

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 18 (1945)  
**Heft:** IV

**Vereinsnachrichten:** Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

**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:** 02.04.2026

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

## Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

tenue à Soleure, le 5 mai 1945.

Président: Prof. Dr. H. König (Berne).

Vice-président: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zurich).

Secrétaire: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne).

### *Partie administrative.*

Les rapports de caisse et de la vérification des comptes sont lus et approuvés.

Le professeur GRUNER, rédacteur des *Helv. Phys. Acta*, a présenté un rapport écrit sur la bonne marche de la Revue de la Société.

Election du nouveau comité. Sont élus:

Prof. Dr. G. WENTZEL (Zurich), comme président,

Prof. Dr. E. MIESCHER (Bâle), comme vice-président,

P.-D. Dr. G. BUSCH (Zurich), comme secrétaire-trésorier.

Prof. Dr. P. GRUNER continue à fonctionner comme Délégué de la Commission de rédaction des *Helv. Phys. Acta* au sein du comité de la Société.

La Commission de rédaction des *Helv. Phys. Acta*, composée de MM. les prof. HAGENBACH, GRUNER, JAQUEROD, PERRIER, SCHERRER et WEIGLE, est réélue pour une période de 6 ans.

Les vérificateurs des comptes sont confirmés dans leurs fonctions (Dr H. SCHILT, Bienne et Prof. Dr STAHEL, Bienne). M. H. KÖNIG (Berne) est désigné comme délégué-suppléant au Sénat de la Société Helvétique des Sciences naturelles.

La Société approuve la candidature des nouveaux membres ordinaires suivants: MM. DOMINIQUE RIVIER (Method s/Yverdon), HELMUT BRADT (Zurich), MAX SCHMIDLIN (Baden), WALTER MERZ (Winterthour), HANS MÄHLY (Zurich), OSKAR HIRZEL (Winterthour), HANS v. GUGELBERG (Maienfeld), SERGE NIKITINE (Zurich), FRITZ ALDER (Bâle), WERNER LEHMANN (Soleure), JACQUES-PHILIPPE PAHUD (Lausanne), ERNST ZINGG (Zurich) et FRIEDRICH MONING (Soleure).

Compte tenu de la réinscription de M. W. BRÜCKMANN, la Société comptait, au 31 décembre 1944, 267 membres.

La prochaine séance aura lieu à Fribourg, au sein de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

*Communications scientifiques.***Zur Kristallisation des amorphen Antimons**

von W. LOTMAR (Aarau).

Erscheint ausführlich in den H. P. A.

**Zum Ausbreitungsmechanismus der Entladung in einem Zählrohr mit Alkoholdampfzusatz**

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

Wird von einer beliebigen Strahlung in einem Zählrohr, welches im Geiger-Bereich arbeitet, ein Elektron ausgelöst, so wird es im elektrischen Feld auf den Draht zu bewegt und bildet in dessen Nähe eine Elektronenlawine. Infolge der grossen Beweglichkeit werden die Elektronen unmittelbar auf dem Zählrohrdraht gesammelt, und es bleibt eine positive Ionenwolke zurück. Nach den Untersuchungen von A. H. STEVER<sup>1)</sup> breitet sich diese Ionenwolke dem Draht entlang nach beiden Seiten aus. In ca.  $10^{-6}$  sec. hat sich um den Draht ein positiver Ionenschlauch ausgebildet. Für die Ausbreitung dieses Ionenschlauches ist nach STEVER nur die unmittelbare Umgebung des Drahtes verantwortlich. Eine Glasperle von 2—3 mm Durchmesser auf dem Zählrohrdraht hemmt die Ausbildung des Ionenschlauches über die Perle hinaus. Die Ausbreitung kann auch dadurch unterbunden werden, dass in einer kleinen Zone des Zählrohrdrahtes die Feldstärke unter die Einsatzfeldstärke herabgesetzt wird<sup>2)</sup>. In einem Zählrohr mit Lochblende (Fig. 1) kann von

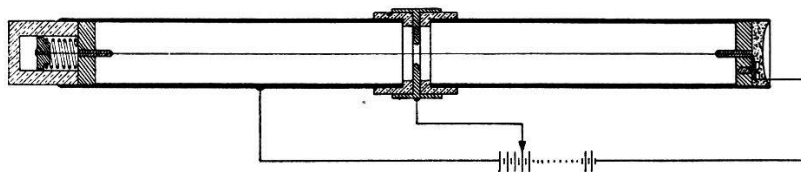


Fig. 1.

aussen die Grösse der Zählrohrimpulse gesteuert werden, indem die Blende an eine entsprechende Spannung angeschlossen wird.

Es ist naheliegend, für die Ausbreitung der Ionenwolke die im Zählrohr entstehenden Lichtquanten, die von E. GREINER<sup>3)</sup> erstmals nachgewiesen wurden, verantwortlich zu machen. Angeregte

<sup>1)</sup> G. H. STEVER, Phys. Rev. **61**, 38, 1942.

<sup>2)</sup> W. E. RAMSEY, Phys. Rev. **61**, 96, 1942.

<sup>3)</sup> E. GREINER, Zs. f. Phys. **81**, 543, 1933.

Argonatome emittieren im Ultravioletten Photonen der Wellenlängen 790—1070 ÅE. In Anlehnung an die von GREINER geführte Untersuchung haben wir die Absorption der im Zählrohr gebildeten Lichtquanten in Alkoholdampf gemessen. Die Anordnung ist in Fig. 2 abgebildet. Zwei unabhängige Zählrohre *A* und *B* mit ge-

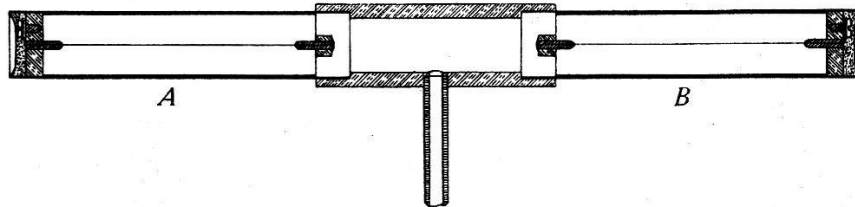


Fig. 2.

meinsamem Gasraum sind in Koinzidenz geschaltet. Enthält die Zählrohrfüllung (75% Luft und 25% Argon) keinen Alkoholdampf, so werden die in jedem Zählrohrimpuls erzeugten Lichtquanten in der Argon-Luftfüllung nur unwesentlich absorbiert. Sie breiten sich

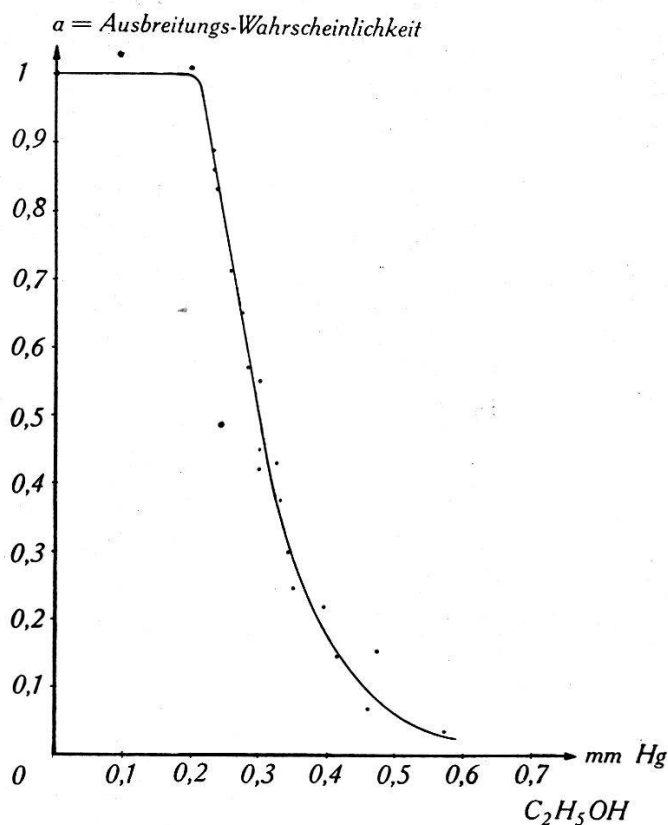


Fig. 3.

von einem Zählrohr ins Nachbarzählrohr aus und erzeugen dort ebenfalls einen Impuls. Dadurch wird jede Entladung in *A* oder *B* als Koinzidenz registriert. Zur Zählrohrfüllung wird nun stufen-

weise Alkoholdampf zugesetzt und die jeweilige Koinzidenzzahl bestimmt. Bezeichnet man als Ausbreitungswahrscheinlichkeit

$$a = \frac{\text{Anzahl Koinzidenzen}}{\text{Anzahl Einzelimpulse } A + \text{Anzahl Einzelimpulse } B}$$

so kann  $a$  als Funktion des Alkohol-Dampfdruckes gemessen werden. In Fig. 3 wird ein vorläufiges Resultat einer solchen Messung wiedergegeben. Der mittlere Weg, der ein Lichtquant zurücklegen muss, um das Nachbarzählrohr zum Ansprechen zu bringen, betrug hier etwa 16 cm. Eine genaue Angabe der Distanz ist bei dieser Anordnung nicht möglich. Damit kann die Absorption der Lichtquanten berechnet werden. Für eine übliche Zählrohrfüllung mit 2 cm Hg-Alkoholdampf ergibt dies eine Halbwertsdicke von ca. 0,5 mm. Daher besitzen die in der Nähe des Zählrohrdrahtes entstehenden Lichtquanten nur eine kleine Ausbreitungsweite. In einigen Millimetern vom Draht sind sie praktisch absorbiert. Dabei können einige Alkoholmoleküle ionisiert werden, wodurch neue Elektronenlawinen und Lichtquanten entstehen. Durch diese Wechselwirkung breitet sich der Ionenschlauch längs des Drahtes aus. Dadurch ist auch die Wirkungsweise der Glasperle und der Lochblende ohne weiteres erklärlich.

#### **Contribution à l'étude des propriétés optiques d'une solution colloïdale de trioxyde de tungstène parcourue par des ultrasons**

par H. BÖMMEL et S. NIKITINE (Université de Zurich).

On sait que des petits disques solides en suspension colloïdale tendent à s'orienter sous l'effet des vibrations ultra-sonores en se plaçant normalement à la direction de propagation de celles-ci. S'il s'agit d'ondes stationnaires, ils tendent de plus à se concentrer dans les ventres de vibration<sup>1)2)</sup>. Sous l'effet du mouvement BROWNIEN il en résulte un état d'orientation imparfaite qui est fonction de l'intensité des vibrations sonores, des dimensions des particules, de leur densité relative et de la viscosité. OKA<sup>3)</sup> a étudié théoriquement l'anisotropie d'une telle solution et a pu calculer la biréfringence acoustique qui en résulte si les lamelles colloïdales sont elles-mêmes biréfringentes dans la phase liquide de la solution. D'après l'auteur, KAWAMURA<sup>4)</sup> aurait observé la biréfringence acoustique d'une solution de V<sup>2</sup>O<sup>5</sup>.

<sup>1)</sup> L. V. KING, Proc. Roy. Soc. London A 153 (1935), pp. 1 et 17.

<sup>2)</sup> R. POHLMANN, Zs. Phys. 107 (1937), p. 497.

<sup>3)</sup> S. OKA, Zs. Phys. 116 (1940), p. 632.

<sup>4)</sup> H. KAWAMURA, Kagaku, 7 (1938), pp. 6, 54, 139.

Nous avons voulu étudier ce phénomène avec des solutions colloïdales de trioxyde de tungstène<sup>1)</sup>. Ces solutions contiennent des particules colloïdales auxquelles on attribue la forme de lamelles. Bien qu'elles soient fort petites, à l'œil nu on peut les voir scintiller à la lumière dans le liquide; elles rendent ainsi visibles les remous de celui-ci.

Ces solutions nous ont permis d'observer un certain nombre de phénomènes qui, à notre connaissance, sont nouveaux. Bien que cette étude n'en soit qu'à ses débuts, nous voudrions en donner les premiers résultats dans cette communication.

Nous avons utilisé les montages suivants:

1<sup>o</sup> Un quartz piézoélectrique de fréquence propre 4500 kcycles était collé sur l'une des faces  $a_1$  de la cuve à faces parallèles contenant la solution. Le diamètre du quartz était du même ordre que l'épaisseur de la cuve. Appelons  $xx'$  la direction normale au quartz et aux faces  $a_1$  et  $a_2$  de la cuve et  $yy'$  la direction normale aux deux faces  $b_1$  et  $b_2$  de la cuve, qui sont normales au quartz. De la lumière blanche parallèle traversait suivant  $yy'$  la face  $b_1$  puis  $b_2$  de la cuve.

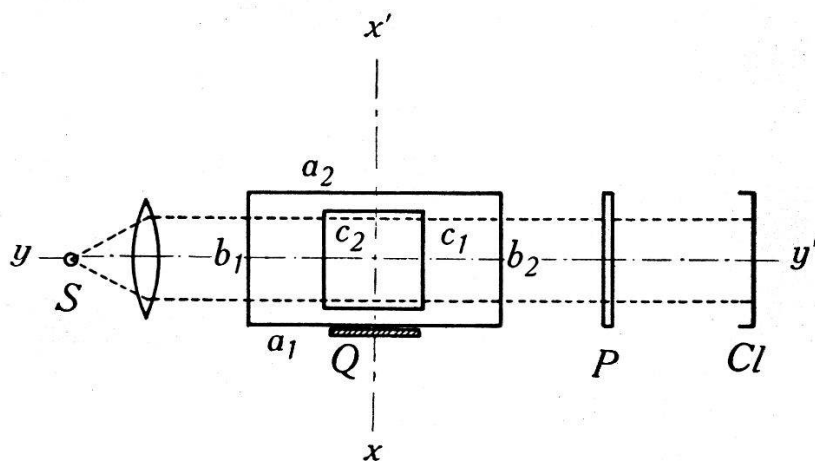


Fig. 1.

