Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 16 (1943)

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: 15.07.2025

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

Copyright 1943 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 Biel, am 8. Mai 1943

Präsident: Prof. Dr. J. Weigle (Genf).
Vizepräsident: Prof. Dr. H. König (Bern).
Sekretär: Prof. Dr. E. Miescher (Basel).

Geschäftlicher Teil.

Herr Prof. Dr. P. Gruner, Redaktor der Helv. Phys. Acta, berichtet über die erfreuliche Entwicklung der Zeitschrift, welche von der grossen Aktivität der Schweizerischen Physiker zeugt. Im Hinblick auf die gespannte finanzielle Lage, die nur dank Subventionen im Gleichgewicht gehalten werden kann, mahnt er die Autoren zur Kürze und fordert die Mitglieder auf, die Zeitschrift in vermehrtem Masse zu abonnieren.

Der Vorstand wird neu gewählt wie folgt:
Präsident: Prof. Dr. H. König (Bern).
Vizepräsident: Prof. Dr. G. Wentzel (Zürich).
Sekretär: Prof. Dr. A. Mercier (Bern).
Beisitzer: Prof. Dr. M. Wehrli (Basel).

Vertreter der Redaktionskommission der Helv. Phys. Acta: Prof. Dr. P. Gruner (Bern).

Rechnungsrevisoren: Prof. Dr. K. Zuber (Zürich).
Dr. H. Schilt (Biel).

In die S.P.G. werden aufgenommen:

A. von Arx (Olten); P. Banderet (Basel); H. Briner (Fribourg); G. Fejér (Bern); A. Gibert (Zürich); G. Guanella (Zürich); J. Halter (Solothurn); H. Labhart (Zürich); B. Matthias (Zürich); H. Medicus (Zürich); Dr. F. Metzger (Basel); M. de Quervain (Zürich); F. Roggen (Baden); H. W. Roth (Luzern); W. Sigrist (Rafz); Th. Heim (Bienne); K. Tschudin (Basel); B. Zwicker (Zürich).

Die S.P.G. hat durch den Tod verloren:

Prof. J. LANDRY (Lausanne).

Nachstehende Mitglieder werden gestrichen:

Dr. J. AUSLÄNDER; H. HAUSMANN; Dr. H. KLUMB; A. LEEMANN; Dr. J. PRIEBSCH.

Die S.P.G. zählt zur Zeit 258 Mitglieder.

Die nächste Sitzung soll anlässlich der Jahresversammlung der S.N.G. am 28.—30. August 1943 in Schaffhausen stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

Détermination expérimentale des dimensions des ions légers dans l'air, par l'écoulement ionisé unipolaire

par G. JOYET (Lausanne).

(Paraîtra peut-être en extraits dans les H.P.A. et in extenso dans le Bull. Soc. Vaudoise Sc. Nat.).

Bindungsenergie einzelner Bindungen und Dissoziationsenergie mehratomiger Moleküle

von M. WEHRLI (Basel).

Ausgehend vom Valenzkraftmodell wird der Unterschied zwischen den Bindungsenergien δ der einzelnen Bindungen und den beobachteten Dissoziationsenergien D besonders bei dreiatomigen Molekülen näher untersucht. Die beträchtlichen Differenzen werden durch Elektronenumlagerungen während oder nach der Dissoziation erklärt. Dabei wandern die Elektronen aus den getrennten Bindungen in die verbleibenden benachbarten Bindungen hinein, die dadurch gelockert oder verfestigt werden. Umgekehrte Wanderungen, die meistens von Energieverschiebungen begleitet sind, finden bei der Entstehung von Bindungen statt. Bei der Bildung der Wasserstoffbrücke wandert ein Elektron ganz oder teilweise in die entstehende H····O-Brücke hinein. Der spektroskopische Befund beweist, dass dieses Elektron aus der Bindung der benachbarten OH-Gruppe stammt.

Es werden die Bedingungen, bei denen die elastischen Konstanten und die zugehörige Bindungsenergie δ einer Bindung auf andere Bindungen übertragen werden dürfen, diskutiert und bei einer Reihe dreiatomiger Moleküle erfüllt gefunden. Dieses Referat berichtet über einen Teil einer Arbeit, die noch gemeinsam mit G. MILAZZO ausgeführte Messungen der Dissoziationsenergien D der Moleküle HgClBr und HgBrJ enthält. Die ausführliche Publikation wird in den Helvetica Chimica Acta 1943 erscheinen.

Sur la dynamique générale des corps déformables; élasticité et viscosité

par André Mercier (Berne)

(Un ouvrage sur ce sujet paraîtra ultérieurement.)

Molekularzustände bei der freien Verdampfung

von F. Metzger und E. Miescher (Basel).

Unter *freier* Verdampfung verstehen wir den Vorgang, bei dem sich Moleküle zufolge ihrer thermischen Energie von der Oberfläche eines Kondensates ablösen, ohne dass dabei eine Rückwirkung der sich in der Dampfphase abspielenden Prozesse auf die Vorgänge an der Oberfläche besteht. Sie kann praktisch nur in der Weise realisiert werden, dass die wegdampfenden Moleküle an einer tiefgekühlten Fläche abgefangen werden, bevor sie im Dampf zum Stoss kommen. Die Geschwindigkeit, mit der die Verdampfung unter solchen Umständen bei einer vorgegebenen Temperatur der Oberfläche erfolgt, ist der Messung leicht zugänglich, theoretisch jedoch nur auf Grund von Modellvorstellungen über die an der Oberfläche wirkenden Kräfte berechenbar[1]; weitere Fragen nach dem Zustande der abgehenden Moleküle, wie etwa nach ihrem Molekulargewicht, ihrer Molekulargeschwindigkeit und nach dem Grade der inneren Anregung — Fragen, die auch das Problem der Temperatur im Molekularstrahl umfassen — haben bisher überraschend wenig Bearbeitung gefunden. Es ist dabei zu beachten, dass alle Ergebnisse der Untersuchungen an gesättigten Dämpfen, also am Gleichgewichtsfalle, grundsätzlich nicht auf das Nichtgleichgewicht übertragen werden dürfen.

Die Translationstemperatur in Atomstrahlen, welche von einer frei verdampfenden Oberfläche, und nicht aus einem dampferfüllten Hohlraum, herrühren, haben Stern[2]) aus der direkten Bestimmung der Translationsgeschwindigkeit und später Jackson und Kuhn[3]) nach einem optischen Verfahren aus der Linienbreite erhalten. Die optische Methode ist einer erheblichen Erweiterung fähig dadurch, dass etwa ein Molekülspektrum in Absorption in Molekularstrahlen über frei verdampfenden Stoffen aufgenommen würde, ein Verfahren, das unseres Wissens bisher nie versucht worden ist. Wenn es gelingt, in dieser Weise ein Bandenspektrogramm aufzunehmen, so wäre es prinzipiell möglich, zu Aussagen über die Anregung von Schwingung und Rotation im Verdampfungs-

---

[1]) K. F. Herzfeld, J. Chem. Phys. **3**, 319, 1935.

[2]) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **2**, 55, 1920; **3**, 417, 1920.

[3]) D. A. Jackson and H. Kuhn, Proc. Roy. Soc. A, **148**, 347, 1935.

prozess zu gelangen, auch liessen sich Rückschlüsse auf die Art der Träger der Spektren ziehen. Die experimentelle Schwierigkeit liegt in der, im Vergleich zu den Atomstrahlen viel geringeren Absorptionsstärke in den Bandenspektren, weshalb zwecks Innehaltens der Bedingung freier Verdampfung eine vielfach grössere optische Schichtdicke benötigt wird, und somit eine auf langer Strecke gleichmässige Verdampfung erzielt werden muss.

Versuche, die wir in einer Hochvakuumapparatur mit einer mehrere Dezimeter langen, elektrisch geheizten Unterlage und einer tiefgekühlten Auffangfläche angestellt haben, ergaben an Thalliumchlorid, Tellur, Lithium, wenn auch in allen Fällen schwach, bekannte Bandensysteme zweiatomiger Träger, während solche im Falle von Schwefel und Selen ausblieben. Zur Ausdeutung der Spektren im angegebenen Sinne werden noch beträchtlich grössere Schichtlängen nötig sein, hingegen steht der spektroskopische Befund in Übereinstimmung mit Resultaten von direkten Molekulargewichtsbestimmungen, welche wir nach dem früher mitgeteilten Wägungsverfahren[1]) vorgenommen haben. Die elektrische Vakuumwaage ist zu diesem Zwecke zu einer Doppelwaage ausgebaut worden, welche die gleichzeitige Messung zweier aufeinander senkrecht wirkender Kräfte gestattet, wovon die eine den Gewichtsverlust, die andere den Verdampfungsdruck an einer vertikal gestellten verdampfenden Schicht darstellt.

Eine in kurzem in den Helvetica Physica Acta erscheinende ausführliche Arbeit wird Einzelheiten der Methodik und der Ergebnisse mitteilen und auch über Untersuchungen nach dem Wägungsverfahren zur Verdampfung von Kalomel und Ammoniumchlorid berichten.

Über die Gangschwankungen einer Pendeluhr

von H. Schilt (Biel).

Bekanntlich nimmt die Schwingungsdauer eines freien Pendels mit zunehmender Amplitude zu. Ein Uhrpendel ist nun nicht völlig frei, sondern ist den Impulsen unterworfen, die ihm von der Hemmung erteilt werden. Diese Impulse bewirken bei der Grahamhemmung ebenfalls eine Verlängerung der Schwingungsdauer, jedoch ist der Einfluss der Hemmung umso kleiner, je grösser die Amplitude ist. Daraus kann man schliessen, dass es eine Amplitude geben muss, für die die Schwingungsdauer unempfindlich ist auf Amplitudenschwankungen. Diese Amplitude wird für eine ge-

[1]) E. Miescher, Helv. Phys. Acta **15**, 507, 1941.

gebene Hemmung bestimmt; damit ist auch das günstigste Antriebsmoment einer Pendeluhr festgelegt.

Ein ausführlicher Bericht erscheint demnächst im „Journal Suisse d'Horlogerie et de Bijouterie".

Gezüchteter KH_2PO_4-Kristall als Frequenzstabilisator

von W. Bantle (E.T.H., Zürich).

