

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **19 (1946)**

Heft VI-VII

PDF erstellt am: **20.09.2024**

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Copyright 1946 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.

Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Zürich, am 8. September 1946

(anlässlich der 126. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft, zugleich 200-Jahr-Feier der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich)

Präsident: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zürich)

Vizepräsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel)

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. G. BUSCH (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft wurden aufgenommen:

HH. H. BLATTNER (Zürich); Dr. E. BODEA (Zürich); Prof. Dr. M. BOSSOLASCO (Genua); A. BRAUN (Zürich); H. FRAUENFELDER (Zürich); Dr. W. HEILPERN (Zürich); F. JONA (Zürich); A. PETERMANN (Lausanne); A. SÜSTRUNCK (Zürich);

und als Kollektivmitglied:

Schweizerische Metallwerke SELVE, Thun.

Die S.P.G. zählt zur Zeit 310 Mitglieder.

Die Frühjahrstagung wird voraussichtlich in Langenthal stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

De la théorie ellipsoïdale des liaisons ondulatoires

(Erreurs des théories de FRESNEL, KIRCHHOFF, SOMMERFELD et MAXWELL)

par J. DREYFUS-GRAF, Genève.

Divers théoriciens classiques, tels que FRESNEL, KIRCHHOFF ou SOMMERFELD, ont essayé de résoudre un problème ondulatoire fondamental: la diffraction d'une onde sinusoïdale à *front sphérique* (c'est-à-dire émanant d'une source quasi-ponctuelle) par un *mur normal* (c'est-à-dire par un obstacle assimilable à un demi-plan normal à l'axe de liaison entre un émetteur 1 et un récepteur 2).

Ces théoriciens ont tous échoué dans leur tentative. Ils se sont tous heurtés à de telles difficultés mathématiques d'intégration qu'ils ont dû simplifier arbitrairement le problème en remplaçant le front sphérique par une sorte de front cylindrique¹⁾, c'est-à-dire en négligeant l'une des trois dimensions de l'espace, bien que diverses publications donnent lieu à des confusions²⁾.

Et pourtant l'importance des appareils mathématiques requis est restée disproportionnée à celle des résultats obtenus, de sorte que les praticiens éprouvent quelque gêne à s'en servir.

Toutes les théories en question émanent plus ou moins directement de la mécanique newtonienne. Aussi ai-je essayé de développer une nouvelle théorie, qui est basée sur un nouveau principe: le *principe de liaison*. Celui-ci est la combinaison généralisée de trois principes connus, ceux de FERMAT, de HUYGENS et de superposition. J'ai constaté à mon grand étonnement qu'alors le problème de la diffraction de l'onde à front *sphérique* devenait soluble par des mathématiques élémentaires alors qu'il était resté inaccessible aux mathématiques supérieures des théoriciens classiques. J'ai publié en avril de cette année un premier fascicule sur la « théorie ellipsoïdale des liaisons ondulatoires »³⁾. Il n'est guère possible de vous en exposer même un bref résumé pendant les quelques minutes que vous voulez bien m'accorder. Je dois donc me borner à en citer le résultat numérique fondamental: c'est que toutes les théories ondulatoires classiques, qu'elles émanent de FRESNEL, de KIRCHHOFF ou de SOMMERFELD et par conséquent de MAXWELL, sont entachées d'une erreur de phase de 45° . La phase de la liaison non perturbée n'est pas celle de la plus courte distance d qui sépare l'émetteur du récepteur, mais elle est celle de la plus courte distance plus un huitième de longueur d'onde, c'est-à-dire $d + \lambda/8$.

Il est évident que, d'après la théorie de MAXWELL par exemple, la phase de l'onde reçue ne peut être autre que celle de la plus courte distance d , puisque le flux d'énergie correspond au vecteur de POYNTING et qu'il suit une seule ligne droite.

Par contre, selon la représentation de la théorie ellipsoïdale, le flux d'énergie est localisé à l'intérieur d'un *volume* de dimensions finies, l'*ellipsoïde de liaison*. Celui-ci est limité par une surface qui est le lieu géométrique des points de l'espace dont la somme des distances de l'émetteur et du récepteur reste constamment égale à $d + \lambda/4$. Il représente la portion d'espace *minima* qui transporte exactement la même énergie qu'un espace illimité. Tandis que le « chemin » du vecteur de POYNTING n'a aucun sens physique, l'ellip-

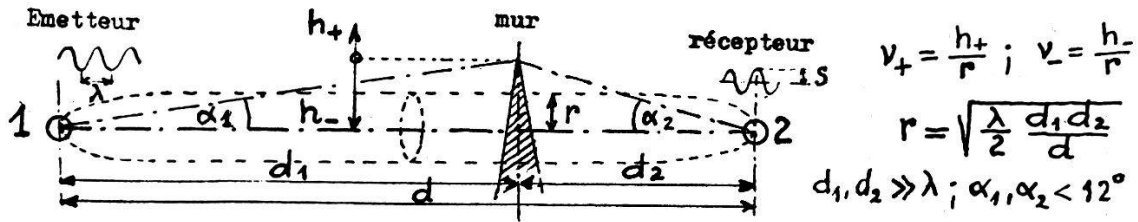
soïde de liaison pourrait être réalisé expérimentalement: il suffirait de pratiquer dans un bloc *absorbant* une cavité qui aurait exactement les dimensions de l'ellipsoïde de liaison. Il est clair qu'alors la phase reçue ne pourrait pas être celle de la plus courte distance d , puisque les chemins élémentaires suivis par le flux d'énergie varieraient entre d et $d + \lambda/4$. Cette simple expérience mentale permet déjà de se rendre compte que la longueur du chemin *moyen* doit bien être $d + \lambda/8$. C'est elle qui détermine la phase de liaison, c'est-à-dire la phase *mesurable* au récepteur.

Cette correction de $\lambda/8$ apportée aux théories classiques par la théorie ellipsoïdale peut paraître ridiculement petite, car la plus courte distance de liaison d est en général incomparablement plus grande que la longueur d'onde λ . Et pourtant, si mes conceptions et démonstrations se confirment exactes, elles ne peuvent manquer de modifier les bases même des théories classiques.

Pour vous donner un léger aperçu des simplifications mathématiques extraordinaires qui résultent de cette minuscule correction je vais vous montrer la comparaison numérique entre les intégrales de FRESNEL et les formules ellipsoïdales correspondantes dans le cas de la diffraction par un mur *absorbant*. On sait que celui-ci représente la première approximation d'un mur matériel et qu'il permet de considérer le phénomène comme s'il était indépendant de la polarisation, pourvu que les angles de diffraction restent petits, $\alpha_1, \alpha_2 < 12^\circ$. Voir fig. 1 (numérotation comme dans³):

a) *Récepteur dans l'ombre géométrique du mur ν_-* : La formule (49) classique donne l'amplitude relative $(S_-/V)_\nu$ de l'onde à front pseudo-cylindrique en fonction de la hauteur relative $\nu_- = h_-/r$ du mur⁴). «Pseudo-cylindrique» désigne un front cylindrique affecté de l'erreur de phase classique de 45° . V serait l'amplitude de l'onde non perturbée, S_- est celle de l'onde perturbée. La formule (49) contient les intégrales de FRESNEL (50), qui restent partie intégrante de toutes les théories classiques, y compris celle de SOMMERFELD, qui passe pour rigoureuse.

Des mathématiciens, tels que KNOCHENHAUER⁵), ont essayé d'évaluer les intégrales de FRESNEL (50) à l'aide de deux séries convergentes, telles que (63). Toutefois «comme la convergence de ces séries diminue quand ν augmente, on ne peut l'employer que pour de petites valeurs de la limite supérieure». Il n'existe donc pas d'expression asymptotique simple. Les intégrales de FRESNEL rentrent d'ailleurs dans la catégorie de celles qui sont connues sous le nom — prédestiné — des «intégrales d'erreur».



Théorie de FRESNEL		Théorie ellipsoïdale		
Front pseudo-cylindrique p		Front cylindrique c	Front sphérique s	
(60) $\left(\frac{S_+}{V}\right)'_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{1}{2} + X\right)^2 + \left(\frac{1}{2} + Y\right)^2}$	(57) $\left(\frac{S_+}{V}\right)'_c = 1 - \frac{1}{2} (\sqrt{v^2+1} - v) \cos \frac{\pi}{2} v^2$	(55) $\left(\frac{S_+}{V}\right)'_s = \frac{1}{2} + \frac{v}{2}$	$0 \leq v \leq 1$	
où	Expr. asymptot. $v > 1$:	Expr. asymptot. $v > 1$:		
(63) $X = \cos \frac{\pi}{2} v^2 \left(v - \frac{\pi^2 v^2}{4 \cdot 3 \cdot 5} + \frac{\pi^4 v^4}{4 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9} - \dots \right)$	(59) $\left(\frac{S_+}{V}\right)'_c = 1 - \frac{1}{4v} \cos \frac{\pi}{2} v^2$	(56) $\left(\frac{S_+}{V}\right)'_s = 1 - \frac{1}{2\pi v} \cos \frac{\pi}{2} v^2$		
$+ 2 \sin \frac{\pi}{2} v^2 \left(\frac{\pi v^3}{1 \cdot 3} - \frac{\pi v^7}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7} + \dots \right)$				
v_+	$(S_+/V)_p$	v_+	$(S_+/V)_c$	$(S_+/V)_s$
∞	1	∞	1	1
$\sqrt{6 + \frac{1}{2}}$	1,102	$\sqrt{6}$	1,1	1,06
$\sqrt{4 + \frac{1}{2}}$	0,888	$\sqrt{4}$	0,882	0,92
$\sqrt{2 + \frac{1}{2}}$	1,16	$\sqrt{2}$	1,164	1,113
1	1,122	1	1	1
$1/\sqrt{2}$	0,97	$1/\sqrt{2}$	0,816	0,86
0,5	0,81	0,5	0,713	0,75
0	0,5	0	0,5	0,5
v_-	$(S_-/V)_p$	$(S_-/V)_c$	$(S_-/V)_s$	
0,2	0,409	0,409	0,4	
0,4	0,338	0,338	0,3	
0,5	0,308	0,309	0,255	
$1/\sqrt{2}$	0,258	0,26	0,175	
1	0,203	0,207	0,14	
$\sqrt{2}$	0,16	0,164	0,113	
2	0,112	0,118	0,08	
3	0,075	0,081	0,053	
4	0,0565	0,061	0,04	
∞	0	0	0	

(49) $\left(\frac{S_-}{V}\right)'_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{1}{2} - X\right)^2 + \left(\frac{1}{2} - Y\right)^2}$	(46) $\left(\frac{S_-}{V}\right)'_c = \frac{1}{2} (\sqrt{v^2+1} - v)$	(43) $\left(\frac{S_-}{V}\right)'_s = \frac{1}{2} - \frac{v}{2}$
où:	Expr. asymptotique :	Expr. asymptotique :
(50) $X = \int_0^v \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv$; $Y = \int_0^v \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv$	(47) $\left(\frac{S_-}{V}\right)'_c = \frac{1}{4v}$; $v > 2$	(42) $\left(\frac{S_-}{V}\right)'_s = \frac{1}{2\pi v}$; $v > 1$

Streffens 9.46

Fig. 1. DIFFRACTION PAR UN MUR ABSORBANT, $\alpha_1, \alpha_2 < 12^\circ$.
Amplitude relative S/V en fonction de la hauteur relative $v = h/r$ du mur.