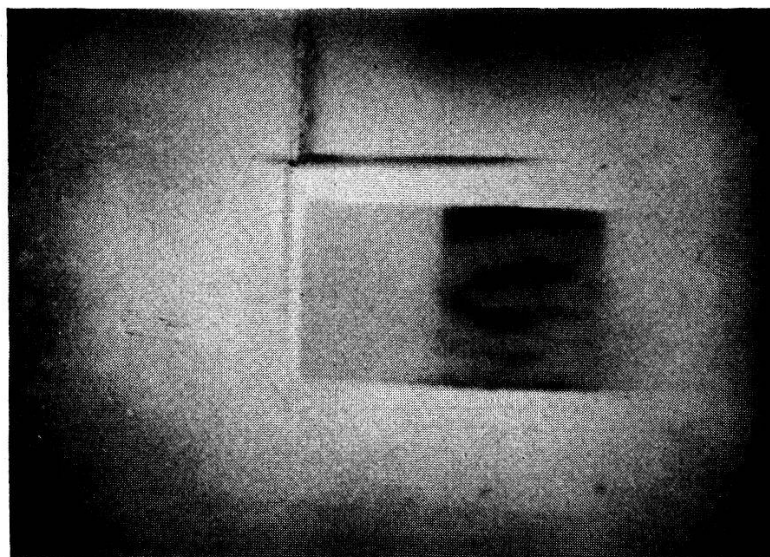
Schéma du deuxième montage:  $Q$  quartz;  $C_1$  et  $C_2$  première cuve en verre et deuxième cuve en cellophane;  $S$  source de lumière;  $P$  polaroïde;  $Cl$  cellule à couche d'arrêt;  $xx'$  direction de propagation des vibrations sonores;  $yy'$  direction de propagation de la lumière;  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  faces de la cuve  $C_1$ .

2<sup>o</sup> Dans un deuxième montage une première cuve plus grande, remplie d'eau, à la paroi  $a_1$  de laquelle était collé le quartz, contenait une deuxième cuve dont les faces étaient respectivement parallèles à celles de la première; elle contenait la solution. Les parois de cette deuxième cuve étaient faites en cellophane très

<sup>1)</sup> Ces solutions ont été préparées au laboratoire de M. le Prof. PALLMANN, que nous remercions vivement.

mince et tendues par un cadre métallique, dont les montants sont éloignés de part et d'autre du faisceau ultrasonore que seul les parois très minces de cellophane coupaient. On peut délimiter ainsi une tranche bien définie du faisceau ultrasonore parallèle à celui-ci, en évitant les réflexions du son sur les parois.

a) Lorsque l'on n'excite pas le quartz, la solution paraît uniformément trouble. Si l'on excite le quartz et que l'on observe à travers la face  $b_2$ , on distingue le faisceau ultrasonore sur le fond de la partie de la solution en dehors du faisceau, en plus sombre ou en plus clair suivant l'angle de la direction d'observation avec  $yy'$ . Ce phénomène, bien que très marqué, ne nous semble pas plus adapté à rendre visible latéralement le faisceau ultrasonore que les procédés déjà connus.



Figures de vibrations photographiées avec le premier montage face au quartz.

b) Si l'on observe la solution face au quartz par la paroi  $a_2$ , on observe des contrastes très nets qui reproduisent sans doute les figures de vibration du quartz. Ces figures ne sont intenses que si les ondes sont stationnaires; elles sont très sensibles aux variations de fréquence du quartz. Dans le premier montage le faisceau sonore semble complètement déformé par les réflexions du son sur les parois  $b_1$  et  $b_2$ . Les figures sont en gros parallèles à ces parois. Par contre dans le deuxième montage elles sont symétriques et se rapprochent davantage des figures de vibrations d'un quartz, telles qu'on pourrait s'attendre à les observer. La photographie ci-jointe se rapporte au premier montage. Nous croyons que ce phénomène peut servir à étudier les figures de vibrations d'un quartz.

c) Quand on observe à travers la même face, mais obliquement à  $xx'$ , on peut parfois observer des franges localisées, légèrement colorées sur les bords. Elles sont visibles à l'œil nu ou avec une loupe ou un viseur pointés sur la solution. Les franges sont à peu près verticales dans le premier montage, nettement courbées dans le deuxième. Les interfranges diminuent quand l'angle entre la direction d'observation et  $xx'$  augmente.

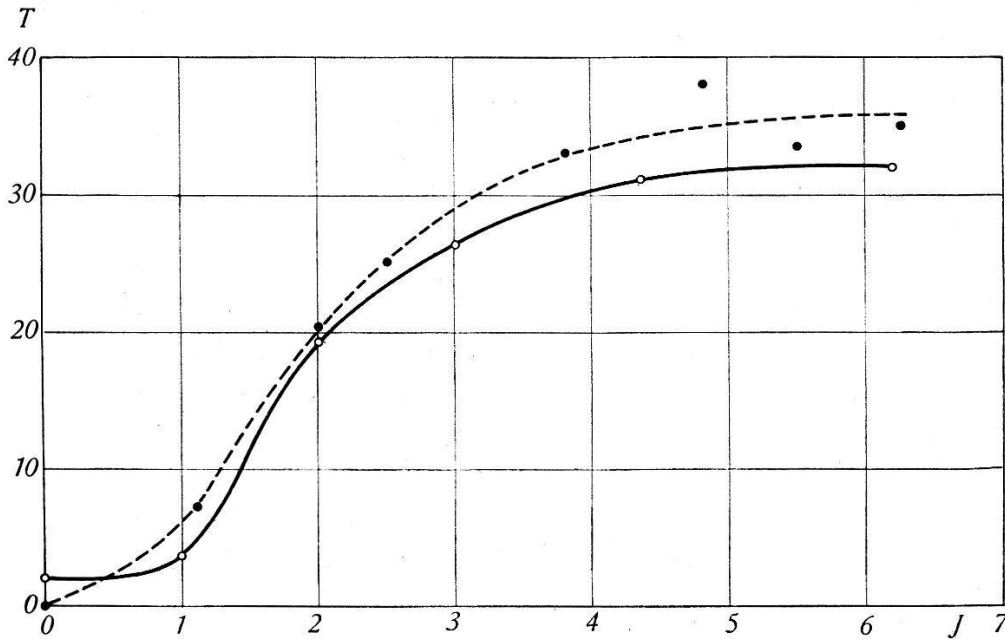


Fig. 2.

Courbe de variation du taux de polarisation de la lumière transmise en fonction de l'intensité relative des vibrations ultrasonores.

d) Nous n'avons pas constaté de biréfringence acoustique appréciable. Par contre si la lumière incidente est naturelle, on constate qu'elle est partiellement polarisée rectilignement à la sortie de la cuve quand le quartz vibre. Le vecteur électrique de la fraction polarisée de la lumière émergente est parallèle à  $xx'$ .

Nous avons mesuré le taux de polarisation de la lumière émergente à fréquence constante en fonction de l'intensité relative des vibrations ultrasonores. Celle-ci a été déduite de la mesure de la tension relative  $HF$  entre les armatures du quartz, en admettant que ces deux grandeurs étaient proportionnelles. Les taux de polarisation ont été mesurés avec un polariscope de SAVART et à l'aide d'un montage comportant un analyseur et une cellule à couche d'arrêt. Quelques mesures ont été faites par la méthode de CORNU. La Fig. 2 reproduit les mesures effectuées avec une solution dont la concentration était de l'ordre de  $10^{-4}$  gr/cm<sup>3</sup>. La courbe en trait plein correspond aux mesures faites avec la cellule, la

courbe en trait interrompu aux mesures faites avec le polariscope des SAVART. Des mesures effectuées avec des solutions 4 à 5 fois plus concentrées nous ont permis d'observer des taux de l'ordre de 90%, mais les solutions concentrées sont très peu transparentes et se prêtent moins bien aux mesures. Ces mesures ont été faites avec le premier montage. Les effets de polarisation sont si considérables qu'ils masqueraient une faible biréfringence acoustique éventuelle. Celle-ci n'est en tous cas pas grande dans le cas étudié.

Il est possible que les lamelles colloïdales orientées polarisent la lumière transmise comme une pile de lames. Mais il est également possible que l'effet observé soit dû à une diffusion anisotrope de la lumière<sup>1)</sup>.

Quand on coupe l'excitation du quartz, la solution ne redevient isotrope qu'après quelques secondes. Ce temps de relaxation considérable permettra vraisemblablement d'évaluer les dimensions des lamelles.

Nous ne donnons les indications quantitatives contenues dans cette communication que sous toute réserve, car les conditions expérimentales utilisées sont encore imparfaites et difficiles à définir avec précision. Nous nous proposons de poursuivre cette étude.

---

### **Optisches Drehvermögen und elektrostatisches Lösungsmittelfeld**

von A. HAGENBACH und N. GUTZWILLER (Basel).

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

---

### **Verschiebung des Sprungpunkts der $\text{NH}_4$ -Rotationsumwandlung**

von P. BÄRTSCHI, B. MATTHIAS, W. MERZ und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Während das primäre Kalium-Phosphat und das Kalium-Arsenat bei tiefer Temperatur seignetteelektrisch werden, zeigen die entsprechenden Ammoniumsalze wohl eine mit sinkender Temperatur langsam ansteigende Dielektrizitätskonstante, ohne sich indessen wie die Kaliumsalze, bei einer sogenannten Curietemperatur spontan zu polarisieren. Wenn man die Ammoniumsalze abkühlt, so zerspringen ihre Kristalle. Diese Zerstörung findet auch bei langsamster Abkühlung bis auf Schwankungen von ca.  $\pm 1^\circ$  bei der-

---

<sup>1)</sup> Lors de la discussion, M. le Prof. KUHN a suggéré des considérations en faveur de cette deuxième hypothèse. Une étude de la dispersion du phénomène pourra sans doute permettre de décider entre ces deux possibilités.

selben Umwandlungstemperatur statt. Bei der Umwandlung fällt die Dielektrizitätskonstante auf kleine Werte (siehe Fig. 1) und

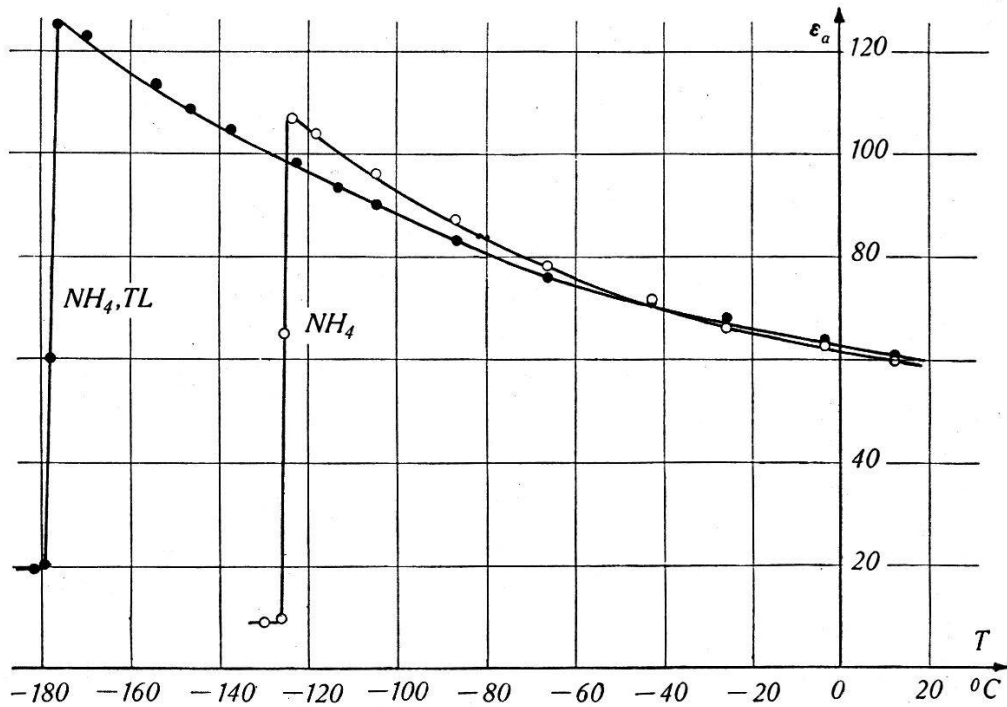


Fig. 1.

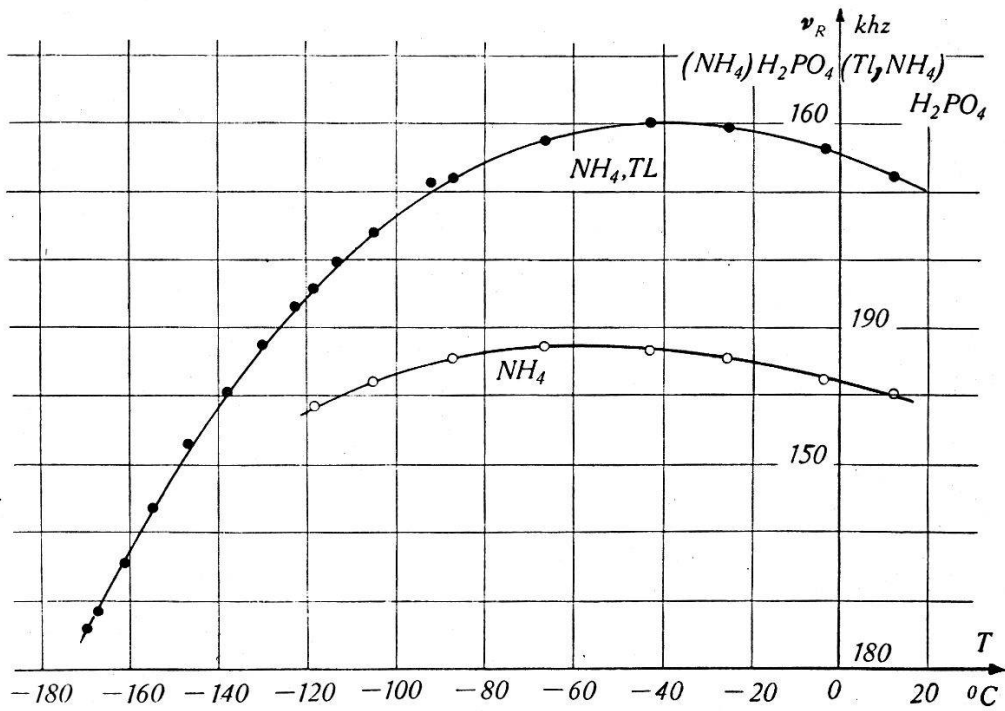


Fig. 2.

bleibt dann mit weiter sinkender Temperatur praktisch konstant; der Kristall wird also nach der Umwandlung sicher nicht mehr seignette-elektrisch.

