

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 1 (1928)  
**Heft:** VII/VIII

**Vereinsnachrichten:** Compte-rendu des séances de la Société Suisse de Physique

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

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 30.03.2025

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

## Compte-rendu des séances de la Société Suisse de Physique

tenues à Lausanne, les 31 août et 1er septembre 1928.

Président: Prof. A. JAQUEROD (Neuchâtel).

Vice-président: Prof. H. GREINACHER (Berne).

Secrétaire-Trésorier: H. MÜGELI (Neuchâtel).

---

### 1. Partie administrative.

Ont été reçus:

- a) comme membres ordinaires de la S. S. P.: MM. HANS HURTER (Neuhausen); WERNER JOHNER (Bruxelles) et CHARLES JEANJAQUET (Neuchâtel);
- b) comme membres collectifs: Zentralbibliothek Zürich, Physikalisches Institut der Universität Giessen, Bibliothek der Technischen Hochschule Hannover.

### 2. Communications scientifiques.

#### Sur la dynamique des phénomènes d'imbibition

par C. E. GUYE et H. SAINI (Genève).

Sous ce titre, les auteurs communiquent les résultats préliminaires d'une étude expérimentale sur la propagation de l'imbibition dans des bandes poreuses disposées verticalement et horizontalement (papier buvard, papier de télégraphe) et cela avec divers liquides (eau, pétrole, vaseline). A la condition de ne pas envisager des expériences de trop longue durée qui peuvent être troublées par l'altération des liquides, ces expériences sont en assez bon accord avec les formules théoriques établies antérieurement par l'un des auteurs.

Ce travail paraîtra dans les «*Helvetica Physica Acta*».

---

#### Contribution à l'étude calorimétrique de l'imbibition des corps poreux

par H. SAINI (Genève).

Ce travail complète le précédent. Il a pour but de déterminer l'énergie calorifique dégagée par imbibition, en absence de tout travail extérieur. La méthode employée est une méthode calori-

métrique thermoélectrique, susceptible d'une grande sensibilité. Les résultats de ces recherches ont montré que l'énergie disponible sous forme de chaleur par imbibition est dans les cas étudiés généralement considérable, relativement à celle qui est nécessaire pour vaincre la pesanteur et les forces de viscosité.

Ce travail paraîtra dans les «*Helvetica Physica Acta*».

### Verbindungsspektren der Halogensalze von Quecksilber, Cadmium und Zink.

VON K. WIELAND, Basel  
ausgeführt bei Prof. A. Hagenbach.

Die im Blau und Grün gelegenen, von LOHNMEYER<sup>1)</sup> genau untersuchten Spektren der Quecksilberhalogene ( $\text{HgJ}_2$ ,  $\text{HgBr}_2$ ,  $\text{HgCl}_2$ ) zeigen unscharfe Bandensysteme. Die entsprechenden Spektren der weniger flüchtigen Cadmium- und Zinkhalogene ( $\text{CdJ}_2$ ,  $\text{CdBr}_2$ ,  $\text{CdCl}_2$ ,  $\text{ZnJ}_2$ ,  $\text{ZnBr}_2$ ,  $\text{ZnCl}_2$ ) konnte ich in einem aus Quarz gefertigten Geisslerrohr erhalten und photographieren. Es sind ebenso diffuse, aber im Rot und Gelb gelegene Bandensysteme. Die Ähnlichkeit ist besonders bei den Jodiden auffallend, die die deutlichste Struktur aufweisen. Neuerdings hat TEREIN<sup>2)</sup> diese Spektren auch in Fluoreszenz beobachtet.

Während sich diese im sichtbaren Spektralbereich gelegenen Banden wegen ihrer Unschärfe wenig für theoretische Deutung eignen, treten im Ultraviolett zum Teil sehr scharfe Bandensysteme auf, die auch in theoretischer Hinsicht aussichtsreich erscheinen. Die Quecksilbersalze sind im Ultraviolett nur sehr oberflächlich untersucht worden<sup>2)3)</sup>, die Cadmium- und Zinkhalogene sozusagen gar nicht<sup>2)</sup>. Ich habe nun alle neun Verbindungsspektren im Bereich von 4000 bis 2300 Å mit einer 3-Quarzprismenanordnung photographiert. Die Quecksilberhalogene zeigen unterhalb 3000 Å besonders schöne, nach Violett abgeschattigte Bandensysteme, die in scharfe Kanten, nicht aber in Linien aufgelöst sind. Cadmiumjodid, Cadmiumbromid und Zinkjodid weisen analoge Bandensysteme auf, die jedoch bei längern Wellen, zwischen 3400 und 3100 Å, liegen. Zinkbromid, Zinkchlorid und Cadmiumchlorid geben weniger übersichtliche Banden.

Von diesen Spektren habe ich bis jetzt dasjenige des Quecksilberchlorids, das zwischen 2650 und 2380 Å liegt, genau ver-

1) J. LOHNMEYER, *Zeitschr. f. wiss. Phot.* **4**, 367, 1904.

2) A. TEREIN, *Zeitschr. f. Ph.* **44**, 713, 1927.

3) A. C. JONES, *Wied. Ann.* **62**, 30, 1897.

rechnet. Das Bandensystem besteht aus nahezu 100 Banden, die bei einer durchschnittlichen Abweichung von  $\Delta \nu = \pm 1$  durch folgende Kantenformel wiedergegeben werden:

$$\left. \begin{aligned} \nu &= 39700,5 + 341,4 (n' + \frac{1}{2}) - 292,5 (n'' + \frac{1}{2}) \\ &- 1,71 (n' + \frac{1}{2})^2 + 1,69 (n'' + \frac{1}{2})^2 \\ &- 0,0096 (n' + \frac{1}{2})^3 + 0,0092 (n'' + \frac{1}{2})^3 \end{aligned} \right\} \text{HgCl}^{35}$$

$\nu$  bedeutet die Frequenz in Schwingungszahlen.

$n'$  und  $n''$  bedeuten die Oszillationsquantenzahlen für Anfangs- und Endterm.

Ferner liess sich der Isotopeneffekt für Chlor feststellen. Unter Benützung der Atomgewichte  $M_1 = 35,0$  und  $M_2 = 37,0$  für Chlor, und  $M' = 200,6$  für Quecksilber berechnet sich der Massenfaktor  $\rho$  zu:<sup>1)</sup>

$$\rho = \frac{1}{2} \frac{M' (M_1 - M_2)}{M_2 (M_1 + M')} - 1 = 0,9770 .$$

Damit können wir aus obiger, für  $\text{HgCl}^{35}$  gültiger Kantenformel diejenige von  $\text{HgCl}^{37}$  berechnen. Sie lautet:

$$\left. \begin{aligned} \nu &= 39700,5 + 333,5 (n' + \frac{1}{2}) - 285,8 (n'' + \frac{1}{2}) \\ &- 1,63 (n' + \frac{1}{2})^2 + 1,61 (n'' + \frac{1}{2})^2 \\ &- 0,0090 (n' + \frac{1}{2})^3 + 0,0086 (n'' + \frac{1}{2})^3 \end{aligned} \right\} \text{HgCl}^{37}$$

Die Isotopenaufspaltung konnte an rund 40 Kanten deutlich nachgewiesen werden. Eine Aufspaltung der 0,0-Kante um  $\Delta \nu = 3$  liess sich nicht, wie anfänglich vermutet worden war, durch Isotopenaufspaltung bei halbzahlgiger Numerierung ( $n + \frac{1}{2}$ ) erklären, da in diesem Falle  $\Delta \nu$  nur  $= 0,6$  betragen dürfte.

Die entsprechenden Banden bei  $\text{HgBr}$ , die etwas nach längeren Wellenlängen zu verschoben sind, zeigen ebenfalls Dubletts, die sehr wahrscheinlich den Bromisotopen ( $M_1 = 79,0$ ,  $M_2 = 81,0$ ) zuzuschreiben sind. Eine ausführliche Arbeit hierüber, sowie über die übrigen Banden, wird als Dissertation erscheinen.

### Über den Assoziationsgrad in flüssigen Dielektrika

von M. WOLFKE (Warschau).

In Bezug auf die DEBYE'sche Dipoltheorie der Dielektrika zeigen bekanntlich die Gemische flüssiger Dielektrika zwei Arten von Abweichungen: bei einer Gruppe von Dipolsubstanzen nimmt die Molekularpolarisation der Dipolkomponente mit steigender Konzentration ständig ab, bei der anderen Gruppe wächst sie

<sup>1)</sup> R. S. MULLIKEN, Phys. Rev. (2) 25, 119, 1925.

anfangs, um erst nach einem oder mehreren Maxima abzunehmen. Diese Abweichungen von der Theorie, wonach in Gemischen die Molekularpolarisation von der Konzentration der einzelnen Komponenten unabhängig sein müsste, werden bekanntlich durch Assoziation der Dipolmoleküle gedeutet<sup>1)</sup>.

Im ersten Falle wird angenommen, dass die Dipolmoleküle zu Paaren derart assoziieren können, dass sich dabei ihre Dipolmomente gegenseitig aufheben und das gebildete System elektrisch neutral wird; im zweiten Falle wird angenommen, dass bei Assoziation zu zweien das resultierende Dipolmoment grösser wird und erst ein drittes hinzukommendes Dipolmolekül das ganze System in elektrischer Hinsicht neutralisiert. Wir wollen die erste Art der Assoziation „einfache Assoziation“ und die zweite Art „mehrfache Assoziation“ nennen.

Da die Assoziationserscheinungen nicht nur für die Theorie der Dielektrika allein, aber in Hinsicht auf unsere Kenntnisse der Struktur der Flüssigkeiten im allgemeinen grosses Interesse beanspruchen, so habe ich im Physikalischen Institut I der Techn. Hochschule Warschau systematische experimentelle Untersuchungen über diese Fragen veranlasst<sup>2)</sup>. Gleichzeitig habe ich einen Versuch zu ihrer quantitativen theoretischen Deutung unternommen, da sie bis jetzt theoretisch nur qualitativ behandelt worden sind.

Hier werden wir uns nur auf die Erscheinungen der einfachen Assoziation in flüssigen binären Gemischen einer Dipolsubstanz mit einer dipollosen beschränken. Für diesen Fall habe ich nun auf Grund der klassischen statistischen Mechanik, mit Heranziehung des sogenannten „Einstein'schen Satzes“ den Assoziationsgrad, d. h. das Verhältnis der assoziierten Dipolmoleküle zu ihrer Gesamtzahl in der Mischung, berechnet. Es ergab sich folgender Ausdruck:

$$\eta = \left[ 1 - \frac{N}{2 \nu \cdot n} \left( 1 - e^{-\frac{2 \nu \cdot n}{N}} \right) \right] \cdot \left( 1 - e^{-\frac{E}{kT}} \right),$$

wo  $\eta$  den Assoziationsgrad,  $N$  – die Avogadro'sche Konstante,  $n$  – die Zahl der Dipolmoleküle auf  $N$  Moleküle der Mischung,  $k$  – die Boltzmann'sche Konstante,  $T$  – die absolute Temperatur der Mischung,  $\nu$  – eine für die Flüssigkeit charakteristische Konstante und  $E$  – die Assoziationsenergie, d. h. die zur Trennung

<sup>1)</sup> P. DEBYE, Marx, Handb. d. Rad. **6**, S. 633, 1925. L. LANGE, Zeitschr. f. Phys. **33**, 169, 1925.