In der Technik werden hauptsächlich zwei piezoelektrische Kristalle verwendet, nämlich Quarz und Seignettesalz. Beide Substanzen haben wesentliche Vor- und Nachteile. Quarz zeichnet sich besonders aus durch seine grosse mechanische Festigkeit und Seignettesalz durch seine sehr starke piezoelektrische Erregbarkeit (d_{14} bis $30\,000 \cdot 10^{-8}$ cgs) und die Möglichkeit sehr leicht grosse Einkristalle zu züchten. Anderseits haben diese Stoffe folgende Nachteile: Quarz hat einen ziemlich bescheidenen Piezomodul ($d_{11} = 7 \cdot 10^{-8}$ cgs) und man ist auf die in der Natur gefundenen Kristalle angewiesen, die oft durch Zwillingsbildung von Rechts- und Linksquarz unbrauchbar sind. Seignettesalzkristalle verlieren ohne besondere Vorsichtsmassnahmen ihr Kristallwasser und damit ihren hohen Piezomodul und überdies sind der Piezomodul d_{14} und gewisse Elastizitätskoeffizienten bei Zimmertemperatur keine Konstanten, sondern stark druck-, feldstärke- und temperaturabhängig (Hysteresis).

Dieser Nachteil der Quarz- und Seignettesalzkristalle wegen erschien es uns wünschenswert, den piezoelektrischen Kristall KH_2PO_4 in bezug auf seine Verwendbarkeit in der Technik zu untersuchen. Diese Substanz hat nämlich gegenüber Quarz die Vorteile, dass sie sich züchten lässt und bei Zimmertemperatur einen rund 10 mal grösseren Piezomodul hat. Von Seignettesalz unterscheidet sie sich angenehm durch Beständigkeit, die Unabhängigkeit des Piezomoduls von Feldstärke und Belastung und durch grosse mechanische Festigkeit.

Eine der wichtigsten Anwendungen der Piezokristalle ist die Frequenzstabilisierung von Hochfrequenzgeneratoren. Bisher wurde dafür fast ausschliesslich Quarz verwendet, da man aus dieser Substanz bekanntlich speziell orientierte Stäbe und Platten schneiden kann, deren Eigenfrequenzen ν für eine bestimmte Temperatur T fast temperaturunabhängig sind. Die Funktion $\nu\,(T)$ hat dann für diese bestimmte Temperatur eine horizontale Tangente, oder mit anderen Worten: Der Temperaturkoeffizient $\frac{1}{\nu}\frac{\partial \nu}{\partial T}$ wird Null. Um zu entscheiden, ob KH_2PO_4-Kristalle den Quarz in seiner Eigen-

schaft als Frequenzstabilisator ersetzen könnten, hat man somit nach Orientierungen zu suchen, die einen Null-Temperaturkoeffizienten aufweisen.

Diese gewünschte Eigenschaft besitzen KH_2PO_4-Platten und -Stäbe, deren Normale parallel der c-Achse verlaufen. Leider wird der Temperaturkoeffizient aber erst Null bei -120^0 C. (Fig. 1.) Da dieser Effekt bedingt ist durch den Verlauf der elastischen Konstanten in der Nähe der Curietemperatur (analog dem ΔE-Effekt bei den Ferromagnetika), kann man ihn durch Änderung der Orientierung und der Dimensionen der Platten nicht wesentlich auf der Temperaturskala verschieben. Der tiefen Temperatur wegen wird deshalb dieser Null-Temperaturkoeffizient-Schnitt nur theoretisch interessant, nicht aber praktisch verwendbar, bleiben.

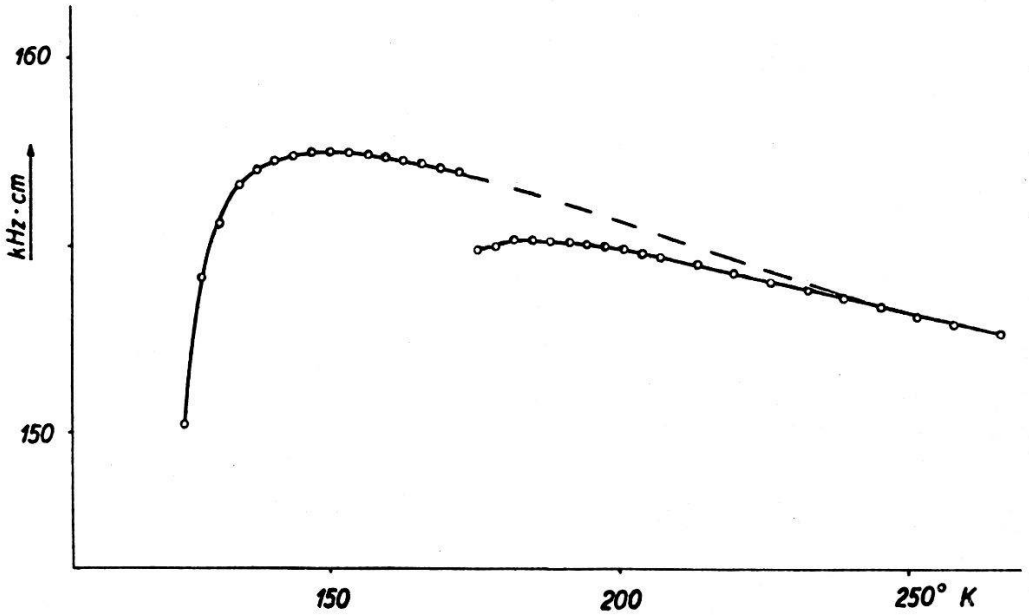

Fig. 1.

Eine andere Möglichkeit, temperaturunabhängige Eigenfrequenzen zu erhalten, ergibt sich aus der Tatsache, dass der Temperaturverlauf von Eigenfrequenzen, die durch den grossen Piezomodul d_{36} angeregt werden, Unstetigkeiten aufweist (z. B. bei $T = 175^0$ K in Fig. 1). In der Nähe solcher Unstetigkeiten, die bedingt sind durch die Kopplung zweier Eigenfrequenzen, tritt meistens ein Temperaturverlauf mit horizontaler Tangente auf. Ausgeprägte solche Kopplungseffekte treten jedoch auch hauptsächlich bei tiefen Temperaturen auf (da d_{36} bei Annäherung an die Curietemperatur $\Theta = 123^0$ K rapid anwächst). Dieser tiefen Temperatur wegen und auch wegen der Labilität der Schwingung in der Nähe solcher Kopplungsstellen hat auch ein solcher Nulltemperaturkoeffizient kaum praktische Bedeutung.

Damit sind aber die Möglichkeiten nicht erschöpft, denn die technisch so wertvollen Null-Temperaturkoeffizienten von Quarz kommen auf eine andere Art und Weise zustande, welche auch für KH_2PO_4 noch offen bleibt. Wenn alle Elastizitätskoeffizienten s_{ik} und deren Temperaturkoeffizienten $\frac{1}{s_{ik}} \frac{\delta s_{ik}}{\delta T}$ sowie die thermischen Ausdehnungskoeffizienten bekannt wären, könnte man rechnerisch bestimmen, für welche Orientierungen der Temperaturkoeffizient bei Zimmertemperatur verschwindet. Vorläufig sind aber von diesen Grössen erst 4 von 14 bekannt. Wir sind deshalb im Begriffe, die restlichen Grössen zu messen.

Bisher untersuchten wir hauptsächlich Platten, deren Normale parallel der c-Achse läuft, weil der Piezomodul für diese Orientierung am grössten ist. Wir fanden für quadratische Platten, deren Kanten parallel der a-Achse oder unter 45^0 dazu lagen bei 25^0 C einen Temperaturkoeffizienten $\frac{1}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial T}$ von -290.10^{-6}. Für einen Stab, dessen Verhältnis Breite zu Länge = 0,2 war, und dessen Normale parallel der a-Achse lag mit einer Neigung der Kante gegen die c-Achse von 45^0 fanden wir -205.10^{-6}. Diese Temperaturkoeffizienten sind von derselben Grössenordnung, wie man sie auch bei Quarz für eine beliebige Orientierung findet, und es besteht deshalb die berechtigte Hoffnung, ausser den oben angegebenen Möglichkeiten noch weitere Orientierungen mit verschwindendem Temperaturkoeffizienten zu finden.

Feldstärkeabhängigkeit piezoelektrischer Resonanzfrequenzen bei Seignetteelektrika

von W. Bantle, B. Matthias und P. Scherrer (E.T.H. Zürich)

Bei der Erregung piezoelektrischer Kristalle in ihren Resonanzfrequenzen unterscheidet man grundsätzlich zwei verschiedene Fälle. Entweder wird die den Kristall zur Resonanz erregende Wechselspannung durch Elektroden zugeführt, die sich *direkt* auf der Kristalloberfläche befinden (beklebter Kristall) oder man erregt ihn *im Luftspalt* eines Kondensators (isolierter Kristall).

Untersucht man die Resonanzfrequenzen für die beiden erwähnten Fälle, so findet man, dass die Resonanzfrequenz des beklebten Kristalles einen kleineren Wert hat. Für Quarz ist diese Abweichung in der Grössenordnung von 1%. Für die Seignetteelektrika ist jedoch der Unterschied zwischen isoliertem und beklebtem Kristall, vor allem im Curiegebiet, viel grösser (~ 50%).

Ausserdem ist der Temperaturkoeffizient der Eigenfrequenzen im letzteren Fall stark anomal. Diese starke Temperaturabhängigkeit der Eigenfrequenzen können hier nicht von Veränderungen der Dimensionen des Kristalls oder dessen Dichte herrühren. Sie sind hauptsächlich durch einen entsprechenden Verlauf des Elastizitäts-Koeffizienten mit der Temperatur bedingt. Thermodynamische Überlegungen [1]), bei welchen der Zusammenhang zwischen elektrischer Polarisation und elastischem Verhalten untersucht wird, ergeben eine Formel für die Differenz der Elastizitätskoeffizienten für konstante elektrische Spannung und konstante Polarisation. Diese Differenz berechnet sich nämlich zu:

$$\Delta s = s_E - s_P = \left(\frac{\delta x}{\delta P}\right)_X^2 \cdot \left(\frac{\delta P}{\delta E}\right)_X$$

s = Elastizitäts-Koeffizient
x = spezifische Dehnung
P = elektrische Polarisation
E = elektrische Feldstärke
X = mechanische Spannung

Weil der Koeffizient $\left(\frac{\delta x}{\delta P}\right)_X$ keinen sehr starken Temperaturgang besitzt, wird die Abweichung der beiden Elastizitäts-Koeffizienten hauptsächlich durch den Faktor $\left(\frac{\delta P}{\delta E}\right)_X$ bestimmt. $\frac{\delta P}{\delta E} = \varkappa$ ist die reversible Suszeptibilität bei konstanter mechanischer Spannung. $\varkappa_{\text{Rev}}$ ist, wie z. B. auch die Suszeptibilität eines Ferromagnetikums stark feldstärkeabhängig. Nimmt die elektrische Feldstärke sehr kleine oder sehr grosse Werte an, so wird die reversible Suszeptibilität $\varkappa_{\text{rev}}$ klein.