Es ist zu vermuten, dass es sich bei dieser Modifikationsänderung um eine Rotationsumwandlung handelt, bei welcher die bei höherer Temperatur rotierenden  $\text{NH}_4$ -Ionen bei tieferer Temperatur in polaren Lagen ohne Rotation einfrieren und dort durch ihre Wechselwirkung mit dem übrigen Gitter das Springen der Kristalle verursachen. Röntgenaufnahmen ergaben nur geringe Änderungen der Gitterkonstanten.

EUCKEN und seine Mitarbeiter haben verschiedentlich festgestellt, dass durch Einlagerung kugelsymmetrischer Atome in das Gitter von  $\text{CH}_4$  der Rotations-Umwandlungspunkt des Kristalles zu tieferen Temperaturen verschoben werden kann.

Es wurde versucht, im Ammoniumphosphat die  $\text{NH}_4$ -Ionen teilweise durch kugelsymmetrische Thalliumionen zu ersetzen und dadurch den Rotationsumwandlungspunkt zu verschieben.

Das Thalliumion wurde deshalb gewählt, weil es nahezu den gleichen Ionenradius besitzt wie das  $\text{NH}_4$ -Ion. Es wurden Mischkristalle mit 19 Mol % Tl hergestellt und diese ergaben tatsächlich eine Verschiebung der Umwandlung um  $53^\circ \text{C}$  zu tieferen Temperaturwerten. Die Verschiebung des Umwandlungspunktes nach unten zeigt, dass die Umwandlung leichter vor sich geht, wenn die gegenseitige Kopplung der  $\text{NH}_4$ -Tetraeder durch die Einlagerung kugelsymmetrischer Ionen verringert wird. An einem solchen  $\text{NH}_4$ -Tl-Mischkristall, der sehr stark piezoelektrisch ist, wurde die Resonanzfrequenz in Funktion der Temperatur bestimmt. Die Frequenz der Eigenschwingungen durchläuft für alle seignette-elektrischen Kristalle ein Maximum, welches deshalb technisch interessant ist, weil dort der Temperaturkoeffizient der Piezoschwingung verschwindet. Dieses Maximum liegt bei den Phosphaten leider bei technisch nicht verwertbaren tiefen Temperaturen. Es zeigt sich nun bei den Mischkristallen eine Verschiebung dieses Maximums zu höheren Temperaturen (Fig. 2). Bei 19% Tl Zusatz z. B. verschiebt dasselbe sich um  $14^\circ$  nach oben.

### **Eine neue, seignette-elektrische Modifikation von Rubidiumphosphat**

von P. BÄRTSCHI, B. MATTHIAS, W. MÉRZ und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Rubidiumphosphat,  $\text{RbH}_2\text{PO}_4$ , wird in der Literatur<sup>1)2)</sup> als optisch zweiachsige Substanz beschrieben, ähnlich wie das entsprechende Cäsiumphosphat. Diese Stoffe sind also, wahrschein-

<sup>1)</sup> E. v. BERG, Ber. der Chem. Ges. **34** (1901), 4182.

<sup>2)</sup> ST. B. HENDRICKS, Am. Jour. of Science **14** (1927), 269.

lich als Folge der grossen Radien ihrer Kationen nicht mehr isomorph zu den tetragonalen Phosphaten des Kaliums und Ammoniums. Auch das Thallium, dessen Ionenradius demjenigen des Rubidiums sehr nahe kommt, kristallisiert als Phosphat,  $\text{TlH}_2\text{PO}_4$  monoklin prismatisch und lässt sich nur als Mischkristall mit  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  in ein tetragonales Gitter einbauen.

Eine eingehendere Untersuchung des Rubidiumphosphats führte zu folgenden Resultaten:

Das Salz kann unter normalen Bedingungen in zwei Modifikationen kristallisieren und zwar

1. Monoklin oder rhombisch (opt. 2-achsig),
2. tetragonal.

Das Kristallsystem der niedrig symmetrischen Form ist noch nicht eindeutig bestimmt. Man erhält diese Modifikation durch Verdunsten einer gesättigten Lösung, die überschüssige Phosphor-

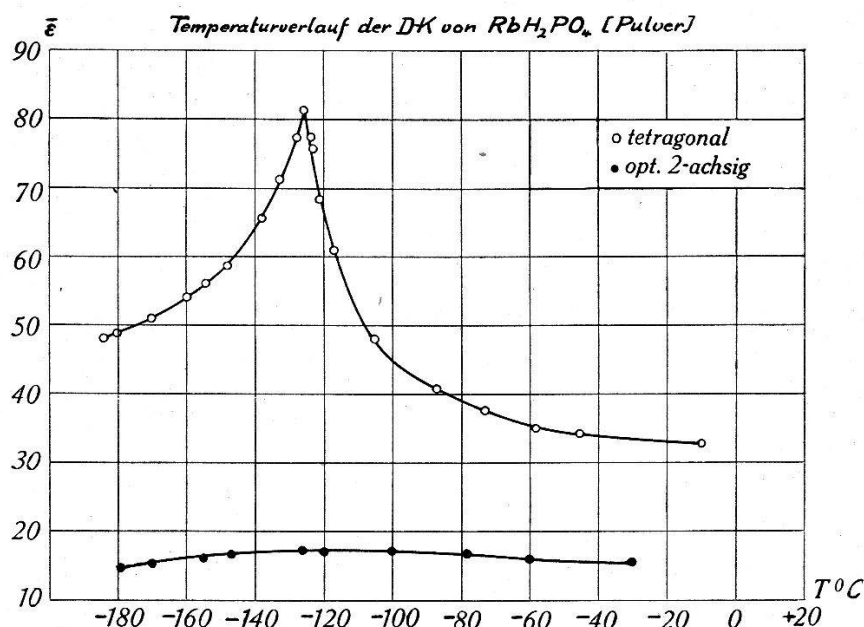


Fig. 1.

säure enthält. Dagegen kristallisiert aus einer stöchiometrisch zusammengesetzten Lösung, die mit Kalium- oder Ammoniumphosphat geimpft wird ausschliesslich die bisher unbekannte tetragonale Modifikation. Aus einem Gemisch der beiden Kristallarten in gesättigter Lösung verschwindet die niedrig symmetrische allmählich, d. h. das tetragonale Salz ist unter normalen Verhältnissen die stabile Modifikation. Die Art dieser Dimorphie ist derjenigen sehr ähnlich, die am schwereren Kaliumphosphat,  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ , beobachtet wurde<sup>1)</sup>.

1) A. R. UBBELOHDE & J. WOODWARD, Nature 114, 632 (1939).

Es war nun zu erwarten, dass sich das tetragonale Rubidiumphosphat dielektrisch ähnlich verhält wie das isomorphe Kaliumsalz. Das ist auch tatsächlich der Fall.

Die DK des Pulvers zeigt bei relativ hohen Absolutwerten ein ausgeprägtes Maximum bei  $-126^{\circ}$  C (Fig. 1). Provisorische Messungen an Einkristallen ergaben Seignette-Elektrizität in der *c*-Achse. Unterhalb dem Curiepunkt von  $\Theta = -126^{\circ}$  C zeigt sich in dieser Richtung spontane Polarisierung und elektrische Hysteresis. Das Verhalten in der *a*-Achse ist qualitativ demjenigen von  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  ebenfalls analog, d. h. die DK steigt mit sinkender Temperatur gegen den Curiepunkt langsam an und erleidet hier einen steilen Abfall. Zu erwähnen ist ferner der starke Piezoeffekt, der beim Anlegen eines Feldes in der *c*-Richtung auftritt.

Das Verhalten von  $\text{RbH}_2\text{PO}_4$  zeigt, dass das Auftreten der Seignette-Elektrizität viel weniger an eine bestimmte Raumbeanspruchung der einzelnen Gitterbestandteile, als einfach an das tetragonale Gitter vom  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ -Typ gebunden ist. In dieser Hinsicht besteht ein grosser Unterschied gegenüber dem Seignettesalz, bei dem schon ein geringer Zusatz des zu ihm isomorphen Rb- oder Tl-Natriumtartrates genügt, um die charakteristischen dielektrischen Anomalien zum Verschwinden zu bringen<sup>1)</sup>.

Da  $\text{Rb}^+$  und  $\text{NH}_4^+$  praktisch die gleichen scheinbaren Ionenradien besitzen<sup>2)</sup>, lässt sich das spezielle Verhalten von  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  nur durch den charakteristischen Bau des  $\text{NH}_4$ -Ions und der dadurch bedingten Art der Wechselwirkung mit den andern Gitterbestandteilen deuten.

### Eine rein elektrische Methode zur Messung von Piezomoduln

von W. BANTLE und B. MATTHIAS (E.T.H. Zürich).

Piezoelektrizität ist an und für sich eine häufige Kristalleigenschaft. Mit der Klickmethode von GIEBE und SCHEIBE wurde der Piezoeffekt an ca. 200 verschiedenen Kristallen qualitativ nachgewiesen, aber nur von ca. 20 Kristallen kennen wir die Piezomoduln quantitativ.

Angesichts der Tatsache, dass die Entdeckung des Piezoeffekts schon mehr als 60 Jahre zurückliegt und die wenigen genauer untersuchten Piezokristalle eine ausgedehnte Verwendung in Physik und

<sup>1)</sup> M. EREMEJEFF, P. KOBKO, B. KURCHATOFF, Z. Phys. UdSSR **2**, 102 (1932).

<sup>2)</sup> L. PAULING, „The Nature of the chemical Bond“.

Technik gefunden haben, ist die Zahl von 20 gemessenen Kristallen erstaunlich klein. Die Gründe dafür sind folgende:

1. Ein Piezomodul kann nur an einem Einkristall quantitativ bestimmt werden. Die Züchtung von Einkristallen ist aber meistens eine langwierige und viel Erfahrung erfordernde Arbeit.

2. Zur Messung der Piezomoduln sind zwar verschiedene Methoden bekannt, meist statische. Sie versagen aber oft schon wegen einer an und für sich kleinen Leitfähigkeit der Kristalle oder wegen der Kleinheit der Piezomoduln. Beide Nachteile spielen fast keine Rolle mehr bei dynamischen Methoden. Wenn man aber einfach periodisch das Kristallpräparat unter Druck setzt und die dadurch erzeugte Ladung misst, dann besteht die Gefahr, dass man eine Eigenfrequenz des Kristallpräparates anregt und deshalb ein falsches Resultat erhält.

Wir haben nun eine Methode ausgearbeitet, die gestattet, gerade aus dem Verhalten des Kristalls in der Nähe seiner Eigenfrequenz die Piezomoduln zu bestimmen. Die unangenehme Druckmessung fällt dabei weg und ebenso die Ladungsmessung. Der Piezomodul lässt sich berechnen aus der Dielektrizitätskonstanten und zwei ausgezeichneten Frequenzen, nämlich der Resonanz- und Antiresonanzfrequenz.

Die Resonanzfrequenz  $\nu_R$  ist dadurch ausgezeichnet, dass der Strom durch den Kristall dabei maximal wird, während bei der etwas höheren Antiresonanzfrequenz  $\nu_A$  der Kristall als Sperrkreis wirkt und der Strom minimal wird. Berechnet man den Frequenzabstand  $\nu_A - \nu_R = \Delta\nu$ , so findet man (ohne Indizes geschrieben)

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_R} = C_1 \frac{d^2}{\varepsilon \cdot s}$$

$C_1$ : für die Schwingungsart charakteristische Konstante.

$d$ : Piezomodul.

$\varepsilon$ : Dielektrizitätskonstante.

$s$ : Elastizitätsmodul.

Ersetzt man nun noch  $s$  aus der Gleichung für die Resonanzfrequenz

$$\nu_R = \frac{C_2}{2l} \cdot \frac{1}{\sqrt{s \varrho}}$$

$C_2$ : für die Form des Kristallpräparates charakteristische Konstante;  
( $C_2 = 1$  für einen stabförmigen Kristall).

$l$ : Länge des Kristalls.

$\varrho$ : Dichte.

so erhält man folgende Gleichung zur Bestimmung des Piezomoduls

$$d^2 = \frac{C_2^2}{C_1} \frac{1}{4 l^2 \rho} \frac{\Delta \nu}{\nu_R^3} \cdot \varepsilon = \frac{G}{\rho \cdot l^2} \cdot \frac{\Delta \nu}{\nu_R^3} \cdot \varepsilon.$$

Die Konstante  $G$  ist nur in wenigen Fällen exakt berechenbar und muss somit an einem Kristall mit bekanntem Piezomodul bestimmt werden. Die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  lässt sich einfach mit einer Brücke messen und auch  $\Delta \nu$  und  $\nu_R$  lassen sich einfach und genau messen (obwohl  $\frac{\Delta \nu}{\nu_R}$  für  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  z. B. bei  $20^\circ \text{C}$  nur  $4,5\%$  beträgt), wenn man nicht den Hochfrequenzgenerator direkt ab-

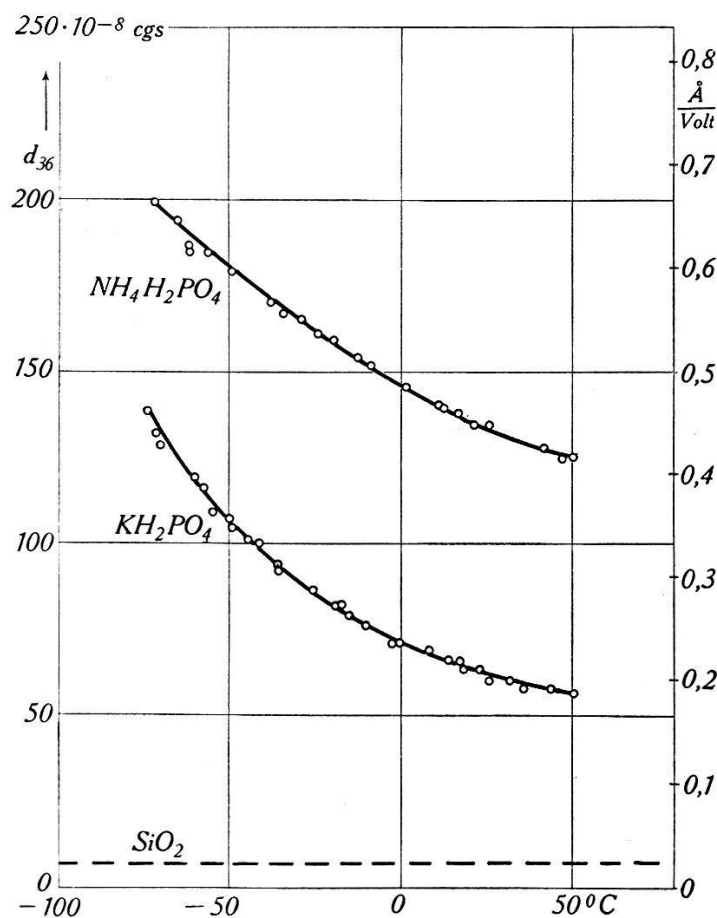


Fig. 1.

liest, sondern dessen Frequenz vergleicht mit einem Seitenband eines durch einen Tonfrequenzgenerator modulierten Hochfrequenzgenerators. Die Frequenzdifferenz  $\Delta \nu$  lässt sich auf diese Weise am Tonsummer mit viel grösserer Genauigkeit ablesen.