<sup>2)</sup> J. ROLINSKI, Dokt.-Diss. Techn. Hochschule, Warschau 1928. C. R. de la Soc. des Sciences et des lettres de Varsovie, 14. Juni 1928. Phys. Zeitschr. **29**, 658, 1928.

eines assoziierten Molekülpaars notwendige Arbeit, bedeuten. Die letztere Grösse kann näherungsweise gleich  $\frac{\mu^2}{r^3}$  gesetzt werden, wo  $\mu$  das Dipolmoment des betreffenden Moleküls und  $r$  den Abstand zweier assoziierten Moleküle voneinander bedeutet.

Der theoretisch gefundene Ausdruck wurde für Äthyläther, Chlorbenzol und Chinolin mit den Messungen von J. ROLINSKI<sup>1)</sup> und für Nitrobenzol mit denjenigen von L. LANGE<sup>2)</sup> verglichen. Die gemessenen und die nach der Theorie berechneten Werte des Assoziationsgrades für verschiedene Konzentrationen bei konstanter Temperatur sind graphisch in der Figur dargestellt, wobei

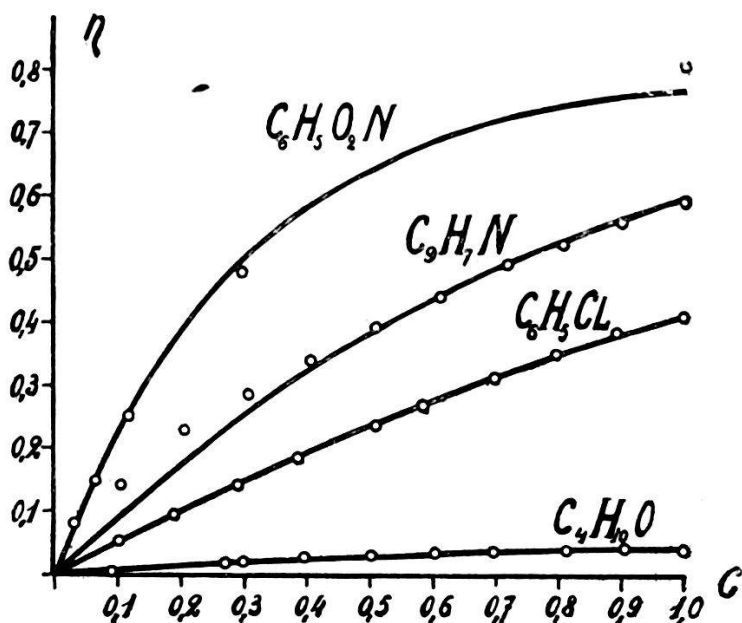


Fig. 1.

die ausgezogenen Kurven der Theorie entsprechen und die experimentellen Werte als Punkte eingetragen sind.

Aus diesem Vergleich ersehen wir, dass zwischen der Theorie und den Messungen eine ausserordentlich gute Übereinstimmung vorhanden ist.

Die für die Konstanten  $\nu$  und  $E$  erhaltenen Werte, als auch die abgeschätzten Werte für  $r$  sind zusammen mit den bekannten Dipolmomenten  $\mu$  hier angegeben:

	$\eta$	$\nu$	$E$	$r$
Äthyläther	$1,22 \cdot 10^{-18}$	es 1	$0,32 \cdot 10^{-14}$ erg	$7,7 \cdot 10^{-8}$ cm
Chlorbenzol	1,55	„ „ 1,1	4,7 „ „	3,7 „ „
Chinolin	2,25	„ „ 2	6,3 „ „	4,3 „ „
Nitrobenzol	3,84	„ „ 5	7,5 „ „	5,8 „ „

<sup>1)</sup> J. ROLINSKI, loc. cit. Tab. VII, VIII und IX.

<sup>2)</sup> L. LANGE, loc. cit. Tab. 1, S. 173.

Aus diesen Werten sehen wir, dass mit wachsendem Dipolmoment des Moleküls sowohl die Konstante  $\nu$  als auch die Assoziationsenergie  $E$  grösser wird, dabei sind alle Werte für  $\nu$  durchwegs von der Grössenordnung des Moleküldurchmessers.

Was nun die Abhängigkeit des Assoziationsgrades von der Temperatur der Mischung betrifft, so lässt sich diese Frage leider heute auf Grund der in der Literatur nur sehr spärlich vorhandenen Messresultate nicht genau prüfen und ich habe daher in hiesigem Institut Messungen in dieser Richtung veranlasst.

Auf der gleichen Grundlage lassen sich auch die Erscheinungen der mehrfachen Assoziation theoretisch behandeln und habe ich bereits für solche Fälle die Zahl der zu zweien und dreien assoziierten Dipolmoleküle in Funktion von Konzentration und Temperatur der Mischung berechnet; der Vergleich der so erhaltenen Resultate mit den in der Literatur vorhandenen Messergebnissen ist im Gange und wird demnächst veröffentlicht.

---

### **Über die Dielektrizitätskonstante des flüssigen Heliums**

von M. WOLFKE, Warschau.

(Gemeinsam mit H. KAMERLINGH ONNES und mit W. H. KEESOM.)

Veröffentlicht: Kon. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam, vol. XXVII, 623, 1924; XXXI, 81, 90, 1927.— Comm. Leiden, Nos. 171b, 190a, b, 1927; 192a, 1928. — C. R. de l'Acad. des Sc. de Paris, t. 185, 1465, 1927. — C. R. de la Soc. des Sciences et des Lettres de Varsovie, XX, 3, 11, 1928; XXI, 137, 1928.

---

### **Über eine interferometrische Methode zur Bestimmung ebener elastischer Spannungszustände**

von H. FAVRE und F. TANK (Zürich).

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta.)

---

### **Quelques applications de la méthode interférométrique de détermination des tensions intérieures dans les solides**

par H. FAVRE (Zürich).

(Paraîtra dans les Helvetica Physica Acta.)

---

### **Über den zeitlichen Verlauf des Zündvorganges bei der Glimmentladung**

von F. TANK und K. GRAF (Zürich).

(Erscheint in den Helvetica Physica Acta.)

---

## Über das Verhalten von Glühkathodengleichrichtern bei sehr hohen Frequenzen

VON J. MÜLLER und F. TANK, Zürich.

Die geläufige Theorie der Elektronenröhren baut sich auf den statischen Kennliniendiagrammen auf. Sobald es sich aber um so rasch veränderliche Vorgänge handelt, dass die Trägheit der Elektronen einen massgebenden Einfluss gewinnt, sind diese Grundlagen nicht mehr zu verwenden, und die Erscheinungen werden bedeutend verwickelter.

BENHAM<sup>1)</sup> ist wohl der erste, der den einfachsten Fall, den der Glühkathodendiode, rechnerisch und experimentell behandelt hat. Dass bei ihm Rechnung und Messung nicht übereinstimmen, scheint uns vor allem daran zu liegen, dass BENHAM die bekannte Grenzbedingung konstanter, verschwindender Feldstärke an der Kathode auch für hohe Frequenzen übernimmt, und damit von vornherein die Möglichkeit eines Verschiebungsstromes infolge der Elektrodenkapazitäten als ausgeschlossen betrachtet. Sobald man diese Randbedingungen aber nicht macht, wird die Rechnung ausserordentlich viel schwieriger. Es bleibt dann zunächst nur der experimentelle Weg. Die beiden Hauptfragen, die man mit seiner Hülfe zu lösen suchen wird, sind die Frage nach dem Wechselstromwiderstand der Röhre und die Frage nach dem Gleichrichtereffekt.

Unsere Versuche wurden mit einer kleinen Diode von zylindrischer Anordnung ausgeführt. Sie bildete den Abschluss eines Paralleldrahtsystemes, das mit einer beweglichen Brücke auf Resonanz abgeglichen werden konnte. Das Paralleldrahtsystem bestand aus dünnen Messingrohren, in die eine innere isolierte Leitung eingezogen war. Auf diese Weise liessen sich die Gleichspannungen für Heizung und Anode zuführen, ohne dass die geometrischen Verhältnisse des abgestimmten Teiles am Paralleldrahtsystem stark gestört wurden. Letzterer selbst war mit einem Kurzwellengenerator lose gekoppelt.

Im Prinzip lässt sich der Wechselwiderstand der Diode aus Resonanzlage der Brücke und Breite der Resonanzkurve bestimmen. Experimentelle Schwierigkeiten, die mit Einzelheiten der Röhrenkonstruktionen zusammenhängen, haben uns aber noch nicht gestattet, diese Messung zuverlässig durchzuführen. Nur soviel lässt sich sagen, dass im verwendeten Wellenbereich von 1 bis 5 Metern der Wechselwiderstand in der Hauptsache durch die *Röhrenkapazität* bestimmt ist. Es ist dies immerhin insofern

---

<sup>1)</sup> W. E. BENHAM, Phil. Mag. 5, 323, 1928; 5, 641, 1928.



ein bemerkenswertes Resultat, weil es der Annahme von BENHAM widerspricht und besagt, dass bei nichtquasistationärer Raumladungverteilung auch im Gebiet des sog. „Raumladungsstromes“