Der Unterschied der beiden Eigenfrequenzen für den isolierten und für den beklebten Kristall ist in dieser Feldstärkeabhängigkeit zu suchen. Es besteht daher die Möglichkeit, diesen Unterschied in der Eigenfrequenz durch passende Wahl der Feldstärke am Kristall zu beeinflussen. Erregt man den Kristall durch ein ausserordentlich kleines Wechselfeld, so muss die Resonanzfrequenz des beklebten Kristalls steigen und sich derjenigen des isolierten Kristalles nähern. Ausserdem kann man aber auch der erregenden Wechselspannung ein grosses Gleichfeld überlagern, so dass man ebenfalls im Gebiete kleiner reversibler Suszeptibilität arbeitet. Dann wird der erwähnte Unterschied zwischen den beiden Eigenfrequenzen wieder klein werden. Am günstigsten ist eine Kombination dieser beiden Fälle.

---

[1]) B. Matthias, Helv. Phys. Acta **16**, 99, 1943.

Fig. 1 zeigt die experimentelle Bestätigung dieser Aussagen. Die Resonanzfrequenz des beklebten Kristalles steigt sowohl bei Verkleinern der Wechselspannung als auch speziell bei Überlagerung eines Gleichfeldes und nähert sich dem im Luftspalt gemessenen Werte asymptotisch.

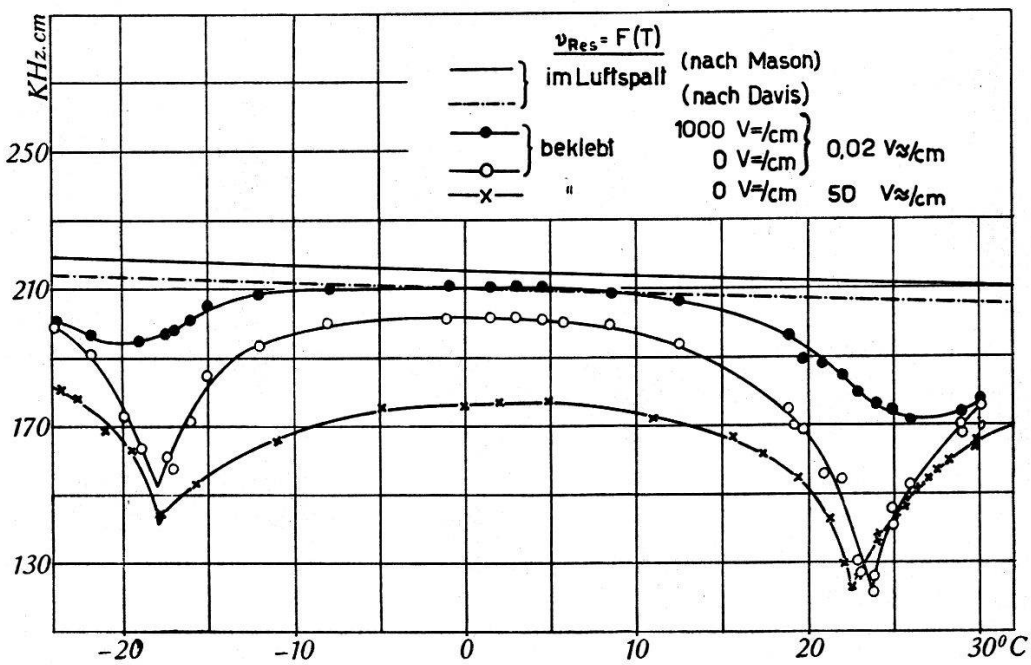

Fig. 1.

Die anschauliche Deutung dieser Erscheinungen ist darin zu suchen, dass im einen Fall die Polarisation bei den Eigenschwingungen des Kristalles mitschwingt und umklappt, während sie im andern Falle, z. B. bei Anlegen eines grossen Feldes, festgehalten wird.

Polarisation und spezifische Wärme von KH_2PO_4

von A. von Arx und W. Bantle (Zürich E.T.H.).

Die Seignette-Elektrika sind charakterisiert durch die Existenz spontan polarisierter Elementarbezirke im Temperaturbereich zwischen den Curiepunkten. Damit verknüpft treten Hysteresiserscheinungen zwischen angelegtem äusserem Feld und der elektrischen Polarisation auf. Nehmen wir, in Analogie zur Theorie des Ferromagnetismus an, dass die Polarisation P des Kristalls eine Funktion von F/T allein sei, also $P = \Phi\,(F/T)$. F ist das innere Feld, definiert durch $F = E + f\,P$. Die Konstante f ist der Lorentzfaktor. Thermodynamische Überlegungen zeigen, dass die spezifische Wärme neben dem Anteil der Gitterschwingungen einen

Summanden enthält, der mit der spontanen Polarisation verknüpft ist. Dieser magnetokalorische Effekt wird durch

$$\Delta C = -\tfrac{1}{2} \cdot f \cdot \frac{d\,P_s^2}{dT} \tag{1}$$

wiedergegeben. Der Lorentzfaktor f, der durch die Kristallstruktur bestimmt ist, kann für einfache Gitter berechnet werden. Bei den Seignette-Elektrika sind wir aber auf die experimentelle Bestimmung angewiesen. Durch Integration von (1) folgt nämlich

$$f = \frac{Q_0}{P_{s,\,\max}^2} \tag{2}$$

Q_0 ist die gesamte Wärmemenge, die dem Kristall zum Aufbrechen der spontanen Polarisation zugeführt werden muss. Mit den experimentell bestimmten Werten $Q_0 = 57{,}3$ cal/Mol und $P_{s,\max} = 4{,}75 \cdot 10^{-6}$ Clb./cm² wird $f = 0{,}39$ ($f = 4\,\pi/3$ für kubische Kristalle!). Die Beziehung (1) gestattet bei bekanntem f einen Vergleich der kalorischen und dielektrischen Messungen. Die Gegenüberstellung der Messung der spezifischen Wärme nach Bantle[1]) mit der von Busch[2]) sowie Busch und Ganz[3]) angegebenen spontanen Polarisation führte zu unbefriedigenden Ergebnissen.

Wir haben deshalb die dielektrischen Messungen mit stark verfeinerter Methode wiederholt. Der Abfall von P_s am oberen Curiepunkt ist bei KH_2PO_4 nämlich ausserordentlich steil, so dass schon kleine Fehler in der Temperaturmessung einen grossen Einfluss auf den Term $\frac{dP_s^2}{dT}$ ausüben. Wir verwendeten daher einen Flüssigkeitsthermostaten, der im Temperaturintervall 100—300° K eine Temperaturkonstanz auf $\pm$ 1/100° gewährleistete. Die Temperatur wurde vor jeder Messung mehrere Stunden stabilisiert. Die Hysteresisschleifen $P(E)$ wurden auf dem Leuchtschirm eines Kathodenstrahloszillographen photographiert. Während die bisherigen Messungen mit Wechselstrom der Frequenz 50 Hertz ausgeführt wurden, haben wir bei unseren Untersuchungen die Hysteresiskurven viel langsamer durchlaufen, nur mit einer Frequenz von 0,03 Hertz. Dadurch wird die Erwärmung des Kristalls infolge von Hysteresisverlusten, die der Frequenz proportional sind, reduziert und Fehler infolge Relaxationserschei-

---

[1]) W. Bantle, Helv. Phys. Acta **15**, 373, 1942.
[2]) G. Busch, Helv. Phys. Acta **11**, 269, 1938.
[3]) G. Busch und E. Ganz, Helv. Phys. Acta **15**, 501, 1942.

nungen zwischen elektrischem Feld und Polarisation ausgeschaltet. Verschiedene Kristalle, die zum Teil aus verschiedener Zucht stammen, ergeben nur geringe Abweichungen in P_s von maximal

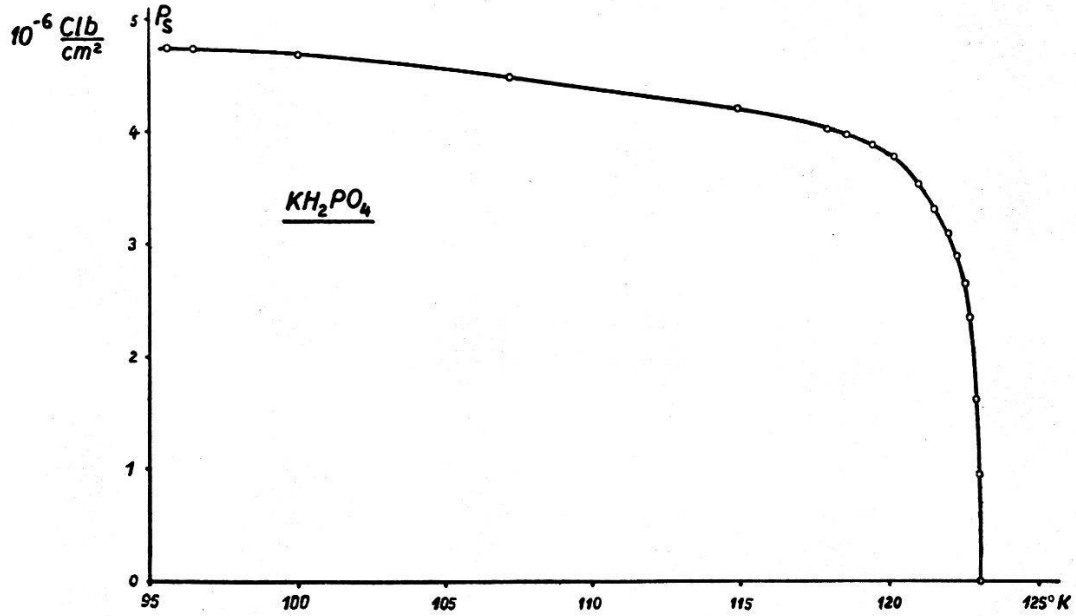

Fig. 1.