Par contre, la théorie ellipsoïdale exprime l'amplitude relative correspondante $(S_-/V)_e$ de l'onde à front cylindrique (sans erreur de phase) par la formule élémentaire (46). En comparant les valeurs numériques du tableau, on constate que, jusqu'à $\nu = 1$, la formule extrêmement compliquée (49) de FRESNEL donne *naïvement* (à 1% près) les mêmes résultats que la formule extrêmement simple (46) de la théorie ellipsoïdale. D'autre part, pour de grandes valeurs de ν , tandis que la formule de FRESNEL devient de plus en plus compliquée, la formule ellipsoïdale (46) tend vers l'expression asymptotique (47) = $1/4\nu$, qui relève de l'arithmétique élémentaire. Tout cela à cause du minuscule écart de phase classique.

b) *Récepteur hors de l'ombre géométrique ν_+* : Ici l'erreur de phase doit se manifester d'une manière directement accessible à la mesure expérimentale. On peut reconstituer la formule de FRESNEL (60) en partant de la formule ellipsoïdale (57) simplement en remplaçant, dans cette dernière, la phase correcte $\nu^2 \pi/2$ par la phase erronée $(\nu + \frac{1}{2})^2 \pi/2$ (à 1% près pour $\nu \geq 1$). On constate qu'alors pour une même abscisse il en résulte une différence d'amplitude *mesurable*, qui atteint même 12% pour $\nu = 1$.

Néanmoins toute cette confrontation n'a déjà plus qu'une valeur de rétrospective historique. En effet, le front d'onde qui se rencontre à peu près universellement dans la nature et dans la technique n'est pas pseudo-cylindrique, ni même cylindrique, mais bien *sphérique*, qu'il émane d'un atome ou d'une antenne, ou, dans un autre domaine, d'un haut-parleur ou d'une corde vocale. Dans le cas *sphérique* l'expression asymptotique n'est plus (47) = $1/4\nu = r/4h_-$, mais bien (42) = $1/2 \pi \nu = r/2 \pi h_-$. Ainsi, dans l'ombre géométrique déjà, le rapport entre l'amplitude relative du front cylindrique et celle du front sphérique tend vers $\pi/2 = 1,57$. Il en résulte d'une part la confirmation éclatante que FRESNEL a bien négligé l'une des trois dimensions spatiales et d'autre part que ses formules ne sont pas applicables au front sphérique, à moins d'accepter des erreurs d'amplitude de 57%.

La question est désormais posée: si la théorie ellipsoïdale est juste, alors toutes les théories classiques, qu'elles émanent de FRESNEL, de KIRCHHOFF ou de SOMMERFELD et par conséquent de MAXWELL, sont entachées d'une erreur de phase fondamentale de 45° . Et la rectification de cette erreur est indispensable à la solution de problèmes tels que la diffraction de l'onde à front sphérique par un mur, pour commencer.

J'ose espérer qu'il se trouvera des théoriciens et des expérimenten-

tateurs particulièrement qualifiés qui voudront bien contribuer à donner une réponse probante à la question ouverte.

Bibliographie:

- 1) Handbuch der Physik, XX, Berlin 1928, p. 267.
- 2) BORN, Optik, Berlin 1933, p. 155.
- 3) DREYFUS-GRAF, Physique des liaisons I, *La théorie ellipsoïdale des liaisons ondulatoires*, diffraction par un mur, confrontation avec les théories de FRESNEL, KIRCHHOFF et SOMMERFELD, chez Rouge & Cie S.A., Lausanne 1946. — Voir aussi: Helv. Phys. Acta XVII, IV (1944), *Liaisons quasi-optiques: modèles d'ellipsoïdes et d'antennes spatiales, avec résultats expérimentaux*. Compte-rendu des communications à la séance de la Société suisse de physique du 6 mai 1944, entre autres des mesures effectuées au Bureau fédéral des poids et mesures, grâce à la complaisance de ses directeurs, MM. BUCHMÜLLER et HANS KÖNIG.
- 4) FRESNEL, Oeuvres complètes I, Paris 1866.
- 5) WOOD, Optique physique I, Paris 1913, p. 238.

Sur les spectres transitoires d'éléments phonétiques

(analyse sonographique)

par J. DREYFUS-GRAF, Genève.

L'étude physique des spectres d'éléments phonétiques, tels que voyelles ou consonnes parlées, présente un intérêt éminent. En effet, la connaissance de ces spectres constitue une étape préliminaire, entre autres, à la solution d'un problème technique de premier ordre: la transformation automatique du langage parlé en actions mécaniques déterminées, pouvant commander par exemple une machine à écrire ou un scripteur phonétique, ou encore des sélecteurs de téléphone automatique.

Les phénomènes à étudier, les éléments phonétiques, sont des trains d'onde acoustique typiques, dont il existe par exemple une trentaine dans la langue française. Les spectres (de fréquence) en représentent la décomposition en éléments sinusoïdaux, selon l'analyse de FOURIER. Toutefois, «un phénomène n'existant pas physiquement sans récepteur susceptible de le mesurer et sa description étant imparfaite si son émetteur n'est pas identifié», on se trouve ramené au concept de «liaison = récepteur + phénomène + émetteur».

La «liaison phonétique» est une liaison ondulatoire très complexe, l'émetteur et le récepteur en étant respectivement les appareils parlant et auditif humains. Grâce aux travaux de divers savants, tels que HELMHOLTZ, HERMANN, FLETCHER¹⁾, TRENDELLENBURG²⁾, STUMPF³⁾ et autres, nous en avons de nombreuses connaissances, mais tous les mystères de l'oreille, en particulier, sont loin d'être percés.

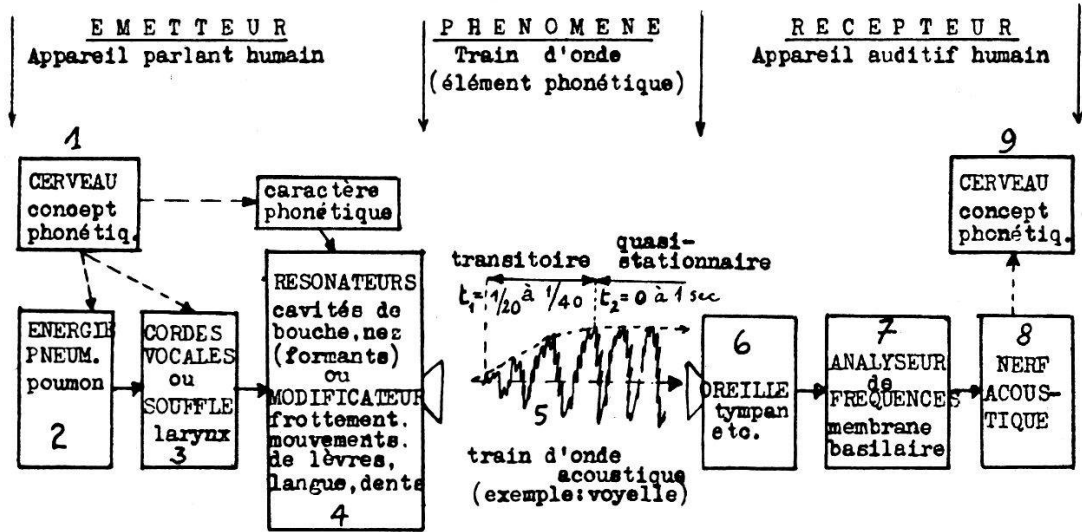
La fig. 1 résume schématiquement les principaux éléments d'une liaison phonétique et leur analogue électrique.

Le caractère principal du *récepteur* est qu'il comprend (très probablement) un *analyseur de fréquence* 17 situé dans la membrane basilaire. Celui-ci est comparable à une harpe de 15.000 cordes ou à un circuit électrique de résonateurs accordés sur des fréquences comprises entre 30 et 15.000 Hz. Ces «cordes» ayant un décrétement logarithmique de 0,1 à 0,2⁴), chaque onde sinusoïdale en ébranle tout un groupe. La «harpe» est incapable de discerner les *phases* d'une série de composantes harmoniques éloignées. Elle n'est sensible qu'aux différences de phases associées à des fréquences suffisamment rapprochées pour produire des battements. Ce qui s'explique par la grandeur finie du décrétement. L'analyse de FOURIER, qui est mathématique, correspond donc, dans certaines limites, à une réalité *physique*, c'est-à-dire *mesurable*, mais les phases des composantes harmoniques n'interviennent pas pour des résonateurs de fréquences non voisines. Ce fait permet d'associer souvent un redresseur 18 à chaque résonateur 17. Ainsi le cerveau électrique 19 n'enregistre que les *amplitudes* 28 des composantes, à l'exclusion des phases qui leur sont associées.

D'autre part, il faut rappeler que, selon la loi logarithmique de WEBER-FECHNER, la perception auditive de l'intensité sonore est essentiellement sensible aux *différences* de niveaux énergétiques. Enfin que l'oreille ne perçoit distinctement une succession de sons, tels que ceux d'une trille, que si les intervalles de temps sont supérieurs à $\frac{1}{25}$ sec.

Voyons maintenant l'*émetteur*. Les cordes vocales ou le souffle (qui va engendrer un élément phonétique) sont comparables à un oscillateur pourvu de nombreux harmoniques de fréquences f_n et d'amplitudes k_n , selon la formule d'analyse harmonique. D'après HELMHOLTZ, chaque voyelle est représentable par une série de FOURIER, les amplitudes de certaines composantes, de fréquence déterminée, étant renforcée par des résonances de cavités buccales. La fréquence «fondamentale» f serait celle du parleur à l'état «stationnaire», c'est-à-dire d'environ 125 Hz pour l'homme et de 250 Hz pour la femme. HERMANN s'accorde avec HELMHOLTZ en ce qu'il considère aussi la résonance buccale comme déterminante pour le caractère de la voyelle. Mais il remplace l'oscillateur d'excitation harmonique par une sorte d'impulsion. Il obtient des régions de fréquences caractéristiques qu'il nomme «formants», et qui peuvent comprendre des composantes anharmoniques par rapport à la «fondamentale».

