Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 15 (1942)

Heft: VI

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: 13.07.2025

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

Copyright 1942 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 Sion, am 30. August 1942.

(anlässlich der 122. Jahresversammlung der S. N. G.)

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

Geschäftlicher Teil.

In die S. P. G. wurden aufgenommen:

Ordentliche Mitglieder: HH. S. H. Metzger, Dipl.-Ing. (Fribourg); D. Mäder (Basel).

Kollektivmitglied: Armeekommando, Sekt. für mat. u. techn. Angelegenheiten.

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

Prof. Ch. Eug. Guye (Genf), Ehrenmitglied; Prof. Gentile (Milano).

Aus der S. P. G. ist ausgetreten:

R. Stucky (Lausanne).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 245 Mitglieder.

Wissenschaftlicher Teil.

Remarque sur la dynamique des fluides visqueux

par André Mercier (Berne).

Soit $\vec{v}$ la vitesse dans le mouvement d'un fluide, ϱ la densité, $-3\,p$ la trace du tenseur des tensions internes, $\vec{F}$ la force appliquée par unité de masse, μ le coefficient de viscosité et t le temps. Soit $\vec{\omega}$ le vecteur du tourbillon. A partir de l'équation de Navier-

*

STOKES et d'une identité vectorielle, on établit l'équation la plus générale pour l'évolution du tourbillon, que voici:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\,\vec{\omega} - (\vec{\omega} \cdot \nabla)\vec{v} + \vec{\omega}\,(\nabla \cdot \vec{v})$$

$$= \frac{1}{2}\,\nabla \times \left[\vec{F} - \frac{\nabla p}{\varrho} + \frac{\mu}{\varrho}\left\{\triangle\,\vec{v} + \frac{1}{3}\,\nabla\,\nabla \cdot \vec{v}\right\}\right] \qquad (1)$$

On n'en trouve dans les ouvrages que des cas particuliers, par exemple pour $\vec{F} = -\nabla\varphi$ et $\varrho = \text{const.}$ (DUHEM[1]), auquel cas on montre l'impossibilité de créer un tourbillon dans le sein du liquide.

Il n'existe probablement pas de phénomènes naturels lors desquels on ait $\nabla \times \vec{F} \neq 0$. Tenant compte de l'équation de continuité en l'absence de sources et de puits et négligeant $\nabla \times \vec{F}$, on déduit de (1) l'équation que voici:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\,\vec{\omega} - (\vec{\omega} \cdot \nabla)\,\vec{v} + \frac{\vec{\omega}}{\varrho}\,\frac{d\varrho}{dt} = \frac{1}{2}\,\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \nabla p$$

$$+ \frac{\mu}{2\varrho}\,\triangle\,\vec{\omega} + \frac{\mu}{2}\,\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \triangle\,\vec{v} + \frac{\mu}{6\varrho}\,\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \nabla\left(\frac{d\varrho}{dt}\right). \qquad (2)$$

Il se produit un tourbillon si, $\vec{\omega}$ étant nul au temps $t = 0$, $\frac{\partial \vec{\omega}}{dt}$ est différent de zéro au même instant. La création d'un tourbillon au sein du liquide est donc conditionnée par la relation suivante:

$$\left(\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t}\right)_{t=0} = \frac{1}{2}\,\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \nabla p$$

$$+ \frac{\mu}{2}\,\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \triangle\,\vec{v} + \frac{\mu}{6\varrho}\,\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \nabla\left(\frac{d\varrho}{dt}\right). \qquad (3)$$

Il faut et suffit qu'au moins l'un des trois termes du second membre de (3) soit différent de zéro, pour qu'un tourbillon se forme ailleurs qu'à la surface d'un obstacle:

1° $\nabla\,\frac{1}{\varrho} \times \nabla p \neq 0$. Il faut pour cela que $\varrho \neq \varrho(p)$. Cela se produit vraisemblablement dans l'atmosphère, dans les océans ou peut-être à l'intérieur des astres, même si l'on peut écrire $\mu = 0$.

2° Même si $\varrho = \varrho(p)$, il se peut que $\nabla\,\frac{1}{\varrho}$ ne soit pas parallèle à $\triangle\vec{v}$. Si alors $\mu \neq 0$, on peut rendre la viscosité responsable de la

[1]) P. DUHEM, Recherches sur l'hydrodynamiques, II (Paris, 1904). JAFFÉ (Physik. ZS. **21**, 541, 1920) a retrouvé les résultats de DUHEM et a examiné la question de la formation des tourbillons dans un cas particulier.

formation des tourbillons (contrairement à une proposition émise dans certains ouvrages).

3⁰ Même si $\varrho = \varrho(p)$, il se peut aussi que $\nabla \frac{1}{\varrho}$ ne soit pas parallèle à $\nabla \left(\frac{d\varrho}{dt}\right)$. Si alors $\mu \neq 0$, on peut de nouveau rendre la viscosité responsable de la formation de tourbillons. Mais comme dans de nombreux cas on peut considérer la variation spatio-temporelle de ϱ comme la propagation lente d'une onde plus ou moins sphérique, cette condition est vraisemblablement rarement réalisée dans la nature.

Les remarques qui précèdent doivent avoir de l'importance dans les problèmes concernant des fluides suffisamment compressibles, et en particulier en géophysique, car les tourbillons qui se forment dans l'atmosphère, dans les masses d'eau ou à l'intérieur des astres fluides ne peuvent être dûs, dans de nombreux cas, à la présence de corps solides formant obstacle.

Sur la théorie de l'effet de la température sur la diffraction des rayons X

par K. Bleuler et J. Weigle (Genève).

(Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.)

Über eine Methode zur Messung zeitlich rasch veränderlicher Spektren

von D. Maeder und E. Miescher (Basel).

