

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **7 (1934)**

Heft V

PDF erstellt am: **22.07.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

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

in Murten, am 26. Mai 1934.

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

Vizepräsident: Prof. Dr. F. TANK (Zürich).

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER (Zürich).

---

*Geschäftlicher Teil.*

Bericht und Rechnungs-Ablegung für das Geschäftsjahr 1933/34 werden genehmigt.

Der Vorstand wird neu gewählt wie folgt: Präsident: Prof. Dr. A. Perrier; Vizepräsident: Prof. Dr. F. Tank; Sekretär und Kassier: Priv.-Doz. Dr. R. Sänger; Vertreter des Redaktionskomitees: Prof. Dr. P. Gruner.

In die S. P. G. werden als ordentliche Mitglieder aufgenommen:

HH. Prof. E. Schmid (Freiburg); Erwin Beglinger (Hölstein, Baselland); Dr. L. Eckstein (Frankfurt-Griesheim); René David, dipl. el. ing. (Turgi); Dr. A. Rusterholz (Zürich).

Aus der S. P. G. sind ausgetreten:

Physikal. Institut der Technischen Hochschule (Prag); HH. H. Hirschi (Spiez); M. Feinstein (abgereist); Dr. Bungartz (Frankfurt-Griesheim); F. Hansgirk (Radentheim); Edm. Ramelet (Zug); W. Schmid (Neuchâtel); Dr. A. Stäger (Berlin); N. v. Rashevsky (Pittsburgh); Georges Wild (Paris).

Die S. P. G. zählt zurzeit 219 Mitglieder.

Die nächste Sitzung findet am 6.—9. September in Zürich statt.

---

*Wissenschaftlicher Teil.*

**Objektive oder subjektive Präzisions-Photometrie?**

von H. KÖNIG (Bern).

Während der Vergleich gleichfarbiger Lichtquellen keine grossen Schwierigkeiten bietet und sich die Ergebnisse subjektiver und objektiver Messungen decken, führt der Vergleich verschiedenfarbiger Lichtquellen zu merklich differierenden Resultaten.

Unseres Erachtens besteht die einzige Möglichkeit, der Schwierigkeiten der heterochromen Photometrie endgültig Herr zu werden und Widersprüche mit der international festgelegten Augenkurve sicher zu vermeiden, in der Wahl einer objektiven physikalischen Messmethode als international anzuerkennende Standardmethode. Der wichtigsten subjektiven Methode, der Flimmermethode, sollte also ein objektives Verfahren, sei es das spektralphotometrische Verfahren oder das direkte Verfahren der Anpassung, vorgezogen werden.

Da die genaue Nachbildung der Augenkurve, so weit uns bekannt ist, ohne unzulässig grosse Einbusse an Empfindlichkeit bisher nicht gelungen ist, haben wir versucht, diese Methode der Anpassung weiter zu entwickeln.

Die Versuche haben ergeben, dass durch geeignete Filteranordnungen vor einer Selensperrschichtzelle eine derart gute Anpassung an die internationale Augenkurve möglich ist, dass sie für Präzisionsmessungen an mässig verschiedenfarbigen Temperaturstrahlern und technische Messungen an vielen Selektivstrahlern genügen dürfte. Ferner lässt sich durch geeignete Kombination des Prinzips der Filterung mit demjenigen der spektralen Zerlegung unter Verwendung einer sehr anpassungsfähigen Blende ein „künstliches Präzisionsauge“ konstruieren, dessen spektrale Empfindlichkeit sich mit derjenigen des mittleren (internationalen) Auges vollständig deckt und zugleich eine hinreichende Empfindlichkeit aufweist, wodurch ein Vergleich der Horizontalintensität beliebig verschiedenfarbiger Lichtquellen ermöglicht wird.

Ausführliche Berichte hierüber sind bereits in dieser Zeitschrift erschienen (Heft 4, Seite 427 und 433, 1934).

### **Théorie d'un oscillateur dont le courant de saturation n'est pas atteint**

par ANDRÉ AMWEG (Luzern).

Nous supposons qu'à l'intérieur de la triode un courant supplémentaire  $J_1 = q(V - V_1)^{3/2}$  prend naissance. Il peut être dû soit à une émission d'électrons secondaires par la grille, soit à une ionisation.  $q$  est alors une constante dépendant du phénomène envisagé et  $V_1$  la tension à partir de laquelle il se produit.  $V$  est la tension de l'anode. Soit  $\rho$ ,  $s$ ,  $k$ , la résistance intérieure, la pente et le coefficient d'amplification de la triode. Au moment où le courant  $J_1$  prend naissance les valeurs correspondantes deviennent:  $R$ ,  $S$ ,  $K$ . On obtient:

$$R = \frac{2\rho}{2 + 3q\rho(V - V_1)^{1/2}} \quad ; \quad S = s \quad \text{et} \quad K = \frac{2\rho S}{2 + 3q\rho(V - V_1)^{1/2}} .$$

L'équation de la triode habituelle est  $j = \frac{v}{\rho} + \frac{k}{\rho} u$  où  $j$ ,  $v$  et  $u$  sont les variations du courant anodique, de la tension anodique et de la tension grille à partir du point de fonctionnement. Dans notre cas particulier, cette équation devient:

$$j = s u + \frac{1}{\rho} v + \frac{3}{2} q d^{1/2} v$$

en négligeant les termes en  $\frac{v}{d}$  supérieurs au premier degré et où  $d = V_0 - V_1$  ( $V_0$  est la tension de la batterie plaque). Si nous appliquons cette équation à un oscillateur dont le circuit oscillant est monté sur la plaque et si  $i$  est le courant circulant dans la self, on trouve:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{di}{dt} \left( \frac{W}{L} + \frac{s M}{C L} + \frac{1}{C \rho} + \frac{3}{2} \frac{q}{C} d^{1/2} \right) \\ + i \left( \frac{1}{C L} + \frac{W}{\rho C L} + \frac{3}{2} \frac{q}{C} \frac{W}{L} d^{1/2} \right) = 0 \end{aligned}$$

où  $W$   $L$   $C$  sont la résistance, la self et la capacité du circuit oscillant.  $M$  est le coefficient d'induction mutuel de la self grille et de la self du circuit oscillant.

La discussion de cette équation nous donne la limite d'entretien:

$$W + \frac{3}{2} \frac{q}{C} L d^{1/2} + \frac{s \rho M + L}{C \rho} = 0.$$

A la limite d'entretien la fréquence est:

$$\nu = \frac{1}{2 \pi \sqrt{L C}} \cdot \sqrt{1 + \frac{3}{2} W q d^{1/2}}.$$

On montre en outre que notre oscillateur nécessite un couplage beaucoup plus serré des bobines grille et plaque que dans le cas de la triode habituelle. Le courant dans le circuit oscillant augmente avec le couplage, passe par un maximum et diminue ensuite. On peut caractériser notre oscillateur par le fait que le coude supérieur de la caractéristique manque totalement, le déficit du courant de saturation électronique étant compensé par le courant  $J_1$ . La stabilisation ne s'effectuera que sur le coude inférieur. L'énergie du courant circulant dans le circuit oscillant augmentera avec la tension plaque. Dans la triode habituelle, cette énergie est maximum pour un courant plaque égal à la moitié du courant

de saturation. Lors de l'entrée en oscillation de notre système, le courant plaque augmentera toujours, la caractéristique dirigeant sa convexité vers les  $V$  positifs. Le diagramme de marche est le même que dans le cas de la triode ordinaire. En particulier, les tensions grille et plaque sont décalées de  $\pi$  l'une sur l'autre. L'emploi de cet oscillateur permettrait de diminuer le courant de chauffage et ainsi de réaliser une certaine économie sur l'énergie électrique.

---

### Das Indium-Isotop 113

von M. WEHRLI (Basel).

(Erscheint demnächst in den H. P. A.)

---

### Über eine neue hydrodynamische Theorie der schallempfindlichen Flammen

VON HANS ZICKENDRAHT (Basel).

Verfasser hat in einer ersten Mitteilung (Helvetica Physica Acta V, 318—335, 1932) eine bequeme Form der *schallempfindlichen Flamme* angegeben und sie in die Kategorie der Geschwindigkeitsempfänger, die auf die Schallschnelle  $A \cdot \omega$  reagieren, eingereiht.

Im folgenden soll nun näher auf den Mechanismus der Einwirkung aerodynamischer Wechselfelder (= Schall) auf den brennenden Gasstrahl eingegangen werden. Eine besondere Brennerkonstruktion erlaubt, eine Leuchtgasflamme zu erhalten, deren Form in guter Annäherung derjenigen eines langgestreckten dreiaxigen Ellipsoides entspricht. So entsteht ein *Flammenband*, in dessen Längsaxe unter Zuhilfenahme eines kleinen *Pitot-Rohres* aus Quarz verhältnismässig hohe Gasgeschwindigkeiten (von 10 bis gegen 70 m/sek.) gemessen werden konnten. Nach den Flammenbegrenzungsflächen hin fallen die Geschwindigkeiten aber sehr stark ab und liegen in den Flammenteilen, woselbst Kohle- teilchen leuchten, unter 10 m/sek. Die Flamme erweist sich so als eigenartiger *Strahl* im hydrodynamischen Sinne, der Strömungsvorgang liegt auf der Grenze zwischen laminarer und turbulenter Strömung, wobei auf die Instabilitäten solcher Übergangszustände im besondern geachtet werden muss.

Fällt Schall irgendeiner Frequenz nahe der Düse, der das Leuchtgas entströmt, senkrecht zum Flammenbände ein, so gerät der Gasstrahl in hin und her gehende (*undulierende*) Bewegung. Dies konnte, da es gelang, Flammen herzustellen, die bis zu

jeder beliebig kleinen Frequenz empfindlich bleiben, photographisch durch rasche Momentaufnahmen einer mit einem Stimmgabelton von 17 Hertz erregten Flamme festgehalten werden. Ein zweites, in den Helvetica Acta demnächst genauer zu beschreibendes oszillographisches Verfahren ergab für einen Ton von 50 Hertz dasselbe Resultat. Der Luftwechselstrom führt aber der Flamme Verbrennungsluft zu und ab, wodurch der Verbrennungsprozess selbst oszillierend wird. Sehr wahrscheinlich ist auch, dass durch den Schall Wirbelablösungsvorgänge, die nach Art von Kippschwingungen zunächst frequenzinstabil sind, in die Periode des auffallenden Schalles hineingezogen werden und sich nun, gesteuert durch die auffallende Schallwelle, mit deren Periode abspielen. Alle diese Vorgänge, deren Erforschung im einzelnen noch nicht beendet ist, führen zu Erscheinungen, die sich mathematisch durch *konphase Volumpulsationen* im Innern des Flammenbandes wiedergeben lassen. Das Flammenband kann dann durch die zwei einander parallel verlaufenden leuchtenden Verbrennungszonen dargestellt werden, die vorderhand als Sitz der konphasen Volumpulsationen aufgefasst seien.