Fig.1 LIAISON PHONETIQUE (schéma)



SCHEMA ELECTRIQUE ANALOGUE

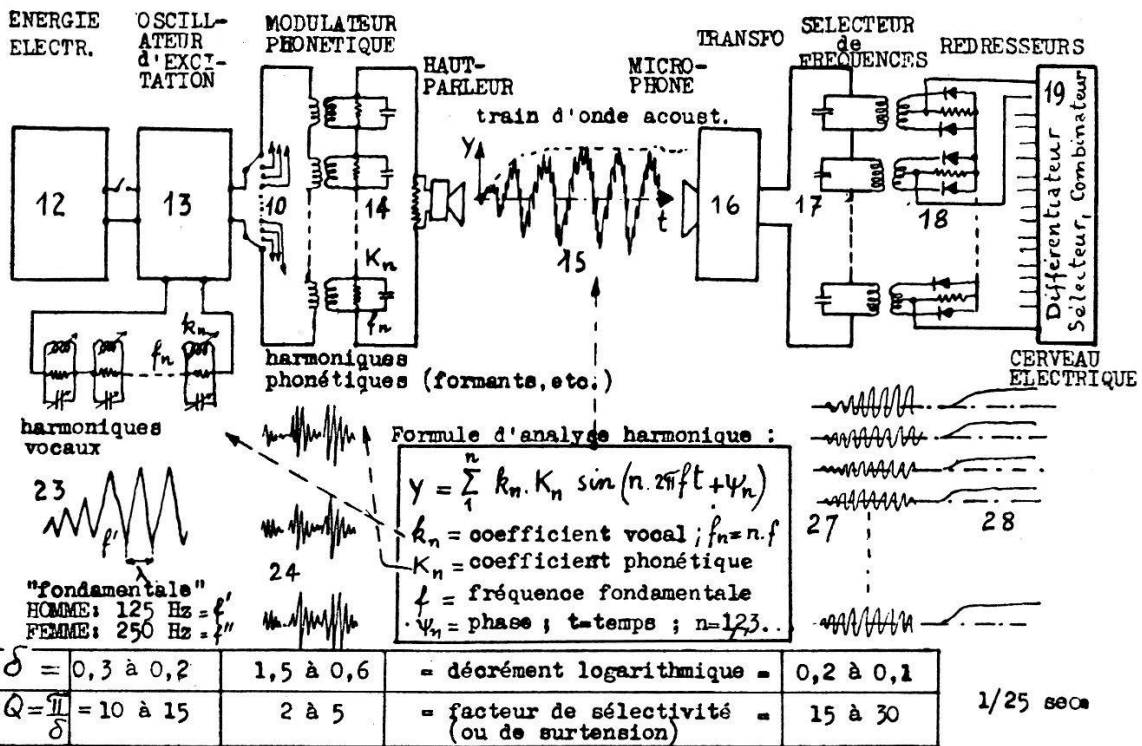
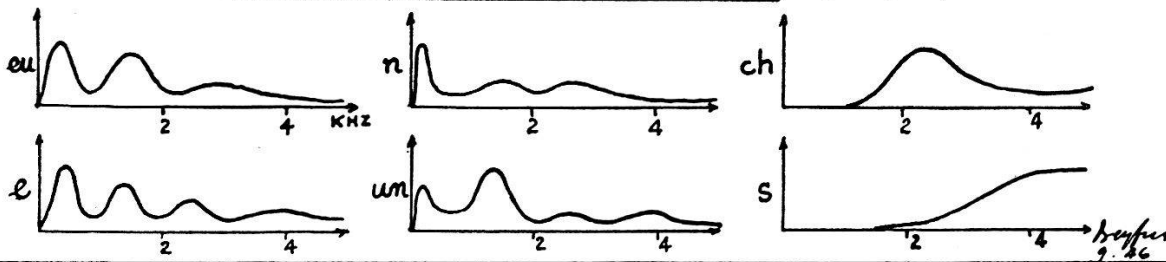


Fig.2 SPECTRES TRANSITOIRES (exemples)



En réalité, il semble pourtant qu'une voyelle n'est excitée ni par une oscillation stationnaire ni par une sorte d'impulsion, mais bien par une oscillation modulée en amplitude (accents) et aussi un peu en phase (intonation).

Examinons, à titre d'exemple, le phénomène tel qu'il se présente sur l'écran d'un oscillographe cathodique, c'est-à-dire un train d'onde 5 ou 15. Celui-ci présente une partie transitoire (initiale) de durée t_1 , variable environ entre $1/30$ et $1/60$ sec, et une partie *quasi*-stationnaire, de durée t_2 très variable. Il ne semble pas que celle-ci (ni la partie transitoire finale) soit déterminante pour l'intelligibilité du contenu phonétique. En effet, un langage chanté très lentement paraît moins intelligible qu'un langage rapide et sec. Observation qui concorderait avec la loi de WEBER-FECHNER ainsi qu'avec le pouvoir séparateur d'éléments de trilles.

D'autre part, en portant son attention sur les spectres des parties transitoires d'éléments phonétiques on comble du même coup le fossé qui sépare, selon HELMHOLTZ, les voyelles vocalisées (spectres discrets) des voyelles murmurées ou des consonnes non vocalisées (spectres continus). A l'échelle macroscopique, les spectres transitoires sont tous continus. On peut cependant, en première approximation, se passer des intégrales de FOURIER et conserver la formule d'analyse harmonique. Mais la fréquence fondamentale n'est plus celle du parleur à l'état «stationnaire» (environ 125 ou 250 Hz): elle prend une valeur d'autant plus petite que le phénomène transitoire est plus bref. Tout se passe comme s'il se produisait non seulement des fréquences anharmoniques (HERMANN), mais aussi des sous-harmoniques par rapport à la «fondamentale stationnaire».

La fig. 2 montre provisoirement quelques résultats de mesures expérimentales effectuées par l'auteur et concernant les spectres transitoires de divers éléments phonétiques. Ceux-ci correspondent à des voix masculines dont la «fondamentale» a été variée entre 125 et 250 Hz environ. Le formant principal de la consonne «n», par exemple, reste localisé autour de 120 Hz, même pour une «fondamentale» de 250 Hz. Ce résultat paraît en accord avec le fait que la cavité nasale de l'arrière-bouche est plus grande que celle de la bouche qui détermine la voyelle «ou» et dont le formant est autour de 220 Hz, mais il semble en désaccord avec les publications antérieures de spectres.

D'une manière générale, toutes les voyelles et consonnes ont présenté des formants caractéristiques, relativement indépendants de la vitesse du parler et de la hauteur de voix. Les formants de

fréquences inférieures à 2000 Hz environ n'ont pas été modifiés sensiblement par une voix de femme. Le timbre de voix personnel se manifeste au delà de 2000 Hz. Il peut être éliminé ou sélectionné par divers procédés.

Les mesures expérimentales ont été effectuées au laboratoire radio-électrique du Technicum de Genève, grâce à la complaisance du Professeur ROBERT LUTHI, qui a bien voulu mettre les instruments de mesure indispensables à la disposition de l'auteur.

Le dispositif à l'aide duquel les spectres transitoires ont pu être établis fait partie d'un nouvel appareil imaginé par l'auteur et dénommé «sonographe». Il comprend des différentiateurs, des sélecteurs et des combinateurs spéciaux. La publication de la description de cet appareil doit être remise à une date ultérieure. Il suffit de remarquer ici qu'en raison des grands décrets logarithmiques correspondant aux formants, le nombre de filtres nécessaire est incomparablement plus petit que celui des résonateurs de l'oreille. L'analyse sonographique confirme l'existence dans l'oreille d'un analyseur de fréquence indépendant des phases. Elle démontre que rien ne s'oppose physiquement à la réalisation industrielle d'appareils qui transformeront le langage parlé en actions mécaniques déterminées, pouvant commander par exemple une machine à écrire phonétique.

Bibliographie:

- 1) Handbuch der Physik VIII, Berlin 1927, p. 450—538.
- 2) TRENDELENBURG, Klänge und Geräusche, Berlin 1935.
- 2) STUMPF, Sprachlaute, Berlin 1926.
- 3) Handbuch der Physik VIII, Berlin 1927, p. 533—535.

Absorptionsspektren zweiatomiger Radikale im thermischen Gleichgewicht

von K. WIELAND, Zürich.

Man kennt heute bereits zahlreiche Absorptionsspektren zweiatomiger Radikale, wie z. B. OH, CN, CaCl, ZnF, AlH, SiS, PbBr und viele andere mehr¹⁾, die im Temperaturbereich von ca. 1000°—1600° C durch thermische Zersetzung der entsprechenden anorganischen Dämpfe, meistens in *offenen* Ofenrohren, erzeugt werden können. Will man derartige Radikale in einem genau definierten thermischen Gleichgewicht untersuchen, so muss man die betref-

¹⁾ Eine vollständige Zusammenstellung (bis 1940) findet sich bei R. W. B. PEARSE und A. G. GAYDON, *The Identification of Molecular Spectra*. London, Chapman and Hall (1941).

fenden Substanzen zweckmässigerweise in *geschlossenen Quarzröhren*, d. h. bei bekannten Temperatur- und Druckverhältnissen spektrographieren. Das bedeutet Beschränkung auf eine Maximaltemperatur von etwa 1200°C , da bei höheren Temperaturen Quarz trübe und weich wird. Tatsächlich hat sich gezeigt, dass die Absorptionsspektren einer ganzen Reihe von Radikalen schon bei Temperaturen unterhalb 1200°C photographiert werden können. In diesem Temperaturbereich sind z. B. die Radikal-Gleichgewichte $\text{C}_2\text{N}_2 \rightleftharpoons 2\text{CN}^1)$ und $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{OH} + \frac{1}{2}\text{H}_2^2)$ auf Grund der Absorptionsspektren von CN bzw. OH quantitativ gemessen worden.

Unter Benützung von 10 cm langen Quarzrohren und bei kleinen Nulldrucken (ca. 5–25 mm) habe ich, teils zusammen mit Herrn A. HERCZOG, im Temperaturgebiet von 900° – 1200°C die thermische Dissoziation einiger Halogenide von Quecksilber, Kadmium und Zink untersucht. Wir konnten bis jetzt bei HgCl_2 , HgBr_2 , HgJ_2 und CdJ_2 die Absorptionsspektren der entsprechenden Radikale auffinden. Diese Bandenspektren decken sich mit bekannten Banden des Emissionsspektrums, die dem zweiatomigen Radikal angehören. Bei Anwendung zu grosser Drucke wird das Absorptionsspektrum des Radikals MeX von demjenigen des undissoziierten Moleküls MeX_2 überdeckt, auch können dann die von den Halogenmolekülen X_2 herrührenden Absorptionsbanden stören. Man kann aber die Bedingungen, die für das Erscheinen der Spektren dieser Radikale massgebend sind, durch Zugabe des Metalls Me in grossem Überschuss günstiger gestalten. Denn dadurch wird im Gleichgewicht (I) $\frac{(\text{Me})(\text{X}_2)}{(\text{MeX}_2)}$ der unerwünschte Partialdruck des Halogens X_2 herabgesetzt und infolgedessen im Gleichgewicht (II) $\frac{(\text{MeX})(\text{X}_2)^{1/2}}{(\text{MeX}_2)}$ derjenige des Radikals MeX erhöht. Im Falle von Quecksilberjodid z. B. erscheint das Absorptionsspektrum des Radikals HgJ *ohne* Zugabe von Hg erst bei etwa 20 mm Nulldruck von HgJ_2 , *mit* Zusatz von 100 mm Hg dagegen schon bei einem Nulldruck von 3 mm.

Bis jetzt haben Herr HERCZOG und ich nur bei CdJ_2 , wo im Temperaturbereich 900 – 1200°C die Radikalbildung gemäss Gl. II bereits beträchtlich ist, das vollständige Gleichgewicht absorptionspektrographisch ermitteln können³⁾. Die thermische Dissoziation der Quecksilberhalogenide im Temperaturbereich 700° bis

1) G. B. KISTIAKOWSKY und H. GERSCHINOWITZ, J. chem. Phys. **1**, 432 (1933).
J. U. WHITE, J. chem. Phys. **8**, 459 (1940).

2) R. J. DWYER und O. OLDENBERG, J. Chem. Phys. **12**, 351 (1944).

3) Erscheint demnächst in Helv. Chim. Actaen **29** (1946).

