

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 20 (1947)  
**Heft:** III

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

**Autor:** [s.n.]

#### **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:** 14.01.2026

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

Copyright 1947 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.

Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

---

## Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Langenthal, am 3. Mai 1947.

Präsident: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zürich)

Vizepräsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel)

Sekretär ad. int: Priv.-Doz. Dr. H. WÄFFLER (Zürich).

---

### *Geschäftlicher Teil.*

Als ordentliche Mitglieder der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft wurden aufgenommen:

HH. Prof. L. ALLEGRETTI (Bari, Italien); J. BACHER (Binningen); G. BENDIT (Courgenay); Dr. W. GRAFFUNDER (Fribourg); J. F. HAMMOUDA (Zürich); Dr. R. JOST (Zürich); R. KLÄUI (Zürich); W. MOOR (Fribourg); Prof. G. POLVANI (Mailand, Italien); O. PROBST (Fribourg); A. TRÖSCH (Bern); R. WIDERÖE (Zürich); S. YOUNIS (Zürich);

und als Kollektiv-Mitglied: Metallwerke A.-G. Dornach.

Der Jahresbericht, die Jahresrechnung und der Revisorenbericht werden verlesen und genehmigt.

Der von Herrn Prof. FIERZ (Basel) erstattete Bericht der Redaktionskommission der Helvetica Physica Acta wird verlesen und unter bester Verdankung genehmigt.

Die Versammlung wählt als neuen Vorstand:

Präsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel)

Vizepräsident: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel)

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. G. BUSCH (Zürich)

Vertreter der Redaktionskommission der H. P. A.: Prof. Dr. M. FIERZ (Basel)

Delegierter der S. P. G. im Senat der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft: Prof. Dr. H. KÖNIG (Bern)

Stellvertreter: Prof. Dr. A. PERRIER (Lausanne).

Die nächste Sitzung wird im Rahmen der 127. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft in Genf (30. August—1. September) stattfinden.

---

## Wissenschaftlicher Teil.

Zur photographischen Intensitätsbestimmung mit dem  
Impulsspektrographen

von D. MAEDER (ETH. Zürich), P. HUBER und A. STEBLER (Basel).

Der Impulsspektrograph misst die Amplitudenverteilung der Impulse bei der Untersuchung von Kernreaktionen mit Ionisationskammer und Proportionalverstärker. Für jeden Impuls erscheint auf dem Schirm einer Braunschen Röhre kurzzeitig eine horizontale Linie in einer der Impulsamplitude (bzw. Partikelenergie  $E$ ) entsprechenden Höhe. In Fig. 1a ist das Aussehen des Oszilloskop-

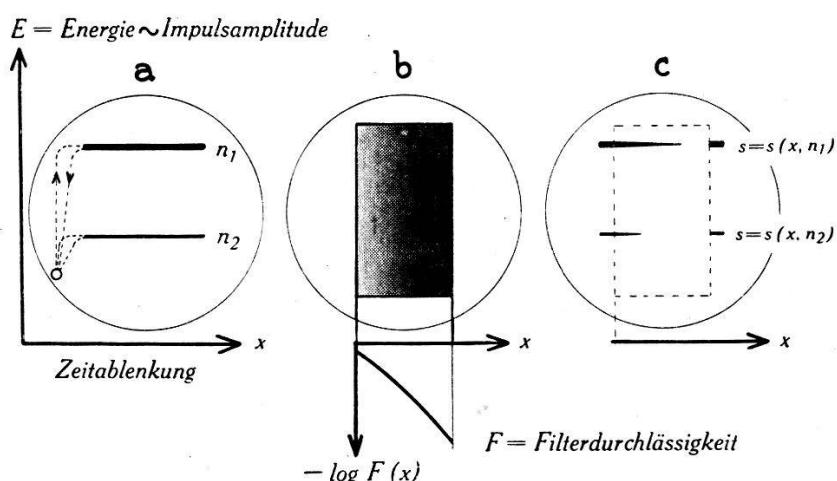


Fig. 1.

- a) Weg des Kathodenstrahls.
- b) Lage des Filters.
- c) Plattenschwärzung bei Aufnahme einzelner Linien.

schirms beim Eintreffen von Impulsen zweier verschiedener Amplituden dargestellt; die einzelnen Belichtungen werden durch eine photographische Platte summiert, so dass die Stosszahldichte

$$n = n(E) = \text{Stosszahl pro mm in } E\text{-Richtung}$$

durch eine entsprechende Schwärzung wiedergegeben wird. Da die Zerlegung nach Impulshöhen kontinuierlich ist, werden die Messergebnisse durch keine willkürliche Klasseneinteilung beeinflusst.

In der kürzlich erschienenen Beschreibung der Apparatur<sup>1)</sup> wurde die quantitative Bestimmung von  $n$  kurz angedeutet. Im folgenden möchten wir auf die hierfür entwickelte photographische Technik näher eingehen.

Die Plattenbelichtung wird in  $x$ -Richtung gesetzmässig variiert durch ein vor dem Oszilloskopenschirm befestigtes Graufilter

<sup>1)</sup> D. MAEDER, H. P. A. 20, 139 (1947).

(Fig. 1b), dessen Durchlässigkeit  $F$  annähernd exponentiell von  $x$ , aber möglichst wenig von  $E$  abhängt. Damit wird für jeden Energiewert die Plattenchwärzung  $s$  eine Funktion von  $x$ , mit  $n$  als Parameter (Fig. 1c). Vom Standpunkt eines allgemeinen Schwärzungsgesetzes aus wären noch die weiteren Parameter

$t$  = Belichtungsdauer pro Stoß,  
 $T$  = mittlere Pausenlänge zwischen aufeinanderfolgenden Belichtungen derselben Plattenstelle (z. B. innerhalb 1 mm in  $E$ -Richtung),  
 $\Delta T$  = mittlere Schwankung von  $T$

massgebend. Da im vorliegenden Falle jedoch  $t = \text{konst.}$ , und da sowohl  $T$  als auch  $\Delta T$  für eine gegebene Betriebsdauer nur von  $n$  abhängen, so umfasst der reduzierte Ansatz

$$s = s(x; n) \quad (1)$$

formal alle die — im einzelnen nicht näher bekannten — Abweichungen vom photographischen Reziprozitätsgesetz, die Auswirkungen des Intermittenzeffektes, sowie auch die Ermüdungs- und Nachleuchteffekte des Leuchtschirms.

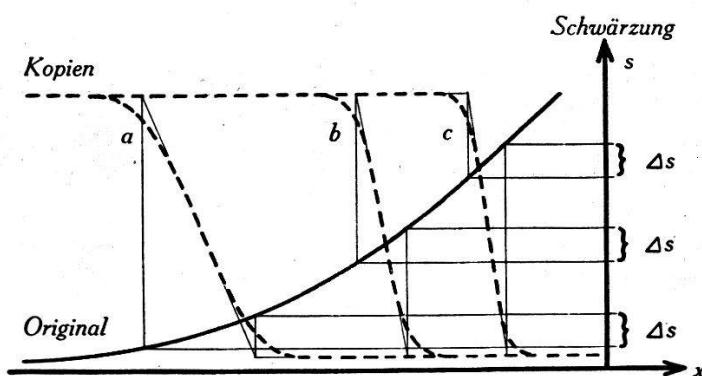


Fig. 2.  
Kopierprozess.  
Kopierbelichtung: a) 250; b) 1000; c) 4000 luxsec.

Die Auswertung der Aufnahmen erfolgt durch Aufsuchen einer bestimmten Standardschwärzung  $s_0$  zu jedem Energiewert. Aus (1) folgt

$$n = f_0(x) \quad \text{für} \quad s = s_0 = \text{konst.} \quad (2)$$

Bezeichnet  $x = x_0(E)$  die Kurve, längs welcher die Schwärzung  $s_0$  vorhanden ist, so ergibt sich durch einfaches Einsetzen in (2) die gesuchte Intensitätsverteilung

$$n = f_0[x_0(E)] = n(E). \quad (3)$$

Das Aufsuchen der Kurven konstanter Schwärzung wird durch einen geeigneten Kopierprozess selbstdäig ausgeführt. Die Platten-

schwärzung als Funktion von  $x$  möge etwa wie die ausgezogene Kurve in Fig. 2 verlaufen. Bei Verwendung eines harten Kopiermaterials, welches innerhalb einer Belichtungsänderung um einen Faktor 2 praktisch von weiss nach schwarz umschlägt, verläuft die Schwärzung der Kopien gemäss einer der gestrichelten Kurven a, b, c, je nach der Dauer der Kopierbelichtung. Wählt man diese derart, dass an der gleichen Stelle  $x_0$ , an welcher das Original die Standardschwärzung  $s_0$  besitzt, auch in der Kopie die Schwärzung  $s_0$  erscheint, so sind für jedes Spektrogramm die Kurven  $x=x_0(E)$  im Original, in der 1. und eventuellen Kopien höherer Ordnung kongruent. Da sich das Übergangsgebiet zwischen schwarz und weiss bei je-

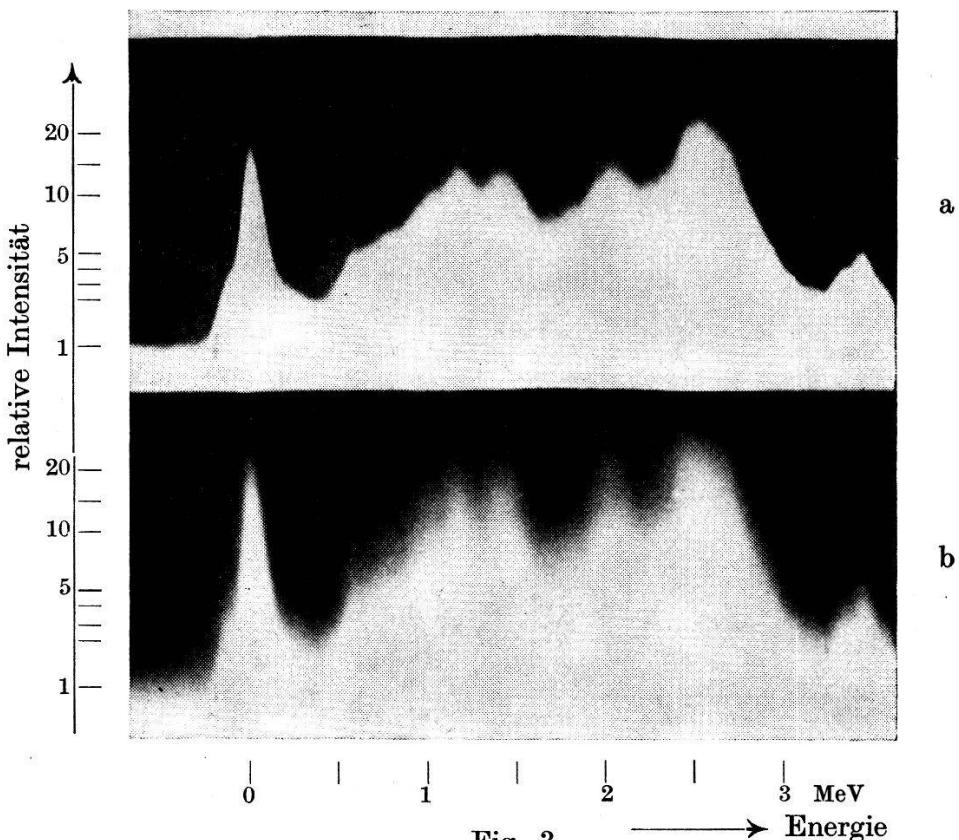


Fig. 3.