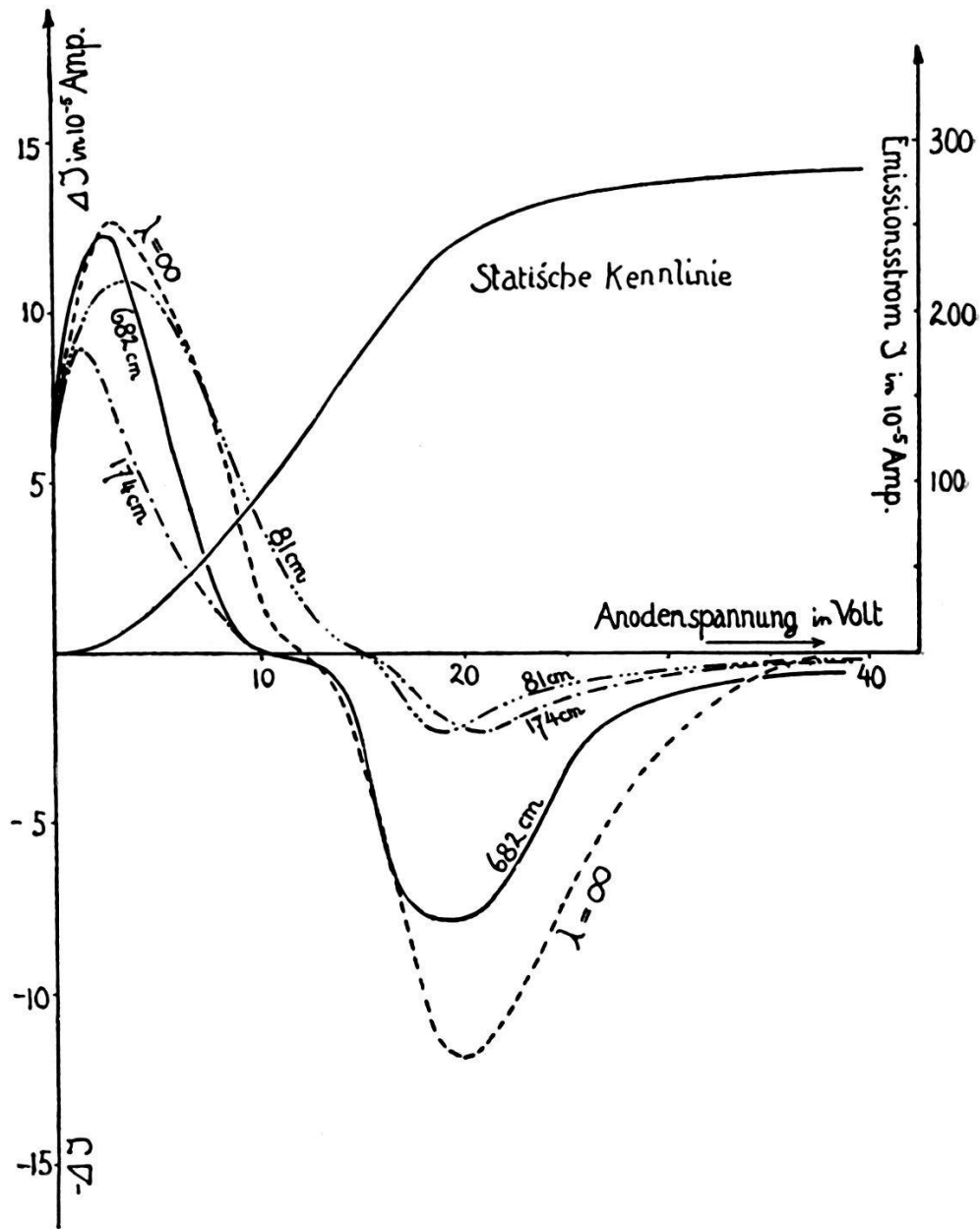


Fig. 1.

eine von Null verschiedene Feldstärke an der Kathode sich ausbildet.

Zur Untersuchung des Gleichrichtereffektes wurde bei verschiedenen Anodenspannungen der Unterschied  $\Delta J$  des Emissionsstromes bei Vorhandensein und ohne überlagerte Wechselspannung gemessen. Die Wechselspannung war dabei während einer Versuchsreihe, die für eine bestimmte Frequenz ausgeführt wurde,

konstant. Um vergleichbare Angaben zu erhalten, wurden alle Messungen auf denselben Wert des gleichgerichteten Stromes bei  $E = 0$  bezogen. Auf diese Weise ergaben sich die Kurven in Fig. 1.

Die Abhängigkeit des Gleichrichtereffektes von der Wellenlänge ist keine einfache, indem je nach den Phasenbeziehungen, d. h. je nach dem Wert der Grösse  $\frac{\omega a}{v}$  ( $\omega$  Frequenz der Wechselspannung,  $a$  Elektrodenabstand,  $v$  mittlere Elektronengeschwindigkeit) für die kürzere Welle unter Umständen wieder günstigere Gleichrichterverhältnisse eintreten können als für eine längere Welle.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

### Über das Thermodynamische Gleichgewicht im Universum

von F. ZWICKY, Pasadena.

### Der Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung

von M. WEHRLI, Basel.

1) *Die Vorgänge an der Kathode.* Siehe: Helv. Phys. Acta 1, 247, 323, 1928.

2) *Die Vorgänge an der Anode.* Die theoretischen Untersuchungen stützen sich bei den Vorgängen an der Kathode im wesentlichen auf den Energiesatz und die POISSON'sche Gleichung, und sie können deshalb auch auf die Vorgänge an der Anode ausgedehnt werden. Solange die Anode keine positiven Ionen abgibt, gestaltet sich die Rechnung analog wie an der Kathode. Teilt man das Anodenfallgebiet in zwei Teile, so liefert der Energiesatz für den Teil 1 an der Anodenoberfläche:

$$I U_0 + \bar{I}^- U_a = \mp W_1 + W_2 + g_1 W_3 + \bar{I}^+ V_J - I \varphi^- \quad (1)$$

für den Teil 2 gegen die Entladungssäule:

$$\bar{I}^+ U_a = \pm W_1 + g_2 W_3 + (I_a^+ - \bar{I}^+) V_J - I_a^- U_a + I_a^+ U_a^+ \quad (2)$$

Und schliesslich für das gesamte Anodenfallgebiet (Teil 1 + 2):

$$I (U_0 + U_a) = W_2 + W_3 + I_a^+ V_J - I \varphi^- - I_a^- U_a + I_a^+ U_a^+ \quad (3)$$

Es bedeuten dabei:  $I$  die gesamte Stromstärke,  $U_0$  den Spannungsabfall in der Anode,  $\bar{I}^-$  den negativen Strom, der den Anodenfall  $U_a$  durchfällt,  $W_1$  den Energiestrom von Teil 1 nach Teil 2

durch Strahlung oder Gasleitung,  $W_2$  den Wärmeverlust durch die Anode (Strahlung und Leitung),  $W_3$  die Energieverluste durch das Gas (Konvektion usw.),  $\bar{I}^+$  den positiven Strom, der den Anodenfall  $U_a$  durchfällt,  $V_J$  die Ionisierungsspannung des Gases,  $\varphi^-$  die Austrittsspannung der Elektronen aus dem Anodenmaterial,  $I^-$  den negativen und  $I^+$  den positiven Strom. Der Index  $d$  bezeichnet die Variable in der Grenzschicht gegen die Entladungssäule,  $U_d^-$  und  $U_d^+$  sind die mittleren translatorischen Geschwindigkeiten der negativen und positiven Träger (in Volt) in Richtung der  $x$ -achse (Entladungssachse).  $g_1$  und  $g_2$  sind echte Brüche, für welche gilt:  $g_1 + g_2 = 1$ .

Aus (1), (2) und (3) folgt:

$$\bar{I}^+ + \bar{I}^- = I \quad (4)$$

Emittiert die Anode den Ionenstrom  $I_0^+$ , so muss zur rechten Seite der Gleichungen (1) und (3) der Ausdruck:  $I_0^+(\varphi^+ - V_J)$  addiert werden, wobei  $\varphi^+$  die Austrittsspannung der positiven Ionen aus der Anode ist.

Mit den Randbedingungen  $x = 0$ ,  $U = 0$  und für  $x = -d$ ,  $U = U_a$ ,  $E = E_a$ , erhält man mittels der *Poisson'schen Gleichung* die Beziehung:

$$U_a = \frac{C_1}{(2+l)4\pi\bar{i}_1} \left[ \left( E_d^{1+l} + (1+l) \frac{4\pi\bar{i}_1}{C_1} d \right)^{2+l/1+l} - E_d^{2+l} \right], \quad (5)$$

wenn man für die Geschwindigkeit der negativen Teilchen den Ansatz macht:  $v^- = C_1 E^l$ , wobei  $C_1$  und  $l$  Konstanten sind. Es bezeichnen ferner  $E$  das elektrische Feld und  $\bar{i}_1$  die negative Stromdichte, welche die negative Raumladung im Anodenfallgebiet hervorruft. Den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Strömen zeigt die Gleichung:

$$\bar{I}^- = \bar{i}_1 \cdot F + \bar{I}^+ \cdot a \quad (6)$$

$F$  ist der mittlere Querschnitt der Entladung zwischen  $-d$  und  $0$ ,  $a$  das Verhältnis der Geschwindigkeiten der negativen und positiven Ladungsträger, d. h.

$$a = v^-/v^+ \quad (7)$$

Das Glied  $\bar{I}^+ \cdot a$  neutralisiert gerade den positiven Strom  $\bar{I}^+$ . Die ausführliche Ableitung erkennt man in der oben zitierten Arbeit.

## Kompensationseigenschaften aus anisotropem Material gefertigter Chronometerunruhen

VON R. STRAUMANN, Waldenburg.

Die Elinwarspiralfeder, deren thermoelastische Eigenschaften in Nr. 2 der „Helvetica Physica Acta“<sup>1)</sup> behandelt werden, sollte in Verbindung mit einer geeigneten monometallischen Unruhe ein thermisch kompensiertes Schwingsystem ergeben. Der Elinwar ist aber in seiner Zusammensetzung nicht durchweg homogen, so dass verschiedene aus demselben Guss gewonnene

