

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 10 (1937)
Heft: V

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 31.01.2026

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Genf, am 28. August 1937
(anlässlich der 118. Jahresversammlung der S.N.G.)

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

Vizepräsident: Prof. Dr. M. WEHRLI (Basel).

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

Die Frühjahrstagung 1938 findet Anfang Mai in Delémont statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Chemilumineszenz- und Fluoreszenzspektren dampfförmiger Quecksilberhalogenide von K. WIELAND (Basel).

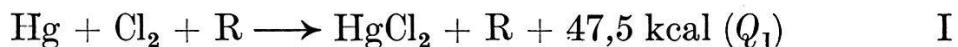
Bei der Reaktion zwischen Quecksilberdampf und Chlor bei relativ hohen Drücken (~ 100 mm) wird ein grünes Chemilumineszenzlicht emittiert, dessen Spektrum mit einem Bandenspektrum des elektrisch oder in Fluoreszenz erregten Quecksilberchloriddampfes identisch ist¹⁾. Besonders auffallend ist, dass bei den analogen Reaktionen zwischen Quecksilberdampf und Brom- bzw. Joddampf die entsprechenden Bandenspektren, die man von der elektrischen Entladung durch $HgBr_2$ bzw. HgJ_2 Dampf kennt, in Chemilumineszenz nicht erscheinen. Eine Erklärung konnte naturgemäß so lange nicht gegeben werden, als die Natur dieser Spektren nicht bekannt war. Da nun eine Zuordnung und teilweise Analyse dieser kompliziert aussehenden Spektren geglückt ist, so soll hier eine versuchsweise Deutung des Chemilumineszenzvorganges gegeben werden.

Auf Grund geeignet gewählter Fluoreszenzanregung²⁾ hat sich zunächst gezeigt, dass diese Bandenspektren dem zweiatomigen HgX Radikal ($X = \text{Halogen}$) angehören. Bei der Reaktion zwi-

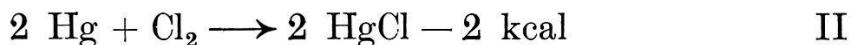
¹⁾ F. HABER und W. ZISCH, Zeitschr. f. Phys. **9**, 302, 1922. — H. FRÄNZ und H. KALLMANN, ebenda **34**, 924, 1925.

²⁾ K. WIELAND, Zeitschr. f. Phys. **76**, 801 und **77**, 157, 1932.

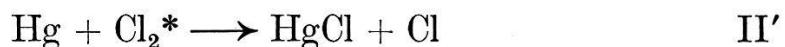
schen Quecksilber- und Chlordampf muss daher ausser der primären Additionsreaktion



die im Dreierstoss mit einem unbeteiligten Partikel R erfolgt¹⁾, noch eine andere Reaktion stattfinden, bei der genügend HgCl Radikale entstehen können. Hierfür kommt entweder die folgende nur schwach endotherme Dreierstossreaktion



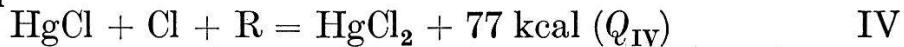
in Frage, oder aber die mit 29,5 kcal endotherm verlaufende Reaktion



wenn die Cl₂^{*} Moleküle eine von Reaktion I herrührende, genügend grosse Aktivierungsenergie ($\geq 29,5$ kcal) besitzen. Der Grossteil der so gebildeten HgCl Radikale wird sich unter Abspaltung von Cl Atomen nach folgender Gleichung



umsetzen, während ein kleiner Bruchteil im Dreierstoss die Additionsreaktion



eingehen wird. Nur die hierbei freiwerdende grosse Reaktionswärme Q_{IV} reicht zur Anregung des Chemilumineszenzspektrums aus, dessen minimale Anregungsenergie durch die Nullkante des Bandensystems bestimmt ist. Eine Vibrationsanalyse des entsprechenden Fluoreszenzspektrums von HgCl hat nämlich ergeben²⁾, dass die Nullkante des Systems nicht wie sonst üblich in der Nähe des Intensitätsmaximums, sondern sehr viel kurzwelliger liegt. Die Werte für alle drei Quecksilberhalogenide³⁾ finden sich in folgender Tabelle zusammengestellt.

Intensitätsmaximum	Nullkante	Q _I ⁴⁾	Q _{IV} ⁵⁾
HgCl : 5500 A.E. 52 kcal	4277 A.E. 66,5 kcal	47,5 kcal	77 kcal
HgBr: 5000 57	4250 67	42,3	63
HgJ : 4400 65	~ 4000 ~ 71	33,5	55

¹⁾ Näheres siehe bei OGG, MARTIN und LEIGHTON, Journ. Am. Chem. Soc. **58**, p. 1922, 1937.

²⁾ J. K. WIELAND, Helv. Phys. Acta **9**, 640, 1936 und Nature **139**, 590, 1937.

³⁾ Angaben über das Fluoreszenzspektrum von HgBr werden demnächst publiziert werden.

⁴⁾ Nach H. BRAUNE und S. KNOKE, Zeitschr. phys. Chem. (A) **152**, 409, 1931.

⁵⁾ Auf Grund obiger Arbeit und meiner neueren Arbeiten (loc. cit.) neu berechnet. Die älteren, wenig verschiedenen Werte finden sich in Zeitschr. phys. Chem. (B) **11**, 425 und 470, 1931.

Man erkennt daraus, dass die bei Reaktion IV freiwerdende Wärmetonung Q_{IV} nur im Falle des Chlorids zur Anregung des entsprechenden Spektrums (Nullkante) ausreicht. Würde dagegen, im Sinne von FRÄNZ und KALLMANN¹⁾, die doppelte bei Reaktion I freiwerdende Energie $2 Q_I$ für die Anregung der Chemilumineszenz massgebend sein, so müsste auch das Spektrum von HgBr in Chemilumineszenz erscheinen, was nicht zutrifft.

Da beide Erklärungsmöglichkeiten (Q_{IV} und $2 Q_I$) auf der Annahme von Dreierstößen basieren, so muss unter allen Umständen erwartet werden, dass in der hochverdünnten Quecksilber-Chlorflamme, wo Dreierstösse äusserst selten vorkommen, die HgCl Chemilumineszenz verschwindet, wie es auch beobachtet wird.

Interactions entre segments de courants, une hypothèse

par A. PICCARD (Bruxelles).

L'auteur commence par rappeler et par démontrer d'une façon très simple une loi qui est ancienne, mais qui a été oubliée par la plupart des physiciens: Soit donné un oscillateur électrique dont les oscillations sont assez lentes pour qu'on puisse considérer le champ magnétique produit comme étant constant (quasi stationnaire). En un point quelconque de l'espace on peut calculer le champ magnétique en intégrant d'après BIOT-SAVART l'effet de tous les éléments de courant. Les courants de déplacement de Maxwell jouent dans ce calcul le même rôle que les vrais courants de conductibilité. Si le diélectrique entourant l'oscillateur est homogène, l'effet total de tous les courants de déplacement tel qu'il ressort de l'intégration mentionnée est égal à zéro. Il suffit donc d'étendre l'intégration sur les seuls éléments de vrai courant en ignorant les courants de déplacement. (Cet énoncé a soulevé dans le sein de la Société de Physique une vive discussion après laquelle il a été reconnu comme exact.)

D'autre part une charge de ce mouvant à la vitesse v est équivalente quant aux champs magnétiques produits à un courant i quasi stationnaire le long d'un élément dl si $v de = i dl$. Ce courant i peut être considéré comme produit par deux petites sphères chargées différemment à très hauts potentiels et réunies par un conducteur dl de haute résistance.