Stickstoffreaktionen mit Neutronen von kontinuierlich verteilter Energie.  
a = 2. Kopie<sup>1)</sup>; b = Original.

dem derartigen Kopierprozess weiter einengt, so lässt sich aus einer Kopie genügend hoher Ordnung die gesuchte Kurve mit einer Schärfe ablesen, die alle übrigen Messfehler unterschreitet. Die selbstverständliche Forderung, einen möglichst steilen Teil der Schwärzungskurve des Originals zu benutzen, wird durch zweckmässige Wahl der Standardschwärzung (etwa  $s_0 = 1$ ) erfüllt. Dann

<sup>1)</sup> Zur Erleichterung des Vergleiches wurde die 2. Kopie hergestellt, die aber mit gleichbleibender Gradation erfolgte.

erstreckt sich das Übergangsgebiet schon auf der 1. Kopie nur noch über eine Breite  $\Delta x$ , die einer Änderung der Filterdurchlässigkeit um etwa 10% entspricht.

Als Beispiel zeigt Fig. 3a die Kopie einer Aufnahme der Stickstoffreaktionen mit Neutronen von kontinuierlich verteilter Energie. Fig. 3b ist eine möglichst naturgetreue Wiedergabe der Originalaufnahme.

Bei einem Verfahren, das in einem einzigen Arbeitsgang das ganze Spektrum auswertet, kann die photographische Regel, nur Schwärzungen an benachbarten Plattenstellen miteinander zu vergleichen, naturgemäß nicht erfüllt werden. Die Zuverlässigkeit der Ergebnisse hängt daher wesentlich von der Homogenität der photographischen Schicht und ihrer Entwicklung ab. Um zufällige Beeinflussungen des Entwicklungsprozesses möglichst auszuschliessen, wurde eine Entwicklungsmaschine gebaut, welche die Entwicklerflüssigkeit mittels einer Walze gleichmäßig über der Platte hin und her bewegt (Fig. 4). Um eine direkte Berührung zwischen Walze und Schicht zu vermeiden, legt man über die Plattenränder eine Zelloidmaske, deren Ausschnitt in jeder Richtung mindestens 2 cm grösser ist als die Spektrogramme.

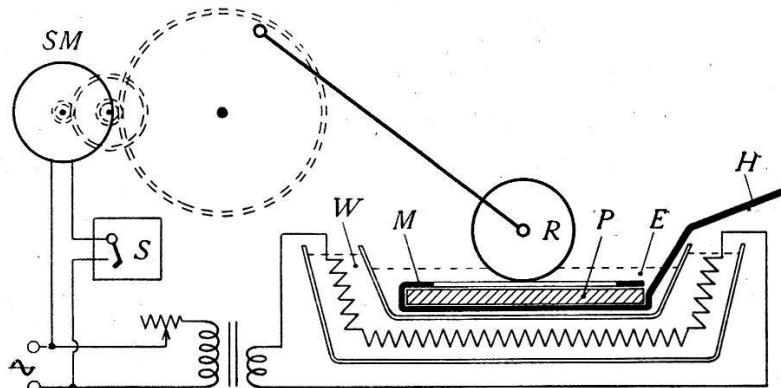


Fig. 4.

Schematische Darstellung der Entwicklungsmaschine.

$P$  = Photographische Platte.

$E$  = Entwicklerflüssigkeit.

$M$  = Maske (0,3 mm Zelloid).

$W$  = Wasserbad mit Heizspirale.

$H$  = Handgriff.

$SM$  = Synchronmotor.

$R$  = Porzellanrolle.

$S$  = Schaltuhr mit Starttaste.

Zur Kontrolle der Homogenität und Reproduzierbarkeit wurde eine Anzahl Platten durch einen Graukeil hindurch mit einer Lampe verschieden lange belichtet. Die entstehenden  $s_0$ -Kurven waren gut reproduzierbar, bei genauem Konstanthalten der Entwicklungsbedingungen auch in bezug auf absolute Intensitäten. Aus einer derartigen Kurvenschar lassen sich z. B. unbekannte Belichtungszeiten auf etwa 10% genau interpolieren. Für das im Impulsspektro-

graphen eingebaute Graufilter haben wir eine analoge Kurvenschar durch gleichmässige Ausleuchtung des Oszillographenschirms mittels zweier Kippgeräte hergestellt. Bei der Interpolation unbekannter Impulszahldichten mittels dieser Kurven heben sich systematische Fehler des Filters, des Leuchtschirms und der Optik heraus. Den Intensitätsparameter zu diesen Kurven haben wir nachträglich unter Einhaltung der bezüglich  $T$  und  $\Delta T$  gültigen Nebenbedingungen (siehe oben) experimentell festgelegt.

Dank der besprochenen Standardisierung der photographischen Prozesse lassen sich aus den Impulsspektrogrammen absolute Intensitäten direkt ablesen. Eine einfache Kontrolle ergibt sich aus der Gesamtzahl aller Impulse, die wir jeweils mit einem Zählwerk feststellen.

**Travail d'ionisation, effets de recombinaison et pouvoir d'arrêt de quelques gaz pour les particules  $\alpha$**

par L. DICK, P. FALK-VAIRANT et J. ROSEL (E.P.F. Zurich).

Ce travail va paraître prochainement in extenso dans H. P. A.

**Die Bestimmung der Ionisierungsarbeit an Stickstoff und Luft mit Po- $\alpha$ -Teilchen**

von F. ALDER, P. HUBER und F. METZGER (Basel).

Die Bestimmung der Energietönung einer Kernreaktion erfordert die Kenntnis der Ionisierungsarbeit des verwendeten Gases, sofern nicht ein  $\alpha$ -Strahler bekannter Energie als Vergleichsstandard benutzt wird. Die bis heute bekannten Ionisierungsarbeiten beschränken sich auf eine relativ kleine Zahl von Gasen, und die Übereinstimmung der Ergebnisse ist z. T. noch unbefriedigend.

Wir haben versucht, mit Hilfe von Po- $\alpha$ -Teilchen eine genaue Bestimmung der Ionisierungsarbeit an Stickstoff und Luft, unter Verwendung einer Ionisationskammer mit linearem Verstärker, durchzuführen. Den Sättigungseigenschaften wurde spezielle Aufmerksamkeit geschenkt. Wir brachten auf die eine Kammerelektrode so viel Polonium, dass im nutzbaren Kamervolumen die Intensität etwa 20 Teilchen pro Minute betrug. Die Analyse der Sättigungskurve nach JAFFÉ<sup>1)</sup> ergab bei einem Druck von 4,5 ata Stickstoff und einer Kamerspannung von 10 kV (Plattendistanz 1 cm) ein Sättigungsdefizit von 3,5%. Bringt man bei der gemessenen Ladung diese Korrektur an, so erhält man mit dem Wert

<sup>1)</sup> G. JAFFÉ, Ann. d. Phys. **42**, 303 (1913).

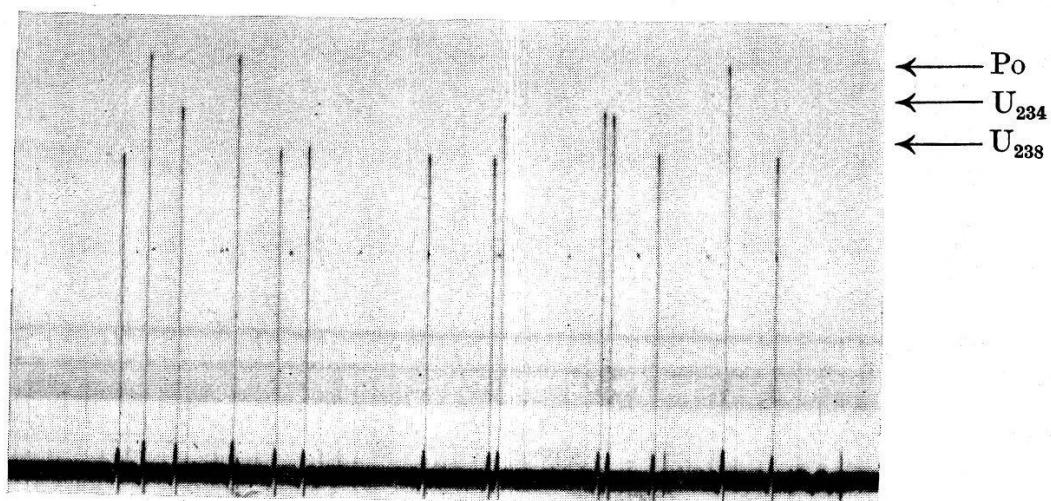
5,303 MeV für die Energie der Po- $\alpha$ -Teilchen<sup>1)</sup> als Ionisierungsarbeit an Stickstoff

$$J_{N_2} = 36,3 \pm 0,4 \text{ eV.}$$

Nach der gleichen Methode ergab sich für Luft von 4,5 ata

$$J_{\text{Luft}} = 34,7 \pm 0,5 \text{ eV.}$$

Oft ist es wünschenswert, an Stelle von Polonium Uran als Standard zu benützen. Wir verglichen daher die bei Sättigung auftretenden Impulse der  $\alpha$ -Teilchen von Polonium mit denjenigen von  $U_{234}$  und  $U_{238}$ . Hierzu verwendeten wir eine mit Uran und Polonium versehene Elektrode, welche die drei  $\alpha$ -Gruppen in ungefähr gleicher Intensität lieferte (Fig.).



Ausschnitt aus einem Registrierfilm.

Unter der Annahme, dass die Ionisierungsarbeit für alle drei  $\alpha$ -Energien gleich gross sei, fanden wir:

$$E_{U_{234}} = 4,78 \pm 0,03 \text{ MeV,}$$

$$E_{U_{238}} = 4,18 \pm 0,03 \text{ MeV.}$$

Ein Vergleich mit den Ergebnissen bisheriger Messungen<sup>2), 3), 4)</sup> zeigt, dass, wenn eine Änderung der Ionisierungsarbeit zwischen 4,2 und 5,3 MeV vorhanden ist, diese kleiner als 2% sein muss.

<sup>1)</sup> W. Y. CHANG, Phys. Rev. **69**, 60 (1946).

<sup>2)</sup> W. M. RAYTON und T. R. WILKINS, Phys. Rev. **51**, 818 (1937).

<sup>3)</sup> G. J. SIZOO und S. A. WYTZES, Physica **4**, 791 (1937).

<sup>4)</sup> J. SCHINTLMEISTER und K. LINTNER, Sitzb. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, **148**, 279 (1939).

**Untersuchung der  $(n, \alpha)$ -Reaktion an Chlor mit Hilfe einer heizbaren Ionisationskammer**

von F. METZGER, P. HUBER und F. ALDER (Basel).