Nun lässt sich aber nach der schönen von *C. A. Bjerknæs* schon 1863 gegebenen *Theorie der hydrodynamischen Fernkräfte* zeigen, dass sich zwei volumpulsierende oder etwa auch parallel nebeneinander undulierende Gasstrahlen bei Gleichphasigkeit der Bewegung anziehen, bei Gegenphasigkeit abstossen müssen. Solche Kräfte sind nun auf Anregung des Verfassers von Dr. V. HARDUNG nachgewiesen und gemessen worden. Es liegt daher nahe, die Anziehung der beiden Flammenband-Hälften, die sich bei jeder empfindlichen Flamme als Ursache der auffallenden Erscheinungen des Zuckens usw. beobachten lässt, als *Bjerknæs-Kraft* zu erklären. Die oben erwähnten besonders einfach gestalteten hochempfindlichen Flammen zeigten die Kontraktion der beiden Flammenbandhälften und die durch den so entstehenden Zusammenprall zweier Gasstrahlen hervorgerufene *Flammenfläche* aufs deutlichste. Unter Schalleinfluss ändern sich die Verbrennungsverhältnisse wie auch die Geschwindigkeitsverteilung im brennenden Gasstrahle beträchtlich. Auf diesem Vorgange beruht ein neues *Messverfahren für sehr schwache Schalle*, über das später an anderer Stelle berichtet werden soll.

Nach BJERKNÆS berechnet sich die Anziehungskraft der beiden Strahlhälften aus der Gleichung:

$$K = \frac{q}{4 \pi r^2} (dV/dt)^2.$$

Hierbei bedeuten:

$\rho$  die Dichte des Gases,  $r$  den Abstand der pulsierenden Volumenelemente  $V$  und  $dV/dt$  die zunächst an Stelle der oben genannten periodischen Vorgänge im Flammeninnern gesetzte *Volumpulsation*.

Setzt man für das Volumen

$$V = V_0 + A \cdot \sin \omega t$$

so wird

$$dV/dt = A \cdot \omega \cos \omega t$$

und die Bjerkneskraft pulsierend mit:

$$K = \frac{\rho}{4 \pi r^2} A^2 \cos^2 \omega t.$$

Dementsprechend sollte man nun die Bildung von je *zwei* Flammenflächen pro Periode des auffallenden Schalles erwarten. Oszillogramme und Flammenaufnahmen auf bewegter Platte zeigen derer aber im allgemeinen nur *eine pro Periode*. Dies besagt zunächst, dass die oben wiedergegebenen Rechnungsansätze natürlich viel zu einfach sind und eine im Phänomen liegende *Asymmetrie* nicht berücksichtigen. Über die genaue Erforschung dieser Verhältnisse, die sich sowohl mit den Strömungsvorgängen an der Grenze zwischen laminarem und turbulentem Fließen, mit der Steuerung der Wirbelablösung, als auch mit den Verbrennungsprozessen in der Flamme abzugeben haben, soll später im Zusammenhange berichtet werden, doch sei noch eines in dieses Gebiet gehörigen Versuchs gedacht, bei welchem man durch einen quer in das Flammenband in Richtung der mittleren Ellipsoidaxe gebrachten Platindraht eine zunächst unperiodisch verlaufende Reihe rasch aufeinanderfolgender Wirbelablösungen hervorruft und sie dann mit der Frequenz hoher Töne (um 8000 Hertz) dadurch periodisch zu steuern vermag, dass man die entstehenden Schallimpulse an einer kleinen vor die Flamme gestellten schallharten Wand reflektieren lässt, so also stehende Wellen zur *akustischen Rückkopplung* benutzt.

### Molekülspektren von Bor- und Aluminiumhalogeniden

von E. MIESCHER (Basel).

(Die Arbeit erscheint in den H.P.A. Vorläufige Mitt. siehe H.P.A. 4, 462, 1934.)

## Peut-on déceler par l'expérience des couplages magnétiques de l'aimantation spontanée?

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

On rappelle d'abord que la synthèse théorique des courbes d'aimantation se ramène à un problème de couplages (réticulaires et texturaux) de l'aimantation spontanée ( $\mathfrak{J}_w$ ) si l'on prend comme base de la théorie le champ moléculaire. L'auteur a recherché quelles expériences on pourrait imaginer pour discriminer les divers couplages et fixer si possible par voie quantitative leurs importances relatives.

Cette recherche est guidée en premier lieu par des considérations de pure symétrie: les actions réticulaires ou mutuelles d'ordre mécanique sont plus symétriques que les actions purement magnétiques; celles-ci sont «polaires», celles-là ne le sont pas, nous dirons qu'elles sont «apolaires». Il est donc possible en principe de modifier les effets des unes par des agents convenables sans agir sur les autres. Des résultats observés identiques laisseraient dans le doute, tandis que des effets différents autorisent la conclusion de l'existence de couplages de l'un et de l'autre type.

On expose ensuite le principe d'expériences concrètes pour établir ou infirmer la réalité d'actions magnétiques mutuelles. Les vecteurs  $\mathfrak{J}_w$  de tous les groupements élémentaires d'un milieu ferromagnétique seront amenés aussi près que possible du parallélisme en direction par une contrainte mécanique suffisamment intense (direction  $oy$ , intervention apolaire). Ensuite on étudiera l'aimantation induite par des champs variables *normaux* à la contrainte (direction  $ox$ ); mais on procédera deux fois à cette étude, l'une avec l'échantillon tel quel, l'autre avec le même échantillon préalablement aimanté si possible à saturation dans la direction  $oy$  de la contrainte (interventions polaires).

Si les couplages magnétiques hypothétiques n'existent pas, on établit que les paramètres déterminants des fonctions d'aimantation (susceptibilité initiale réversible, champs coercitifs) doivent se retrouver inchangés dans l'un et l'autre cas. *Si au contraire l'expérience accusait des différences entre les résultats des deux modes d'expérimentation, il faudrait conclure à l'existence des dits couplages.*

Une déduction plus serrée permet de prévoir même le sens des phénomènes: *s'il y a des champs magnétiques texturaux, la susceptibilité initiale réversible doit être plus élevée et les champs*



*coercitifs plus faibles en présence d'une aimantation transversale ( $o y$ ) qu'en son absence.*

Une note moins sommaire paraît très prochainement aux H. P. A.

### Aimantation en présence de champs transversaux<sup>1)</sup>

par H. FAVEZ et A. PERRIER (Lausanne).

Les expériences résumées dans la présente note font partie de recherches sur la texture ferromagnétique, qui sont poursuivies par une méthode générale d'«aimantations complémentaires», laquelle sera exposée ultérieurement. Pour le but délimité qui est visé ici, les propositions théoriques présentées dans la même séance par l'un de nous<sup>2)</sup> exigeraient:

Le relevé de courbes d'aimantation dans un champ normal à la direction d'une contrainte mécanique intense de l'échantillon; que ces mesures soient exécutées le corps étant préalablement aimanté à saturation dans la direction de la déformation ou préalablement désaimanté.

Les expériences ont porté jusqu'ici sur deux tores de nickel comprimés parallèlement à leur axe de révolution. L'un a été déformé avant toute mesure, puis libéré pour l'étude magnétique; l'effort appliqué a atteint 40 kg/mm<sup>2</sup>, provoquant une déformation rémanente considérable. L'autre a été étudié *sous contrainte*, à l'aide de la nouvelle méthode de la charpente plastique<sup>3)</sup>; la déformation, beaucoup moins accentuée, comportait donc ici une part élastique.

Les aimantations (dir.  $o x$ ) étaient provoquées par le champ circulaire ( $\mathcal{H}_x$ ) d'un conducteur rectiligne et déterminées balistique-ment; l'aimantation parallèle à la contrainte ( $\mathcal{J}_y$ ) a été établie et maintenue soit par un électroaimant soit une paire de grandes bobines de HELMHOLTZ.

On a mesuré d'abord la part réversible de la susceptibilité initiale (terme  $a$  de l'expression  $k = a + b \mathcal{H}$ ) en présence de champs  $\mathcal{H}_y$  variés, notamment en partant de valeurs élevées pour les amener à des intensités de plus en plus faibles.

<sup>1)</sup> N. III. de cette série.

<sup>2)</sup> A. PERRIER, Peut-on déceler par l'expérience des couplages magnétiques de l'aimantation spontanée? H. P. A. v. VII (1934), p. 471.

<sup>3)</sup> A. PERRIER et H. FAVEZ, Technique pour l'étude des liaisons générales entre ferromagnétisme et contraintes mécaniques intenses, N. II. — H. P. A. v. VI (1933), p. 471. — Aussi travaux du Congrès int. de méc. appliquée, Cambridge, 1934, pour paraître prochainement.

Avec le tore préalablement comprimé,  $a$  part de 1,06,  $\mathcal{J}_y$  étant nulle, croît progressivement avec  $\mathcal{H}_y$  jusqu'à un maximum de 1,31, puis décroît ensuite définitivement. — La même marche se retrouve avec l'autre échantillon, les chiffres correspondants étant 2,46 et 2,92.

Nous avons ensuite relevé des cycles d'aimantation dans des intervalles de champs moyens. Les modifications s'y manifestent considérables; ainsi la seule déformation sans aimantation axiale élève facilement les champs coercitifs du simple au quadruple; mais l'intervention subséquente d'un champ transversal ( $\mathcal{H}_y$ ) amincit fortement les cycles, réduisant rémanences et champs coercitifs dans une proportion plus notable encore.

Des propriétés aussi caractéristiques sont, en elles-mêmes déjà, d'un intérêt phénoménologique certain. Mais cet intérêt le cède de beaucoup à leur contenu d'interprétation.

Observons d'abord, pour le faire ressortir, qu'ils sont d'un *sens nettement paradoxal*, en ce qui touche  $a$  tout au moins. Le champ axial  $\mathcal{H}_y$  en effet constitue un obstacle à l'aimantation suivant  $o x$  du milieu saturé suivant  $o y$ ; ce qui ressort de la simple considération des couples qu'il exerce sur les moments élémentaires. A première vue, on devrait donc s'attendre exclusivement à un *abaissement* de la susceptibilité initiale, non à une élévation; et d'ailleurs, cette diminution apparaît, ainsi qu'on l'a vu, lorsque l'action directe de  $\mathcal{H}_y$  devient prépondérante par son intensité.

Ainsi, si la mise en œuvre expérimentale pouvait satisfaire complètement aux conditions prescrites par la théorie (saturation transversale *sans champ extérieur*  $\mathcal{H}_y$ ), nous aurions sans doute observé un accroissement encore sensiblement plus fort de la susceptibilité réversible (peut-être de l'ordre de 50%).

Le raisonnement théorique cité plus haut, et qui a donné lieu au présent travail, prévoit qu'une modification dans le sens reconnu s'interprète par l'intervention de couplages *polaires* entre les domaines élémentaires. Par d'autres déductions, la même théorie prévoit encore une « dispersion » des champs coercitifs élémentaires, comme autre manifestation observable des champs magnétiques mutuels supposés, et par voie de conséquence la *réduction* de cette dispersion par l'orientation polaire transversale. La modification profonde des cycles, reconnue plus haut, est en complet accord avec cette conséquence. On doit attendre enfin un *abaissement* du paramètre  $b$  simultanément de l'accroissement de  $a$ . Nous n'avons pas encore sur ce point autre chose que des indications, d'ailleurs encourageantes.