Considérons maintenant dans le vide un plan et sur ce plan un élément $i_1 dl_1 \equiv e_1 v_1$ perpendiculaire au plan, puis à une distance R du premier élément un élément $e_2 v_2$ situé dans ce plan

¹⁾ H. FRÄNZ und H. KALLMANN, Zeitschr. f. Phys. **34**, 924, 1925.

et dont la vitesse v_2 est dirigée vers e_1 . Les charges et courants étant mesurés en unités statiques, on trouve d'après BIOT-SAVART et LAPLACE une force dont la direction est opposée à la vitesse v_1 qui agit sur e_2 et qui a la valeur

$$P = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{c^2 R^2}$$

où c est la vitesse de la lumière.

Soit $V = e_2/R$ le potentiel statique en e_1 produit par e_2 , on a

$$P = \frac{dV}{dt} \frac{e_1 v_1}{c^2}$$

quelque soit la direction du mouvement de e_2 . En appliquant uniquement BIOT-SAVART et LAPLACE, on ne trouve pas de réaction à cette force, ce qui est un non-sense.

(On verra encore mieux la faute en considérant un élément de courant se dirigeant vers un circuit fermé, le tout étant dans un plan.)

Sans recourir aux équations de MAXWELL, on peut suppléer à ce déficit en introduisant une nouvelle force P_1 agissant sur e_1 dirigée dans le sens de v_1 , donc une force longitudinale¹⁾. Cette force est équivalente à un champ

$$H = \frac{dV}{dt} \cdot \frac{v_1}{c^2}.$$

Elle fournit donc un travail qui ne peut être produit que par le mouvement de la charge e_2 . Il y a donc une force P_2 agissant sur e_2 qui s'oppose à ce mouvement. $P_2 = P_1 v_1/v_2$.

Cette force P_2 est de direction opposée à v_2 . Elle doit donc avoir une réaction dirigée dans le sens v_2 . Cette réaction ne peut avoir son point d'appui que sur la charge e_1 . Elle ne fournit pas de travail.

La force résultante agissant sur e_1 est donc $P_r = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$ et l'angle qu'elle fait avec v_1 est donné par $\operatorname{tg} \alpha = P_2/P_1$.

L'ensemble de ces forces satisfait au principe de l'égalité des actions et des réactions et à celui de la conservation de l'énergie. Il faudrait cependant encore d'autres hypothèses pour satisfaire au principe de la compensation des couples.

Si e_2 est en dehors du plan considéré initialement et que v_2 et v_1 sont dans le même alignement, la mécanique classique n'exige pas l'existence des forces que nous avons introduites en

¹⁾ Il est probable que l'on retrouverait cette force en fouillant à fond les équations de MAXWELL.

fonction de dV/dt , mais elle ne s'y oppose pas. Si on admet que nos forces existent aussi dans ce cas, la formule

$$P_1 = \frac{dV}{dt} \frac{e_1 v_1}{c^2}$$

devient tout à fait générale.

Remplaçons maintenant l'élément $e_1 v_1$ ou $i_1 dl_1$ par plusieurs éléments formant un circuit fermé. Dans ces conditions la force P agissant sur la charge e_2 diminue et avec elle la résultante de toutes les forces P_r agissant sur le circuit des $i_1 dl_1$. La mécanique classique peut seulement nous renseigner sur la résultante des forces P_r , sans rien nous dire sur les forces P_r individuelles. Il est possible, et ce serait la solution la plus simple du problème, que les différents éléments $i_1 dl_1$ réagissent individuellement sur l'accroissement dV/dt du potentiel, suivant notre formule, sans se déranger mutuellement. Dans ce dernier cas on trouve logiquement plusieurs conséquences surprenantes :

Soit donnée une enceinte conductrice (cage de Faraday) contenant une bobine parcourue par un courant formé de charges positives mobiles. (Si les charges mobiles sont des électrons négatifs, les conséquences sont les mêmes avec signes opposés.) Si par des charges extérieures on fait augmenter le potentiel de l'enceinte, il est créé dans la bobine une force électromotrice dirigée dans le sens du courant et proportionnelle à

$$\frac{dV}{dt} \frac{v_1 l_1}{c^2}$$

où v_1 est la vitesse moyenne des charges et l_1 la longueur du conducteur de la bobine.

Si, par contre, on fait augmenter le courant de la bobine, des charges positives sont expulsées de l'enceinte. Une masse conductrice, dans laquelle les charges positives ont par rapport aux charges négatives un excès de vitesse aurait la propriété curieuse que, à l'état électrostatiquement apparemment neutre, elle contiendrait en réalité un excès de charges négatives; cet excès de charges se manifesterait en créant des champs magnétiques selon BIOT-SAVART, si la masse est en mouvement de translation ou de rotation.

Tous les phénomènes dont nous avons parlé et qui doivent se produire entre deux segments de courant sont d'un ordre de grandeur si faible, que nous n'avons aucune chance de ne jamais pouvoir les mettre expérimentalement en évidence. Ceux qui se produisent peut-être entre segment et circuit sont à l'extrême limite de ce qui est expérimentalement accessible.

Ce n'est que le dernier phénomène dont nous avons parlé qui, s'il est réel, peut s'observer facilement et cela dans le cas où nous sommes en présence de très grandes masses: La Terre ou le Soleil. Cela nous ramène à une ancienne hypothèse d'EINSTEIN¹⁾ selon laquelle les champs magnétiques de ces deux astres proviendraient du fait que toute masse neutre au point de vue statique serait chargée au point de vue BIOT-SAVART. Mais tandis que EINSTEIN admettait que le rapport de l'excès de la charge négative à la charge totale était une constante universelle de l'ordre de grandeur $6 \cdot 10^{-19}$, ce rapport dépend chez nous de l'excès de vitesse d'une des charges sur l'autre. Il dépendrait donc de la matière. Connaissant le champ magnétique terrestre notre hypothèse permet de calculer l'excès de vitesse moyen dans les atomes constituant la masse terrestre. Malheureusement le résultat n'est pas très plaisant: On trouve que ce sont les charges positives qui seraient animées d'une plus grande vitesse que les négatives, l'excès étant de l'ordre de grandeur de 20 cm/sec.

Über Verluste in magnetischen Werkstoffen

von R. GOLDSCHMIDT (Cossonay).

Jeder Magnetisierungsvorgang ferromagnetischer Körper ist mit Energieverlusten verbunden. Bei Gleichstrom ergeben sich die statischen Hystereseschleifen. Bei Wechselstrom kommen hierzu die Wirbelstromverluste sowie nach neueren Untersuchungen noch ein weiterer Verlustanteil — die Nachwirkungsverluste. Diese machen sich besonders bei schwachen Feldern bemerkbar, da sie in diesem Fall grösser als die Summe der beiden anderen Verlustanteile sein können.

So erstrecken sich auch die meisten Arbeiten auf das Verhalten der Nachwirkungsverluste bei schwachen Feldern. Man hat die Abhängigkeit von der Magnetisierung, mechanischen Ver- spannung, Legierungszusammensetzung und Temperatur untersucht.

Es wurde nun eine weitere Versuchsreihe ausgeführt, und zwar wurde eine stark ausgewalzte Eisennickellegierung derart thermisch behandelt, dass man Proben erhielt, deren Permeabilität in steigender Folge zwischen 60 und 800 lag. Es wurde festgestellt, dass bei allen diesen Legierungen die Nachwirkungsverluste bei 20° C. fast die gleichen waren (etwa 4%). Der Curiepunkt

¹⁾ Voir: PICCARD et KESSLER, Détermination du rapport des charges du proton et de l'électron. (Archives des Sciences phys. et natur. 1925 p. 340.)

der Legierungen lag etwas über 100° C., das Maximum der Nachwirkungsverluste hatte Werte von 20—40%o. Die theoretisch zu erwartende Beziehung zwischen Hystereseverlusten und Stromabhängigkeit der Permeabilität ist sehr gut erfüllt. Dagegen sind die Wirbelstromverluste grösser als sich aus den Maxwellgleichungen ergibt. Auch zeigt die Permeabilität ein durch Nachwirkung bedingtes Absinken mit der Frequenz.