Bei der plötzlichen Erregung oder Unterbrechung von Spektren ist in vielen Fällen zu erwarten, dass eine Untersuchung des zeitlichen Verlaufes wertvolle neue Aussagen liefern würde. Insbesondere haben Miescher[1]), Oldenburg[2]) und andere Autoren bereits nach einer von Dorgelo[3]) angegebenen Methode Absorptionsspektren kurzlebiger Radikale erhalten, welche bei der gewöhnlichen, über lange Zeit gemittelten Beobachtungsweise nicht gefunden werden können. Diese Methode geht davon aus, dass solche Radikale durch eine elektrische Entladung leicht in genügender Anzahl zu erzeugen sind, wobei aber stets deren Emissionsspektren auftreten. Die elektrische Anregung wurde durch einen mechanischen Schalter plötzlich unterbrochen und kurze Zeit später das Absorptionsspektrum der dann noch vorhandenen kurzlebigen Partikel aufgenommen. Das Zeitintervall zwischen Abschaltmoment und Aufnahme

---

[1]) E. Miescher, Helv. Phys. Acta **9**, 693, 1936.
[2]) O. Oldenburg, Journ. Chem. Phys. **3**, 266, 1935.
[3]) H. B. Dorgelo, Zeitschr. f. Phys. **34**, 766, 1925.

war definiert mittels einer rotierenden Blende, die starr mit dem Schalter verbunden war. Aus Intensitätsgründen musste der ganze Vorgang etwa 10^3 mal wiederholt werden. Die zeitliche Auflösung betrug 10^{-3} sec; um den ganzen zeitlichen Verlauf der Absorptionsspektren zu erhalten, mussten viele einzelne solcher Aufnahmen mit verschieden langen Zeitintervallen zwischen Abschaltmoment und Aufnahme gemacht werden.

Die im folgenden beschriebene Verbesserung der Methode gestattet einerseits, das zeitliche Auflösungsvermögen um mehrere Zehnerpotenzen zu steigern, und liefert anderseits mit einer einzigen Aufnahme schon den ganzen zeitlichen Verlauf des untersuchten Spektrums. Die gleiche Anordnung lässt sich auch zur zeitlichen Verfolgung des Entstehens oder Abklingens von Emissionsspektren verwenden.

Der Kunstgriff der neuen Apparatur besteht darin, dass die rotierende Blende durch einen Drehspiegel ersetzt ist. Indem der Drehspiegel das vom Absorptionsgefäss herkommende Lichtbündel in der Längsrichtung des Spektrographenspaltes über diesen hinwegbewegt, entsteht ein breites Spektrum, dessen verschiedene Zonen verschiedenen Zeiten entsprechen. Die kleinste, mit einer solchen Anordnung noch unterscheidbare Zeit ist

$$\Delta t = \frac{\text{Durchmesser d. beleuchteten Stelle d. Spektrographenspaltes}}{\text{Lineargeschwindigkeit längs des Spektrographenspaltes}}$$

und erreicht leicht Werte von 10^{-5} bis 10^{-6} sec. Das vergrösserte zeitliche Auflösungsvermögen erfordert anderseits eine entsprechend grössere Anzahl von Wiederholungen, nämlich etwa 10^5 bzw. 10^6 (totale Belichtungszweit jeder einzelnen Stelle etwa 1 sec). Um diese wesentlich erhöhte Anzahl Wiederholungen des Abschaltvorganges dennoch innert absehbarer Zeit durchführen zu können, wurde statt des einfachen Drehspiegels ein 8-flächiger Polygonspiegel verwendet. Praktisch ist dann noch eine Betriebsdauer der Grössenordnung 10 min für eine Absorptionsaufnahme erforderlich.

Damit die theoretisch mögliche zeitliche Auflösung der optischen Einrichtung von z. B. 10^{-5} sec tatsächlich ausgenützt wird, muss im Absorptionsgefäss eine elektrische Leistung von der Grössenordnung $10\,000\ \text{V} \cdot 1\ \text{A} = 10\ \text{kW}$ bei jedem Spiegeldurchgang innerhalb 10^{-5} sec vollständig ausgeschaltet werden, wobei der Abschaltmoment jedesmal genau derselben Stellung des jeweils reflektierenden Teils des Polygonspiegels entsprechen muss. Mit einem rotierenden Schalter auf der Achse des Polygonspiegels lässt sich dies, ganz abgesehen von der Funkenbildung, aus Gründen der Herstellungsgenauigkeit nicht mehr erreichen. Diese Schwierigkeit

fällt weg bei Verwendung einer Photozelle, welche durch eine Hilfslichtquelle über die gleiche Fläche des Polygonspiegels, die sich jeweils auch im Hauptstrahlengang befindet, intermittierend belichtet wird. Die Photozelle vermag zwar nur schwache Steuerimpulse zu liefern; dafür ist aber die Synchronisation eine vollkommene, die Abweichungen des Spiegels vom regulären Polygon eliminieren sich selbst. Als Hauptproblem verbleibt nun die Notwendigkeit einer sowohl in bezug auf Spannungen als auch auf Ströme etwa 10^5-fachen Verstärkung der rechteckigen Photozellenimpulse, wobei die Zeitkonstante der ganzen Apparatur 10^{-5} sec nicht wesentlich überschreiten darf. Da bei der zu erreichenden beträchtlichen Endleistung (10 kW) für die 10^{10}-fache Leistungsverstärkung mindestens 5 Verstärkerstufen nötig sind, muss die Zeitkonstante jeder einzelnen Verstärkerstufe sogar in der Grössenordnung 10^{-6} sec liegen. Diese Schwierigkeit führte zur Verwendung von Hochfrequenz als Träger der zu verstärkenden Impulse. Nach einer aperiodischen Vorverstärkung modulieren die Impulse eine in einem Hilfssender erzeugte Hochfrequenzschwingung. Die weitere Verstärkung geschieht in einem 2-stufigen Leistungsverstärker, wobei die Abklingdauern der Hochfrequenzkreise praktisch zu vernachlässigen sind (Frequenz 10^7 sec^{-1}). Die auf mehrere 100 W verstärkten Impulse gelangen dann auf das Gitter der Endröhre — einer Gross-Senderöhre vom Typ MA $^4/_{600}$, welche dem Basler Institut von der PHILIPS-Vertretung in Zürich freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde — und diese ist direkt in Serie mit dem Absorptionsrohr geschaltet.

An Ergebnissen liegen vorläufig Absorptionsaufnahmen des Radikals BCl (Lebensdauer ca. 10^{-3} sec) vor. Beim Abklingen des Emissionsspektrums von SnCl zeigten sich ferner Sn-Linien von eindeutig sehr verschiedener Lebensdauer (ca. 10^{-5} sec, bzw. $> 10^{-4}$ sec). Die Absorptionsversuche werden fortgesetzt.

Le rôle de l'invariance spinorielle et l'invariance de jauge dans un nouveau principe fondamental[1])

par E. C. G. STUECKELBERG (Genève).

