

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **8 (1935)**

Heft VI

PDF erstellt am: **26.09.2024**

## **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.

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

in Einsiedeln, am 18. und 19. August 1935.

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

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

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

---

*Geschäftlicher Teil.*

In die S. P. G. sind als ordentliche Mitglieder aufgenommen worden:

HH. Friedrich Auerbacher (Basel); R. Goldschmidt (Lausanne); J. Hablützel (Zürich); G. Wannier (Basel).

Aus der S. P. G. ist ausgetreten:

Herr Dr. L. Arndt (Neuchâtel).

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

Dr. H. Krebs (Bern).

Nachstehende Mitglieder wurden gestrichen:

Dr. W. Rieder, Tsingtau (Nordchina); Edmond Turrettini (Genève).

Die S. P. G. zählt zur Zeit 212 Mitglieder.

Als Delegierte in den Senat der S.N.G. sind gewählt worden: Prof. Dr. A. Jaquerod, Neuchâtel; Prof. Dr. P. Scherrer, Zürich (Stellvertreter).

Die Frühjahrstagung 1936 der S. P. G. findet voraussichtlich in Zofingen statt.

---

*Wissenschaftlicher Teil.*

**Zum spektroskopischen Nachweis von zweiatomarem Quecksilberjodid (HgJ)**

VON K. WIELAND (Basel).

Das mehrfach untersuchte, blau-violette Emissionsspektrum von zweiatomarem Quecksilberjodid (HgJ)<sup>1)</sup>, das durch elektrische oder photochemische Zersetzung von dreiatomarem HgJ<sub>2</sub>-Dampf entsteht, wird in Fluoreszenz untersucht. Es gelingt, resonanzartige Bandenzüge anzuregen und mit mittelgrosser Dispersion zu photographieren. Über das Ergebnis der spektroskopischen Untersuchung wird in Bälde in dieser Zeitschrift (Helv. Phys. Acta) eine Veröffentlichung erscheinen.

---

<sup>1)</sup> K. WIELAND, Zeitschr. f. Phys. **76** (1932), 801. Dasselbst ältere Literatur.

**Absorptionsspektren und Lebensdauer chemisch instabiler zweiatomiger Moleküle (BBr, AlBr, AlJ)**

von E. MIESCHER (Basel).

Wie auf Grund der Emissionsspektren bekannt ist, existieren in Gasentladungen vielfach zweiatomige Moleküle (z. B. CN, OH), die trotz starker Bindung unter normalen Bedingungen nicht stabil sind, da sie infolge der unabgesättigten Valenzen in kurzer Zeit Reaktionen eingehen. Eine kürzlich erschienene Arbeit<sup>1)</sup> behandelte eine Gruppe von Molekülen dieser Art, nämlich zweiatomige Halogenide von Bor und Aluminium, deren Bandenspektren man im Geisslerrohr erhält, die jedoch chemisch nicht stabil sind. Es wurde nun versucht, nach einer ursprünglich von DORGELO<sup>2)</sup> für den Nachweis metastabiler Atome verwandten Methode Absorptionsspektren dieser Moleküle aufzunehmen und ihre Lebensdauer experimentell zu bestimmen.

Ein im elektrischen Ofen geheiztes Absorptionsrohr aus Quarzglas von 50 cm Länge und 2 cm Durchmesser, das in zwei seitlichen Ansätzen an den beiden Enden mit Elektroden aus Reinickel versehen ist, enthält den Dampf des chemisch stabilen dreiwertigen Bor- oder Aluminiumsalzes, dessen Druck durch die Temperatur eines die feste oder flüssige Substanz enthaltenden weiteren Ansatzes eingestellt wird. Ein Synchronmotor (1500 Tour./Min., 50 Per.) steuert die Entladung im Absorptionsrohr (10 kVolt, 1 Amp. Maximalstrom) und gleichzeitig vor dem Spalt des Spektrographen eine Sektorblende, die gestattet, in einem einstellbaren Zeitintervall nach dem Abschalten der Entladung die Absorption auf dem Kontinuum einer Wasserstofflampe aufzunehmen.

Bisher wurden untersucht die Dämpfe von Borbromid, von Aluminiumbromid und -jodid mit den folgenden Ergebnissen:

Ohne Entladung im Absorptionsrohr findet im untersuchten Druck- und Spektralbereich keine Absorption statt. Die Entladung selbst gibt mit grosser Intensität die Emissionsspektren der zweiatomigen Moleküle BBr bzw. AlBr und AlJ. Nach dem Abschalten der Entladung verschwindet die Emission in nicht messbarer Zeit, man erhält nun jedoch während einer kurzen Zeit das *Absorptionsspektrum* dieser Moleküle und zwar umso stärker, je höher der Druck im Absorptionsrohr gewählt wird, der durch

<sup>1)</sup> E. MIESCHER, *Helv. Phys. Acta* **8**, 279, 1935.

<sup>2)</sup> H. B. DORGELO, *Zeitschr. f. Phys.* **34**, 766, 1925. In ähnlicher Weise hat kürzlich O. OLDENBERG (*J. Chem. Phys.* **3**, 266, 1935) die OH-Absorption untersucht.

die gegebene Maximalspannung von etwa 14 kV auf einige mm Hg beschränkt bleibt. Im Zeitraum von  $\frac{1}{100}$  Sekunde nach dem Abschalten der Entladung verschwindet die Absorption allmählich wieder, so dass unter den vorliegenden Bedingungen die Lebenszeit der Träger von dieser Grössenordnung ist.