Die bisher bekannten Versuche sprechen dafür, dass die Nachwirkungsverluste auf Mischkörpereffekte zurückzuführen sind. Ausser den bisher angenommenen metallurgischen Inhomogenitäten muss aber auch die Inhomogenität des Einzelkrystalls in bezug auf die Anfangspermeabilität beachtet werden.

Dämpfung piezoelektrischer Schwingungen

von W. BOSSHARD und G. BUSCH (E.T.H. Zürich).

Die Messung der Dämpfung piezoelektrischer Schwingungen von Kristallen stösst bei den bisher bekannten Methoden zum Teil auf grosse experimentelle Schwierigkeiten; jedenfalls gehen zufällige Fehler der Messvorrichtung direkt in das Untersuchungsergebnis ein. Die Verwendung einer Braun'schen Röhre hingegen gestattet, den Abklingvorgang eines zu seiner Eigenschwingung erregten und dann sich selbst überlassenen Kristalles direkt sichtbar zu machen und photographisch festzuhalten.

Die zu untersuchende Kristallplatte befindet sich zwischen zwei Elektroden, welche dauernd mit den *y*-Platten einer Braunschen Röhre verbunden sind und zur Erregung des Kristalles an einen Hochfrequenzgenerator kapazitiv gekoppelt werden. Die Aufnahme einer Abklingkurve geschieht in der Weise, dass der Kristall vom Generator abgetrennt und an die *x*-Platten der Braun'schen Röhre gleichzeitig eine mit der Zeit linear anwachsende Ablenkspannung gelegt wird. Die Ablenkung geschieht so langsam, dass der ganze, $1/100$ bis $1/10$ Sekunde dauernde Abklingvorgang auf dem Leuchtschirm erscheint. Die hochfrequenten Schwingungen werden hierbei natürlich nicht mehr aufgelöst; man erhält vielmehr die Enveloppe des gedämpften Wellenzuges. Auf dieselbe Platte wird noch eine Eichschwingung mit bekannter Frequenz aufgenommen, welche deutlich aufgelöst wird. Auf diese Weise erhält man die Amplitude des ausschwingenden Kristalles als Funktion der Zeit und hieraus wird der Dämpfungsexponent oder das logarithmische Dämpfungsdekkrement entnommen. Alle Schaltvorgänge werden automatisch ausgelöst, und es ist ein

besonderer Vorteil des neuen Verfahrens, dass das Beobachtungsresultat vollständig frei ist von zufälligen Fehlern der Apparatur.

Mit der beschriebenen Methode wurde der Einfluss der Temperatur auf die Dämpfung von Quarz zwischen $+50^\circ$ und -150° C untersucht. Bei Zimmertemperatur ergibt sich das logarithmische Dekrement $\lambda = 6,5 \times 10^{-5}$. Mit sinkender Temperatur nimmt λ sehr stark ab und besitzt bei -100° einen Wert von $8,2 \times 10^{-6}$. Von dieser Temperatur an abwärts fällt die Dämpfung nur noch sehr wenig. Unsere Messungen decken sich somit qualitativ mit dem von GUY und EINHORN¹⁾ beobachteten Verlauf der Dämpfung von Torsionsschwingungen an Quarzfäden.

Zur Theorie der Seignetteelektrizität

von G. BUSCH, J. HABLÜTZEL und P. SCHERRER (E.T.H. Zürich).

Das dielektrische Verhalten von Seignettesalz für kleine Feldstärken in Richtung der *a*-Axe ist von H. MÜLLER²⁾ im Temperaturbereich von -180° bis $+50^\circ$ C untersucht worden. Für die *b*- und *c*-Achse fehlten bis heute entsprechende Messungen. Weil das Verhalten in den verschiedenen kristallographischen Hauptachsen für die theoretische Deutung der Seignette-elektrischen Erscheinungen von grosser Wichtigkeit ist, haben wir die Dielektrizitätskonstanten in allen drei Hauptaxen mit einer empfindlichen Wechselstrombrücke bestimmt. Unsere Messungen in der *a*-Axe stimmen gut mit denjenigen von MÜLLER überein. In der *b*- und *c*-Richtung steigt die Dielektrizitätskonstante stetig von dem Werte 6 bzw. 5 bei -180° C bis auf 10 bei $+50^\circ$ C.

Die gemessene Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilitäten in allen drei Hauptaxen und das Auftreten des unteren Curiepunktes in der *a*-Richtung kann man auf Grund der Langevintheorie verstehen, wenn man annimmt, dass die *Zahl* der frei drehbaren Dipole eine Funktion der Temperatur ist. Diese Temperaturfunktion selbst lässt sich unter Zugrundelegung der normalen Werte für das Dipolmoment des Wassermoleküls, der Lorentzfaktoren, der Elektronen- und Gitterpolarisation aus den Messungen der Dielektrizitätskonstanten bei kleinen Feldstärken bestimmen: Bei sehr tiefen Temperaturen sind alle Dipole unbeweglich (eingefroren). Die Zahl der drehbaren Dipole steigt dann mit wachsender Temperatur rasch an (Auftauen) und nähert sich einem konstanten Wert. Für dieses „Auftauen“ der Dipole lässt

¹⁾ C. E. GUY und M. EINHORN. Arch. Sc. phys. et nat. XLI, 287, 1916.

²⁾ MÜLLER, Phys. Rev. 47, 175, 1935.

sich auch ein einfaches Modell angeben, welches zu einer Temperaturfunktion führt, welche mit den Experimenten gut übereinstimmt: Man hat nur anzunehmen, dass die Kristallwassermoleküle im Gitter zwei verschiedene Punktlagen einnehmen können; in der energetisch höheren Lage sind die Dipole frei drehbar, in der energetisch tieferen dagegen nicht. Die Verteilung der Moleküle auf die beiden Lagen erfolgt nach der klassischen Statistik. — Die von FOWLER¹⁾ versuchte Theorie der „cooperative states“ gibt die dielektrischen Eigenschaften für Seignettesalz insofern nicht richtig wieder, als sie in Richtungen senkrecht zur *a*-Achse ein Absinken der Dielektrizitätskonstanten mit wachsender Temperatur fordert, welches im Widerspruch zu unseren Messungen steht.

Aus der hier entwickelten Theorie können quantitative Aussagen über die Temperaturabhängigkeit der Sättigungspolarisation und der spezifischen Wärme sowie über das Verhalten von Seignettesalz mit schwerem Kristallwasser (D_2O) gemacht werden, deren experimentelle Prüfung in Aussicht genommen ist. Die Ergebnisse sollen in einer späteren Veröffentlichung zusammen mit der ausführlichen Theorie mitgeteilt werden.

Magnetische Doppelbrechung an Eisenhydroxyd-Solen

von W. OOSTVEEN und H. SACK (Bruxelles).

In einer früheren Arbeit²⁾ konnte der eine von uns zeigen, wie die Verwendung von Wechselfeldern bei Kerr-Untersuchungen an Kolloiden wertvolle Aufschlüsse ergeben kann. Dasselbe gilt für magneto-optische Untersuchungen, wie wir hier zeigen möchten.

Die Untersuchungen wurden an alten Eisenhydroxyd-Solen ausgeführt. Es ist bekannt³⁾, dass bei geeigneten Solen die beobachtete Doppelbrechung als Funktion der Feldstärke (Gleichstrom-Magnet!) für kleine Feldstärken positiv ist, dann ein Maximum aufweist und bei höheren Feldstärken ihr Zeichen umkehrt. Die Interpretation war die, dass der Effekt eine Überlagerung von 2 Effekten darstellt: der eine mit positiver Doppelbrechung, die schon bei relativ kleinen Feldstärken einer Sättigung zustrebt, und der andere mit negativer Doppelbrechung, die ungefähr quadratisch mit der Feldstärke wächst. Wir haben solche Messungen ergänzt durch Untersuchungen bei 50 ~ Wechselfeldern. Es zeigt

¹⁾ FOWLER, Proc. Roy. Soc. **149**, 1, 1935.