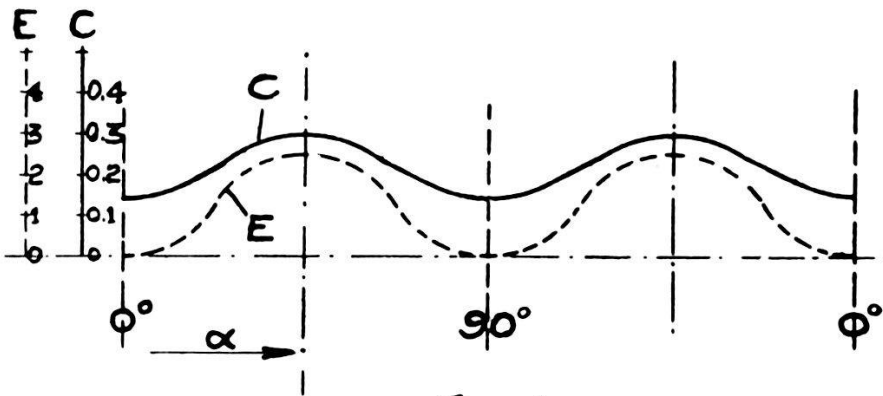


Fig. 1

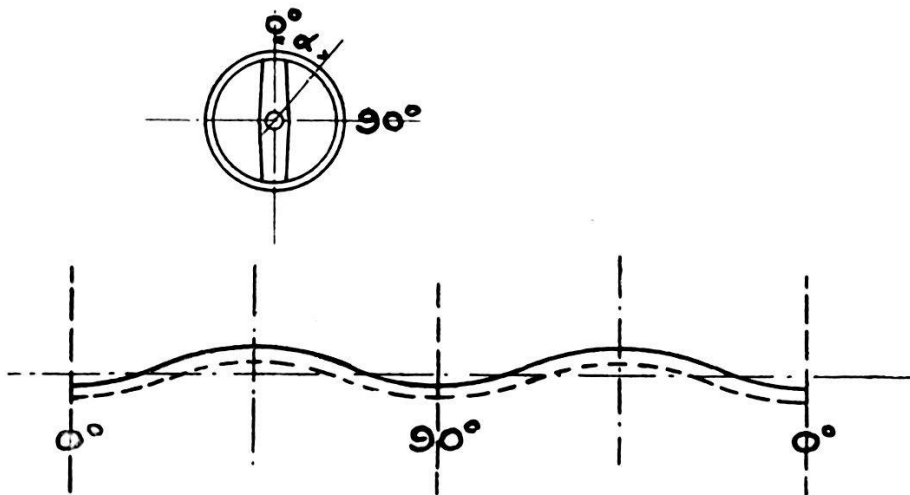


Fig. 2

Spiralfedern sich thermisch verschieden verhalten, und ihre Kompensationsfehler sehr oft die für einen Chronometer zulässige Grenze überschreiten. Um diese Kompensationsfehler auszugleichen, wurde die klassische, bimetallische Kompensationsunruhe verwendet, deren Kompensationsvermögen durch geeignete konstruktive Massnahmen der Grössenordnung der zu kompensieren-

<sup>1)</sup> A. JACQUEROD und H. MÜGELI, Helvetica Physica Acta, Vol. I, S. 139.

den Fehler angepasst wurde. Die bimetallichen, aus Stahl und Messing gefertigten Unruhen haben aber den Nachteil, leicht

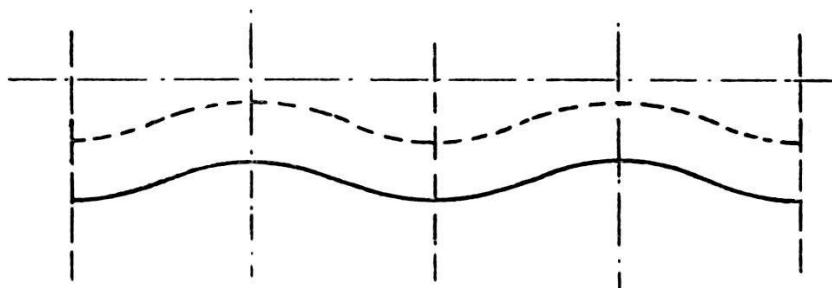


Fig. 3

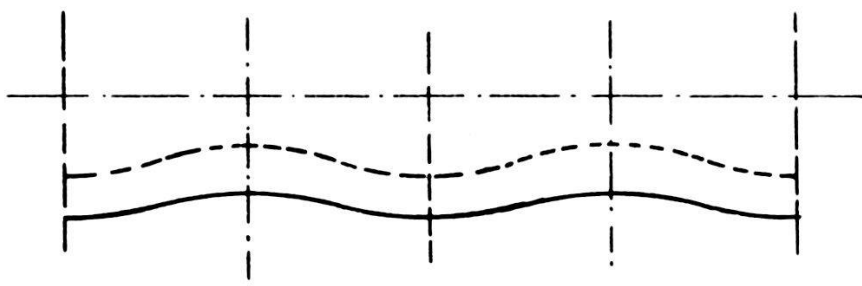


Fig. 4

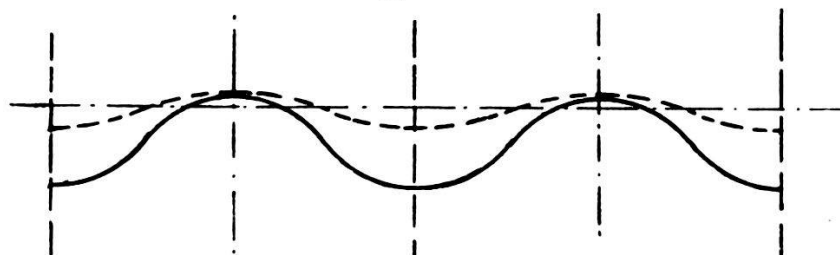


Fig. 5

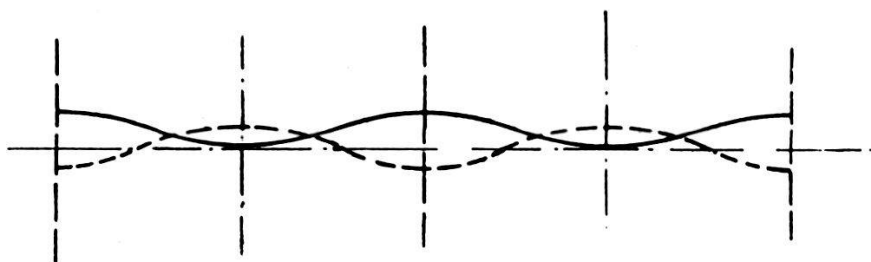


Fig. 6

magnetisch zu werden und sind, weil aufgeschnitten, in der Regel nur bei einer bestimmten Temperatur im Gleichgewicht.

Von der Annahme ausgehend, dass es durch Kaltstrecken möglich sei, die Kristallite eines Metalles gleichmässig zu orientieren, das Material, wenn nicht vollkommen, doch teilweise

anisotrop zu gestalten, wurden aus verschiedenen Legierungen stark abgewalzte Metallbänder hergestellt, aus denen Unruhen angefertigt wurden.

Es war nun zu erwarten, dass sich das so hergerichtete Material ähnlich verhalten sollte wie ein Einkristall, d. h., dass es unter verschiedenen Winkeln in Bezug auf die Walzrichtung andere physikalische Eigenschaften aufweisen sollte.

Die Unruhen wurden an ihrem Umfang mit beweglichen Massen versehen und letztere in Bezug zur Walzrichtung unter Winkeln  $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  befestigt. Mit diesen vier Masseneinstellungen wurde der Gang des Chronometers bei  $0^\circ, 25^\circ$  und  $50^\circ$  geprüft und so der thermische Koeffizient  $C$  und der sekundäre Temperaturfehler  $E$  in Abhängigkeit des Winkels  $\alpha$  bestimmt. Fig. 1 bis 6 zeigen den Verlauf von  $E$  und  $C$  in Funktion von  $\alpha$  für 6 untersuchte Unruhen. Die Kurven zeigen, dass der erwartete Effekt vorhanden ist; der Ausdehnungskoeffizient ist unter verschiedenen Winkeln zur Walzrichtung verschieden. Anlässlich von Temperaturschwankungen wird die Unruhe deformiert. Durch Massenverschiebung ist die Möglichkeit gegeben, die Werte  $C$  und  $E$ , d. h. die Kompensationsfehler stark zu reduzieren oder ganz aufzuheben.

Der durch Verschieben der Massen am Umfang der Chronometerunruhe erzielte Effekt beträgt durchschnittlich für  $C$   $0,3 \div 0,5$  Sekunden in 24 Stunden pro  $1^\circ$  Temperaturdifferenz für  $E$   $6 \div 8$  Sekunden. Nachstehende Tabelle gibt den Gang von 12 mit beschriebener Unruhe versehener Chronometer bei  $-20^\circ, 0^\circ, +20^\circ$  und  $+50^\circ$ .

Variation des täglichen Ganges in Sekunden:

Uhr Nr.	+20°	+50°	+20°	0°	-20°	+20°
1	+ 6	- 1	+ 1	+ 1	+ 2	+ 3
2	+10	+ 4	+ 3	+10	+10	+ 8
3	- 3	- 3	- 1	- 2	- 2	- 3
4	+ 7	+ 6	+ 1	+ 9	+ 7	+ 6
5	- 3	- 4	- 1	- 3	+ 1	- 2
6	+ 3	- 3	+ 1	+10	+12	+ 1
-8	- 2	- 2	+ 1	+ 4	- 5	0
8	- 4	- 2	- 1	- 9	-18	- 2
9	+11	+12	+10	+11	+12	+10
10	+ 1	- 8	- 4	-10	-11	- 2
11	-15	-18	-19	-18	-22	-16
12	+ 7	+ 5	+ 5	+12	+10	+ 6

**Sur une théorie générale des effets électrocaloriques des courants**

par ALB. PERRIER, Lausanne.

Antérieurement déjà, la théorie des actions électromotrices intérieures<sup>1)</sup> a conduit l'auteur à la conception générale de flux d'énergie accompagnant longitudinalement le courant électrique<sup>2)</sup>. La présente communication montre comment cette conception a ensuite été introduite<sup>3)</sup> comme hypothèse essentielle dans la théorie des effets électrocaloriques, quel aspect nouveau et plus extensif elle lui donne, comment enfin elle paraît déjà maintenant être imposée par l'expérience.

Soit  $J$  le vecteur densité représentatif d'un champ de courant; l'hypothèse se précise en disant que *ce courant est simultané d'un mouvement d'énergie de même direction* (non pas nécessairement de même sens) dont nous posons le flux spécifique égal à

$$w J .$$

Ce courant que nous pouvons raisonnablement qualifier d'«*électrocalorique*» est, bien entendu, supposé exister aussi le long de conducteurs de *température uniforme*; a priori, on peut prévoir que le facteur spécifique  $w$  est fonction de la nature du conducteur, de la température *et du type de courant*.

Cette base établie, nous pouvons prévoir une série d'effets électrocaloriques dont le signe dépend du sens du courant. Supposons pour simplifier un champ de courant permanent et uniforme; l'ensemble de ses effets est donné par l'expression (1) ci-dessous,  $q$  représentant la quantité de chaleur *disparue* par unité de temps dans l'unité de volume:

$$q = \frac{1}{J} \left( w \frac{\partial J}{\partial x} + J \frac{\partial w}{\partial x} \right). \quad (1)$$

Considérons successivement quelques groupes de phénomènes que cette loi nouvelle fait prévoir. Il ne s'agit évidemment pas de l'effet JOULE qui est ici hors de question.

Superposons en premier lieu un gradient de température au courant donné; l'expérience fait apparaître l'effet THOMPSON. Or

<sup>1)</sup> V. ALBERT PERRIER, Hypothèse d'actions électromotrices intérieures et possibilité d'une détermination multiple de la résistance métallique. Bull. Soc. vaud. Sc. nat., v. 56, 216, pp. 26—31. — Id.: Lignes générales d'une théorie de la conduction métallique, v. compte rendu de la séance de Bâle, Arch. Sc. phys. et nat. (5), v. 9, pp. 343—352 (1927).