La présente note n'est qu'une première communication sur des recherches qui doivent être continuées, précisées et étendues. En particulier, nous aurons à examiner de près le degré d'orientation atteint à l'aide de contraintes mécaniques seules: la déduction théorique n'est applicable rigoureusement qu'au cas du parallélisme complet.

Sous cette réserve, nous concluons que, *dans le nickel tout au moins, des couplages magnétiques mutuels agissent entre les éléments texturaux et que leur importance apparaît comparable à celle des autres couplages de l'aimantation spontanée.*

Si cette conclusion peut être établie comme un fait général dans le ferromagnétisme, elle éclairera quantité d'observations restées inexplicées et guidera utilement des interprétations qui tendaient récemment à faire abstraction de toutes liaisons mutuelles de cet ordre; enfin, elle est favorable à *l'hypothèse de la mosaïque ferromagnétique.*

---

### **Remarques à propos de l'origine des variations de la susceptibilité avec la fréquence**

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

Au cours de la discussion du travail de R. SÄNGER, M. PERRIER exprime l'avis que, dans l'état actuel des connaissances sur le ferromagnétisme, on peut encore rechercher dans des sens divers l'interprétation des décroissances caractéristiques de la susceptibilité à fréquence croissante.

A la session de Vevey<sup>1)</sup> de la Société suisse de Physique, il avait par exemple fait allusion à des possibilités découlant de sa théorie des couplages élastiques texturaux; on peut les préciser en substance ainsi:

Selon cette théorie, toute rotation des vecteurs  $\mathfrak{J}_w$  (donc de groupements très grands de porteurs électroniques de moments) s'accompagne de déformations élastiques du groupement et de toute une région avoisinante. Cet ensemble de déformations implique, des conditions *statiques* supposées, une énergie potentielle déterminée qui mesure le «couplage élastique». Si l'on applique un champ inducteur alternatif à fréquence croissante, on peut envisager des effets *dynamiques* divers, et vraisemblablement dans un ordre de succession tel qu'il suit.

---

<sup>1)</sup> A. PERRIER, Sur l'interprétation mécanique des phénomènes coercitifs, etc. H. P. A. v. V (1932), p. 223.

1° Après les pivotements brusques et à grande amplitude de  $\mathcal{J}_w$ , qui constituent dans ce type de théorie les phénomènes élémentaires d'hystérèse, une certaine durée de relaxation est nécessaire pour stabiliser la nouvelle position d'équilibre (durée évaluable à partir de la vitesse de propagation macroscopique de l'aimantation observable, vitesse interprétée dans cette forme de théorie). Le mécanisme ne doit donc plus jouer complètement à des fréquences relativement basses déjà; l'hystérèse et corrélativement la susceptibilité s'en trouveraient déjà réduites.

2° La fréquence croissant encore, les rotations purement *réversibles* des moments élémentaires en font peu à peu des sources d'ondes élastiques qui se propagent dans le corps entier. Les réactions mécaniques du milieu sur chaque domaine élémentaire en sont intensifiées et tout se passe comme si le couplage élastique textural était élevé; c'est-à-dire que l'amplitude de rotation des moments est réduite, et p. c. la susceptibilité réversible avec elle.

De plus, il devrait se manifester aussi une libération de chaleur par la diffusion de ces énergies ondulatoires, soit en fait une *forme dynamique d'hystérèse* ou encore un amortissement supplémentaire.

3° Aux fréquences les plus élevées, les *pulsations* élastiques individuelles des blocs de la mosaïque doivent finalement et en dépit de leur très faible amplitude requérir des énergies notables pour leur entretien: nouvel obstacle à la rotation des porteurs du ferromagnétisme et nouvel abaissement de la perméabilité. A noter que ce dernier mécanisme n'est plus textural, il pourrait également jouer dans un cristal idéal.

De par leur mécanisme et la texture du milieu, ces réactions successives (et naturellement en partie juxtaposées) paraissent bien devoir se développer progressivement en fonction de la fréquence, et ne pas rencontrer de fréquences sélectives; ce qui serait conforme aux nouvelles mesures de R. SÄNGER.

L'auteur se propose de soumettre au calcul ces suggestions théoriques.

### Un galvanomètre astatique de haute sensibilité<sup>1)</sup>

par L. MEYLAN (Lausanne).

Description d'un galvanomètre à aimants mobiles parfaitement astatique pour les champs uniformes et pratiquement astatique pour les champs quelconques. L'astatisation pour les

<sup>1)</sup> La description détaillée de ces galvanomètres a paru dans H. P. A. Vol. V, Fasc. 4, pages 276—295, 1932.

champs uniformes est obtenue au moyen d'un disque d'acier adjoint à l'équipage et aimantable à volonté dans deux directions perpendiculaires. L'astatisation pour les champs quelconques est pratiquement assurée par l'emploi d'un équipage à 4 aimants.

La stabilité du zéro est de 0,1 mm. à 1 m. pour une période totale de 8 sec dans les conditions normales de travail (de jour).

Deux instruments sont décrits ayant les caractéristiques suivantes:

Le premier a une résistance maximum de 1960  $\Omega$ , une sensibilité de  $2,6 \times 10^{-11}$  amp. pour une déviation de 1 milliradian et une période totale de 10 sec.

Le second a une résistance minimum de 0,5  $\Omega$ , une sensibilité de  $6 \times 10^{-10}$  volts pour la même déviation et la même période.

Quelques avantages de ces galvanomètres:

1<sup>o</sup> Résistances variables dans le rapport de 1 à 64. (1er galvanomètre: de 30  $\Omega$  à 1960  $\Omega$ ; 2<sup>me</sup> galvanomètre: de 0,5  $\Omega$  à 30  $\Omega$ ).

2<sup>o</sup> Période (donc sensibilité) variable de 1,5 sec. à 20 sec. environ.

3<sup>o</sup> Amortissement critique obtenu pour presque toutes les périodes et toutes les résistances extérieures par approche de tiges de cuivre électrolytique des aimants de l'équipage.

Le moment d'inertie de l'équipage pourrait être réduit, sans grandes difficultés, dans le rapport de 5 à 1, ce qui permettrait d'atteindre la limite de sensibilité compatible avec les fluctuations spontanées de zéro dues au mouvement brownien.

---

#### **Sur l'emploi du miroir plan en focométrie**

par T. KOUSMINE et L. MEYLAN (Lausanne).

(Erscheint in den H. P. A., S. 520.)

---

#### **Magnetorotation bei hohen Feldfrequenzen**

von E. BRETSCHER (E. T. H. Zürich).

(Erscheint in den H. P. A.)

---

#### **Sur la turbulence des liquides.**

(Note préliminaire).

R. MERCIER (Institut de Physique E. P. F. Zurich).

A l'échelle des expériences hydrodynamiques, il semble y avoir des différences essentielles entre un écoulement fluide laminaire et un écoulement turbulent (Existence ou non existence de filets liquides; formation de tourbillons; loi linéaire ou quadra-

tique des forces de résistance, etc.). Pourtant, étudiés de plus près et au point de vue moléculaire, ces phénomènes ne semblent pas permettre une distinction aussi franche. Il m'a semblé intéressant de rechercher expérimentalement si le régime du courant liquide influe sur son pouvoir de diffraction des rayons X.

Des raisons d'opportunité m'ont fait choisir l'eau pour commencer cette étude car, malgré son faible pouvoir diffusant ( $Z = 10$ ), ce liquide a déjà été étudié par divers auteurs. Des contrôles nombreux sont ainsi possibles.

La méthode utilisée consiste à relever photographiquement l'intensité des rayons X diffractés par un jet libre de liquide, tout autour de la direction du rayon monochromatique incident; le nombre de REYNOLD peut varier de 75 (écoulement nettement

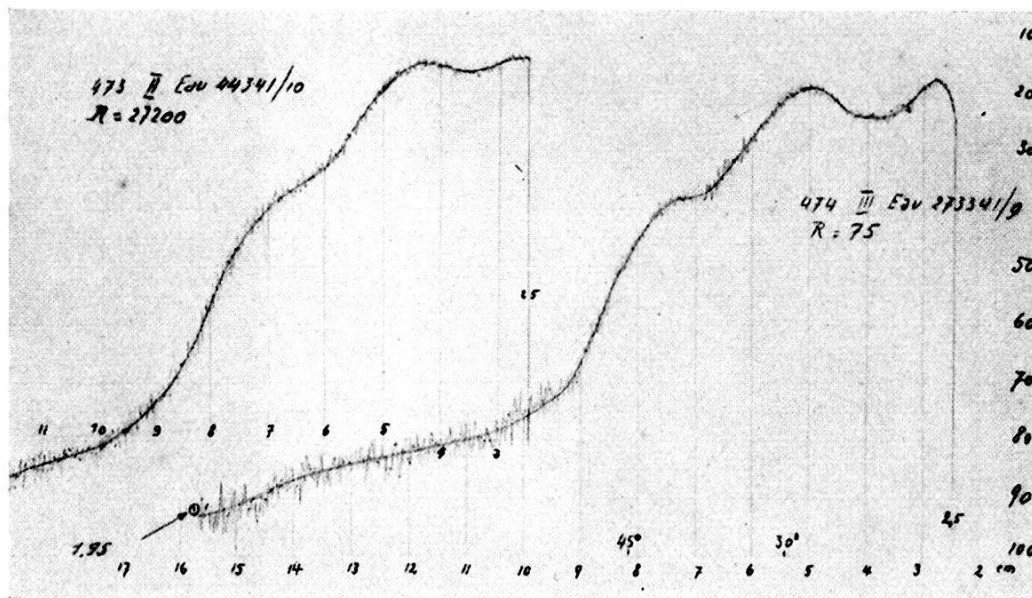


Fig. 1.

laminaire) à 30,000 (turbulence prononcée) et le rayon incident pénètre dans le jet à quelques millimètres de l'ajutage.

La figure ci-annexée reproduit deux photogrammes obtenus l'un pour le jet laminaire (nombre de REYNOLD  $R = 75$ ) et l'autre pour le jet turbulent ( $R = 27200$ ). En abscisse, l'angle de diffraction; en ordonnée, l'opacité des films en échelle logarithmique.

Il semble, pour autant qu'une étude superficielle permette de l'établir, que les anneaux de diffraction sont plus prononcés dans le courant laminaire que lors de la turbulence.

Une interprétation de cet effet peut être donnée en se basant sur la théorie cristalline des liquides, telle qu'elle résulte des recherches de nombreux auteurs.

Des expériences plus précises sont en cours.

**Frequenzabhängigkeit der Permeabilität von Eisen, Nickel und Cobalt**

VON R. SÄNGER (E. T. H. Zürich).

