Konstanten  $\alpha = 2,886$ ,  $\beta = 16,02$ ,  $\gamma = 0,733$ ,  $\delta = 1,499$ ,  $r_0 = 0,51$  anzuwenden. Um bei bekannter Kernenergie die Packungsanteile zu berechnen, könnte folgendermassen vorgegangen werden: In Gleichung (2) werden für die Masse von Neutron und Wasserstoffatom die Zahlwerte

$$m_N = 1,00893 \quad m_H = 1,00813$$

eingesetzt, sodass man die Form

$$E = m - 1,00893 \cdot N - 1,00813 \cdot Z = m - A - 0,00893 \cdot N - 0,00813 \cdot Z$$

erhält, welche sich durch die Beziehungen

$$m - A = A f, \quad N = A - Z$$

in

$$E = A \cdot f - 0,00893 A + 0,0008 Z$$

verwandelt. Führen wir noch die bis jetzt stets verwendete Einheit, d. i. 1/1000 der Atomgewichtseinheit ein, so ergibt sich schlussendlich die Gleichung

$$E = A \cdot f - 8,93 A + 0,8 Z, \quad (12)$$

wobei natürlich auch  $f$  in diesen neuen Einheiten ausgedrückt werden muss.

Wenn hier die mit Hilfe der Gleichung (11) berechnete Energie  $E$  eingesetzt wird\*), sind in der Gleichung (12) alle Grössen bekannt, sodass sich daraus  $f$  als Funktion der Atomzahlen  $A$  und der Kernladungszahlen  $Z$  ergibt. Da jedoch diese Methode nicht sehr zuverlässige Resultate verspricht, soll versucht werden, auf anderem Wege, nämlich unter Verwendung der empirischen Werte der Packungsanteile zu einer Aussage über die Stabilität der Isobaren zu gelangen.

Wir benützen den Umstand, dass die stabilen Kerne in der  $A - Z$ -Ebene innerhalb eines schwach gewundenen, schmalen Bandes liegen, dessen mittlerer Verlauf näherungsweise durch die Funktion

$$2 Z = A - A^{5/3}/(137 + A^{2/3}) \quad (13)$$

beschrieben wird. Die zu (13) gehörende Umkehrfunktion wollen wir, um sie von den Atomzahlen  $A$  zu unterscheiden, mit  $\bar{A} = \bar{A}(Z)$  und Punktpaare, die auf dieser Kurve liegen, mit  $A', Z'$  bezeichnen. Da wir nur nach der Existenz solcher benachbarter Iso-

\*) Gleichung (12) stellt die Energie des Kerns plus diejenige der Elektronenhülle dar; sie darf hier mit der durch das Tröpfchenmodell definierten Kernenergie identifiziert werden, weil die letztere nur eine beschränkte Genauigkeit aufweist.



baren fragen, welche im Gebiet der stabilen Kerne liegen, so brauchen wir unsere Überlegungen nur in unmittelbarer Umgebung von  $\bar{A}(Z)$  durchzuführen, wollen sie aber insofern noch ein wenig einschränken, als überhaupt nur für Punkte der Kurve  $\bar{A}(Z)$  die Frage untersucht werden soll, ob die Bedingung (10) erfüllt sei.

Wir setzen jetzt  $f = f(\bar{A}(Z), Z)$ , sodass diese Funktion den Verlauf von  $f$  längs der Kurve  $\bar{A}(Z)$  beschreibt, und bilden für irgendeinen Punkt dieser Kurve die Ableitung der Funktion  $\bar{A}(Z) \cdot f(\bar{A}(Z), Z)$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dZ} [\bar{A}(Z) \cdot f(\bar{A}(Z), Z)] &= f \frac{d\bar{A}(Z)}{dZ} \\ &\quad + \bar{A}(Z) \left\{ \frac{\partial f(\bar{A}(Z), Z)}{\partial \bar{A}} \cdot \frac{d\bar{A}(Z)}{dZ} + \frac{\partial f(\bar{A}(Z), Z)}{\partial Z} \right\} \\ &= \bar{A}(Z) \frac{\partial f(\bar{A}(Z), Z)}{\partial Z} + \frac{d\bar{A}(Z)}{dZ} \left\{ f(\bar{A}(Z)) + \bar{A}(Z) \cdot \frac{\partial f(\bar{A}(Z), Z)}{\partial \bar{A}} \right\}. \end{aligned}$$

Aus dieser Ableitung geht aber hervor, dass die in der Stabilitätsbedingung (10) vorkommende Grösse  $A(\partial f / \partial Z)$  durch den Ausdruck  $d/dZ[\bar{A}f] - d\bar{A}/dZ\{f + \bar{A}(\partial f / \partial \bar{A})\}$  ersetzt werden kann.

Diese mathematische Umformung dachten wir uns für einen einzelnen Punkt der durch (13) definierten Kurve gemacht. Es ist aber klar, dass sie für jeden Punkt dieser Kurve Gültigkeit besitzt. Deshalb lässt sich zusammenfassend sagen: Für die Existenz stabiler benachbarter Isobaren längs der Kurve  $\bar{A}(Z)$  muss die Bedingung

$$0 < \frac{d}{dZ} (\bar{A}f) - \frac{d\bar{A}}{dZ} \left\{ f + \bar{A} \frac{\partial f}{\partial \bar{A}} \right\} < q$$

oder

$$\frac{d\bar{A}}{dZ} \left\{ f + \bar{A} \frac{\partial f}{\partial \bar{A}} \right\} < \frac{d}{dZ} (\bar{A}f) < \frac{d\bar{A}}{dZ} \left\{ f + \bar{A} \frac{\partial f}{\partial \bar{A}} \right\} + q \quad (14)$$

erfüllt sein.

Wir wollen die verschiedenen hier vorkommenden Grössen nacheinander numerisch berechnen und beginnen zu diesem Zweck mit dem Ausdruck  $(f + \bar{A} \cdot \partial f / \partial \bar{A})$ . Dieser ergibt sich, indem wir Gleichung (12) nach  $(Af)$  auflösen und dann partiell nach  $A$  ableiten:

$$\frac{\partial}{\partial A} (Af) = f + A \frac{\partial f}{\partial A} = \frac{\partial E}{\partial A} + 8,93.$$

Diese Differentiation darf gemacht werden, wenn wir eine Energiefläche  $E = E(A, Z)$  definieren, welche analog der früher

eingeführten Fläche der Packungsanteile  $f = f(A, Z)$  einen gemittelten Verlauf der einzelnen diskreten Werte der Kernenergien darstellt. Nach obiger Gleichung ist damit der von uns gesuchte Ausdruck  $(f + \bar{A}(\partial f / \partial \bar{A}))$  bekannt, sobald wir die Grösse  $(\partial E / \partial A)$  kennen. Weil  $(f + \bar{A}(\partial f / \partial \bar{A}))$  ausschliesslich für Punkte der Kurve  $\bar{A}(Z)$  gesucht ist, so gilt das natürlich auch für die Funktion  $(\partial E / \partial A)$ .

Man ermittelt daher verschiedene, die Gleichung (12) erfüllende Wertepaare  $A', Z'$  und bildete jedesmal unter Benützung des Tröpfchenmodells, d. h. unter Benützung der Gleichung (11), in diesen Punkten den numerischen Wert der gesuchten Ableitung  $(\partial E / \partial \bar{A})$ . Dadurch ergab sich der Verlauf dieser Ableitung für die Punkte von  $\bar{A}(Z)$ . Er ist in Fig. 7 als Funktion von  $Z$  eingezeichnet. Diese Darstellung ist ohne weiteres möglich, weil  $(\partial E / \partial \bar{A})$  längs  $\bar{A}(Z)$  in der Form  $(\partial E / \partial \bar{A}) = F(\bar{A}(Z), Z)$  auftritt, und daher eine Funktion der einzigen Variablen  $Z$  ist. Der Kurvenverlauf

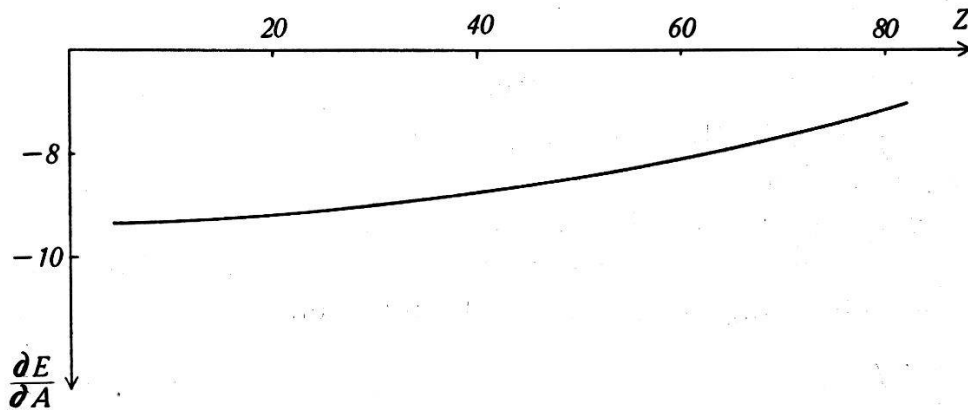


Fig. 7.

der Fig. 7 kann geometrisch als Projektion der längs  $\bar{A}(Z)$  vorhandenen Werte  $(\partial E / \partial \bar{A})$  auf eine senkrecht zur  $A$ -Achse stehende Ebene aufgefasst werden.