Mit Hilfe dieser dynamischen Methode haben wir nun den Temperaturverlauf der Piezomoduln  $d_{36}$  von  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  und  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$

in der Gegend der Zimmertemperatur gemessen (Fig. 1). Für  $20^\circ \text{C}$  hat SPITZER<sup>1)</sup> diese Substanzen bereits untersucht und seine Werte lieferten uns eine Kontrolle unserer Messmethode, indem wir aus seinen beiden Messungen zweimal die Geometriekonstante  $G$  bestimmen konnten. Die Werte von SPITZER sind für  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ :  $d_{36} = 62,8 \cdot 10^{-8}$  cgs, für  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ :  $d_{36} = 135,9 \cdot 10^{-8}$  resp.  $137,5 \cdot 10^{-8}$  (Mittelwert  $136,7 \cdot 10^{-8}$ ). Mit diesen Zahlen und unseren Messungen fanden wir für  $\text{KH}_2\text{PO}_4$   $G_K = 0,099$  cgs und für  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$   $G_N = 0,1016$  cgs; also Übereinstimmung innerhalb 2,6%. Für die Piezomoduln bedeutet dies sogar eine Übereinstimmung auf 1,3%, wobei noch zu berücksichtigen ist, dass schon die beiden Werte, welche SPITZER für  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  angibt, um 1,2% voneinander abweichen.

Die gute Übereinstimmung von  $G_K$  mit  $G_N$  ist einerseits ein Beweis dafür, dass die Spitzerschen Werte relativ zueinander auf mindestens 1,3% richtig sind und andererseits auch unsere Messmethode mit mindestens dieser Genauigkeit arbeitet.

### Ein gezüchteter Kristall mit einem Null-Temperaturkoeffizienten der Resonanzfrequenz bei Zimmertemperatur

von W. BANTLE (E.T.H. Zürich).

Von den vielen bekannten piezoelektrischen Kristallen fanden bisher nur die Substanzen Turmalin, Quarz, Seignettesalz und Monokaliumorthophosphat eine praktische Verwendung. Weitaus am häufigsten untersucht und angewandt werden Quarz- und Seignettesalzkristalle. Die meisten physikalischen Eigenschaften dieser beiden Substanzen sind dermassen verschieden, dass es kaum ein Anwendungsgebiet gibt, wo man im Zweifel sein kann, ob sich dafür Quarz oder Seignettesalz besser eignet.

Die piezoelektrischen Eigenschaften von Seignettesalz sind z. B. in der Gegend der Zimmertemperatur sehr stark temperaturabhängig, während sie für Quarz fast nicht von der Temperatur abhängen. Für die Steuerung von Hochfrequenz-Generatoren, wo es besonders auf Temperaturunabhängigkeit ankommt, lässt sich deshalb Seignettesalz nicht verwenden, um so mehr als man für Quarz seit 1929 spezielle Schnittrichtungen und Kristalldimensionen kennt, für welche sich die Resonanzfrequenz in einem gewissen Temperaturgebiet fast nicht ändert, da die Resonanzfrequenz  $\nu$  in Funktion der Temperatur  $T$  eine horizontale Tangente aufweist. Der Temperaturkoeffizient  $\frac{1}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial T}$  wird also für eine gewisse Tempera-

<sup>1)</sup> SPITZER, Dissertation Göttingen 1938.

tur oder eventuelle sogar für ein Temperaturgebiet Null. Diese Eigenschaft gestattet z. B. erst die Konstruktion der sog. Quarzuhr.

Eine Substanz, die geeignet erscheint, Quarz in vielen Anwendungen zu ersetzen, ist Monokaliumorthophosphat ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ). Im Vergleich zu Seignettesalz zeichnet sich  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  bei Zimmertemperatur aus durch den linearen Zusammenhang zwischen Druck und Ladung, eine wesentliche kleinere Temperaturabhängigkeit der piezoelektrischen Eigenschaften und bessere mechanische Eigenschaften.

Trotzdem  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  einen viel kleineren Temperaturkoeffizienten der stärksten Eigenschwingung hat als Seignettesalz, kann es in dieser Beziehung mit Quarz noch nicht konkurrieren. Dieser Nachteil verhindert in einigen Fällen den Ersatz von Quarz durch  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , trotz seinen Vorteilen wie: Leichte Züchtbarkeit und 10mal grösserer Piezomodul.

Vor zwei Jahren berichteten wir an dieser Stelle<sup>1)</sup> über Untersuchungen an  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , die die Auffindung eines Nulltemperaturkoeffizienten zum Ziele hatten. Es wurde zwar ein solcher gefunden, aber er befindet sich leider weit unterhalb der Zimmertemperatur.

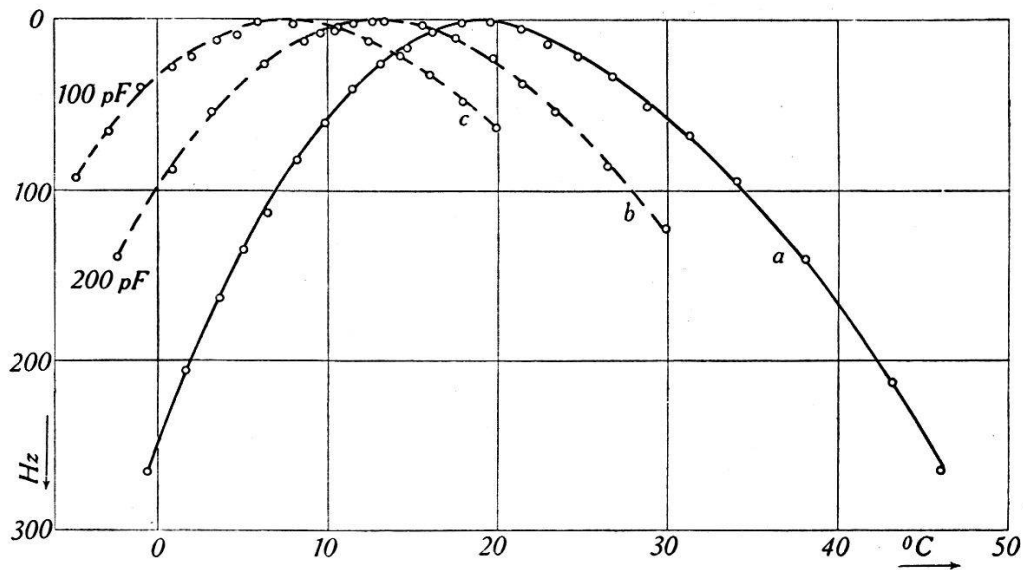


Fig. 1.

Kürzlich haben wir nun aber festgestellt, dass ein Kaliumphosphat-Kristall, bei dem der Wasserstoff durch Deuterium ersetzt ist (also  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ) einen Nulltemperaturkoeffizienten bei  $+20^\circ\text{C}$  besitzt. Wir untersuchten eine quadratische Platte, deren Plattennormale parallel der kristallographischen  $c$ -Achse verläuft und deren lange Kanten parallel den  $a$ -Achsen sind. Dimensionen:  $a \cdot a \cdot c = 8,65 \cdot 8,65 \cdot 0,775 \text{ mm}^3$ . Auf die Plattenflächen wurden im Vakuum

<sup>1)</sup> BANTLE, HPA. 1943, 16, 207.

dünne Goldschichten aufgedampft, die als Elektroden dienten. Das angelegte Wechselfeld war also parallel zur  $c$ -Achse und erregte die Platte zu einer transversalen Scherschwingung.

Die maximale Frequenz der Grundschiwingung dieser Platte beträgt 116 kHz und zwar bei  $+20^{\circ}\text{C}$ . In Fig. 1 (Kurve  $a$ ) ist die *Abweichung* von dieser Frequenz in Hertz für verschiedene Temperaturen eingetragen. Es ist daraus ersichtlich, dass diese Resonanzfrequenz gerade bei Zimmertemperatur sehr wenig von der Temperatur abhängt und bei  $+20^{\circ}\text{C}$  einen Nulltemperaturkoeffizienten besitzt.

Dieser Nulltemperaturkoeffizient hat folgende Eigenheiten:

1. Durch Vorschalten eines Kondensators lässt er sich leicht nach tieferen Temperaturen verschieben. Mit 200 pF verschiebt er sich z. B. nach  $+13^{\circ}\text{C}$  (Kurve  $b$ ) und mit 100 pF nach  $+7^{\circ}\text{C}$  (Kurve  $c$ ). (Die Kurven  $a$ ,  $b$  und  $c$  stellen nur die Abweichungen vom Maximalwert dar. Die Maximalwerte der Kurven  $b$  und  $c$  liegen höher als derjenige der Kurve  $a$ , was aber durch Änderung der Kristalldimensionen wieder ausgeglichen werden kann.)

2. Nach vorläufigen Messungen beträgt der Piezomodul  $d_{36}$ , der die untersuchte Eigenschwingung anregt, für  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  bei  $+20^{\circ}\text{C}$   $d_{36} = 155 \cdot 10^{-8}$  cgs (Quarz  $d_{11} = 7 \cdot 10^{-8}$  cgs). Es ist dies (ausser den Moduln von Seignettesalz, die aber verschiedene Untugenden aufweisen) der grösste Piezomodul bei Zimmertemperatur. Dieser grosse Modul ist von Vorteil, weil damit z. B. bei Verwendung des Kristalls zur Frequenzstabilisierung eines Hochfrequenzgenerators keine Schwierigkeiten in bezug auf Selbsterregung bestehen.

3. Da der Null-Temperaturkoeffizient bei einer transversalen Scherschwingung auftritt, ist die Halterung sehr einfach. Der Mittelpunkt der Platte bleibt in Ruhe und der Kristall kann deshalb dort durch zwei Stifte gehalten werden, welche gleichzeitig zur Spannungszuführung dienen.

4. Man könnte denken, die hohen Gestehungskosten des schweren Wassers, welches man zur Züchtung von  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ -Kristallen braucht, würden die Kristallpräparate sehr stark verteuern. Der Wert des  $\text{D}_2\text{O}$ , welches in dem von uns untersuchten Kristall steckt, beträgt jedoch nur 10 Rp. bei einem angenommenen Preis von Fr. 5.— pro Gramm  $\text{D}_2\text{O}$ .

### Eigenschwingungen dünner quadratischer Kristallplatten

von H. MÄHLY (E.T.H. Zürich).

Die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen Schnittrichtung und Dimensionen einer Kristallplatte und ihrer wichtigsten Resonanzfrequenzen ist zur Vorausberechnung piezoelektrischer Resonatoren sowie zur Bestimmung unbekannter Elastizitätsmoduln von Bedeutung.

Versuche, eine einfache Lösung der Differentialgleichung und der Randbedingungen zu finden, führten nur in einem Spezialfall zu einem richtigen Resultat. Im allgemeinen muss versucht werden, mit Hilfe der aus dem RITZschen Verfahren<sup>1)</sup> entwickelten und von COLLATZ<sup>2)</sup> übersichtlich zusammengestellten Methoden eine Näherungslösung zu finden, was aber zu sehr mühsamen numerischen Rechnungen zwingt, wenn man ein einigermaßen genaues Resultat erhalten will.

Ich habe mich mit *Längsschwingungen* einer dünnen, quadratischen Platte beschäftigt, d. h. mit solchen Schwingungen, bei denen die Punkte der Mittelebene sich nur in dieser verschieben, nicht also mit Biegungs- oder Torsionsschwingungen. Ferner wurde nur ein sehr einfacher Fall anisotroper, Platten behandelt, wo in der VOIGTSchen Bezeichnung für die Elastizitätsmoduln und wenn 1' und 2' die Kantenrichtungen der Platte bezeichnen,  $s'_{16} = s'_{26} = 0$  und  $s'_{11} = s'_{22}$ , was z. B. für zwei Schnitte des Kaliumphosphats und einen von Quarz der Fall ist. Darin sind natürlich auch isotrope Platten eingeschlossen, bei denen noch die Beziehung  $s_{66} = 2(s_{11} - s_{12})$  hinzutritt.

Es gibt drei wichtige Grundschwingungen einer solchen Platte: Zwei eigentliche Längsschwingungen, die in erster Näherung berechnet werden können als die Schwingungen zweier durch den Querkontraktionskoeffizienten (POISSONSche Konstante) gekoppelter Stäbe, und eine Scherungsschwingung, bei der sich die quadratische Platte ungefähr zu einem Rhombus deformiert.