Energietönungen und Wirkungsquerschnitte von Kernprozessen mit langsamem und schnellen Neutronen lassen sich mit Hilfe von Ionisationskammer und linearem Verstärker für solche Substanzen bestimmen, welche bei Betriebstemperatur einen Dampfdruck von einigen Atmosphären aufweisen. Da bisher immer bei Zimmertemperatur gearbeitet wurde, war die Zahl der geeigneten Verbindungen gering. Es schien uns deshalb wünschenswert, durch Steigerung der KammerTemperatur (bis ca. 300° C) die Zahl der einer Untersuchung zugänglichen Elemente zu vermehren.

Die der Verwirklichung einer heizbaren Ionisationskammer entgegenstehenden Isolations- und Dichtungsschwierigkeiten wurden durch Verwendung von Keramik-Chromstahl-Durchführungen, welche die Firma Sécheron<sup>1)</sup> für ihre pumpenlosen Gleichrichter entwickelt hat, gelöst. Diese Durchführungen halten einen Überdruck von 10 at aus; sie haben sich auch bei wiederholtem Aufheizen sehr gut bewährt. Kontrollmessungen mit der Reaktion  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$  zeigten, dass die Kammer, abgesehen von einer etwas grösseren Erschütterungsempfindlichkeit, einer gewöhnlichen Ionisationskammer ebenbürtig ist.

Da viele der leichtflüchtigen Verbindungen Halogenide sind, begannen wir unsere Untersuchungen mit Tetrachlorkohlenstoff. Durch Extrapolation<sup>2)</sup> einer bei 1 ata aufgenommenen Sättigungskurve (Plattenabstand 1 cm) bestimmten wir zunächst die von einzelnen  $U^{234}$ - $\alpha$ -Teilchen ( $E_\alpha = 4,78$  MeV) in  $CCl_4$  freigemachte Ladung und erhielten daraus für die Ionisierungsarbeit von  $CCl_4$  den Wert

$$J_{CCl_4} = 26,8 \pm 1,0 \text{ eV.}$$

Die bei Bestrahlung von 4 ata  $CCl_4$  ( $T \sim 130^{\circ}$  C) mit D-D-Neutronen aufgenommene Impulsverteilung war der von GIBERT, ROGGEN und ROSEL<sup>3)</sup> angegebenen ähnlich. Durch Verkleinern des Druckes auf 0,5 ata gelang es, eine  $\alpha$ -Gruppe zu isolieren (siehe Figur) und die zugehörige Reaktionsenergie zu bestimmen. Nehmen wir Unabhängigkeit der Ionisierungsarbeit zwischen 4,8 und 3 MeV

<sup>1)</sup> Vgl. Bull. Sécheron Nr. 12, 1940. Der Firma Sécheron danken wir für die Überlassung von zwei Durchführungen.

<sup>2)</sup> Nach G. JAFFÉ, Ann. d. Phys. **42**, 303 (1913).

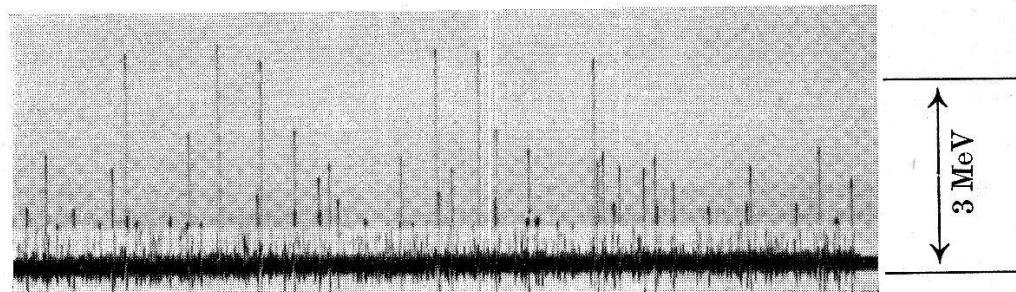
<sup>3)</sup> A. GIBERT, F. ROGGEN, J. ROSEL, H. P. A. **17**, 97 (1944).

an, so folgt als Reaktionsenergie bei Bestrahlung mit D-D-Neutronen ( $E_n = 2,98$  MeV).

$$\underline{E_R = 3,42 \pm 0,20 \text{ MeV}}$$

und damit für die Energietönung des entsprechenden ( $n, \alpha$ )-Prozesses

$$\underline{Q = 0,44 \pm 0,20 \text{ MeV.}}$$



Ausschnitt aus einem Registrierfilm. Die grossen Impulse entsprechen der Reaktion  $\text{Cl}^{35}(n, \alpha) \text{P}^{32}$ .

Bei Bestrahlung von Cl mit Neutronen einer Ra-Be-Quelle haben HUBER, LIENHARD und WÄFFLER<sup>1)</sup> eine 14,7 sec-Aktivität gefunden, die mit D-D-Neutronen von 2,87 MeV nicht angeregt wird<sup>2)</sup>. BLEULER und ZÜNTI<sup>3)</sup> ordneten diese Aktivität ( $12,40 \pm 0,12$  sec) dem  $\text{P}^{34}$  zu. Dies bedeutet, dass die Reaktion  $\text{Cl}^{37}(n, \alpha) \text{P}^{34}$  mit D-D-Neutronen nicht auftritt. Eigene Aktivitätsmessungen führten zum gleichen Ergebnis. Die Energietönung  $Q = 0,44$  MeV muss daher dem Prozess  $\text{Cl}^{35}(n, \alpha) \text{P}^{32}$  zugeordnet werden. Betrachtet man die Massenwerte von  $\text{P}^{32}$  und  $\text{Cl}^{35}$  des Isotopenberichts 1942<sup>4)</sup> als richtig, so ergibt sich ein  $Q$  von  $+1,1$  MeV, und es müsste sich demnach bei der von uns gefundenen  $\alpha$ -Gruppe um einen Übergang in einen angeregten Zustand von  $\text{P}^{32}$  handeln.

Den Wirkungsquerschnitt des Übergangs bestimmten wir durch Vergleich mit der von Baldinger und Huber<sup>5)</sup> untersuchten Reaktion  $\text{N}^{14}(n, \alpha)\text{B}^{11}$  ( $\sigma = 16 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ ) zu

$$\underline{\sigma = 1,7 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \quad (E_n = 2,98 \text{ MeV})}$$

Dieser Wert ist auf einen Faktor 2 genau.

<sup>1)</sup> O. HUBER, O. LIENHARD, H. WÄFFLER, H. P. A. **15**, 314 (1942).

<sup>2)</sup> A. GIBERT u. a. loc. cit., Seite 100.

<sup>3)</sup> E. BLEULER, W. ZÜNTI, H. P. A. **19**, 137 (1946).

<sup>4)</sup> S. FLÜGGE, I. MATTAUCH, Phys. Zs. **44**, 181 (1943).

<sup>5)</sup> E. BALDINGER, P. HUBER, H. P. A. **12**, 330 (1939).

**Über das Auflösungsvermögen selbstlöschender Zählrohre bei hohen Stosszahlen**

von E. BALDINGER und P. HUBER (Basel).

Erscheint demnächst in den HPA.

**Das 7 Sekunden Isomer des Au<sup>197</sup>**

von H. FRAUENFELDER, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN (ETH. Zürich).

Durch Anregung mit Röntgenstrahlen stellte WIEDENBECK<sup>1)</sup> einen isomeren Zustand des einzigen stabilen Goldisotops Au<sup>197</sup> mit einer Halbwertszeit von 7,5 sec. fest und bestimmte die Energie der beim Übergang in den Grundzustand emittierten Konversions-elektronen durch Absorptionsmessungen zu ca. 0,25 MeV.

In Übereinstimmung mit WIEDENBECK erhielten wir für die Halbwertszeit des durch Bestrahlung von Gold mit Be + D-Neutronen angeregten Isomers  $7,4 \pm 0,3$  sec. Die Absorptionskurve der Konversionselektronen des Au<sup>197\*</sup> in Aluminium zeigt das Auftreten zweier Elektronenlinien von 0,07 MeV und 0,25 MeV. Aus  $\beta$ - $\beta$ -Koinzidenzmessungen folgt, dass sie in Kaskade emittiert werden. Die Absorptionskurve wurde bestimmt, indem für verschiedene Al-Absorber das Verhältnis der Stosszahlen zweier Zählrohre gemessen wurde, wobei das eine Zählrohr die Intensität mit Absorber, das andere diejenige ohne Absorber registrierte.

Wir vermuteten, dass der metastabile Zustand des Au<sup>197\*</sup> durch den Zerfall eines der instabilen Nachbarisobare Hg<sup>197</sup> oder Pt<sup>197</sup> entstehen könnte. Daher untersuchten wir den Zerfall des durch Protonenbestrahlung von Gold im Cyclotron hergestellten Hg<sup>197</sup>. Da Gold ein Reinelement ist, entsteht durch den (p, n)-Prozess nur das Hg<sup>197</sup>, das zwei isomere Zustände besitzt, die mit einer Halbwertszeit von 25 h und 65 h zerfallen (FRIEDLÄNDER und WU<sup>2</sup>).

Beide Isomere zerfallen ohne genetischen Zusammenhang durch K-Einfang in Au<sup>197</sup>.

Der K-Einfang mit der Halbwertszeit 65 h führt auf ein Niveau des Au<sup>197</sup> von 0,077 MeV, welches durch Emission einer in der L-, M- und N-Schale konvertierten Gammastrahlung in den Grundzustand übergeht.

Der 25 h K-Einfang hingegen geht über ein Niveau des Au<sup>197</sup>-Kerns mit einer Anregungsenergie von 0,300 MeV. Eine Kaskade zweier konvertierter Gammalinen von 0,135 MeV und 0,165 MeV führt in den Grundzustand. Aus der Beta-Gamma-Koinzidenzrate

<sup>1)</sup> M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. **63**, 1 (1945).

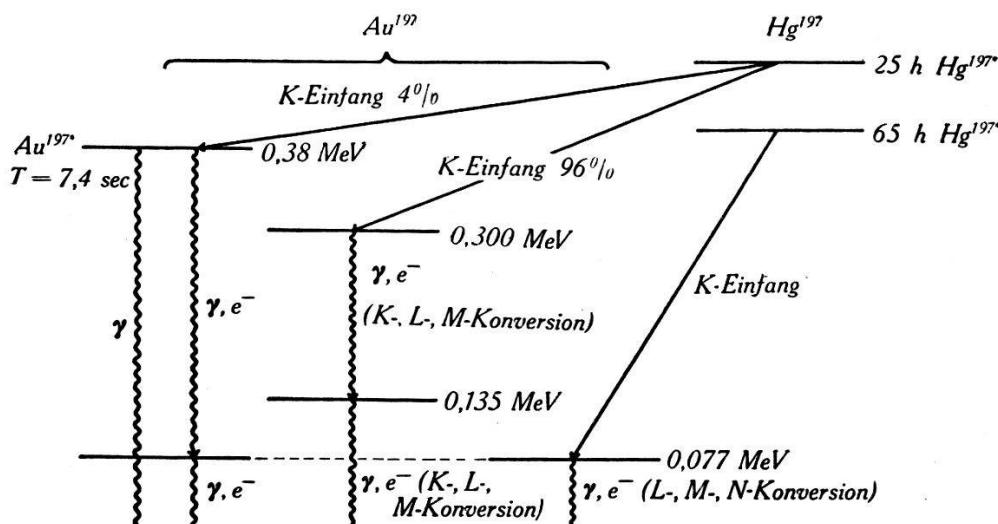
<sup>2)</sup> G. FRIEDLÄNDER und C. S. WU, Phys. Rev. **63**, 227 (1943).

folgt, dass das 0,300 MeV-Niveau eine Lebensdauer unter  $10^{-7}$  sec. besitzen muss. Ausserdem wurde eine sehr schwache Gammastrahlung von 0,38 MeV durch eine  $\gamma$ -Absorptionsmessung in Pb festgestellt.