Die Ableitung  $(d\bar{A}/dZ)$  ermittelte man der Einfachheit halber auf graphischem Weg, indem der Verlauf von  $\bar{A}(Z)$  in einem  $A-Z$ -Diagramm aufgetragen und die Neigung der entstehenden Kurve durch Ausmessen bestimmt wurde. Damit ist jetzt die Funktion  $d\bar{A}/dZ \cdot \{f + \bar{A} \partial f / \partial \bar{A}\}$  längs der ganzen Kurve  $\bar{A}(Z)$  bestimmt.

Zur vollständigen Kenntnis der Grenzen der Bedingung (14) muss noch  $q$ , das ist die Energie des bei der Einfangung emittierten Röntgenquants, bekannt sein. Nach Tabellen<sup>13)</sup> beträgt beispielsweise  $q_{50} = 0,03$ ,  $q_{75} = 0,07$  gemessen in Atomgew.-Einh.  $\times 10^{-3}$ . Wir kennen somit die Grenzen von (13) vollständig; sie werden in Fig. 10 durch die eng benachbarten, gestrichelten Linien darge-

stellt. Auch hier wurde wie in Fig. 7 als Abszisse wiederum die Kernladungszahl  $Z$  gewählt.

Um die jetzt noch benötigte Ableitung  $d/dZ(\bar{A}f)$  als Funktion von  $Z$  zu erhalten, gehen wir von der von DEMPSTER<sup>14)</sup> und

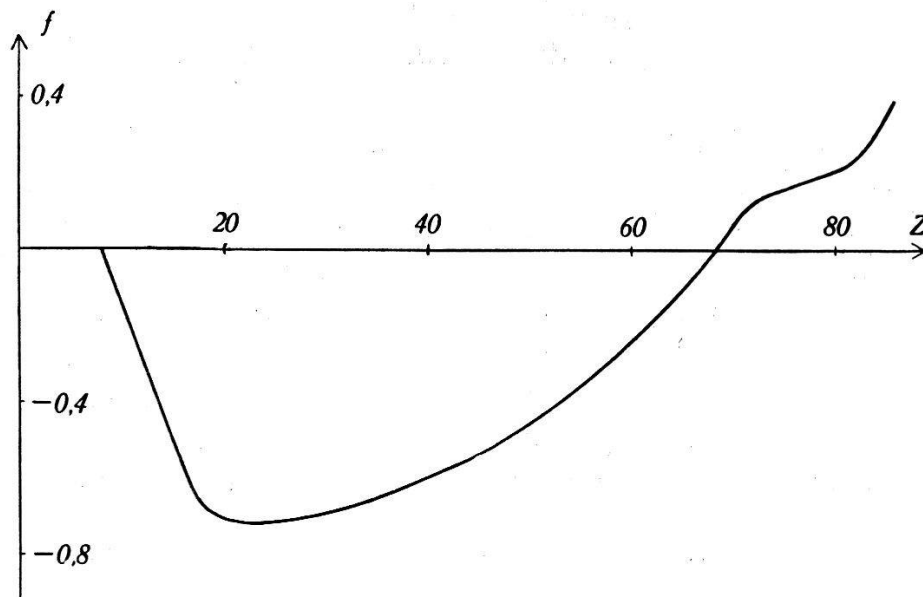


Fig. 8.

GRAVES<sup>15)</sup> veröffentlichten Kurve der Packungsanteile aus, wobei die  $f$ -Werte aber nicht wie dort als Funktion von  $A$ , sondern, wie Fig. 8 das zeigt, als Funktion von  $Z$  aufgetragen werden. Von diesen beiden Darstellungsarten kann die erstere als Projektion der sich senkrecht über  $\bar{A}(Z)$  hinziehenden  $f$ -Kurve auf die

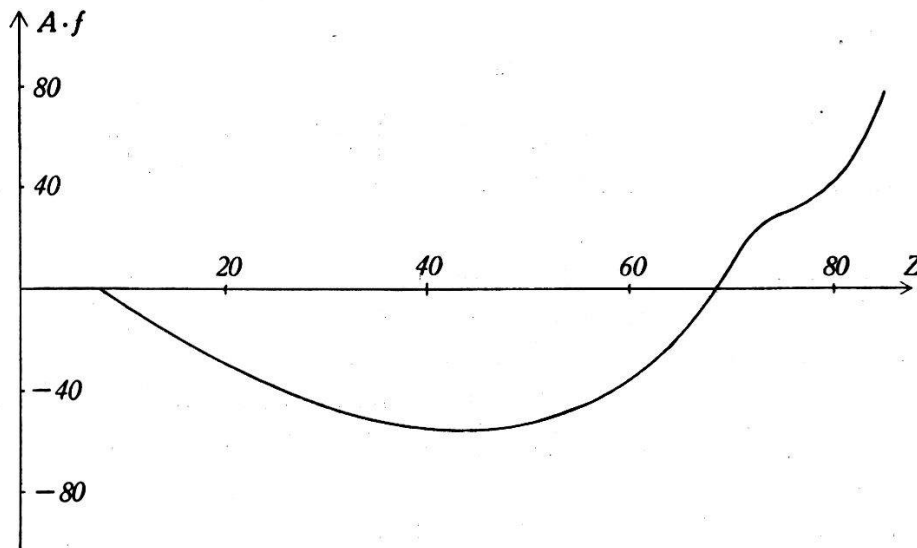


Fig. 9.

$f$ - $A$ -Ebene, die letztere als Projektion auf die  $f$ - $Z$ -Ebene aufgefasst werden. Da man aus der Dempster'schen Kurve zu jedem  $f$ -Wert die zugehörige Atomzahl kennt, ergeben sich automatisch die Größen  $(\bar{A}f)$  als Funktion von  $Z$  (Fig. 9). Die von Dempster

angegebenen Packungsteile wurden selbstverständlich an stabilen Kernen, d. h. längs  $\bar{A}(Z)$  gemessen, und darum lautet unsere eben gebildete Funktion der Fig. 9 ausführlich hingeschrieben

$$\bar{A} \cdot f = \bar{A}(Z) \cdot f(\bar{A}(Z), Z).$$

Infolgedessen ist ihre totale Ableitung nach  $Z$  mit der von uns gesuchten in der Ungleichung (14) vorkommenden Grösse  $d/dZ(\bar{A}f)$  identisch. Die aus dem Kurvenverlauf der Fig. 9 ermittelte Ableitung  $d/dZ(\bar{A}f)$  zeigt Fig. 10, wo sie, um mit  $d\bar{A}/dZ \{f + \bar{A} \cdot \partial f / \partial \bar{A}\}$  vergleichbar zu sein, ebenfalls als Funktion von  $Z$  eingetragen

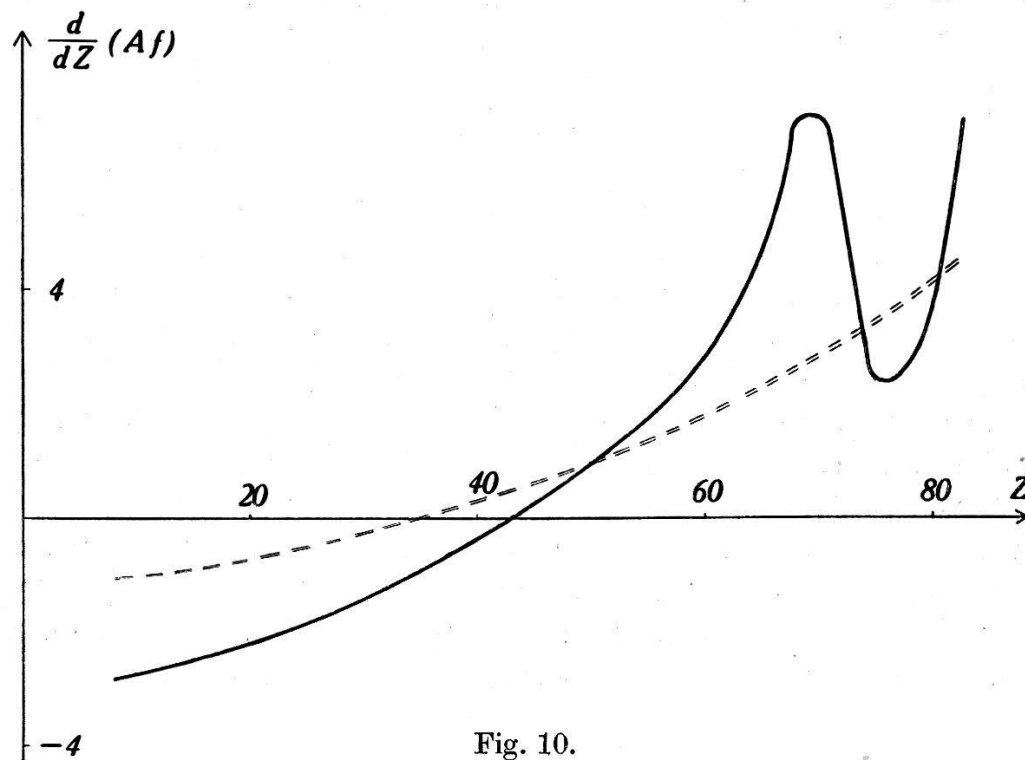


Fig. 10.