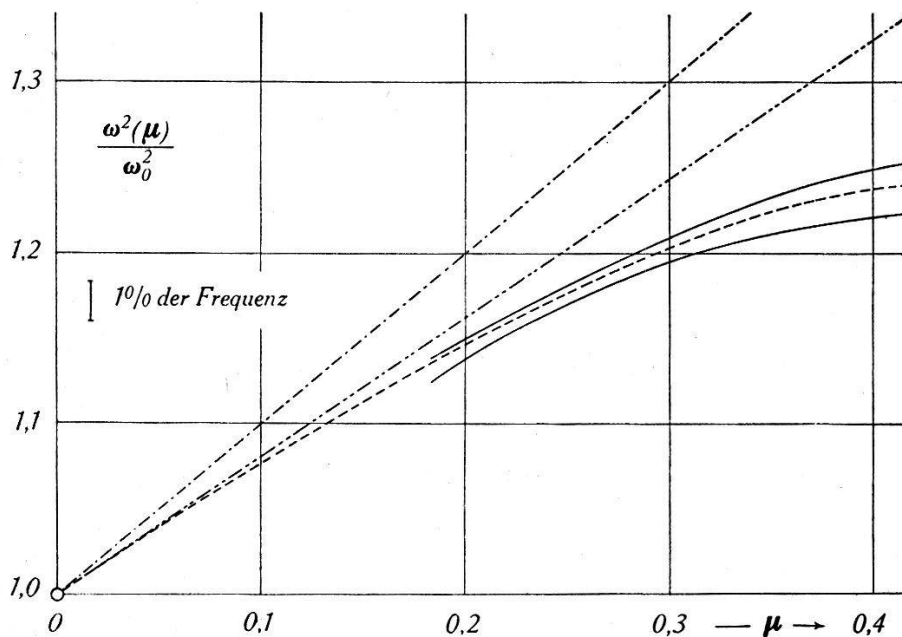
Die langsamere Längsschwingung, bei der sich die Platte gleichzeitig in der 1'-Richtung ausdehnt und in der 2'-Richtung zusammenzieht und umgekehrt, ist längst bekannt und exakt berechenbar.

Die schnellere Längsschwingung dagegen, bei welcher Ausdehnung sowie Kontraktion in beiden Richtungen gleichzeitig er-

<sup>1)</sup> W. RITZ, Gesammelte Werke, Paris 1911, S. 192—316 oder auch Ann. d. Ph. (4) **28**, 737—786, 1909.

<sup>2)</sup> L. COLLATZ, Zeitschrift f. angew. Math. u. Mech. **19**, 224, 1939.

folgen, ist nur näherungsweise berechenbar. Zum Vergleich der Resultate beschränke ich mich auf die isotrope Platte. Fig. 1 zeigt verschiedene Näherungen für das Quadrat der Resonanzfrequenz in Funktion der Poissonschen Konstanten  $\mu$ . Aus Gründen, die ich in diesem Rahmen nicht auseinandersetzen kann, ist nicht  $\omega^2(\mu)$  selbst, sondern  $\frac{\omega^2(\mu)}{\omega_0^2}$  aufgetragen, wo  $\omega_0^2 = E/\rho l^2 (1 - \mu^2)$ ; dabei bedeuten  $E$  die in der *Technik* Elastizitätsmodul genannte Grösse, also  $1/s_{11}$ ,  $\rho$  die Dichte und  $l$  die Kantenlänge der Platte. GIEBE und BLECHSCHMIDT<sup>1)</sup> haben versucht, die Frequenz dieser Schwingung als Koppelschwingung zweier Stäbe anzunähern und BECHMANN<sup>2)</sup> erhält auf andere Weise dasselbe Resultat, das aber



— · — · — nach BECHMANN u. a.<sup>1)2)</sup>. — · — · — nach EKSTEIN<sup>3)</sup> Tang. für  $\mu = 0$ .  
 — — — obere und untere Schranken. ······ wahrscheinlichster Verlauf.

Fig. 1.

Zweite Grundschiwingung (schnellere Längsschiwingung), Eigenwert in Funktion der Poissonschen Zahl  $\mu$ , Vergleich der verschiedenen Näherungen.

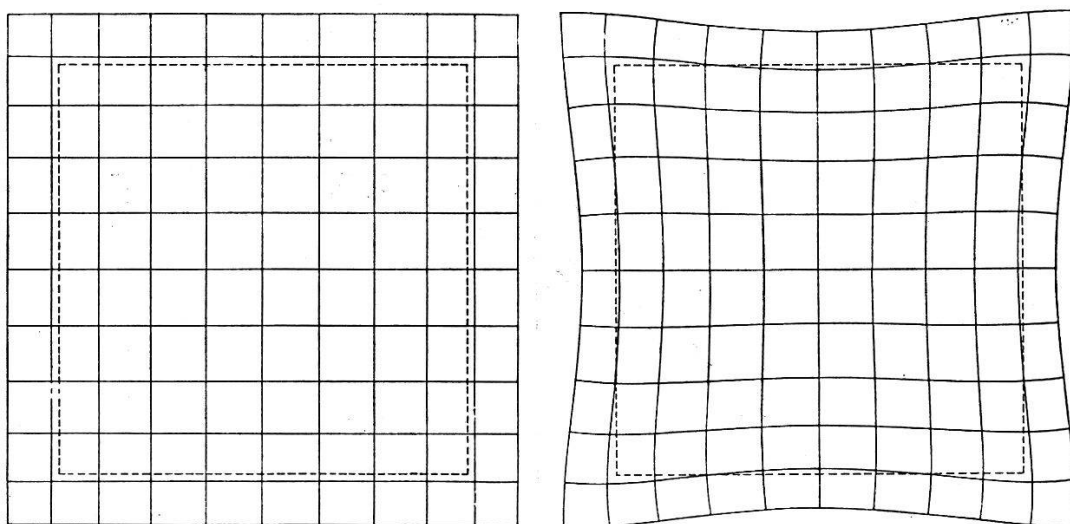
keine gute Näherung darstellt. Ich habe versucht, erstens eine bessere Näherung zu finden und zweitens eine Fehlerabschätzung. Die nach dem RITZschen Verfahren berechneten Näherungen werden immer zu gross, d. h. sie bilden *obere* Schranken für den gesuchten Eigenwert. Um auch eine *untere* Schranke zu gewinnen, ist es notwendig, einen die Randbedingungen erfüllenden Ansatz zu finden. Das war mir aber mit trigonometrischen Funktionen nicht

<sup>1)</sup> E. GIEBE und E. BLECHSCHMIDT, Ann. d. Ph. (5) **18**, 460, 1933.

<sup>2)</sup> R. BECHMANN, Zschr. f. Ph. **117**, 180, 1941; **118**, 515, 1942; **120**, 107, 1942.

möglich und ich habe daher ein 10gliedriges Polynom aus den ersten Potenzen von  $x$  und  $y$  verwendet, das nach Einführung der Randbedingungen noch drei freie Konstanten aufweist. Die Einführung des Potenzansatzes hatte den Nachteil, dass selbst der exakt berechenbare Eigenwert für  $\mu = 0$  sowie die Tangente in diesem Punkt auch nur *angenähert* wurden, allerdings jener auf 10 und diese auf 7 Stellen genau. Zwischen  $\mu = 0,2$  und  $0,4$  erhielt ich nicht nur die gewünschte untere Schranke, sondern auch eine wesentlich verbesserte obere.

Vor kurzem erhielt ich Kenntnis von einer Arbeit von EKSTEIN<sup>1)</sup>, der die RITZschen Gleichungen neu ableitet und damit sehr einfach eine Formel erhält, die in erster Näherung richtig ist, d. h. die Tangente für  $\mu = 0$  darstellt. Der Ansatz erfüllt allerdings



---- Rand der Platte im Ruhezustand. — Im Ruhezustand äquidistantes Netz.

Fig. 2.

Zweite Grundschwingung (schnellere Längsschwingung), links nach EKSTEIN, rechts neue Berechnung für isotrope Platte mit  $\mu = 0,3$ .

die Randbedingungen nicht und es wird auch keine Fehlerabschätzung durchgeführt. Ich habe Frequenz und Verzerrungsbild nach EKSTEIN zum Vergleich in den beiden Figuren eingezeichnet. Die Fehler für die *Frequenz* erreichen bei  $\mu = 0,3$  folgende Werte:

Mittelwert zwischen den beiden neugerechneten	
Schranken . . . . .	max. 0,3%
EKSTEINSche Näherung . . . . .	min. 1,4%
GIEBE-BLECHSCHMIDT- und BECHMANNsche Formel	min. 3,7%

<sup>1)</sup> H.EKSTEIN, Phys. Rev. **66**, 108, 1944.

Da der Querkontraktionskoeffizient des in Frage kommenden Quarzschnitts sehr klein ist, reichen die bisherigen Messungen nicht aus, um die vorliegenden Näherungen zu prüfen; hingegen sind genaue Messungen an dem geeigneteren *Kaliumphosphat* in Vorbereitung.

### Elektrische Leitfähigkeit des Siliziumkarbids

von A. BRAUN und G. BUSCH (E.T.H. Zürich).

1. Versuche zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit des Siliziumkarbids sind von verschiedenen Autoren unternommen worden. Die bisherigen Ergebnisse sind jedoch sehr grossen Streuungen unterworfen, welche auf die verschiedenartigen Versuchsbedingungen zurückgeführt werden müssen. Neben Abweichungen vom Ohmschen Gesetz wurden häufig Oberflächen- und Volumen-Gleichrichter-Effekte beobachtet, Phänomene, welche zweifellos durch *Fremdschichten* an der Oberfläche des SiC verursacht werden. Die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes, sowie die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit wurden daher von uns eingehend untersucht.

2. Die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  wurde an ca. 20 *einkristallinen*, aus grossen SiC-Kristallen geschliffenen prismatischen Stäbchen von ca. 1 mm<sup>2</sup> Querschnitt und 5—10 mm Länge gemessen. Ihre Farbe variierte von schwach gelb bis tief schwarz. Zur Prüfung des Ohmschen Gesetzes dient ein hochohmiges Differentialgalvanometer, durch dessen eine Wicklung der Strom fliesst, der durch das Kristallstäbchen geschickt wird. An der zweiten Wicklung liegt die mittels *Platin-Sonden* am Kristall abgegriffene Potentialdifferenz. Die Anordnung ist als Nullmethode ausgebildet und liefert für Stromdichten zwischen 10<sup>-5</sup> und 1 A/cm<sup>2</sup> die *exakte* Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes innerhalb einer Fehlergrenze von 1<sup>0</sup>/<sub>100</sub>. Das Auftreten einer Oberflächengleichrichtung ist bei unserer Versuchsanordnung prinzipiell ausgeschlossen; dagegen hätte sich ein allfälliger Volumen-Gleichrichter-Effekt bemerkbar machen müssen. Dieser existiert jedoch nach unseren Messungen *nicht*.

3. Der Temperaturgang der Leitfähigkeit wurde zwischen ca. 80° K. und 1400° K. verfolgt. Bei tiefen Temperaturen bzw. kleinen Leitfähigkeiten der Kristalle steigt der Übergangswiderstand zwischen den Sonden und dem SiC-Kristall rasch an. Um die Messungen unabhängig von der Grösse des Sondenwiderstandes durchführen zu können, wurde die Potentialdifferenz zwischen den Son-

den mit Hilfe eines Elektrometerverstärkers gemessen. Dieser gestattete genaue Messungen bei Sondenwiderständen bis zu  $10^{10}$  Ohm.

Die Leitfähigkeit und ihr Temperaturgang sind an ein und demselben Kristallstäbchen in jedem Falle streng reproduzierbar, variieren jedoch je nach der Färbung der Kristalle ausserordentlich stark. Bei Zimmertemperatur ergeben sich Leitfähigkeitswerte zwischen ca.  $10^{-14}$  und  $5 \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$ . Bei hohen Temperaturen durchläuft  $\sigma$  ein Maximum. Dies rührt davon her, dass die Zahl der freien Elektronen mit steigender Temperatur exponentiell ansteigt, ihre Beweglichkeit jedoch stark abnimmt. Die Temperaturabhängigkeit von  $\sigma$  wird durch ein Gesetz von der Form

$$\sigma(T) = a \cdot T^{-n} \cdot e^{-\frac{\Delta B}{2kT}}$$

gut wiedergegeben. Für  $\Delta B$  ergeben sich Werte zwischen 0,3 und 2,3 eV. Der Exponent  $n$  ist für die schwarze Modifikation 2,5, für die übrigen 3.

4. Zwischen der Mengenkosten  $a$  und der thermischen Anregungsenergie  $\Delta B$  besteht für SiC-Kristalle, deren Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur kleiner als ca.  $10^{-1} \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$  ist, ein Zusammenhang, wie er schon von MEYER und NELDEL<sup>1)</sup> für verschiedene Halbleiter gefunden worden ist, nämlich

$$\ln a = c_1 + c_2 \cdot \Delta B$$

Diese Gesetzmässigkeit, welche für Störhalbleiter weitgehend allgemeine Gültigkeit zu besitzen scheint, ist bis jetzt theoretisch nicht begründet worden. Sie ergibt sich aber, wie in einer ausführlichen Arbeit gezeigt werden wird, wenn die Theorie der Fehlordnung in Kristallen in konsequenter Weise auf das Problem der Elektronenhalbleitung angewendet wird.

#### K-Einfang und Positronenemission von $\text{Cu}^{61}$ und $\text{Cu}^{64}$

von H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Ein gegen Positronenemission instabiler Kern  ${}_Z K^A$  kann ausser durch  $\beta^+$ -Emission auch durch  $K$ -Einfang in den isobaren Kern  ${}_{Z-1} K^A$  übergehen. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von  $K$ -Einfang und  $\beta^+$ -Emission ist auf Grund der Fermischen Theorie des

<sup>1)</sup> W. MEYER und H. NELDEL, Zschr. techn. Phys. **18** (1937), 588.

$\beta$ -Zerfalls für erlaubte  $\beta$ -Übergänge von MÖLLER<sup>1)</sup> u. a. berechnet worden. Es ist in empfindlicher Weise von der Ladungszahl  $Z$  und der oberen Grenze  $W_0$  des  $\beta^+$ -Spektrums abhängig.