2%. Fig. 1 zeigt den Temperaturverlauf der spontanen Polarisation. Der Abfall am Curiepunkt ist wesentlich steiler als bei den früheren Messungen. In Fig. 2 ist die aus $P_s(T)$ berechnete

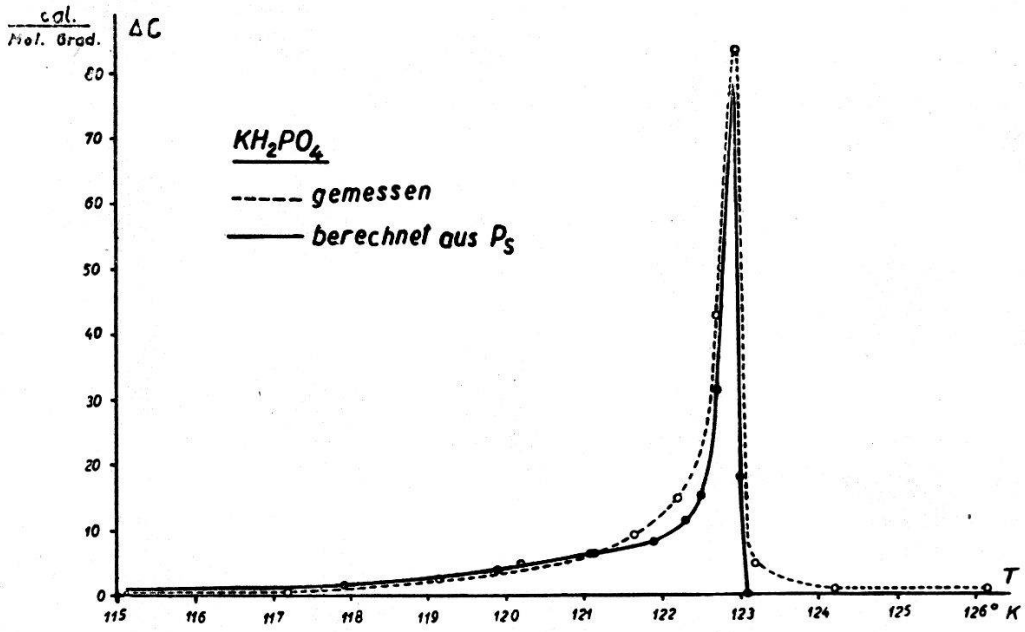

Fig. 2.

Anomalie der spezifischen Wärme und deren direkte kalorische Messung von Bantle dargestellt. Die Übereinstimmung ist erstaunlich gut, wenn man bedenkt, dass die Kurven, die beide

differenzierte Messresultate darstellen, sehr empfindlich sind auf die kleinsten Messungenauigkeiten. Die Übereinstimmung ist sogar bedeutend besser als bei den Ferromagnetika. Die vorzügliche experimentelle Bestätigung der thermodynamischen Beziehung (1) ist ein Beweis dafür, dass nun die wirkliche spontane Sättigungspolarisation der Weiss-Bezirke gemessen wurde und zeigt zugleich, dass die Polarisation bei den Seignetteelektrika sich als Funktion von F/T allein darstellen lässt.

Elektrooptisches Verhalten von KH_2PO_4- und KD_2PO_4-Kristallen

von B. Zwicker und P. Scherrer (Zürich E.T.H.).

Bantle, Busch, Lauterburg und Scherrer[1]) haben in einer früheren Arbeit gezeigt, dass bei dem seignette-elektrischen KH_2PO_4-Kristall am oberen Curiepunkt mit dem Auftreten der spontanen Polarisation auch eine starke Änderung der Doppelbrechung verknüpft ist. Diese zusätzliche Doppelbrechung verschwindet am unteren Curiepunkt nicht wieder, obwohl dort die Dielektrizitätskonstante stark absinkt. Dieser Befund spricht sehr stark dafür, dass am unteren Curiepunkt die spontane Polarisation nicht verschwindet, sondern nur durch „Einfrieren" der Dipole unbeweglich wird. Es handelt sich hier also um den Übergang eines seignetteelektrischen in einen pyroelektrischen Kristall. Analoge Untersuchungen sind durchgeführt worden für „schweres" KD_2PO_4, in welchem der Wasserstoff durch Deuterium ersetzt war. Nach Bantle[2]) liegen die Curietemperaturen dieses Salzes rund 100^0 höher als diejenigen des leichten KH_2PO_4; die Messungen sind daher leichter auszuführen. Sie ergaben ähnliche Resultate.

Interessant ist das experimentelle Resultat, dass ein solcher Kristall unterhalb der Curietemperatur trotz des Vorhandenseins der spontan polarisierten Weissbezirke optisch einachsig bleibt. Richtet man jedoch mit Hilfe eines elektrischen Feldes die Polarisation aller Weissbezirke parallel, so wird allerdings das Indexellipsoid dreiachsig. Es wurden genaue Messungen des ganzen elektrooptischen Verhaltens in Funktion der angelegten Feldstärke und der Temperatur vorgenommen: Oberhalb des Curiepunktes fanden wir eine Doppelbrechungsänderung proportional dem angelegten Felde, wie sie nach Pockels (Kristalloptik) zu

---

[1]) W. Bantle, G. Busch, B. Lauterburg und P. Scherrer, H.P.A. **15**, 324, 1942.

[2]) W. Bantle, Helv. Phys. Acta **15**, 373, 1942.

erwarten ist. Bei Zimmertemperatur ist der Effekt gerade noch messbar, wird mit sinkender Temperatur grösser und steigt unmittelbar oberhalb des Curiepunktes sehr stark an.

Im Curiegebiet durchläuft die elektrische Doppelbrechung in Funktion der Feldstärke eine Hysteresisschleife. Dieselbe zeigt treppenförmigen Verlauf analog den Barkhausen-Sprüngen beim Ferro-Magnetismus und es folgt daraus, dass die Polarisation grosser Bezirke plötzlich umklappt.

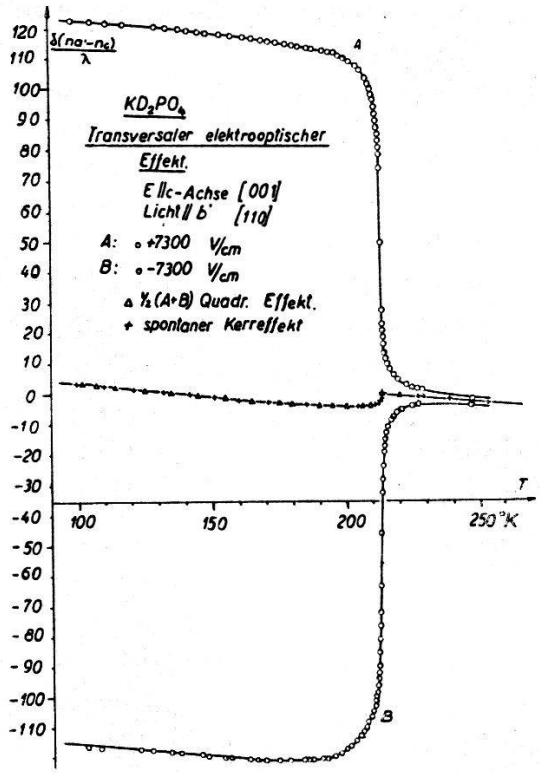

Fig. 1.

In Abbildung 1 ist eine Messung der Doppelbrechung bei konstanter Feldstärke und variabler Temperatur wiedergegeben. Die mittlere Kurve entspricht der Feldstärke $E_c = 0$. Sie kann interessanterweise als Mittel aus den beiden Messkurven A und B für $E_c = \pm 7500$ Volt/cm erhalten werden. Oberhalb der Curietemperatur ist der Zusammenhang zwischen künstlicher Doppelbrechung und angelegter elektrischer Feldstärke linear, im Curiegebiet treten hingegen Sättigungserscheinungen auf.

Die Messungen ergeben, dass die elektro-optische Doppelbrechung genau proportional zur makroskopischen elektrischen Polarisation des Kristalles ist. Man kann daher aus dem elektro-optischen Effekt den genauen Verlauf der Dielektrizitätskonstante als Funktion von Feldstärke und Temperatur berechnen und erhält ausgezeichnete Übereinstimmung mit den direkten Messungen dieser

Grösse. Ebenso lässt sich aus den optischen Messungen der Temperaturverlauf der Sättigungspolarisation der Weissbezirke genau entnehmen und verwenden, um die Anomalie der spezifischen Wärme zu berechnen. Die Auswertung der optischen Messungen gibt eine völlige Übereinstimmung mit den kalorischen Messungen von BANTLE[2]), und zwar für beide untersuchten Salze.

Beobachtungen über elektrische Elementarbezirke an Seignetteelektrika

von M. DE QUERVAIN und B. ZWICKER (Zürich E.T.H.).

Bei den Seignetteelektrika beobachteten Hysteresisschleifen welche von der elektrischen Polarisation oder anderen direkt damit verknüpften Grössen in Funktion eines sehr langsamen Wechselfeldes durchlaufen wird, treten grosse Barkhausensprünge auf. Man muss sie in Analogie zu den Ferromagnetika auf das Vorhandensein elektrisch einheitlich polarisierter Elementarbezirke zurückführen. Die Grösse der Bezirke lässt sich aus der Zahl der Sprünge eines Astes der Schleife abschätzen, falls es zulässig ist, jedem Sprung einen Bezirk zuzuordnen. Man gelangt so zu Linearabmessungen von Millimetern.

Auch direkte Beobachtungen am Kristall deuten auf Bezirke von makroskopischer Grösse. Kühlt man nämlich einen KH_2PO_4-Kristall unter die Curietemperatur ab, wird es plötzlich von einem System gerader, parallel zu den Prismenflächen der Wachstumsform verlaufender Risse durchzogen, die Blöcke gegeneinander abgrenzen, welche man direkt als Elementarbezirke ansprechen könnte. Beim Wiedererwärmen heilen diese Risse spurlos aus. Ferner fiel bei den interferometrischen Doppelbrechungsmessungen auf, dass die oberhalb des Curiepunktes im Gesichtsfeld des Instrumentes sichtbaren geraden Interferenzstreifen am Curiepunkt gleichzeitig mit ihrer Verschiebung Knickungen erfuhren. Der Kristall erleidet also innere Verdrehungen und Verwerfungen von Bereichen gegeneinander, die wieder in der Grössenordnung von Millimetern liegen. Diesen übereinstimmenden Beobachtungen steht aber die Tatsache entgegen, dass der freie Kristall (ohne Elektroden) im Zustand der spontanen Polarisation stets zu gleichen Volumteilen nach der positiven und negativen c-Richtung polarisiert erscheint, also die Gesamtpolarisation $P_+ + P_- = 0$ besitzt. Dies folgt aus der Übereinstimmung der Doppelbrechung des feldfrei abgekühlten Kristalls mit dem Mittelwert aus den beiden bei positivem und negativem Sättigungsfeld gemessenen Doppel-

brechungskurven. Eine Streuung verschiedener Messreihen, wie sie bei der Annahme makroskopischer Bezirke auftreten sollte, fehlt, so dass man auf Bezirke von weniger als 0,1 mm Linearabmessung schliessen muss.