1⁰ Pour décrire des lois physiques, on doit introduire un système de coordonnées spatio-temporel $(\vec{x}, ct) = (x^1, x^2, x^3, x^4 = ct)$

[1]) STUECKELBERG, *Une nouvelle mécanique du point.* Helv. Phys. Acta **14**, 321 (1941); **14**, 588 (1941) mentionné comme I; **15**, 23 (1942) mentionné comme II. — *Une nouvelle mécanique des champs.* Helv. Phys. Acta **15**, 327 (1942), mentionné comme III.

$= (x^\mu)$. La théorie de relativité restreinte postule que les lois ont une forme telle *qu'aucune observation ne puisse distinguer entre deux systèmes de référence* x^μ. Il en résulte que c est *une première constante fondamentale.*

2⁰ Pour décrire certaines lois (double réfraction des rayons atom iques, expérience de STERN-GERLACH, etc.), il a été nécessaire d'introduire *des quantités spinorielles* u_A. Nous postulons, pareillement à 1⁰, *qu'aucune observation n'est possible qui puisse distinguer entre deux systèmes de coordonnées spinorielles* u_A.

De ce nouveau principe, il résulte que l'énergie par onde de fréquence $\omega_{\vec{k}}$ ne peut prendre que les valeurs $H_{\vec{k}} = N_{\vec{k}}\, h\, \omega_{\vec{k}}$ avec $N_{\vec{k}} = 0{,}1$. Une conséquence ultérieure est alors que l'énergie d'un *champ tensoriel* $\varphi_{\mu\nu}..$ satisfaisant à une *équation inhomogène* $(\Box - \mu^2)\varphi_{\mu\nu}... = \eta^{AB}_{\mu\nu}...u_A u_B$ doit être composée de la même façon et avec la même constante h, mais avec $N_{\vec{k}} = 0, 1, 2 \cdots$. h est ainsi *une seconde constante fondamentale.*

3⁰ Si $\mu = 0$, les équations deviennent invariantes (*éq. de Maxwell*) par rapport à *une transformation de jauge.* Si l'on postule *qu'aucune observation ne peut distinguer entre deux systèmes de jauge,* on trouve la nouvelle loi[1]) (cf. II et III) pour la quantification d'un champ tensoriel $(u, u^\mu, u^{\mu\nu}, \cdots)$ et la loi 2⁰ pour celle d'un champ spinoriel (identique à celle sous 2⁰), qui contient une *troisième constante fondamentale e.* Elle détermine la charge par onde comme $e_{\vec{k}} = \pm N_{\vec{k}}\, e$.

4⁰ Dans cette nouvelle théorie, il résulte automatiquement que les lois de la théorie de quanta actuelle pour l'interaction entre l'électron (= quantum du champ u_A) et le photon (= quantum du champ $\varphi_{\mu\nu} \equiv \vec{E}, \vec{B}$) doivent être remplacées par des *lois totalement différentes dès que des dimensions de l'ordre de* μ^{-1} *interviennent,* si $\mu = m/hc$ est la constante fondamentale du champ tensoriel, u, qui porte de la charge (= champ de Yukawa, m = masse du mésotron).

5⁰ En particulier, une connaissance simultanée de l'*état électromagnétique* (dans *tout l'espace*) et de la *distribution des quanta* $N_{\vec{k},-}...$ à charge $-e$ du champ u de Yukawa dans une *région* de l'espace interdit toute connaissance simultanée de la distribution $N_{\vec{k},+}$ des quanta à charge opposée dans une *autre région.* Ce dernier phénomène peut être interprété de la manière suivante, à l'aide de l'image corpusculaire de la théorie ((I) et (II)):

Dans la fig. 2 de I, nous avons représenté une « *onde plane du champ u de Yukawa incidente du « futur »* $u_{-\vec{k}, -\omega}$, sur un « *diffu-*

seur ». Celui-ci est la région d'espace temps ($0 < t < \delta t$), dans laquelle le champ électromagnétique $\vec{E}^0$ règne. L'onde plane se partage en *deux ondes diffusées* l'une « *réfléchie dans le futur* », l'autre « *réfractée vers le passé* ».

Une onde normale à celle-ci dans le sens spatiotemporel est l'onde $u_{\vec{k},\omega}$, qui est composée d'une « *onde incidente du passé* », la « *parti réfléchie vers le passé* » (identique à la partie réfractée de $u_{-\vec{k},-\omega}$ en fig. 2) et l'« *onde réfractée vers le futur* »:

Admettons que nous ayons constaté, à un moment $t \gg 0$, une *particule* (de charge $-e$) dans l'onde $u_{-\vec{k},-\omega}$ ($N_{\vec{k},-}$ $(t \gg 0) = 1$). (C'est le problème illustré en fig. 2 et discuté en I et II.) Nous augmentons alors nos connaissances par l'observation *qu'aucun quantum* de lumière à haute fréquence ($N_{\vec{k}',\sigma}$ $(t \gg 0) = 0$) n'est présent à ce moment. C'est alors avec la possibilité A^2 (définie en II (6.6)) que cette particule de charge $-e$ a été créée par le champ électrique $\vec{E}$, comme le partenaire d'une charge $+e$ dans l'onde $u_{\vec{k},\omega}$ ($N_{\vec{k},+}$ $(t \gg 0) = 1$). Avec la même probabilité, un quantum de lumière de haute fréquence a dû être absorbé dans l'acte de création. Il existait donc *un photon* de haute fréquence ($N_{\vec{k}',\sigma}$ $(\ll 0) = 1$) avec la probabilité A^2.

Avec la probabilité $B^2 = 1 - A^2$, la particule $-e$ a déjà existé avant que le champ $\vec{E}^0$ fût enclanché et aucun partenaire ne sera trouvé dans l'onde $u_{\vec{k},\omega}$ ($N_{\vec{k},+}$ $(\gg 0) = 0$). Une connaissance de $N_{\vec{k},-}$ et de l'état électromagnétique ($N_{\vec{k}',\sigma} = 0$) interdit ainsi une connaissance de l'état dans la région où la charge opposée se trouve ($N_{\vec{k},+} = 1$, ou 0 avec les probabilités A^2 et $B^2 = 1 - A^2$). Par contre, une connaissance simultanée de la distribution $N_{\vec{k},-}$ ($= 1$) et du champ de rayonnement $\vec{E}$, $\vec{B}$ ($N_{\vec{k}',\sigma} = 0$) est toujours possible.