²⁾ J. ERRERA, J. TH. OVERBECK et H. SACK, J. Chimie-Phys. **32**, 681, 1935.

³⁾ Für Literatur s. W. HELLER, Kolloidchem. Beih. **39**, 1, 1934.

sich, dass die beiden genannten Effekte wirklich bestehen und dass sie verschiedene Relaxations-Zeiten haben. Es erweist sich sogar, dass der erste Effekt in den meisten Fällen bei $50 \sim$ schon verschwunden ist; man beobachtet dann nur noch den 2. Effekt. Es ist also möglich, durch Verwendung von Wechselfeldern die beiden Effekte voneinander zu trennen und damit gesondert zu untersuchen.

Die Schlussfähigkeit der Versuche wird noch erhöht durch Ausführung der Messungen mit stroboskopischer Beleuchtung, wobei die Phasenverschiebung zwischen Beleuchtung und Feld variiert werden kann. In dem vorliegenden Falle ergab sich auf diese Art, dass es sich bei beiden Effekten um Partikel handelt, die bereits so gross sind, dass ihre Orientierung im Felde mehr als $\frac{1}{50}$ Sekunde benötigt.

Die ausführliche Diskussion erscheint an anderer Stelle.

Über die Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten im Frequenzbereich 50 \div 80 Megahertz

von R. BÄR (Zürich, Universität).

§ 1.

Während die Absorption des Ultraschalls in Gasen und Gasgemischen experimentell eingehend untersucht und theoretisch weitgehend geklärt ist, liegen für Flüssigkeiten nur verhältnismässig wenige Messungen vor und eine die Versuchsresultate befriedigend wiedergebende Theorie fehlt ganz. Von BIQUARD¹⁾, der zuerst an ausgewählten Flüssigkeiten im Frequenzbereich 4 \div 11 Megahertz (MHz) solche Versuche ausführte, wurde das bemerkenswerte Resultat erhalten, dass der experimentell gemessene Absorptionskoeffizient α_e der Schallintensität nicht proportional ω^2 (ω = Schallfrequenz) ist, wie dies der Fall sein sollte nach der klassischen Theorie, welche die Dämpfung auf die Zähigkeit (STOKES) und die Wärmeleitfähigkeit (KIRCHHOFF) der Flüssigkeit zurückführt. Ausserdem ist α_e meistens wesentlich (und zwar je nach der untersuchten Flüssigkeit und der benutzten Schallfrequenz 3 \div 2000 mal) grösser als der klassische theoretische Wert

$$\alpha_t = 4 \pi^2 \frac{\omega^2}{\varrho v^3} \left(\frac{4}{3} \mu + \frac{\chi - 1}{c_p} k \right),$$

wo ϱ = Dichte, v = Schallgeschwindigkeit, μ = Reibungskoeffi-

¹⁾ P. BIQUARD, C. R. Paris 193, 226 (1931); 196, 257 und 197, 309 (1933); Thèses, Masson & Cie., Paris 1935.

zient, χ = Verhältnis der spezifischen Wärmenden C_p/C_v und k = Koeffizient der Wärmeleitfähigkeit bedeuten. Die Versuche von BIQUARD wurden im Frequenzbereich 0,3 \div 3 MHz ergänzt, insbesondere durch Messungen von CLAEYS, ERRERA und SACK¹⁾. Oberhalb 11 MHz hat bisher nur BAŽULIN²⁾ an einer Flüssigkeit (Essigsäure) derartige Messungen, und zwar bis hinauf zu 31 MHz ausgeführt.

§ 2.

Um die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment aufzuklären, scheint es notwendig, den Frequenzbereich der Experimente weiter auszudehnen und noch mehr und insbesondere auch möglichst einfach gebaute Flüssigkeiten zu untersuchen. Im folgenden sollen einige derartige Messungen, die im Bereich 50 \div 80 MHz ausgeführt wurden, beschrieben werden. Zu den Versuchen wurde ein von der Fa. P. HABICHT, Schaffhausen, hergestellter Kurzwellentherapiesender (Modell Z „für Kopfbehandlung“) benutzt. Derselbe besitzt zwei amerikanische 801-Röhren in Gegentaktschaltung. Gitter- und Anodenkreis sind als eine Art sechsfaches Lechersystem besonderer Konstruktion ausgebildet, wodurch eine maximale Symmetrie der Anordnung und exakte Abstimmbarkeit aller schwingenden Teile ermöglicht wird. Die elektrische Wellenlänge kann durch Verschiebung zweier Brücken kontinuierlich zwischen ca. 3 und 6 m verändert werden. Der Apparat gibt laut Angabe der Firma bei 450 V Anoden Spannung (erzeugt aus dem städtischen Wechselstrom mit Hilfe von Transformator und einer amerikanischen 83-Doppelweg-Gleichrichterröhre) bis über 40 W Hochfrequenzenergie in den Verbrauchskreis ab.

Als Piezoquarz wurde eine Scheibe von 2×1 cm Kantenlänge, die für eine Grundschwingung von 7,5 MHz geschliffen war, verwendet und in der 7. bis 11. Oberschwingung angeregt. Um auch in leitenden Flüssigkeiten (insbesondere Wasser und Quecksilber) Schallwellen erzeugen zu können, wurde die Quarzscheibe aussen auf die Bodenfläche eines Leybold'schen Glaskastens aufgeklebt. Die Schallwellen waren nach dem Durchgang durch die ca. 2 mm dicke Glasplatte des Trogs in der Flüssigkeit noch so intensiv, dass bei der Lichtbeugung die Spektren 1. Ordnung sehr stark auftraten. Die mit Hilfe einer Weston-Photron-Sperrschichtphotozelle gemessene Intensität eines solchen Beu-

¹⁾ J. CLAEYS, J. ERRERA und H. SACK, C. R. Paris **202**, 1493 (1936); Transact. Faraday Soc. **33**, 136 (1937); J. CLAEYS und H. SACK, Bull. Acad. roy. Belg. **13**, 659 (1937).

²⁾ P. BAŽULIN, C.R. (Doklady), U.R.S.S. **3**, 285 (1936).

gungsspektrums diente als Mass der Intensität der Ultraschallwellen. Fig. 1 zeigt in halblogarithmischer Darstellung die auf diese Weise gemessene Schallintensität J als Funktion des Abstandes h von der innern Oberfläche der Grundplatte des Glaskastens für Wasser bei einer Schallfrequenz von 53,7 MHz. Der

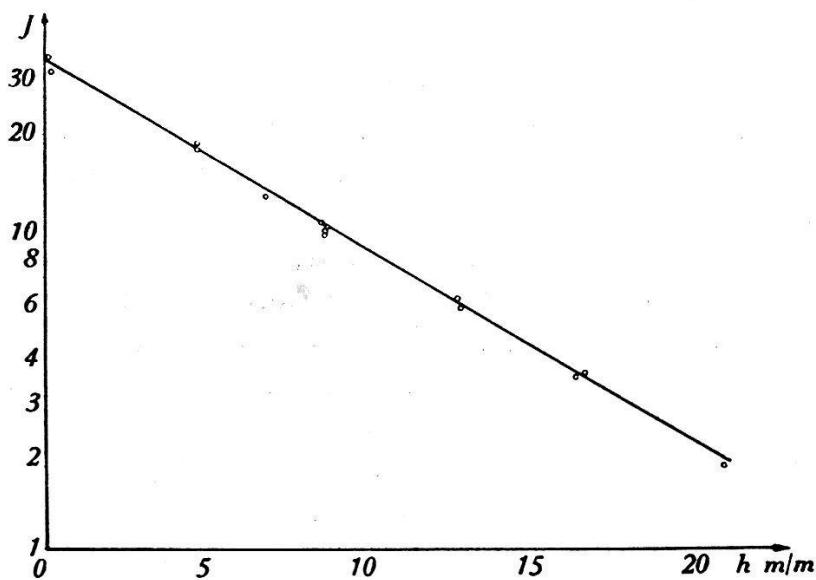


Fig. 1.