ALVAREZ<sup>2)</sup> hat nachgewiesen, dass die beiden Positronenstrahler  $\text{Cu}^{61}$  (3,4 h) und  $\text{Cu}^{64}$  (12,8 h) auch durch  $K$ -Einfang in stabile Ni-Isotope übergehen. Ausserdem zeigt  $\text{Cu}^{64}$  noch  $\beta^-$ -Emission. Bei den Umwandlungen von  $\text{Cu}^{61}$  und  $\text{Cu}^{64}$  handelt es sich um erlaubte Übergänge. Das  $\beta^+$ -Spektrum des  $\text{Cu}^{64}$  ist von TYLER<sup>3)</sup> im magnetischen Spektrographen ausgemessen und die obere Grenze zu  $E_{\text{max}} = (W_0 - 1) mc^2 \equiv 0,659 \pm 0,003$  MeV ermittelt worden. Die obere Grenze des  $\text{Cu}^{61}$   $\beta^+$ -Spektrums ist von RIDENOUR und HENDERSON<sup>4)</sup> durch Absorptionsmessungen zu  $E_{\text{max}} = 0,94$  MeV bestimmt worden. Das Verhältnis  $\lambda$  der Wahrscheinlichkeiten von  $K$ -Einfang und Positronenemission

$$\lambda = \frac{\omega_K}{\omega_+} = \frac{F_K}{F_+}$$

mit

$$F_K = \pi \Gamma(3 + 2S) (Z\alpha)^{3+2S} (W_0 + W_K)^2$$

und

$$F_+ = \int_0^{p_0} e^{-\pi \frac{Z\alpha \cdot W}{p}} \cdot \left| \Gamma\left(1 + S + i \frac{Z\alpha \cdot W}{p}\right) \right|^2 \cdot p^{2+2S} (W_0 - W)^2 \cdot dp$$

berechnet sich mit den angegebenen Werten der Positronen-Maximalenergien durch exakte numerische Auswertung dieser Formeln zu  $\lambda_{\text{Cu}^{61}} = 0,744$  und  $\lambda_{\text{Cu}^{64}} = 2,26$ , daraus  $A_{\text{theor}} = \frac{\lambda_{\text{Cu}^{64}}}{\lambda_{\text{Cu}^{61}}} = 3,0$ .

Nach dem Vorgange von ALVAREZ<sup>2)</sup> bestimmten wir das Verhältnis  $A_{\text{exp}} = \frac{\lambda_{\text{Cu}^{64}}}{\lambda_{\text{Cu}^{61}}}$  aus der vergleichenden Messung der Intensitäten von Ni-K-Strahlung und Annihilationsstrahlung der beiden radioaktiven Cu-Isotope:

$$A_{\text{exp}} = \frac{(Z_x/Z_\gamma)_{\text{Cu}^{64}}}{(Z_x/Z_\gamma)_{\text{Cu}^{61}}}$$

Eine solche Relativmessung ist leichter genau auszuführen als die Messung der einzelnen  $\lambda$ -Werte.

Die radioaktiven Kupfer-Präparate wurden durch Protonenbestrahlung von Nickel im Cyclotron hergestellt. Die Aktivität des

<sup>1)</sup> C. MÖLLER, Phys. Z. d. Sowjetunion **11**, 9 (1937).

<sup>2)</sup> L. W. ALVAREZ, Phys. Rev. **54**, 486 (1938).

<sup>3)</sup> A. W. TYLER, Phys. Rev. **56**, 125 (1939).

<sup>4)</sup> L. N. RIDENOUR und W. J. HENDERSON, Phys. Rev. **52**, 889 (1937).

aus dem bestrahlten Ni als CuS chemisch abgetrennten Präparates wird, nachdem die ebenfalls durch Protonenbestrahlung induzierten kurzen Halbwertszeiten abgeklungen sind, mit einem dünnwandigen Zählrohr gemessen (Glimmerfenster von  $2,0 \text{ mg cm}^{-2}$ , Distanz Quelle—Zählrohr 10 cm). Ein Magnetfeld von  $1500 \text{ Amp. cm}^{-1}$  verhindert, dass  $\beta$ -Teilchen ins Zählrohr gelangen. Die mit Al-Absorbern gemessene Absorptionskurve der Strahlung setzt sich aus zwei exponentiellen Komponenten zusammen, deren Absorptionskoeffizienten genau der Ni — K-Strahlung und der 510 KeV-Annihilationsstrahlung entsprechen. Messungen, jeweils mit dem

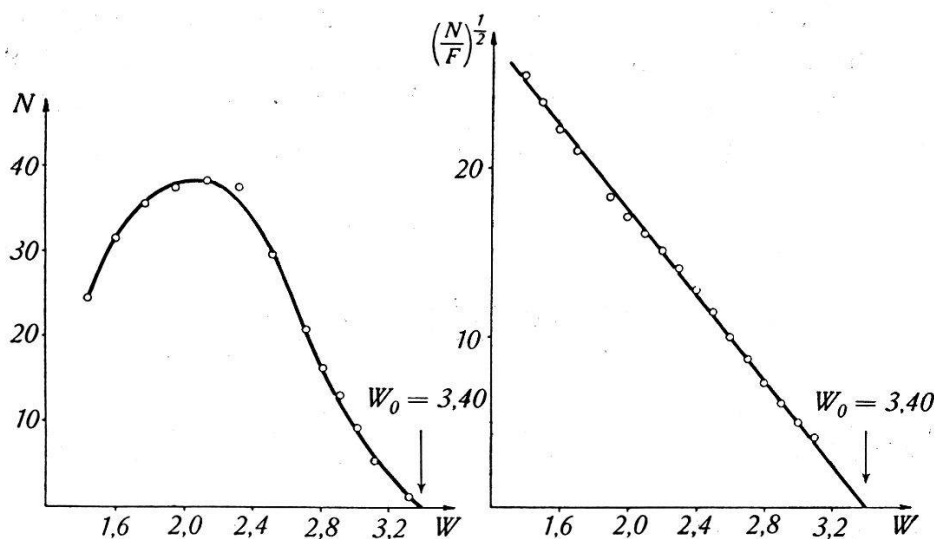


Fig. 1.

Fig. 2.

Positronenspektrum des Cu<sup>61</sup>. Fermidiagramm des Cu<sup>61</sup>-β<sup>+</sup>-Spektrum.

gleichen Präparat und in der gleichen Anordnung ca. 3 h und 30 h nach Ende Bestrahlung ausgeführt, ergaben:

$$\left(\frac{Z_x}{Z_\gamma}\right)_{\text{Cu}^{61}} = 0,33 \quad \left(\frac{Z_x}{Z_\gamma}\right)_{\text{Cu}^{64}} = 1,82,$$

d. h.

$$A_{\text{exp}} = 5,5 \pm 0,3$$

in Übereinstimmung mit dem von ALVAREZ<sup>1)</sup> angegebenen Wert  $A = 5$ .

Es war noch zu verifizieren, dass, wie bisher vorausgesetzt, sowohl Cu<sup>61</sup> wie Cu<sup>64</sup> keine Kern-γ-Strahlung aussenden (GENTNER und SEGRÈ<sup>2)</sup>, VAN VOORHIS<sup>3)</sup>). Zu diesem Zwecke wurde in einer Standardanordnung mit Cu<sup>61</sup> und mit Cu<sup>64</sup>-Präparaten die (γ,γ)-Koinzidenzrate  $R = \frac{K(\gamma, \gamma)}{Z_\gamma}$  bestimmt. (Quelle symmetrisch

<sup>1)</sup> L. W. ALVAREZ, Phys. Rev. **54**, 486 (1938).

<sup>2)</sup> W. GENTNER und E. SEGRÈ, Phys. Rev. **55**, 814 (1939).

<sup>3)</sup> S. N. VAN VOORHIS, Phys. Rev. **50**, 895 (1936).

zwischen den  $\gamma$ -Zählrohren mit Pb-Kathode). Innerhalb der Fehlergrenzen wurde für die beiden Cu-Isotope derselbe Wert  $R = (3,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$  gefunden, übereinstimmend mit dem in der gleichen Anordnung für reine Annihilationsstrahlung ( $C^{11}$ ,  $F^{18}$ ) gemessenen Wert  $R_{\text{Ann. Str.}}$ .

Da die Diskrepanz des experimentellen Wertes  $\Lambda_{\text{exp}}$  und des mit  $E_{\text{max}} = 0,94$  MeV (nur aus Absorptionsmessungen bestimmt) berechneten Wertes  $\Lambda_{\text{theor}}$  nach der guten Übereinstimmung des experimentellen Wertes mit dem theoretischen Wert beim 6,7 h  $Cd^{107,109}$  schwer zu verstehen war, haben wir das Positronenspektrum des  $Cu^{61}$  mit dem magnetischen Halbkreispektrographen gemessen. Fig. 1 zeigt das Spektrum, Fig. 2 das entsprechende Fermidiagramm. Aus diesem ergibt sich als obere Grenze der Wert  $W_0 = 3,40$  mc<sup>2</sup> ( $E_{\text{max}} = 1,225 \pm 0,015$  MeV) in genauer Übereinstimmung mit dem direkt bestimmten Wert. Mit diesem neu bestimmten genauen Wert der Maximalenergie des  $Cu^{61}$ -Spektrums berechnet sich  $\lambda_{Cu^{61}}$  zu 0,278 und damit ergibt sich

$$\Lambda_{\text{theor}} = \frac{2,26}{0,278} = 8,1.$$

Die relativ nicht sehr grosse Abweichung des experimentellen Wertes vom theoretischen Wert (30%) kann möglicherweise darauf zurückgeführt werden, dass im Gegensatz zum 6,7 h  $Cd^{107,109}$  ( $W_0 = 1,62$ ) bei den Cu-Isotopen  $Cu^{61}$  ( $W_0 = 3,40$ ) und  $Cu^{64}$  ( $W_0 = 2,13$ ) die der angegebenen theoretischen Formel zugrunde liegende Näherung nicht genügend ist. Dass beim  $Cu^{61}$  oder  $Cu^{64}$  ein komplizierteres Zerfallsschema vorliegt, ist wenig wahrscheinlich.

### **Prüfung der Fermischen Theorie durch Messung der relativen Wahrscheinlichkeit von K-Einfang und Positronenemission des 6,7 h $Cd^{107,109}$**

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Die Strahlung des 6,7 h  $Cd^{107,109}$  wird untersucht. Es wird nachgewiesen, dass sich das 6,7 h Cd nicht nur durch K-Einfang, sondern auch durch  $e^+$ -Emission umwandelt. Das  $e^+$ -Spektrum wird mit dem magnetischen Halbkreispektrographen gemessen und die obere Grenze zu  $E_{\text{max}} = (0,32 \pm 0,01)$  MeV bestimmt. Aus der relativen Anzahl der Positronen des 6,7 h Cd und der Konversionselektronen der zu 99% in der Elektronenhülle konvertierten 93,5 keV- $\gamma$ -Strahlung seines 44 sec  $Ag^*$ -Folgeprodukts wird das

Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von  $K$ -Einfang und  $e^+$ -Emission zu  $\lambda = w_K/w_+ = 320 \pm 30$  bestimmt. Dieser Wert ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem nach der *Fermischen Theorie*

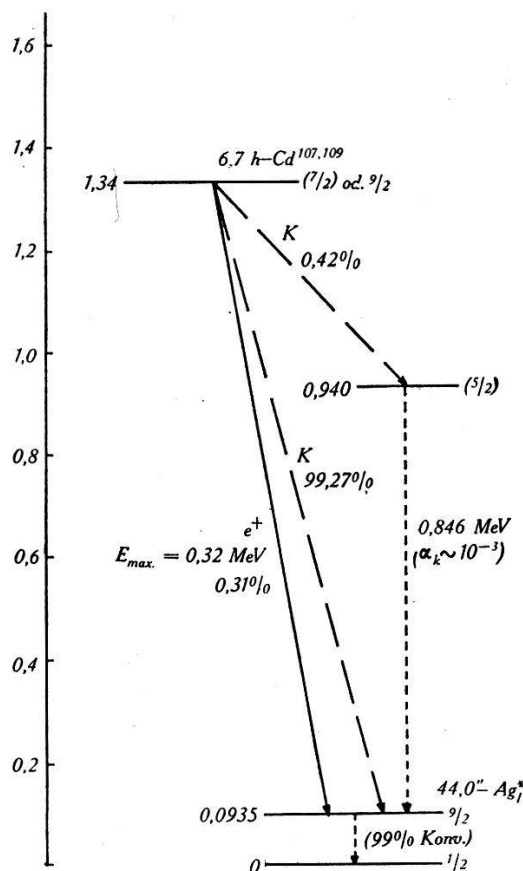


Fig. 1.

berechneten Wert  $\lambda = 342$ , während etwa der Kopplungsansatz von KONOPINSKI-UHLENBECK einen *60mal zu grossen* Wert ergibt.

Eine ausführlichere Arbeit erscheint demnächst in der *Helv. Phys. Acta*.

### Die metastabilen Zustände der Silberkerne $\text{Ag}^{107}$ und $\text{Ag}^{109}$

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Bei der Bestrahlung von Silber mit Protonen entsteht durch  $(p, n)$ -Reaktion ausser dem  $6,7 \text{ h Cd}^{107, 109}$  noch eine zweite Cd-Aktivität von sehr viel längerer Lebensdauer. HELMHOLZ<sup>1)</sup>, der dieses langlebige Radiocadmium durch die  $(d, 2n)$ -Reaktion erzeugte und seine Halbwertszeit zu  $(158 \pm 7) \text{ d}$  bestimmte, wies nach, dass sich vom  $158 \text{ d Cd}$  ebenso wie vom  $6,7 \text{ h Cd}$  ein  $\text{Ag}^*$ -Folgeprodukt von

<sup>1)</sup> A. C. HELMHOLZ, *Phys. Rev.* **60**, 415, 1941.

40 sec Halbwertszeit abtrennen lässt. Das Elektronenspektrum des aus dem 158 d  $\text{Cd}^{107, 109}$  entstehenden  $\text{Ag}^*$  zeigte Konversionslinien einer 86 keV- $\gamma$ -Strahlung, während das Spektrum des aus dem 6,4 h  $\text{Cd}^{107, 109}$  entstehenden  $\text{Ag}^*$  die Konversionslinien einer 93 keV- $\gamma$ -Strahlung zeigt.

Wenn der Unterschied der Anregungsenergien 93 keV und 86 keV, wie HELMHOLZ annimmt, nicht auf eine Messungenauigkeit zurückzuführen ist, so handelt es sich bei den  $\text{Ag}^*$ -Folgeprodukten des 6,7 h Cd und des 158 d Cd um verschiedene Isotope. Die beiden stabilen Ag-Kerne besitzen dann metastabile Zustände von fast genau gleicher Lebensdauer und Anregungsenergie. Wir haben mit dem  $\beta$ -Spektrographen das Elektronenspektrum eines radioaktiven Cd-Präparates, welches aus mit 6,5 MeV Protonen bestrahltem Ag chemisch abgetrennt worden war, zu verschiedenen Zeitpunkten gemessen und das Vorhandensein deutlich getrennter Liniengruppen festgestellt, von denen die eine der 6,7 h-Periode, die andere der 158 d-Periode folgt.