Une extension des formules de Fresnel

par R. Mercier (Lausanne, E.I.L.).

Remarquant le fait que les équations de Maxwell dans les isolants contiennent deux constantes spécifiques du milieu, la constante diélectrique ε et la perméabilité magnétique μ, alors que les formules de Fresnel (relatives au passage des ondes lumineuses au travers de la surface séparant deux milieux vitreux) n'en contiennent qu'une seule, l'indice de réfraction n, on en déduit que ces dernières formules offrent la possibilité d'une généralisation.

D'ailleurs, le rôle que joue la célérité des ondes acoustiques ou séismiques dans les phénomènes de transition d'un milieu matériel à l'autre ne correspond nullement au rôle joué par la célérité dans les formules de Fresnel. Il y a donc là une anomalie qui doit être éclaircie. Elle l'est par les considérations suivantes.

Remplaçons ε et μ par deux nouvelles constantes définies comme suit:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}} \qquad \mathfrak{R} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \tag{1}$$

la première n'est autre que la *célérité de phase* de l'onde; la seconde constante est nouvelle et sera nommée *résistance d'onde.* Au moyen de ces nouvelles constantes qui caractérisent aussi bien le milieu que ε et μ, les équations de Maxwell prennent la forme suivante:

$$\frac{\mathfrak{R}}{u} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} \vec{H} \qquad - \frac{1}{\mathfrak{R} u} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} \vec{E} \tag{2}$$

dans laquelle on postule les unités de Lorentz. De ces nouvelles formes on déduit que dans une onde plane harmonique, le rapport des amplitudes des champs magnétique et électrique est justement égal à $\mathfrak{R}$. Considérant que le champ électrique est l'effet (d'induction) du champ magnétique (considéré comme la cause), on voit que $\mathfrak{R}$ est bien la mesure d'une résistance.

Appliquons maintenant les conditions classiques de continuité et d'unicité à la surface de séparation de deux milieux homogènes (dont les grandeurs correspondantes seront affectées des indices 1 et 2); les célérités et les résistances d'onde interviennent par leurs rapports que l'on abrège par n et m:

$$n = \frac{u_1}{u_2} \qquad m = \frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1} \tag{3}$$

Désignant encore par φ, φ' et ψ les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction, on retrouve tout d'abord les conditions de Descartes:

$$\varphi' = \varphi \qquad \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n \tag{4}$$

Puis, en affectant de l'indice t les composantes des champs parallèles au plan de séparation, et de l'indice n les composantes normales aux premières, on obtient finalement pour l'onde réfléchie:

$$E'_t = E^0_t \left\{ \frac{1 - m \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}}{1 + m \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}} \right\} \qquad E'_n = E^0_n \left\{ \frac{m - \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}}{m + \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}} \right\}$$

et pour l'onde transmise: (5)

$$E''_t = E^0_t \left\{ \frac{2}{1 + m \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}} \right\} \qquad E''_n = E^0_n \left\{ \frac{2}{m + \frac{\cos\psi}{\cos\varphi}} \right\}$$

Ces deux groupes de formules constituent une généralisation de celles de Fresnel; elles font apparaître d'une façon très nette le rôle important des résistances d'onde (sous la forme de leur rapport), rôle qui correspond complètement à celui des résistivités acoustiques dans la théorie des ondes séismiques.

Deux conséquences intéressantes de ces formules:

1° La surface de séparation de deux milieux vitreux dont les indices de réfraction sont différents, mais les résistances d'onde identiques, n'est la source d'aucune réflexion lorsque l'incidence est normale.

2° Si les milieux possèdent le même indice de réfraction mais des résistances d'onde différentes, il apparaît un rayon réfléchi dont l'intensité est indépendante de l'azimuth de polarisation et, fait plus surprenant, indépendant de l'angle d'incidence. La condition à réaliser dans ce cas est

$$\varepsilon_1 \mu_1 = \varepsilon_2 \mu_2 \qquad \mu_1 \neq \mu_2 \tag{6}$$

Enfin il est évident que si l'on identifie les perméabilités magnétiques des deux milieux, on retrouve les formules classiques de Fresnel, avec toutes les conséquences particulières qu'elles comportent. On sait que les perméabilités des différents corps vitreux (au sens de l'optique) sont pratiquement toutes égales dans le domaine de la lumière visible; c'est donc en dehors de ce domaine qu'il faudra chercher pour observer les particularités signalées plus haut.

On peut encore se libérer de la condition de ne considérer que des corps isolants; en appliquant la méthode habituelle des grandeurs complexes, l'indice de réfraction (et la célérité de phase) devient alors complexe, ce qui s'interprète par l'extinction de l'onde. Il en sera de même de la résistance d'onde qui, tout naturellement, prendra le nom d'*impédance d'onde*, et sera l'expression du déphasage entre le champ magnétique et électrique. On pourra par cette extension étudier les phénomènes de réflexion et réfraction métallique dans le cas général.

L'extension aux phénomènes d'anisotropie est également prévue, ce qui permettra d'étudier de plus près ce qui se passe à la surface de cristaux fortement magnétiques.

Über den Spannungsaufbau im Kaskaden-Generator

von H. Greinacher, Bern.

Im Kaskadengenerator für Höchstspannungen wird eine von den Schaltungen benützt, die ich 1920 beschrieben habe[1], und welche eine Spannungsvervielfachung mit Hilfe von Kondensatoren und Ventilen bezweckt. Es wurde damals schon das allgemeine Prinzip entwickelt und der Aufladevorgang an Modellen, die bis zur Verzehnfachung gebaut wurden, experimentell untersucht. Im Hinblick auf die Bedeutung, welche die Kaskadenschaltung in neuerer Zeit erlangt hat, habe ich die Frage nach dem Aufladevorgang im Generator neuerdings wieder aufgegriffen, und zunächst Herrn M. Jaggi veranlasst, Untersuchungen an der Zweifach- und Vierfach-Schaltung auszuführen[2]). Gewöhnlich wird der Generator mit einer geraden Zahl von Kondensatoren bzw. Ventilen ausgeführt, und wird demgemäss eine Schaltung mit $2\,n$ Kondensatoren als n-stufig bezeichnet. Dem liegt die Anschauung zu-