1200° C ist früher von BRAUNE und KNOKE¹⁾ mittels Druckmessungen sehr genau gemessen worden. Diese experimentellen Ergebnisse sprechen für einen einfachen Zerfall gemäss Gl. I, also ohne Radikalbildung. Nachdem auch eine von mir durchgeführte thermodynamische Berechnung des Gleichgewichtes von HgCl₂²⁾ die Messungen von B. u. K. sehr gut bestätigen können, kam die Auffindung der Absorptionsspektren der Radikale HgX unerwartet. Die scheinbare Diskrepanz erklärt sich dadurch, dass diese Absorptionsspektren schon bei sehr kleinen Partialdrucken von HgX erscheinen, die ausserhalb der Messgenauigkeit von B. u. K. liegen. Dies zeigt die folgende Zusammenstellung für HgCl₂. Bei einem Nulldruck von 17,75 bzw. 124,7 mm an undissoziierten HgCl₂ und bei einer Temperatur von 1500° K, d. h. unter Bedingungen, wie sie bei meinen Absorptionenaufnahmen bzw. bei den Messungen von B. u. K. ungefähr erfüllt waren, berechnen sich die folgenden Partialdrucke in mm (Näheres betr. Berechnung siehe *Nature loc. cit.*³⁾):

P^0	(HgCl ₂)	(HgCl)	(Hg)	(Cl ₂)	(Cl)	P (total) 1500° C
17,75	62,3	0,1	35,1	30,7	8,8	137 mm
124,7	578,8	0,35	104,0	96,3	15,6	795 „
124,7	gemessen von B. u. K.					793 mm

Man erkennt daraus, dass gegebenenfalls noch sehr kleine Konzentrationen an Radikalen absorptionsspektrographisch nachgewiesen werden können.

Sur la détermination et la mesure du magnétogalvanisme transversal
par ALBERT PERRIER, Lausanne.

L'auteur décrit sommairement deux dispositifs nouveaux pour la mesure de l'effet Hall. Entre eux et les appareils usités jusqu'ici, il y a des différences de principe. — La *rotation des surfaces équipotentiell*es, éliminée, fait place à *celle des lignes de courant*. Les mesures se ramènent finalement à des comparaisons d'intensités à différence de potentiel nulle au lieu d'observations de potentiel à intensité nulle.

¹⁾ H. BRAUNE und S. KNOKE, Z. physikal. Chem. **152**, 409 (1931).

²⁾ K. WIELAND, Nature **156**, 504 (1945).

Ce principe implique dans son application des dispositifs qui sont, eux aussi, pratiquement inverses de ceux que l'on employait et emploie encore: une lame rectangulaire est intercalée entre les électrodes à faibles réactions magnétogalvaniques, en sorte que le courant «primaire» la traverse *normalement*. Corrélativement, le *champ magnétique* agit, lui, *parallèlement au plan de la lame-épreuve*.

Les appareils réalisés se distinguent par deux modes de mesure de l'intensité magnétogalvanique transversale. Dans l'un, ce courant est envoyé dans un circuit fermé sur l'éprouvette et peut se lire directement sur un *ampèremètre* une fois la tension de Hall annulée à l'aide d'une source auxiliaire connectée dans ce circuit; on peut aussi le dériver d'une manière appropriée sur le circuit primaire.

Dans l'autre appareil, les électrodes d'aménée du primaire sont partagées sur toute leur longueur en deux moitiés égales par une incision parallèle aux lignes de courant puis reprennent contact à l'entrée et à la sortie. L'éprouvette constitue alors en partie le tronçon transversal d'un pont de Wheatstone symétrique et équilibré; l'intervention du champ magnétique rompt la symétrie des courants et l'on compense les résistances en sorte que la *différence des intensités* soit précisément le courant magnétogalvanique transversal. Deux réalisations d'étude sont montrées en projection.

Cette technique est instituée essentiellement en vue de soumettre à l'expérience la représentation théorique nouvelle proposée par l'auteur¹⁾ et à vérifier en particulier si le nouveau paramètre «conduction magnétogalvanique transversale» λ_y ²⁾ varie avec la température suivant des lois se rapprochant de celles, normales, de la conduction électronique dont la théorie des métaux rend compte.

Des calculs exécutés à l'aide de données numériques connues semblent le montrer, toutefois les chiffres utilisés ne sont pas liés avec certitude. Mais indépendamment, ces méthodes offrent des avantages techniques marqués.

1. Les réglages ont simplement à *annuler* des différences de potentiel; cela assure des conditions éminemment favorables à l'emploi de courants alternatifs et par là à l'élimination des parasites thermiques si gênants. On est libéré du même coup de la nécessité de potentiomètres.

¹⁾ Voir notamment: ALB. PERRIER, Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques, H.P.A. vol. III, pp. 317 et s. (1930).

²⁾ $\lambda_y = R\vec{H} / (\rho + \delta \rho)^2$ en première approximation.

2. Les intensités à déterminer sont d'ordres accessibles déjà à des ampèremètres de fabrication courante.

3. Sans sacrifier de la sensibilité, on peut réduire très notablement la dimension des éprouvettes; conséquences:

a) réduction à proportion des dimensions des cryostats ou thermostats, d'où simplification notable des expériences à basse et à haute température.

b) abaissement de l'étendue des entrefers; possibilité en d'autres termes ou bien de gagner notablement en intensité des champs magnétiques ou bien de se contenter d'électro-aimants beaucoup moins volumineux partant moins onéreux, soit par eux-mêmes, soit en ce qui touche la consommation d'énergie électrique.

c) possibilité d'étude d'individus cristallins que l'on ne peut trouver qu'en petites dimensions.

4. L'aimantation parallèle au plan des lames modifie jusqu'à l'ordre de grandeur des champs démagnétisants; en sorte que la saturation des corps ferromagnétiques, particulièrement importante, est accessible de manière incomparablement plus aisée et complète.

5. On relève enfin une supériorité *de principe* concernant l'étude des cristaux: on peut ici assurer sans ambiguïté une orientation *fixe* (p. ex. parallélisme) des vecteurs caractéristiques (champs, densités de courant) par rapport aux directions de symétrie, et cela pour tous les degrés d'aimantation. Tel n'était pas le cas jusqu'ici, au moins avec des effets intenses.

Längsschwingungen dicker Stäbe

von H. MÄHLY, ETH., Zürich.

Da die Differentialgleichung für elastische Schwingungen ungleich komplizierter ist, als etwa die Wellengleichung $\Delta u = \ddot{u}$, so ist es nur in ganz wenigen Fällen möglich, das durch Differentialgleichung und Randbedingungen gegebene *Eigenwertproblem* exakt zu lösen, dagegen können oft brauchbare *Näherungen* berechnet werden.

Für einen „unendlich schlanken“ Stab mit freien Enden ergibt sich bekanntlich die Grundfrequenz zu

$$\nu = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{oder} \quad \omega = \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

E = Elastizitätsmodul ρ = Dichte l = Länge des Stabes.

Legen wir den Ursprung eines Koordinatensystems x, y, z in die Mitte des Stabes und die z -Achse parallel zu seiner Längsachse, deren Länge wir zur Bequemlichkeit gleich π setzen, so ist die Verschiebung durch

$$w = a \sin z \cos \omega t$$

gegeben. Sind aber die Querdimensionen des Stabes nicht mehr „unendlich klein“, so müssen wir die Querkontraktion berücksichtigen. Setzen wir für die Verschiebungen u, v, w in den Richtungen x, y, z

$$\begin{aligned} u &= a \cos z (-\mu x) \cos \omega t \\ v &= a \cos z (-\mu y) \cos \omega t \\ w &= a \sin z \left(-\frac{\mu x^2}{2} - \frac{\mu y^2}{2} + 1 \right) \cos \omega t \end{aligned} \quad (1)$$

$\mu = \text{Querdehnungszahl}$

so können wir die Frequenz berechnen, indem wir die potentielle Energie zur Zeit der grössten Auslenkung gleich der kinetischen zur Zeit der grössten Geschwindigkeit setzen, und man kann zeigen, dass der so erhaltene Näherungswert nie kleiner sein kann als die Grundfrequenz. Nehmen wir als Beispiel einen *quadratischen Stab mit der Dicke 2φ* , so wird in 1. Näherung

$$\omega^2 = \frac{E}{\varrho} \left(1 - \frac{\mu^2 \varphi^2}{3} \right) \text{ für kleine } \varphi. {}^1) \quad (2)$$

Nun lässt sich aber für den Würfel der tiefste „Eigenwert“ (d. h. ω^2 oder kurz λ), der dreifach entartet ist, exakt angeben:

$$\lambda = \omega^2 = \frac{E}{\varrho} \cdot \frac{1}{1+\mu} \quad \text{für } \varphi = \frac{\pi}{2} \text{ (Würfel)} \quad (3)$$

und eine zugehörige Eigenfunktion ist z. B. durch

$$\begin{aligned} u &= \cos z (-b \sin x) \cos \omega t \\ v &= \cos z (-b \sin y) \cos \omega t \\ w &= \sin z (b \cos x + b \cos y) \cos \omega t \end{aligned} \quad (4)$$

gegeben. Vergleicht man nun (1) und (4), so liegt es nahe, zur Gewinnung einer „Interpolationsformel“ für $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$ den Ansatz

$$\begin{aligned} u &= \cos z (-b \sin x) \cos \omega t \\ v &= \cos z (-b \sin y) \cos \omega t \\ w &= \sin z (b \cos x + b \cos y + a) \cos \omega t \end{aligned} \quad (5)$$

¹⁾ Vgl. RAYLEIGH, Theory of Sound, London 1877, Vol. I, S. 197.

zu verwenden, und seltsamerweise lassen sich mit diesem Ansatz die sämtlichen Randbedingungen erfüllen (d. h. die Normal- und Schubkräfte verschwinden auf allen 6 Flächen), wenn wir

$$\frac{a}{b} = \frac{1-2\mu}{\mu} \cos \varphi$$

setzen. Das hat den grossen Vorteil, dass der Fehler der Näherung abgeschätzt werden kann, doch kann ich leider in diesem Rahmen das Verfahren nicht erläutern. — Der genäherte Eigenwert beträgt

$$\lambda_{\text{gen}} = \frac{E}{\varrho(1+\mu)} \cdot \frac{(1-3\mu+2\mu^2)c^2 + (4\mu-6\mu^2)sc + 2\mu^2(1+s^2)}{(1-4\mu+4\mu^2)c^2 + (4\mu-8\mu^2)sc + 2\mu^2(1+s^2)} \geq \lambda = \omega^2$$

$$\text{mit } c = \cos \varphi \quad \text{und } s = \frac{1}{\varphi} \cdot \sin \varphi.$$

Für kleine φ ergibt sich in 1. Näherung wieder Gleichung (2), und aus der oben erwähnten Fehlerabschätzung folgt, dass diese Entwicklung nicht nur für λ_{gen} , sondern wirklich auch für $\lambda = \omega^2$ gilt; dasselbe gilt für die Tangente bei $\varphi = \pi/2$ (Würfel): es ist

$$\frac{d\lambda_{\text{gen}}}{d\varphi} = \frac{d\lambda}{d\varphi} = -\lambda \cdot \frac{2\pi}{4+\pi^2} = -\frac{E}{\varrho(1+\mu)} \cdot \frac{2\pi}{4+\pi^2} \quad \left(\text{für } \varphi = \frac{\pi}{2}\right).$$

Der Abstand der Fehlerschranken erreicht sein Maximum bei etwa $\varphi = 0,8 \cdot \pi/2$, wo er z. B. für $\mu = 0,3$ ca. 1⁰/₀₀ von λ beträgt.

Ähnlich wie für einen Stab mit quadratischem Querschnitt lässt sich durch eine leichte Abänderung des Ansatzes (4) auch die Grundschiwingung runder und rechteckiger Stäbe berechnen, letztere sogar für gewisse anisotrope Materialien, wobei man aber nicht immer gute Näherungen erhält.