Die Absorption besteht im Falle der Dämpfe von  $\text{BBr}_3$  und  $\text{AlBr}_3$  aus den bekannten (loc. cit.)  $^1\Pi - ^1\Sigma$ -Systemen von  $\text{BBr}$  (3100 — 2850 Å.E.) bzw.  $\text{AlBr}$  (3000 — 2750 Å.E.), im Falle des  $\text{AlJ}_3$  aus einem bisher unbekanntem System schmaler Kontinua (Fluktuationsspektrum) des Moleküls  $\text{AlJ}$  mit dem Hauptmaximum bei 3150 Å.E., woran sich nach längeren Wellen schwächere Maxima anschliessen, deren Abstand in bekannter Weise zum Grundschwingungsquant ( $316 \text{ cm}^{-1}$ ) konvergiert. Dieses System stellt, den früher ausgesprochenen Erwartungen (loc. cit.) genau entsprechend, den analogen  $^1\Pi - ^1\Sigma$ -Übergang dar und fehlt im Emissionsspektrum wegen des Zerfalls des Moleküls im angeregten Zustande. Das im Blauvioletten gelegene Emissionssystem von  $\text{AlJ}$ , das einem  $^3\Pi - ^1\Sigma$ -Übergang zum Grundzustande zugeordnet wurde, tritt auf den bisher erhaltenen Absorptionenaufnahmen nicht auf, was mit der Tatsache übereinstimmt, dass nach früheren Ergebnissen an den entsprechenden Bandensystemen der Gallium- und Indiums Salze dieser Übergang etwa 100 mal weniger wahrscheinlich ist als der  $^1\Pi - ^1\Sigma$ -Übergang. Eine weitere Steigerung der Konzentration der zweiatomigen Moleküle durch Einhalten noch günstigerer Bedingungen scheint möglich und müsste auch die  $^3\Pi - ^1\Sigma$ -Systeme in Absorption ergeben.

Über die Einzelheiten und die Fortsetzung der Versuche, die sich auf weitere Moleküle erstreckt, wird die später erscheinende ausführliche Arbeit berichten.

---

### Über die Spektren der Tellurhalogenide

von M. WEHRLI (Basel).

Es werden im Quarzabsorptionsrohr mit Ansatz für die Substanz unter Verwendung eines elektrischen Ofens die Absorptionsspektren der Moleküldämpfe von  $\text{TeCl}_2$  und  $\text{TeBr}_2$  untersucht.

$\text{TeCl}_2$ : Das bekannte Bandensystem im Gebiete 6400 bis 4700 Å.E. wird erweitert und erweist sich auch bei Aufnahmen mit dem 3 m-Gitter in 2. Ordnung als unscharf, so dass voraussichtlich Prädissociation des energiereicheren (oberen) Zustandes vorliegt. Bei einer Substanztemperatur von  $170^\circ \text{C}$  ist unterhalb

2450 Å.E. kontinuierliche Absorption vorhanden, die mit steigender Temperatur zu längern Wellen vorrückt.

Te Br<sub>2</sub> besitzt im Gebiete 6500 bis 5270 Å.E. ein ganz analoges, diffuses nach rot abgeschattiertes Bandensystem wie TeCl<sub>2</sub>, so dass auch hier im obern Zustand Prädissoziation vorliegen dürfte.

### Versuche zur Trennung der Quecksilber-Isotope

von K. ZUBER (Zürich, Universität).

MROZOWSKI<sup>1)</sup> hat vor einiger Zeit darauf hingewiesen, dass, eine Trennung der Quecksilberisotope nach einer photochemischen Methode möglich sein könnte. Bestrahlt man ein Gemisch von Hg-Dampf und Sauerstoff mit der Resonanzlinie 2537 Å.E. des Hg, so bildet sich Quecksilberoxyd<sup>2)</sup>. Dabei ist es notwendig, dass die Quecksilberatome in den 2  $P_1$ -Zustand übergeführt werden, damit die Reaktion eintritt. Bekanntlich besitzt die Linie 2537 eine Hyperfeinstruktur, welche aus fünf spektroskopisch auflösbaren Komponenten besteht. Die einzelnen Komponenten sind von SCHÜLER und KEYSTON<sup>3)</sup> den verschiedenen Isotopen zugeordnet worden. Z. B. emittiert das Isotop 200 die Komponente III, das Isotop 202 die Komponente IV. Bestrahlt man daher das Hg — O<sub>2</sub>-Gemisch nur mit diesen beiden Komponenten, was mit Hilfe eines Filters nach MROZOWSKI<sup>4)</sup> durchführbar ist, so werden nur die Isotope 200 und 202 angeregt. Wenn sich die Oxydbildung nur auf den photochemischen Primärprozess  $Hg' + O_2 = HgO + O$  beschränkt, werden nur die Isotope 200 und 202 oxydiert, die andern werden als Dampf zurückbleiben. Man könnte somit die Isotope 200 und 202 in vollständiger Reinheit isolieren. Ich hielt es für wünschenswert, festzustellen, wie weit dies möglich ist.

Die Anordnung besteht aus folgenden Teilen: Das Licht einer gut gekühlten Hg-Quarzlampe, deren Entladung durch einen Magneten an die Vorderwand gepresst ist, wird durch ein Mrozowski-filter geschickt, um die Komponenten III und IV auszufiltern. Nachher fällt es auf das Reaktionsgefäß, welches sich zwischen den Polen eines Elektromagneten befindet. Ein Versuch geht

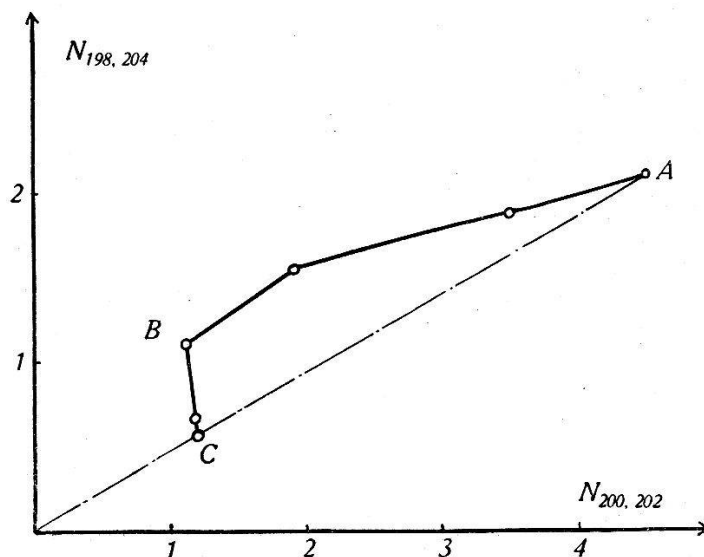
<sup>1)</sup> S. MROZOWSKI, Zeitschr. f. Phys. **78**, 826, 1932.