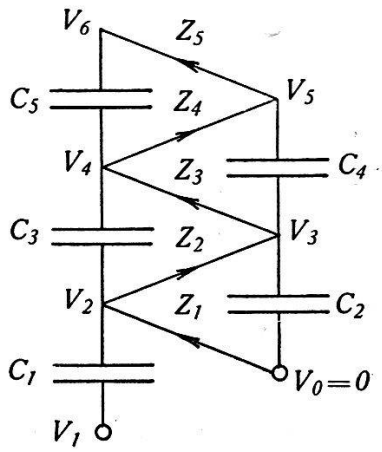

Fig. 1.

grunde, dass die Kondensatoren rechts (Fig. 1) als Sammler, die links als Schubkondensatoren dienen. In der Tat nehmen alle Punkte der rechten Reihe im stationären Zustande konstante Po-

---

[1]) H. Greinacher, Bulletin S.E.V. 1920, Heft 3. Verh. der Deutsch. Phys. Ges. **4**, 195, 1921. D.R.P. Nr. 422230.

[2]) M. Jaggi, H.P.A. **15**, 339, 1942.

tentiale an, während die der linken um 2 V (V = Scheitelspannung) oszillieren. Man kann aber ebensogut $V_1 = 0$ machen und V_0 mit der Wechselspannung verbinden. Dann vertauschen sich die Rollen. Man wird also, um über die Funktionsweise der Kondensatoren ins Klare zu kommen, nicht die Potentiale, sondern die *Differenzen* an der rechten Reihe, d. h. V_5 und an der linken, d. h. $V_6 - V_1 = V_{61}$ miteinander vergleichen müssen.

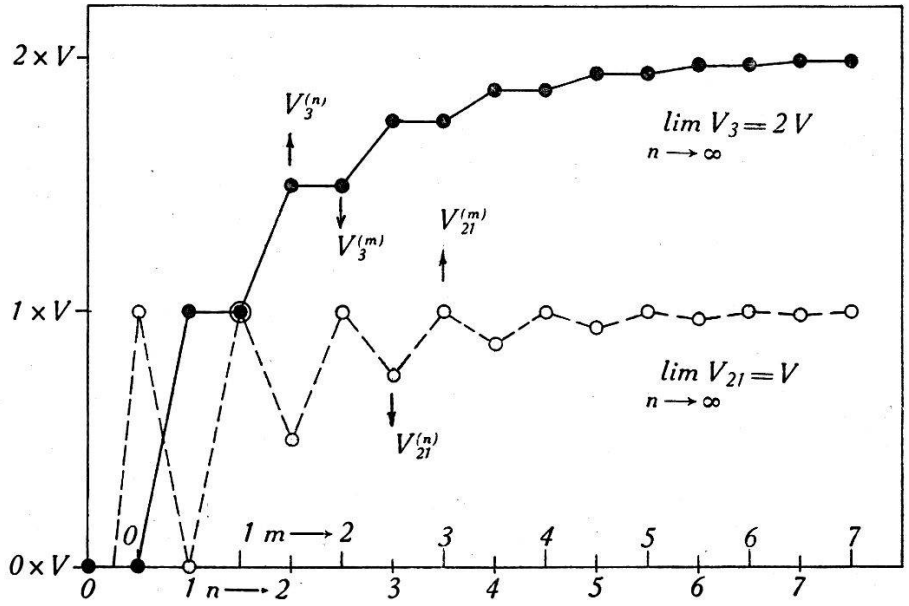

Fig. 2.

In Fig. 2 ist der einfachste Fall der *Zweifach-Schaltung* wiedergegeben. Angenommen ist, dass anfangs alle Punkte das Potential 0 besitzen, mit Ausnahme von V_1, an dem in diesem Moment $+ V$ liege. n = Zahl der Spannungsstösse, m = Zahl der Senkungen. Resultat: C_2 ladet sich treppenförmig auf, ist also reiner Sammler, C_1 hingegen ladet sich oszillierend auf. Die Aufladeformel für den allgemeinen Fall, dass $C_2 = q \cdot C_1$, lautet

$$V_3^{(n)} = V_3^{(m)} = 2\,V \left[1 - \left(\frac{q}{1+q}\right)^n\right] \tag{1}$$

In der Zeichnung sowie auch im folgenden sind alle Kondensatoren als gleich gross angenommen.

Anders verhält sich nun z. B. der *Fünffach-Generator* (Fig. 1). Hier gelten die Aufladeformeln:

$$V_{61}^{(n)} = 5\,V - \frac{2}{5}\,V \left[(7 + 3\sqrt{5})\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^n + (7 - 3\sqrt{5})\left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^n\right] \tag{2}$$

$$V_{61}^{(m)} = 5\,V - \frac{2}{5}\,V\left[(5+2\sqrt{5})\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^n + (5-2\sqrt{5})\left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^n\right] \quad (3$$

$$V_{5}^{(n)} = 4\,V - \frac{2}{5}\,V\left[(5+\sqrt{5})\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^n + (5-\sqrt{5})\left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^n\right] \quad (4$$

$$V_{5}^{(m)} = 4\,V - \frac{2}{5}\,V\left[(5+2\sqrt{5})\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^n + (5-2\sqrt{5})\left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^n\right] \quad (5$$

Als Welligkeit der Aufladung kann man bezeichnen:

$$V_{61}^{(n)} - V_{61}^{(m)} = \Delta\,V_{61} = -\frac{2}{5}\,V\left[(2+\sqrt{5})\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^n + (2-\sqrt{5})\left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^n\right] \quad (6)$$

$$V_{5}^{(n)} - V_{5}^{(m)} = \Delta\,V_5 = +\frac{2}{5}\,V\left[\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^n - \left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^n\right] \quad (7)$$

Die Potentialwerte bis $n = m = 12$ sind in Fig. 3 aufgetragen. Die Aufladung erfolgt wesentlich langsamer als bei der Zweifach-Schaltung. Beachtenswert ist der Umstand, dass *beide* Kondensatorenreihen sich oszillierend aufladen. Sie arbeiten übrigens im Gegentakt. Die Welligkeit $\Delta\,V_{61}$ ist nur wenig grösser als $\Delta\,V_5$. Wie schon in der Originalmitteilung[1]) ausgeführt, übernehmen also schliesslich alle Kondensatoren beide Funktionen.