Es schien deshalb, als ob ein Übergang der  $Hg^{197}$  Isomere in das 7 sec.-Niveau nicht oder nur zu einem kleinen Teil erfolgt. Versuche, das eventuell entstehende  $Au^{197*}$  chemisch abzutrennen und nachzuweisen, misslangen, da die chemische Abtrennung für die uns zur Verfügung stehende Präparatstärke zu viel Zeit beanspruchte.

Die Feststellung, dass ca. 4% der Zerfallsprozesse der 25 h Periode auf das 7 sec.-Niveau des  $Au^{197}$  führen, gelang durch die folgende physikalische Trennmethode: Beim Erhitzen auf ca.  $800^{\circ}$  C verdampft das  $Hg^{197}$  und die in unwägbaren Mengen vorliegende Tochtersubstanz  $Au^{197*}$  bleibt zurück. Diese Methode gestattete, das mit dem  $Hg^{197}$  im Gleichgewicht sich befindende  $Au^{197*}$  in 5 sec. abzutrennen und die Halbwertszeit des so erhaltenen  $Au^{197*}$  zu  $7,4 \pm 0,2$  sec. zu bestimmen. Die Absorptionskurve der  $Au^{197*}$ -Strahlung wurde auf die gleiche Weise und mit übereinstimmendem Resultat wie bei der  $n-n$ -Anregung gemessen.

Damit ergibt sich zusammenfassend folgendes Zerfallsschema:



Zerfallsschema der  $Hg^{197}$ -Isomere.

Die schwache 0,38 MeV  $\gamma$ -Strahlung wurde vorläufig lediglich aus energetischen Gründen dem direkten Übergang des 7 sec.-Isomers in den Grundzustand zugeordnet. Weitere Messungen sollen entscheiden, ob diese  $\gamma$ -Strahlung tatsächlich beim Zerfall des Isomers emittiert wird.

Das Zerfallsschema der  $Hg^{197}$ -Isomere zeigt deutlich, dass von den vielen Anregungsniveaus der schweren Kerne bei einem speziellen Zerfall nur einige wenige angeregt werden.

## Das 53-Minuten-Isotop des Elements 43

von P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und R. STEFFEN  
(ETH. Zürich).

Bei der Bestrahlung von Molybdän mit Protonen entsteht u. a. ein radioaktives Isotop des Elements 43, welches sich unter Positronenemission und durch K-Einfang mit einer Halbwertszeit von 53 Minuten umwandelt<sup>1)</sup>. Die Zerfallsenergie, aus der oberen Grenze des Positronenspektrums ( $E_{\max} = 2,470 \pm 0,050$  MeV) ermittelt, beträgt 3,49 MeV. Zwei Drittel der Umwandlungen erfolgen durch K-Einfang. Neben der Annihilationsstrahlung tritt eine intensive, aus drei Komponenten bestehende  $\gamma$ -Strahlung auf, deren

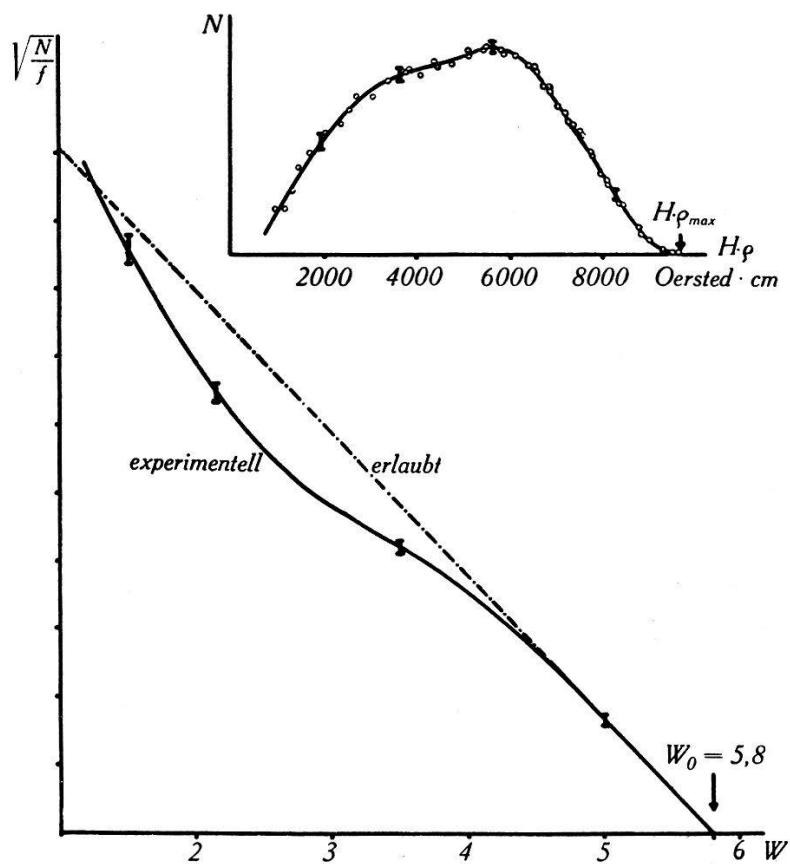


Fig. 1.

Positronenspektrum und Fermi-Diagramm des 53 Minuten Isotops des Elements 43.

Energien mit Hilfe der in Kupfer, bzw. Goldfolien ausgelösten Compton- und Photoelektronen im Halbkreisspektrographen zu  $0,866 \pm 0,006$  MeV,  $1,89 \pm 0,06$  MeV und  $2,84 \pm 0,10$  MeV bestimmt wurden.

<sup>1)</sup> P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, Helv. Phys. Acta **19**, 418 (1946).

Ausserdem wurden die Konversionselektronen der 0,866 MeV  $\gamma$ -Linie beobachtet und gleichzeitig Konversionselektronen festgestellt, die  $\gamma$ -Linien von 0,753, 0,758, 0,768, 0,802, 0,835  $\pm$  0,006 MeV entsprechen und bei den Umwandlungen der längerlebigen Isotopen des Elements 43 emittiert werden. Auffallend ist, dass nahezu die gleichen  $\gamma$ -Energiewerte bei den verschiedenen Isotopen des Elements 43 auftreten.

Für die Ausmessung des Positronenspektrums des 53-Minuten-Isotops wurden Präparate mit einer Trägersubstanzmenge von maximal 1,5 mg  $\text{Re}_2\text{S}_7$  verwendet. Die beobachtete Impulsverteilung der Positronen (Fig. 1) weicht stark von derjenigen erlaubter Übergänge ab. Da die Zerfallsenergie eine Positronenemission auch über die zwei tiefsten Anregungsniveaus zulässt, kann ein komplexes Positronenspektrum vorliegen. Die Abweichung lässt sich jedoch damit nicht erklären; denn die Überlagerung erlaubter Teilspektren ergäbe eine wesentlich andere Impulsverteilung. Dieses Abweichen deutet auf einen verbotenen Positronenübergang hin. Wir beabsichtigen, den Anteil allfälliger Teilspektren zu bestimmen. Dadurch wird es möglich, im ganzen Impulsbereich den Verlauf des zum Übergang in den Grundzustand gehörenden Spektrums mit den Formen, die sich aus den verschiedenen Ansätzen der Theorie ergeben, zu vergleichen.

---

**Untersuchung kurzlebiger metastabiler Kernanregungszustände mittelst verzögerter Koinzidenzen**

von O. HIRZEL, P. STOLL und H. WÄFFLER (ETH. Zürich).

*I. Prinzip der Messmethode.*

Die Lebensdauern angeregter Kernzustände reichen von etwa  $10^{-14}$  sec bis zu  $10^{+6}$  sec und mehr, sie umfassen somit einen Bereich von über 20 Grössenordnungen. Eine direkte Bestimmung dieser Lebensdauern  $\tau$  durch Messung der Abklingkurve der beim Übergang aus dem angeregten in den tieferen Zustand (im allgemeinen den Grundzustand) emittierten  $\gamma$ -Strahlung ist bisher nur für  $\tau \geqq 10$  sec gelungen<sup>1)</sup>.

Die experimentelle Untersuchung der kurzlebigeren Anregungszustände wäre jedoch vom theoretischen Standpunkt aus interessant. Die Theorie<sup>2)</sup> stellt nämlich einen Zusammenhang zwischen 1. der Lebensdauer eines Anregungszustandes, 2. der Anregungsenergie und 3. der Multipolordnung der beim Übergang emittierten

---

<sup>1)</sup> Siehe hierzu M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. **69**, 567 (1946).

<sup>2)</sup> Siehe z. B. H. A. BETHE, Rev. of Mod. Physics **9**, (§ 87) (1937).

Strahlung her. Anhand des zur Zeit vorliegenden experimentellen Materials lässt sich dieser Zusammenhang nur für Multipolübergänge  $l \geq 4$  prüfen. Eine einfache Methode zur Halbwertszeitbestimmung kurzlebiger Anregungszustände ( $10^{-6} \text{ sec} < T < 10^{-2} \text{ sec}$ ) bietet sich nun in jenen Fällen, in welchen der betreffende Zustand im Anschluss an einen radioaktiven  $\beta$ -Zerfall von hinreichend grosser Halbwertszeit durchlaufen wird. Dann müssen sich nämlich *verzögerte Koinzidenzen* zwischen den emittierten  $\beta$ -Teilchen und den auf sie folgenden  $\gamma$ -Strahlen bzw. deren Konversionselektronen beobachten lassen. Bestimmt man also die Koinzidenzrate mit einem Koinzidenzverstärker, dessen auf die  $\beta$ -Teilchen ansprechender Zweig die Eingangsimpulse um eine beliebig wählbare Zeitspanne  $t_0$  verzögert, so muss diese Koinzidenzrate in Abhängigkeit von  $t_0$  mit der Halbwertzeit des Anregungszustandes abfallen.

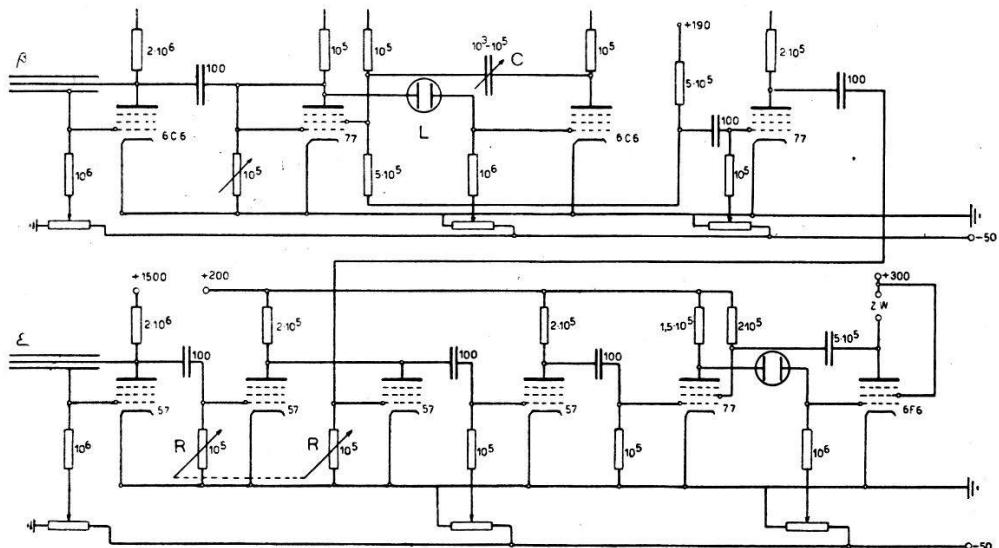


Fig. 1.