Der anfängliche steile Anstieg der technischen Magnetisierungskurven ist darauf zurückgeführt worden, dass in den verschiedenen WEISS'schen Bezirken spontaner Magnetisierung die Magnetisierungsvektoren in solche Richtungen leichter Magnetisierbarkeit umkippen, die einen möglichst kleinen Winkel zum Feldvektor einschliessen. Nach diesem Bilde müsste aber die Anfangspermeabilität wesentlich kleinere Werte aufweisen, als beobachtet wird. BECKER<sup>1)</sup> schlägt daher den sog. „Wandverschiebungsprozess“ vor; er nimmt an, dass jene WEISS'schen Bezirke, deren spontane Magnetisierungsvektoren bereits günstig zum Feldvektor liegen, auf Kosten jener Bezirke mit ungünstig gelegenen Magnetisierungsvektoren zu wachsen beginnen. Das Wachstum geschieht mit

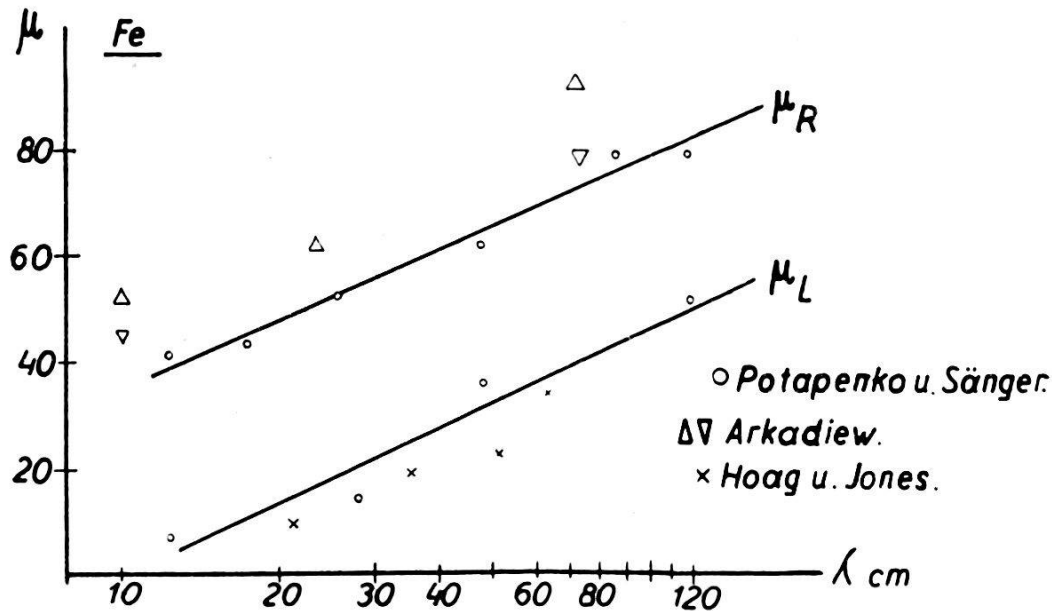


Fig. 1.

einer endlichen Geschwindigkeit. In der Tat deuten die Versuche von SIXTUS und TONKS<sup>2)</sup> an Eisen-Nickel-Legierungen auf einen solchen Magnetisierungsmechanismus hin, und ergeben für die Geschwindigkeit der Wandverschiebungen die Grössenordnung einiger 10,000 cm/Sek. Die Geschwindigkeit ist von der Feldstärke und von den mechanischen Spannungen abhängig.

Legt man sich dieses Bild für den technischen Magnetisierungsvorgang zugrunde, so muss eine kritische Frequenz für das magnetische Feld existieren, oberhalb welcher der Wandverschiebungsprozess nicht mehr dem Feld zu folgen vermag. Eine rohe Ab-

<sup>1)</sup> siehe R. BECKER, Phys. Zeitschr. **33**, 905, 1932.

<sup>2)</sup> K. J. SIXTUS und L. TONKS, Phys. Rev. **44**, 930, 1931.

schätzung ergibt dafür die Grössenordnung von  $10^8$  bis  $10^9$  Hertz; wir nehmen dabei an, dass auch für Eisen, Nickel und Cobalt dieselben an Eisen-Nickel-Legierungen beobachteten Geschwindigkeiten in Frage kommen und die WEISS'schen Bezirke eine lineare Ausdehnung von ungefähr 100 Atomabständen besitzen. Wir müssen daher vermuten, dass für Wellenlängen von 300—30 cm die ferromagnetischen Eigenschaften abklingen; die Beobachtungen zeigen tatsächlich in diesem Wellenbereich einen starken Abfall der ferromagnetischen Permeabilität.

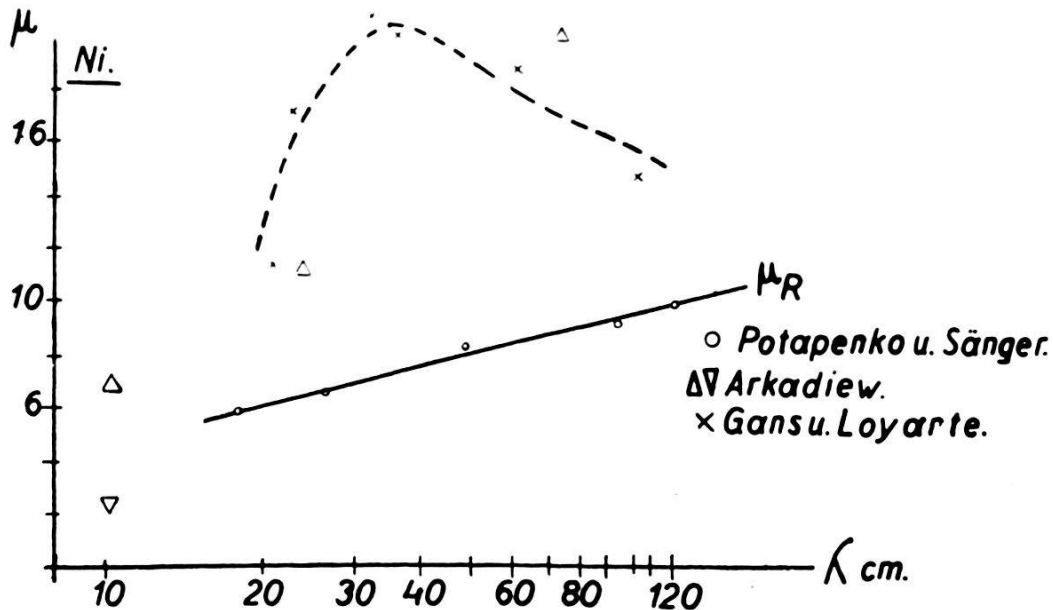


Fig. 2.

Fig. 1 und 2 geben die Beobachtungen im Wellenbereich von 120 bis 10 cm an Eisen und Nickel wieder. Die Messungen von ARKADIEW<sup>1)</sup> und GANS und LOYARTE<sup>2)</sup> sind mit gedämpften Wellen ausgeführt, während bei den neuesten Messungen von HOAG und JONES<sup>3)</sup> und POTAPENKO und SÄNGER<sup>4)</sup> ungedämpfte Wellen verwendet werden, die ein zuverlässigeres Bild über den Frequenzgang der Permeabilität ergeben. Bei Kobalt resultiert für die Wellenlänge von 120 cm bereits ein Wert der Permeabilität der kleiner als 10 ist. Die bei noch längeren Wellenlängen von russischen Autoren beobachteten eigentümlichen Resonanzerscheinungen des Frequenzganges der Permeabilität haben sich nach neueren Messungen von STRUTT<sup>5)</sup>, WAIT<sup>6)</sup> und anderen als nicht reell erwiesen.

<sup>1)</sup> W. ARKADIEW, Ann. d. Phys. **58**, 105, 1919.

<sup>2)</sup> R. GANS und R. G. LOYARTE, s. Phys. Zeitschr. **24**, 232, 1923.

<sup>3)</sup> J. B. HOAG und H. JONES, Phys. Rev. **42**, 531, 1932.

<sup>4)</sup> G. POTAPENKO und R. SÄNGER (erscheint demnächst ausführlich in der Zeitschr. für Physik).

<sup>5)</sup> M. J. O. STRUTT, Zeitschr. f. Phys. **68**, 632, 1933.

<sup>6)</sup> G. R. WAIT, Zeitschr. f. Phys. **77**, 695, 1932.



Sie sind vielleicht auf Eigenschwingungen der Apparatur zurückzuführen. Ähnlich dürfte es sich mit dem von GANS und LOYARTE an Nickel beobachteten, in der Fig. 2 wiedergegebenem Maximum verhalten.

Der beobachtete Abfall der Permeabilität bei sehr hohen Frequenzen könnte auch auf Grund des Hauteffektes erklärt werden unter Annahme, dass ein ferromagnetischer Draht naturgemäss eine Oberflächenschicht besitzt, die selbst nicht ferromagnetisch ist<sup>1)</sup>. Die Rechnung ergibt Dicken von 100 bis 1000 Atomabständen.

Ob die Abnahme der Permeabilität bei Wellenlängen von 100 bis 10 cm auf eine kritische Zeit (Wandverschiebungsprozess) oder auf eine kritische Länge (Hauteffektdarstellung) zurückzuführen ist, kann mit dem gegenwärtig vorliegenden Beobachtungsmaterial nicht entschieden werden; es wäre in dieser Hinsicht interessant, die Versuche an Eisen, Nickel und Kobalt auch auf Drähte, die unter verschiedener mechanischer Spannung stehen, auszudehnen. Eine andere Erklärungsweise des Frequenzganges der Permeabilität ist von PERRIER<sup>2)</sup> vorgeschlagen worden. Auch darüber kann erst bei weiterem Beobachtungsmaterial näheres ausgesagt werden.

### Über den Nachweis des inneren elektrischen Feldes des Seignettesalzes mittels Röntgenstrahlen

von H. STAUB (E. T. H. Zürich).

Die Untersuchung des Seignettesalzes mittels Röntgenstrahlen<sup>3)</sup> hatte gezeigt, dass ohne Anwesenheit eines elektrischen Feldes am Kristall, die Intensität der Röntgeninterferenzen bei Steigerung der Temperatur über den elektrischen Curiepunkt plötzlich stark abnimmt. Deshalb wurden Messungen der reflektierten Intensität über den ganzen Temperaturbereich der Curiepunkte ( $-20^{\circ}$  C bzw.  $+24,8^{\circ}$  C) von  $-40^{\circ}$  bis  $+40^{\circ}$  C ausgeführt. Hierzu wurde der in der früheren Arbeit benützte Ionisationsspektrograph mit einigen Abänderungen benützt.

Das Ergebnis von vier an verschiedenen Kristallen ausgeführten Messungen zeigt Fig. 1. Auf der Ordinate ist in willkürlichen Einheiten die Intensität, auf der Abszisse die Temperatur aufgetragen. Zum Vergleich sind die beiden Curiepunkte

<sup>1)</sup> R. SÄNGER, Phys. Rev. **44**, 302, 1933.

<sup>2)</sup> A. PERRIER, s. Diskussionsbemerkung p. 474.

<sup>3)</sup> H. STAUB, H. P. A. **7**, 1, 1934.

$\Theta_1$  und  $\Theta_2$  aus dielektrischen Messungen eingezeichnet. Man sieht, dass die Intensität beim unteren Curiepunkt plötzlich ansteigt und beim oberen ebenso wieder abfällt.