<sup>2)</sup> ALBERT PERRIER, Actions électromotrices intérieures et flux d'énergie. Bull. Soc. vaud. Sc. nat., v. 56, 217, pp. 129—131.

<sup>3)</sup> Soc. vaud. Sc. nat., Séance du 6 juillet 1927.

la théorie admise ordinairement pose la proportionnalité de cet effet à la force thermoélectromotrice par degré  $\sigma$ ; l'expression (1) est indépendante de cela, elle représente des termes supplémentaires d'origine différente dans l'effet global donné par l'expérience. Le second terme dans (1) est d'interprétation facile ( $w$  fonction de  $t$ ); mais le premier *ne saurait être différent de zéro et même ne saurait avoir un sens que dans la théorie des courants hétérogènes* rappelée plus haut<sup>1)</sup>. En sorte que la théorie serait déjà appuyée par l'expérience si des mesures directes (calorifiques) de l'effet THOMPSON global montraient qu'il *ne peut être exprimé complètement à l'aide des forces électromotrices thermoélectriques mesurées d'autre part*. On sait que cette question, pour elle-même déjà posée, ne peut être envisagée comme tranchée, étant donné le peu de précision des mesures de la première espèce. A propos du même phénomène, notons encore une prévision de la théorie, tout à fait nouvelle et plus lointaine: en explicitant le premier terme de l'expression (1), on fait apparaître la dérivée du gradient de température, en sorte que l'égalité en deux points des températures et des gradients n'entraîne pas nécessairement l'égalité des effets THOMPSON; cette prévision est encore inaccessible à l'expérience.

Dans tout ce qui suit, ne considérons plus que des *trajets de courant de température uniforme*. Un cas expérimental connu est le passage discontinu d'un conducteur à un autre de nature différente (effet PELTIER); en appliquant les mêmes idées et d'ailleurs plus aisément, on trouve les propositions correspondantes, je ne m'y attarderai pas ici. Je renvoie également à un travail ultérieur les modifications qu'il faudrait faire subir aux équations thermodynamiques connues de KELVIN.

Il est, pour notre but présent, plus intéressant d'étudier des *trajets homogènes quant à leur nature, mais anisotropes et le long desquels l'anisotropie varie soit en direction, soit en intensité*.

Remarquons la très grande généralité du problème ainsi posé: il s'agit d'anisotropies d'origine quelconque, naturelles ou accidentelles; les conclusions s'appliquent donc aussi aux milieux aimantés, déformés mécaniquement, etc.

Pour fixer les idées, on conduira un courant dans les conditions typiques suivantes.

- a) A travers la surface de contact de deux cristaux de même nature, mais dont les directions privilégiées homologues ne

---

<sup>1)</sup> Ce qui lève une objection manifeste avec l'uniformité postulée du courant; c'est un point délicat qui sera, bien entendu, expliqué ailleurs beaucoup plus en détail.



sont pas parallèles (ou aussi de deux morceaux de fer dont les aimantations ne sont pas parallèles, etc.).

b) A travers la surface de contact de deux blocs de nickel aimantés parallèlement, mais différemment en intensité.

c) Le long d'un fil dont l'aimantation varie de point en point par continuité, qu'elle demeure parallèle à une direction unique ou pas.

Dans toutes ces expériences, notre théorie prévoit des effets calorifiques; je pense même montrer ailleurs que leur existence est liée à l'anisotropie de la résistance; du reste, l'expérience a mis au jour déjà un certain nombre de ces phénomènes (appelés assez improprement en général «modifications de l'effet PELTIER»).

Pour la comparaison avec la théorie classique, les propositions nouvelles suivantes sont essentielles; leur justification sera publiée ultérieurement.

a) *Dans un milieu conducteur anisotrope et de température uniforme, il ne peut exister de polarité spontanée telle qu'elle maintiendrait une action électromotrice intérieure quelconque (il ne peut donc y avoir de différence de potentiel entre deux quelconques de ses points à l'état d'équilibre).*

β) *Le potentiel de contact entre un milieu conducteur anisotrope et un autre conducteur ne dépend pas de l'angle de la surface de contact avec les directions privilégiées.*

Cela implique ces deux propositions moins générales, mais particulièrement utiles à nos déductions:

γ) *Il ne saurait exister de différence de potentiel au contact de surfaces taillées sous des angles différents dans un même cristal.*

δ) *Il ne peut exister de différence de potentiel entre deux régions d'une même pièce de fer (ou entre deux pièces au contact . . .) dont les aimantations sont égales mais de directions différentes.*

Donc, en vertu des idées classiques, il ne devrait pas se produire d'effets électrocaloriques dans les expériences du type a.

Dans les expériences des types b et c et en vertu des mêmes idées, il ne saurait apparaître que des effets caloriques indépendants des directions privilégiées; il existe à ma connaissance une seule expérience dans ce sens (HOULLEVIGUE, 1896) et il est impossible d'en tirer une conclusion touchant la direction. Toutefois, il me paraît certain que les directions ont une influence de premier plan (anisotropies de la résistance, v. plus haut).

Nous sommes ainsi fondé à conclure que notre théorie, qui en particulier, prévoit des effets électrocaloriques sans différence

de potentiel, *s'avère nécessaire pour interpréter des faits expérimentaux déjà acquis*. Il est manifeste qu'elle suggère de nouvelles expériences. D'autre part, son application aux effets thermomagnétiques est déjà esquissée<sup>1)</sup> et sera reprise très prochainement.

### Sur un électroaimant de laboratoire à transformations multiples

par ALB. PERRIER, Lausanne.

La construction d'électro-aimants de laboratoire pour champs permanents est arrivée, peut-on dire, à une étape de normalisation<sup>2)</sup>. On peut prévoir en particulier les éléments numériques d'un appareil devant fournir *dans un espace donné* un champ donné, celui-ci étant assujéti à des limites assignables pour chaque métal polaire de saturation connue.

Ce n'est donc pas par un principe différent ou par une puissance exceptionnelle que se distingue l'instrument présenté à la Société. Mais d'une part, il devait faire face simultanément à des conditions d'emploi inédites et multiples, et d'autre part son exécution matérielle était assujéti à des contingences étroites. En sorte que ses caractéristiques techniques pourront offrir intérêt et utilité à qui se trouverait dans des circonstances comparables.

Tout d'abord, un instrument de la puissance requise eût été beaucoup trop coûteux, fourni par l'industrie privée, et il a été absolument nécessaire de faire appel à une main-d'œuvre encore peu expérimentée<sup>3)</sup>, d'où la nécessité d'exclure toute difficulté technique particulière. En second lieu, une série de recherches projetées (électromécaniques, galvanomagnétiques, etc.<sup>4)</sup> demandent des répartitions spatiales des champs notablement différentes de celles auxquelles les modèles connus sont adaptés; et pour la première raison, on ne pouvait songer à réaliser autant d'appareils que de types de champs. Il a donc fallu combiner

<sup>1)</sup> Soc. vaud. Sc. nat., Séance du 6 juillet 1927.

<sup>2)</sup> Grâce aux travaux théoriques et expérimentaux de H. DU BOIS, P. WEISS et tout récemment de A. COTTON. — v. A. COTTON, Le grand électro-aimant de l'Académie des Sciences, C. R., T 187,2, 1928. — A. COTTON, Sur la production de champs magnétiques permanents à la fois intenses et étendus. Atti del Congresso internaz. dei fisici, Bologna 1927, p. 347.

<sup>3)</sup> Les apprentis de l'Ecole des Métiers de la Ville de Lausanne. Au Directeur de cette institution, M. Petitpierre, ingénieur, et à ses contre-maîtres, je veux exprimer encore ici mes remerciements pour leur constante obligeance et la peine qu'ils se sont donnée.

<sup>4)</sup> V. p. ex. note suivante du même auteur.

une construction transformable à volonté en plusieurs types assez différents; la description qui suit montre essentiellement deux électros d'aspect divergeant des modèles connus, mais pouvant

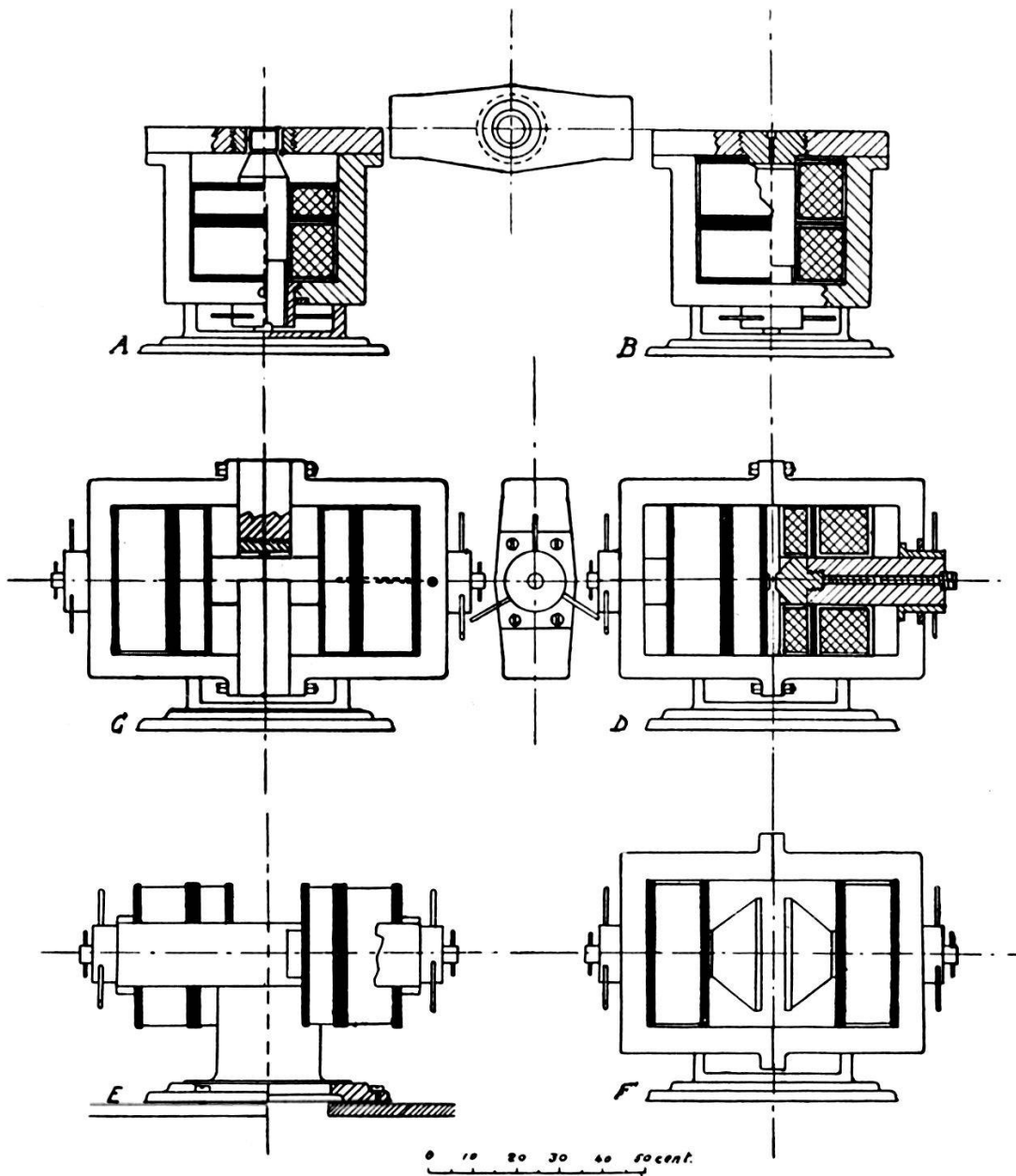


Fig. 1.