Es seien noch die entsprechenden Formeln für die *Dreifach-Schaltung* wiedergegeben:

$$V_{41}^{(n)} = 3\,V\left[1 - \left(\frac{3}{4}\right)^{n-1}\right] \quad (8) \qquad V_{3}^{(n)} = 2\,V\left[1 - \frac{2}{3}\left(\frac{3}{4}\right)^{n}\right] \quad (10)$$

$$V_{41}^{(m)} = 3\,V\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}\right)^{n-1}\right] \quad (9) \qquad V_{3}^{(m)} = 2\,V\left[1 - \left(\frac{3}{4}\right)^{n}\right] \quad (11)$$

Schon hier haben wir an allen Punkten oszillierenden Verlauf.

Die Schnelligkeit des Spannungsaufbaus $\frac{dV^{(n)}}{dn}$ und damit die Kenntnis der Funktion $V^{(n)}$ ist offenbar für die Beurteilung der Stromnachlieferung bei belastetem Generator wichtig. In dieser Hinsicht interessiert auch das *Arbeiten des Eingangsventils* Z_1, durch

das sämtliche Elektrizität in den Generator eintritt. Sinkt die Spannung an V_1 von $+V$ auf $-V$, so nimmt V_2 erst auf 0 ab, worauf sich dann Z_1 öffnet. Nennen wir den Bruchteil der Spannungssenkung $2V$, während dessen Z_1 geöffnet ist, β, so finden wir der Reihe nach folgende Werte:

Für die 2fach-Schaltung $\beta_2 = \left(\frac{1}{2}\right)^n$ (12)

„ „ 3 „ „ $\beta_3 = \frac{1}{6}\left(\frac{3}{4}\right)^{n-1}$ (13)

„ „ 4 „ „ $\beta_4 = \frac{1}{12}\left[\left(\frac{2+\sqrt{2}}{4}\right)^{n-1} + \left(\frac{2-\sqrt{2}}{4}\right)^{n-1}\right]$ (14)

„ „ 5 „ „ $\beta_5 = \frac{1}{24}\left[\left(\frac{5+\sqrt{5}}{8}\right)^{n-2} + \left(\frac{5-\sqrt{5}}{8}\right)^{n-2}\right]$ (15)

Da mit zunehmender Länge der Kaskade die Stromlieferung ungünstiger wird, kann man, wie früher schon gezeigt[1]), mit Vorteil

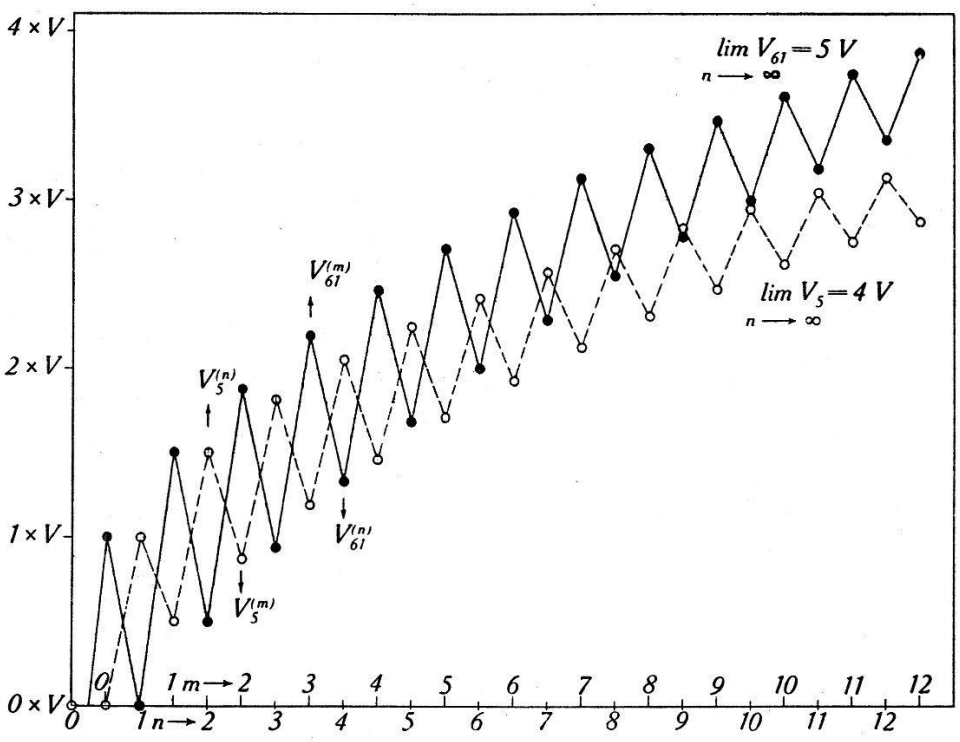

Fig. 3.

die Kaskade in zwei Hälften aufteilen, die beide an V_1 und V_0 angeschlossen, sich je in umgekehrtem Sinne aufladen. Eine solche *doppelt wirkende Kaskade* besitzt auch eine geringere Welligkeit der

Aufladung. Geben z. B. Fig. 2 und 3 die Aufladekurven für die eine Hälfte wieder, dann wären die der zweiten spiegelbildlich nach unten aufzutragen, und zwar um eine halbe Periode nach links versetzt. Die Gesamtspannung wäre dann $V^{(n)} + V^{(m)}$ $(n = m)$, bzw. $V^{(n)} + V^{(m)}$ $(n = m + 1)$.

Der Hauptvorteil der Kaskadenschaltung für Höchstspannungen besteht in dem Umstand, dass die Gesamtspannung sich immer gleichmässig auf die Kondensatorenreihe verteilt. Dies ist bei der schon von SCHENKEL angegebenen Schaltung[3]), die man als *Pyramidenschaltung* bezeichnen könnte (Fig. 4), nicht der Fall.

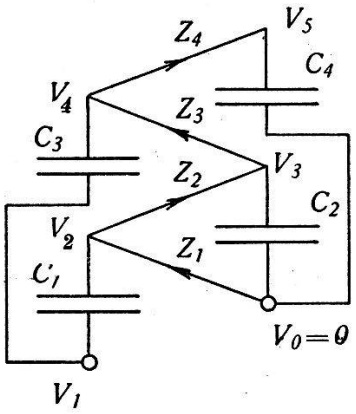

Fig. 4.