Verstärker für verzögerte Koinzidenzen.

Spg. in Volt, Widerstände in Ohm, Kapazitäten in pF.

Die Rechnung ergibt für das Verhältnis zwischen den systematischen und den zufälligen Koinzidenzen

$$\frac{K_{\text{syst}}}{K_{\text{zuf}}} = \text{const} \frac{\lambda e^{-\lambda t_0}}{N_\beta}$$

( $\lambda$  Zerfallskonstante des angeregten Zustands,  $N_\beta$  Zahl der pro Zeiteinheit emittierten  $\beta$ -Teilchen). Durch Messung dieses Verhältnisses in Abhängigkeit von  $t_0$  erhält man also direkt die Zerfallskurve des Anregungszustandes.

Fig. 1 zeigt das Schaltschema des Verstärkers. Der eine Zweig desselben enthält als Verzögerungsglied eine Multivibratorstufe mit

Glimmlampe  $L$  und variabler Kapazität  $C$ . Durch Veränderung von  $C$  können Verzögerungszeiten  $t_0$  von  $10^{-5}$  bis  $10^{-2}$  sec eingestellt werden. Die Bestimmung von  $t_0$  erfolgt folgendermassen: Die Impulse eines Zählers werden auf beide Zweige des Verstärkers gegeben und die Stösse von den Gittern der Rossistufe  $R$  auf einen Kathodenstrahlloszillographen geführt. Das dem Abstand der Impulse auf dem Leuchtschirm entsprechende Zeitintervall  $t_0$  wird für verschiedene Einstellungen von  $C$  mit einem Tongenerator, dessen Schwingungen ebenfalls auf den Oszillographen gegeben werden, bestimmt.

Da  $K_{\text{syst}}$  proportional  $\exp(-\lambda t_0)$  abfällt, so muss bei Einstellung auf grosse Werte von  $t_0$   $K_{\text{syst}}$  sehr klein, die statistischen Schwankungen somit sehr gross werden. Nun sind aber sowohl  $K_{\text{syst}}$  als auch  $K_{\text{zuf}}$  dem Koinzidenzauflösungsvermögen  $\tau_K$  des Verstärkers proportional, man kann somit der Abnahme von  $K_{\text{syst}}$  mit zunehmendem  $t_0$  dadurch begegnen, dass man  $\tau_K$  mit  $t_0$  anwachsen lässt. Das erfolgt mit Hilfe der variablen Gitterwiderstände  $R$  in der Rossistufe, welche das Koinzidenzauflösungsvermögen  $\tau_K$  zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-3}$  sec zu verändern gestatten.

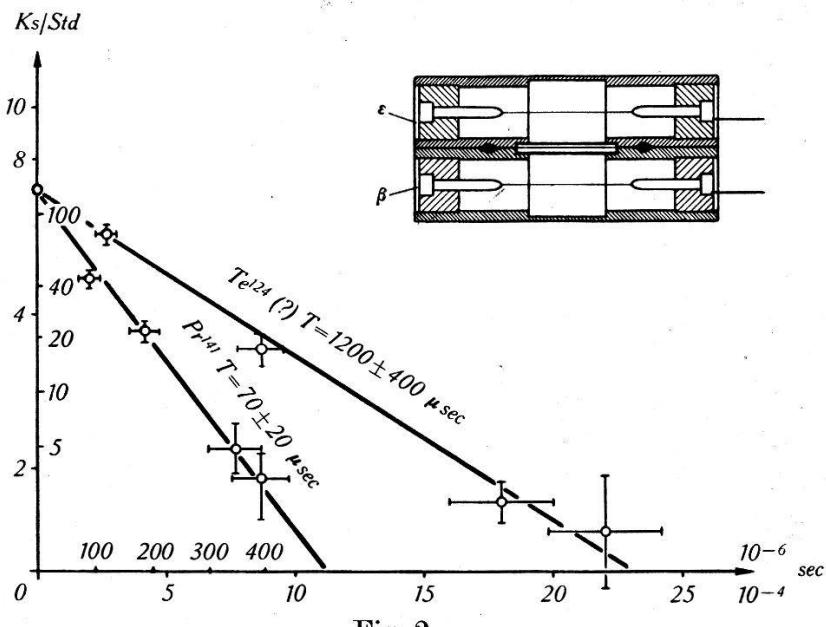


Fig. 2.

Anordnung der Zählrohre und Abfallkurven der Kernanregungszustände.

Die Zahlen innerhalb des Koordinatensystems beziehen sich auf  $\text{Pr}^{141}$ , diejenigen außerhalb auf  $\text{Te}^{124}$ . Die vertikalen Striche bedeuten die statistischen Fehler der Meßpunkte, die horizontalen die Unsicherheit in der Verzögerungszeit des Verstärkers.

Die Anordnung der Zähler zeigt Fig. 2. Das für die Messung der Konversionselektronen bestimmte Zählrohr ( $\epsilon$ ) ist durch eine dünne Cellophanfolie (ca.  $5 \mu$ ) vom Präparat getrennt, das Fenster des  $\beta$ -Zählers wird durch eine Aluminiumfolie abgeschlossen, die ge-

nügend dick ist, um praktisch alle Konversionselektronen zu absorbieren. Es ist nämlich zweckmässig, die Konversionselektronen vom Eintritt in den  $\beta$ -Zähler abzuhalten, da sie dort lediglich einen Beitrag zu  $K_{\text{zuf}}$  liefern. (Die nichtkonvertierte  $\gamma$ -Strahlung lässt sich in dieser Weise natürlich nicht ausscheiden, doch beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler für dieselbe bei der üblichen Füllung — 80 mm Argon mit einem Zusatz von 12 mm Alkoholdampf — bestenfalls einige Prozent.) Wenn praktisch keine Konversionselektronen mehr in den  $\beta$ -Zähler eintreten können, so lässt sich die Richtigkeit der vorstehenden Überlegungen in einfacherster Weise experimentell prüfen: vertauscht man nämlich die Zählrohre, so dass jetzt die im Zähler ( $\varepsilon$ ) ausgelösten Impulse verzögert werden, die im  $\beta$ -Zähler entstehenden dagegen nicht, so dürfen nur noch zufällige, aber keine systematischen verzögerten Koinzidenzen mehr auftreten.

## II. Resultate.

Es konnten an folgenden Kernen metastabile Anregungszustände ( $T > 10^{-6}$  sec) nachgewiesen werden.

1. *Cer Ce<sup>141</sup>*. Durch Bestrahlung mit langsamen Neutronen erhält man an Cer im Prozess  $\text{Ce}^{140}(n, \gamma) \text{Ce}^{141}$  das aktive Isotop  $\text{Ce}^{141}$ . Dieses zerfällt mit einer Halbwertzeit von  $T = 30d$  in das stabile  $\text{Pr}^{141}$ .  $\text{Ce}^{141}$  emittiert ein  $\beta$ -Spektrum der Grenzenergie  $E_{\beta-} = 0,65$  MeV und ausserdem  $\gamma$ -Strahlen von 0,2 MeV<sup>1)</sup>. Wir vermuteten, dass diese  $\gamma$ -Strahlung im Anschluss an den  $\beta$ -Zerfall emittiert wird, d. h. dass ein angeregter Zustand des Produktkernes  $\text{Pr}^{141}$  vorliegt. In diesem Fall müssten sich Koinzidenzen zwischen den  $\beta$ -Teilchen des  $\text{Ce}^{141}$  und den Konversionselektronen der  $\gamma$ -Strahlung beobachten lassen. Die Messungen haben diese Vermutung bestätigt. In Fig. 2 ist  $\log(K_{\text{syst}})$  in Abhängigkeit von  $t_0$  aufgetragen. Der erwähnte Anregungszustand besitzt eine Halbwertszeit von  $T = 70 \pm 20$  Microsec. Aus der Theorie<sup>2)</sup> erhält man mit dieser Halbwertszeit bei einer Anregungsenergie von 200 kv für die Multipolordnung des Überganges  $l = 3$ .

2. *Antimon: Sb<sup>124</sup>*. Dieses radioaktive Isotop entsteht ebenfalls durch Neutroneinfang an  $\text{Sb}^{123}$ . Es zerfällt unter  $\beta$ -Emission mit einer Halbwertszeit von  $60d$  in  $\text{Te}^{124}$ . MITCHELL, LANGER und McDANIEL<sup>3)</sup> haben im Spektrum des  $\text{Sb}^{124}$  eine weiche  $\gamma$ -Linie

<sup>1)</sup> M. L. POOL und I. D. KURBATOV, Phys. Rev. **63**, 463 A 15 (1943).

<sup>2)</sup> Siehe z. B. H. A. BETHE, Rev. of Mod. Physics **9**, § 87 (1937).

<sup>3)</sup> A. C. G. MITCHELL, L. M. LANGER und P. W. Mc DANIEL, Phys. Rev. **57**, 1107 (1940).

( $h\nu < 69$  kv) gefunden. Durch neuere Messungen<sup>1)</sup> ist die Existenz dieser Linie allerdings wieder in Frage gestellt worden. Nach unserer Methode konnte jedoch ein Anregungszustand, der mit einer Halbwertszeit von  $T = 1200 \pm 400$  Mikrosec. abfällt, nachgewiesen werden. Schreibt man diesen Zustand versuchsweise eine Anregungsenergie von  $\sim 70$  KV zu, so erhält man mit der obigen Halbwertszeit für die Multipolordnung des Überganges wiederum  $l = 3$ .

*Anmerkung bei der Korrektur:* Nach Abschluss dieser Arbeit erhielten wir Kenntnis von den Mitteilungen von DE BENEDETTI und MC GOWAN<sup>2)</sup>. Diese Autoren haben nach einer mit der unsrigen übereinstimmenden Methode ebenfalls metastabile Anregungszustände an Ta<sup>181</sup> und Re<sup>187</sup> nachweisen können.

---

### Dielektrische Anomalien an Barium-Titanat-Einkristallen

von H. BLATTNER, B. MATTHIAS, W. MERZ und P. SCHERRER (ETH. Zürich).

Die ausführliche Arbeit erscheint später in den H.P.A.

---

### Komplexspektren der Manganhalogenide

von J. BACHER und E. MIESCHER (Basel).