<sup>2)</sup> R. W. WOOD und E. GAVIOLA, Phil. Mag. **6**, 271, 1928. A. J. LEIPUNSKY und A. W. SAGULIN, Zeitschr. f. Phys. Chem. (B), **1**, 362, 1928. W. A. NOYES jr., Zeitschr. f. Phys. Chem. (B) **2**, 445, 1929.

<sup>3)</sup> H. SCHÜLER und J. E. KEYSTON, Zeitschr. f. Phys. **72**, 423, 1931.

<sup>4)</sup> S. MROZOWSKI, Bull. Acad. Pol. (A), 464, 1930.

folgendermassen vor sich. Nach einer Bestrahlung von 10 bis 30 Minuten im Magnetfeld  $H=0$  wird die Bogenlampe durch eine Resonanzlampe nach WOOD ersetzt und die Durchlässigkeit  $D$  des noch im Reaktionsgefäss vorhandenen Hg-Dampfes für die Komponenten III und IV bestimmt. Dann wird ein Magnetfeld von 5000 Gauss eingeschaltet und die Durchlässigkeit dafür gemessen. Bei diesem Feld werden die Komponenten III und IV von den Isotopen 198 und 204<sup>1)</sup> absorbiert. Aus den Durchlässigkeiten lässt sich eine Grösse ermitteln, die proportional der Anzahl derjenigen Atome ist, welche das Licht absorbieren können<sup>2)</sup>. In einem Fall ermittelt man also bis auf einen Faktor die Zahl der Atome der Isotopensorten 200 und 202 ( $N_{200, 202}$ ), im andern Fall die entsprechende Zahl für 198 und 204 ( $N_{198, 204}$ ). Nachher wird die Bestrahlung fortgesetzt. Das Resultat eines solchen Versuches ist in der Figur wiedergegeben. Punkt  $A$  entspricht dem Zustand



vor der ersten Bestrahlung. Dann wird bestrahlt. Wenn dabei nur die Isotopensorten 200 und 202 oxydiert werden, müsste der nächste Punkt auf einer Horizontalen liegen, die durch  $A$  geht. Wenn aber alle Isotope im gleichen Verhältnis oxydiert werden, muss der Punkt auf einer durch  $A$  und den Nullpunkt gelegten Geraden liegen. In Wirklichkeit liegt der Punkt zwischen diesen beiden Grenzfällen, es werden somit vorwiegend die angeregten Isotope oxydiert. Im Punkte  $B$  wurde während der Bestrahlung ein Magnetfeld von 5000 Gauss eingeschaltet. Angeregt werden dann nur die Isotope 198 und 204. Bei vollständiger

<sup>1)</sup> Auch die Isotope 199 und 201 tragen etwas zur Absorption bei.

<sup>2)</sup> K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **8**, 370, 1935.

Trennung müsste der nächste Punkt senkrecht unter  $B$  liegen. Dass er in Wirklichkeit etwas mehr rechts liegt, rührt daher, weil das  $\text{HgO}$  bei der Bestrahlung auch dauernd wieder zerfällt.

Die Versuche zeigen 1., dass eine Anreicherung der angeregten Isotopensorten möglich ist, 2. ist ersichtlich, dass neben dem Primärprozess noch Sekundärreaktionen auftreten (Kettenbildung), da die Trennung nur teilweise ist. Die Zahl der Kettenglieder ist in einem  $\text{Hg} - \text{O}_2$ -Gemisch so gross, dass eine Anreicherung nicht merklich ist. Dagegen erwies sich ein Gemisch von  $\text{Hg}$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{N}_2$  als besonders geeignet. Ferner zeigte es sich, dass es für eine Anreicherung günstig ist, wenn man vor dem eigentlichen Versuch zuerst den  $\text{Hg}$ -Dampf teilweise oxydiert und nachher wieder durch Bestrahlen mit einer nicht gekühlten Quarzlampe zerstört. Möglicherweise entstehen dabei Stickstoff-Sauerstoffverbindungen, welche im Stande sind, die Kette abubrechen.

Um die in Frage kommenden Isotope möglichst weitgehend zu isolieren, wurden an das Reaktionsgefäss zwei durch Hähne abschliessbare Ansätze  $A$  und  $B$  angeblasen. Nach erfolgter Bestrahlung öffnet man den nach  $A$  führenden Hahn und friert den nicht oxydierten  $\text{Hg}$ -Dampf in  $A$  aus. Dann wird  $A$  geschlossen und das gebildete Oxyd zerstört. Für den dabei entstandenen  $\text{Hg}$ -Dampf wird  $N_{200,202}$  und  $N_{198,204}$  bestimmt, dann der Dampf in  $B$  ausgefroren. Nachher werden auch für den sich in  $A$  befindlichen Dampf diese Grössen gemessen. In der Tabelle sind die Resultate eines solchen Versuches wiedergegeben.  $D$  bedeutet die gemessene Durchlässigkeit.

	$D$		$N_{200, 202}$	$N_{198, 204}$	$\frac{N_{200, 202}}{N_{198, 204}}$
$A$	48,5%	68%	1,10	0,56	1,96
$B$	45,5%	78%	1,18	0,37	3,18

Wie ersichtlich ist, ist das Isotopenverhältnis bei beiden Proben deutlich verschieden. Dieses Resultat ist sicherlich reell, da es sich unter verschiedenen Bedingungen reproduzieren liess. Immerhin ist die Trennung noch nicht sehr gut. Doch werden diese Versuche fortgesetzt und es ist zu erwarten, dass sich noch bessere Resultate gewinnen lassen.

**Sur un électroaimant puissant construit avec et pour des moyens limités**

par A. PERRIER et G. JOYET (Lausanne).