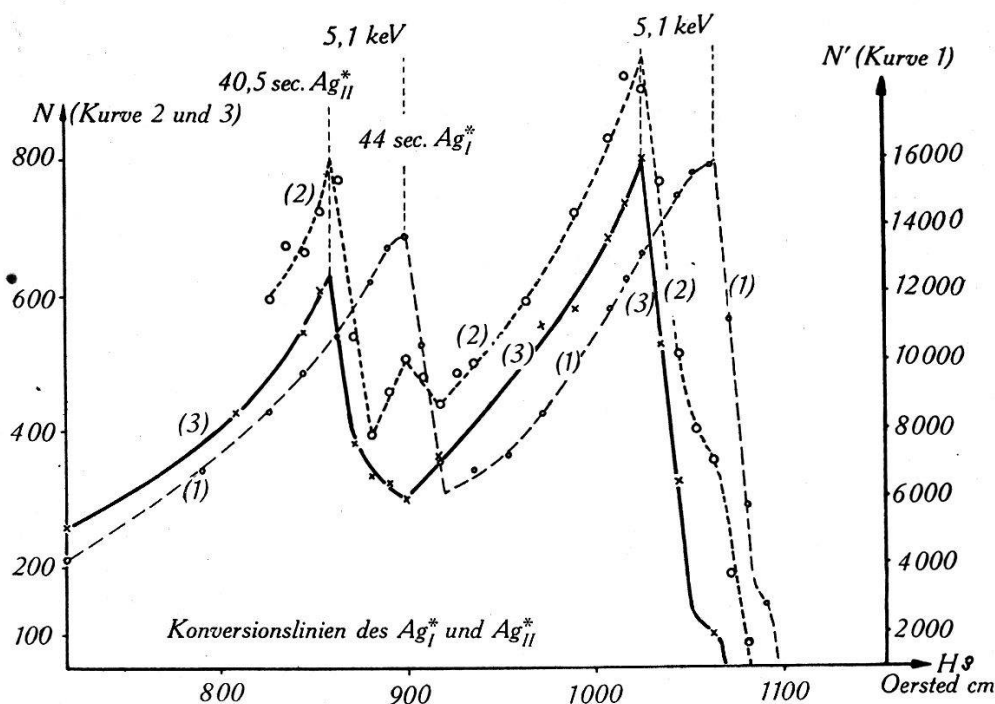


Fig. 1.

- Kurve 1. Gemessen wenige Stunden nach dem Ende der Bestrahlung; 95% der Konversionselektronen gehören zur 6,7 h-Periode ( $\text{Ag}_I^*$ ), 5% zur 158 d-Periode ( $\text{Ag}_{II}^*$ ).
- Kurve 2. 40,5 h später: nur noch 23% gehören zur 6,7 h-Periode, 77% zur 158 d-Periode.
- Kurve 3. 7 d nach dem Ende der Bestrahlung: die 6,7 h-Periode ist vollständig abgeklungen.

Kurve 1 zeigt die *K*- und *L*-Konversionslinien einer 93,5 keV-Strahlung des aus dem 6,7 h Cd entstehenden  $\text{Ag}_I^*$ , Kurve 3 die *K*- und *L*-Konversionslinien einer 88,4 keV-Strahlung des aus dem 158 d Cd entstehenden  $\text{Ag}_{II}^*$ , während die in einem mittleren Zeitpunkt gemessene Kurve 2 gleichzeitig beide Linienpaare zeigt. Die Energiedifferenz der Linienpaare, also die Differenz der Anregungsenergien der beiden Ag-Isomere beträgt

$$\Delta E = (5,1 \pm 0,2) \text{ keV.}$$

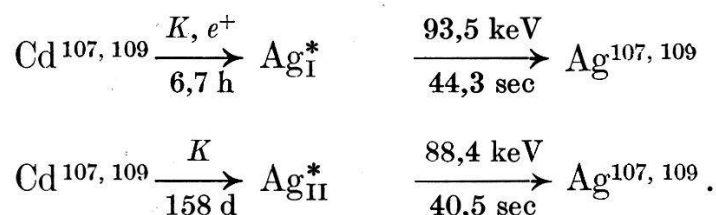
Die erwähnte bemerkenswerte Eigenschaft der beiden, sich durch ein Neutronenpaar voneinander unterscheidenden stabilen Ag-Kerne ist damit eindeutig erwiesen.

Auch zwischen den Halbwertszeiten der beiden Ag-Isomere  $\text{Ag}^{107}$  und  $\text{Ag}^{109}$  besteht nur ein geringer Unterschied. Für die Bestimmung der Halbwertszeit des Folgeproduktes des 158 d Cd ( $\text{Ag}_{II}^*$ ) wurde das Ag nach völligem Abklingen der 6,7 h-Aktivität als AgCl chemisch vom Cd getrennt; für die Bestimmung der Halbwertszeit des Folgeproduktes des 6,7 h Cd wurde das Ag sofort nach einer nur wenige Minuten dauernden Bestrahlung isoliert. Sorgfältige Messungen ergaben

$$\tau_{\text{Ag}_I^*} = (44,3 \pm 0,2) \text{ sec}$$

$$\tau_{\text{Ag}_{II}^*} = (40,5 \pm 0,7) \text{ sec.}$$

Wir haben also die folgenden Umwandlungsreihen:



Absorptionsmessungen der weichen  $\gamma$ -Strahlung des 158 d Cd in Blei zeigen, dass diese Strahlung ein wenig energiereicher ist als die *K*-Kante des Pb bei 88,23 keV, in Übereinstimmung mit dem durch magnetische Analyse des Konversionselektronenspektrums bestimmten Wert 88,4 keV.

Ein ausführlicher Bericht über die Strahlung des langlebigen radioaktiven Cadmiums erscheint in der H.P.A.

**Die radioaktive Umwandlung des Cr<sup>51</sup>**

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und  
P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Durch Bestrahlung von Ti<sup>48</sup> haben WALKE, THOMPSON und HOLT<sup>1)</sup> durch ( $\alpha, n$ )-Prozess ein radioaktives Chromisotop mit einer Halbwertszeit von 26,5 Tagen erhalten. Sie wiesen nach, dass sich dieses Cr<sup>51</sup> durch K-Einfang in V<sup>51</sup> umwandelt. Sie vermuteten ausserdem eine schwache Positronenemission und deuteten die beobachtete  $\gamma$ -Strahlung zum Teil als Annihilationsstrahlung.

Wir konnten das 26,5 Tage Cr<sup>51</sup> durch ( $p, n$ )-Prozess erzeugen. Cr<sup>51</sup>-Präparate (100  $\mu$ -Curie) wurden durch mehrstündige Bestrahlung von Vanadium mit 6,5 MeV Protonen hergestellt und vom Vanadium chemisch abgetrennt.

Neben der V-K-Röntgenstrahlung wird eine  $\gamma$ -Strahlung von  $(330 \pm 1)$  keV beobachtet. Die Absorptionskurve der  $\gamma$ -Strahlung in Blei fällt bis zu einem Zehntausendstel der Anfangsintensität exponentiell mit einem Absorptionskoeffizienten von  $3,63 \text{ cm}^{-1}$  ab, der einer Energie von  $(332 \pm 10)$  keV entspricht. Die genaue Energie der Linie wurde durch Ausmessen des Spektrums der Konversionselektronen im magnetischen Halbkreispektrographen bestimmt. Die 330 keV- $\gamma$ -Linie ist zu ungefähr 2% in der K- und L-Schale konvertiert, was nach der Formel von DANCOFF und MORRISON<sup>2)</sup> einer Drehimpulsänderung  $\Delta l = 2 - 3$  entspricht. Die relative Intensität der V-K-Strahlung und der 330 keV-Linie wurde durch Vergleich mit dem Intensitätsverhältnis der Ni-K-Strahlung und der Annihilationsstrahlung des Cu<sup>61</sup> und Cu<sup>64</sup> bestimmt. 3% der Umwandlungen des Cr<sup>51</sup> führen in das 330 keV-Niveau.

Neben den Konversionselektronen der 330 keV-Linie wurden im Spektrographen K- und L-Konversionselektronen einer  $(237 \pm 1)$  keV-Linie gefunden. Obwohl diese Konversionslinie etwa fünfmal intensiver ist als die Konversionslinie der 330 keV-Strahlung, zeigen die Absorptionsmessungen der  $\gamma$ -Strahlung keine Andeutung einer 237 keV-Komponente. Aus dem Verlauf der Absorptionskurve ist zu schliessen, dass die Zahl der 237 keV- $\gamma$ -Quanten mindestens 10mal kleiner als die Zahl der 330 keV- $\gamma$ -Quanten ist. Der Konversionskoeffizient  $\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_a}$  der 237 keV- $\gamma$ -Linie ist also von der Grössenordnung eins.

Positronenemission des Cr<sup>51</sup> konnte nicht nachgewiesen werden. Auch zeigen  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen nicht die geringste An-

<sup>1)</sup> H. WALKE, F. C. THOMPSON, J. HOLT, Phys. Rev. **57**, 171, 1940.

<sup>2)</sup> S. M. DANCOFF, P. MORRISON, Phys. Rev. **55**, 122, 1939.

deutung von Annihilationsstrahlung. Emission von Positronen dürfte also energetisch nicht möglich sein.

Eine  $\gamma$ -Linie von 1 MeV, die WALKE, THOMPSON und HOLT beobachteten, kann nicht dem  $\text{Cr}^{51}$ , das nach unseren Messungen keine härtere  $\gamma$ -Strahlung als 330 keV emittiert, zugeschrieben werden. Aus Absorptionsmessungen bestimmt sich die maximale Reichweite der von  $\text{Cr}^{51}$  emittierten Elektronen zu  $0,095 \text{ g/cm}^2 \text{ Al}$ , entsprechend einer Energie von 350 keV. Danach sind die Konversionselektronen der 330 keV- $\gamma$ -Linie die energiereichsten der vom  $\text{Cr}^{51}$  ausgesandten Elektronen.

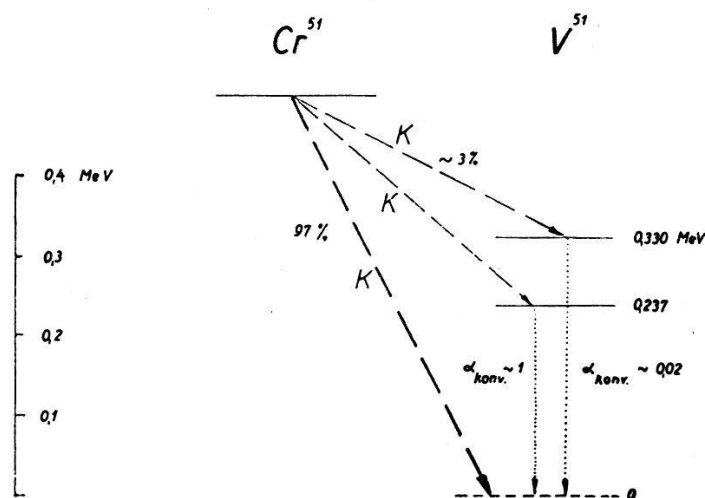


Fig. 1.

Die Figur 1 zeigt das Termschema der Umwandlung des  $\text{Cr}^{51}$ , das sich aus unseren Messungen ergibt.

### Der Zerfall des UZ und die $\text{UX}_2$ -UZ-Isomerie

von H. BRADT und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Um zu einem detaillierteren Verständnis der  $\text{UX}_2$ -UZ-Isomerie zu gelangen, wurde die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung des UZ, insbesondere unter Verwendung der Koinzidenzmethode, untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in dem Schema des UZ-Zerfalls der Fig. 1, das *qualitativ* mit dem von FEATHER und BRETSCHER<sup>1)</sup> aufgestellten Schema übereinstimmt, dargestellt. Insbesondere erweist sich eindeutig, dass  $\text{UX}_2$  der angeregte metastabile, UZ der Grundzustand des  $\text{Pa}_{91}^{234}$  ist.

<sup>1)</sup> N. FEATHER und E. BRETSCHER, Proc. Roy. Soc. **165**, 530, 1938.

Im  $\beta$ -Spektrum des  $UX$  konnten zwei sehr schwache  $\beta$ -Linien von 372 keV und 387 keV nachgewiesen werden, die als  $L$ - und  $M$ -Konversionslinien einer vom  $UX_2$  emittierten, sehr stark konvertierten  $(0,394 \pm 0,005)$  MeV- $\gamma$ -Strahlung anzusehen sind. Durch Aussendung dieser Strahlung geht das normalerweise durch Aus-

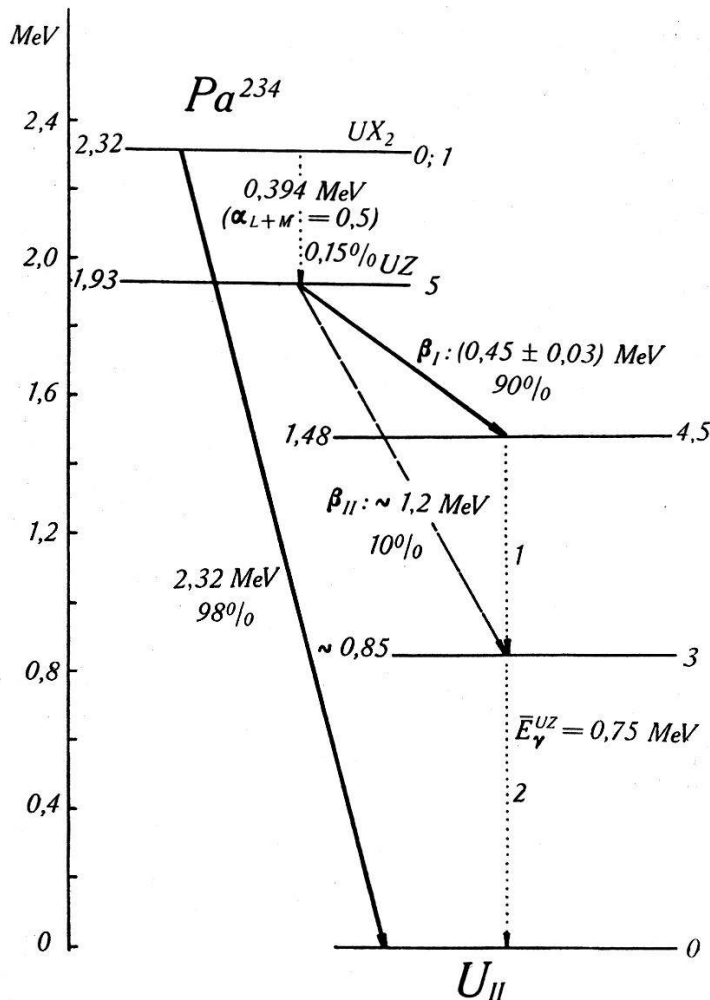


Fig. 1.

sendung eines Zerfallselektrons sich umwandelnde  $UX_2$  in 0,15% aller Fälle in den Grundzustand  $UZ$  über. Die beobachtete  $\gamma$ -Lebensdauer des  $UX_2$

$$\tau = \frac{\tau_\beta}{\lambda_{UZ:UX_2}} = 13 \text{ h}$$

ist in guter Übereinstimmung mit der für einen Drehimpulsunterschied  $J_{UZ} - J_{UX_2} = 5 \hbar$  und für eine Anregungsenergie  $E_{UX_2} - E_{UZ} = 0,394$  MeV nach der Drehimpulstheorie berechneten Halbwertszeit

von  $\tau \sim 9$  h. Auch der experimentelle Wert der Konversionswahrscheinlichkeit der 0,394 MeV- $\gamma$ -Linie in der  $L$ - und  $M$ -Schale

$$\frac{N_{L+M}^e}{N^g + N^e} = 0,5 \pm 0,1$$

ist von der Grössenordnung des für elektrische  $2^5$ -Polstrahlung zu erwartenden Werts. Ein ausführlicher Bericht erscheint in den H. P. A.

