

Betrachtet man nun die rechte Seite von (11,3), so sieht man, daß man den Einfluß der Austauschenergie beliebig groß machen kann, wenn man nur  $T$  so klein wählt, daß das logarithmische Glied vorherrscht. Bei extrem tiefen Temperaturen folgt dann aus (11,3), daß

$$C_v \sim V_e^{1/3} \frac{T}{|\ln T|},$$

und das unterscheidet sich in seiner Abhängigkeit von  $T$  und  $V$  schon qualitativ von der Sommerfeldschen Theorie. Jedoch gilt diese Beziehung erst unterhalb von  $T \sim 10^{-4}$  °K, so daß sie praktisch völlig bedeutungslos ist. Normalerweise stellt der Logarithmus nur eine kleine Korrektur dar, so daß die rechte Seite von (11,3) annähernd temperaturunabhängig ist.  $C_v$  ist also wie in der Sommerfeldschen Theorie zu  $T$  proportional, nur ist der Proportionalitätsfaktor etwas anders, und zwar kleiner.

Rein numerisch fällt dieser Unterschied vor allem bei Metallen mit großem  $V_e$ , also den Alkalien, ins Gewicht. Um einen Überblick zu bekommen, werten wir (11,3) für Na und Cs bei  $T = 1$  °K aus. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{Na: } & V_e = 20 \text{ cm}^3; \\ & q = 0,403; \quad \vartheta = 3,68 \cdot 10^{-4} \\ & C_v = 0,633 C_v^0 \\ \text{Cs: } & V_e = 70 \text{ cm}^3 \\ & q = 0,606 \quad \vartheta = 8,5 \cdot 10^{-4} \\ & C_v = 0,541 C_v^0. \end{aligned}$$

Man erkennt aus diesen Zahlen, daß der Einfluß der Austauschenergie auf die spezifische Wärme der Elektronen, zum mindesten bei den Alkalimetallen, nicht zu vernachlässigen ist.

## Über die nach der Umwandlung von Tantal durch Neutronen ausgesandten Strahlungen mit langer Halbwertszeit

Von HUGO NEUERT\*

(Z. Naturforschg. 2a, 432—435 [1947]; eingegangen am 6. Mai 1947)

Die mit einem  $\beta$ -Zählrohr mit  $20 \mu\text{-Al}$ -Fenster gemessene  $\beta$ -Strahlung setzt sich aus 2 Komponenten zusammen, einer energieärmeren  $\beta$ -Strahlung von 0,28 MeV und einer energiereicheren von 1,1 MeV. Außerdem treten 2 Komponenten von  $\gamma$ -Strahlung auf, eine härtere von 1,42 MeV und eine weiche von 0,23 MeV. Aus  $\beta$ - $\gamma$ -Koordinenzmessungen geht hervor, daß die harte  $\beta$ -Strahlung gleichzeitig mit der weichen  $\gamma$ -Strahlung emittiert wird. Sie entstammt dem Prozeß  $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}^*$ . Die weiche  $\beta$ -Strahlung koinzidiert mit der harten  $\gamma$ -Strahlung. Sie führt vom Prozeß  $^{181}\text{Ta}(n, p)^{181}\text{Hf}^*$  her.

Zum Studium der langlebigen Strahlung von Tantal wurde ein Tantalblech („rein“, Herstellungsverfahren Osram) während mehrerer Tage mit langsamem und schnellen Neutronen eines Neutronengenerators von maximal etwa 8 kg Ra+Be-Äquivalent bestrahlt. Nach dem Abklingen der kurzlebigen Aktivität von Tantal (8,2 Stdn.) trat neben der erwarteten intensiven  $\beta$ -Strahlung von etwa 1,0 MeV<sup>1</sup> noch eine weitere  $\beta$ -Strahlung sowie eine intensive  $\gamma$ -Strahlung auf. Messungen der Halbwertszeiten konnten infolge der zur Verfügung stehenden kurzen Zeit nicht durchgeführt werden. Die Halbwertszeit aller

Strahlen war aber mit Sicherheit größer als 50 Tage.