être utilisés isolément ou combinés de diverses façons, dont on voit les plus essentielles fig. 1.

Enfin, il y a lieu aussi de tenir compte des possibilités de l'équipement électrique d'un laboratoire.

*Entrefers et circuits magnétiques.* — Il était nécessaire de mettre en œuvre: d'une part des entrefers annulaires avec lignes de force radiales, de l'autre, des champs uniformes à lignes de

force verticales, les deux types devant être aisément accessibles aussi pour des mesures mécaniques. — Partant d'un noyau cylindrique entouré de l'enroulement d'aimantation, le circuit magnétique se continue symétriquement de part et d'autre par une culasse rectangulaire, puis une traverse normale au noyau (fig. 1 A et B); bien entendu, noyaux et traverses peuvent être armés de pièces polaires variées. La largeur de la traverse va croissant jusqu'en son milieu où est pratiqué un large trou fileté, coaxial au noyau. On a construit deux systèmes identiques de ce type, permettant ainsi de travailler *simultanément* s'il est nécessaire avec champs

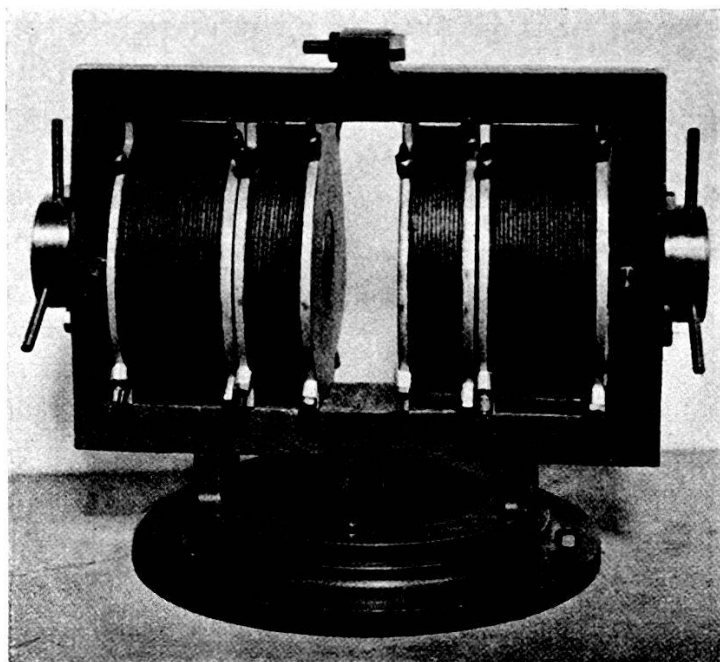


Fig. 2.

à lignes de force verticales (fig. 1 B) et des champs à lignes de force radiales (fig. 1 A).

Supprimant les traverses et vissant les deux parties restantes du circuit l'une contre l'autre, on monte un instrument analogue au type courant (fig. 1 D et fig. 2), auquel on peut fixer les pôles cylindriques ou tronconiques connus. Dans cette disposition, la culasse à trois plans de symétrie rend l'entrefer moins accessible qu'avec les constructions ordinaires à deux plans de symétrie, mais même des mesures nécessitant des équipages mobiles verticaux pourront être exécutées commodément en installant tout l'instrument à la manière de la figure 1 E. On remarquera là que les milieux des plaques tournantes à billes, portant les appareils, sont largement ouverts, en sorte que l'espace est libre au-

dessus comme au-dessous; et l'on sait du reste que la rigidité plus grande de ce type de charpente est un avantage appréciable pour des mesures de précision.

Il est possible enfin de réunir toutes les pièces avec les deux traverses en un seul appareil (fig. 1 C), les noyaux se faisant face étant alors au contact et aimantés en sens opposés. Au prix d'un sacrifice sur l'accessibilité, on réalise ainsi un champ radial plus parfait qu'avec le montage 1 A et d'une étendue double toutes autres conditions égales.

*L'enroulement d'aimantation.* — Le meilleur type mis en œuvre jusqu'aujourd'hui est indiscutablement l'enroulement tubulaire<sup>1)</sup>. Cependant, il nous était interdit et par la difficulté technique de réalisation et par le fait qu'il exige des ampérages trop élevés (100 à 120 ampères à pleine charge) pour les moyens disponibles normalement au laboratoire. Nous sommes alors revenus à l'enroulement compact sur carcasse à double paroi et à circulation d'eau, en perfectionnant cependant ce système au maximum compatible avec les conditions. Je rappelle que ces conditions se ramènent essentiellement à celle-ci: loger en régime permanent le plus possibles d'ampères-tours dans une section méridienne imposée des bobines.

D'abord, nous avons choisi du fil à *section quadrangulaire*; il convient de souligner les avantages notables de ce choix pour le but à atteindre ici; ils sont plus marqués encore que dans la construction de machines industrielles. D'une part, en passant du cercle au carré, il y a une réduction de résistance (donc de la puissance nécessaire) dans le rapport de 4 à  $\pi$ , soit de plus de 20% (réciproquement on élève la puissance limite pour un accroissement de température donné). Et d'autre part, ce qui est encore plus important ici, on accroît considérablement la conductibilité calorifique moyenne de l'ensemble, transversalement aux spires. Un calcul géométrique facile permet l'évaluation du bénéfice en fonction du rapport entre le diamètre du fil circulaire (= côté du carré) et l'épaisseur de l'isolant. Si l'on choisit par exemple pour ces deux grandeurs respectivement 4,3 mm. et 0,15 mm., l'épaisseur moyenne d'isolant à traverser se réduit dans le rapport approximatif de 4 à 1 du fil circulaire au fil carré; ce rapport mesure le bénéfice de conduction moyenne si la résistance calorifique de l'ensemble est pratiquement celle de la gaine

---

<sup>1)</sup> Type P. Weiss, construit couramment par la Société Genevoise d'Instr. de Phys. et les ateliers d'Oerlikon, et très récemment appliqué aussi à l'électro-aimant de très grande puissance de l'Acad. des Sc. de Paris (v. A. COTTON, loc. cit.).

isolante du fil, il reste en tout cas très notable dans la réalité. Enfin les sections quadrangulaires donnent des enroulements d'une grande fixité mécanique.

Pour les mêmes raisons de conduction calorifique, il convient d'occuper l'espace offert avec un *minimum de spires*, donc de choisir la plus forte section de fil possible; c'est alors ici la condition imposée d'ampérage commode qui est déterminante. Partant de la norme d'une quarantaine d'ampères, on s'est arrêté à une section de cuivre de l'ordre de  $14 \text{ mm}^2$ , sous la forme d'un rectangle de  $4,5 \times 3,0 \text{ mm}^2$ , à angles abattus. L'isolement comporte un ruban de papier et une spirale de coton superposés, le tout est soigneusement imprégné de vernis huileux prenant à l'étuve. De la sorte, l'opération du bobinage est facile et on a réalisé des organes pouvant supporter sans dommages des manipulations brutales, qu'elles soient électriques ou mécaniques.

La réalisation de la carcasse à double paroi offre une difficulté sérieuse; voici une brève description de la solution choisie. Les deux flasques sont deux boîtes plates symétriques, réunies par une série de canaux longitudinaux, ménagés à intervalles angulaires égaux dans le cylindre central même. Chaque carcasse comporte trois pièces seulement: une pièce principale, d'une seule coulée de bronze, comprenant le cylindre central perforé et deux flasques renforcées à leurs périphéries intérieure et extérieure par des bourrelets convenables; sur ces bourrelets et de part et d'autre, on visse deux plaques de tôle de laiton et les joints sont finalement rendus étanches par soudure. Les bourrelets portent en outre les ajutages de circulation d'eau et les bornes de connexion du courant. L'eau circule toujours d'une flasque à l'autre à travers les canaux et la répartition des orifices distributeurs est telle que le refroidissement est uniforme.

Une autre particularité est la division de l'enroulement en *quatre* au lieu de deux bobines; on a voulu de la sorte atteindre d'une part un refroidissement notablement plus actif, de l'autre un enrichissement des variétés de montage des appareils (v. fig. 1, et en particulier le montage F réalisant un champ de très grande étendue). Les mêmes raisons motivent encore l'*inégalité* des bobines: les plus courtes peuvent être notablement plus chargées que les autres (v. ci-dessous), elles sont donc installées près des pôles ou même exactement autour des pôles, où cet avantage peut être exploité à fond si besoin est (par exemple pour des expériences optiques à l'aide des canaux de l'axe des noyaux).

Les figures montrent une forme générale des paires de bobines plus allongée qu'elle ne l'est en général; c'est essentiellement le

besoin d'atténuer les difficultés de réalisation des bobines qui a dicté ce choix; accessoirement, il entraîne une économie appréciable du poids de l'enroulement.

*Données numériques.* — J'ai rappelé plus haut que les champs accessibles avec les pièces polaires usuelles sont aujourd'hui assignables à peu de chose près pour un appareil de dimensions données; quant aux entrefers particuliers à cet électro, leur étude sera exécutée en même temps que les recherches spéciales auxquelles ils sont destinés et ses résultats seront publiés en même temps qu'elles. Mais la valeur du bobinage choisi a déjà été mise à l'épreuve. Voici quelques résultats de ces essais en même temps que quelques caractéristiques numériques de l'appareil.

Diamètre des noyaux . . . . 110 mm.

Nombre total de tours . . . . 1772.

En admettant un régime *permanent* fixé par une élévation moyenne de résistance de 30%, les grandes bobines supportent 30 A, les petites 40 A; la différence d'énergie spécifique évacuée de plus de 75%, accuse remarquablement l'avantage en faveur des petites bobines (polaires). A ce régime, la force magnéto-motrice totale atteint 60,000 ampères-tours pour une consommation de puissance de 2,6 kW.