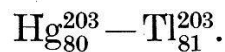
ist. An den Schnittpunkten von  $d/dZ(\bar{A}f)$  mit den gestrichelten Kurven, das ist bei

$$Z = 50, 74, 80$$

ist unsere Bedingung (14) erfüllt; dort ist also das Vorhandensein von stabilen benachbarten Isobarenpaaren zu erwarten. Betrachten wir zum Vergleich die  $Z$ -Werte der von Bainbridge und Nier massenspektrographisch gefundenen Isobaren, welche, wie wir wissen, bei  $Z = 48-49$ ,  $49-50$ ,  $51-52$  und  $75-76$ , also im Mittel bei  $Z = 50$  und  $Z = 75$  liegen, so sehen wir, dass die durch unsere Überlegung erhaltenen Werte mit Ausnahme desjenigen bei  $Z = 80$  sehr schön mit den massenspektrographisch ermittelten übereinstimmen.

Aber auch die bei  $Z = 80$  erfüllte Stabilitätsbedingung kann mit grosser Wahrscheinlichkeit als empirisch bestätigt angesehen

werden; denn es existiert nach ASTON<sup>16)</sup> als weiteres Isobarenpaar noch



BAINBRIDGE<sup>2)</sup> hat bezüglich  $\text{Hg}_{80}^{203}$  ebenfalls Messungen angestellt. Aber er kann auf Grund seiner Untersuchungen über das Vorhandensein dieses Isotops weder eine bejahende noch eine verneinende Entscheidung fällen.

Es sei hier noch eine kurze Bemerkung über die Packungsanteile hinzugefügt. Diese Grössen werden sicherlich nicht eine glatte Funktion bilden wie wir das beim Einführen der Fläche der Packungsanteile voraussetzten. Daher werden wir auch die Dempster'sche Kurve nur als mittleren Wert, als den wahrscheinlichsten Wert der längs  $\bar{A}(Z)$  vorhandenen Packungsanteile aufzufassen haben, um den herum die tatsächlichen  $f$ -Werte beliebig verteilt sind. Dies ist dann natürlich auch für die Grösse  $d/dZ(\bar{A}f)$  der Fall, so dass wir nicht mit Bestimmtheit sagen können, dass bei  $Z = 50, 74$  und  $80$  stabile Isobaren auftreten müssen; dagegen formulieren wir das erhaltene Resultat am besten auf folgende Art: Die massenspektrographisch gefundenen Isobarenpaare treten gerade dort auf, wo die Wahrscheinlichkeit für die Stabilität von solchen am grössten ist.

Zum Schlusse wollen wir uns auch hier wiederum erinnern, dass von einer absoluten Stabilität nicht gesprochen werden kann, wenn man sich nicht auf die Einfangnung von Elektronen der  $K$ -Schale beschränken will. Weil aber wegen der am Anfang dieses Paragraphen erwähnten Formel von Bethe und Bacher

$$T = (1/T_v)^{2 \cdot A_i}$$

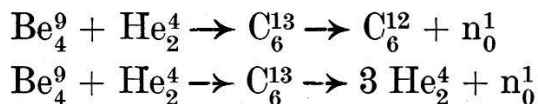
die Halbwertszeit um so grösser wird, je kleiner  $T_v$  ist, so erkennt man, dass die Halbwertszeit  $T$  dort am grössten wird, wo die Kurve  $d/dZ(\bar{A}f)$  die strickpunktartigen Kurven schneidet; denn dort wird, wie man sich an Hand der Ungleichung (8) ohne weiteres überzeugt, der Wert von  $T_v$  am kleinsten. Wir dürfen daher streng genommen an den Stellen  $Z = 50, 74$  und  $80$  nicht absolut stabile Isobare erwarten. Es ist jedoch gerade dort mit ausserordentlich grossen Halbwertszeiten zu rechnen.

## § 6. Weitere Messungen.

Nach Beendigung der in § 3 beschriebenen Messungen untersuchte man im Anschluss daran mit einem Zählrohr die künstlich radioaktiven Stoffe, welche durch Einwirkung von langsamen Neutronen auf Indium, Zinn, Tellur und Osmium entstehen. Die

dabei erhaltenen Messergebnisse sollen in diesem letzten Paragraphen ebenfalls erwähnt werden.

Die zur Erzeugung der künstlich radioaktiven Stoffe benötigten Neutronen stellte man mit einem Ra-Be-Präparat von 55,7 mg Radium her\*), in welchem sie bekanntlich durch die Reaktionen



frei werden. Um sie zu verlangsamen, umgab man die Neutronenquelle nach allen Seiten hin mit Wasser. Für die Aktivierung konnten die in Pulverform vorhandenen Elemente, welche sich in den früher (Seite 227) beschriebenen Aluminiumformen befanden, nicht einfach um die Quelle angebracht werden, weil sonst gleichzeitig auch die Aluminiumzylinder radioaktiv geworden wären und damit eine Fälschung der Messung bewirkt hätten. Es war daher einfacher, die Metallpulver in einem zweiten Gefäß zu aktivieren und sie nachher möglichst rasch in die alte Form zurückzuschütten. Die hierfür benötigte Zeit überschritt nie fünf Minuten.

Bei einem radioaktiven Zerfall nimmt die Zahl der in der Zeiteinheit emittierten Partikel bekanntlich nach dem Exponentialgesetz

$$n = n_0 e^{-\lambda t}$$

ab, und die Geschwindigkeit der Abnahme kann mit Hilfe der Zerfallskonstanten  $\lambda$  charakterisiert werden. Meistens benützt man aber den mit dieser durch die Gleichung

$$T = \ln 2/\lambda$$

verknüpften, anschaulicheren Begriff der *Halbwertszeit*  $T$ , welcher die Zeit angibt, in der die Hälfte der anfänglich vorhandenen labilen Kerne zerfallen ist. Durch Logarithmieren des Exponentialgesetzes ergibt sich die lineare Beziehung

$$\ln n + \lambda t - \ln n_0 = 0,$$

welche, wenn man sich  $t$  als Abszisse und  $\ln n$  als Ordinate graphisch aufgetragen denkt, eine Gerade darstellt, deren Neigungswinkel  $\alpha$  mit der Abszissenachse durch

$$\text{tg } \alpha = -\lambda \quad (15)$$

gegeben ist. Zur Bestimmung der Halbwertszeit misst man daher zu verschiedenen Zeiten  $t_1, t_2, \dots$  die dazu gehörigen Werte

---

\*) Der Zürcher Radiumstiftung sei an dieser Stelle für die überlassene Neutronenquelle bestens gedankt.



$N_1, N_2, \dots$  der pro Zeiteinheit vom Zählrohr registrierten Teilchen, welche proportional sind zur Zahl der emittierten Partikel, trägt als Abszisse  $t$  und als Ordinate  $\ln N$  auf und ermittelt aus dem Neigungswinkel der dadurch entstandenen Geraden nach (15) die Zerfallskonstante  $\lambda$  und daraus die Halbwertszeit  $T$ .

Bei den auf diese Art entstandenen Figuren, welche die Abklingung der Strahlungsintensität als Funktion der Zeit zeigen, wurde die Zahl der pro Zeiteinheit gezählten Partikel  $N$  in beliebigem Maßstab aufgetragen; dies geschah deshalb, weil diese Zahl von der Zeitdauer, während der man den Stoff aktivierte, von der Stärke der Neutronenquelle und von deren Umgebung abhängig ist, und somit keine charakteristische Grösse des radioaktiven Präparates darstellt.