Röntgenuntersuchungen an KH_2PO_4 und KD_2PO haben ebenfalls Beobachtungen über die Elementarbezirke geliefert. Reflexionen der Serie (h00)[1]), die nach der BRAGG'schen Methode mit Cu—Kα-Strahlung an Einkristallen photographisch aufgenommen wurden, zeigen nämlich unterhalb des Curiepunktes eine eigenartige *Aufspaltung*. Es müssen demnach in den Flächen (100)

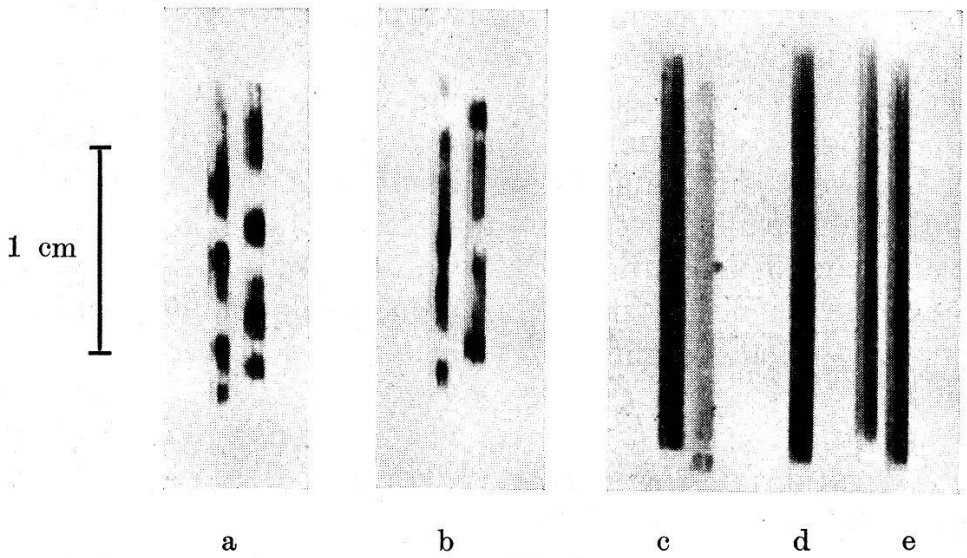

Fig. 1.

Fig. 1a und b: Reflexion (800) an KD_2PO_4. Temperatur = 205° K.
Fig. 1c und d: Reflexion (800) an KH_2PO_4 bei einem elektrischen Feld von 2000 Volt/cm in der + bzw. − c-Richtung. Temperatur = 113° K.
Fig. 1e: Reflexion (800) an KH_2PO_4 vor Anlegen des Feldes. Temperatur = 113° K.
(Das Cu-K Doublett ist in den Konturen der Linien bereits sichtbar.)

nebeneinander zweierlei Netzebenen mit etwas verschiedener Gitterkonstanten liegen. Zur Erklärung der Erscheinung muss erwähnt werden, dass sich die Symmetrie der Elementarzelle infolge der Polarisation von der tetragonalen Klasse D_2d zur rhombischen C_{2v} reduziert. Die Aufpaltung besagt nun, dass im Kristall Bereiche rhombischer Symmetrie auftreten, die in der *c*-Achse um 90° gegeneinander gedreht, bzw. in entgegengesetzter Richtung polarisiert sind. Ein ähnlicher Effekt ist von WEIGLE und SAINI[2]) bei der bekannten Ammoniumumwandlung von NH_4Br

[1]) Die Indizes beziehen sich auf ein Koordinatensystem, das gegen das übliche um 45° gedreht ist.

[2]) WEIGLE und SAINI, H.P.A. **9**, 315, 1936.

festgestellt worden. Eine obere Grenze für die Grösse der Bereiche kann aus der Struktur der Linien geschätzt werden. Ein einzelner Bezirk trägt nämlich je nach seiner Orientierung nur zur einen oder anderen Linie etwas bei. Wenn also der spaltförmig ausgeblendete Primärstrahl nur auf wenige Bezirke von makroskopischer Grösse trifft, müssen die beiden aufgespaltenen Linien in ihrer Intensität alternieren und so ein Bild von den Abmessungen der Bezirke in der Längsrichtung des Spaltes ergeben.

Die beiden Aufnahmen 1a und 1b, welche vom gleichen Kristall stammen, zeigen den oben beschriebenen Effekt. Aus der Länge der Schwärzungszonen schliessen wir auf Bezirke von der Grösse bis zu 2 mm. Nach wiederholtem Erwärmen und Abkühlen erhalten die Linien jedesmal eine etwas andere Musterung. Die Methode besitzt ein begrenztes Auflösungsvermögen, so dass sich Bezirke von weniger als 0,1 mm Kantenlänge nicht mehr abzeichnen. Da in Fig. 1e wohl die Aufspaltung, nicht aber das Alternieren der Intensität festzustellen ist, muss man für KH_2PO_4 wohl solche Mikrobereiche als Elementarbezirke annehmen. Alle Effekte, die auf makroskopische Bezirke hinweisen, sind demnach einem übergeordneten Verband einheitlich polarisierter Elementarbezirke zuzuschreiben.

Die Aufnahmen *c* und *d* zeigen, wie mit einem elektrischen Feld die Polarisation gleichgerichtet werden kann. Die eine Linie wird auf Kosten der anderen verstärkt.

Dielektrisches Verhalten von Perjodaten

von P. Baertschi (E.T.H. Zürich).

Im Kaliumphosphat, KH_2PO_4, werden bekanntlich die Wasserstoffbindungen für das seignetteelektrische Verhalten verantwortlich gemacht. Von allen nicht isomorphen Stoffen steht dem KH_2PO_4 wohl das Ammoniumperjodat, $(NH_4)_2H_3JO_6$, strukturell am nächsten. Dem vierfach primitiven tetragonalen Anionengitter des KH_2PO_4 [1]), aufgebaut aus PO_4-Tetraedern, entspricht ein dreifach primitives,rhomboedrisches Gitter des $(NH_4)_2H_3JO_6$ [2]) mit JO_6-Oktaedern als Baugruppen. In beiden Gittern bilden die Wasserstoffatome Hydrogenbindungen zwischen den kürzesten Sauerstoffabständen zweier Anionengruppen. Es war deshalb naheliegend, auch beim Ammoniumperjodat dielektrische Anomalien zu erwarten.

---

[1]) J. West, Z. Krist. **74**, 306, 1930.

[2]) L. Helmholz, Jour. Am. Chem. Soc. **59**, 2036, 1937.

Die beiden Strukturen zeigen aber diesbezüglich zwei wichtige Unterschiede: Im Gegensatz zum KH_2PO_4 ist $(NH_4)_2H_3JO_6$ zentrosymmetrisch gebaut. Piezoelektrisch bedingte Effekte sind also bei diesem Salz nicht zu erwarten. Ausserdem bilden hier die Hydrogenbindungen einen Winkel von 34° gegen die Horizontalebene, während er beim Kaliumphosphat nur 8° beträgt, was einer viel ausgeprägteren Richtungsanisotropie entspricht.

Dass Ammoniumperjodat eine Umwandlung bei – 19° erleidet, die durch ein hohes Maximum der spezifischen Wärme gekennzeichnet ist, wurde schon von C. C. STEPHENSON[3]) qualitativ festgestellt. Ähnlich verhielt sich auch das isomorphe Silberperjodat, $Ag_2H_3JO_6$, mit einer Umwandlungstemperatur von – 46°. Diese Feststellung ist deshalb wichtig, weil sie eine Ammoniumumwandlung als Grund für das Anwachsen der spezifischen Wärme ausschliesst. STEPHENSON vermutete deshalb zunächst in den Umwandlungspunkten der beiden Substanzen seignetteelektrische Curietemperaturen. Wie die nachfolgenden Untersuchungen zeigen, ist dies aber nicht der Fall.

Der Temperaturverlauf der DK wurde an Einkristall-Kondensatoren von Ammoniumperjodat nach beiden Hauptrichtungen, also parallel und senkrecht zur *c*-Achse verfolgt. Auf die Zucht grösserer Einkristalle, die unter Berücksichtigung gewisser Vorsichtsmassnahmen erfolgte, kann hier nicht näher eingegangen werden. Die Messungen wurden in einem Thermostaten mit einer Kapazitätsmessbrücke ausgeführt.

In Fig. 1 ist der Temperaturverlauf der DK wiedergegeben. Die Messungen in Richtung der *c*-Achse (stark ausgezogene Kurve) ergaben fast den gleichen Verlauf wie diejenigen in der dazu senkrechten Richtung, die Anisotropie ist also sehr gering. Bei gewöhnlicher Temperatur zeigt der Kristall eine anomal hohe Polarisierbarkeit mit einer DK von nahezu 180. Diese fällt im Temperaturgebiet um – 20° steil ab und hat bei – 180° noch ungefähr den Wert 10.

Die spezifische Leitfähigkeit, bei Zimmertemperatur von der Grössenordnung $10^{-8}\,\Omega^{-1}\,cm^{-1}$ fällt ähnlich ab wie die D.K. Der Charakter der Kurven ist typisch der einer Umwandlung zweiter Art. Eine Temperaturhysteresis der DK konnte einstweilen, bei einer Messgenauigkeit auf $^1/_5{}^0$, nicht festgestellt werden.

Die gestrichelte Kurve in Fig. 1 gibt eine vorläufige Messung an gepresstem $Ag_2H_3JO_6$-Pulver wieder. Die Zucht genügend grosser Kristalle war hier, der Schwerlöslichkeit des Salzes wegen,

[3]) C. C. STEPHENSON, Jour. chem. phys. **9**, 379, 1941.

*

noch nicht möglich. Immerhin zeigt die ebenfalls sehr stark polarisierbare Substanz einen DK-Abfall, der, in Übereinstimmung mit dem Befund von STEPHENSON im Temperaturgebiet um -45^0 am steilsten verläuft.

Das stöchiometrisch analog zusammengesetzte, strukturell aber noch unbekannte Natriumperjodat, $Na_2H_3JO_4$ hat als Pulver gemessen auch eine DK von der Grössenordnung 50. Ihr Abfall mit sinkender Temperatur ist aber so flach, dass eine eigentliche Umwandlungstemperatur zweifelhaft ist.