(Résumé d'une description détaillée qui paraîtra dans un autre recueil avec les clichés projetés en séance.)

I. Instrument construit plus particulièrement pour des recherches magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques sur des corps ferromagnétiques. Il doit fournir des champs avant tout de grande étendue (quelques  $\text{dm}^3$  p. ex.) et de quelques milliers de gauss au moins.

Conditions strictement imposées par les circonstances locales : dépenses d'achat comme d'exploitation (puissance disponible) très limitées ; montage et démontage de main d'homme sans engins spéciaux ; main d'oeuvre d'exécution peu expérimentée (Ateliers d'Ecole professionnelle).

II. *Partie électrique* (production de la force magnétomotrice). Les conditions mentionnées<sup>1)</sup> interdisent le bobinage tubulaire ; on a choisi du fil *rectangulaire* enroulé sur une carcasse à circulation d'eau.

Cette carcasse comporte pour chaque bobine un cylindre et trois flasques. L'eau est envoyée séparément dans chacune de ces quatre pièces et y parcourt un trajet aller et retour dans un double canal *spiralé* (réalisation à la soudure autogène par points). Ce choix facilite considérablement l'assemblage.

Quatre *doubles galettes* du fil sont logées entre chaque paire de flasques ; on atteint de la sorte le maximum de compacité du bobinage. Isolement électrique renforcé : guipages papier et coton sur le fil, interposition de feuilles de cellulose bakélisée entre les galettes, imprégnation à la résine synthétique et cuisson prolongée.

III. *Circuit magnétique*. Principe particulier : *Disjonction des organes de rigidité et de la culasse*. Ce sont respectivement : une charpente quadrangulaire comprenant deux profilés en *U* assemblés par deux barres d'acier, tels qu'on les trouve dans le commerce ; les deux noyaux ( $\varnothing$  200 mm.) sont boulonnés aux poutrelles. Des tubes d'appareillage faisant fonction de pieds peuvent être vissés en différents points des fers et permettent ainsi la mise en place de l'ensemble dans les trois positions principales de l'espace à volonté.

<sup>1)</sup> Tant celles de la main d'oeuvre que celle de l'économie d'énergie ; v. à ce propos : A. PERRIER, sur un électroaimant de laboratoire à transformations multiples. Soc. suisse de physique, séance des 31 août/1er septembre 1928, H.P.A., vol. I (1928), p. 457.



On ferme le circuit magnétique simplement par trois faisceaux (acier doux méplat du commerce) de lames coupées aux longueurs convenables et rassemblées par quelques boulons. Cette culasse, de quelque 500 kgs, peut être mise en place par un seul homme.

IV. *Quelques données pratiques.* En vue de futures constructions, des soudures de *couples thermoélectriques* ont été installées à poste fixe en des points choisis du bobinage. On a fait une étude des répartitions de température immédiatement après le montage. Comme il est noté plus haut, on a réalisé un surisolement électrique pour exclure absolument tout claquement résultant de fausses manoeuvres, car l'instrument doit être employé aussi par des opérateurs inexpérimentés. Dans ces conditions thermiquement défavorables, on a pu envoyer en *régime permanent* indéfini 61 A. ce qui, réparti sur la section totale (y compris carcasses) des bobines, représente une densité moyenne de 160 A/cm<sup>2</sup>.

Avec un isolement seulement normal et des matières meilleures conductrices de la chaleur (mica ou autres), on aurait pu sans difficulté *tripler* au moins la puissance admissible en régime permanent, c'est à dire arriver à une densité de 290 à 300 A/cm<sup>2</sup>. Le bobinage comprenant 1024 tours, cela conduirait à une force magnétomotrice de 106000 A-tours. Pour un emploi par intermittences de quelques minutes, ces chiffres peuvent être plus que doublés.

Dans le grand entrefer utilisé jusqu'ici (faces polaires planes  $\varnothing$  200 mm., distance 160 mm., volume plus de 4 dm<sup>3</sup>) le champ pour une durée indéfinie était de 4500 gauss au centre. Nous avons très souvent travaillé temporairement avec 8000 gauss.

#### **Ferromagnetische Eigenschaften bei sehr hohen Frequenzen**

von R. SÄNGER und G. FEJÉR (Zürich E. T. H.).

Es sind erneut Messungen<sup>1)</sup> der Permeabilität von reinen Eisen-, Nickel- und Kobaltdrähten, die als kurzschliessende Brücken in einem Lechersystem verwendet werden, bei Frequenzen von  $0,25 \cdot 10^9$  bis  $2 \cdot 10^9$  Hertz ausgeführt worden. Ferner sind Drähte der Legierung Fe + 30% Ni untersucht worden. Als Vergleichsmetalle dienten wiederum Kupfer und Platin, bisweilen auch Wismuth.

Die Messergebnisse zeigen wieder den starken Abfall der Permeabilität mit zunehmender Frequenz. Die Beobachtungen an Wismuth lassen keine Anomalie der *elektrischen Leitfähigkeit* im verwendeten Frequenzgebiet erkennen.

<sup>1)</sup> Frühere Messungen siehe R. SÄNGER, Helv. Phys. Acta, **7**, 664, 1934.

Im weiteren sind bei Eisen-, Nickel- und Eisen + 30% Nickel-Drähten im selben Frequenzgebiet Versuche über die Abhängigkeit der Permeabilität von der elastischen Spannung gemacht worden. Die folgende Tabelle gibt die Messresultate wieder; darin bedeutet  $\mu/\mu_0$  den Quotienten der Permeabilität  $\mu$  des Drahtes unter Zugbeanspruchung zur Permeabilität  $\mu_0$  ohne Zugbeanspruchung. (Zugspannung bei Eisen und Nickel 11 kg/mm<sup>2</sup>, bei Eisen + 30% Nickel 16 kg/mm<sup>2</sup>.)

Tabelle der  $\mu/\mu_0$ -Werte.