Nachdem bei den vier Elementen die Halbwertszeiten bekannt waren, ermittelte man bei ihnen den *Intensitätsverlauf* der Strahlung als Funktion der Dicke der zwischen Zählrohr und radioaktivem Präparat eingeschobenen Absorptionsfolien. Um die den verschiedenen Foliendicken entsprechenden Intensitäten (Zahl der pro Zeiteinheit vom Zählrohr registrierten Stösse), welche natürlich zu verschiedenen Zeiten gemessen werden mussten, miteinander vergleichen zu können, was ihre exponentiell mit der Zeit erfolgende Abklingung in Rechnung zu setzen. Dies geschah dadurch, dass unter Benützung der von vorher bekannten Halbwertszeit alle zu den einzelnen Absorptionsschichten gehörenden Intensitäten auf denselben Zeitmoment  $t_0$  umgerechnet wurden. Dadurch ergab sich der Verlauf der Intensität der radioaktiven Strahlung als Funktion der durchsetzten Schichtdicke, für dessen graphische Darstellung man als Abszisse die Foliendicke in mm oder in  $\text{g/cm}^2$  und als Ordinate den Logarithmus der Intensität auftrug (wie dies beispielsweise in Fig. 12 der Fall ist). Auch bei diesen Figuren ist der absolute Betrag der Intensität willkürlich gewählt.

Aus diesen Intensitätsmessungen schloss man auf die Art der emittierten Teilchen, d. h., man versuchte zwischen Elektronen,  $\gamma$ -Strahlen und Röntgenstrahlen zu unterscheiden, und gleichzeitig ergab sich daraus eine Abschätzung der Energie der ausgesandten Partikel.

Röntgenstrahlen können aus zwei Gründen entstehen:

1. Wegen des bereits erwähnten inversen  $\beta$ -Prozesses, der allerdings beim Aktivieren mit langsamen Neutronen nicht sehr wahrscheinlich ist.

2. Wegen „internal conversion“. Damit bezeichnet man folgende Erscheinung: Wenn ein Kern unter Aussendung eines

$\gamma$ -Quants von einem Energiezustand in einen anderen übergeht, so kann dieser Übergang unter Mitwirkung eines Hüllenelektrons, und zwar meistens eines  $K$ -Elektrons, geschehen (und ist in manchen Fällen überhaupt nur auf diese Art möglich). Dieses übernimmt dann die Energie des  $\gamma$ -Quants in Form von kinetischer Energie, wodurch es aus dem Atomverband herausgeworfen wird. Beim Wiederausfüllen des auf diese Weise freigewordenen Platzes entsteht natürlich ein Röntgenstrahl. Im Gegensatz zur Einfangung, wo die Röntgenstrahlung desjenigen Elementes auftritt, welches dem untersuchten im periodischen System unmittelbar vorangeht, tritt hier die Röntgenstrahlung des betrachteten Stoffes selbst auf.

Röntgenstrahlen lassen sich von den beiden anderen Strahlungsarten leicht unterscheiden; denn ihr Massenabsorptionskoeffizient  $\mu/\rho$  ist eine sehr charakteristische Funktion der Ordnungszahl  $Z$  des Absorptionsmaterials. Bedeutet  $\rho$  noch dessen Dichte, so ergibt sich bei einer festen Wellenlänge der Röntgenstrahlen

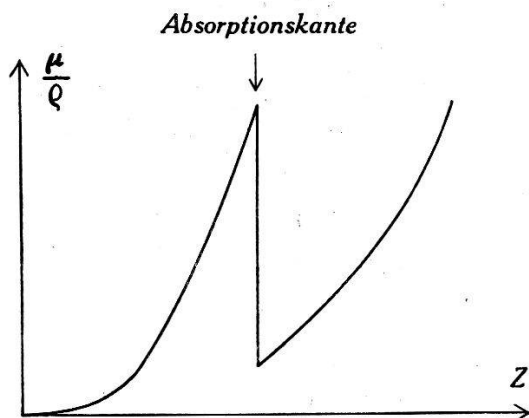


Fig. 11.

für  $\mu/\rho$  als Funktion von  $Z$  der in Fig. 11 eingezeichnete Verlauf. Das Typische daran ist der plötzliche Sprung an der Absorptionskante. Wenn daher eine Strahlung zwei Folien durchdringt, welche aus Stoffen bestehen, die sich in bezug auf  $Z$  unmittelbar auf beiden Seiten der Absorptionskante befinden, so absorbiert die eine Folie die Strahlung sehr viel stärker als die andere. Diese typische Eigenschaft, in Verbindung mit der Tatsache, dass durch das Aktivieren eines Elementes nur die X-Strahlung dieses oder eines diesem im periodischen System benachbarten Stoffes auftreten kann, wodurch man bei der Identifizierung einer Strahlung schon zum voraus weiss, in welchem Bereich man nach der Absorptionskante suchen muss, hat zur Folge, dass das Vorhandensein einer Röntgenstrahlung relativ leicht nachgewiesen werden kann.

Die  $\gamma$ -Strahlen unterscheidet man wegen ihrer starken Durchdringungsfähigkeit von den *Elektronen*. Beispielsweise sind Elektronen von 3 MeV durch eine Schichtdicke von 0,14 g/cm<sup>2</sup> auf die Hälfte ihrer ursprünglichen Intensität abgesunken, während beim Durchlaufen derselben Schichtdicke  $\gamma$ -Strahlen gleicher Energie praktisch überhaupt nicht, und solche von 0,1 MeV erst durch 0,9 g/cm<sup>2</sup> Kupfer auf die Hälfte ihres anfänglichen Wertes abnehmen. Man sieht, dass die viel energieärmere  $\gamma$ -Strahlung immer noch bedeutend durchdringender ist als die Elektronen von 3 MeV. Dabei bilden diese Intensitäten schon ziemlich extreme Fälle, bezogen auf die bei künstlich radioaktiven Substanzen im allgemeinen auftretenden Werte.

Einen weiteren Unterschied zeigen die beiden Strahlungen bei Absorptionsmessungen oftmals noch dadurch, dass sich bei einer  $\gamma$ -Strahlung im Gebiet dünner Schichten des Absorptionsmaterials mit einer Zunahme der Foliendicke auch eine Zunahme der Strahlungsintensität zeigt. Bei Elektronen ist diese Erscheinung nicht vorhanden. Es soll im Unterabschnitt des Indiums noch näher darauf eingegangen werden.

Für die Bestimmung des *Energiemaximums* der Elektronen besitzt man verschiedene Methoden. Die zuverlässigste bildet die Benützung der Wilson'schen Nebelkammer, bei welcher man das Spektrum der  $\beta$ -Strahlen erhält. Da jedoch nicht beabsichtigt war, möglichst genaue Messungen zu erhalten, sondern mehr einen Überblick über die auftretenden Strahlen zu gewinnen, wählte man nicht eine Nebelkammer, sondern verwendete zur Bestimmung des Energiemaximums die bereits beschriebenen Absorptionskurven, bei denen der Logarithmus der Intensität als Funktion der durchsetzten Foliendicke aufgetragen ist. Dieses Verfahren ergibt im allgemeinen nicht sehr genaue Resultate und man beschränkte sich deshalb zum voraus auf die Angabe approximativer Werte.

Bei bekannter Reichweite  $R$  bekommt man das Energiemaximum  $E_{\max}$  der Elektronen durch die von FEATHER<sup>17)</sup> aufgestellte empirische Beziehung

$$R = 0,511 E_{\max} - 0,091 \quad (16)$$

aus welcher die Grösse  $E_{\max}$  in MeV erhalten wird.

Die Bestimmung der Reichweite aus den Absorptionskurven geschah unter Benützung einer von CHALMERS<sup>18)</sup> hergeleiteten Formel

$$R = 7,5/\mu_e \quad (17)$$

in der  $\mu_e$  der Absorptionskoeffizient ist, welcher im Absorptionsgesetz für Elektronen

$$N = N_0 e^{-\mu_e x} \quad (18)$$

auftritt. Dieses Gesetz beschreibt die Abnahme der Zahl  $N$  der Elektronen als Funktion der von diesen durchsetzten Schichtdicke  $x$ .

Die physikalische Bedeutung von Formel (17) kann durch folgende Umformung veranschaulicht werden. Man logarithmiert Gleichung (18) und setzt darin für  $x$  die Reichweite  $R$  und für die Zahl der bei dieser Schichtdicke vorhandenen Elektronen die Grösse  $N_R$  ein. Dadurch erhält man sofort die Beziehung

$$R = \frac{\ln (N_0/N_R)}{\mu_e} = \frac{7,5}{\mu_e}$$

und aus dieser wiederum das Verhältnis

$$N_0/N_R \cong 1800.$$

Die Reichweite wird daher durch diejenige Schichtdicke dargestellt, welche die Zahl der Elektronen auf den 1800sten Teil reduziert.