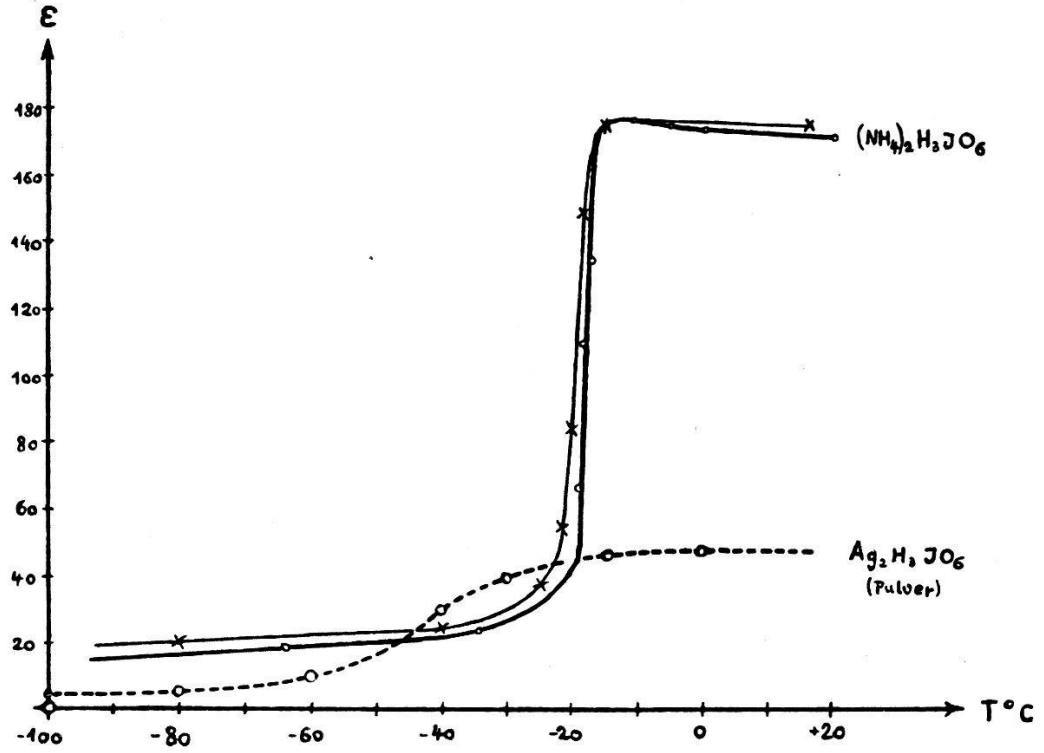

Fig. 1.

Die neutralen Perjodate vom Typus $MeJO_4$ haben, wie zu erwarten, kleine Dielektrizitätskonstanten. Die anomale Polarisierbarkeit ist also auf die sauren Trihydrogenperjodate beschränkt.

An Ammoniumperjodat wurde ferner die Feldabhängigkeit der Polarisation mit der Braunschen Röhre verfolgt. Bis zur Durchschlagsspannung, d. h. einer Feldstärke von 40000 Volt/cm war die Charakteristik linear und zeigte keine Anzeichen von Sättigung. Interessant ist dabei, dass für diese maximale Feldstärke die Polarisation von 1800elst. E/cm² schon doppelt so gross ist als der Sättigungswert für Seignettesalz; ohne dass eine Dipolausrichtung d. h. eine Zerstörung der Zentrosymmetrie erfolgt.

Über die strukturellen Veränderungen bei der Umwandlung lassen sich bis jetzt nur einige qualitative Aussagen machen.

Laueaufnahmen unter- und oberhalb des DK-Sprunges lassen eine geringe Gitteraufweitung beim Übergang in den Zustand hoher Polarisierbarkeit erkennen. Mit ihr verschwinden auch gewisse Interferenzen, was dem Auftreten eines neuen Gitterparameters entsprechen würde. Die Symmetrie bleibt absolut dieselbe. Insbesondere wird das Gitter bei tiefen Temperaturen nicht azentrisch, was aus dem Fehlen piezoelektrischer Resonanzschwingungen geschlossen werden darf.

Zur Aufklärung des Umwandlungsmechanismus werden die Untersuchungen an den Trihydrogenperjodaten fortgesetzt.

Der Kaskadengenerator als stabilisierte Spannungsquelle

von H. Greinacher (Bern).

Der Kaskadengenerator liefert eine konstante Gleichspannung in einem vielfachen Betrage des Scheitelwertes der Eingangswechselspannung. Das Übersetzungsverhältnis ist gleich der Zahl der verwendeten Kondensatoren bzw. Ventile. Stabilisierte Spannung erhält man, wenn man für konstante Scheitelspannung sorgt. Dies geschieht durch Verwendung einer Batteriespannung, die man periodisch umpolt. Die Spannungsverhältnisse wurden im einzelnen untersucht: 1. An einem Modell mit doppelt wirkender 6fach-Schaltung (Verzwölffachung), ausgeführt mit Selen-Ventilen, 2. An einem Modell mit 5fach-Schaltung und Elektronenventilen. Letzteres entsprach weitgehend dem Idealfall eines verlustfrei arbeitenden Generators und ergab dementsprechend völlig konstante Gleichspannung mit dem theoretisch zu erwartenden Übersetzungsverhältnis. Bei Modell 1 war eine gewisse Welligkeit der Endspannung vorhanden. Trotzdem lässt sich schon ein solcher Generator zum Betriebe von Zählrohren und dergleichen verwenden.

Da die Vervielfachung im Kaskadengenerator additiv erfolgt, ist sie, wenn man nicht sehr viele Stufen verwendet, nicht sehr hoch. Sie kann aber bei einer gegebenen Zahl von Kondensatoren und Ventilen wesentlich erhöht werden, indem man diese in eine Reihe von kleinen Kaskaden aufteilt, und letztere unter Zwischenschaltung je eines rotierenden Kommutators hintereinander schaltet. Werden mit m Kondensatoren bzw. m Ventilen a Kaskaden mit je b Kondensatoren hergestellt, so ergibt sich für die Vervielfachung $v = b^a$, während die gegebene feste Zahl $m = ab$ beträgt. v ist maximal, wenn $b = e$. Dann ist $v_{\max} = (e^{1/e})^m$. Der nächstliegende ganzzahlige Wert von b ist 3. Teilt man z. B.

12 Kondensatoren in 4 Kaskaden auf, so erhält man $v = 81$, während dies bei *einer* Kaskade nur 12 ergeben würde. Da die Welligkeit bei doppelt wirkender Kaskade wesentlich geringer ist, so wird man für die erste Stufe etwa eine doppelt wirkende 2fach-Schaltung (Vervierfachung) wählen und hieran dann Dreierkaskaden anschliessen. Man würde so mit 13 Kondensatoren eine Vervielfachung von 108 erzielen.

Bemerkung: Die Arbeit erscheint ausführlich in den HPA.

Zur Theorie der Mesonfelder mit starker Kopplung an Nucleonen

von G. Wentzel (Zürich).

Da die amerikanischen Arbeiten über nichtskalare Felder infolge des Krieges hier so gut wie unbekannt geblieben sind[1]), möchte ich einige Ergebnisse eigener Rechnungen mitteilen, die sich auf pseudoskalare und vektorielle Felder und auf Mischungen dieser Feldtypen beziehen. Zur Charakterisierung der zugrundegelegten Annahmen sei der Wechselwirkungsterm der Hamiltonfunktion angegeben:

Neutrales Feld:

$$(1\,n) \qquad H' = \sum_{i=1}^{3} \sigma_i \int dx\, \delta_a(x) \left\{ g_{PS} \frac{\partial \psi^{PS}}{\partial x_i} + g_V \operatorname{rot}_i \vec{\psi}^V \right\} \equiv (\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) \,,$$

Symmetrische Theorie:

$$(1\,s) \quad H' = \sum_{i=1}^{3} \sum_{\varrho=1}^{3} \sigma_i \tau_\varrho \int dx\, \delta_a(x) \left\{ g_{PS} \frac{\partial \psi_\varrho^{PS}}{\partial x_i} + g_V \operatorname{rot}_i \vec{\psi}_\varrho^V \right\} \equiv \sum_{i\varrho} \sigma_i \tau_\varrho q_{i\varrho}$$

(σ_i, τ_ϱ = Spin- und isotope Spinmatrizen, δ_a = Formfunktion des Nucleons, $\int dx\ \delta_a(x) = 1$). Der Protonradius a, der nach dem Vorgang von Oppenheimer und Schwinger durch

$$\frac{1}{a} = \int dx \int dx' \frac{\delta_a(x)\, \delta_a(x')}{|\vec{x} - \vec{x}'|}$$

definiert wird, soll klein gegen die Meson-Comptonwellenlängen sein: $a\,\mu_{PS} \ll 1$ und $a\,\mu_V \ll 1$. $\hbar$ und c werden $= 1$ gesetzt. Das Näherungsverfahren für „starke Kopplung" (Entwicklung nach

---

[1]) Vorläufige Mitteilungen: Oppenheimer und Schwinger, Phys. Rev. **60**, S. 150, 1941; Dancoff und Pauli, Dancoff und Serber, Bull. Amer. Phys. Soc. **16**, 7, Noten Nr. 7 und 43. Amerikanische Veröffentlichungen seit Mai 1942 sind zurzeit in der Schweiz nicht erhältlich.

fallenden Potenzen der Kopplungsparameter)[2]) erweist sich als durchführbar, wenn

$$g \equiv \sqrt{|g_{PS}|^2 + 2\,|g_V|^2} \gg a \text{ [3])}. \tag{2}$$

Die Ergebnisse sind folgende:

1. *Energie der Proton-Isobaren* (d. h. der Nucleon-Zustände, die durch Bindung von Mesonen an das Proton-Neutron entstehen): Die betreffende Hamiltonfunktion H^{I} ist diejenige eines Kugelkreisels. In der symmetrischen Theorie (Ansatz (1 s)) kann man 3 Euler'sche Winkel $\Theta\Phi\Psi$ als Feldvariable einführen[4]) und erhält dann:

$$H^{\mathrm{I}} = \varepsilon \left\{ \frac{1}{\sin\Theta}\, p_\Theta \sin\Theta\, p_\Theta + \frac{1}{\sin^2\Theta}\left(p_\Phi^2 - 2\, p_\Phi p_\Psi \cos\Theta + p_\Psi^2\right) \right\}; \tag{3}$$

dabei sind p_Φ und p_Ψ halbzahlig gequantelt, und es bedeutet p_Φ eine Spinkomponente und $p_\Psi + \frac{1}{2}$ die Ladung des Nucleonzustandes. Die Konstante ε hat den Wert $3\pi a g^{-2}$. Die Eigenwerte von H^{I} sind:

$$H_j^{\mathrm{I}} = \varepsilon \cdot j(j+1), \text{ wo } j \text{ halbzahlig und } j \geqq |p_\Phi|,\ j \geqq |p_\Psi|;\text{[3])} \tag{4}$$

j ist die Quantenzahl des Gesamt-Spinmoments des Nucleons. Im Falle des neutralen Feldes ist das Ergebnis das gleiche, nur ist $\varepsilon = 6\pi a g^{-2}$ und p_Ψ ist auf die Werte $\pm\frac{1}{2}$ beschränkt[5]); in der

---

[2]) Vgl. G. Wentzel, Helv. Phys. Acta **13**, S. 269, 1940 und **14**, S. 633, 1941.