Hier muss der letzte Kondensator die ganze Spannung aushalten. Man kann aber zeigen, dass trotz der Verschiedenheit der Anordnung die Aufladefunktion der Vierfachpyramiden- und Kaskaden-Schaltung genau die gleiche ist. Sie lautet

$$V_5^{(n)} = 4\,V\left[1 - \left(\frac{2+\sqrt{2}}{4}\right)^{n+1} - \left(\frac{2-\sqrt{2}}{4}\right)^{n+1}\right] \tag{16}$$

Die Stromlieferung ist indessen nicht dieselbe, denn bei der Pyramidenschaltung besitzt β den grösseren Wert

$$\beta_4' = \sqrt{2}\,V\left[\left(\frac{2+\sqrt{2}}{4}\right)^{n} - \left(\frac{2-\sqrt{2}}{4}\right)^{n}\right] \tag{17}$$

Eine ausführliche Veröffentlichung der Resultate soll demnächst in einer technischen Zeitschrift erfolgen.

---

[3]) SCHENKEL, Elektrotechn. ZS. **40**, 333, 1919.

Zur Lösung des Raumproblems

von Léon Schames (Genf).

Gauss hatte nach Einführung der nach ihm genannten Koordinaten angenommen, dass die Beobachtungen von geodätischen oder astronomischen Dreiecken eine Differenz zwischen der experimentellen Winkelsumme und 2 Rechten würden feststellen lassen, um so zu beweisen, dass der wirkliche Raum vom Euklid'schen verschieden sei. Das von ihm angestellte Experiment ergab aber zwei Rechte als Winkelsumme.

Von 1900 ab ist die Möglichkeit, dass der Raum im Grossen sphärisch und geschlossen sei, wiederholt erörtert worden. So hat Schwarzschild[1]) versucht, aus astronomischen Daten den noch zulässigen Wert der Krümmung zu berechnen. Harzer[2]) hat den sphärisch-geschlossenen Raum vertreten und aus ihm gefolgert, dass das Licht auf einem grössten Kreis zu seinem Ausgangspunkt zurückkehren müsse.

Inzwischen hatte Poincaré[3]) den entgegengesetzten Standpunkt vertreten. Die Frage, ob die Euklid'sche oder die Nicht-Euklid'sche Geometrie richtig sei, hält er für sinnlos. „Eine Geometrie kann nicht richtiger sein als die andere, sie kann nur bequemer sein". Demnach ist auch ein experimenteller Entscheid zwischen den Geometrien unmöglich.

Die grossen Erfolge der Einstein'schen allgemeinen Relativitätstheorie liessen Poincaré's Standpunkt in den Hintergrund treten. Für das statische Universum Einstein's ergaben sich im Unendlichen zuerst die gleichen Schwierigkeiten wie nach der Newton'schen Theorie. Um diese Schwierigkeiten zu überwinden, führte Einstein ein kosmologisches Glied mit der kosmologischen Konstanten λ ein, durch welches der Raum im Grossen zum sphärisch-geschlossenen wurde.

Friedmann[4]) und unabhängig von ihm Lemaitre[5]) erweiterten die Einstein'schen Feldgleichungen der Gravitation auf nicht-statische Systeme. Lemaitre zeigte auch, dass diese so zu einer Expansion der Welt führen in Übereinstimmung mit der Hubbléschen Beziehung. Für nicht-statische Systeme ist nun aber λ über-

---

[1]) K. Schwarzschild, Viertelj. schrift d. Astr. Ges. Leipzig **35**, 337 (1900).

[2]) P. Harzer, Die Sterne und der Raum. Rekt. Antr. Vortrag, Kiel (1908).

[3]) H. Poincaré, La Science et l'Hypothèse (1902).

[4]) A. Friedmann, Z. f. Phys. **10**, 377 (1922).

[5]) G. Lemaitre, Ann. Soc. Scient. Bruxelles **47**, sér. A (1927).

flüssig, worauf EINSTEIN[6]) selbst hinwies. Im Anschluss daran zeigte HECKMANN[7]), dass die nicht-statischen Lösungen nicht unbedingt zu einer positiven Raumkrümmung führen, sondern dass diese ebensogut negativ oder null sein kann. Er kommt zu dem Schluss: „Sowohl λ als auch C (Krümmungsmass) fungieren als völlig überzählige Konstante, die in keiner Weise durch die Materie festzulegen sind". Daraufhin berechneten EINSTEIN und DE SITTER[8]) für den Fall des ebenen Raumes, also $\lambda = C = 0$, mittels der Hubble'schen Beziehung die mittlere Massendichte ϱ zu $4 \cdot 10^{-28}$ g/cm^{-3}. Obwohl dieser Wert mit den Beobachtungen verträglich ist, glauben sie, dass spätere, genauere Werte für die Massendichte und für den Expansionskoeffizienten eine Festlegung des Vorzeichens und der Grösse der Raumkrümmung ermöglichen werden.

Was bedeutet es nun eigentlich vom erkenntnistheoretischen Standpunkte aus, einen „gekrümmten Raum" zu benutzen? Letzten Endes bedeutet es nichts anderes, als die Einführung gekrümmter Koordinaten. Nun ist es aber allgemein anerkannt, dass die Wahl des Koordinatensystems ganz willkürlich und nur durch Zweckmässigkeitsgründe beherrscht ist. Mit dem Koordinatensystem ist auch der Raum und folglich auch die Geometrie frei wählbar.

Demnach hat die oft gestellte Frage, ob der Raum im Grossen eben oder gekrümmt sei, keinen Sinn. Die Frage, ob die Krümmung experimentell bestimmbar sei, ist zu verneinen. Die von GAUSS ausgehende, von SCHWARZSCHILD, HARZER und EINSTEIN vertretene Ansicht, dass sich die Raumkrümmung aus empirischen Daten berechnen lässt, ist also nicht aufrecht zu erhalten.

Nachträglich fanden wir, dass der hier vertretene Standpunkt auch derjenige ist, welcher MILNE seinem Buche „Relativität, Gravitation und Weltstruktur" zugrunde gelegt hat. Nach MILNE erscheint im unendlichen, euklidischen Raum das Universum endlich und zwar kugelförmig. Es dehnt sich entsprechend der Hubble'schen Beziehung aus. Dabei darf aber nicht unerwähnt bleiben, dass HUBBLE in seinen bisher letzten Arbeiten[9]) ernste Zweifel ausspricht, ob es berechtigt ist, die Rotverschiebung im Spektrum der Nebel als Dopplereffekt zu deuten. Damit ist die Frage nach der Expansion der Welt eine zur Zeit offene Frage.