Wellenlänge	125 cm	94 cm	47,5 cm
Fe	0,98—0,94	1,032—1,014	1,044—1,012
Ni	0,61—0,40	0,75 —0,55	0,75 —0,72
Fe+30% Ni	0,83—0,81	0,85 —0,83	0,99 —0,97

Die Beobachtungen an ein und derselben Drahtprobe sind bei wiederholtem Spannen und Entspannen vollständig reproduzierbar, dagegen schwanken die Messungen zwischen verschiedenen Proben desselben Materials innerhalb den in der Tabelle angegebenen Grenzwerten. Allgemein ist zu sagen, dass der Quotient  $\mu/\mu_0$  mit steigender Frequenz zunimmt. Die Werte können dabei grösser und kleiner als 1 sein. Bei Ni kommt die Spannungsabhängigkeit besonders stark zum Ausdruck; hier ist  $\mu/\mu_0$  für alle drei Wellenlängen beträchtlich kleiner als 1. Im Falle von Fe und Fe + 30% Ni liegen die beobachteten Werte des Quotienten  $\mu/\mu_0$  näher der 1. Bei Fe weist der Quotient für die grösste Wellenlänge von 125 cm einen Wert kleiner als 1 auf, zeigt aber bei Wellenlänge 94 cm bereits einen Wert grösser als 1. Bei der Legierung Fe + 30% Ni liegt der Durchgang durch 1 bei einer Wellenlänge unter 50 cm. Eine ausführliche Darstellung folgt demnächst in der H. P. A.

### Mesure des effets magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques longitudinaux

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

Reprise des mesures de A. PERRIER et A. CORDEY<sup>1)</sup> et de T. KOUSMINE<sup>2)</sup> sur les effets galvaniques et magnétothermoélec-

<sup>1)</sup> A. PERRIER et A. CORDEY, Effets galvaniques de l'aimantation et pouvoir thermoélectrique propre du nickel, H. P. A., vol. VI (1933), pp. 245 et 247.

<sup>2)</sup> T. KOUSMINE, Forces électromotrices thermoélectriques dues à l'aimantation, H. P. A., vol. VII (1934), pp. 732—772, v. aussi ALB. PERRIER et T. KOUSMINE, C. R., vol. 198 (1934), pp. 810 et 920.

triques longitudinaux avec des champs d'uniformité améliorée et atteignant des intensités notablement plus élevées. Les échantillons étaient de même nature, mais montés différemment. Les résultats rappelés ont été confirmés. De plus, on a atteint la limite (saturation) de tous les effets, tant transversaux que longitudinaux. Pour le *nickel*, les lois de variation de la magnétorésistance parallèle et normale à l'aimantation et celles, correspondantes, des pouvoirs thermoélectriques sont ainsi semblables dans toute leur étendue. Pour le *fer*, les fonctions thermiques pour la *magnétorésistance* sont encore du même type que dans le nickel.

Au contraire, la différence caractéristique relevée par T. Kousmine dans la *loi de variation du pouvoir thermoélectrique* de ce dernier métal s'est encore accentuée, en ce sens que le maximum dans les champs moyens a reparu, tant parallèlement que normalement à l'aimantation, mais que la *différence* des valeurs à saturation parallèle et normale s'est encore réduite, grâce au champ beaucoup plus intense.

Le *rapport* des valeurs de saturation s'est montré passablement variable, mais toujours supérieur à 2. L'origine de ce fait réside probablement dans des traces d'anisotropie permanente, consécutives à des recristallisations par recuit.

Des recherches poussées spécialement dans cette direction sur des échantillons spéciaux vont trancher cette dernière incertitude, la seule qui subsiste encore dans ce domaine. Des diagrammes sont projetés en séance, ils seront publiés ultérieurement avec l'ensemble des résultats.

### Observation de nouveaux effets translatoriels des déformations sur la conduction métallique

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

Une communication antérieure à la Société<sup>1)</sup> a exposé la nécessité théorique d'une série de phénomènes électriques et thermiques de caractère général translatorial. Ces effets doivent prendre naissance dans des milieux ferromagnétiques déformés, même sans qu'il apparaisse d'aimantation observable. Quelques-unes de ces prévisions, les plus intéressantes a priori, ont fait l'objet depuis lors d'expériences de première investigation, lesquelles sont relatées succinctement en séance.

<sup>1)</sup> ALBERT PERRIER, Groupe de phénomènes électriques et thermiques liés aux déformations élastiques ou plastiques. Soc. suisse de Physique, séance de Lausanne, 4 mai 1935, H. P. A., vol. VIII, p. 332.

I. — *Effets transversaux à un courant électrique.* Une plaque épaisse de nickel, longuement recuite, est soumise à une extension uniforme dépassant de loin la limite d'élasticité. On y taille une lame rectangulaire dont le plan contient la direction de contrainte et dont les deux côtés (direction  $ox$  et  $oy$ ) sont à  $45^\circ$  de l'extension; on envoie un courant suivant  $ox$ . Par quatre doubles sondes (cuivre et constantan) soudées deux à deux et symétriquement sur des abscisses égales, on détermine des différences de potentiel et de température.

L'expérience a accusé nettement des forces électromotrices transversales concordantes sur les deux paires de sondes. A la précision des expériences près, elles sont proportionnelles à l'intensité du courant et exactement de l'ordre théorique attendu, soit  $\mathcal{E}_y/J_y \cong 0,10 \cdot 10^{-6}$  Vcm/A (ou  $\Omega$  cm).

Des différences de température de l'ordre prévu de  $0,02^\circ$ — $0,03^\circ$  paraissent également ressortir des mesures; mais ce point demande encore confirmation.

II. — *Effet électrique longitudinal d'un gradient thermique.* Trois tronçons d'un même fil sont amarrés par les deux bouts à deux plaques isolantes et perpendiculairement à ces plaques. L'une d'entre elles est fixée à une potence, et on suspend à l'autre un plateau sur lequel on peut placer des poids à volonté. On constitue de la sorte un dispositif tracteur très simple pour les trois fils à la fois. Les plaques isolantes constituent d'ailleurs les couvercles de deux boîtes qui contiennent respectivement de l'air chaud et un liquide froid. On ferme un circuit en reliant un point chaud d'un tronçon tendu à un point froid du voisin par des bouts *non tendus* du même échantillon et connectant finalement le tout à un potentiomètre.