[3]) Für den Fall der symmetrischen Pseudoskalartheorie wurde mir dies bereits von Herrn W. Pauli in einem Brief vom 20. Juli 1942 mitgeteilt.

[4]) Dazu gelangt man wie folgt: Ein wichtiger Schritt besteht immer darin, die Matrix H' auf Diagonalform zu transformieren. In der symmetrischen Theorie gelingt dies, indem man in (1 s) die neun Grössen $q_{i\varrho}$ durch neun neue Variable $r_1 r_2 r_3\ \vartheta\varphi\psi\ \vartheta'\varphi'\psi'$ darstellt:

$$q_{i\varrho} = \sum_{n=1}^{3} r_n\, s_{ni}(\vartheta\varphi\psi)\, s_{n\varrho}(\vartheta'\varphi'\psi'),$$

wo s_{ni} die neun Koeffizienten einer orthogonalen Transformation sind, dargestellt durch drei Euler'sche Winkel. Mit

$$\sum_i \sigma_i\, s_{ni}(\vartheta\varphi\psi) = A^* \sigma_n A, \qquad \sum_\varrho \tau_\varrho\, s_{n\varrho}(\vartheta'\varphi'\psi') = B^* \tau_n B$$

(A, B unitär) wird

$$H' = (AB)^* \sum_n r_n\, \sigma_n \tau_n\, (AB),$$

wo die Matrizen $\sigma_1\tau_1$, $\sigma_2\tau_2$, $\sigma_3\tau_3$ leicht simultan diagonal gemacht werden können. Die Euler'schen Winkel $\Theta\Phi\Psi$ in (3) sind dann durch die zusammengesetzte Drehung

$$\sum_n s_{ni}(\vartheta\varphi\psi)\, s_{n\varrho}(\vartheta'\varphi'\psi') = s_{i\varrho}(\Theta\Phi\Psi)$$

zu definieren. Von kleinen Oszillationen abgesehen ist nämlich $r_1 = r_2 = r_3 =$ const, also

$$q_{i\varrho} = \text{const.}\ s_{i\varrho}(\Theta\Phi\Psi) + \ldots.$$

Tat können ja Isobare höherer Ladung in diesem Fall nicht entstehen.

2. *Statische Kernkräfte.* Bei schwacher Kopplung ergibt bekanntlich die Störungsmethode für das statische Potential zweier Nucleonen (1) und (2), bei Zugrundelegung der Kopplungsansätze (1 n) bzw. (1 s):

$$(5\,n)\quad V = \sum_{ik} \sigma_i^{(1)} \sigma_k^{(2)} U_{ik} \quad \text{bzw.} \quad (5\,s)\quad V = \sum_{ik\varrho} (\sigma_i^{(1)} \tau_\varrho^{(1)})(\sigma_k^{(2)} \tau_\varrho^{(2)}) U_{ik},$$

$$\text{wo } U_{ik} = |g_{PS}|^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i\, \partial x_k} \frac{e^{-\mu_{PS} r}}{4\pi r} + |g_V|^2 \left(\delta_{ik} \Delta - \frac{\partial^2}{\partial x_i\, \partial x_k}\right) \frac{e^{-\mu_V r}}{4\pi r}.$$

Bei starker Kopplung treten die gleichen Ortsfunktionen U_{ik} auf (sofern $r \gg a$); nur ist

in (5 n) $\{\sigma_1^{(n)}, \sigma_2^{(n)}, \sigma_3^{(n)}\}$ durch $\{\sin\Theta^{(n)}\cos\Phi^{(n)}, \sin\Theta^{(n)}\sin\Phi^{(n)}, \cos\Theta^{(n)}\}$,

in (5 s) $(\sigma_i^{(n)} \tau_\varrho^{(n)})$ durch $s_{i\varrho}\,(\Theta^{(n)}\ \Phi^{(n)}\ \Psi^{(n)})$

zu ersetzen (bezüglich der Bedeutung von $s_{i\varrho}$ vgl. die Fussnote 4). Diese neuen Austauschoperatoren sind insofern allgemeiner, als sie auch Übergänge in die höheren Isobarenzustände darstellen; bezüglich der tiefsten Zustände (normale Proton- und Neutron-Zustände, $j = \frac{1}{2}$) stimmen aber ihre Matrixelemente mit denjenigen der Operatoren in (5 n bzw. 5 s) bis auf einen Zahlfaktor $^1/_9$ überein[6]).

3. *Streuung von Mesonen an ruhenden Nucleonen.* Vorausgesetzt, dass der Impuls des Mesons klein gegen a^{-1} und seine kinetische Energie gross gegen ε (vgl. (4)) ist, wird der Streuquerschnitt:

$$dQ = d\Omega \cdot a^2 \beta^4 f(\vartheta),$$

wo βc die Mesongeschwindigkeit und $f(\vartheta)$ eine Funktion des Streuwinkels ϑ ist; im Mittel über alle Spin- und Ladungszustände der Stosspartner wird z. B. in der Pseudoskalartheorie, bei neutralem Feld ((1 n) mit $g_V = 0$):

$$f(\vartheta) = \tfrac{3}{5}(1 + 7\cos^2\vartheta),$$

in der symmetrischen Pseudoskalartheorie ((1 s) mit $g_V = 0$):

$$f(\vartheta) = \tfrac{3}{4}(1 + \cos^2\vartheta)^{6)},$$

und in der symmetrischen Vektortheorie ((1 s) mit $g_{PS} = 0$):

$$f(\vartheta) = \tfrac{3}{16}(5 + \cos^2\vartheta).$$

---

[5]) Θ, Φ sind hier die Polarwinkel des Vektors $\vec{q}$ in (1 n).

[6]) Auch dies wurde mir schon von Herrn PAULI mitgeteilt (s. Fussnote 3).

Über die mit komplexen Betastrahlspektren zusammenhängende Gammastrahlung

E. Stahel (Biel) und H. Dancot (Brüssel).

(Vorläufige Mitteilung.)

Nach Sargent ist das Betaspektrum des *AcB* komplex. Es enthält neben der Hauptkomponente von 1,40 MeV eine 0,5 MeV Gruppe. Ausserdem ist bekannt, dass *AcB* eine Gammastrahlung von 0,830 MeV und zwei Komponenten von 0,404 und 0,426 MeV aussendet, die mit dem komplexen Betaspektrum verknüpft sein wird. Über die quantitativen Verhältnisse sind nur unsichere Angaben vorhanden.

Eigene Versuche, über die ausführlich in den Helvetica Physica Acta später berichtet werden soll, haben folgendes ergeben:

1. Etwa 8% der zerfallenden *AcB*-Atome gehen in einen angeregten (0,83 MeV) Zustand des *AcC* über. Die Hälfte dieser angeregten *AcC*-Atome geht direkt, die andere Hälfte durch die Kaskade (0,404 + 0,426) MeV in den Grundzustand unter Aussendung der entsprechenden Gammastrahlung über.

2. Die Betakomponente geringer Energie des *AcB* ist wesentlich schwächer als Sargent angibt. Ihre Intensität stimmt innerhalb der ziemlich weiten Fehlergrenze mit der Intensität der obigen Gammastrahlung überein.

Über den β-Zerfall des RaA und die Entstehung des Elementes 85

von H. Labhart und H. Medicus (E.T.H. Zürich).

Das hohe Neutronen-Protonen-Verhältnis bei RaA lässt vermuten, dass dieses Element ausser der bekannten α-Aktivität auch β-Aktivität zeigen könnte. Überlegungen von Turner[1]) machen es wahrscheinlich, dass das Verzweigungsverhältnis in der Grössenordnung von 0,5% liegt, d. h. dass auf je 1000 α-Teilchen 5 β-Teilchen emittiert werden sollten. Minder[2]) stellte Versuche an, um den β-Zerfall von RaA und das daraus entstehende Isotop 218 des Elementes 85 nachzuweisen. Aus seinen Messungen des Anstiegs der β-Aktivität der aus Ra-Emanation entstehenden Folgeprodukte schloss er auf das Vorhandensein einer intensiven β-Strahlung des RaA, und zwar bestimmte er das Verzweigungsverhältnis β/α zu 15%.

Wir erhielten bei eigenen Messungen des Anstieges der β-Aktivität aus reiner Radium-Emanation, welche mit Zählrohren statt mit der Ionisationskammer durchgeführt wurden, negative

---

[1]) Turner, Phys. Rev. **57**, 950, 1940.

[2]) Minder, H.P.A. **13**, 144, 1940.

Resultate: Unter Berücksichtigung der Messfehler liess sich ein Verzweigungsverhältnis über 2% mit Sicherheit ausschliessen. Zu demselben Resultat kamen KARLIK und BERNERT[1]), die ebenfalls die Versuche von MINDER wiederholten.

Um eine β-Verzweigung in der geringen von TURNER vorausgesagten Grössenordnung nachweisen zu können, war es nötig, eine empfindlichere Methode zu entwickeln: Da bei einer Messung des Anstieges der gesamten β-Strahlung des aktiven Niederschlages die interessierende β-Strahlung des RaA nur einen verschwindenden Bruchteil ausmacht, versuchten wir die β-Strahlung des RaA zur Zeit $t = 0$ direkt zu bestimmen, bevor sich die Strahlung der Folgeprodukte störend bemerkbar machte. Aus besonders gereinigter Emanation wurde in wenigen Sekunden reines RaA auf einen Träger niedergeschlagen und mit Hilfe von schnell arbeitenden Zählern unter photographischer Registrierung die β-Aktivität von der 6. Sekunde an eine halbe Minute lang bestimmt.