Bericht über ein hochempfindliches Zählrohr für γ -Strahlen und dessen technische Anwendungen

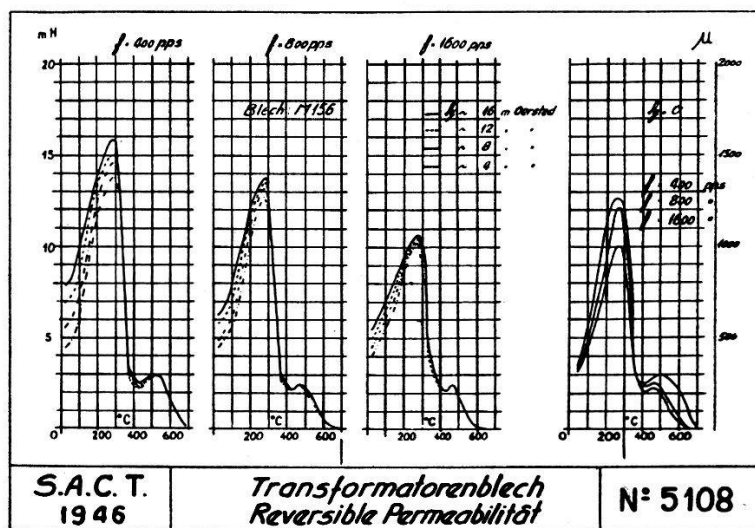
von G. HERZOG, Houston (Texas).

(Wird anderweitig ausführlich veröffentlicht.)

Temperaturabhängigkeit der ferromagnetischen Eigenschaften bei schwachen Feldern und Curiepunkt

von R. GOLDSCHMIDT, Cossonay-Gare.

Nach Hinweis auf Untersuchungen von GERLACH und HONDA an reinem Eisen und frühere eigene Untersuchungen an Eisen-nickellegierungen bei schwachen Feldern betr. den Hopkinson-effekt (Maximum der Anfangspermeabilität vor Erreichung des



Curiepunktes) und das Maximum des Nachwirkungsverlustwinkels wird gezeigt, wie eigenartig sich Eisensiliziumlegierungen (Transformatorblech) bezüglich der Temperaturabhängigkeit von Permeabilität (siehe Abbildung) und Verlusten verhalten.

Charakteristische Farbstoffeinlagerungen in seignetteelektrischen Kristallen

von H. BLATTNER, B. MATTHIAS und W. MERZ, ETH., Zürich.

Die Mischkristallbildung zwischen anorganischen Verbindungen und mit ihnen nicht isomorphen organischen Farbstoffen ist selten, wobei die bekanntesten Beispiele etwa die folgenden sind: Kaliumsulfat mit Ponceaurot oder Fuchsin, und Barium- oder Bleinitrat mit Methylenblau. Es zeigen sich hier gesetzmässige Einlagerungen über deren Bindungsmechanismus bis jetzt aber noch nichts Endgültiges ausgesagt werden kann. Auch spätere Untersuchungen von HAHN¹⁾, der Spuren radioaktiver Stoffe mit anorganischen Kristallen zu mischen versuchte, ergaben, dass nur in bestimmten Netzebenen eine gemeinsame Kristallisation erfolgen kann. Der

¹⁾ O. HAHN, Z. Krist. **87**, 387 (1934).

Nachweis hierfür liess sich durch die Schwärzung der photographischen Platten erbringen. Nach BUNN¹⁾ sollte diese partiell stattfindende Mischbarkeit einer nur teilweisen Isomorphie in den entsprechenden Netzebenen der beiden Komponenten zuzuschreiben sein.

In den letzten Jahren wurde nun durch NEUHAUS²⁾ die Mischkristallbildung von Phthal- und Meconsäure mit Alizarinfarbstoffen bestimmt. Hierbei ergab sich mit Wahrscheinlichkeit, dass die Farbstoffeinlagerung zum grossen Teil über sogenannte Wasserstoffbrücken erfolgte. Diese Tatsache war nun für die Untersuchung der Seignettelektrika wie Kalium-Natrium-Tartrat, Kalium- und Rubidiumdihydrogenphosphat von Bedeutung, da in der Existenz der Wasserstoffbrücken in diesen Kristallen eine Ursache für das abnormale dielektrische Verhalten vermutet wird.

Schon im Jahre 1879 hatte VON SEHERR-THOSS³⁾, wenn damals auch vergeblich, versucht, einbasisches Ammoniumphosphat mit Hämatoxylin auskristallisieren zu lassen, ohne jedoch zu wissen, dass sich hierdurch eine Möglichkeit zur Bestätigung der Strukturanalyse ergeben könnte. Die Struktur des Kaliumdihydrogenphosphats und somit auch im wesentlichen die des isomorphen Ammoniumphosphats wurde im Jahre 1930 von WEST⁴⁾ bestimmt. Es zeigte sich, dass die Wasserstoffatome der H_2PO_4 -Gruppen derart liegen, dass je zwei zu verschiedenen PO_4 -Tetraedern gehörende Sauerstoffe durch ein Wasserstoffatom in Form einer Wasserstoffbrücke gebunden werden. Die Richtungen dieser Brücken sind dabei alle praktisch senkrecht zur *c*-Achse, d. h. der ausgezeichneten Achse des tetragonal-skalenoedrischen Kristalls. Da diese Brücken derart stehen, wird ein Farbstoff, dessen Einlagerung durch Bindung an dieselben stattfindet, sich nur in Netzebenen parallel zur *c*-Achse einlagern. Die Konstitution des Hämatoxylin legt eine Bindung durch Wasserstoffbrücken nahe, und die Mischkristallbildung gelang nun vollständig für Kalium- und Ammoniumdihydrogenphosphat. Der Färbungseffekt steht in guter Übereinstimmung mit dem aus der Strukturanalyse zu erwartenden Resultat, indem nämlich die Farbstoffanlagerung nur in den zur *c*-Achse parallelen Ebenen erfolgt.

Das dielektrische Verhalten homogen gefärbter Kristallteile wurde bestimmt. Für Kaliumphosphat ergab sich eine Verschie-

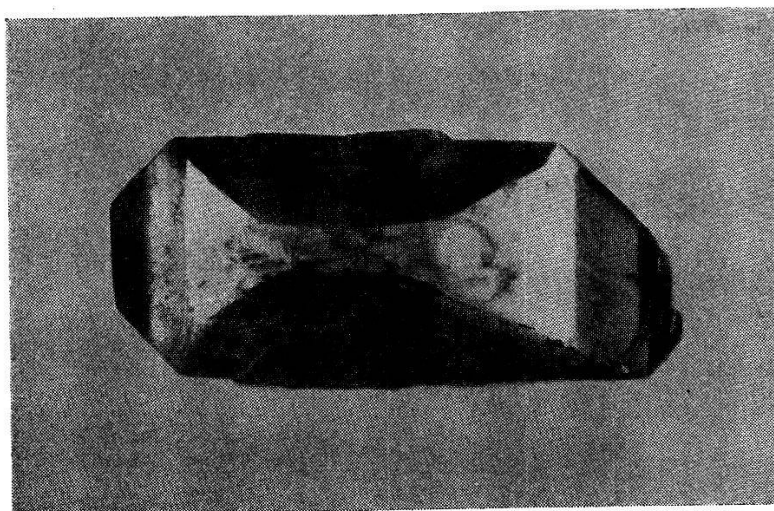
¹⁾ BUNN, Proc. Roy. Soc. **141**, 567 (1933).

²⁾ NEUHAUS, Z. Krist. **105**, 161 (1943).

³⁾ SEHERR-THOSS, Poggendorf Annalen **6**, 270 (1879).

⁴⁾ WEST, Z. Krist. **74**, 306 (1930).

bung des Curiepunktes um zwei Grad zu tieferen Temperaturen. Ob dies der direkten Beeinflussung der Hydrogenbindung zuzuschreiben ist oder über den Umweg einer Gitteränderung erfolgt, lässt sich noch nicht mit Bestimmtheit sagen. Aus dem Verhalten des Ammoniumphosphats hingegen kann man auf eine direkte Beeinflussung der Wasserstoffbrücken schliessen. Ammoniumphosphat wird im Gegensatz zu Kaliumphosphat nicht seignetteelektrisch, sondern erleidet bei höheren Temperaturen als der Curiepunkt des Kaliumphosphats eine Ammoniumrotationsumwandlung, ähnlich dem Ammoniumchlorid. Die Temperatur dieser



Umwandlung ist nun sehr empfindlich in bezug auf die Gitterkonstante, wie sich aus anderen Messungen schliessen lässt¹⁾.

Mischkristalle von Ammoniumphosphat und Hämatoxylin zeigen nun, dass die Umwandlungstemperatur an der gleichen Stelle liegt wie bei reinem Ammoniumphosphat. Andererseits ist aber bekannt, wie stark sich die Curietemperatur des Kaliumphosphats mit der Gitterkonstanten ändert, und somit lässt sich abschliessend sagen, dass der farbige Nachweis der Wasserstoffbrücken zugleich eine weitere Stütze der Theorie liefert, die in der Wasserstoffbindung eine Ursache der Seignetteelektrizität erblickt.

Entartung des Elektronengases im Siliziumkarbid

von G. BUSCH und H. LABHART, ETH., Zürich.

(Erscheint im Rahmen einer ausführlichen Arbeit in den H.P.A.)

¹⁾ Erscheint demnächst in H.P.A.

Raketen als Träger wissenschaftlicher Versuchsausrüstungen

von F. ZWICKY, Pasadena (Kalifornien).

(Erscheint ausführlich im Rahmen einer späteren Publikation in den H.P.A.)

Zum radioaktiven Zerfall des Elements 43

von P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, ETH., Zürich.

Bei Bestrahlung von Molybdän mit Protonen entstehen aus seinen sieben stabilen Isotopen durch (p, n)-Prozesse zahlreiche radioaktive Isotope des in der Natur nicht auftretenden Elements 43. Es werden dabei folgende Halbwertszeiten beobachtet: 52 min, 8 h, 36 h, 104 h, 60 d und 90 d. Bisher stellten wir fest, dass das 52-min-Isotop sich unter Positronenemission in Molybdän umwandelt. Absorptionsmessungen ergaben eine Maximalenergie des Positronenspektrums von 2,5 MeV. Ausserdem wird eine Gammastrahlung von 2,5 MeV ausgesandt, die wahrscheinlich als Folge einer Umwandlung durch Elektroneneinfang emittiert wird. Beim 104-h-Isotop wurde verifiziert, dass die Umwandlung durch K-Einfang vor sich geht. Die charakteristische Röntgenstrahlung wurde beobachtet und die zugehörigen Augerelektronen von 15 keV im β -Spektrographen ausgemessen.

Weitere Messungen sind noch im Gange.

Harte Gammastrahlung bei der Positronenannihilation

von P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, ETH., Zürich.

Die DIRACsche Theorie lässt erwarten, dass bei der Annihilation von Positronen ausser der 0,51 MeV-Gammastrahlung eine schwache, härtere Gammastrahlung mit kontinuierlicher Spektralverteilung auftritt, die von der Annihilation bewegter, noch nicht abgebremster Positronen herrührt.