### Bestimmung der $\beta$ -Strahlenenergie aus Absorptionsmessungen

Es wurde die Absorption der  $\beta$ -Strahlung in Aluminium mit einem  $20 \mu\text{-Al}$ -Zähler von 10 cm Länge, 3 cm Durchmesser und  $6 \times 1,5 \text{ cm}^2$  Fenstergröße ausgemessen. Nach Abzug des  $\gamma$ -Anteils blieb eine  $\beta$ -Strahlung übrig, die sich offensichtlich aus 2 Anteilen zusammensetzte (Abb. 1), nämlich aus der schon bekannten  $\beta$ -Strahlung,

<sup>1</sup> O. Oldenbourg, Physic. Rev. 53, 35 [1938]; F. G. Houtermans, Naturwiss. 28, 578 [1940].

\* (17) Weil (Rh.), Marktplatz 5.

deren Energie hier zu  $1,1 \pm 0,1$  MeV gemessen wurde, und einer wesentlich energieärmeren von einer Halbwertsabsorberdicke von  $60 \mu$  in Aluminium und einer Grenzdicke von etwa  $260 \mu$  Aluminium, entsprechend einer Grenzenergie von  $0,28$  MeV. Die Häufigkeiten der beiden Strahlungen verhielten sich wie  $1:1,8$ .

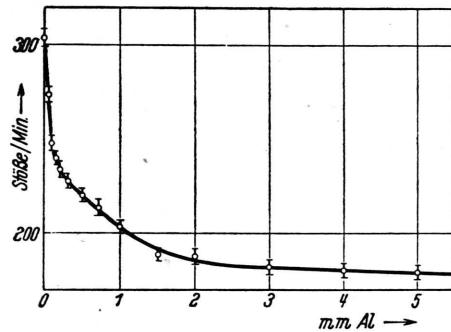


Abb. 1a. Absorption der  $(\beta+\gamma)$ -Strahlung in Al.

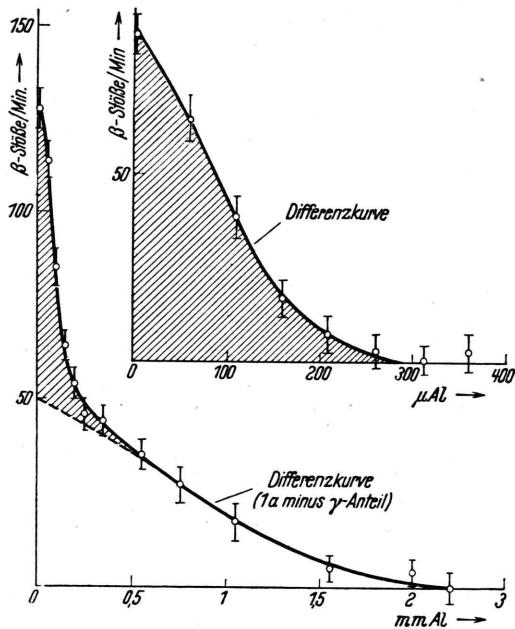


Abb. 1b. Absorption der  $\beta$ -Strahlungen in Al.

#### Bestimmung der $\gamma$ -Energie aus Absorptionsmessungen

Die Quantenenergie der harten  $\gamma$ -Strahlung wurde aus ihrer Absorption in Blei ( $\mu = 0,58 \text{ cm}^{-1}$  Pb) zu  $1,4$  MeV mit einem mittleren Fehler von  $\pm 0,1$  MeV bestimmt. Bei diesen Messungen, bei

denen der Abstand zwischen Präparat und Zählrohrwand etwa  $40$  mm betrug, wurde ein Anstieg der Absorptionskurve bei kleinen Absorberdicken beobachtet, der offenbar von einer weichen  $\gamma$ -Strahlung herrührte. Abb. 2 gibt das Mittel aus vier verschiedenen Messungen wieder. Aus ihr ergibt sich eine Halbwertsabsorberdicke von  $0,50 \pm 0,05$  mm Pb, entsprechend einer  $\gamma$ -Energie von  $230 \pm 20$  KeV. Das experimentell gefundene Intensitätsverhältnis der weichen und der harten  $\gamma$ -Strahlung war  $1:6,6$ . Wenn man den Unterschied des Ansprechvermögens des  $\gamma$ -Zählers aus Messing auf die beiden Strahlungen berücksichtigt<sup>2</sup>, erhält man daraus das wirkliche Intensitäts-