Abhängigkeit der Intensität J eines Beugungsspektrums 1. Ordnung als Funktion des Abstandes h von der Eintrittsstelle der Schallwellen in den Flüssigkeits-trog für Wasser bei 53,7 Megahertz (halb-logarithmische Dastellung).

Zusammenhang zwischen $\lg J$ und h war bei allen Messungen sehr gut linear; dies beweist, dass die Annahme, dass die Licht-intensität des Beugungsspektrums 1. Ordnung proportional der Schallintensität ist, unter den vorhandenen Versuchsbedingungen hinreichend genau erfüllt war.

§ 3.

Die Versuchsresultate für alle Flüssigkeiten sind in Tabelle 1 zusammengestellt, in der die theoretischen und experimentellen Werte von α/ω^2 eingetragen sind. Nur die in den drei letzten Kolonnen angegebenen Werte sind vom Verf. und zwar bei einer Temperatur von ca. 22° C gemessen, die übrigen sind den zitierten Arbeiten entnommen. Die Schallfrequenzen wurden bei jeder Messung mit einem Ultrakurzwellenmesser von Dr. RHODE und Dr. SCHWARZ-München auf 0,1% genau gemessen. Da der Piezo-quarz sich ziehen lässt und die Schallfrequenzen daher bei den einzelnen Messungen nicht immer denselben Wert haben, sind in der Tabelle nur ungefähre Mittelwerte dieser Frequenzen eingetra-gen. Auch von den von andern Autoren benutzten Frequenzen sind

hier nur ungefähre Mittelwerte angegeben. Man sieht aus der Tabelle, dass die neuen, für hohe Frequenzen gemessenen α/ω^2 -Werte sich stetig an die schon bekannten anschliessen; man erhält für jede der untersuchten Flüssigkeiten einen andern für die betr. Substanz charakteristischen Kurvenverlauf. Von unsrern Messungen sind die bei 54 MHz ausgeführten die genauesten. Mit wachsender

Tabelle 1: Werte von $\alpha/\omega^2 \cdot 10^{17}$.

Frequenz in MHz Flüssigkeit	Theo- rie	0,9	1,5	2	5	8	11	54	69	83
Wasser . . .	17			~65	~80		53,6	47,7	47,8	51,1
Methylacetat	14	1100	1100	1200	313	218	164	88,2	68,2	
Äthylacetat .	16				172	155	126	71,6	74,8	
Aceton . . .	14				43	54	53	62,5	61,7	
Essigsäure . .					3700	1700	1050	312		
Tetrachlorkohlenstoff	32		77					~800		
Schwefelkohlenstoff.	10	22,000						>10000		
Quecksilber .	10,1							13,2		

Frequenz wird die Reichweite des Ultraschalls kleiner, so dass die in der Volumeneinheit absorbierte Energie zunimmt. Die hierdurch verursachte Schlierenbildung beeinträchtigt die Messgenauigkeit in hohem Masse. Zu den einzelnen Flüssigkeiten ist folgendes zu bemerken (bezügl. Quecksilber vgl. § 4):

Wasser. In dieser Flüssigkeit konnten wegen der geringen Schlierenbildung die genauesten Messungen ausgeführt werden. Der bei 54 MHz erhaltene Wert des Absorptionskoeffizienten sollte auf ca. 2% exakt sein. Die aus der klassischen Theorie folgende Beziehung $\alpha/\omega^2 = \text{konst.}$ ist vielleicht grob angenähert erfüllt, aber der experimentelle Zahlenwert ist ca. dreimal grösser als der theoretische.

Methyl- und Äthylacetat. Die von den obenerwähnten Autoren für zunehmendes ω gefundene Abnahme des α/ω^2 -Wertes, welche bei ca. 3 MHz ziemlich schroff beginnt, setzt sich nach grossen Frequenzen hin weiter fort. Sie ist bei Methylacetat besonders ausgeprägt.

Essigsäure zeigt ebenfalls eine starke Abnahme von α/ω^2 .

Tetrachlorkohlenstoff ist infolge der Schlierenbildung nur sehr ungenau ausmessbar; die überaus grosse Zunahme von α/ω^2 mit wachsender Frequenz ist aber sicher reell.

Schwefelkohlenstoff, dessen besonders grosse Absorption zuerst vom Verf.¹⁾ bei ca. 8 MHz bemerkt wurde, behält diese Eigenschaft auch bei hohen Frequenzen bei.

§ 4.

Es ist naheliegend²⁾, zur Erklärung der grossen Werte des Absorptionskoeffizienten bei mehratomigen Flüssigkeitsmolekülen die inneren Schwingungen heranzuziehen, in Analogie zu der bekannten Kneser'schen Theorie bei Gasen. Um diese Hypothese zu prüfen, wurden Versuche zur Messung der Absorption des Ultraschalls in *Quecksilber*, der am leichtesten zugänglichen einatomigen Flüssigkeit, angestellt. Der theoretische Wert des Absorptionskoeffizienten ist hier $\alpha/\omega^2 = 10,1 \cdot 10^{-17}$. Im Gegensatz zu den andern untersuchten Flüssigkeiten, bei denen die Absorption durch die Wärmeleitung nur wenige Prozent der durch die Zähigkeit verursachten beträgt, ist bei Hg das Verhältnis umgekehrt: der Anteil der Zähigkeit macht nurmehr ca. 20% aus.

Bei den Versuchen mit Quecksilber war der Leybold-Trog unten mit einer Hg-Schicht von veränderlicher Dicke und darüber mit Wasser gefüllt. Es wurde nun nur die Intensität des aus dem Hg in das Wasser austretenden Schalles und zwar nach der angegebenen Methode gemessen. Der Absorptionsversuch wurde in der Weise ausgeführt, dass die Schallintensität in festem Abstand vom Boden des Glastrogs bei variabler Dicke der Hg-Schicht gemessen wurde. Hierbei wird also die Kenntnis des Schallabsorptionskoeffizienten in Wasser vorausgesetzt. Unter Zugrundelegung des Wertes $\alpha/\omega^2 = 47,7 \cdot 10^{-17}$ ergibt sich dann aus unsren, bisher nur bei 54 MHz ausgeführten, Messungen für Quecksilber der Wert $\alpha/\omega^2 = 13,2 \cdot 10^{-17}$. Dieser Wert kommt zwar dem theoretischen bemerkenswert nahe; aber erst wenn Messungen über einen grösseren Frequenzbereich vorliegen, wird man daraus weitere Schlüsse ziehen dürfen. — Die Versuche werden fortgesetzt.

Zusammenfassung. Es werden für einige ausgewählte Flüssigkeiten mit mehratomigen Molekülen die Ultraschallabsorptionskoeffizienten im Bereich 50 \div 80 Megahertz gemessen. Dieselben sind (in Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Autoren, die bei niedrigeren Frequenzen solche Messungen ausführten) um ein Vielfaches grösser als die nach der klassischen Theorie berech-

¹⁾ R. BÄR, Helv. Phys. Acta **6**, 570 (1933).

²⁾ J. CLAEYS, J. ERRERA und H. SACK. In dieser Arbeit wird mitgeteilt, dass von den Autoren auch schon Absorptionsmessungen in Quecksilber in Angriff genommen sind; Versuchsresultate wurden aber bisher noch nicht veröffentlicht.

neten (vgl. Tabelle 1). — In dem einatomigen Quecksilber, für welches hier ausserdem zum erstenmal Messungen mitgeteilt werden, kommt der Absorptionskoeffizient dagegen dem theoretisch berechneten bemerkenswert nahe.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

De la liaison entre la conductibilité et le pouvoir

thermoélectrique propre

par A. PERRIER (Lausanne).