*MnCl* und *MnBr*: W. MÜLLER<sup>3)</sup> hat vor einigen Jahren komplizierte Bandenspektren, wie man sie sowohl in Emission als auch in Absorption an den Dämpfen von Manganchlorid und -bromid beobachtet, in überzeugender Weise als Multiplettsysteme vom Typus  $^7\Pi - ^7\Pi$  gedeutet. Er konnte die Aufspaltung der Multipletterme der Moleküle MnCl und MnBr vollständig angeben und fand sie in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung. Es ist anzunehmen, dass es noch zahlreiche weitere Bandenspektren von dieser Art geben wird, die im Sinne der bei den Atomspektren verwendeten Terminologie als Komplexspektren zu bezeichnen sind.

*MnH*: Tatsächlich hat NEVIN<sup>4)</sup> eine äusserst komplexe, in Linien aufgelöste Bande des Manganhydrids (MnH) in vollständiger Weise als  $^7\Pi - ^7\Sigma$ -System analysieren können.

<sup>1)</sup> W. E. MEYERHOF und G. SCHARFF-GOLDHABER (Bull. Am. Phys. Soc. **22**, Nr. 2).

<sup>2)</sup> S. DE BENEDETTI und F. K. MC GOWAN, Phys. Rev. **71**, 380 (1947).

<sup>3)</sup> W. MÜLLER, Helv. Phys. Acta **16**, 1, 1943.

<sup>4)</sup> T. E. NEVIN, Proc. Roy. Irish Acad. A. **48**, 1 (1942); **50**, 123 (1945).

*MnF*: ROCHESTER und OLSSON<sup>1)</sup> fanden im Dampf des Manganfluorids bei Temperaturen über 1400° C im Gebiete 2350—2500 Å ein System von Absorptionsbanden des MnF — Moleküls, das sich leicht in ein einfaches Vibrationsschema einordnen liess mit den Frequenzen  $\omega'' = 618,8$   $\omega' = 637,2$  cm<sup>-1</sup>. Ausserdem beobachteten sie jedoch zwischen 3300 und 3650 Å ein komplexes Absorptionspektrum, als dessen Träger sie das dreiatomige Molekül MnF<sub>2</sub> vermuteten.

Um die Natur dieses Bandensystems, dessen Analogie zu den Komplexspektren schon MÜLLER<sup>2)</sup> betont, aufzuklären, haben wir nun versucht, die MnF-Banden lichtstark in Emission anzuregen. Das ist uns gelungen mit Hilfe einer Gleichstromentladung zwischen Nickelelektroden in einem mit Helium gefüllten Pyrexrohr. Die Entladung (1000 Volt, 0,3 Amp.) wurde dabei mittels eines durchbohrten metallischen Einsatzes eingeschnürt, wobei der Dampf von MnF<sub>2</sub> aus einem kleinen elektrisch geheizten Platintiegelchen unmittelbar in die Einschnürstelle hineingeleitet wurde. Das Heliumgas zirkulierte rasch durch ein Reinigungssystem, so dass es gelang, die überaus stark störenden SiF-Banden praktisch völlig fernzuhalten. Wir erhielten am Gitter mit Expositionszeiten von 10 Minuten intensive und von Verunreinigungen freie Spektrogramme der Dispersion 2,8 Å/mm, die auch nur wenig von Atomlinien überlagert sind. Das Emissionssystem erstreckt sich in fünf Gruppen über das Wellenlängengebiet 3670—3330 Å und ist identisch mit dem von ROCHESTER und OLSSON<sup>3)</sup> beobachteten. Die Banden sind grösstenteils nach Violett abschattiert, im kurzweligen Gebiet zum Teil auch nach Rot. Die intensivste zwischen 3520 bis 3480 Å gelegene Gruppe enthält die 0,0-Banden. Es lässt sich unschwer die von ROCHESTER und OLSSON<sup>3)</sup> im kurzweligen Absorptionssystem beobachtete Grundfrequenz von 619 cm<sup>-1</sup> als Abstand der Gruppen erkennen.

*MnJ*: Versuche, Manganjodid in gleicher Weise anzuregen, führten ebenso wenig zum Erfolg wie die Bemühungen von MESNAGE<sup>4)</sup>, das Spektrum von MnJ in der Hochfrequenzentladung zu erzeugen. Das Emissionsspektrum besteht aus intensiven Manganlinien und lässt keinerlei Banden erkennen. Dagegen gelang es, in Absorption ein bisher unbekanntes Spektrum aufzufinden, das offenbar das Analogon zu den Komplexspektren der leichteren

<sup>1)</sup> G. D. ROCHESTER und E. OLSSON, Z. S. f. Phys. **114**, 495 (1939).

<sup>2)</sup> W. MÜLLER, Helv. Phys. Acta **16**, 1, 1943.

<sup>3)</sup> G. D. ROCHESTER und E. OLSSON, Z. S. f. Phys. **114**, 495 (1939).

<sup>4)</sup> P. MESNAGE, Ann. d. physique **12**, 5, 1939.

Halogenide bildet. Hierbei wurde der Dampf von  $MnJ_2$  im abgeschmolzenen Quarzrohr von 10 cm Länge auf  $1100^\circ C$  überhitzt; der Ansatz mit dem Salz befand sich auf der Temperatur von  $650^\circ C$ . Unter diesen Bedingungen wird alles Licht kurzwelliger als 3950 Å durch den Dampf absorbiert, im Gebiet zwischen 3960 bis 4180 Å beobachtet man jedoch scharfe und intensive Banden komplexer Natur, die einheitlich nach Violett abschattiert sind und keinerlei Rotationsauflösung zeigen. Von den Linien tritt allein das Mangantriplett bei 4033 Å auf. Man vermutet die 0,0-Banden etwa bei 4020 Å, wo die Absorption maximal ist. Die Differenz von  $238 \text{ cm}^{-1}$ , wie man sie für das  $MnJ$ -Molekül erwartet, tritt als Bandenzug deutlich in Erscheinung. Im übrigen lässt dieses Spektrum keinerlei Einteilung in Gruppen mehr erkennen, da offenbar die Multiplettaufspaltung von der Größenordnung der Schwingungsfrequenzen geworden ist.

Sowohl  $MnF$  wie  $MnCl$  und  $MnBr$  weisen bei 5000 Å je ein weiteres in Emission intensiv in Erscheinung tretendes Bandensystem auf, die alle einen überraschend ähnlichen Bau zeigen und die ebenfalls vom Typus der Komplexspektren sind. Ihr Abstand vom kurzwelligen System (ca.  $6000 \text{ cm}^{-1}$ ) deckt sich in auffälliger Weise mit der Differenz zwischen den Termen verschiedener Multipizität des Manganatoms.

Ins einzelne gehende Angaben über die Multiplettstruktur dieser Spektren müssen der später erscheinenden ausführlichen Arbeit überlassen werden.

#### **Appareillage et méthode de mesure des préparations biologiques radioactives**

par G. JOYET, C. A. C. R., Lausanne.

Ces préparations qui se présentent sous la forme de coupes ou de cendres de tissus, sont disposées en couche plane dans l'évidement fraisé d'une nacelle d'anticorodal. La nacelle amovible et le tube de GEIGER sont placés dans un dispositif (fig. 1) qui assure une disposition géométrique fixe de la couche active relativement au tube de GEIGER et abaisse le rayonnement ambiant par un écran de plomb à 8 Imp./min.

Comme la variation de la sensibilité en fonction de la température du tube à alcool (75 mm) — argon (15 mm) peut être notable (fig. 2) (vide poussé à 1 mm environ le dispositif est logé dans un thermostat qui maintient la température constante ( $\pm 0,25^\circ C$ ) à 2 à 3 degrés au-dessus de la température du laboratoire.

La quantité de solution radioactive injectée à l'animal d'essai est déterminée par pesée. Un échantillon de cette solution, également pesé, est disposé dans une nacelle pour en mesurer l'activité dans les mêmes conditions d'absorption que les cendres ou les coupes de tissus.

Le dispositif a été essayé avec deux isotopes, l'un, le  $^{42}\text{K}$  à émission  $\beta$  dure de 3,5 MeV, l'autre, le  $^{59}\text{Fe}$  avec des émissions  $\beta$

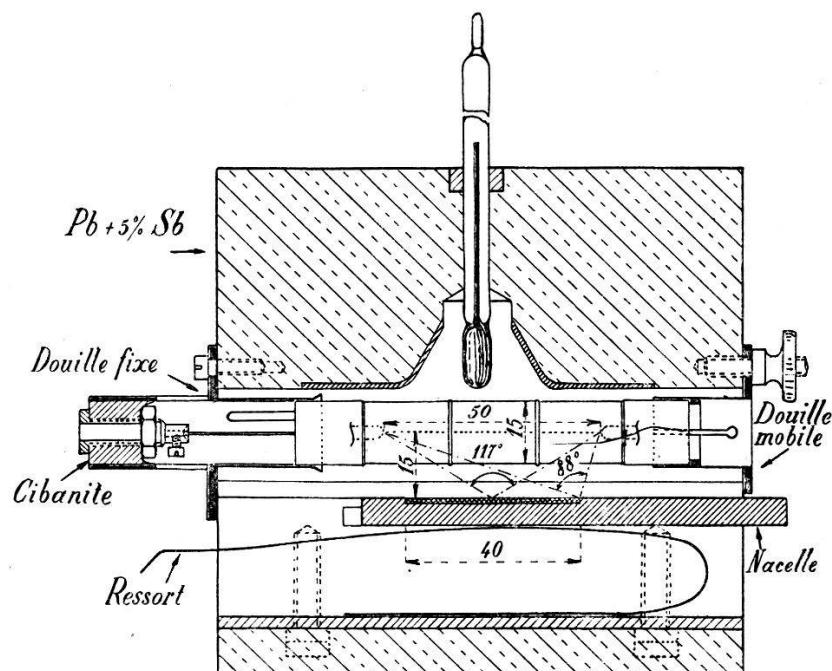


Fig. 1.  
Dispositif-compteur pour cendres radioactives.

molles de 0,9 et 0,4 MeV. Les cendres actives qui ont une densité de  $0,85 \pm 10\%$ , sont obtenues par calcination des tissus durant 30 min à  $700^\circ\text{C}$ .

Pour le  $^{42}\text{K}$  et pour une couche active de 0 à  $60\text{ mg/cm}^2$  (0 à 1 mm d'épaisseur), l'activité est proportionnelle au poids de cendres par unité de surface. Mais pour le  $^{59}\text{Fe}$ , la courbe d'activité n'est plus linéaire.

L'absorption du rayonnement au travers des cendres non actives a été étudiée pour les deux mêmes isotopes. Si  $I_0$  est l'activité initiale de la couche active très mince déposée au fond de la nacelle,  $I(x)$  l'activité résiduelle après une absorption au travers de  $x\text{ mg/cm}^2$  de cendres non actives, le coefficient

$$\eta_x = \frac{\int_0^x I(x) dx}{I_0 x}$$

indique l'effet de l'absorption sur une couche émissive d'épaisseur  $x$ .  $\eta_x$  varie de 1 à 1,015 à 0,98 avec le  $^{42}\text{K}$  pour des couches de 0 à 20 à 60 mg/cm<sup>2</sup>. Mais dans le cas d'un rayonnement mou comme le fer, ce facteur varie considérablement.