Les tractions exercées verticalement doivent faire apparaître directement les *variations* elles-mêmes du pouvoir thermoélectrique. Les essais ont porté jusqu'ici sur du nickel écroui, le même recuit et enfin de la corde de piano. Dans les trois cas, les forces électromotrices attendues ont été observées sans difficulté et dans le sens conforme à leur origine ferromagnétique postulée.

Dans le domaine élastique, elles sont *sensiblement réversibles*; on observe d'ailleurs avec grande netteté l'*effet des déformations rémanentes*. Des variations dans la différence de température agissent aussi de la manière qu'on doit prévoir.

De plus, le nickel écroui en particulier a manifesté *un effet de saturation remarquablement net avant même la limite d'élasticité*. La f. e. m. maximum atteinte était alors de  $0,25 \cdot 10^{-6}$  V/degré,

soit tout à fait semblable à celle des forces électromotrices magnéto-thermoélectriques.

Cette particularité est théoriquement très précieuse; mais de plus elle permettra presque „en vision directe“ la discrimination des réactions liées aux forces électromotrices spontanées et de celles qui sont d'origine purement mécanique.

III. — *Effets longitudinaux et transversaux d'une torsion; thermoaimantation.* Un cylindre de nickel ou d'acier doux recuit est encastré solidement par l'un de ses bouts dans une plaque de laiton. L'autre bout est engagé dans une barre perpendiculaire qui fait fonction de levier pour tordre le barreau par simple action des mains. Une bobine est passée coaxialement et fermée sur un fluxmètre.

Comme il se doit par raison de symétrie, la torsion, après déaimantation, n'entraîne aucun effet inductif, donc aucune aimantation; cela si la température est uniforme.

Mais si, maintenant le bout encastré, dans un bain froid et chauffant progressivement l'autre extrémité, on applique des couples au levier, *on observe des déviations du fluxmètre qui croissent et avec la contrainte et avec la différence des températures.* Les élongations changent symétriquement de sens avec celui de la torsion. Ce nouvel effet peut se décrire schématiquement ainsi:

*Un corps ferromagnétique siège d'un courant de chaleur s'aimante lorsqu'on le tord par un couple d'axe parallèle au gradient de température; c'est là ce qu'on peut appeler une „thermoaimantation“.*

Mais ce phénomène d'observation directe, intéressant en lui-même, en décele un autre qui est proprement l'effet immédiat: *cette aimantation longitudinale est imputable à des courants circulaires normaux aux génératrices du cylindre, courants prévus par la théorie comme effets thermogalvaniques transversaux des déformations; ils sont un autre aspect de l'effet électrique transversal décrit sous I, mais à l'aide d'un courant de chaleur au lieu d'un courant électrique. Le cylindre tordu devient ainsi un solénoïde.*

Pour atteindre les lois quantitatives du phénomène, il sera nécessaire d'opérer avec des cylindres creux et des barreaux aimantables *séparés*. Néanmoins les présentes expériences conduisent aux évaluations suivantes pour le nickel:

$\Delta \mathcal{I}_x$  jusqu'à 0,5 gauss,  $J_y$  jusque vers 3 A/cm<sup>2</sup>, ce qui correspondrait pour un courant ohmique supposé à  $\mathcal{E}_y$  de l'ordre de 10<sup>-6</sup> V/cm degré, grandeur de l'ordre attendu.

IV. — *Considérations générales diverses.* — On situera aisément les effets découverts dans les schémas généraux 1 et 2 de la publication théorique précitée.

I. Effet transversal mécanogalvanique et, sous réserve de confirmation, mécanogalyanothermique.

II. Effet mécanothermoélectrique longitudinal.

III. Effet mécanothermoélectrique transversal.

Nous avons en résumé décelé des effets:

Et sur des courants électriques et sur des courants de chaleur, plus correctement en présence soit de gradients de potentiel soit de gradients de température.

Des effets transversaux, comme aussi longitudinaux, de déformations tant élastiques que plastiques; enfin, en mettant au premier plan comme déformation soit la part variation de longueur soit la part glissement.

*Les sens de tous les effets observés jusqu'ici sont conformes aux prévisions de la théorie des anisotropies spontanées de conduction.*

Les expériences du type III sont en particulier la réalisation „d'auto-courants“ électriques, qui jouent un rôle essentiel dans les théories de la conduction métallique que j'ai élaborées; ces courants existent *sans composante de champ* dans leur direction; d'ailleurs et mieux encore, on pourra sans difficulté particulière réaliser des courants *normaux au gradient thermique et dans un milieu où le champ électrique sera nul en toute direction.*

Il y a toute probabilité que les autres effets des mêmes groupes, non encore observés, apparaissent avec une netteté comparable. Les expériences sont en voie d'exécution, notamment du côté thermique.

Du point de vue technique enfin, je compte montrer très prochainement que l'on peut asseoir sur ces résultats une *méthode thermoélectrique de recherche des anisotropies* de milieux ferromagnétiques, laquelle sera à la fois notablement plus sensible et plus aisée que la méthode magnétique.

### **Physikalisch-technische Probleme des Ferromagnetismus bei schwachen Feldern**

von R. GOLDSCHMIDT (Cossonay-Gare).