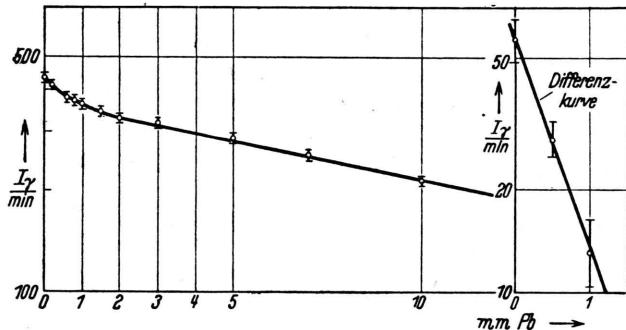


Abb. 2. Absorption der  $\gamma$ -Strahlung in Pb.

verhältnis  $1:1,7$ . Das Verhältnis der  $\gamma$ -Strahlungen ist also ungefähr dasselbe wie das der  $\beta$ -Strahlungen.

#### Bestimmung der $\gamma$ -Energie aus Koinzidenzmessungen an den Sekundärelektronen

Die Energie der harten  $\gamma$ -Strahlung wurde außerdem aus der Absorbierbarkeit der Sekundärelektronen in Al mittels der Botheschen *Koinzidenzmethode* bestimmt<sup>3</sup>. Die Grenzreichweite der sekundären  $\beta$ -Strahlen war  $2,0 \pm 0,2$  mm Al, entsprechend  $1,22 \pm 0,10$  MeV. Bei Umrechnung der Sekundärelektronenenergie in die wirkliche  $\gamma$ -Energie erhält man daraus für die Quantenenergie den Wert  $1,43$  MeV mit einem mittleren Fehler von  $0,10$  MeV. Aus dem Verlauf der Absorptionskurve der Sekundärelektronen (aus der Messung der Halbwertdicken in Al) findet man

<sup>2</sup> H. Maier-Leibnitz, Z. Naturforschg. **1**, 243 [1946].

<sup>3</sup> W. Bothe u. W. Kolhörster, Naturwiss. **17**, 271 [1929].

eine Energie von  $1,4 \pm 0,2$  MeV. Als Mittel aus allen Messungen resultiert demnach für die  $\gamma$ -Energie *1,42 MeV mit einem mittleren Fehler von  $\pm 0,1$  MeV.*

### $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen

Zur Zuordnung der verschiedenen Strahlungen wurde nach  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen gesucht. Dazu wurde bei einer ersten Gruppe von Messungen der hierbei verwendete  $\gamma$ -Zähler (Al; 0,3 mm) mit

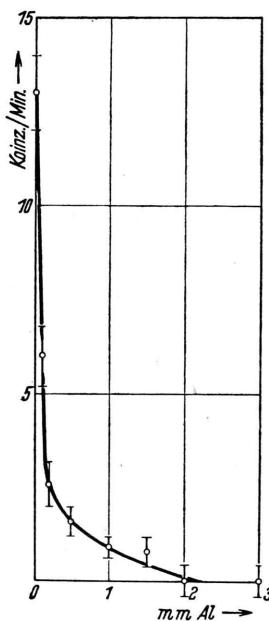


Abb. 3.

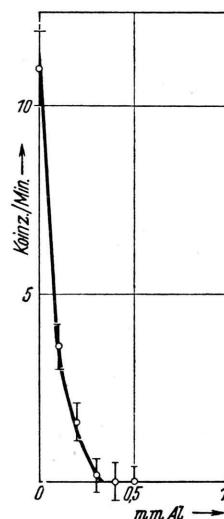


Abb. 4.

Abb. 3.  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen mit 0,5 mm Pb-Absorber. Koinzidenzhäufigkeit für  $\beta$ -Teilchen  $0,76 \cdot 10^{-3}$ .

Abb. 4.  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen mit 5 mm Pb-Absorber. Koinzidenzhäufigkeit für  $\beta$ -Teilchen  $0,65 \cdot 10^{-3}$ .

0,5 mm Pb umgeben, so daß mit Sicherheit keine  $\beta$ -Strahlen in den  $\gamma$ -Zähler eintreten konnten, während die weiche  $\gamma$ -Strahlung zur Hälfte noch gezählt wurde. Das Ergebnis der Messungen zeigt Abb. 3, in der die Abhängigkeit der Koinzidenzhäufigkeit von der Al-Absorberdicke vor dem  $\beta$ -Zähler aufgetragen ist. Ganz eindeutig treten Koinzidenzen der  $\gamma$ -Strahlung mit der härteren  $\beta$ -Strahlung auf. Bei einer zweiten Meßreihe wur-

<sup>4</sup> R. V. Zumstein, J. D. Kurbatov u. M. L. Pool, Physic. Rev. **63**, 59 [1943].