Unter Benützung der bis hierher beschriebenen Methoden ergaben sich die folgenden Resultate:

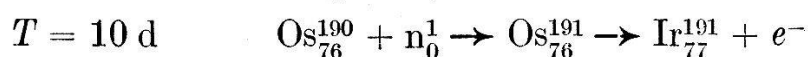
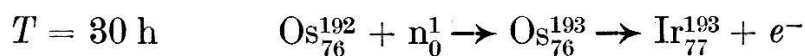
### *Osmium.*

Bei Osmium zeigten sich mit den im Folgenden ausschliesslich verwendeten langsamen Neutronen die Halbwertszeiten

$$T = 29,8 \pm 1 \text{ h}$$

$$T \cong 10 \text{ d.}$$

In nicht sehr guter Übereinstimmung damit steht eine Messung von KURTSCHATOW u. a.<sup>19)</sup>, bei welcher sich eine einzige Periode von ungefähr 40 h zeigte. Diese ist wahrscheinlich mit der hier gemessenen Halbwertszeit von 30 h identisch. Die Beantwortung der Frage, zu welchen Isotopen die zwei Aktivitäten gehören, ist einfach: Weil beim Osmium die Isotopen der Massenzahlen  $A = 186, 187, 188, 189, 190$  und  $192$  existieren, können durch langsame Neutronen nur die instabilen Kerne  $\text{Os}_{76}^{191}$  und  $\text{Os}_{76}^{193}$  entstehen, und weil  $\text{Os}_{76}^{192}$  das häufigste Isotop ist, wird man folgende Zuordnung treffen:



Die Absorptionsmessungen wurden mit Kupferfolien ausgeführt, ihr Verlauf in Fig. 12 graphisch dargestellt. Zum Vergleich sind die theoretischen Absorptionskurven der Osmium *K*- und

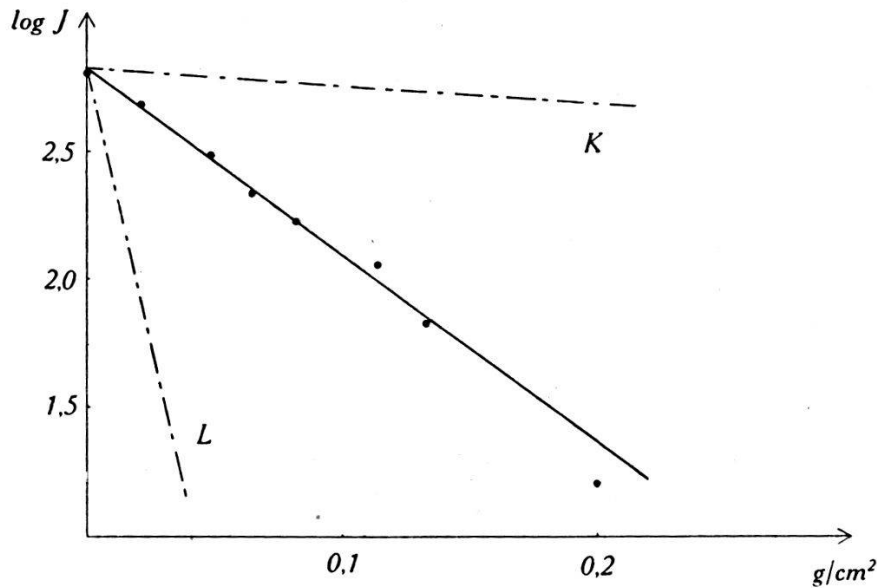


Fig. 12.

*L*-Strahlung eingezeichnet. Da die gemessene Kurve sich mit den theoretischen in keiner Weise deckt, kann keine Röntgenstrahlung vorliegen, und weil andernteils eine  $\gamma$ -Strahlung viel durchdringender wäre, so muss es sich bei der hier vorliegenden Strahlung um Elektronen handeln. Man erhält für diese als Energiemaximum

$$E_{\max} \cong 1,0 \text{ MeV.}$$

#### *Tellur.*

Tellur wies eine einzige Halbwertszeit  $T = 43,7 \pm 0,9 \text{ m}$  auf. Den Verlauf der Abklingung zeigt Fig. 13, in welcher als Abszisse die Zeit und als Ordinate der Logarithmus der Intensität aufge-

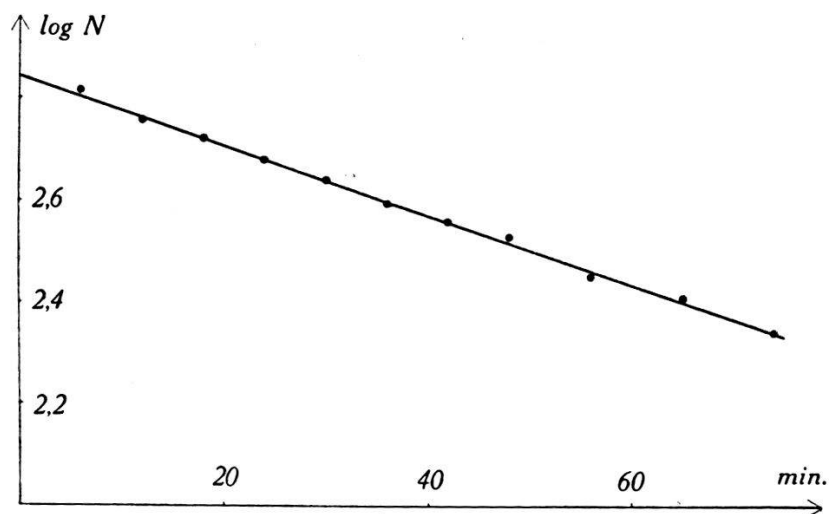
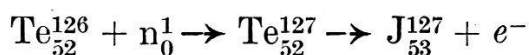


Fig. 13.



tragen ist. Bereits veröffentlicht ist der Wert  $T = 45 \text{ m}^{20}$ ). Die Periode gehört vielleicht zu  $\text{Te}_{52}^{127}$ , sodass sich der Kernprozess



abspielen würde.

Fig. 14 enthält neben der experimentell bestimmten Absorptionskurve zum Vergleich wiederum den theoretischen Abfall der Tellur-K-Strahlung (strichpunktiert gezeichnet). Da der bei  $0,1 \text{ g/cm}^2$  Schichtdicke gemessene Punkt nahezu auf der theoretischen Geraden liegt, wurde eine Messung mit dünnem Silber- ( $Z = 47$ ) und Zinn- ( $Z = 50$ ) Folien gemacht; denn für die K-Strahlung von  $\text{Te}_{52}$  liegt die Absorptionskante, das ist der Sprung des Absorptionskoeffizienten im  $(\mu/\rho) - Z$ -Diagramm, zwischen diesen

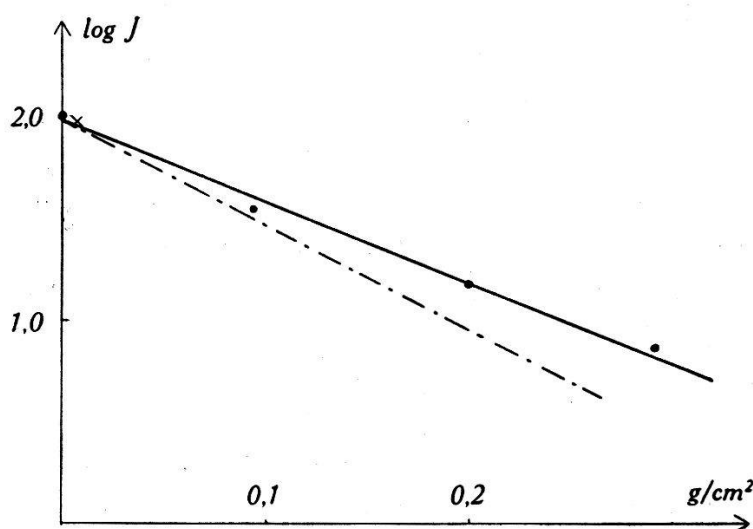


Fig. 14.

Elementen drin. Die mit diesen zwei Metallen erhaltenen Messpunkte sind in Fig. 16 mit  $\times$  bezeichnet. Sie fallen zusammen, was die Anwesenheit von X-Strahlen ausschliesst. Da eine  $\gamma$ -Strahlung, deren Energie ungefähr gleich derjenigen der Röntgenstrahlen ( $\cong 0,03 \text{ MeV}$ ) ist, sehr unwahrscheinlich erscheint, ist anzunehmen, dass eine Aktivität aus Elektronen mit einem

$$E_{\text{max}} \cong 1,8 \text{ MeV}$$

vorliegt.