Durch verschiedenartige Wahl der Legierungszusammensetzung sowie der mechanisch-thermischen Behandlung ist man heute in der Lage, magnetische Werkstoffe verschiedenartigster Charakteristiken (Anfangspermeabilität, Sättigung, Remanenz, Koerzitivkraft) herzustellen. Gegenüber den mannigfaltigen For-

men der Hystereseschleife bei starken Feldern haben wir bei schwachen Feldern stets die einfache lanzettförmige Schleife. Nach den Untersuchungen von RAYLEIGH lassen sich die Begrenzungslinien dieser Schleifen durch einfache quadratische Gleichungen darstellen. Untersucht man nun einen magnetischen Werkstoff bei schwachen Wechselfeldern, so findet man in Übereinstimmung mit dem Rayleigh'schen Ansatz, dass die Permeabilität, ausgehend von der Anfangspermeabilität, linear mit der Feldamplitude ansteigt und dass auch der Verlustwinkel linear mit der Amplitude (Hystereseverluste) sowie bei genügend fein unterteiltem Material auch linear mit der Frequenz (Wirbelstromverluste) wächst. Nun ergibt sich aber nach den Untersuchungen von JORDAN noch ein Verlustwinkelanteil, der unabhängig von Frequenz und Amplitude ist. In Analogie zu ähnlichen Beobachtungen in der Mechanik und bei den Dielektrika soll dieser Verlustwinkelanteil auf Nachwirkungerscheinungen zurückzuführen sein. Man hat jedoch auch versucht, diese Verluste durch Verzerrungen der Hystereseschleife zu erklären. Jedoch bestätigen neuere Untersuchungen diese Annahme nicht. Eine andere Theorie führt die Nachwirkungseffekte auf verzögerte Umklappungen von Bezirken kleiner Koerzitivkraft zurück. Andererseits konnte gezeigt werden, dass Mischkörpereffekte (Einschlüsse hochpermeabler Teilchen) die Erscheinung deuten können. Eine weitere Erklärung ist die Annahme von Einschlüssen unmagnetischer Teilchen. Die Kraftlinien können dann nicht mehr parallel der Blechebene verlaufen, und die zur Blechebene senkrechte Komponente erzeugt zusätzliche Verluste.

Hochsiliziertes Transformatorenblech zeigt nach Versuchen, die im Laboratorium der Câbleries et Tréfileries Cossonay-Gare ausgeführt wurden, besonders ausgeprägte Nachwirkungseffekte. Ausser grossen Nachwirkungsverlusten beobachtet man einen zeit- und wegabhängigen Verlauf der Permeabilität und der Verluste sowie einen nichtlinearen Anstieg der Permeabilität und der Verluste mit der Feldamplitude bei schwächsten Feldern, d. h. bei Feldstärken, die nur wenige Prozent der Koerzitivkraft betragen.

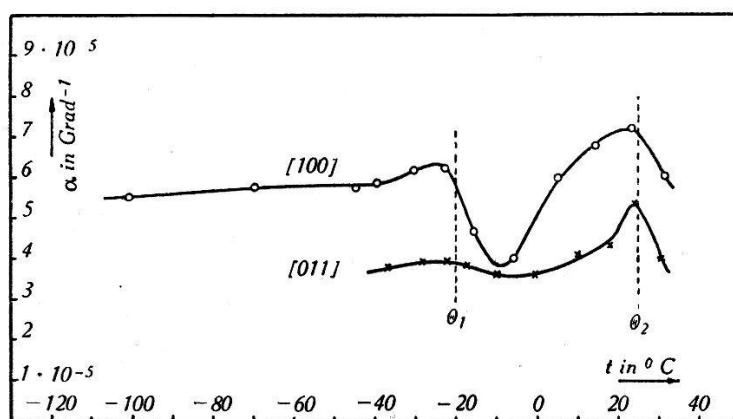
---

### **Anomale Ausdehnung von Seignettesalz**

VON J. HABLÜTZEL (Zürich E. T. H.).

Das auffallende Verhalten der elektrischen Eigenschaften des Seignettesalzes im Temperaturgebiet zwischen  $-20$  und  $+25^{\circ}\text{C}$  lässt vermuten, dass sich bei diesen Temperaturen auch die thermische Ausdehnung anomal ändert.

In der Tat zeigen Messungen, die ich mit dem Interferenz-Dilatometer ausgeführt habe, eine derartige Anomalie. Die Abbildung gibt die gemessenen linearen Ausdehnungskoeffizienten in Richtung [100] und [011] als Funktion der Temperatur. Die Kurven zeigen Maxima wenig unterhalb  $-20$  und  $+25^{\circ}\text{C}$  und sinken dazwischen auf bis 40% kleinere Werte. Ausserdem lässt sich feststellen, dass bei diesen Temperaturen die Ausdehnung innerhalb eines Kristalles örtlich inhomogen ist. Unterhalb  $-30^{\circ}\text{C}$  verschwinden anomaler Temperaturgang und Inhomogenität. Bei Temperaturen oberhalb  $+30^{\circ}\text{C}$  konnte wegen Kristallwasserungsverlust nicht gemessen werden. Die Messungen erfolgten nach der Quarzringmethode im Abbé-Pulfrichschen Dilatometer bei stufenweiser Erwärmung. Zur Erreichung des Gleichgewichtes musste



die Temperatur vor jeder Messung 3 bis 4 Stunden konstant gehalten werden. Diese Trägheit lässt verstehen, dass VALASEK<sup>1)</sup> bei einem Temperaturgang von  $2^{\circ}/\text{min}$  keine anomale Änderung der thermischen Ausdehnung feststellen konnte.

Die Analogie zwischen den elektrischen Eigenschaften des Seignettesalzes und den magnetischen der Ferromagnetika legt es nahe, die anomale Ausdehnung auf das Auftreten bzw. Verschwinden des innern elektrischen Feldes an den beiden elektrischen Curiepunkten<sup>2)</sup> zurückzuführen. Nach der Theorie von VOIGT<sup>3)</sup> kann der beobachtete Effekt in Richtung [100] im Kristallsystem  $V$  nicht durch elektrische Dipolmomente erklärt werden. Man muss also annehmen, dass die Anomalie der thermischen Ausdehnung wie im magnetischen Falle durch Momente zweiter Ordnung (Quadrupole) bedingt ist.

<sup>1)</sup> VALASEK, Phys. Rev. **20**, 639, 1932.

<sup>2)</sup> MÜLLER, Phys. Rev. **47**, 175, 1935.