Die Erklärung dieser Erscheinung ist die folgende: Normalerweise fällt die Intensität einer Röntgeninterferenz unter gewissen

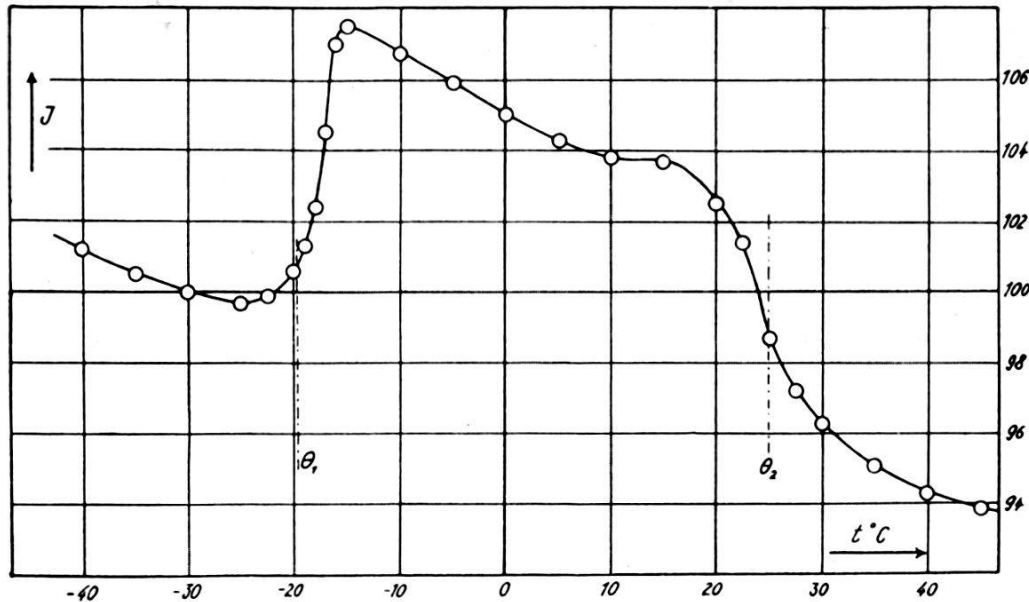


Fig. 1.

vereinfachenden Annahmen mit der Temperatur nach dem Gesetz<sup>1)</sup>

$$J = J_0 e^{-\frac{4 k T}{f} \left( \frac{2 \pi \sin \vartheta}{\lambda} \right)^2}$$

$f$  = quasielastische Bindung der Gitterbausteine

$\vartheta$  = Glanzwinkel

$\lambda$  = Wellenlänge der Röntgenstrahlung.

Nun existiert ja bekanntlich beim Seignettesalz zwischen den beiden Curiepunkten ein inneres elektrisches Feld, analog dem magnetischen der ferromagnetischen Stoffe. Das innere Feld bewirkt eine Vergrößerung  $f'$  der quasielastischen Bindung der Dipole, so dass zwischen den Curiepunkten die Intensität nach dem Gesetz:

$$J = J_0 e^{-\frac{4 k T}{f + f'} \left( \frac{2 \pi \sin \vartheta}{\lambda} \right)^2}$$

abfällt. An den Curiepunkten muss daher die Intensität ziemlich schroff von der einen Kurve zur andern übergehen. Die gemessene Kurve zeigt tatsächlich diesen erwarteten Verlauf. Im Gegensatz zu den dielektrischen Messungen geht in den theoretischen Ausdruck für diesen Effekt nicht nur die Grösse des elektrischen

<sup>1)</sup> Vgl. Hdbch. Exp. Phys. VII<sub>2</sub> S. 55—61.

Momentes, sondern dessen lineare Dimension ein. Da das Moment  $\mu = 3 \cdot 10^{-8}$  abs. Einheiten, sowie die Grösse des inneren Feldes ( $\mathcal{E}i = 6 \cdot 10^6$  Volt/cm<sup>2</sup>) bekannt ist, so lässt sich näherungsweise die Dimension des Dipols aus der Messung abschätzen. Man findet für dessen Länge:

$$l = 0,4 \text{ \AA}.$$

Aus den näherungsweise berechneten Bindungen  $f$  und  $f'$  ergibt sich, dass die Wellenlängen der Reststrahlen ungefähr von der Grösse  $\lambda' = 80 \mu$  zwischen den Curiepunkten bzw.  $\lambda = 100 \mu$  ausserhalb der Curiepunkte sein sollte.

### Elektronenbeugung an Aluminium und Aluminium-Oxyden

VON CH. MONGAN (E. T. H. Zürich).

Mit einer früher beschriebenen Methode wurden Beugungsversuche an Aluminium und an Aluminiumoxyden gemacht. Die Methode besteht darin, dass der von einer engen Blende herkommende divergente Elektronenstrahl auf ein Pulver fällt. Das Pulver ist auf ein feines *Cu*-Drahtnetz aufgestäubt. Durch eine magnetische Linse wird der Strahl auf einer photographischen Platte fokussiert. Ist der Strahl fokussiert, so besteht zwischen dem Linsenstrom und der de Broglie-Wellenlänge die Beziehung

$$\lambda = \frac{\text{const.}}{I}.$$

Um den Zusammenhang zwischen Linsenstrom und  $\lambda$  ein für allemal festzulegen, wurde ein Eichungsversuch mit MgO ausgeführt. Aus den Abmessungen der Apparatur und der bekannten Struktur von MgO kann  $\lambda$  berechnet werden.

Versuche wurden nun mit einem äusserst feinen Al-Pulver durchgeführt. Die scharfen Beugungslinien sind leicht auszumessen. Ein Vergleich zwischen den berechneten und beobachteten Linien zeigt Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. Auf den Beugungsbildern sind keine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Linien zu sehen. Diese Beobachtung ist äusserst interessant, weil die Chemiker glauben, dass Al immer mit einer Oxydschicht bedeckt sei. Wäre die Schichtdicke  $10^{-6}$  cm, so müssten Beugungsringe auftreten. Das Fehlen dieser Ringe bedeutet, dass diese Oxydschicht äusserst dünn sein muss.

<sup>2</sup>) H. MÜLLER, Phys. Rev. **40**, 1051, 1932, Phys. Rev. **45**, 500, 1933.

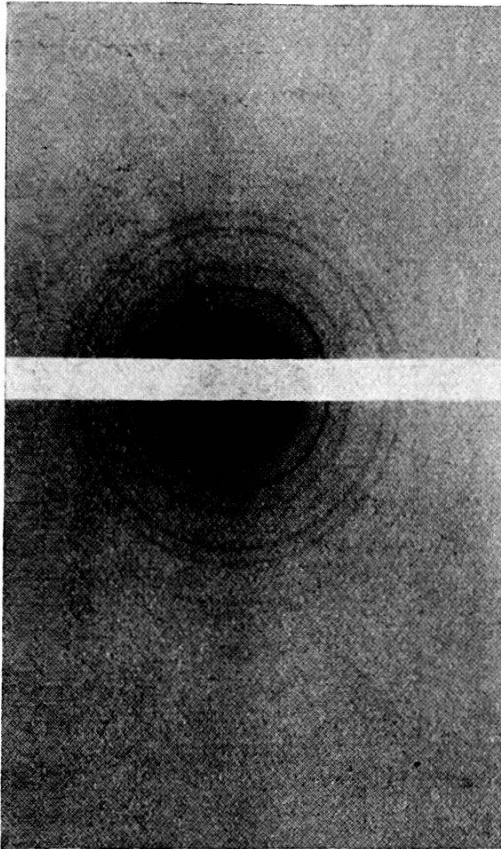


Fig. 1. MgO.

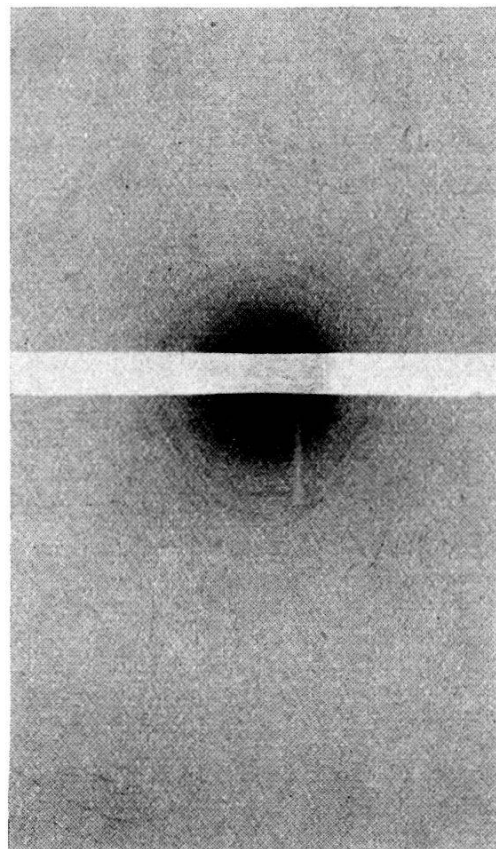


Fig. 2. Al.

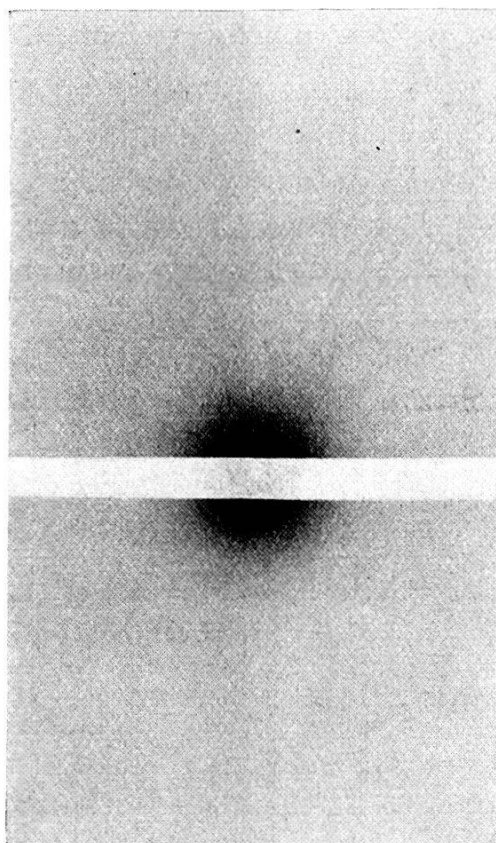


Fig. 3. Korund.