### Zinn.

Bei Zinn konnte die Halbwertszeit  $T = 11,8 \pm 0,5 \text{ m}$  gemessen werden. Die bis jetzt bekannten Messungen sind ziemlich widersprechend. Sie ergaben nach NAIDU<sup>21)</sup>  $T = 8 \text{ m}$  und  $18 \text{ m}$ , NAHMIA und WALEN<sup>22)</sup>  $T = 6 \text{ m}$ , LIVINGOOD und SEABORG<sup>23)</sup>  $T = 9 \text{ m}$ . Fig. 15 zeigt den Verlauf der Abklingung. Man bemerkt nichts

von den verschiedenen Halbwertszeiten. Die Aktivität ist wahrscheinlich mit der von Livingood und Seaborg gefundenen identisch. Weil das prozentual am häufigsten vorkommende Zinnisotop  $\text{Sn}_{50}^{120}$  ist, so wird diese 12 m-Periode vielleicht aus  $\text{Sn}_{50}^{121}$  herrühren. Zur Aktivierung erwies sich die Verwendung der

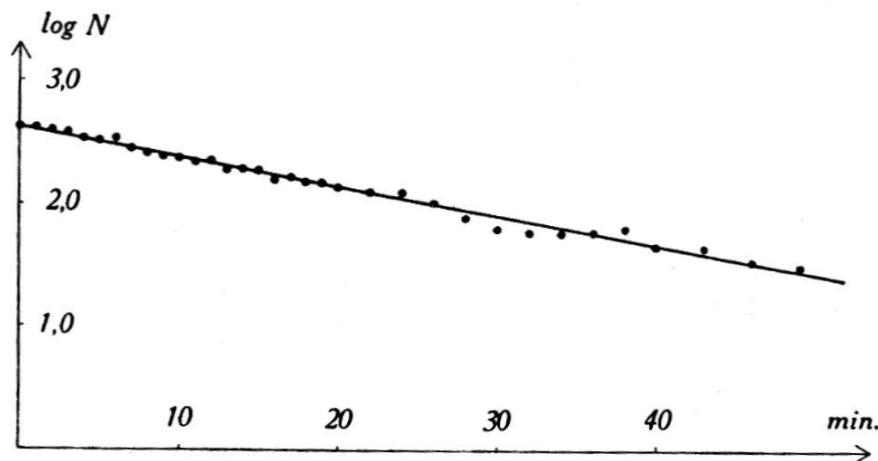


Fig. 15.

Ra-Be-Quelle als ungeeignet, da sie nur eine sehr schwache Radioaktivität hervorbrachte. Deshalb geschah die Erzeugung der langsamen Neutronen mit Hilfe der Hochspannungsanlage von HUBER<sup>24)</sup>, in welcher sie durch die Reaktion



entstehen.

In Fig. 16 ist wieder die Absorptionskurve und zum Vergleich die Sn-K-Strahlung eingezeichnet. Man muss daraus auf Grund

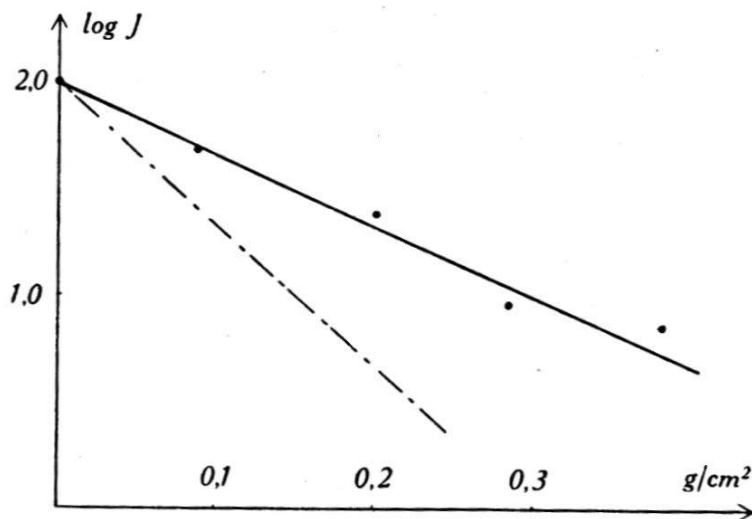


Fig. 16.

der im Vorhergehenden dargelegten Gründe schliessen, dass Elektronen emittiert werden, für welche gilt

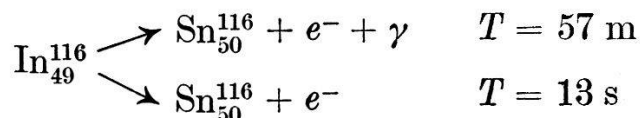
$$E_{\text{max}} \cong 2,1 \text{ MeV.}$$

*Indium.*

Langsame Neutronen brachten die Halbwertszeit

$$T = 56,8 \pm 0,9 \text{ m}$$

hervor. Die logarithmische Darstellung des Intensitätsverlaufs als Funktion der Zeit zeigt Fig. 17. Die bisher veröffentlichten Werte der Halbwertszeit  $T$  betragen nach AMALDI u. a.<sup>20)</sup>: 54 m, LAWSON und CORK<sup>25)</sup>: 54 m, MITCHELL und LANGER<sup>26)</sup>:  $55 \pm 5$  m. Die Halbwertszeit wird dem isomeren Kern  $\text{In}_{49}^{116}$  zugeschrieben. Dieser geht durch die beiden Übergänge



in einen stabilen Zustand über.

Die 13 s-Periode wurde nicht betrachtet, weil die Apparatur ungeeignet war, bei so kurzen Halbwertszeiten Messungen durch-

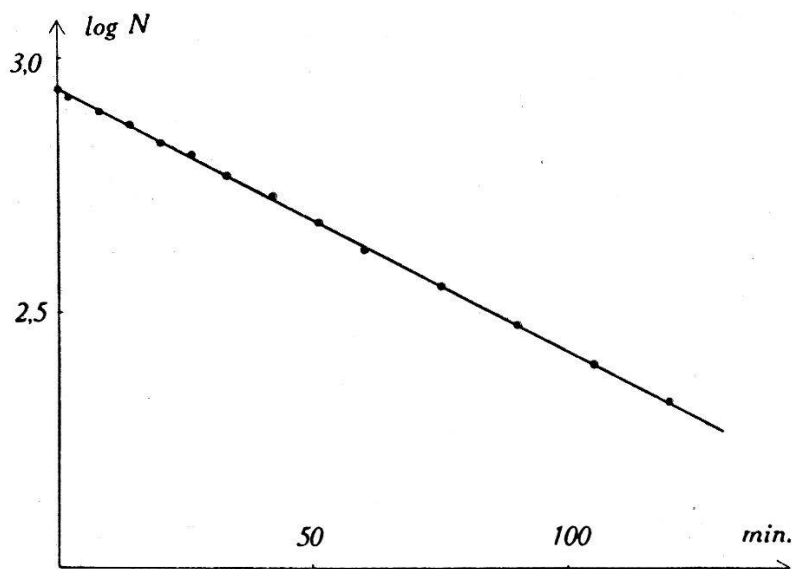


Fig. 17.

zuführen. Man liess deshalb vom Ende des Aktivierens bis zum Beginn einer Messung stets ca. 5 m verstreichen; in dieser Zeit ist die Intensität dieser kurzen Periode auf ungefähr den 10<sup>7</sup>ten Teil abgefallen, d. h., sie ist praktisch Null.

Eine Absorptionsmessung mit Kupferfolien ergab Fig. 18. Man sieht sofort, dass zwei verschiedene Arten von Strahlen vorhanden sind. Die harte Komponente ist eine  $\gamma$ -Strahlung. Dies folgt erstens aus ihrer starken Durchdringungsfähigkeit und zweitens aus dem Kurvenverlauf bei den am meisten rechts liegenden Punkten; denn dort zeigt sich eine noch ausserhalb der Mess-

fehler liegende Intensitätszunahme. Diese für  $\gamma$ -Strahlen charakteristische Zunahme muss folgendermassen gedeutet werden:

Das Füllgas des Zählrohrs besitzt eine sehr kleine Dichte und eine niedrige Ordnungszahl verglichen mit den entsprechenden Grössen des Zählrohrmantels. Daher werden die von den  $\gamma$ -Strahlen ausgelösten Elektronen fast ausschliesslich aus dem letzteren herühren. Das Dazwischenschalten der Kupferabsorptionsfolien wirkt nun wie eine Vergrösserung der Dicke der Zählrohrwand, wodurch immer mehr  $\gamma$ -Strahlen absorbiert und damit auch immer mehr Elektronen ausgelöst werden. Da stets ein Teil der ausge-