### Bestimmung von Kernmassen unter Zuhilfenahme von $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen

von E. BLEULER, P. SCHERRER und W. ZÜNTI (E.T.H. Zürich).

Bei der Berechnung der Masse eines radioaktiven Kerns aus seiner Zerfallsenergie tritt häufig eine Zweideutigkeit auf, wenn der  $\beta$ -Zerfall von  $\gamma$ -Quanten begleitet ist, da nicht zum vornherein entschieden werden kann, ob die  $\gamma$ -Energie zur maximalen  $\beta$ -Energie hinzugefügt werden muss oder nicht. Absorptionsmessungen der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen ermöglichen den Entscheid (vgl. z. B. MAIER-LEIBNITZ<sup>1</sup>). Wir untersuchten mit dieser Methode einige Isotope, über deren Zerfall Unklarheit herrschte.

1.  $Al^{28}$  (hergestellt mit den Li-D-Neutronen des Tensators aus  $Si^{28}$  ( $n, p$ )). Die  $\beta$ -Energie beträgt 3,0 MeV, die  $\gamma$ -Energie 2,1 MeV. Aus Kernreaktionen wird eine Zerfallsenergie von  $5,53 \pm 0,39$  MeV berechnet, welche gut mit der Summe von  $\beta$ - und  $\gamma$ -Energie übereinstimmt; dieser Schluss ist jedoch nicht zwingend (vgl. Isotopenbericht 1942<sup>2</sup>). Unsere Messungen zeigen, dass der  $\beta$ -Übergang tatsächlich immer auf ein angeregtes Niveau von  $Si^{28}$  führt, so dass die Zerfallsenergie  $5,1 \pm 0,25$  MeV beträgt. Aus der Masse des  $Al^{28}$  von  $27,99017 \pm 0,00032$ <sup>2</sup>) folgt die Masse des  $Si^{28}$  zu  $27,9850 \pm 0,0004$ .

2.  $Mg^{27}$  (aus  $Al^{27}$  ( $n, p$ )). Bekannt ist die  $\beta$ -Energie von 1,75 MeV und ein  $\gamma$ -Quant von 1,05 MeV. Auch dieser Kern zerfällt immer in ein angeregtes Niveau des  $Al^{27}$ . Aus der Zerfallsenergie von  $2,8 \pm 0,25$  MeV und der Masse des  $Al^{27}$  von  $26,99167 \pm 0,00010$  wird die Masse des  $Mg^{27}$  zu  $26,9929 \pm 0,00025$  berechnet.

3.  $N^{16}$ . Dieses Isotop wurde durch Bestrahlung von Wasser hergestellt:  $O^{16}$  ( $n, p$ )  $N^{16}$ . Das aktivierte Wasser floss von der Be-

<sup>1</sup>) MAIER-LEIBNITZ, Zschr. f. Phys. **122**, 233 (1944).

<sup>2</sup>) FLÜGGE und MATTAUCH, Phys. Zschr. **44**, 181 (1943).

strahlungskammer dauernd durch eine Kapillare in die Messapparatur, so dass trotz der kurzen Halbwertszeit von 7,4 sec eine konstante Quelle von beträchtlicher Stärke zur Verfügung stand. In der Literatur wird für  $N^{16}$  eine Grenzenergie des  $\beta$ -Spektrums von 6 MeV angegeben; aus der Reaktion  $F^{19}(n, \alpha)N^{16}$  wurde andererseits auf eine Zerfallsenergie von 8,27 MeV geschlossen. Beide Angaben sind zu niedrig. Die Koinzidenzmessungen zeigen ein Teilspektrum mit einer Reichweite von  $2,2 \pm 0,1$  g/cm<sup>2</sup> Al, während  $27 \pm 5\%$  der Übergänge in den Grundzustand des  $O^{16}$  führen. Die Reichweite dieses Spektrums beträgt  $5,7 \pm 0,5$  g/cm<sup>2</sup> Al. Die entsprechende maximale  $\beta$ -Energie kann nicht direkt bestimmt werden, da für diese grosse Reichweite keine Energie-Reichweite-Beziehung bekannt ist. Dagegen beträgt die Grenzenergie des Teilspektrums nach der Formel von FEATHER 4,4 MeV, während man für die  $\gamma$ -Energie durch Messung der Absorption der Sekundärstrahlung ungefähr 5 MeV erhält. Für die Zerfallsenergie können wir daher vorläufig einen Wert von  $9,5 \pm 1$  MeV angeben.

### Über zwei Aktivitäten $S^{37}$ und $P^{34}$ , die durch schnelle Neutronen in Chlor induziert werden

von W. ZÜNTI und E. BLEULER (E.T.H. Zürich).

Für das Schwefelisotop der Masse 37 hatten DICKSON und KONOPINSKI<sup>1)</sup> eine Halbwertszeit von ca. 10 sec vorausgesagt. HUBER, LIENHARD und WÄFFLER<sup>2)</sup> versuchten dieses Isotop durch Bestrahlung von Chlor mit Neutronen einer Ra-Be-Quelle zu erhalten und sie konnten in der Tat eine bisher unbekannte Aktivität mit 15 sec Halbwertszeit beobachten. Eine chemische Abtrennung gelang wegen der geringen Intensität nicht.

Als der Tensator<sup>3)</sup> imstande war, eine mehr als tausendfache Neutronenintensität zu liefern, griffen wir das Problem wieder auf. Die Halbwertszeit wurde genauer zu  $12,4 \pm 0,2$  sec ermittelt; sie stimmt fast überein mit derjenigen eines Phosphorisotops, das man bei Bestrahlung von Schwefel mit schnellen Neutronen erhält. CORK und MIDDLETON<sup>4)</sup> geben für diesen Phosphor 12,7 sec an, während eigene Messungen wieder 12,4 sec ergaben.

<sup>1)</sup> DICKSON und KONOPINSKI, Phys. Rev. **58** (1940), 949.

<sup>2)</sup> HUBER, LIENHARD und WÄFFLER, H.P.A. **15** (1942), 314.

<sup>3)</sup> Hochspannungsanlage, geliefert von der Micafil A.-G.

<sup>4)</sup> CORK und MIDDLETON, Phys. Rev. **58** (1940), 474.

Die chemische Abtrennung erfordert sehr rasche Fällungsmethoden, die von Dr. E. JACOBI entwickelt und ausgeführt wurden, wofür wir auch an dieser Stelle danken möchten. Eine kochende KCl- oder NaCl-Lösung wurde kurz bestrahlt und der Schwefel innert 40 sec als BaSO<sub>4</sub> gefällt, mit negativem Resultat. Der Phosphor wurde als Phosphormolybdat gefällt, das einen schnell filtrierbaren Niederschlag ergibt. Hier wurde die 12,4-sec-Aktivität in beträchtlicher Stärke gefunden. Die Zeitspanne zwischen Ende Bestrahlung und Messbeginn konnte auf etwa 30 sec gesenkt werden. Da der  $n,\alpha$ -Prozess bei Cl<sup>35</sup> auf den bekannten langlebigen P<sup>32</sup> führt, kann es sich nur um die Reaktion Cl<sup>37</sup>( $n,\alpha$ ) P<sup>34</sup> handeln. Bei der Bestrahlung von Schwefel bildet sich P<sup>34</sup> durch den  $n,p$ -Prozess aus S<sup>34</sup>, der zu 4% vorkommt.

Die Absorptionsmessungen wurden wegen der kurzen Halbwertszeit mittels der Durchflussmethode an CCl<sub>4</sub> vorgenommen. Es wird eine schwache  $\gamma$ -Strahlung ausgesandt; das  $\beta$ -Spektrum ist komplex. Die  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen ergaben ein Teilspektrum mit 3,2 MeV Grenzenergie, während der grössere Teil, etwa 90% der  $\beta$ -Strahlen, direkt in den Grundzustand führt. Ihre Maximalenergie wurde zu 5,0 MeV ermittelt.

Bei den Messungen an diesem Phosphorisotop bemerkten wir die Anwesenheit einer längern Periode. Subtrahiert man von der Abklingkurve des bestrahlten Chlors die bekannten Aktivitäten von P<sup>34</sup>, Cl<sup>34</sup>, Cl<sup>38</sup>, P<sup>32</sup> und S<sup>35</sup>, so bleibt ein rein exponentieller Abfall mit 5,0 min Halbwertszeit übrig. Die chemische Abtrennung zeigt, dass diese Aktivität einem Schwefelisotop zukommt und zwar dem S<sup>37</sup>, da nach KAMEN<sup>1)</sup> der S<sup>35</sup> mit einer 88-Tage-Periode zerfällt. Dass die 5 min-Aktivität nach Bestrahlung von Schwefel S<sup>36</sup>( $n,\gamma$ ) S<sup>37</sup> nicht nachgewiesen werden kann, bedeutet keinen Widerspruch, da S<sup>36</sup> nur zu 0,016% vorkommt.

Die Absorptionsmessungen wurden an der chemisch abgetrennten Aktivität durchgeführt. Die Halbwertszeit ergab sich dabei zu  $5,04 \pm 0,02$  min. Eine starke  $\gamma$ -Strahlung ist vorhanden, deren Energie, gemessen nach der Methode von BOTHE, 2,8 MeV beträgt. Das  $\beta$ -Spektrum ist komplex.

Die Analyse der Absorptionskurve in Verbindung mit Koinzidenzmessungen ergibt folgendes: Eine 10% starke Gruppe mit 4,3 MeV Maximalenergie führt direkt in den Grundzustand, während 90% einem Teilspektrum mit 1,6 MeV angehören. Danach sollten

<sup>1)</sup> KAMEN, Phys. Rev. **60** (1941), 537.

$\gamma$ -Quanten von 3,3 MeV auftreten. In Anbetracht der Unsicherheit der Featherschen Relation bei hohen Energien ist die Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert befriedigend.

### Über den Schroteffekt und die Empfangs-Empfindlichkeit bei Laufzeitröhren

von F. LÜDI (Brown Boveri & Co., Baden, Aarg.).

Wenn ein Elektron  $m$  influenzierende Übergänge zwischen Elektrodenpaaren macht, so ergibt die Rechnung für Frequenzen die gleich oder einem ganzen Vielfachen der Frequenz der Elektronenbewegung sind, einen  $m^2$ mal verstärkten Schroteffekt

$$\overline{J}_{\text{Schrot}}^2 = 2 e I m^2 \Delta f$$

gegenüber dem bekannten Wert bei normalen Empfängerröhren. Für Frequenzen, die jedoch klein im Vergleich zu den Laufzeit-schwingungen sind (bei Gleichrichtung, Überlagerung und nachfolgender Verstärkung) ergibt die allgemeine Schrotgleichung den normalen Schroteffekt.

Die Berechnung der Empfangsempfindlichkeit führt formal auf dieselbe Beziehung wie für Empfangsröhren im Langwellengebiet.

$$\frac{N}{kT \Delta f} = \frac{2 e}{kT} \frac{I m^2}{S^2 R_k}$$

Die Empfindlichkeit ist die kleinste Leistung  $N$ , ausgedrückt in Einheiten  $kT$  und pro Hertz-Bandbreite, welche von der Antenne am Eingangskreis mit dem Parallelwiderstand  $R_k$  zur Verfügung gestellt werden muss, um vom Röhrenrauschen unterschieden werden zu können.  $I$  ist der Anodenstrom und  $S$  die Steilheit der Röhre. Für Laufzeitröhren mit Elektronenfokussierung (Klystron, Magnetfeldröhre mit hochgeteilter Anode) gilt für die Steilheit

$$S = \frac{I \omega \tau}{2 U_0}$$

( $\omega \tau$  = Laufwinkel,  $u_0$  = Beschleunigungsspannung). Für Bremsfeldröhre, Zweischlitzmagnetfeldröhre ist die Steilheit durch die Richtkennlinie bestimmt. Für das Klystron ist  $m = 1$  (einmaliger

Elektronenübergang). Für die Vielschlitzmagnetfeldröhre ist die Laufzeit bis zur Anode  $\tau = m T_0$  ( $T_0 =$  Rollkreisperiode), so dass hierfür gilt

$$S = \frac{\pi I \omega m}{U_0 \omega_0}$$

$m$  fällt in der Empfindlichkeitsgleichung weg, massgebend ist nur die Steilheit pro Grundperiode, d. h. pro Segmentpaar.

\*Die Ausrechnung gibt für verschiedene Beispiele bei gleichem  $R_{ic}$  ca. 20 k $\Omega$ :

Klystron . . . . .	$N/\Delta f$	= 2700 kT
Vielschlitzmagnetfeldröhre . . . . .		= 1100 kT
Umlaufresonanzverfahren mit Überlagerungsempfang nach H. JUNGFER . . . . .		= 60 kT
Pentode im Langwellengebiet . . . . .		= 0,3 kT

Die ausführliche Publikation folgt später.

---