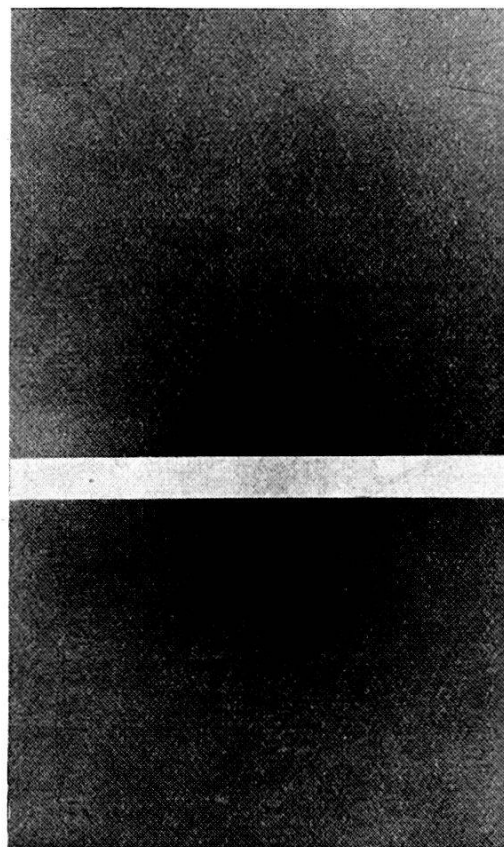


Fig. 4.  $\gamma$  Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Zur weiteren Klärung der aufgeworfenen Frage wurden Versuche mit  $\alpha$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Korund) und  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \gamma$  ausgeführt. Korund-Pulver gibt zahlreiche feine Ringe, deren Lagen den erwarteten entsprechen.

Bei  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \gamma$ , dessen Struktur noch unbekannt ist, beobachtet man drei starke breite Ringe und eine Anzahl verwaschener Linien, die auf äusserst feine Teilchen hinweisen. Diese Messungen zeigen aufs Schönste, wie besonders Elektronenstrahlen geeignet sind für Untersuchungen an Metallen, ihren Oxyden und Oxydationsvorgängen.

### **Zur Thermodynamik der Amalgame**

von H. H. von HALBAN (Universität Zürich).

(Erscheint in den H. P. A.)

### **Über die Frage der Erweiterung des ultravioletten Sonnenspektrums**

von E. MEYER, M. SCHEIN und B. STOLL (Universität Zürich).

(Erscheint in den H. P. A.)

### **Atmosphärische Untersuchungen mit dem Lichtzählrohr in Arosa**

von F. W. P. GÖTZ (Arosa), M. SCHEIN und B. STOLL (Universität Zürich).

Aus den Untersuchungen von M. SCHEIN und B. STOLL<sup>1)</sup> geht hervor, dass man mit passend gewählten Lichtzählrohren eine sehr kleine Zahl von ultravioletten Lichtquanten registrieren kann. Dies eröffnet die Möglichkeit, atmosphärische Untersuchungen durchzuführen, bei denen man es mit äusserst geringen Lichtintensitäten zu tun hat.

Wir greifen im folgenden zwei atmosphärisch-physikalische Probleme heraus, bei denen die Lichtzählrohrmethode erstmals erfolgreiche Anwendung findet.

#### *1. Der Umkehreffekt.*

Der von GÖTZ<sup>2)</sup> gefundene und gedeutete und von GÖTZ, DOBSON und MEETHAM<sup>3)4)</sup> in einer grösseren Messreihe ausge-

<sup>1)</sup> Vgl. die demnächst in der Helv. Phys. Acta erscheinende Arbeit von M. SCHEIN und B. STOLL über Lichtzählrohre.

<sup>2)</sup> F. W. P. GÖTZ, Gerl. Beitr. z. Geophys. **31**, 119, 1931.

<sup>3)</sup> F. W. P. GÖTZ, G. M. B. DOBSON and A. R. MEETHAM, Nature **132**, 231, 1933.

<sup>4)</sup> F. W. P. GÖTZ, Met. Zeitschr. **68**, 455, 1933.

wertete Umkehreffekt besteht in folgendem: Wir betrachten das Intensitätsverhältnis zweier Wellenlängen, deren kurzwellige im Hartley-Absorptionsgebiet des atmosphärischen Ozons, deren langwellige an dessen Grenze liegt, z. B.  $\lambda_1 = 3105 \text{ \AA.-E.}$  und  $\lambda_2 = 3232 \text{ \AA.-E.}$  Im Sonnenspektrum nimmt das Intensitätsverhältnis  $\frac{J_{\lambda_1}}{J_{\lambda_2}}$  mit sinkender Sonne, also zunehmender Zenitdistanz  $z$  bekanntermassen stetig ab. Auch im Spektrum des Zenitlichtes des blauen Himmels ist dies zunächst der Fall, hier aber erreicht das Intensitätsverhältnis bei einer gewissen Zenitdistanz der

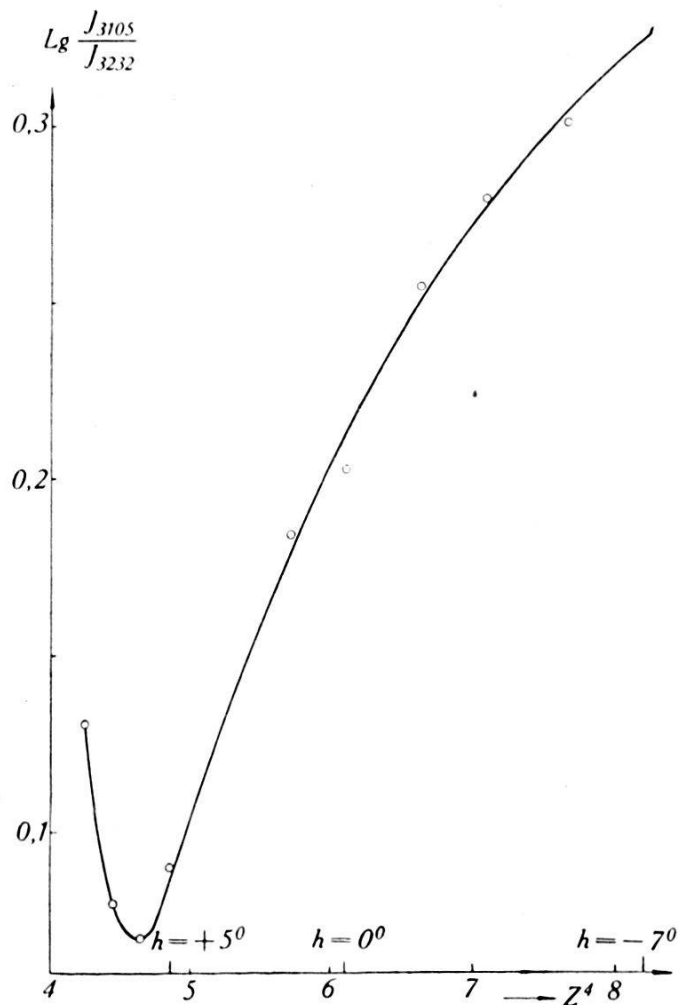


Fig. 1.

Sonne ein Minimum, um bei weiter wachsendem  $z$  wieder zuzunehmen. Da diese „Umkehr“ erst bei sehr tiefem Sonnenstand eintritt und der Verlauf der Kurve bis in die Dämmerung hinein von ganz besonderem Interesse ist, sind sehr lichtstarke Messanordnungen erforderlich.

Unsere Anordnung bestand im wesentlichen aus einem LEISS'schen Quarzmonochromator, dessen Spalt gegen Zenit gerichtet war. Abwechselnd wurden die beiden vorhin genannten

Wellenlängen ausgeblendet und auf ein Lichtzählrohr mit Cadmium als lichtempfindlicher Schicht fokussiert. Gemessen wurden jeweils die Intensitäten  $J_{\lambda_1}$  und  $J_{\lambda_2}$  des Zenitlichtes als Funktion der Zenitdistanz der Sonne  $z$  (Sonnenhöhe  $h$ ). Entsprechend der hohen Empfindlichkeit der Lichtzählrohre konnten diese Messungen am 28. März 1934 bis 19 Uhr 30 M.E.Z., d. h. bis zu einer Zenitdistanz  $z = 100^\circ$  (Sonnendepression  $10^\circ$ ) ausgedehnt werden, was wohl mit anderen lichtelektrischen Anordnungen kaum möglich sein dürfte. Das Ergebnis gibt Fig. 1 wieder, in welcher  $\log \frac{J_{\lambda_1}}{J_{\lambda_2}}$  als Funktion von  $z^4$  aufgetragen ist. Das Minimum liegt etwa bei  $5^\circ$  Sonnenhöhe.

Die Umkehrkurve ist der Effekt der „Einlagerung“ des absorbierenden Ozons in die zerstreue Atmosphäre. So ist es möglich, aus den Kurven die Art der Einlagerung, die vertikale Verteilung des atmosphärischen Ozons zu erschliessen. Diesbezüglich muss auf eine demnächst erscheinende grössere Arbeit verwiesen werden<sup>1)</sup>.

## 2. Bodennahes Ozon.

Eine weitere aussichtsreiche Anwendungsmöglichkeit im Gebiet der atmosphärischen Physik bieten die Lichtzählrohre bei der quantitativen Bestimmung des Ozongehaltes bodennaher Luftschichten.

Unsere Anordnung ist ähnlich derjenigen von GÖTZ und LADENBURG<sup>2)</sup> bei ihren Messungen in Arosa und von FABRY und BUISSON<sup>3)</sup> in der Provence. Dabei wurde die spektralphotometrische Intensitätsmessung durch das Auszählen von Lichtquanten mit Hilfe des Lichtzählrohrs ersetzt.

Die Intensitäten zweier Wellenlängen einer Quarzquecksilberlampe, welche in zwei verschiedenen Entfernungen vom Beobachtungsstandort gebracht wird, werden quantitativ gemessen. Es ist günstig, die eine der beiden Wellenlängen so nahe der maximalen Ozonabsorption zu wählen, als die Sauerstoffbanden von HERZBERG dies erlauben<sup>4)</sup>. Hierfür ist besonders die Hg-Linie 2654 Å.-E. geeignet, deren Absorptionskoeffizient  $\alpha = 123$  ist<sup>5)</sup>.

<sup>1)</sup> F. W. P. GÖTZ, A. R. MEETHAM and G. M. B. DOBSON, Proc. Roy. Soc. (A) 1934.

<sup>2)</sup> P. GÖTZ und R. LADENBURG, Naturw. **19**, 373, 1931.

<sup>3)</sup> CH. FABRY et H. BUISSON, C. R. **192**, 457, 1931.

<sup>4)</sup> P. GÖTZ und H. MAIER-LEIBNITZ, Zeitschr. f. Geophys. **9**, 253, 1933.

<sup>5)</sup> A. LÄUCHLI, Helv. Phys. Acta **1**, 208, 1928 und Zeitschr. f. Phys. **53**, 92, 1929.

Als zweite Wellenlänge wurde 3021 Å.-E. gewählt, deren Ozonabsorption ( $\alpha = 3$ ) schon sehr viel kleiner ist. Zur spektralen Zerlegung des Quecksilberlichtes wurde der lichtstarke Ultraviolett-spektrograph des Lichtklimatischen Observatoriums Arosa in Objektivprismenanordnung verwendet. Auf Grund photographischer Aufnahmen liess sich der Ort der beiden genannten Hg-Linien genau festlegen und mittelst passend angebrachter Spalte aus dem Gesamtspektrum ausblenden. Das Zählrohr wurde abwechselnd in den Strahlengang der beiden Linien gebracht und jeweils solange verschoben, bis ein Maximum der Lichtquantenzahl registriert werden konnte. Verwendet wurde ein Lichtzählrohr mit dünner Platinschicht als lichtempfindliches Material. Die grosse Distanz der Lichtquelle betrug 1555 m, die kleine Distanz 475 m. Nach Abzug der auf die durchdringende Strahlung entfallenden 4,0 Nullstösse ergaben sich als Zahl der Lichtstösse pro Minute:

Distanz	2654 Å.-E.	3021 Å.-E.
475 m	332,0	52,8
1555 m	74,0	29,0

Die RAYLEIGH'sche Zerstreuung wird rechnerisch berücksichtigt, etwaige Dunstwirkung darf in unserem Spektralgebiet weitgehend als neutral<sup>1)</sup> angesehen werden und fällt heraus.