Wir versuchten, diese harte Annihilationsstrahlung durch Absorptionsmessung der Comptonelektronen nach der BOTHESchen Koinzidenzmethode nachzuweisen. Als Positronenstrahler wurde Zn^{63} , dessen Positronenspektrum bis zur Energie von 2,36 MeV reicht, verwendet. Die Positronen wurden in Absorbern aus Materialien verschiedener Kernladungszahl, u. a. Aluminium und Blei, absorbiert. Neben der Kerngammastrahlung des Zn^{63} wurde eine Sekundärgammastrahlung beobachtet. Die Zahl der Koinzidenzen

erhöht sich, wenn die Positronen nicht in Aluminium, sondern in Blei absorbiert werden. Um zu unterscheiden, ob diese Erhöhung auf die bei der Abbremsung der Positronen ausgesandte Gammastrahlung oder auf die harte Annihilationsstrahlung zurückzuführen ist, wurde die gemessene Differenzkurve mit der für beide Effekte berechneten verglichen. Sowohl der hierbei auftretende Unterschied wie auch ein Vergleich mit der Bremsstrahlung des Elektronenstrahlers UX₂ zeigen, dass die Intensität der Sekundärstrahlung des Zn⁶³ zu gross ist, um als reine Bremsstrahlung gedeutet zu werden; dagegen besteht grössenordnungsmässige Übereinstimmung in bezug auf Intensität und Härte mit der nach der Theorie von BETHE¹⁾ berechneten Häufigkeit der harten Zwei- und Einquantenannihilationsstrahlung.

Ein ausführlicher Bericht erscheint in den H. P. A.

β -Zerfall von A⁴¹

VON E. BLEULER, W. BOLLMANN und W. ZÜNTI, ETH., Zürich.

A⁴¹ zerfällt mit einer Halbwertszeit von 110 ± 1 min in K⁴¹. Die β -Energie wurde von SNELL²⁾ zu 1,1 MeV gemessen (Absorption); KURIE, RICHARDSON und PAXTON³⁾ finden mit der Wilsonkammer 2 Gruppen von 1,5 und 5 MeV (K-U-Werte). RICHARDSON und KURIE⁴⁾ stellen ausserdem durch Untersuchung der Compton-elektronen in der Wilsonkammer ein γ -Quant von $1,37 \pm 0,06$ MeV fest (wahrscheinlicher Fehler). Das Zerfallsschema lässt sich auf Grund dieser Messungen nicht mit Sicherheit angeben und wurde nun durch Koinzidenz- und Absorptionsmessungen abgeklärt.

Halbwertszeit: Ein Kolben mit $\frac{1}{2}$ l Inhalt wurde mit pulverisiertem KOH gefüllt und während 3 Stunden mit Neutronen bestrahlt. Nachher wurde der Kolben evakuiert und das KOH zum Schmelzen gebracht, wobei das entstandene Argon (K⁴¹(n, p)A⁴¹) zusammen mit der an den KOH-Körnern adsorbierten Luft entwich. Mittels eines Hg-Hebers wurde das Gas in ein Al-Röhrchen von 0,1 mm Wandstärke gebracht, welches als Quelle diente. Die in mehreren Versuchen gewonnene Abfallkurve zeigt bei einer Halbwertszeit von $109,4 \pm 1$ min (mittlerer Fehler) kein Anzeichen einer anderen Periode.

¹⁾ H. A. BETHE, Proc. Royal Soc. A **150**, 129 (1935).

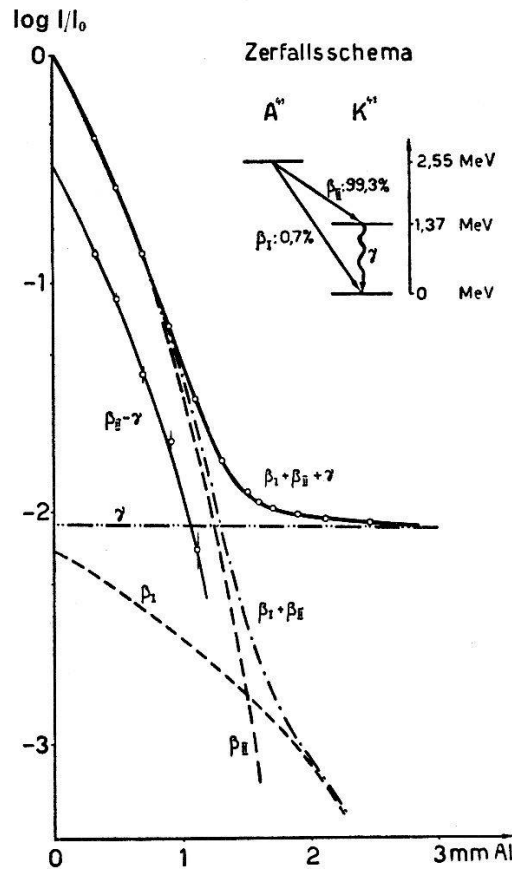
²⁾ SNELL, Phys. Rev. **49**, 555 (1936).

³⁾ KURIE, RICHARDSON, PAXTON, Phys. Rev. **49**, 368 (1936).

⁴⁾ RICHARDSON, KURIE, Phys. Rev. **50**, 999 (1936).

β - γ -Koinzidenzen: Die Absorptionskurve der Koinzidenzen verläuft im wesentlichen parallel zu derjenigen der β -Strahlen (Fig.). Der β -Übergang führt also zur Hauptsache auf ein angeregtes Niveau des K^{41} .

β -Energie: Bei grossen Absorberdicken zeigt sich eine Andeutung für den direkten Übergang β_I in den Grundzustand, so dass das Zerfallsschema der Nebenfigur anzunehmen ist. Subtrahiert man die Absorptionskurve von β_I mit einer angenommenen Energie von 2,55 MeV, so erhält man mit Hilfe eines früher angegebenen Verfahrens¹⁾ für den wahrscheinlicheren Übergang die



Maximalenergie $E_{II} = 1,18 \pm 0,05$ MeV (Fehlergrenze). Die Übereinstimmung mit dem Wert von SNELL und der energieärmeren Gruppe von KURIE, RICHARDSON und PAXTON ist befriedigend. Dagegen muss ihre hochenergetische Gruppe von 4–5 MeV dem Cl^{38} zugeschrieben werden, das bei ihrer Herstellungsart ($A^{40}(d,p)A^{41}$) durch den Prozess ($A^{40}(d,\alpha)Cl^{38}$) entstehen konnte.

γ -Energie: Eine rohe Kontrollmessung (Absorption der Sekundärelektronen) ergibt $E_\gamma = 1,3 \pm 0,2$ MeV (Fehlergrenze). Aus der γ -Intensität folgt, dass bei einem Zerfall in das angeregte Niveau nur ein einziges γ -Quant ausgesandt wird.

¹⁾ BLEULER, ZÜNTI, H.P.A. **19**, 375 (1946).

Zerfallsschema: Der Übergang in den Grundzustand $E_I = 1,18 + 1,37 = 2,55 \pm 0,2$ MeV ist vermutlich 2-fach verboten ($\log f \cdot t = 8,6$), jener in das angeregte Niveau erlaubt ($\log f \cdot t = 5,0$).

Masse von K^{41} : Nach dem Isotopenbericht 1942 ist die Masse von A^{41} : 40,97740 (ohne Fehlerangabe). Daraus berechnet sich diejenige von K^{41} zu 40,97466.

K-Einfang von K^{40} : Von A^{40} aus über A^{41} , K^{41} , Ca^{41} , Ca^{40} , K^{40} bestimmt sich die minimale Energietönung beim K-Einfang $K^{40} \rightarrow A^{40}$ zu $Q = 2,1$ MeV. Diese Energietönung genügt für das bei K^{40} beobachtete γ -Quant von 1,54 MeV, das diesem Prozess zugeordnet wird¹⁾.

γ -Strahlung von N^{16}

VON E. BLEULER, P. SCHERRER, M. WALTER und W. ZÜNTI, ETH., Zürich.

Durch Messung der Absorption der Sekundärelektronen und Untersuchung der Paare in der Wilsonkammer werden beim β -Zerfall des N^{16} zwei γ -Quanten von 6,2 und 6,7 MeV festgestellt. Die Energie der mit diesen gekoppelten β -Spektren wird mittels Koinzidenzmessungen bestimmt und daraus die gesamte Zerfallsenergie zu 10,3 MeV, mit Fehlergrenzen von 0,7 MeV, berechnet. Das Niveauschema des Endkerns O^{16} , das auf Grund der Reaktion $F^{19} (p, \alpha) O^{16}$ aufgestellt worden ist, wird bestätigt und erweitert.

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

Zerfallsenergie von O^{19} , Na^{25} und K^{42}

VON E. BLEULER und W. ZÜNTI, ETH., Zürich.

Die β -Spektren von O^{19} , Na^{25} und K^{42} werden mit Hilfe von Absorptions- und Koinzidenzmessungen untersucht. Die Zerfallsenergien betragen 4,5, 3,7 und 3,5 MeV. Alle Spektren sind komplex, mit mindestens einem angeregten Zustand des Endkerns bei O^{19} (1,6 MeV) und Na^{25} (1,0 MeV), mindestens zwei bei K^{42} (1,4 und 2,0 MeV). Die Halbwertszeit von O^{19} beträgt 27 Sek. Die Zuordnung von Na^{25} wird durch chemische Trennung bestätigt.

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

Etude des forces intermoléculaires par diffusion des neutrons thermiques

par J. ROSSEL, ETH., Zürich.

L'influence des liaisons chimiques sur la diffusion des neutrons lents, étudiée théoriquement dans quelques cas, laisse entrevoir la possibilité d'une méthode d'investigation des forces intermoléculaires fondée sur ce phénomène. On peut s'attendre à des effets

¹⁾ O. HIRZEL und H. WÄFFLER, H. P. A. 19, 216 (1946).

mesurables surtout pour les substances de faible masse atomique pour lesquelles la transmission de moment cinétique par le neutron est considérable. A ce point de vue, les liaisons où interviennent des atomes d'hydrogène occupent une position privilégiée.

Dans le but d'étudier le principe et l'application du procédé, nous avons effectué sur les substances N_2 , H_2O et KH_2PO_4 une série de mesures de diffusion de neutrons thermiques de température normale pour un domaine de températures allant de 290° à 20° K.

Pour les mesures à basses températures, le diffuseur est placé à l'intérieur d'un récipient Dewar métallique spécialement étudié et employé en connexion avec un liquéfacteur d'hydrogène pour les températures inférieures à 60° K.

Pour N_2 ¹⁾ la section de diffusion totale par atome à l'état gazeux reste constante et égale à $11,0 \cdot 10^{-24}$ cm² (la section de capture est d'après LAPOINTE et RASSETTI de $1,2 \cdot 10^{-24}$ cm²). Cette valeur tombe brusquement à la liquéfaction et diminue ensuite avec la température. La transition liquide-solide n'indique aucun effet mais par contre pour la transition (du second ordre) intervenant sur la phase solide à $35,4^{\circ}$ K, la section de diffusion remonte de 8% environ.

La section de diffusion moléculaire de H_2O ($85,5 \cdot 10^{-24}$ cm² pour le liquide à 290° K) se comporte de façon analogue à N_2 pour le passage liquide-solide et présente une variation de 14% env. pour le solide entre -79 et -196° C. Un calcul approximatif semble indiquer que les molécules H_2O possèdent dans le cristal une certaine liberté de rotation.

Le cristal de KH_2PO_4 (système tétragonal) a des propriétés d'électricité seignette caractérisées par l'apparition au point de Curie à -150° C d'une polarisation spontanée dirigée suivant l'axe singulier c et qu'on attribue à la liaison-hydrogène du cristal.

Une série de mesures de σ suivant deux axes différents du monocristal (a et c) au-dessus et au-dessous du point de Curie semblent indiquer, quand on les interprète quantitativement, une liaison H anisotrope au-dessus mais pratiquement isotrope au-dessous du point de transition. De plus les résultats obtenus permettent d'indiquer pour longueur d'onde caractéristique de la liaison une valeur voisine de 15μ , donc une liaison nettement plus faible que la liaison O—H ordinaire.