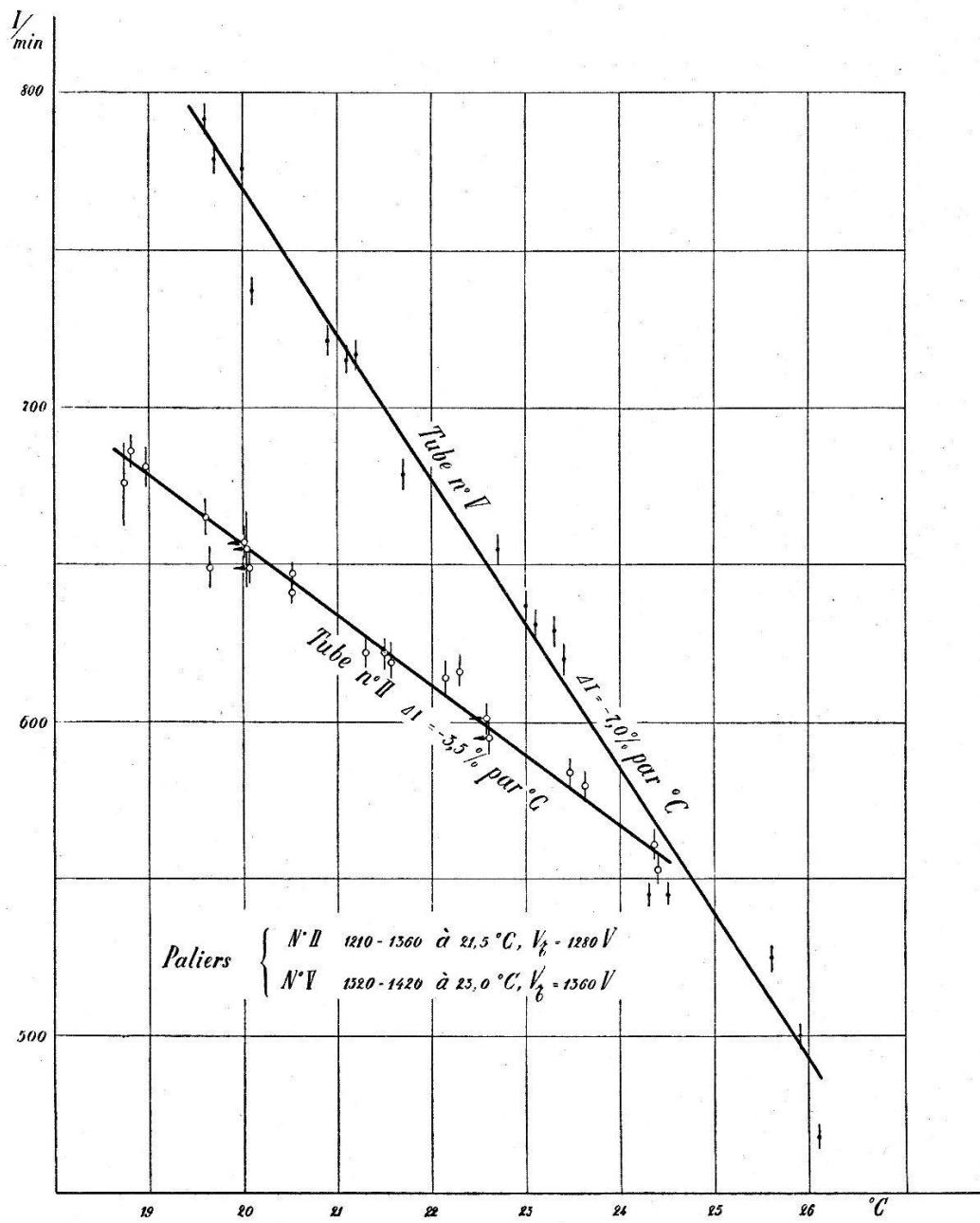


Fig. 2.

Sensibilité du tube de GEIGER alcool-argon à la température.

Cette méthode de travail, qui fera l'objet d'une publication plus étendue, nous a permis d'établir la distribution complète du potassium radioactif injecté dans l'organisme, en fonction du temps<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> G. JOYET, Bull. Acad. suisse des Sc. Méd., 2, 363 - 76 (1947).

**Über Aufbau und Rückwirkung bei der Niederdruckentladung**

von H. L. von GUGELBERG ETH. Zürich).

(Erscheint demnächst in den H.P.A.)

**Über Messungen des Thomson-Koeffizienten**

von G. J. EKKERS und A. FARNER (Zürich).

Nach Messungen von HOLM und Mitarbeitern zeigen Schaltkontakte, deren Elektroden aus demselben reinen Metall bestehen, auch wenn keine Funkenbildung auftreten kann, einen Materialtransport von der Anode zur Kathode.

Die Ursache dieser sog. „Feinwanderung“ ist zu suchen in der Bildung einer flüssigen Brücke an der Einschnürung zwischen den Elektroden kurz vor der Stromunterbrechung. Es zeigt sich, dass die Anode zuerst schmilzt und dass später die Brücke anodenseitig reisst, so dass bei jeder Schaltung die Anode Material verliert zu gunsten der Kathode.

Eine Erklärung für diese Unsymmetrie können thermoelektrische Effekte geben, welche nicht dem Quadrate der Stromstärke doch dieser Stromstärke selber proportional sind. Als solche kommen in Betracht der Peltiereffekt und der Thomsoneffekt.

Der Peltiereffekt kann nur entstehen, wenn zwei verschiedene Leiter vorhanden sind. HOLM nimmt das Vorhandensein solcher im Schaltkontakt an, indem er spricht vom Peltiereffekt zwischen fester und flüssiger Phase des Elektroden-Metall. Gegen diese Auffassung spricht aber die Behauptung CERMAKS, dass die Peltierwärme im Schmelzpunkt eine stetige Temperaturfunktion ist. DIETRICH glaubt an das Vorhandensein von Oxydschichten zwischen den Kontaktflächen. Man kann dann aber nicht einsehen, wieso reines Gold nach HOLMSchen Messungen eine so beträchtliche Feinwanderung aufweist. Nach unserer Ansicht muss deshalb der Peltiereffekt als Erklärung für die Feinwanderung abgelehnt werden.

Abschätzungen von HOLM über den Materialtransport, den der Thomsoneffekt hervorrufen könnte, geben Werte, welche größenordnungsmässig mit seinen Messungen übereinstimmen. Seine Rechnung verlangt aber, dass die Feinwanderung proportional der dritten Potenz der geschalteten Stromstärke sei. Aus seinen Messungen hingegen schliesst er auf eine Proportionalität mit dem Quadrat dieser Stromstärke. Durch Messungen der Feinwanderung an reinen Silberkontakten, worüber wir in nächster Zukunft noch berichten werden, konnten wir zeigen, dass der Materialtransport

sehr stark von der Schaltgeschwindigkeit und auch noch vom Kontaktdruck abhängt. Bei Festhaltung dieser beiden Parameter zeigte sich bei unseren Messungen die Feinwanderung von reinem Silber proportional der dritten Potenz der Stromstärke, wie es die Rechnung verlangt.

Ferner äussert HOLM noch Bedenken hinsichtlich der Richtung. Nach allen bis jetzt bekannten Messungen ist der Thomsonseneffekt für die von HOLM auf Feinwanderung untersuchten reinen Metallen bei mässigen Temperaturen positiv, d. h. der Strom erzeugt Wärme, wenn er von höherer zur tieferen Temperatur fliesst. Dies ist aber, wie man leicht einsieht, gleichbedeutend mit einer Feinwanderung von der Kathode zur Anode. Wenn infolgedessen nicht der Thomson-

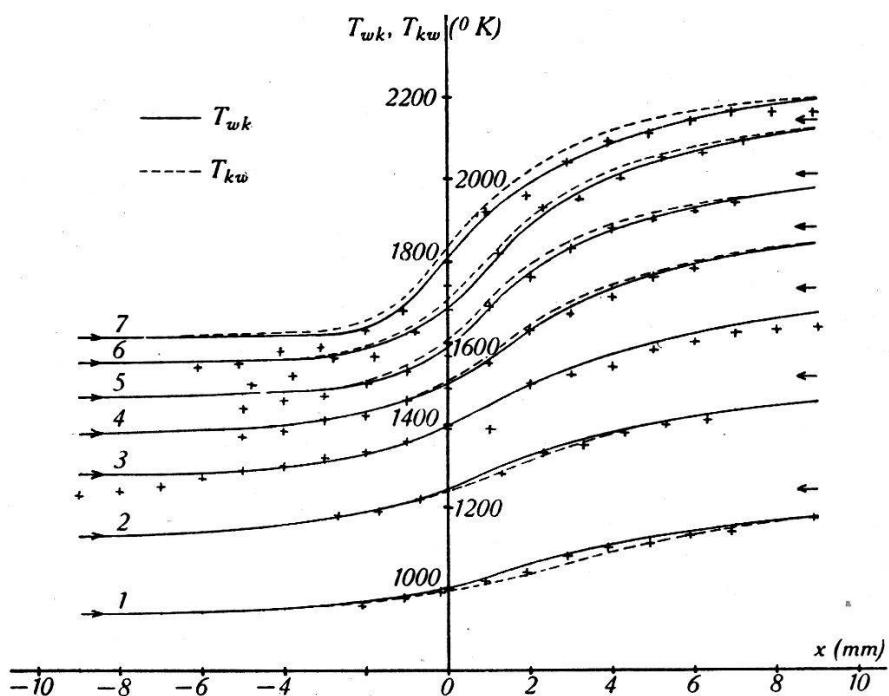


Fig. 1.

effekt bei höheren Temperaturen als bis jetzt gemessen, sein Vorzeichen ändert, muss er als Erklärung für die Feinwanderung ausscheiden.

SOMMERFELD vermutet auf Grund theoretischer Überlegungen, dass der Thomsonseneffekt für geschmolzene Metalle negativ sein müsse. Für sämtliche Alkalimetalle mit Ausnahme von Lithium ist diese Auffassung durch Messungen von BIDWELL und BRIDGMAN bestätigt. Messungen über den Thomsonseneffekt an den von HOLM auf Feinwanderung untersuchten Kontaktmetallen, wie Wolfram, Silber, Platin und Gold bei höheren Temperaturen oder gar im geschmolzenen Zustand liegen unseres Wissens nicht vor.

Unsere bisherigen Messungen wurden durchgeführt in einem Temperaturbereich von 900 bis 2100° K. Die Messmethode beruht auf der Tatsache, dass die Thomsonwärme nicht von der Art des Temperaturgefälles und nicht vom Querschnitt des Leiters abhängig ist. Unser Messobjekt war ein Wolframdraht von ca. 20 cm Länge, welcher über die Hälfte seiner Länge einen Durchmesser von 100  $\mu$  hatte und über die andere Hälfte einen Durchmesser von 150  $\mu$ . Die Querschnittsänderung beanspruchte eine Länge von ca. 150  $\mu$ .

Der Draht war in einem evakuierten Glasgefäß von bekannter Absorption ausgespannt und mit Stromzuführungen versehen. Mit Hilfe eines Glühfadenpyrometers wurde der Temperaturverlauf dem Draht entlang in der Nähe der Sprungstelle des Durchmessers in Abhängigkeit von Grösse und Richtung eines den Draht durchfliessenden Gleichstromes gemessen (Fig. 1).