<sup>5</sup> Corrected Tables of Radioactive Isotopes and their Properties, Rev. sci. Instruments **17**, 348 [1946].

den zusätzlich 5 mm Pb vor den  $\gamma$ -Zähler gebracht, so daß nur noch die härtere  $\gamma$ -Strahlung gezählt wurde. Aus dem Meßergebnis (Abb. 4) geht hervor, daß die harte  $\gamma$ -Strahlung von 1,42 MeV mit der energieärmeren  $\beta$ -Strahlung von 0,28 MeV koinzidiert. Die in Abb. 3 zusätzlich auftretenden Koinzidenzen müssen daher solche zwischen der härteren  $\beta$ -Strahlung von 1,1 MeV und der weichen  $\gamma$ -Strahlung von 0,23 MeV sein.

### Deutung und Vergleich mit anderen Messungen

Die energiereichere  $\beta$ -Strahlung von  $^{182}\text{Ta}^*$  ist schon länger bekannt<sup>1</sup>. Zumstein, Kurbatov und Pool<sup>4</sup> fanden außer einer  $\gamma$ -Strahlung von 1,6 MeV noch 3 Gruppen von  $\beta$ -Strahlung (0,98, 0,32 und 0,05 MeV) mit übereinstimmender Halbwertszeit von  $117 \pm 3$  Tagen bei Bestrahlung von Tantal mit Deuteronen. In der neueren Literatur<sup>5</sup> wird für  $^{182}\text{Ta}^*$  eine  $\beta$ -Strahlung von 0,53 MeV neben  $\gamma$ -Strahlungen von 1,22 und 1,13 MeV angegeben. Diese  $\beta$ -Energie stimmt allerdings nicht mit den früher gefundenen<sup>1,4</sup> und dem hier gemessenen Werte von etwa 1 MeV überein. Die weiche  $\beta$ -Strahlung von 0,05 MeV sowie eine solche von 0,11 MeV, die nach De Benedetti und McCowan<sup>6</sup> einem metastabilen Zustand von  $^{181}\text{Ta}^*$  mit 22  $\mu\text{s}$  Halbwertszeit entstammt, konnte hier nicht beobachtet werden, da ein  $\beta$ -Zähler mit einem 20  $\mu\text{-Al}$ -Fenster verwendet worden war.

Die  $\beta$ -Strahlung von 1,1 MeV mit der koinzidierenden  $\gamma$ -Strahlung von 0,23 MeV ist sehr wahrscheinlich dem  $^{182}\text{Ta}^*$  aus dem Prozeß  $^{181}\text{Ta}(n, \gamma) ^{182}\text{Ta}^*$  zuzuschreiben.

Für den  $\beta$ -Zerfall von  $^{181}\text{Hf}^*$  haben v. Hevesy und Levy<sup>7</sup> eine  $\beta$ -Strahlung von einer Halbwertsabsorberdicke in Aluminium von 60  $\mu$  und mit 55 Tagen Halbwertszeit gemäß  $^{180}\text{Hf}(n, \gamma) ^{181}\text{Hf}^*$  gefunden. Eine koinzidierende  $\gamma$ -Strahlung ist von den Autoren nicht angegeben worden. Diese  $\beta$ -Strahlung stimmt nun vollkommen mit der hier gefundenen weichen  $\beta$ -Strahlung überein, so daß es wahrscheinlich ist, daß die letztere ebenfalls dem  $^{181}\text{Hf}^*$  aus dem Prozeß  $^{181}\text{Ta}(n, p) ^{181}\text{Hf}^*$  entstammt. Um dies noch zu überprüfen, wurden 0,7 mg  $\text{HfO}_2$  während einiger Stunden mit den

<sup>6</sup> S. De Benedetti u. F. McCowan, Physic. Rev. **70**, 569 [1946].

<sup>7</sup> G. v. Hevesy u. H. Levy, Kgl. Danske Acad. **15**, Nr. 11 [1938].