(Un compte-rendu détaillé de ces mesures paraîtra prochainement dans H.P.A.)

¹⁾ Pour N_2 , les mesures ont été effectuées en collaboration avec A. GIBERT et R. KELLER.

Untersuchungen an einem linearen Verstärker

VON E. BALDINGER, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, Basel.

Zur Untersuchung von Kernumwandlungen haben wir einen linearen Verstärker mit Ionisationskammer und Eichgerät gebaut. Als 1. Stufe findet eine ausgesuchte Hochfrequenzpentode der Type 6C6 Verwendung, die mit freiem Gitter und sehr niedrigen Spannungen betrieben wird (Heizspannung 2 V, Anodenspannung 8 V, Schirmgitterspannung 14 V, Anodenstrom $9 \mu\text{A}$). Bei diesen Arbeitsbedingungen lässt sich eine 15fache Spannungsverstärkung erreichen. Der Ohmsche Eingangswiderstand bestimmt sich aus der Gitterstromcharakteristik zu $10^{10} \Omega$. Um die Eingangskapazität klein zu halten, ist die 1. Röhre direkt mit der Ionisationskammer zusammengebaut. Die Eingangskapazität der 1. Stufe mit Ionisationskammer und der Zuleitung beträgt 20 pF.

Der Störpegel der 1. Stufe wurde genauer untersucht. Das Widerstandsrauschen des Gitterkreises, verursacht durch den Isolationswiderstand, liefert im verstärkten Frequenzbereich wegen der Eingangskapazität keinen merklichen Beitrag zum Untergrund. Ebenso sind das Widerstandsrauschen des Anodenwiderstandes und der Schroteffekt des Anodenstromes sehr klein. Als einzige grundsätzliche und wesentliche Störquelle ist der Schroteffekt des Gitterstromes ($4 \cdot 10^{-12} \text{ A}$) zu betrachten. Aus der Gitterstromcharakteristik, der Eingangskapazität und dem übertragenen Frequenzbereich haben wir den Störpegel der 1. Stufe für einige Röhren berechnet. Der experimentell bestimmte Wert war indessen bei den untersuchten Röhren 2 bis 3mal grösser als der berechnete. Dieser grössere Störpegel wird vermutlich durch die ungenügende Isolation zwischen Steuergitter und Schirmgitter verursacht. Bei der angelegten Schirmgitterspannung fliesst ein Kriechstrom von einigen 10^{-12} A . Bei zeitlichen Schwankungen des Isolationswiderstandes entsteht so eine weitere, wenn auch nicht prinzipielle Störquelle.

Der auf die 1. Stufe folgende Verstärker ist für vollständigen Netzbetrieb gebaut. Übertragen werden alle Frequenzen von 10 Hz bis 8000 Hz. Um ein möglichst gutes Verhältnis zwischen Nutzsinal und Störpegel zu erzielen, muss die Frequenzcharakteristik des Verstärkers dem Eingangsimpuls angepasst werden. Mit Hilfe von zwei umschaltbaren RC-Filtern ist innerhalb der angegebenen Grenzen das übertragene Frequenzband einstellbar. Der Einfluss der Veränderung von Röhrendaten und Speisespannung wird mit einer ca. 70fachen Gegenkopplung auf ein unschädliches Mass

herabgedrückt. Die Gegenkopplung verhindert ausserdem die störenden nichtlinearen Verzerrungen der Ausgangsstufe.

Der Störpegel des Verstärkers ohne 1. Stufe, dessen Spannungsverstärkung 5 Millionen beträgt, wird nur durch das Widerstandsrauschen des Eingangskreises verursacht. Der berechnete Störpegel stimmte innerhalb der Messgenauigkeit von 10% mit dem experimentell gefundenen Wert überein. Erschütterungen, Störspannung der Netzgeräte usw. verursachen somit keinen merklichen Beitrag zum Untergrund.

Die Kernreaktionen werden in einer Ionisationskammer mit ebenen Platten erzeugt, die eine Teilkapazität von ca. 1 pF und einen Plattenabstand von 1 cm aufweisen. Zur Sammlung der Ionen

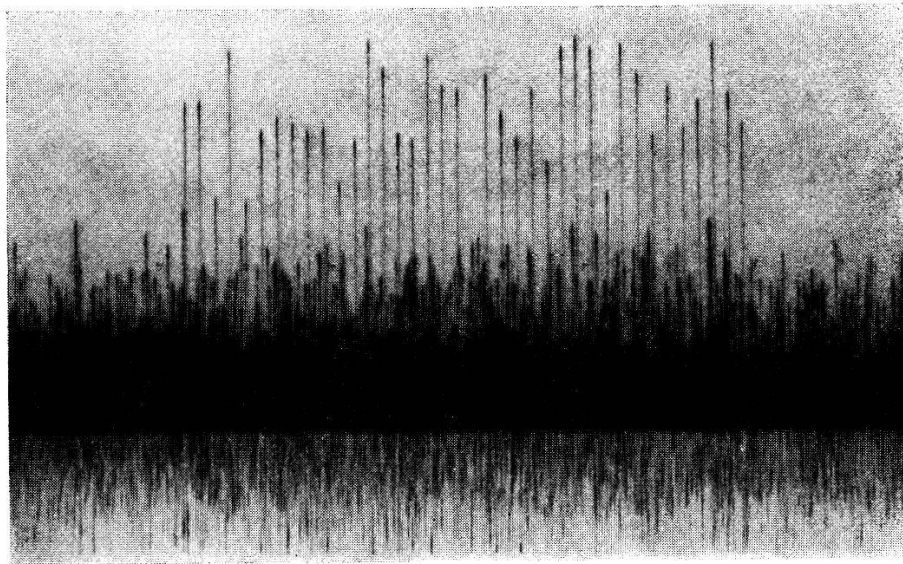


Fig. 1.

wird eine Spannung von 10000 Volt an die Ionisationskammerplatten angelegt. Abstandsänderungen der Platten von nur 10^{-8} cm bewirken bereits eine Vergrößerung des Störpegels, vorausgesetzt dass sie mit einer Frequenz erfolgen, die vom Verstärker übertragen wird. Durch geeignete Konstruktion und Verwendung keramischen Isoliermaterials ist es gelungen, eine Eigenfrequenz der Platten und ihrer Befestigung von über 10000 Hz zu erreichen, wodurch die Kammer weitgehend erschütterungsunempfindlich wird.

Zur Eichung werden über eine eingebaute Teilkapazität Influenzladungen bekannter Grösse auf die Auffängerelektrode der Ionisationskammer gebracht. Die Eichkapazität ist mit einem auf die Kammer aufsteckbaren Schutzringkondensator auf 2% genau bestimmbar. Ein automatisch arbeitendes Eichgerät gibt Spannungsschüsse bekannter Höhe auf die Eichkapazität. Die Anstiegs-

zeit der Spannungsimpulse des Eichgerätes ist einstellbar und kann so der Sammelzeit der Ionen angepasst werden.

In Fig. 1 sind Eichimpulse mit einer Influenzladung von $2,05 \cdot 10^{-16}$ Coulomb dargestellt, was bei einem mittleren Energieverlust von 35 eV pro Ionenpaar einer Teilchenenergie von 44,8 kV entspricht.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches in schnellen Zählrohren in Abhängigkeit von Druck und Spannung

von F. ALDER und P. HUBER, Basel.

(Erscheint demnächst in den H.P.A.)

Kernphotoeffekt unter Emission eines Protons

von O. HIRZEL und H. WÄFFLER, ETH., Zürich.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(a, b)$ einer Kernumwandlung wird allgemein als Produkt zweier Faktoren, nämlich 1. des Wirkungsquerschnitts σ_a für die Bildung des Zwischenkerns unter Einfang des Teilchens a und 2. der Wahrscheinlichkeit W_b für den Zerfall des Zwischenkerns unter Emission eines bestimmten Nukleons b , dargestellt. Diese Darstellung beruht auf der Annahme, dass sich die Anregungsenergie des Zwischenkerns auf das gesamte Kernsystem gleichmässig verteilt, *bevor* die Emission des Nukleons b stattfindet. Für den Fall der Kernumwandlungen durch materielle Teilchen, insbesondere durch Neutronen, existieren experimentelle Tatsachen, welche diese Annahme stützen. Für Kernprozesse, welche durch γ -Strahlen ausgelöst werden (Kernphotoeffekt), fehlte dagegen bis jetzt das experimentelle Beweismaterial. Man hat gleichwohl dieselben Vorstellungen auch auf den Kernphotoeffekt übertragen.

Eine Möglichkeit zu ihrer experimentellen Prüfung bietet die Untersuchung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses für die konkurrierenden Prozesse (γ, p) und (γ, n) . Da der Einfangsquerschnitt σ_a für beide Prozesse identisch ist (sofern sie am gleichen Kern erfolgen), so muss das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gleich dem Verhältnis W_p/W_n der Wahrscheinlichkeiten für die Emission eines Protons bzw. Neutrons aus dem betreffenden Kern sein. Weil das Proton durch den Potentialwall des Coulombfeldes am Austritt behindert wird, muss dieses Verhältnis $\ll 1$ sein, und zwar um so kleiner, je grösser die Kernladung ist.

In einer früheren Mitteilung¹⁾ haben wir den experimentellen Wert des Verhältnisses $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ an Cd^{111} mitgeteilt. Das Resultat der analogen Messung an Si, Cr, Se, Cd^{113} ist zusammen mit dem früheren in Tabelle 1, Spalte 3, dargestellt.

Tabelle 1.

Zusammenstellung der Wirkungsquerschnittsverhältnisse.

(γ, p)	(γ, n)	$\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)_{\text{exp}}$	Wp/Wn_{theoret}
$\text{Si}^{30} - \text{Al}^{29}$	$\text{Si}^{28} - \text{Si}^{27}$	2,2	—
$\text{Cr}^{53} - \text{V}^{52}$	$\text{Cr}^{50} - \text{Cr}^{49}$	0,4	$4,4 \cdot 10^{-3}$
$\text{Se}^{77} - \text{As}^{76}$	$\text{Se}^{82} - \text{Se}^{81}$	0,04	$3,2 \cdot 10^{-4}$
$\text{Cd}^{111} - \text{Ag}^{110}$	$\text{Cd}^{115} - \text{Cd}^{114}$	0,03	$1 \cdot 10^{-5}$ ²⁾
$\text{Cd}^{113} - \text{Ag}^{112}$	$\text{Cd}^{115} - \text{Cd}^{114}$	0,04 ₅	$1,8 \cdot 10^{-5}$

Der Nachweis dieser Prozesse erfolgte auf Grund der Radioaktivität des bei der Umwandlung entstehenden Kerns. Die Messmethode ist in einer früheren Arbeit ausführlich beschrieben worden³⁾. Das Wirkungsquerschnittsverhältnis kann deshalb nicht am gleichen Isotop bestimmt werden, sondern nur an verschiedenen Isotopen des gleichen Elements. Da jedoch die Messungen bei allen bis jetzt untersuchten Stoffen³⁾ für die verschiedenen Isotope ein und desselben Elementes innerhalb der Fehlergrenzen gleiche Wirkungsquerschnitte für den (γ, n) -Prozess ergeben, so kann man mit Bestimmtheit annehmen, dass auch das auf das gleiche Ausgangsisotop bezogene Wirkungsquerschnittsverhältnis sich von dem in Tabelle 1 angegebenen nicht stark unterscheidet.