I. — Cette communication touche plus particulièrement les phénomènes « longitudinaux », c'est-à-dire parallèles aux gradients de potentiel et de température. La méthode des « caractéristiques » (v. note précédente) qui est appliquée systématiquement au laboratoire de l'auteur y est invoquée ici à des fins théoriques.

L'équation générale d'une famille de caractéristiques peut s'écrire en négligeant les termes d'ordre supérieurs

$$\delta \mathcal{E} = \delta \mathcal{E}_{th} + \delta \varrho \cdot J. \quad (1)$$

Les paramètres de chaque droite $\delta \mathcal{E}_{th}$ et $\delta \varrho$ symbolisent respectivement les variations du pouvoir thermoélectrique propre et de la résistivité provoquée par un agent déterminé (généralement champ magnétique \mathcal{H} ou contrainte mécanique σ). $\delta \mathcal{E}_{th}$ est en outre proportionnelle au gradient de température, il y a une famille pour chaque gradient.

Mais on peut tout aussi bien écrire

$$\delta \mathcal{E} = - (J_{th} \delta \varrho + \varrho \delta J_{th}) + \delta \varrho J \quad (2)$$

représentation qui substitue au paramètre $\delta \mathcal{E}_{th}$ les grandeurs J_{th} et δJ_{th} . J_{th} symbolise la densité du courant qui circulera dans le métal du fait du gradient de température *seul*, donc en l'absence de tout champ électrique, δJ_{th} est sa variation causée par l'agent extérieur. Dans les publications antérieures, l'auteur a appelé ce vecteur J_{th} la densité de l'*autocourant* thermoélectrique.

Si, au point de vue exclusivement formel, ces deux représentations sont tout à fait équivalentes, il n'en est pas du tout ainsi quant à leurs aspects proprement physiques.

Seule la première a été usitée antérieurement, c'est elle d'ailleurs qui ressort naturellement des données directes de l'expérience. La seconde a été introduite et développée sommairement.

dans des publications théoriques antérieures¹⁾; les considérations développées en séance et dont on trouve la substance ci-dessous sont destinées à mettre en relief sa simplicité et sa fécondité.

II. — L'autocourant thermoélectrique est déterminé complètement par la nature du milieu observé et par le gradient de température, tandis que \mathcal{E}_{th} est en plus fonction de la résistivité, car ce champ apparaît pour créer et entretenir un courant égal \mathcal{E}_{th}/σ et inverse à J_{th} . Ces deux courants n'étant pas d'ailleurs de mécanismes identiques. C'est en choisissant J_{th} comme élément primordial qu'apparaît notamment le sens de la proposition nouvelle et d'apparence paradoxale que la *force électromotrice thermoélectrique propre est conditionnée aussi par la résistivité*. C'est au moment où le courant est nul dans le tronçon considéré qu'il y a superposition de deux courants et non pas lorsqu'il passe exactement l'autocourant, phénomène simple, relevant d'un seul mécanisme.

III. — On rappelle les applications à la variation thermique du pouvoir thermoélectrique; ce phénomène est complexe et conditionné par la variation thermique de la résistivité; il est notamment inévitable, quel que soit le mécanisme du mouvement des électrons, que *le pouvoir thermoélectrique propre disparaîsse en même temps que s'établit l'état superconducteur*²⁾.

IV. — Outre la fécondité de ces conceptions, leur commodité et même leur nécessité ressort ensuite de la considération de milieux anisotropes. Il est p. ex. certain ici qu'une anisotropie de résistivité suffit à créer une anisotropie thermoélectrique, alors même que l'autocourant serait isotrope; et dans le cas inverse où l'on observerait une force électromotrice thermoélectrique isotrope avec une résistance anisotrope, on serait contraint, par la voie de l'autocourant thermoélectrique, d'admettre l'anisotropie thermoélectrique; dans l'un et l'autre cas, l'entrée en ligne de compte de la résistivité est inévitable.

¹⁾ V. p. ex.: Sur une théorie des phénomènes thermoélectriques dans les conducteurs isotropes et anisotropes (1927), Bull. Soc. vaud. Sc. nat., vol. 56, p. 645.

²⁾ A. PERRIER, Actions électromotrices intérieures et superconduction, quelques conséquences fondamentales (1926). Bull. Soc. vaud. Sc. nat., vol. 56, p. 133. — id., Sur l'énergétique et l'interdépendance des phénomènes galvanomagnétiques de HALL et W. THOMSON (1927). — id., vol. 56, p. 585. — id., Effets galvanomagnétiques et superconduction (1927). — id., vol. 56, p. 605.

On trouve en outre dans ces notes comment des idées théoriques parentes permettent d'établir d'une manière générale l'incompatibilité du magnétogalvanisme avec l'état superconducteur ainsi que l'insensibilité des lignes de courant dans ces milieux à une action magnétique.

Dans cet ordre d'idées, sont tout particulièrement démonstratives les modifications magnétiques des pouvoirs thermoélectriques et de la résistivité soit quant à leurs grandeurs, soit quant à leurs dyssymétries liées à la direction de l'aimantation.

V. — Ce qui précède ne postule en fait aucun mécanisme particulier et est ainsi d'une grande généralité. On obtient des résultats nombreux en le combinant pour les milieux ferromagnétiques avec l'hypothèse des anisotropies spontanées de groupements élémentaires dans l'intérieur du cristal¹⁾. Dans cette hypothèse, les potentiels de contact n'entrent plus en ligne de compte par leurs variations. Sous la réserve de cette question de potentiel de contact, les considérations qui suivent peuvent le plus souvent du reste s'appliquer aussi à d'autres milieux.

Les caractéristiques définies plus haut se révèlent ici particulièrement précieuses, que ce soit expérimentalement ou par les interprétations qu'elles suggèrent; la direction commune des gradients de potentiel et de température étant supposée fixe, on fait varier le paramètre (\mathcal{K} ou σ) en sorte que l'aimantation (ou l'orientation apolaire) passe par toutes *les valeurs comprises entre les saturations parallèle et perpendiculaire aux gradients*. La famille de caractéristiques détermine une *enveloppe* dont le point de contact avec l'axe des intensités de courant correspond à l'aimantation (orientation) nulle, c'est-à-dire à l'isotropie statistique, si le milieu est exempt d'anisotropie texturale.

Pour une variation suffisamment faible ($\delta\mathcal{K}$, $\delta\sigma$) dans le voisinage de zéro, il résulte des propriétés géométriques de l'enveloppe que

$$\delta \mathcal{E} = J_0 \delta \varrho \quad (3)$$

où J_0 est l'abscisse du point de contact.

Cette valeur J_0 de l'intensité (pour laquelle ainsi la variation de potentiel ne dépend plus de la résistivité) ne saurait être autre que l'*autocourant thermoélectrique* lui-même J_{th} , d'où l'on calcule immédiatement le pouvoir thermoélectrique propre

$$\mathcal{E}_{th} = \varrho J_0.$$

Connaissant simultanément les variations magnétiques initiales de la force électromotrice thermoélectrique et de la résistivité, on est donc en mesure de trouver soit à l'aide de (3), soit par voie

¹⁾ Voir particulièrement ALBERT PERRIER, Interprétation unitaire de la conduction des milieux ferromagnétiques, premières notes Soc. s. de Phys., Bâle 1927; avec plus de détails H.P.A., vol. III (1930), p. 400.

graphique cette grandeur fondamentale pour laquelle aucune autre méthode n'est connue.

Ces propositions étendent, précisent, et rectifient sur certains points, d'autres antérieurement publiées. Ces dernières découlaient entre autres de l'hypothèse de travail que l'enveloppe des caractéristiques se réduit à un point, hypothèse que l'expérience a montré ne pas être légitime pour une variation quelque peu étendue des paramètres.