Aus den gemessenen Intensitäten der beiden Hg-Linien lässt sich die Länge  $d' - d$  der Ozonschicht, welche in der durchstrahlten Luftstrecke zwischen den beiden Standorten der Lichtquelle vorhanden ist, nach folgender Formel in cm reinen Ozons von Atmosphärendruck in Arosa berechnen:

$$d'_{D'} - d_D = \frac{1}{\alpha_2 - \alpha_1} \left\{ \left[ \log \frac{J_2}{J_2'} - (\beta_2' - \beta_2) \right] - \left[ \log \frac{J_1}{J_1'} - (\beta_1' - \beta_1) \right] \right\}. \quad (1)$$

Hierbei bedeuten die einzelnen Grössen folgendes:  $J_1$  und  $J_2$  sind die gemessenen Intensitäten,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  die Absorptionskoeffizienten des Ozons,  $\beta_1$  und  $\beta_2$  die Koeffizienten der RAYLEIGH'schen Zerstreuung, wobei der Index 1 sich jeweils auf die Wellenlänge  $\lambda_1 = 3021$  Å.-E. bezieht und der Index 2 auf  $\lambda_2 = 2654$  Å.-E. (Ungestrichelte Grössen von  $J$  und  $\beta$  sind auf die kürzere Distanz von  $D = 475$  m und gestrichelte Werte auf die grössere Entfernung von  $D' = 1555$  m bezogen).

<sup>1)</sup> F. W. P. Götz, Helv. Phys. Acta **5**, 336, 1932.



Die so gemessenen Werte der Intensitäten ergaben, in die Formel (I) eingesetzt unter Verwendung der Ozonabsorptionskoeffizienten von LÄUCHLI am 22. März 1934 eine Schicht von

$$\underline{0,0027 \text{ cm Ozon}}$$

pro Kilometer Aroser Luftstrecke. Dieses Ergebnis ist identisch mit den Aroser Frühjahrswerten, wie sie die spektrophotometrische Methode ergibt.

Arosa, Lichtklimatisches Observatorium,  
Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

### Über die Messung einzelner Lichtquanten im Ultraviolett

von M. SCHEIN und B. STOLL (Universität Zürich).

(Erscheint in den H. P. A.)

### Koinzidenzversuche mit Lichtzählrohren

von M. SCHEIN und B. STOLL (Universität Zürich).

(Erscheint in den H. P. A.)

### Absorptionsversuche an metastabilen Thallium-Atomen

von FRITZ MÜLLER (Universität Zürich).

Aus dem Termschema des Thalliums<sup>1)</sup> ist ersichtlich, dass bei der Bestrahlung von Tl-Dampf bei niedrigem Druck mit dem Spektrum einer Tl-Lichtquelle zur Hauptsache die 4 folgenden Linien in Resonanz erscheinen<sup>2)</sup>:

$$\lambda = 3776 \text{ \AA.E.}$$

$$\lambda = 5350 \text{ \AA.E.}$$

$$\lambda = 2768 \text{ \AA.E.}$$

$$\lambda = 3530 \text{ \AA.E.}$$

Da das bekannte metastabile Tl-Niveau  $6 \text{ } ^2P_{3/2}$  vom Grundzustand aus gerechnet eine Energiedifferenz von nur etwa ein Volt besitzt, so ist es durch Steigerung der Temperatur schon in einem leichtzugänglichen Temperaturgebiet möglich, eine genügende Zahl von Tl Atomen zu erhalten, die sich in dem genannten Niveau befinden. Bekanntlich lässt sich nun die Zahl der Atome, die sich bei einer bestimmten Temperatur in einem höhern Energiezustand befinden, nach dem Boltzmann'schen Verteilungsgesetz wie folgt berechnen:

$$N_m = N_n \frac{g_m}{g_n} \cdot e^{-\frac{h \cdot \nu \cdot c}{kT}} \quad (1)$$

<sup>1)</sup> W. GROTRIAN, Graphische Darstellung der Spektren, II. Bd.

<sup>2)</sup> Dabei wird in diesem vorläufigen Bericht auf Einzelheiten im Termschema nicht eingegangen; eine ausführlichere Arbeit wird in Kürze in dieser Zeitschrift veröffentlicht werden.

Dabei bedeuten in unserm Fall  $N_m$  und  $N_n$  die Zahl der Atome im metastabilen respektive im Grundzustand,  $\frac{g_m}{g_n}$  das Verhältnis der statistischen Gewichte der beiden Zustände,  $\Delta\nu$  die Differenz der beiden betrachteten Terme im Frequenzmass,  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $k$  die Boltzmann'sche Konstante und  $T$  die absolute Temperatur.

Aus diesen Betrachtungen geht hervor, dass bei niedrigen Dampfdrucken zunächst nur die vom Grundzustand ausgehenden Linien  $\lambda = 3776 \text{ \AA.E.}$  und  $\lambda = 2768 \text{ \AA.E.}$  in Absorption erscheinen. Mit zunehmender Temperatur ist dann aber eine stets anwachsende Absorption der Linien  $\lambda = 5350 \text{ \AA.E.}$  und  $\lambda = 3530 \text{ \AA.E.}$ , die vom metastabilen Zustand ausgehen, zu erwarten<sup>1)</sup>.

Im folgenden werden Versuche über die Linienabsorption der beiden metastabilen Tl-Linien  $\lambda = 3550 \text{ \AA.E.}$  und  $\lambda = 5350 \text{ \AA.E.}$  beschrieben. Als Emissionsquelle diente ein Tl-Resonanzgefäss aus Quarz, in dessen Innern sich Tl-Dampf von niedrigem Druck befand. Die Resonanzstrahlung wurde mittelst einer Tl-Lampe nach CARIO-LOCHTE-HOLTGREVEN<sup>2)</sup> erzeugt. Zur Intensitätsmessung der Resonanzstrahlung diente eine photoelektrische Verstärkeranordnung. In den Strahlengang zwischen Resonanzgefäss und Photozelle konnte mittelst einer präzisen mechanischen Vorrichtung ein Absorptionsgefäss mit Tl-Dampf hineingeklappt werden. Durch Einschalten geeigneter Filter in den Strahlengang war es jeweils möglich, entweder die Linie  $\lambda = 3530 \text{ \AA. E.}$  oder  $\lambda = 5350 \text{ \AA. E.}$  für sich in Absorption zu untersuchen.

Der Absorptionsverlauf einer Spektrallinie in einer endlichen Schicht lässt sich unter der Voraussetzung, dass sowohl die Emissions- als auch die Absorptionslinie allein durch Dopplereffekt verbreitert sind, wie folgt darstellen<sup>3)</sup>:

$$\frac{J}{J_0} = 1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1! \sqrt{1 + 1 \left( \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda} \right)^2}} + \frac{k_{\lambda_0}^2 \cdot l^2}{2! \sqrt{1 + 2 \left( \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda} \right)^2}} - \dots +$$

$$+ \frac{(-1)^n k_{\lambda_0}^n \cdot l^n}{n! \sqrt{1 + n \left( \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda} \right)^2}} \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Dies wurde bei Temperaturen von  $800^\circ \text{ C}$  an von W. GROTRIAN, Zeitschr. f. Phys. **12**, 218, 1922, beobachtet.

<sup>2)</sup> G. CARIO und W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Zeitschr. f. Phys. **42**, 22, 1927.

<sup>3)</sup> M. SCHEIN, Helv. Phys. Acta, **2**, Suppl. I, 1929.

Darin ist  $k_{\lambda_0}$  der Absorptionskoeffizient in der Linienmitte bei unendlich dünner Schicht,  $l$  die Länge der absorbierenden Schicht in cm und  $\frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda}$  das Verhältnis der Dopplerbreiten von Emissions- und Absorptionslinie.  $\frac{J}{J_0}$  stellt die Durchlässigkeit des Tl-Dampfes dar, wobei  $J$  die gemessene Intensität mit und  $J_0$  diejenige ohne Absorptionsgefäß bedeutet. Aus dieser Formel ergibt sich zu jedem Wert von  $\frac{J}{J_0}$  bei bekannter Schichtdicke  $l$  das zugehörige  $k_{\lambda_0}$ .

Die Abhängigkeit der so bestimmten  $k_{\lambda_0}$ -Werte der Linie  $\lambda = 3530 \text{ \AA.E.}$  von der Zahl der metastabilen Atome — bezogen auf gleiche mittlere thermische Geschwindigkeit  $\bar{q}$  — ist in Fig. 1 wiedergegeben.

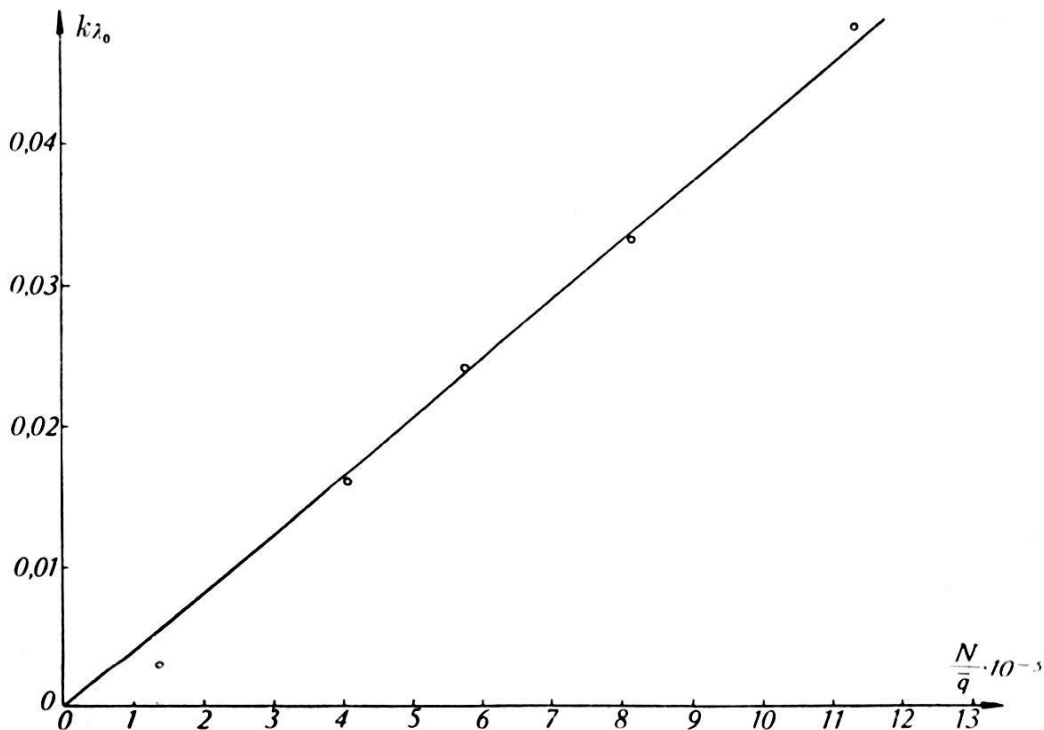


Fig. 1.