Neutronen des Neutronengenerators bestrahlt<sup>8</sup>. Es wurde dann die erwartete weiche  $\beta$ -Strahlung mit einer Halbwertsdicke in Al von  $60 \mu$  und mit großer Halbwertszeit beobachtet. Außerdem trat eine  $\gamma$ -Strahlung auf mit einer Absorbierbarkeit in Pb von  $0,6 \text{ cm}^{-1}$ , die wahrscheinlich mit der oben gefundenen  $\gamma$ -Strahlung von  $1,42 \text{ MeV}$  iden-

tisch ist. Die zur Bestätigung noch vorgesehenen Koinzidenzmessungen konnten allerdings nicht mehr vorgenommen werden, da die Versuche vorzeitig abgebrochen werden mußten.

<sup>8</sup> Für die freundliche Überlassung des  $\text{HfO}_2$  bin ich Hrn. Prof. Dr. O. Hahn und Hrn. Dr. Flammersfeld zu Dank verpflichtet.

## Über die Bedeutung schwerer Atome für die Verlangsamung von Neutronen

Von KARL KREBS

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg

(Z Naturforsch. 2a, 435—438 [1947]; eingegangen am 6. April 1947)

Bei orientierenden Messungen über Dichteverteilung relativ langsamer (noch nicht thermischer) Neutronen von etwa  $1 \text{ eV}$  wurde die Beobachtung gemacht, daß auch schwere Atome — im wesentlichen handelte es sich um Kohlenstoff und Sauerstoff — in der Bremswirkung Wasserstoff ersetzen können, und zwar in einem höheren Maße als man von vornherein zu erwarten geneigt war<sup>1</sup>.

Wegen der Bedeutung, die die Verlangsamung von Neutronen seinerzeit für verschiedene Probleme hatte, wurde diese Erscheinung in einer Anordnung, die Abb. 1 zeigt, genauer untersucht. Im Mittelpunkt einer radialsymmetrischen Anordnung befindet sich eine Neutronenquelle bekannter Art (Beryllium + Ra-Emanation), welche Neutronen von einigen ( $5,6$ ) MeV emittiert. Diese ist kugelförmig von einem Hohlraum umgeben, in den verschiedene Substanzen eingefüllt werden können, deren verlangsamtende Wirkung untersucht werden soll. Die ganze Versuchsanordnung befindet sich in einem mit Wasser gefüllten Gefäß. Ein Paraffinstopfen füllt das zur Einbringung des Neutronenpräparates dienende Rohr aus, um die Verhältnisse so gut wie möglich der Umgebung anzupassen. Im inneren Hohlraum — im gleichen wie die Neutronenquelle — befindet sich als Indikator eine Indiumfolie von etwa  $1,5 \text{ cm}^2$ , und zwar in einer kleinen Cadmiumkassette, um die Wirkung rein thermischer Neutronen auszuschalten. Für Neutronen von etwa  $1 \text{ eV}$  besitzt Indium bekanntlich ein Resonanzniveau, in dem es  $\beta$ -aktiv wird

<sup>1</sup> Die Messungen wurden 1941 durchgeführt und mußten damals abgebrochen werden. Verf. hatte seitdem keine Möglichkeit mehr, die neuere einschlägige Literatur zu verfolgen, so daß die Ergebnisse vielleicht überholt sind; sie seien aber hier mitgeteilt, weil sie für den einen oder anderen der heute auf diesem Gebiet Arbeitenden doch von Interesse sein könnten.

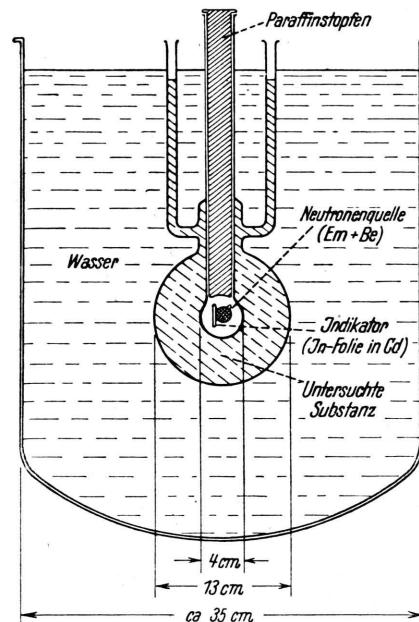


Abb. 1. Belichtungsanordnung.

— mit einer Halbwertszeit von 54 Min. —, so daß durch eine anschließende Zählrohremessung bequem ein Maß für die Dichte von  $1 \text{ eV}$ -Neutronen zu erhalten ist. Die Benutzung des kleinen substanzfreien Hohlraumes hat den Vorteil, daß die Neutronendichte darin konstant und die Mes-