---

[6]) A. EINSTEIN, Sitz.ber. Preuss. Ak. d. Wiss., Phys.-Math. Kl. **12**, S. 235 (1931).

[7]) O. HECKMANN, Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen. Phys.-Math. Kl. 1931, S. 126.

[8]) A. EINSTEIN und W. DE SITTER, Proc. Nat. Ac. of Sciences **18**, 213 (1932).

[9]) E. P. HUBBLE & R. C. TOLMAN, Astrophys. Journ. 1936, **82**, 302. — E. P. HUBBLE, Astrophys. Journ. 1936, **84**, 517.

Über eine Standardsubstanz für optische Absorptionsmessungen

H. v. HALBAN und K. WIELAND (Zürich).

Die von Zeit zu Zeit unbedingt notwendige Überprüfung spektrographischer Apparaturen, mit denen quantitative Absorptionskurven aufgenommen werden sollen, erfordert das Vorhandensein geeigneter Standardsubstanzen mit genau bekannten Absorptionswerten. Für Absorptionsmessungen im *ultravioletten* Spektralbereich haben sich zu diesem Zwecke Kaliumchromat und neuerdings auch Pikrat vorzüglich bewährt[1]). Für das *sichtbare* Spektralgebiet dagegen scheint bisher keine geeignete Standardsubstanz vorzuliegen. Wir möchten hiermit für diesen Zweck *Astraphloxin-Perchlorat*[2]) (Bruttoformel $C_{25}H_{29}N_2ClO_4$), das für unsere Bedürfnisse genügend wasserlöslich ist, in Vorschlag bringen.

Eine Standardsubstanz für optische Absorptionsmessungen sollte den folgenden Anforderungen genügen:

1. Eine — wenn möglich wässerige — Lösung der Substanz muss im gewünschten Spektralbereich (in unserem Falle 7000 bis

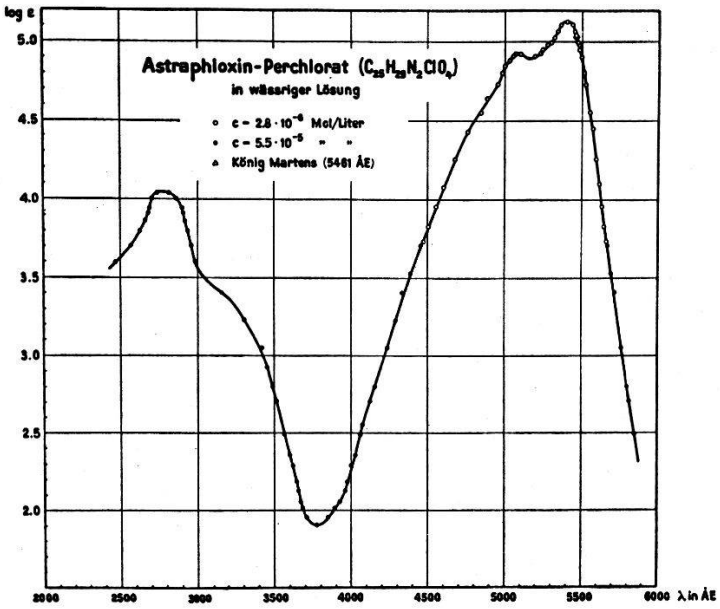

Fig. 1.

4000 ÅE) ein geeignetes Absorptionsspektrum besitzen (breite, jedoch nicht zu flache Maxima und Minima mit hohen Absorptionswerten, keine engen Banden). Die in Fig. 1 wiedergegebene Ab-

[1]) H. v. HALBAN, G. KORTÜM u. B. SZIGETI, Z. Elektrochem. **42**, 628, 1936, sowie H. v. HALBAN u. M. LITMANCWITSCH, Helv. Chim. Acta **24**, 44, 1940.

[2]) Wir sind Herrn Prof. WIZINGER (Zürich), der uns auf diesen Farbstoff aufmerksam gemacht und ihn auch beschafft hat, zu grossem Dank verpflichtet.

*

sorptionskurve von A-Perchlorat genügt diesen Anforderungen nicht nur im sichtbaren, sondern auch im ultravioletten Spektralbereich.

2. Die Substanz muss als chemisch rein käuflich sein oder doch sich aus einem käuflichen Ausgangsstoff leicht rein darstellen lassen. A-Perchlorat lässt sich einfach aus dem käuflichen Farbstoff Astraphloxin FF (Ciba, Basel) rein herstellen.

3. Die Substanz muss in festem Zustand unbegrenzt haltbar sein. Dies dürfte für das A-Perchlorat, in verschlossenen Flaschen aufbewahrt, der Fall sein. Wir haben uns ausserdem davon überzeugt, dass selbst nach dreitägigem offenem Stehenlassen an der feuchten Laborluft keine Gewichtsveränderung eingetreten ist.

4. Eine für Absorptionsmessungen bestimmte Lösung der Substanz muss sich mindestens tagelang, besser aber noch länger, unverändert halten. Eine wässerige Lösung von A-Perchlorat, die über 2 Wochen alt und überdies während zwei Tagen dem vollen Tageslicht ausgesetzt war, zeigte im Absorptionsspektrum keine Veränderung (innerhalb unserer Fehlergrenze von 2% im Extinktionskoeffizienten).

5. Das Beer'sche Absorptionsgesetz muss für den in Betracht kommenden Konzentrationsbereich erfüllt sein. Wir haben bis zu praktisch gesättigten wässerigen Lösungen ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Mol/Liter) keine Abweichung vom Beer'schen Gesetz beobachten können.

Auf Grund dieser Ergebnisse, die zur Zeit noch einer endgültigen Überprüfung unterzogen werden, glauben wir in Astraphloxin-Perchlorat eine für Absorptionsmessungen im sichtbaren (und ultravioletten) Spektralbereich geeignete Standardsubstanz gefunden zu haben. Weitere Angaben werden später in den Helv. Chim. Acta veröffentlicht werden. Wir sind gerne bereit, kleine Proben der Substanz an Interessenten abzugeben.