Emittiert RaA keine β-Teilchen, so entspricht der zeitliche Anstieg der β-Aktivität nahezu einer Geraden, *die durch den Nullpunkt geht*, weil ja zur Zeit $t = 0$ noch kein β-strahlendes RaB vorhanden ist. Weist aber RaA selbst β-Strahlung auf, so besteht schon zur Zeit $t = 0$ eine β-Aktivität, welche durch Extrapolation der Messkurve nach $t = 0$ erhalten werden kann.

Mehrfache Messreihen zeigen innerhalb der Fehlergrenzen absolut keine Andeutung einer β-Aktivität des RaA. Unter rechnerischer Berücksichtigung der Messfehler ergibt sich, dass eine eventuelle Verzweigung bei RaA kleiner als 0,35% sein muss. In diese Rechnung geht die Härte der β-Strahlung ein, welche hier ausserordentlich ungünstig eingesetzt wurde. Wenn die β-Strahlung dieselbe Energie wie diejenige des RaB aufweisen würde, dann könnte ein Verzweigungsverhältnis kleiner als 0,8 $^0/_{00}$ garantiert werden.

So bleibt also die Entstehung des Isotops 218 des Elementes 85 noch immer eine offene Frage, und es ist nur das aus Wismuth künstlich hergestellte[2]) Isotop 211 des Elementes 85 mit Sicherheit bekannt.

Kernphotoeffekte mit der Lithium γ-Strahlung an Titan, Nickel und Kupfer

von O. HUBER, O. LIENHARD und H. WÄFFLER (E.T.H. Zürich).

In einer früheren Arbeit[3]) ist über den Kernphotoeffekt beim Bestrahlen verschiedener Elemente mit der Lithium-γ Strahlung

[1]) KARLIK und BERNERT, Naturwiss. **30**, 685, 1942.
[2]) CORSON, MAC KENZIE and SEGRÈ, Phys. Rev. **58**, 672, 1940.
[3]) O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **16**, 33, 1943.

berichtet worden. Durch weitere Messungen an Titan, Nickel und Kupfer konnten drei neue Kernphotoeffekte gefunden werden. Die zur Erzeugung der γ-Strahlen verwendete Hochspannungsanlage sowie die angewandte Messmethode sind dieselben geblieben.

Die Bestrahlung von *Titan* (als Ti und TiO_2) erzeugte eine Aktivität mit einer Halbwertszeit von $3{,}0 \pm 0{,}3$ h. Nun ist von ALLEN, POOL, KURBATOW und QUILL[1]) auf ganz anderem Wege ein radioaktives Titanisotop, das Ti^{45} mit einer Halbwertszeit von $3{,}08 \pm 0{,}06$ h hergestellt worden. Unsere gemessene Halbwertszeit, welche durch γ-Strahlen in Titan induziert wurde, stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der für das Ti^{45} gefundenen überein. Daraus muss geschlossen werden, dass die von uns beobachtete Aktivität durch Kernphotoeffekt am stabilen Ti^{46} herrührt.

Nach 8-stündiger Bestrahlung von *Nickel* konnte die darin hervorgerufene Aktivität während 84 Stunden verfolgt werden. Die Auswertung der Zerfallskurve ergab eine Halbwertszeit von $36{,}9 \pm 1{,}5$ h. Da aber nach anderen Autoren[2]) dem Ni^{57} eine Halbwertszeit von 36 ± 2 h zugeordnet wird, stammt die durch γ-Strahlen in Nickel induzierte Aktivität aus dem Prozess Ni^{58} $(\gamma - n)$ Ni^{57}. Es wird also auch am stabilen Nickel-Isotop Ni^{58} durch die Lithium-γ-Strahlen ein Neutron abgespalten.

Beim Bestrahlen von *Kupfer* trat eine Aktivität auf, welche in eine $10{,}5 \pm 0{,}25$ min Periode und eine solche von $11{,}9 \pm 1$ h zerlegt werden konnte. Die 10,5 min. Periode wurde von BOTHE und GENTNER[3]) bei der Entdeckung des Kernphotoeffektes mit der Lithium-γ-Strahlung gefunden und wird dem Cu^{62} zugeordnet. Die bei uns überdies an Kupfer auftretende $11{,}9 \pm 1$ h Periode ordnen wir dem Cu^{64} zu, für dessen Halbwertszeit andere Autoren $12{,}8 \pm 0{,}3$ h gefunden haben. Somit entsteht das Cu^{64} ebenfalls durch Kernphotoeffekt aus dem stabilen Cu^{65}.

Die Messresultate sind aus der folgenden Tabelle ersichtlich. In der Kolonne Halbwertszeit sind unter „Literaturwert" die Ergebnisse anderer Autoren für dieselben, aber durch andere Reaktionen hergestellten Isotopen angeführt. (MATTAUCH und FLÜGGE[2])). In der letzten Kolonne sind noch die von uns gefundenen relativen Ausbeuten für den Kernphotoeffekt ange-

---

[1]) ALLEN, POOL, KURTATOW and QUILL, Phys. Rev. **60**, 425, 1941.

[2]) Siehe J. MATTAUCH und S. FLÜGGE, Kernphys. Tabellen. Berlin 1942.

[3]) W. BOTHE und W. GENTNER, Z. Phys. **106**, 236, 1937.

geben. Dabei wird die Ausbeute des γ,n-Prozesses an Cu^{63} willkürlich gleich 100 gesetzt.

Ausgangsisotop mit rel. Häufigkeit	End-kern	Halbwertszeit		rel. Ausbeute
		unser Ergebnis	Literaturwert	
$_{22}Ti^{40}$ 7,95%	Ti^{45}	3,0±0,3 h	3,08±0,06 h	7,2±1
$_{28}Ni^{58}$ 67,4%	Ni^{57}	36,9±1,5 h	36±2 h	3,8±0,7
$_{28}Cu^{65}$ 32 %	Cu^{64}	11,9±1 h	12,8±0,3 h	2,2±0,4
$_{29}Cu^{63}$ 68 %	Cu^{62}	10,5±0,25 m	9,92±0,05m 10,5±0,5 m	100 (B & G)

Anregung isomerer Zustände durch Kernphotoeffekt

von O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer und H. Wäffler (E.T.H. Zürich).

Die Nachweismöglichkeit des (γ,n)-Prozesses beschränkt sich im allgemeinen auf solche Reaktionen, die auf einen radioaktiven Restkern führen. Eine Ausnahme bilden diejenigen stabilen Restkerne, welche einen *metastabilen Anregungszustand* besitzen. In diesem Fall gehen nämlich die umgewandelten Kerne, welche nach dem Austritt des Neutrons angeregt zurückbleiben, sowohl direkt, als auch unter Durchlaufen des metastabilen Zustandes in den Grundzustand über. Bei den letzteren beobachtet man also eine Aktivität, die dem Übergang aus dem metastabilen in den Grundzustand entspricht.

Von zahlreichen mit der Lithium-Gammastrahlung (Quantenenergie $\sim$ 17 MeV) bestrahlten Elementen zeigen Strontium und Cadmium eine Aktivität, welche wir einem isomeren Übergang zu schreiben müssen. Die Abfallskurve des von uns durch einen (γ,n)-Prozess hergestellten Strontiums besitzt eine Halbwertszeit von 168 min. Diese Periode wurde von Reddemann[1]) als zu einem isomeren Übergang des stabilen Sr^{87} gehörend, nachgewiesen. Im Falle des Kernphotoeffekts liegt also der Prozess Sr^{88} (γ,n) Sr^{87*} vor.

Die in Cadmium durch (γ,n)-Prozess induzierte Aktivität hat eine Halbwertszeit von 55 min. Die gleiche Periode wurde von Dodé und Pontecorvo[2]) an Cadmium bei Bestrahlung mit Ra + Be-Neutronen als (n,n)-Prozess, sowie von Feldmeier und Col-

---

[1]) H. Reddemann, Zs. Phys. **116**, 137, 1940.

[2]) M. Dodé und B. Pontecorvo, C. R. **207**, 287, 1938.

LINS[1]) mit Röntgenstrahlen als (γ,γ)-Prozess erhalten. Aus der Art dieser Entstehungsprozesse folgt, dass hier ein isomerer Übergang eines stabilen Cadmiumisotops vorliegt. Die Zuordnung der Isomerie zu einem bestimmten Isotop konnte auf Grund der bisherigen Versuche jedoch noch nicht erfolgen. Der Kernphotoeffekt bietet nun die Möglichkeit, die Zahl der in Frage stehenden Isotope auf vier einzuschränken. Der im (γ,n)-Prozess entstehende metastabile Kern muss nämlich aus einem ebenfalls stabilen Kern mit um eins höherer Massenzahl hervorgehen. Da die Cd-Isotope die Massenzahlen 106, 108, 110, 111, 112, 113, 114, 116 aufweisen, so muss der isomere Zustand einem der Isotope Cd^{110}, Cd^{111}, Cd^{112} oder Cd^{113} zukommen.

Die Zerfallskonstante des ThC′ [2])

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

Die Halbwertszeit des Alphastrahlers ThC′, die von GAMOW auf 10^{-7} sec geschätzt worden ist, wurde nach dem Vorgange von DUNWORTH mit Hilfe der Koinzidenzmethode bestimmt. Es wurden für verschiedene Werte des Auflösungsvermögens τ der Koinzidenzmischung im Bereiche 10^{-7}—10^{-6} sec Zählrohrkoinzidenzen zwischen den ThC-β-Strahlen und den ThC′-α-Strahlen registriert. Die (β, α)-Koinzidenzrate ist abhängig vom Auflösungsvermögen τ und vom mittleren Zeitintervall zwischen der β-Emission des ThC und der darauf folgenden α-Emission des ThC′, d. h. von der Zerfallskonstanten λ. Diese Abhängigkeit ist unter Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung zwischen dem Durchgang des ionisierenden Teilchens und dem Entladungsaufbau im Zählrohr rechnerisch ermittelt worden. Die experimentell bestimmte Abhängigkeit der Koinzidenzrate vom Auflösungsvermögen bestätigt diese Rechnung und ergibt für die als Parameter eingehende Zerfallskonstante des ThC′ den Wert

$$\underline{\lambda = (2{,}7 \pm 0{,}4) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1},}$$

oder für die Halbwertszeit

$$\underline{\vartheta = (2{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-7} \text{ sec.}}$$

---

[1]) J. R. FELDMEIER und G. B. COLLINS, Phys. Rev. **59**, 937, 1941.

[2]) Ein ausführlicher Bericht erscheint in dieser Zeitschrift.