Pour la comparaison avec d'autres constructions, la grandeur la plus caractéristique me paraît être le nombre d'ampères-tours par unité de section méridienne *totale* (donc avec les dispositifs refroidisseurs, etc.) disponible pour l'enroulement. Le régime ci-dessus donne 125 At/cm<sup>2</sup>, équivalant aux meilleures constructions non tubulaires. D'après les fournisseurs de l'enduit isolant, on peut sans dommage élever la température jusqu'au delà de 200°; nous n'avons pas encore fait d'essais jusque-là, mais s'il en est ainsi réellement, la force magnéto-motrice *de régime* pourra être portée à 75,000 ampères-tours, ce qui serait à peu près le chiffre accessible avec un enroulement tubulaire. Il va d'ailleurs de soi que, pour une durée limitée de l'ordre du quart d'heure, ces chiffres peuvent être considérablement dépassés; rappelons que l'isolement est d'une épaisseur plutôt exceptionnelle (0,5 mm. enroulé) et qu'en la réduisant, on augmente à proportion l'énergie évacuée en régime.

Quant à la consommation d'énergie, elle est *la plus faible* de toutes celles des constructions comparables sur lesquelles j'ai trouvé des données; c'est par là que se manifeste le plus nettement l'avantage du fil quadrangulaire.

**Principe de méthodes de mesure d'effets galvanomagnétiques et thermomagnétiques à circuit transversal fermé**

par ALB. PERRIER, Lausanne.

La théorie de la conduction métallique qui fait l'objet de publications antérieures de l'auteur considère comme particulièrement importante l'observation des effets galvanomagnétiques et thermomagnétiques transversaux dans ce qu'il appelle les conditions  $f$ , c'est-à-dire d'une manière essentielle en considérant les courants de HALL et de NERNST et VON ETTINGSHAUSEN. Le principe expérimental qui va être indiqué conduit à des mesures satisfaisant à la fois à ces conditions et à celle de répartition uniforme<sup>1</sup>).

Considérons une lame cylindrique circulaire, homogène et isotrope; entretenons ou un courant électrique ou un flux calorifique le long des génératrices du cylindre; en plaçant ce système dans un champ magnétique dont les lignes de force suivent les rayons du cylindre (champ «radial»), il se superpose au courant électrique primaire ou au flux calorifique une nappe de courant dont les lignes sont des cercles parallèles du cylindre. Comme résultat, les surfaces équipotentielles ou isothermes ne subissent aucune modification, et avec le primaire électrique, les lignes de courant changent de direction et deviennent des hélices dans la lame conductrice. Ce sont là les conditions mêmes rappelées au début.

Le problème expérimental est de mesurer la composante transversale du courant. Nous considérerons ici seulement le cas du primaire électrique (HALL); les mêmes déductions sont applicables à l'autre groupe de phénomènes (NERNST et VON ETTINGSHAUSEN), les modifications nécessaires étant exclusivement d'ordre opératoire.

Le champ magnétique sera fourni par un électro-aimant du type présenté dans la note précédente. L'échantillon d'essai, amené à la forme cylindrique décrite, sera prolongé aux deux bouts par une série de conducteurs faisant partie géométriquement de la même surface, mais isolés électriquement les uns des autres le long de génératrices. Ils pourront par exemple être obtenus simplement par des incisions convenables du cylindre prolongé lui-même; le courant primaire est conduit par ces conducteurs. La partie non incisée étant introduite dans l'entrefer annulaire et dans la région de meilleure uniformité du champ, le phénomène

---

<sup>1</sup>) Les expériences antérieures de CORBINO et de ses collaborateurs, dirigées d'ailleurs vers d'autres buts, satisfont à la première condition, non à la seconde.



s'établit comme il est prévu. Pour le mesurer, on peut s'adresser soit à un procédé mécanique, soit à un procédé inductif.

*Procédé mécanique.* — On rendra solidaire l'anneau d'essai d'uné quipage mobile construit pour mesurer *l'effort exercé parallèlement à l'axe du cylindre par le champ sur le circuit transversal* en vertu de la loi de LAPLACE. Si l'effet HALL est proportionnel à  $H$ , cet effort croît comme  $H^2$ . A titre d'orientation, on trouve qu'avec des cylindres de quelques cm. de diamètre, des courants primaires de l'ordre de dizaines d'ampères, des champs de quelques milliers de gauss, ces forces peuvent s'élever de quelques mgr. (métaux à effet faible) à quelques gr. Elles pourront donc être mesurées avec plus ou moins de difficulté à l'aide d'équipages comparables à ceux de nombreuses recherches sur le magnétisme (avec l'électro-aimant montage A, à axe vertical, de la note citée, équipage du type cryomagnétique PERRIER et KAMERLINGH ONNES, ou, si l'on doit placer l'axe horizontalement, systèmes pendulaires à suspension double de P. WEISS et G. FOEX).

On doit éliminer d'abord toute action électromagnétique champ/courant primaire; à cet effet, on établira deux séries de conducteurs retour ne prolongeant pas l'anneau d'essai, mais revenant parallèlement à lui, une série à l'extérieur, une à l'intérieur; deux séries sont nécessaires pour compenser un couple transversal.

Il est clair ensuite que les forces proprement magnétiques exercées sur les équipages peuvent être comparables aux forces à mesurer; il est aisé de les éliminer dans chaque mesure sans les déterminer, à l'exception bien entendu du cas des substances ferromagnétiques.

La connaissance en valeur absolue du courant de HALL exige celle du champ et du diamètre moyen de l'anneau (problème inverse de la mesure de champs magnétiques par la balance de COTTON); ou bien, on pourra installer sur l'équipage un solénoïde de configuration identique à celle de l'anneau et y envoyer un courant connu; par comparaison des forces, on obtient directement la valeur cherchée, libérée de la connaissance du champ.

*Procédé inductif.* — On installera dans le voisinage immédiat (si possible autour) de l'anneau un circuit induit coaxial fermé sur un galvanomètre balistique ou un fluxmètre; on opérera alors, le champ étant préalablement établi, par fermeture, ouverture ou renversement du courant primaire. L'étalonnement s'exécute évidemment ici encore en substituant à l'anneau d'essai un solé-

noïde équivalent; toutes les erreurs pouvant provenir des pôles eux-mêmes sont éliminées dans ce mode de faire.

La méthode inductive est certainement la plus simple des deux à mettre en œuvre; en outre, ne nécessitant pas de pièce mobile, elle s'accommode d'entrefers plus étroits, donc de champs plus intenses, d'entrefers plus étendus et plus symétriques aussi (électro-aimant fig. 1 C). La méthode mécanique d'autre part est une méthode à régime permanent et n'a pas à connaître des difficultés causées par les petites fluctuations du champ dont on ne peut réduire les effets inductifs que par des circuits de compensation soigneusement réglés.

En résumé, ces nouvelles méthodes:

- 1<sup>o</sup> réalisent les conditions exigées par des déductions théoriques précises;
- 2<sup>o</sup> sont essentiellement intégrantes; elles observent directement des phénomènes moyens, ce qui est d'un grand avantage avec des effets si extraordinairement sensibles à des anisotropies localisées; pour les substances ferromagnétiques, et les mêmes moyens d'aimantation supposés, elles permettent d'atteindre la saturation beaucoup plus complètement qu'avec les procédés potentiométriques qui exigent une largeur plus grande transversalement au champ;
- 3<sup>o</sup> par leur principe même, sont exemptes des difficultés découlant des effets thermoélectriques et thermomagnétiques, lesquels, comme on sait, compliquent si dangereusement les mesures par voie potentiométrique en usage actuellement pour ces recherches.

Ces remarques seront reprises et discutées en temps et lieu.

---

### **Sur la diffusion de l'hydrogène à travers le fer**

par A. JAQUEROD et S. GAGNEBIN, Neuchâtel.

Les mesures dont il a été parlé dans une précédente séance<sup>1)</sup> ont été complétées; elles montrent que l'établissement d'un régime stable de diffusion exige un temps considérable: ce n'est qu'après des traitements thermiques prolongés que l'on peut espérer des résultats cohérents.

La courbe figurant la vitesse de diffusion en fonction de la température présente des accidents importants. Les plus simples se produisent à 750<sup>o</sup> et 900<sup>o</sup> environ, soit aux points de trans-

---

<sup>1)</sup> Voir Archives d. Genève (5), 8, p. 134 (1926).

formation  $\alpha - \beta$  et  $\beta - \gamma$ . Dans le voisinage de  $200^{\circ}$  se manifeste un saut brusque, qui ne coïncide avec aucun point de transformation actuellement connu: la vitesse de diffusion change, pour une faible variation de température, dans le rapport de 1 à 500 ou davantage. Le passage présente une hystérésis très prononcée.

Un exposé complet sera publié prochainement dans les «*Helv. Phys. Acta*».

---

### **Contribution à l'étude roentgéographique de l'état cristallin du fer**

par R. BACH, Genève.

Grâce à une modification des procédés habituels, permettant une plus grande précision, le réseau du fer a été déterminé à nouveau aux températures élevées. Les valeurs trouvées confirment que, cristallographiquement, il n'existe que deux variétés allotropiques de ce métal dans l'intervalle de température entre  $0^{\circ}$  et le point de fusion: la variété  $\gamma$  et celle des modifications  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$ , dont on a trouvé rigoureusement l'identité.

La courbe de dilatation extérieure, tracée d'après les chiffres obtenus, montre une allure presque linéaire à l'exception de deux sauts brusques aux points  $A_3$  et  $A_4$ .

Le travail complet sera publié sous le même titre dans les «*Helvetica Physica Acta*».

---

### **Zur Quantenmechanik der elektrischen Leitfähigkeit der Metalle<sup>1)</sup>**

von F. BLOCH, Zürich.

Die Quantenmechanik hat fördernd in die Elektronentheorie der Metalle eingegriffen, seitdem in den Arbeiten von PAULI und SOMMERFELD die Leitungselektronen als ein im FERMI'schen Sinne entartetes Gas behandelt wurden. Die bisherigen Theorien der Leitfähigkeit setzen dabei das Vorhandensein „freier“ Leitungselektronen als gegeben voraus, d. h. solcher Elektronen, deren Bewegung durch die im Kristallgitter herrschenden Kräfte nicht wesentlich gestört wird, während wir andererseits wissen, dass die Entfernung der Atome im Gitter nur wenige Atomradien beträgt, jene Kräfte also ausserordentlich stark sein müssen.