Une loi déjà prévue demeure valable comme limite pour de faibles valeurs du paramètre, savoir

$$\delta \mathcal{E}_{\parallel} : \delta \mathcal{E}_{\perp} = \delta \varrho_{\parallel} : \delta \varrho_{\perp}. \quad (4)$$

VI. — A titre d'illustration, l'auteur présente un extrait d'expériences inédites exécutées en collaboration avec M. G. KOLB. Le rapport entre les variations du pouvoir thermoélectrique du nickel parallèle et normal à l'aimantation à saturation se trouve être 2,03, soit 2 à la précision des expériences, nombre que fait prévoir la théorie des forces électromotrices spontanées. Ces expériences ont mis en évidence l'importance tout à fait exceptionnelle de l'influence présumée des dyssymétries texturales, lesquelles avaient dissimulé complètement à d'autres chercheurs la simplicité réelle des lois¹⁾.

Séparation expérimentale des divers effets magnétogalvaniques et magnétothermiques spontanés dans le fer

par ALB. PERRIER et L. MEYLAN (Lausanne).

Cette communication fait suite directe à une autre²⁾ présentée antérieurement à la Société. Le lecteur voudra bien se reporter à cette publication pour des détails sur la méthode expérimentale dont le principe réside dans le relevé de « caractéristiques » intensité-potentiel sur des plaques sièges de gradients fixes de température; le champ magnétique extérieur (normal aux gradients) est le paramètre fixant expérimentalement chaque droite de la famille de caractéristiques. On observe une famille distincte pour chaque paire de sondes et chaque famille forme un faisceau dont le sommet vient se placer exactement sur l'axe

¹⁾ Il est expressément remarqué en terminant que la notion ici usitée de force électromotrice implique une extension de la notion classique. On ne doit pas le perdre de vue pour lever des objections d'ordre thermodynamique. L'auteur l'a déjà noté antérieurement et y reviendra dans d'autres publications.

²⁾ A. PERRIER et L. MEYLAN, Nouvelles mesures appuyant l'hypothèse des forces électromotrices magnétogalvaniques et thermoélectriques spontanées, H.P.A., vol. XIII (1935), p. 320.

des intensités. Nous avions tiré de ces données les conclusions générales que les deux effets galvaniques comme les deux thermiques sont *les uns et les autres proportionnels à l'aimantation observable*, ce qui implique une loi identique pour chacun d'eux soit en fonction de l'aimantation, soit, dans les plaques minces, en fonction du champ normal tant extérieur qu'intérieur.

Depuis ces recherches, il a été procédé à des étalonnements sur les couples constitués par les paires de sondes, soit entre elles, soit avec le métal en essai. Ces opérations mettent en mesure de tirer des expériences rappelées, les *grandeurs numériques de chacun des quatre effets transversaux séparément*. Comme conséquence de ce qui précède, il est manifeste que d'une part les caractéristiques purement électriques, de l'autre les caractéristiques purement thermiques se coupent chacune pour une intensité (ou un champ intérieur \mathcal{E}) unique, ces deux valeurs étant *differentes*. C'est là une preuve que ni l'effet Leduc-Righi ni l'effet Nernst et v. Ettingshausen ne sauraient être d'origine purement électrique, ou encore qu'ils se manifestent même en l'absence de champ électrique intérieur.

On observe encore en séance que cette méthode qui consiste à mesurer systématiquement l'effet de quatre phénomènes superposés est bien préférable, en dépit de l'apparence, à celle qui voudrait les séparer déjà pour l'observation. D'abord parce qu'une séparation préalable complète n'est pas possible. Puis parce qu'en provoquant méthodiquement tous ces effets, on rend possibles maints recouplements et contrôles, particulièrement précieux où, comme ici, les dyssymétries propres des échantillons sont des sources redoutables d'erreurs. Enfin parce que seulement ainsi, on peut baser sur l'expérience des comparaisons exemptes d'équivocité entre les phénomènes des divers types.

Voici quelques résultats obtenus sur du fer électrolytique longuement recuit et *aimanté à saturation*.

Dé-signation usuelle des effets	Température moyenne	45°	61°
Électriques	Hall	$20,4 \cdot 10^{-8}$ V/A	$23,3 \cdot 10^{-8}$ V/A
	Nernst v. Ettingshausen .	$16,8 \cdot 10^{-8}$ V/degree/cm.	$17,1 \cdot 10^{-8}$ V/degree/cm.
Thermiques	v. Ettingshausen .	$0,17 \cdot 10^{-3}$ degree/A	$0,12 \cdot 10^{-3}$ degree/A
	Leduc-Righi . .	$9,9 \cdot 10^{-3}$ deg./deg./cm.	$10,4 \cdot 10^{-3}$ deg./deg./cm.

Dans un article détaillé de ce recueil, où nous développerons prochainement la matière de ces deux communications, nous donnerons les constantes permettant de calculer chacun des effets pour toute aimantation.

A propos d'une méthode de mesure des très petits angles
par ALBERT PERRIER (Lausanne).

Au cours de sa séance de Zofingue l'an dernier, j'ai décrit devant la Société un procédé optique pour cette mesure et discuté ses limites de sensibilité sur la base d'expériences *ad hoc*. Dans une communication privée, M. S. J. BARNETT veut bien me signaler que le principe de cette méthode a été publié antérieurement en Amérique par M. B. O. PEIRCE¹⁾. Dans sa note originale qui m'avait échappé, cet auteur fait aussi remarquer les avantages de champ et de clarté du procédé.

Une formule simple pour la discussion de la sensibilité des galvanomètres balistiques en circuit fermé

par J. GILBERT (Lausanne).

Lorsqu'on veut étudier en général la sensibilité des galvanomètres balistiques en circuit fermé, on est arrêté par des expressions mathématiques assez compliquées. Grâce à une fonction approchée due à A.-J. STARING (Thèse, Lausanne, 1923)²⁾, il est possible d'établir les formules simples et générales suivantes, qui permettent une discussion rapide et complète du problème:

$$S_a = \frac{Hns}{\sqrt{IC}} \cdot \frac{2\chi^2 + \chi}{2(\chi + 1)^2} \quad S_\Phi = \frac{1}{Hns} \cdot \frac{2\chi + 1}{(\chi + 1)^2}.$$

De ces deux expressions de la sensibilité, la première se rapporte à une mesure de quantité d'électricité; la seconde, à une mesure de flux magnétique. Parmi les variables, la grandeur χ revêt une importance particulière; c'est la résistance réduite ($\chi = R/R_{cr}$). Selon les besoins, il est aisément de modifier ces expressions d'où l'on tire notamment de précieux renseignements au point de vue constructif.

¹⁾ B. O. PEIRCE, Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences, vol. 42 (1906), N° 9, pp. 171—174.

²⁾ A. J. STARING, Les conditions optimum de sensibilité des galvanomètres balistiques en circuit fermé. Arch. Sc. phys. et nat., 5 (1923), p. 97 et 333. — Comm. à la Soc. suisse de physique, Arch. Sc. phys. et nat. 4 (1922), p. 376.

Soit à titre didactique, soit à titre technique, ces formules peuvent donc présenter de l'intérêt. Leur étude détaillée paraîtra prochainement.

Über die Lichtstreuung in Lösungen von Hochmolekularen

von W. LOTMAR (Bern).

In der Literatur trifft man häufig die Ansicht, dass der Depolarisationsgrad Δ von Kolloiden allgemein desto grösser sei, je mehr die Teilchen von der Kugelgestalt abweichen. R. GANS hat die Theorie der Streuung an nichtkugeligen Teilchen gegeben¹⁾. Ein solches ist durch 3 Hauptpolarisierbarkeiten $\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3$ charakterisierbar, welche Δ bestimmen. Bei isotropen Teilchen können die α_i durch den Brechungsindex und einen Gestaltfaktor, der nur von den Achsenverhältnissen des äquivalenten Ellipsoids abhängt, ausgedrückt werden. Anhand der Gans'schen Formeln wird gezeigt, dass Δ nur bei metallischen Teilchen wesentlich durch den Gestaltfaktor bestimmt wird; bei dielektrischen ist vor allem die innere Anisotropie zu berücksichtigen.