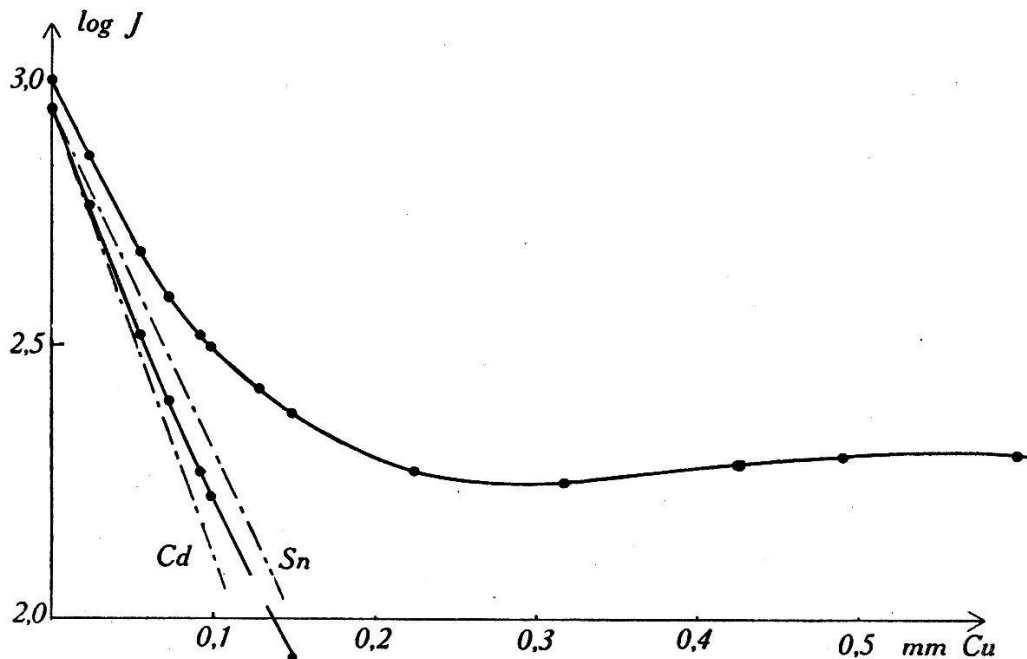


Fig. 18.

lösten Elektronen in den Gasraum des Zählrohrs gelangt und dort registriert wird, erhält man durch diesen Vorgang eine Intensitätszunahme. Die Zunahme strebt gegen einen Sättigungswert, dessen Entstehung auf folgende Weise zu deuten ist: Denken wir uns successive immer mehr Absorptionsfolien um das Zählrohr angebracht, so ist klar, dass von den dem Zählrohr unmittelbar benachbarten Folien mehr Photoelektronen in den Gasraum des Zählrohrs gelangen können, als von den weiter wegliegenden. Wenn schliesslich die gesamte Dicke der Folien die Reichweite  $R$  der Photoelektronen überschreitet, so leisten diejenigen Elektronen überhaupt keinen Beitrag mehr zur Zahl der gezählten Impulse, welche aus demjenigen Gebiet stammen, dessen Entfernung vom Inneren des Zählrohrs die Strecke  $R$  überschreitet; denn Elektronen vermögen eine Schichtdicke, welche grösser als ihre Reichweite ist, ja nicht mehr zu durchdringen. Sobald daher die Foliendicke

gleich der Reichweite der Elektronen wird, ist keine Intensitätszunahme mehr zu erwarten. Deshalb können wir nun aber durch Umkehrung dieser Betrachtung schliessen, dass die Reichweite der Photoelektronen identisch ist mit derjenigen Schichtdicke, bei welcher der Intensitätsverlauf seinen maximalen Wert erreicht. Es ist noch beizufügen, dass für die hier durchgeführte Überlegung die Bedingung erfüllt sein muss, dass die Abnahme der  $\gamma$ -Strahlen in dem hier betrachteten Bereich relativ zu ihrer Gesamtzahl vernachlässigbar klein sei.

Aus der auf diese Art ermittelten Reichweite der Elektronen kann mit Hilfe der Feather'schen Beziehung (16) die maximale Energie derselben, welche ihrerseits wieder identisch ist mit der Energie der  $\gamma$ -Strahlen  $E_\gamma$ , berechnet werden. Es ergibt sich

$$E_\gamma \cong 1,3 \text{ MeV.}$$

Dieser Wert ist nur eine grobe Abschätzung und steht daher in

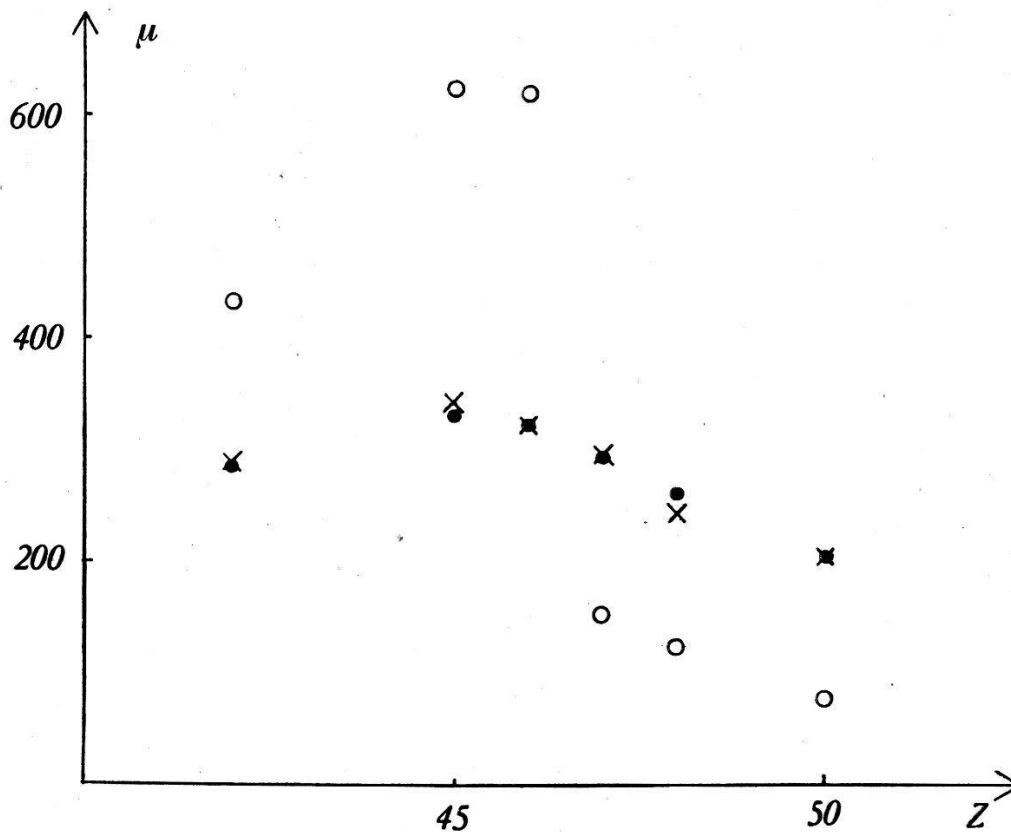


Fig. 19.

guter Übereinstimmung mit dem von MITCHELL und LANGER<sup>27)</sup> gefundenen, der  $1,39 \pm 0,1 \text{ MeV}$  beträgt.

Wir kommen zur Identifizierung der *weichen Komponente* der Strahlung. Wird der Verlauf der  $\gamma$ -Strahlung gegen kleine Schichtdicken des Absorptionsmaterials extrapoliert und von der



gesamten Strahlung abgezogen, so verläuft die bleibende weiche Komponente zwischen den theoretischen Absorptionskurven der Cd- und Sn-K-Strahlung, wie das in Fig. 18 zu sehen ist (die berechneten Kurven sind wiederum strichpunktiert eingezeichnet und mit Cd resp. Sn angeschrieben). Wegen dieser Übereinstimmung wurde vermutet, dass hier eine Röntgenstrahlung vorliege, und deshalb suchte man mit verschiedenen Materialien, nämlich mit Folien aus Mo<sub>42</sub>, Rh<sub>45</sub>, Pd<sub>46</sub>, Ag<sub>47</sub>, Cd<sub>48</sub> und Sn<sub>50</sub>, deren Dicken sich zwischen 0,02 und 0,04 mm bewegten, durch Absorptionsmessungen nach der Absorptionskante. Durch das Dazwischenschalten dieser Folien ergab sich eine Abnahme der Intensität, und unter der Voraussetzung, dass diese Abnahme das Gesetz  $J = J_0 e^{-\mu x}$  befolgt, ermittelte man für jedes Metall den Absorptionskoeffizienten  $\mu$  nach der Formel

$$\mu = \ln (J_0/J)/x; \quad (19)$$

denn alle auf der rechten Seite von (19) vorkommenden Grössen sind aus den Messungen bekannt. Die so erhaltenen  $\mu$ -Werte sind in Fig. 19 als schwarze Punkte • aufgetragen. Die Kreisechen ○ sind die theoretischen Werte, die sich unter der Annahme, dass eine Sn-K-Strahlung vorhanden sei, aus den Tabellen ergeben\*)<sup>28)</sup>.