Wir haben daher versucht, den Einfluss dieses Kraftfeldes zu berücksichtigen und gezeigt, dass seine Periodizität allein

---

<sup>1)</sup> Vgl. den Artikel in der Zeitschr. f. Phys., im Erscheinen.

genügt, um den Elektronen die zur Stromleitung nötige Beweglichkeit zu geben. Der Grund hiefür lässt sich vom Standpunkt der klassischen Mechanik schwer verstehen; er liegt in dem von HEISENBERG entdeckten typisch quantenmechanischen Austauschphänomen, welches hier bewirkt, dass die Elektronen nicht an ein Atom im Gitter gebunden bleiben, sondern stets in einer bestimmten Richtung vorwärts wandern. Ausser der Bewegung um die Gitteratome gehört daher hier zu jedem Quantenzustand ein Translationsimpuls, dessen Zusammenhang mit der Energie allerdings nicht so einfach ist, wie bei der kräftefreien Bewegung. Dies erlaubt gewisse, in der spezifischen Wärme mancher festen Körper auftretenden Anomalien zu erklären.

Solange das Gitter als streng periodisch vorausgesetzt wird, laufen demnach die Elektronen unbehindert hindurch und über das Zustandekommen eines Widerstandes wird hier noch keine Rechenschaft gegeben. Erst die Deformation des Gitters infolge der thermischen Bewegung gibt zu „Zusammenstößen“ Anlass, d. h. zu Übergangsprozessen, bei denen sich der Translationsimpuls der Elektronen ändert. Die gleichartige Behandlungsweise von elastischen und DE BROGLIE-Wellen zeigt eine eigenartige Interferenzbedingung, nach welcher bei einem Übergangsprozess immer nur eine elastische Eigenschwingung mitspielt. Sei ihre Frequenz  $\nu$ , so sieht man, dass dabei neben dem Impuls- immer gleichzeitig ein Energieaustausch vom Betrage  $h\nu$  erfolgt. Berechnet man sich so den elektrischen Widerstand  $W$  als Funktion der absoluten Temperatur  $T$ , so findet man weit oberhalb der charakteristischen Temperatur  $\Theta$  des Metalls das empirisch längst bekannte Gesetz

$$W \text{ prop. } T.,$$

dagegen für

$$T \ll \Theta \quad W \text{ prop. } T^3,$$

letzteres ebenfalls in befriedigendem Einklang mit dem Experiment; auch die Grössenordnung des Widerstandes wird von der Theorie richtig wiedergegeben.

Eine eigenartige Rolle spielt dabei die von der Theorie geforderte und auch durch die Streuung von Röntgenstrahlen experimentell gesicherte Nullpunktsbewegung der Atome. Zunächst erscheint es, als ob die von ihr herrührende Deformation des Gitters auch beim absoluten Nullpunkt im Gegensatz zur Erfahrung zu einem beträchtlichen Widerstand Anlass gäbe. Eine genaue Berücksichtigung des PAULI'schen Verbotes äquivalenter Bahnen nicht nur bei Anwendung der Fermistatistik, sondern

auch beim Einzelprozess, sowie insbesondere des dabei eintretenden Energieaustausches lösen indessen diesen scheinbaren Widerspruch, indem sie für abnehmende Temperatur diese Übergangsprozesse in wachsendem Masse verbieten

---

**Eine indirekte, experimentelle Methode zur Bestimmung der Schubspannungen in auf Torsion beanspruchten prismatischen Stäben beliebigen Querschnittes.**

VON W. JOHNER, Brüssel.

Es wurde eine Methode zur Sichtbarmachung der Kurven konstanter Schubspannung in einem prismatischen Stabe beschrieben, welche auf der von PRANTL entdeckten Analogie zwischen einer gewissen Torsionspotentialfläche und einer Fläche konstanter Krümmung besteht, wobei den Kurven gleicher Neigung auf der Fläche die Kurven gleicher Spannung in einem Schnitt senkrecht zur Torsionsachse entsprechen. Diese Kurven werden auf geometrisch-optischem Wege gefunden. Die Methode gestattet visuelle Beobachtung oder photographische Aufnahme der ganzen Kurvenschar und ist auf beliebige Querschnitte ohne Aussparungen anwendbar.

---

**Demonstration eines Metallix-Röntgeninstrumentariums.**

VON H. BLUMER (Baden).

---

**Sur la caractéristique de la lampe à trois électrodes**

par CH. JEANJAQUET, Neuchâtel.

La lampe à trois électrodes doit posséder, comme on sait, des courbes caractéristiques en rapport avec la fonction qu'elle est appelée à remplir. On a donc intérêt à établir entre les vicissitudes de forme et de grandeur de ces courbes et certaines particularités de construction de la lampe, non seulement un parallélisme empirique, mais des relations mathématiques précises. A cet effet, on cherchera, par des expériences bien conçues, à isoler, pour la mieux étudier, l'influence des différents facteurs qui déterminent l'aspect des caractéristiques; la forme, les dimensions et la disposition des organes de la lampe, la nature du métal dont est fait son filament, la pression du gaz résiduel contenu dans son ampoule, tels sont évidemment ces facteurs. Remarquons tout d'abord que l'influence du dernier d'entre eux, pour beaucoup de lampes

courantes où le vide atteint 1  $\mu$  de Hg, peut être négligée en première approximation. La plaque et la grille sont presque toujours, l'une un cylindre, l'autre une hélice, admettant le filament pour axe commun. Quand les organes sont allongés au point qu'on puisse affirmer que la température du filament chauffé est uniforme, et faire abstraction des déformations marginales du champ radial interanodique, les caractéristiques sont des paraboles semi-cubiques, tendant brusquement dans leur partie supérieure vers une asymptote horizontale. Ainsi l'ont prouvé les expériences de LANGMUIR, SCHOTTKY et BARKHAUSEN. La formule qui, dans ce cas, traduit la variation du courant thermionique en fonction des potentiels de grille ou de plaque ne renferme pas d'autres données constantes que le rayon de la grille, la longueur de filament interceptée par les bases de l'anode et la charge spécifique de l'électron. Ni le courant de chauffage, ni la grosseur du filament n'y figurent. Or les lampes du commerce ont des courbes notablement différentes. Formées de trois régions, dont l'une, médiane, est très sensiblement rectiligne, elles s'écartent d'autant plus de la parabole semi-cubique de LANGMUIR que les organes de la lampe sont plus courts et ramassés. L'auteur attribue en première ligne cet écart à l'inégalité de température du filament et se borne pour l'instant à examiner les effets de cette circonstance. Avec le secours d'une étude due à RIBAUD et NIKITINE<sup>1)</sup> sur la répartition des températures le long d'un filament court incandescent, il trouve pour le courant saturé  $j$ , émis par unité de longueur à une distance  $x$  du centre du filament une expression:

$$j = C e^{-(b + \sum_{n=1}^{n=\infty} A_n c h^n P x)}$$

où  $C$ ,  $b$ ,  $A_n$  et  $P$  dépendent d'une façon complexe du courant de chauffage et de plusieurs constantes physiques du métal de la cathode. Le courant pour chaque moitié du filament est alors donné par la formule

$$\frac{i}{2} = \int_{\varphi(V)}^{\varphi_0} j dx + \lambda \varphi(V) V^{3/2}$$

où l'on a fait

$$V = k e_g + e_p$$

$\lambda$  et  $k$  désignant des constantes et  $\varphi$  une fonction connue dont  $\varphi_0$

<sup>1)</sup> Ann. de phys., janv.-févr. 1927.

est une valeur particulière. Il a été possible à l'auteur, au moyen de cette formule, de rendre compte d'une façon assez approchée de la forme d'une courbe caractéristique du tube Philips E.

### Quelques remarques au sujet des franges supplémentaires.

par F. WOLFERS, Paris.

Lorsqu'on cherche à reproduire les franges de diffraction classiques que donne un écran à bord rectiligne éclairé par une fente parallèle à l'écran, et si l'on élargit progressivement cette fente, on voit apparaître un système nouveau de franges que j'ai appelées «franges supplémentaires». Elles se forment dans la pénombre, tout près du bord théorique de l'ombre géométrique. Leur position et les lois auxquelles elles obéissent, les distinguent sans confusion possible, de toute figure de diffraction qu'on pourrait imaginer sur les bases classiques. — Les franges supplémentaires s'interprètent comme étant dûes aux interférences d'ondes provenant: 1<sup>o</sup> du bord de l'écran; et 2<sup>o</sup> d'une région privilégiée de la source, savoir le bord de la source qui détermine le bord de l'ombre géométrique. — Elles sont absolument indépendantes de la source (sauf en ce qui concerne la longueur d'onde), ainsi que de la forme et de la nature de l'écran. On peut tirer des observations les conséquences suivantes:

1. Contrairement à la théorie classique de la diffraction, l'écran joue un rôle actif, son bord intervenant comme une source secondaire.

2. Les résonateurs qui couvrent le bord de l'écran émettent des *ondes diffusées*, qui sont en accord de phase avec les ondes reçues de la portion utile de la source; elles présentent par rapport à ces dernières un retard de phase  $\pi/2$ . L'énergie utile émise par chaque résonateur est, dans ce phénomène, d'un ordre de grandeur très supérieur à celle qui intervient dans les phénomènes d'interférence ordinaires (comparaison avec les franges d'un seul miroir).

3. La portion utile de la source est limitée par la condition d'être vue du bord de l'écran sous un angle plan (pris perpendiculairement au bord) au plus égal à 30'' d'arc.

L'importance de ces phénomènes résulte notamment des faits suivants, sur lesquels je voudrais attirer l'attention:

1. Les franges supplémentaires semblent devoir se raccorder à certains phénomènes encore imparfaitement éclaircis que présentent les rayons X<sup>1)</sup>, et qui offrent certains aspects analogues.

<sup>1)</sup> Cf. F. WOLFERS, Thèse, Paris, mars 1927.

De nouvelles expériences sont nécessaires ici, surtout dans le domaine des rayons intermédiaires.

2. Des mesures précises d'intensité, tant pour les franges de diffraction classiques que pour les franges supplémentaires elles-mêmes, seraient susceptibles de donner des résultats intéressants; mais il y a d'assez grosses difficultés expérimentales à vaincre.

3. Pour expliquer le rôle privilégié de l'un des bords de la source, on rencontre les plus grandes difficultés<sup>1)</sup>. Ni la théorie électromagnétique classique seule, ni la mécanique ondulatoire (puisqu'elle raisonne également sur des ondes continues), ni d'autre part la théorie quantique *seule*, ne semblent pouvoir rendre compte des phénomènes. L'existence des franges supplémentaires suffit donc, à elle seule, pour montrer la nécessité d'une théorie nouvelle qui devrait être évidemment une synthèse des précédentes.

---

**Sur une faute de la théorie mécanique de la chaleur établie par Clausius  
et son école.**

par RAOUL PICTET, Genève.

---

<sup>1)</sup> Cf. Journ. Phys., **9**, 1928, p. 170.