Die (n, p) -Prozesse, welche infolge der natürlichen Deuteriumbeimengung des Protonenstrahls als Nebenreaktionen auftreten, können unter Umständen auf den gleichen Endkern führen wie der (γ, p) -Prozess. Sie liefern vor allem bei den leichten Elementen mitunter einen beträchtlichen Beitrag zur Gesamtaktivität. Ihr

¹⁾ H.P.A. **19**, 214 (1946).

²⁾ In der unter ¹⁾ zitierten Mitteilung wurden die Bindungsenergien von Proton und Neutron für den Kern Cd^{111} als gleich angenommen. Aus der Umwandlungsenergie $\text{Ag}^{110} \rightarrow \text{Cd}^{110}$: $E_{\beta^-} = 2,8$ MeV ergibt sich jedoch, dass die Bindungsenergie des Protons um $\sim 2,5$ MeV grösser ist, als diejenige des Neutrons. Dadurch erniedrigt sich das theoretische Wirkungsquerschnittsverhältnis gegenüber früher etwa um einen Faktor 40.

³⁾ O. HUBER, O. LIENHARD und H. WÄFFLER, H.P.A. **17**, 196 (1944). In dieser Arbeit werden für die untersuchten Isotope die relativen *Ausbeuten* des Kernphotoeffekts angegeben. Zu den relativen *Wirkungsquerschnitten* gelangt man, indem man die Selbstabsorption der β -Teilchen im aktivierten Präparat berücksichtigt.

Anteil wurde durch Bestrahlung mit $\text{Li}+\text{D}$ -Neutronen gesondert bestimmt und von der gemessenen gesamten Aktivität in Abzug gebracht¹⁾.

In Tabelle 1, Spalte 4, sind die theoretischen Werte für das Verhältnis der Emissionswahrscheinlichkeiten für Protonen bzw. Neutronen, die sich auf Grund der Rechnungen von WEISSKOPF und EWING ergeben²⁾, zusammengestellt. Diese Werte sind unter der Annahme einer Bindungsenergie von ≈ 8 MeV für das austretende Proton bzw. Neutron berechnet. Der Vergleich der Spalten 3 und 4 zeigt, dass die experimentellen Werte etwa 100- bis 3000mal grösser sind als die theoretischen.

Dieses Ergebnis zwingt zum Schluss, dass der für Kernumwandlungen durch materielle Teilchen gültige Mechanismus sich nicht ohne weiteres auf den Kernphotoeffekt übertragen lässt. Die im Kern enthaltenen Protonen, welche vermöge ihrer Ladung mit dem einfallenden γ -Quant in Wechselwirkung treten, können offenbar den Kern verlassen, bevor sich die Anregungsenergie des Zwischenkerns gleichmässig auf alle Nukleonen verteilt hat. Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den H.P.A.

Über die Mehrfachquanten in der Planckschen Strahlung

von M. WOLFKE, Techn. Hochschule Warszawa.

Bei der Ableitung des PLANCKSchen Strahlungsgesetzes durch BOSE³⁾, unter Anwendung der sogenannten BOSE-EINSTEINSchen Statistik auf die EINSTEINSchen Lichtquanten, treten im Phasenraum mehrfach besetzte Phasenzellen auf, in denen sich i Quanten $h\nu$ befinden, wo i eine beliebige ganze Zahl ist.

Was bedeuten nun i Quanten $h\nu$ in einer Phasenzelle? Die Phasenzelle in der BOSE-EINSTEINSchen Statistik besitzt das Phasenvolumen h^3 . Nach der HEISENBERGSchen Unschärferelation müssten derartige Quanten, sowohl in bezug auf die Raumkoordinaten als auch in bezug auf die Impulskoordinaten, voneinander ununterscheidbar sein. Sie sollten also ein räumlich zusammengedrängtes Quantenpaket von der Energie $ih\nu$ bilden, das wir als „Mehrfachquant“ bezeichnen wollen.

¹⁾ Die Neutronenbestrahlung wurde von Dr. BLEULER und Dr. ZÜNTI am Tensator durchgeführt, wofür wir ihnen auch an dieser Stelle bestens danken.

²⁾ V. F. WEISSKOPF und D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 (1940). (Die Ergebnisse dieser Rechnungen gelten nur für Kerne der Massenzahl ≥ 50 .)

³⁾ BOSE, ZS. f. Phys. **26**, 178 (1924).

Auf die Möglichkeit solcher Mehrfachquanten in der PLANCKschen Strahlung habe ich schon früher von einem anderen Standpunkt aus hingewiesen¹⁾.

Unter Zugrundelegung der Mehrfachquantenhypothese lässt sich die PLANCKsche Strahlung als ein Gemisch von Photonengasen mit den Quantenenergien $h\nu$, $2h\nu$, \dots , $ih\nu$, \dots auffassen.

Wir wollen nun unter obiger Voraussetzung das mittlere Quadrat der Energiedichteschwankungen $\overline{\varepsilon^2}$ berechnen.

Wie ich das seinerzeit gezeigt habe²⁾, sind die Teilstrahlungen, die den verschiedenen Mehrfachquanten entsprechen, thermodynamisch voneinander unabhängig, da ihre Entropiedichten sich einfach summieren. Demnach können wir für das mittlere Quadrat der gesamten Energiedichteschwankungen der PLANCKschen Strahlung schreiben:

$$\overline{\varepsilon^2} = \sum_{i=1}^{i=\infty} \overline{\varepsilon_i^2}, \quad (1)$$

wo $\overline{\varepsilon_i^2}$ das mittlere Quadrat der Energiedichteschwankungen der Teilstrahlung der Mehrfachquanten $ih\nu$ bedeutet, was bekanntlich

$$\overline{\varepsilon_i^2} = p_i (ih\nu)^2 \quad (2)$$

sein wird, wo p_i die Zahl der mit i Quanten besetzten Phasenzellen, also die pro Volumeneinheit und Frequenzintervalleinheit Zahl n_i der Mehrfachquanten $ih\nu$ bedeutet.

Die Zahl p_i können wir in folgender einfacher Weise berechnen. Die gesamte Strahlungsdichte u wird offenbar sein gleich:

$$u = \sum_{i=1}^{i=\infty} p_i (ih\nu),$$

andererseits aber lässt sich bekanntlich die PLANCKsche Strahlungsdichte in eine Reihe von WIENSchen Strahlungen:

$$u = \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-\frac{ih\nu}{kT}}$$

entwickeln. Beide dieser Reihen sind eindeutig, und daher müssen die entsprechenden Glieder der beiden Reihen einander gleich sein, woraus folgt:

$$n_i = p_i = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{e^{-\frac{ih\nu}{kT}}}{i}. \quad (3)$$

¹⁾ M. WOLFKE, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1123, 1215 (1913); Phys. ZS. **15**, 308, 463 (1914); ZS. f. Phys. **61**, 725 (1930).

²⁾ M. WOLFKE, Phys. ZS. **22**, 375 (1921); Arch. Sci. phys. et nat. (5) **3**, 320 (1921).

Indem wir den Ausdruck (3) in die Gleichung (2) und die Summe (1) einsetzen, so erhalten wir:

$$\overline{\varepsilon^2} = \frac{8 \pi h^2 \nu^4}{c^3} \sum_{i=1}^{i=\infty} i \cdot e^{-\frac{i h \nu}{kT}},$$

was nach einer einfachen Summation und Multiplizieren des Nenners und Zählers mit $e^{\frac{2 h \nu}{kT}}$ ergibt:

$$\overline{\varepsilon^2} = \frac{8 \pi h^2 \nu^4}{c^3} \cdot \frac{e^{\frac{h \nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h \nu}{kT}} - 1\right)^2}.$$

Im obigen Ausdruck eliminieren wir $e^{\frac{h \nu}{kT}}$ mit Hilfe des PLANCK'schen Strahlungsgesetzes, indem wir die Strahlungsdichte u einführen und nach einfacher Rechnung erhalten:

$$\overline{\varepsilon^2} = h \nu \cdot u + \frac{c^3 \cdot u^2}{8 \pi \nu^2}. \quad (4)$$

Dieser Ausdruck (4) ist identisch mit dem bekannten Schwingungsgesetz der Hohlraumstrahlung, das seinerzeit von EINSTEIN¹⁾ abgeleitet worden ist und bekanntlich direkt auf thermodynamischem Wege aus dem PLANCK'schen Strahlungsgesetz folgt. Damals wurde das erste Glied des Ausdruckes (4) als von den Dichteschwankungen der Photonen $h \nu$ herrührend betrachtet, hingegen das zweite Glied wurde als durch die optischen Interferenzschwankungen hervorgerufen gedeutet²⁾, was durchaus unbefriedigend war.

Mit der Annahme von Mehrfachquanten folgt hier das Schwingungsgesetz (4) direkt und eindeutig aus der Lichtquantenhypothese. Das erste Glied bedeutet das mittlere Quadrat der Energiedichteschwankungen der Strahlung im Falle, dass die ganze Energie in einzelnen $h \nu$ Quanten enthalten wäre, das zweite Glied hingegen ist ein Korrekturglied, dadurch bedingt, dass die Quanten $h \nu$ teilweise in Mehrfachquanten vereinigt sind.

¹⁾ A. EINSTEIN, Phys. ZS. **10**, 185 (1909).

²⁾ H. A. LORENTZ, Les théories statistiques en thermodynamique, 114, Leipzig 1916.

Sulla presenza nella radiazione cosmica al livello del mare di particelle non elettroniche lente

Nota di G. COCCONI e M. ADDARIO, Istituto di Fisica dell'Università, Catania.

Con un dispositivo di contatori collegati a circuiti di coincidenze ed anticoincidenze, si sono registrate al livello del mare particelle appartenenti alla radiazione cosmica, aventi le seguenti caratteristiche:

secondarie di radiazione non ionizzante generate in uno schermo di 1,2 cm di Pb,
non produttori secondari in detto schermo,
capaci di attraversare spessori di (1,2+2,5), (1,2+5), (1,2+7,5) cm Pb.

Le particelle che soddisfano a questi requisiti non possono essere elettroni secondari di fotoni della componente molle, ma devono essere particelle di massa maggiore di quella elettronica (mesoni o protoni) secondarie di fotoni o di altra radiazione neutra.

I risultati delle esperienze mostrano che le particelle in questione sono fermate da spessori minori di 10 cm Pb e costituiscono circa il 2—3‰ della radiazione totale ionizzante incidente sul telescopio verticale registratore.

Questi risultati sono da mettersi in relazione con quelli ottenuti da REGENER¹⁾ secondo cui al livello del mare esisterebbe una radiazione non elettronica lenta (protoni?) secondaria di una radiazione non ionizzante (fotoni?) la quale, sotto 6 cm Pb, avrebbe una frequenza del 3‰ circa della radiazione totale.

Le nostre misure confermano l'esistenza al livello del mare di secondari lenti non elettronici generati da radiazione non ionizzante, ma con frequenze circa 10 volte inferiori a quelle registrate da REGENER.

Le nostre esperienze non ci permettono di ottenere indicazioni sul tipo della radiazione non ionizzante e della secondaria non elettronica lenta. Le misure di ROSSI e JANOSSY²⁾ le quali porterebbero ad escludere la presenza al livello del mare di radiazione non elettronica, secondaria di non ionizzante, non si devono ritenere in contraddizione con i nostri risultati, in quanto non si riferiscono a particelle lente, ma a particelle capaci di attraversare più di 12 cm Pb.

¹⁾ Phys. Rev. **64**, 250 (1943).

²⁾ Phys. Rev. **58**, 761, (1940).