Die Zahl der metastabilen Atome bei der betreffenden Temperatur wurde nach dem Boltzmann'schen Gesetz (1) berechnet. Für  $k_{\lambda_0}$  als Funktion von  $\frac{N_m}{q}$  ergibt sich ein linearer Verlauf, was als schöner Beweis für die Richtigkeit des Boltzmann'schen Verteilungsgesetzes, angewendet auf die metastabilen Atome, angesehen werden kann.

Wie in der demnächst erscheinenden ausführlicheren Arbeit gezeigt werden soll, lässt sich aus den gemessenen Grössen von  $k_{\lambda_0}$  der Wert von  $\frac{h}{k}$  im Exponenten des Boltzmann-Faktors auf 3% genau bestimmen.

Zum Vergleich der  $k_{\lambda_0}$ -Werte der beiden Linien  $\lambda = 5350 \text{ \AA. E.}$  und  $\lambda = 3530 \text{ \AA. E.}$  geben wir dieselben bei einer Temperatur von  $710^\circ \text{ C}$  an:

$$\begin{aligned} k_{\lambda_0} &= 0,034 \quad (\lambda = 5350 \text{ \AA. E.}) \\ \underline{k_{\lambda_0}} &= \underline{0,076} \quad (\lambda = 3530 \text{ \AA. E.}) \end{aligned}$$

Als weiteres Ergebnis lässt sich aus den oben bestimmten Werten von  $k_{\lambda_0}$  unter der Voraussetzung, dass als verbreiternde Ursache der Absorptionslinie nur der Dopplereffekt wirksam ist, nach LADENBURG<sup>1)</sup> bekanntlich die absolute Intensität  $f$  der betrachteten Linien in folgender Weise berechnen:

$$f = \frac{k_{\lambda_0} \cdot \bar{q}}{2 \frac{e^2}{mc} \cdot \lambda_0 \cdot N} \quad (3)$$

Für die Linie  $\lambda = 5350 \text{ \AA. E.}$  ergibt sich dabei<sup>2)</sup>:

$$\underline{f = 0,013.}$$

Bei Kenntnis des  $f$ -Wertes lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit einer Linie nach LADENBURG<sup>3)</sup> in bekannter Weise berechnen. Für die Linie  $\lambda = 5350 \text{ \AA. E.}$  des Thalliums ergab sich dabei der Wert:

$$A_{kj} = 0,60 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}.$$

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

### Die Dampfdruckkurve des Thalliums bei sehr geringen Dampfdrücken VON FRITZ MÜLLER (Universität Zürich).

Kennt man für eine Spektrallinie die absolute Intensität ( $f$ ), sowie den Absorptionskoeffizienten ( $k_{\lambda_0}$ ) in der Mitte der Linie als Funktion der Temperatur, so ist es nach Formel (3) der vorhergehenden Mitteilung möglich, die Zahl  $N$  der vorhandenen Atome und damit den zu der betreffenden Temperatur gehörenden Druck des Dampfes zu bestimmen. Bis zurzeit waren die Drucke des Thalliums günstigstenfalls von  $634^\circ \text{ C}$  bis zu  $1200^\circ \text{ C}$  bekannt. Um die unterhalb  $634^\circ \text{ C}$  schon sehr geringen Dampfdrucke zu bestimmen, konnte die oben genannte Beziehung (3) benutzt werden.

Zur Dampfdruckbestimmung wurde die vom Grundzustand ausgehende Absorptionslinie  $\lambda = 3776 \text{ \AA. E.}$  des Tl-Atoms verwendet. Gestützt auf die Ergebnisse von FERMI und RASETTI<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 775, 1924.

<sup>2)</sup> Wegen der Komplexstruktur der Linie  $\lambda = 3530 \text{ \AA. E.}$  wird auf deren  $f$ -Wert erst in der ausführlicheren Arbeit eingegangen werden.

<sup>3)</sup> R. LADENBURG, Zeitschr. f. Phys. **4**, 451, 1921.

<sup>4)</sup> E. FERMI und F. RASETTI, Zeitschr. f. Phys., **43**, 379, 1927.

sowie PROKOFJEW und SOLOWIEW<sup>1)</sup>, die als genügend sicher angesehen werden können, wurde der  $f$ -Wert der Linie  $\lambda = 3776 \text{ \AA.E.}$  demjenigen der Linie  $\lambda = 5350 \text{ \AA.E.}$  gleichgesetzt. Da der letztere aus der vorhergehenden Mitteilung bekannt ist, so ergibt sich damit der  $f$ -Wert der Linie  $\lambda = 3776 \text{ \AA.E.}$  ebenfalls zu 0,013. Mit Hilfe dieses Wertes, sowie mit den im Gebiete von  $350^\circ \text{ C}$  bis  $500^\circ \text{ C}$  gemessenen Grössen von  $k_{\nu_0}$ , konnte die Dampfdruckkurve — für dieses Temperaturgebiet — ermittelt werden. Fig. 1

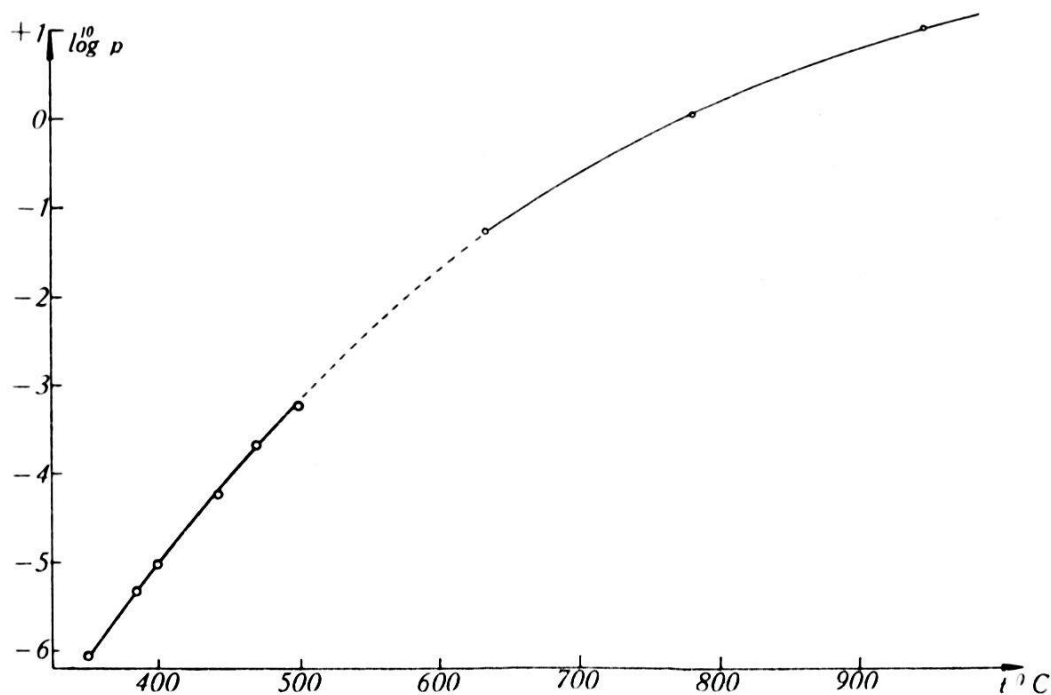


Fig. 1.

—○— bisher bekanntes Gebiet    ..... interpoliertes Gebiet  
 —○— von uns gemessenes Gebiet.

zeigt das Resultat. In der Figur ist  $\log p$  als Funktion der Temperatur  $t$  ( $^\circ \text{C}$ ) aufgetragen. Der glatte Verlauf und die gute Anpassung des von uns gemessenen Kurvenstückes der Dampfdruckkurve an die oberhalb  $634^\circ \text{ C}$  bekannte Kurve, dürften einen Beweis für die Richtigkeit des für die Linie  $\lambda = 3776 \text{ \AA.E.}$  verwendeten  $f$ -Wertes darstellen. Ferner ist hervorzuheben, dass die von uns verwendete optische Methode sich bis zu sehr geringen Dampfdrücken des Thalliums ( $10^{-6} \text{ mm Hg}$ ) anwenden lässt.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

### Über die Hyperfeinstruktur und die absolute Intensität der Zn-Resonanzlinie $3076 \text{ \AA.E.}$

von W. BILLETER (Universität Zürich).  
 (Erscheint in den H. P. A.)

<sup>1)</sup> W. K. PROKOFJEW und W. N. SOLOWIEW, Zeitschr. f. Phys., **48**, 276, 1928.

**Présentation de nouveaux chronomètres Ulysse Nardin enregistrant  
électriquement le  $\frac{1}{5}$  de seconde, et le  $\frac{1}{10}$**

par HENRI ROSAT (Le Locle).

Lors de notre séance d'automne à Altdorf, nous avons relaté les résultats obtenus pour l'enregistrement électrique des temps par les chronomètres Nardin munis de mécanismes laissant passer — ou interrompant — le courant électrique dans le chronomètre, précisé la durée très courte de ces signaux et posé la question de savoir quels instruments récepteurs peuvent enregistrer ces courants-là pour rendre les divers services extra-précis utiles aux recherches scientifiques.

Jusqu'ici, l'enregistrement électrique de la seconde paraissait suffire, l'interpolation d'un signal donnant à celui-ci la précision suffisante.

Mais actuellement, on demande cet enregistrement à chaque  $\frac{1}{5}$  de seconde et nous avons l'avantage de vous présenter un tel chronomètre de bord dont les résultats sont absolument satisfaisants: *la plus exacte coïncidence du coup de l'échappement et du signal électrique enregistré*, a été constatée par notre collègue Mr. R. STRAUMANN, ingénieur à Waldenbourg, au moyen de ce bel instrument nommé «*Balance des temps*» construit en collaboration avec la Maison Siemens & Halske à Berlin.

La construction d'un même mécanisme sur le chronomètre battant le  $\frac{1}{10}$  de seconde est aussi réalisée, et c'est le second type que nous avons l'avantage de vous soumettre; la précision en est extrême aussi.

Les diagrammes de ces enregistrements, avec signaux intercalés sont annexes; ils ont été obtenus sur le chronographe Favag au Technicum du Locle, au moyen d'un amplificateur à lampe, comme pour la radio; mais il est possible d'utiliser un courant d'intensité appropriée, avec ou sans amplification, en plaçant des résistances convenables, afin que l'usage en campagne soit assuré contre les risques éventuels; ces essais sont en cours, et nous pourrons, lors de notre prochaine rencontre à Zürich, en septembre, vous fournir un rapport encore plus complet.

Nous espérons que cette communication vous aura intéressés; la crise si douloureuse que traverse l'industrie horlogère permet aux recherches chronométriques de toutes sortes d'être abordées suivant les désirs des savants; on a du temps à y consacrer.