Da von einer Übereinstimmung der berechneten und der gemessenen Absorptionskoeffizienten nicht die Rede sein kann, bleibt nur noch die Möglichkeit, dass die Strahlung aus Elektronen bestehe. Um dies eindeutig zu zeigen, betrachten wir nochmals das bei dieser inhomogenen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen geltende Exponentialgesetz  $N = N_0 e^{-\mu_e x}$ , welches die Absorption der Elektronen in einem Metall beschreibt. Dieses Gesetz ist gleichlautend wie dasjenige für Röntgenstrahlen, und deshalb soll der Absorptionskoeffizient, welcher allein den Unterschied der beiden Gesetze ausmacht, im Gegensatz zu vorher hier mit  $\mu_e$  bezeichnet werden.

---

\*) Dass hier die theoretischen Werte nicht einen so charakteristischen Verlauf zeigen wie in Fig. 11, rührt daher, dass erstens statt den  $\mu/\rho$  die  $\mu$ -Werte aufgetragen sind, und dass zweitens, da die Folien verschieden dick waren, berücksichtigt werden musste, dass die Absorptionskoeffizienten eine Funktion der Foliendicke sind. Der Grund für diese Abhängigkeit der  $\mu$ -Werte von der Dicke des Absorptionsmaterials liegt darin, dass sich die K-Strahlung aus der  $K_\alpha$ - und der  $K_\beta$ -Strahlung zusammensetzt. Von diesen beiden Komponenten wird die weichere schneller absorbiert als die härtere, sodass sich die Zusammensetzung der Strahlung und damit auch der Wert von  $\mu$  dauernd mit der Schichtdicke ändert. Die in Fig. (19) eingetragenen Absorptionskoeffizienten bilden die über die ganze Schichtdicke der Absorptionsfolien gemittelten  $\mu$ -Werte.

Für diesen gilt bekanntlich in erster Näherung die Beziehung

$$\mu_e \sim \varrho \quad (20)$$

wobei  $\varrho$  wiederum die Dichte des Absorptionsmaterials bedeutet. Die sich aus den Messungen ergebenden Grössen  $\mu_e$  werden mit Hilfe der Formel

$$\mu_e = \ln (N_0/N)/x \quad (21)$$

durch Einsetzen der durch die Experimente ermittelten Grössen  $N_0$ ,  $N$  und  $x$  erhalten. Sie sind wegen der analogen Bedeutung von  $J_0$  und  $J$  mit  $N_0$  und  $N$  mit den aus (19) erhaltenen  $\mu$ -Werten identisch. Nimmt man jetzt beispielsweise den experimentell gemessenen und nach Formel (19) oder (21) erhaltenen Absorptionskoeffizienten von Zinn, so können daraus mit Hilfe der Beziehung (20) die Absorptionskoeffizienten der anderen Metalle berechnet werden. Die auf diese Weise erhaltenen Werte werden in Fig. 18 durch die mit einem Kreuz  $\times$  bezeichneten Punkte dargestellt. Da sie mit den experimentellen (d. h. nach Formel

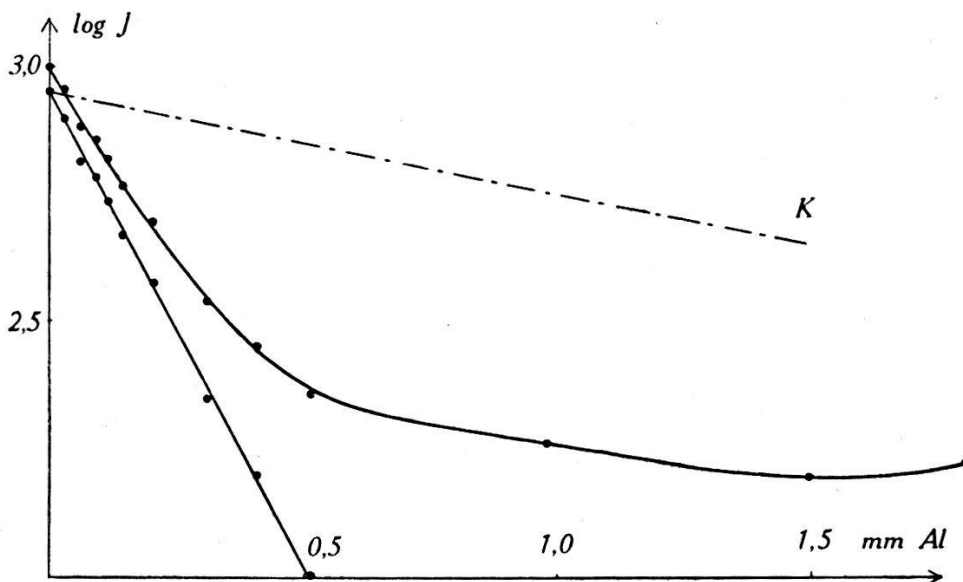


Fig. 20.

(19) oder (21) ermitteln) zusammenfallen, erfüllen diese letzteren das Gesetz  $\mu_e \sim \varrho$ , und damit erhalten wir ein Kriterium, welches das Vorhandensein von Elektronen als sicher erscheinen lässt.

Es wurde trotzdem noch eine Absorptionsmessung mit Aluminiumfolien gemacht. Sie ergab Fig. 20. Die Absorptionskurve der weichen Komponente stimmt gar nicht mehr überein mit dem strichpunktiert gezeichneten theoretischen Verlauf der  $K$ -Strahlung von  $\text{In}_{49}$ . Dass dies bei Kupfer der Fall war, stellt sich damit als rein zufällig heraus. Als Mittelwert ergibt sich aus der Alu-

minium- und der Kupfermessung für das Energiemaximum der Elektronen

$$E_{\max} \leq 1,0 \text{ MeV.}$$

Für diese Grösse veröffentlichen CORK und LAWSON<sup>29)</sup>  $E_{\max} = 0,85$  MeV und GAERTTNER, TURIN und CRANE<sup>30)</sup>  $E_{\max} = 1,3 \pm 0,1$  MeV.

An dieser Stelle möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, meinen besten Dank für die mannigfachen Anregungen, sowie auch für das stete Interesse, das er dem Fortgang dieser Arbeit entgegenbrachte, aussprechen. Ebenso danke ich dem Jubiläumsfonds E.T.H. für die Überlassung von Mitteln zur Beschaffung der Apparatur.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

### Literatur.

- 1) MATTAUCH, Nat. Wiss. **25**, 738, 1937.  
MATTAUCH, Zeitschr. f. Phys. **91**, 361, 1934.
- 2) BAINBRIDGE und JORDAN, Phys. Rev. **50**, 282, 1936.
- 3) NIER, Phys. Rev. **52**, 885, 1937.
- 4) MÖLLER, Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion **11**, 9, 1937.
- 5) EASTMAN, Phys. Rev. **52**, 1226, 1937.
- 6) ALVAREZ, Phys. Rev. **54**, 486, 1938.
- 7) WEBER, Helv. Phys. Acta **10**, 32, 1937.
- 8) TROST, Zeitschr. f. Phys. **105**, 399, 1937.
- 9) NEHER & HARPER, Phys. Rev. **49**, 940, 1936.
- 10) BALDINGER, Helv. Phys. Acta **9**, 327, 1936.
- 11) BETHE und BACHER, Rev. mod. Phys. **8**, 197, 1936.
- 12) WEIZSÄCKER, Die Atomkerne **50**, 1937.
- 13) MARK, Die Verwendung der Röntgenstrahlen in Chemie und Technik, **132**, 1926.
- 14) DEMPSTER, Phys. Rev. **53**, 869, 1938.
- 15) GRAVES, Phys. Rev. **55**, 863, 1939.
- 16) ASTON, Nature **130**, 847, 1932.
- 17) FEATHER, Phys. Rev. **35**, 1559, 1930.
- 18) CHALMERS, Proc. Cambr. Phil. Soc. **28**, 319, 1932.
- 19) KURTSCHATOW u. a., Phys. Zeitschr. d. Sowjetunion **8**, 589, 1935.
- 20) AMALDI u. a., Proc. of Roy. Soc. **149**, 522, 1935.
- 21) NAIDU, Nature **137**, 578, 1936.
- 22) NAHMIA und WALEN, Jour. Phys. et Rad. **8**, 153, 1937.
- 23) LIVINGOOD und SEABORG, Phys. Rev. **55**, 667, 1939.
- 24) HUBER u. a., Helv. Phys. Acta **11**, 245, 1938.
- 25) LAWSON und CORK, Phys. Rev. **52**, 531, 1937.
- 26) MITCHELL und LANGER, Phys. Rev. **53**, 505, 1938.
- 27) MITCHELL und LANGER, Phys. Rev. **52**, 137, 1937.
- 28) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalisch-Chemische Tabelle.
- 29) CORK und LAWSON, Phys. Rev. **56**, 291, 1939.
- 30) GAERTTNER, TURIN und CRANE, Phys. Rev. **49**, 793, 1936.