Verdünnte Lösungen von hochpolymeren Fadenmolekülen in Wasser oder andern niedermolekularen Mitteln können in optischer Hinsicht wie Gase behandelt werden, da die Streuung des Lösungsmittels gegen diejenige der Teilchen zu vernachlässigen ist. Der Depolarisationsgrad ist von der Konzentration unabhängig; die Werte liegen für verschiedene Hochpolymere (Kautschuk, Nitrocellulose, Methylcellulose, Polyvinylalkohol, Polystyrol, Eiweiße) zwischen 0,01 und 0,06, d. h. im selben Bereich wie diejenigen niedrigmolekularer organischer Dämpfe²⁾. Der Gestaltfaktor spielt also keine Rolle. Bei Polymerhomologen scheint Δ unabhängig von der Länge zu sein, was nach den Verhältnissen bei niedrigen Paraffinen zu erwarten ist.

Eine Hypothese von K. H. MEYER³⁾ besagt, dass sich lange bewegliche Fadenmoleküle in Lösung thermodynamisch so verhalten, als ob sie aus mehreren „kinetischen Einheiten“ bestehen. In diesem Fall wäre auf Grund der Schwankungstheorie der Lichtstreuung zu erwarten, dass auch die Streuintensitäten bei gleicher streuender Masse unabhängig von der Moleküllänge werden. Messungen solcher Art sind unternommen.

¹⁾ R. GANS, Ann. d. Physik **62**, 331 (1920).

²⁾ S. etwa LANDOLT-BÖRNSTEIN, oder H. A. STUART, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik 8/II, 1936.

³⁾ K. H. MEYER und R. LÜHDEMANN, Helv. Chim. Acta **18**, 307 (1935).

Über die Ausbreitung von Ultrakurzwellen

von W. GERBER und F. TANK (P.T.T. Bern und E.T.H. Zürich).

Studien über die Ausbreitung von Ultrakurzwellen gehören heute zu den unerlässlichen Vorarbeiten für die Beurteilung der Möglichkeiten eventueller künftiger Fernsehübertragungen in einer bestimmten Landesgegend. Messungen, die im Auslande gewonnen wurden, lassen sich nicht ohne weiteres auf unsere Verhältnisse übertragen, die sich durch ganz andere Bodenbeschaffenheit auszeichnen.

Von der Versuchssektion der P.T.T. in Bern und dem Institut für Hochfrequenztechnik an der E.T.H. in Zürich, mit Unterstützung durch die Radiogenossenschaft Zürich, wurden gemeinsam Versuche ausgeführt, welche die Messung der Ausbreitung von Ultrakurzwellen in Zürich und Umgebung zum Ziele hatten. Gearbeitet wurde mit den Wellen 7,5 m und 5,0 m. Der Sender für die 7,5 m-Welle war ein turmalingesteuerter, mit Telefoniezusatz für Rundsprachzwecke versehener Sender von 240 Watt Oberstrich-Strahlungsleistung; für die 5 m-Welle wurde eine Gegentaktanordnung in direkter Rückkopplungsschaltung mit 45 Watt Strahlungsleistung benutzt. Die Sender waren im Eidg. Physikgebäude in Zürich untergebracht; die Antennen, mit den Sendern durch Energieleitungen vom konzentrischen Rohrtypus verbunden, befanden sich ca. 10 m über dem flachen Dache dieses Gebäudes.

Die Feldstärken wurden mit Hilfe eines registrierenden Feldstärke-Messgerätes ermittelt, das von dem einen von uns (Gerber) entworfen und von der Sport A.-G. in Biel ausgeführt war, und das in dem Messwagen der T.T.-Verwaltung eingebaut wurde. Sein Frequenzbereich beträgt 35 bis 60 MHz; der Empfindlichkeitsbereich ist regulierbar und umfasst einen Betrag der Feldstärkewerte von etwa 1000 Millivolt pro Meter bis wenige Mikrovolt pro Meter. Die Speisung des gesamten Gerätes geschieht durch eine 6-Volt-Akkumulatorenbatterie unter Zuhilfenahme eines Vibrators für die Umformung der Spannungen und von Stabilisatorröhren für die Konstanthaltung der letzteren. Das Feldstärke-Messgerät besitzt eine Höhe von 170 cm (ohne Antenne) und enthält in vertikaler Anordnung von oben nach unten: eine Antennen- und Mischeinheit, eine Oszillator-Einheit, eine Zwischenfrequenzverstärker-Einheit, eine Gleichstrom-Verstärker-Einheit und eine Umformer-Einheit. Die Eichung geschah auf zweierlei Weise: einmal durch Aufstellen des Messwagens in einem Feld, das aus den bekannten Daten eines Senders (Rahmen) berechnet

wurde, sodann durch Einbringen des Messwagens an den Ort eines Feldes, dessen Feldstärke durch ein Rahmen-Messgerät vorher ermittelt worden war. Für die Eichung wurde ein Polardia gramm aufgenommen.

Die Messungen ergaben interessante Resultate im Hinblick auf die Schattenwirkung von Hügeln und Bergketten, bzw. auf die Wirkung der Beugung und Zerstreuung an den Unebenheiten (durch Häuser, Bäume, Leitungen) des Geländes. Diese Beugung und Zerstreuung ist Ursache ausserordentlich starker Interferenzen, vergleichbar den Interferenzsystemen stehender Wellen in der Raumakustik, in und in der Nähe von Ortschaften, insbesondere in der Stadt Zürich. Sie bewirkt an den Bergketten mit scharfen, ausgeprägten Kämmen eine Emission von Sekundärstrahlung in die dahinter liegenden Talschaften, so dass in diesen, wenigstens bei direkter Sicht vom Kamm aus, die Feldstärke erheblich grösser und gleichmässiger verteilt ist, als nach den einfachen Beugung erscheinungen an geometrisch geraden Kanten erwartet werden dürfte. Der Polarisationszustand der Welle bleibt bei der Übertragung im grossen und ganzen erhalten, spielt aber bei den genannten Interferenz- und Zerstreuungerscheinungen eine untergeordnete Rolle. Es scheint nicht sehr entscheidend, ob mit vertikal oder mit horizontal polarisierter Welle gesendet wird. Die Dämpfung der 5 m-Welle bei der Ausbreitung ist nicht wesentlich geringer als diejenige der 7,5 m-Welle.

Die Versuche sollen fortgesetzt werden unter Aufstellung der Ultrakurzwellensender auf dem Uetliberg bei Zürich. Den Herren WERTHMÜLLER, HEIERLE, Dr. BÜHLER und Joss gebührt unser Dank für ihre Mitarbeit.

Über die Frequenzkonstanz turmalingesteuerter Ultrakurzwellensender

von J. HEIERLE (E.T.H. Zürich).

Messungen an einem turmalingesteuerten Ultrakurzwellensender von ca. 200 Watt Ausgangsleistung bei 7,5 m Wellenlänge, bestehend aus einer Steuerstufe und vier folgenden Verstärkerstufen, ergaben einer Frequenzänderung von 1500 Hertz auf 1°C Änderung der Aussentemperatur des Turmalinkristalls. Während der ersten Betriebsstunde steigt die Lufttemperatur in der Umgebung des Turmalins um 10°C ; damit ist eine Frequenzänderung von ca. 15,000 Hz (ca. $0,4\%/\text{oo}$) verbunden. Die Rückwirkungen der Abstimm- und Ankopplungskreise der ersten Verstärkerstufe, so-

wie der Röhrenspannungen an derselben, haben Frequenzänderungen bis zu mehreren Tausend Hertz zur Folge. Ein Ultrakurzwellensender, der mit Überlagerung empfangen werden soll, muss daher mit Thermostat für die Steuerstufe ausgerüstet sein, sehr stabilen und massiven Bau besitzen und sollte nicht in der ersten Verstärkerstufe moduliert werden.