Die Kurven  $T_{wk}$  und  $T_{kw}$  zeigen diesen Temperaturverlauf entlang dem Draht, in der Nähe der Sprungstelle des Durchmessers,

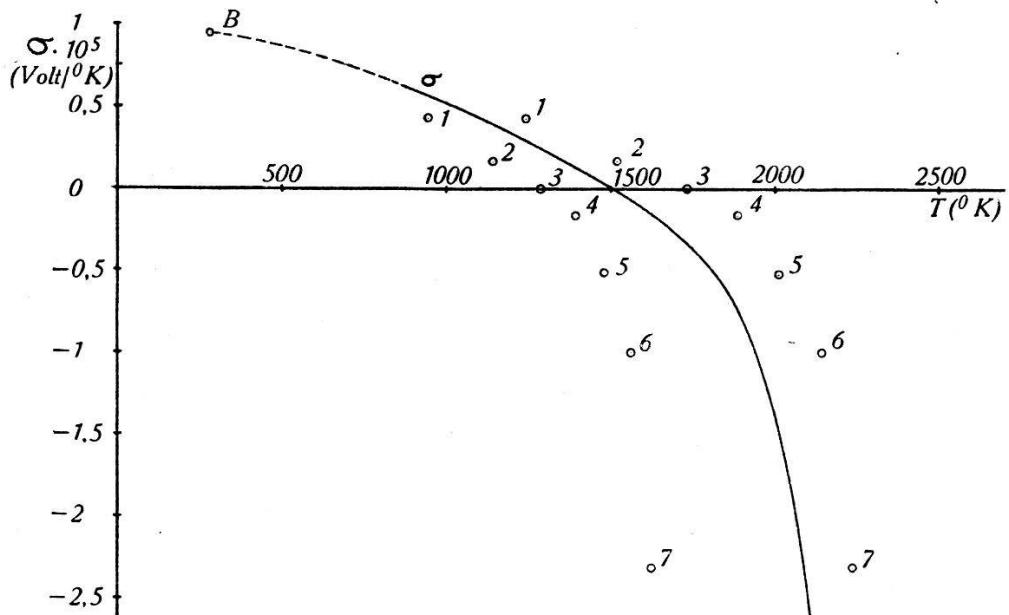


Fig. 2.

bei verschiedenen Stromstärken, und zwar einmal für die Stromrichtung von warm nach kalt ( $T_{wk}$  ausgezogen) und einmal für die Stromrichtung von kalt nach warm ( $T_{kw}$ , gestrichelt).

Man sieht, dass die Kurve, welche bei ca. 1400° K durch die Null-Achse geht, keinen merklichen Thomsoneffekt zeigt. Darunter wird der Thomsoneffekt immer stärker positiv, darüber immer stärker negativ.

Rein qualitativ ist hiermit gezeigt, dass für Wolfram oberhalb einer bestimmten Temperatur, welche unterhalb dem Schmelzpunkt

liegt, der Thomsons-Effekt negativ ist und somit zur Erklärung der Feinwanderung herangezogen werden kann.

Wir haben auch noch aus unseren Messungen durch Aufstellung der Energiebilanz des kurzen Drahtstückes beidseitig der Sprungstelle des Durchmessers bis zu den Stellen, wo kein Temperaturgefälle mehr vorhanden ist, und mit Hilfe des bekannten Gesamt-emissionsvermögens und spezifischen elektrischen Widerstandes von Wolfram den Thomsonkoeffizienten, d. h. die Materialkonstante, die die entwickelte Wärmemenge pro Sekunde bei Durchgang der Stromeinheit darstellt, wenn das Temperaturgefälle ein Grad ist, berechnet (Fig. 2). Die Kurve zeigt den Thomsonkoeffizienten  $\sigma$  in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen 900 und 2100° K. Nach unten ist die Kurve extrapoliert bis zum Eispunkt. Der Punkt  $B$  ist der von BRIDGMAN angegebene Wert von  $\sigma$  für Wolfram bei 0° C, welcher, wie man sieht, mit unseren Messungen recht gut übereinstimmt.

---

### Influence du fluide entraîné sur la période d'un pendule de torsion

CL. ATTINGER, Neuchâtel.

La publication détaillée paraîtra dans un prochain numéro des H.P.A.

---

### Scherungsschwingungen quadratischer Platten

von H. MÄHLY und A. TRÖSCH (ETH. Zürich).

Wir haben hier vor zwei Jahren über Längsschwingungen quadratischer Platten berichtet<sup>1)</sup> und festgestellt, dass man, zum mindesten für die Grundschwingungen, zwei Typen findet: zwei eigentliche Längsschwingungen und eine Scherungsschwingung; wir berichteten damals über den ersten Typus, hier die wichtigsten Resultate über den zweiten.

Das elastische Verhalten der Platte ist (da  $s'_{16}$  und  $s'_{26}$  nach Voraussetzung verschwinden) durch die Moduln  $s'_{11} = s'_{22}$ ,  $s'_{12}$  und den Scherungsmodul  $s'_{66}$  bestimmt<sup>1)</sup>. Setzen wir zur Abkürzung

$$\mu = -s'_{12}/s'_{11}; \quad \sigma = s'_{11}/s'_{66},$$

so ist  $\mu$  die Querdehnungszahl, während  $\sigma$  das Verhältnis von Scherungshärte zu Dehnungshärte angibt; kleines  $\sigma$  bedeutet also: Die Platte lässt sich leicht zu einem Rhombus, aber nur schwer zu

---

<sup>1)</sup> H. MÄHLY, Helv. phys. acta **18**, 248 (1945).

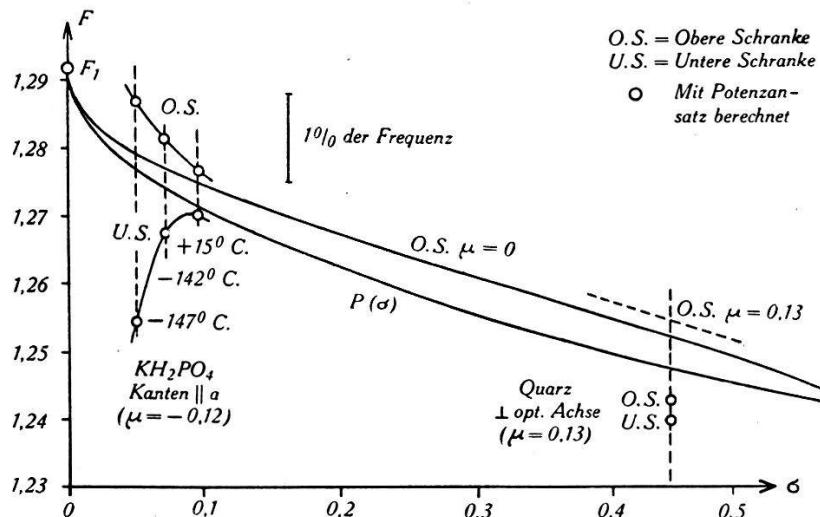
einem Rechteck deformieren. Die Frequenz der Scherungsschwingung wird vor allem von  $s_{66}$  abhängen. Wir setzen deshalb

$$\nu l = \frac{1}{2\sqrt{\varrho s_{66}}} \cdot F(\sigma, \mu).$$

$\nu$  = Frequenz der Schwingung.  
 $l$  = Kantenlänge der Platte.  
 $\varrho$  = Dichte des Materials.

Unsere Aufgabe war also die Berechnung des Faktors  $F(\sigma, \mu)$ .

BECHMANN<sup>1)</sup> erhält mit seiner Theorie, die auf starken Vereinfachungen beruht,  $F = \sqrt{2}$ , unabhängig von  $\sigma$  und  $\mu$ , und muss einen willkürlichen „Korrekturfaktor“ (0,877) einführen, um in Übereinstimmung mit seinen Messungen an Quarz ( $F = 1,24$ ) zu kommen. EKSTEIN<sup>2)</sup> verwendet zur Bestimmung von  $F$  das RITZsche Verfahren mit unendlich vielen Koordinatenfunktionen und berech-



net die erste Wurzel der unendlichen Säkulargleichung durch eine Näherungsformel ( $F = 1,283$ ). Dazu ist zu bemerken:

1. Das verwendete Funktionensystem ist nicht vollständig; man erhält daher auf diese Weise eine obere Schranke für  $F$ , die aber, wie man leicht zeigt, für den Wert  $\sigma = 0$ , der allerdings physikalisch nicht realisierbar ist, mit dem exakten Wert übereinstimmt.

2. Man kann die EKSTEINSche Säkulargleichung umformen auf die Gleichung

$$\frac{\pi F}{2} + \operatorname{tg} \frac{\pi F}{2} = 0; \text{ erste Wurzel: } F_1 = F(0, \mu) = 1,2915.$$

<sup>1)</sup> R. BECHMANN, ZS. f. Ph. 117, 180 (1941) und 118, 527 (1942).

<sup>2)</sup> H. EKSTEIN, Phys. Rev. 66, 108 (1944).

3. Geht man direkt vom HAMILTONSchen Prinzip aus und setzt  $s_{11} = 0$  (bzw.  $\gamma_{11} \rightarrow \infty$ )<sup>4)</sup>, so erhält man sehr einfacher dieselbe Gleichung und ausserdem die zugehörige Schwingungsfunktion.

Für „reale“ Platten ( $\sigma = 0$ ) haben wir zunächst — wie früher für die Längsschwingungen — mit Hilfe eines Potenzansatzes (11-gliedriges Polynom mit 4 freien Konstanten) obere und untere Schranken für  $F$  berechnet. Für grössere  $\sigma$  liegen diese Schranken nah beieinander, für kleine  $\sigma$  dagegen nicht. Wir versuchten deshalb, für kleine  $\sigma$  Näherungswerte aus einer Art Störungsrechnung abzuleiten. Die Schwierigkeit liegt darin, dass in der Differentialgleichung für  $\sigma = 0$  ein Koeffizient ( $\gamma_{11}$ ) unendlich wird<sup>4)</sup>. Die Kurve  $F(\sigma)$  (für festes  $\mu$ ) hat deshalb bei  $\sigma = 0$  keine endliche Tangente, aber eine für alle  $\mu$  gemeinsame „Schmiegungsparabel“  $P(\sigma)$ :

$$P(\sigma) = F_1 - \frac{1}{\pi} \left( \frac{\pi^2 F_1^2 - 8}{\pi^2 F_1^2 + 8} \right)^{3/2} = 1,2915 - 0,0648 \sqrt{\sigma}.$$

Der ziemlich komplizierte Ansatz zur Berechnung von  $P(\sigma)$  lässt sich auch für endliche  $\sigma$ -Werte als RITZscher Ansatz verwenden; die so berechnete obere Schranke hängt nur sehr wenig von  $\mu$  ab.

Die beiden Berechnungsmethoden — Potenzansatz und Entwicklung nach  $\sqrt{\sigma}$  — ergänzen sich gegenseitig, so dass die Frequenz der Scherungsgrundschwingung für alle  $\sigma, \mu$ -Werte auf  $\pm 2\%$  genau berechnet werden kann. Alle uns bekannten Messungen stimmen innerhalb ihrer Genauigkeit (ca. 1%) mit unserer Rechnung überein.

---

<sup>4)</sup> Vgl. W. VOIGT, Lehrbuch der Kristallphysik, § 343.