<sup>3)</sup> VOIGT, Lehrb. d. Kristallphys.



## Über innere Spannungen und ihren Zusammenhang mit der Dielektrizitätskonstanten bei Seignettesalz-Kristallen

von R. DAVID (Zürich E. T. H.).

Das Seignettesalz zeigt bekanntlich stark anomales dielektrisches Verhalten, welches viele Analogien zum Ferromagnetismus aufweist. Daneben ist aber diese Substanz auch anomal stark piezoelektrisch. Es war die Aufgabe der vorgetragenen Arbeit, den Zusammenhang zwischen *Piezoeffekt* und der *Dielektrizitätskonstante* abzuklären. Macht man in Analogie zum Magnetismus die Annahme, es beruhe die Änderung der Polarisierung mit der Feldstärke bei kleinen Feldern auf reversiblen Wandverschiebungen der spontan polarisierten Bezirke, so lässt sich folgendes zeigen: Aus dem Verlauf der piezoelektrischen Polarisierung als Funktion des äusseren Druckes, wie er in der Literatur angegeben wird, lässt sich die Verteilung der inneren Spannungen berechnen. Der aus dieser Spannungsverteilung berechnete *Verlauf der DK als Funktion der äusseren mechanischen Spannung* stimmt sehr gut mit dem Experiment überein.

In extenso in Helv. Phys. Acta, **8**, 431, 1935.

---

## Über die Messung der Ultraschallgeschwindigkeit in schwerem Wasser (D<sub>2</sub>O)

von R. BÄR (Zürich, Universität).

Der von DEBYE-SEARS und LUCAS-BIQUARD gefundene Effekt der Lichtbeugung an Ultraschallwellen ist, worauf schon DEBYE selbst hingewiesen hat, besonders geeignet, um die Schallgeschwindigkeit in solchen Flüssigkeiten zu bestimmen, von denen nur kleine Mengen zur Verfügung stehen. Um in dieser Hinsicht praktische Erfahrungen zu sammeln, wurde eine Versuchsanordnung aufgestellt, bei der das Flüssigkeitsvolumen nur 1 cm<sup>3</sup> beträgt. Die Eignung dieser Anordnung wurde dann am schweren Wasser (D<sub>2</sub>O) geprüft, da die Schallgeschwindigkeit in dieser Substanz scheinbar noch nicht bekannt ist. Die Flüssigkeit befand sich in einem würfelförmigen Spiegelglaskasten von 1 cm Kantenlänge (Spezialanfertigung von LEYBOLD, Köln a. Rh.), auf dessen eine Seitenfläche aussen ein Piezoquarz für die Frequenz 7500 kHz aufgekittet war. Dieser Quarz wurde mit einem Sender betrieben, dessen Frequenz durch einen Steuerquarz konstant gehalten wurde. Dieser letztere in einem „Konstanthalter“ montierte Quarz (von STEEG & REUTER, Homburg v. d. H.), war mit 0,2 Promille Ge-

nauigkeit ebenfalls für die Frequenz 7500 kHz geschliffen. Der Ultraschalltrog stand auf dem Tischchen eines Präzisionspektrometers (von SCHMIDT & HAENSCH, Berlin), das mit einem Teilkreis mit 10'-Teilung versehen war und mit Hilfe eines Nonius eine Genauigkeit der Winkelablesung auf 10'' gestattete. Als Lichtquelle diente eine Zeiss'sche Na-Lampe.

Da bei dieser Versuchsanordnung die gesamte Schallenergie in einem kleinen Volumen konzentriert bleibt, so macht sich bei längerem Betrieb des Senders die Erwärmung der Flüssigkeit störend bemerkbar. Diese Fehlerquelle kann dadurch fast vollständig vermieden werden, dass der Sender nur während der jeweils wenige Sekunden in Anspruch nehmenden Einstellung des Spektrometers auf eines der Beugungsspektren an den Ultraschallquarz geschaltet wird. Um nun noch die Temperaturkonstanz zu kontrollieren, wurde auf die Rückseite des Ultraschallquarzes ein zweiter Spiegelglas­trog von denselben Dimensionen wie der erste gekittet. Dieser Trog wurde mit H<sub>2</sub>O redest. gefüllt, in das ein Hg-Thermometer tauchte. Dann erwies sich diese Versuchsanordnung als recht brauchbar; es sollte sogar möglich sein, mit ca. einem Drittel der hier benutzten Flüssigkeitsmengen auszukommen.

Es wurden Versuche ausgeführt mit H<sub>2</sub>O redest. (von SIEGFRIED, Zofingen) und mit D<sub>2</sub>O von 51,8 und von 99,2 gr% Konzentration (der Norsk Hydro-Elektrisk Kvaelstofaktieselskab, Oslo). Die Versuche mit H<sub>2</sub>O ergaben bei 20° C eine Schallgeschwindigkeit  $v_{20} = 1,481 \cdot 10^5$  cm/sek, während der zuverlässigste, von HUBBARD und LOOMIS<sup>1)</sup> mit dem „Schallinterferometer“ bei Frequenzen von 200–400 kHz gemessene Wert  $1,4842 \cdot 10^5$  cm/sek beträgt. Diese Differenz ist wohl sicher auf Messfehler unserer Anordnung zurückzuführen. Obgleich die Messresultate der einzelnen Versuchsreihen nur kleinere Abweichungen voneinander zeigten, ist also die Messgenauigkeit bei unseren Versuchen nicht grösser als 2 Promille. Die Versuche mit dem 99,2%igen D<sub>2</sub>O ( $d_4^{20} = 1,1053$ ) ergaben  $v_{21} = 1,384 \cdot 10^5$  cm/sek. Um  $v_{20}$ , das nicht gemessen werden konnte, weil die Zimmertemperatur höher lag, hieraus berechnen zu können, wurde noch  $v_{30} = 1,409 \cdot 10^5$  cm/sek gemessen. Dieser letztere Wert ist zwar weniger genau, genügt aber zum Anbringen der Temperaturkorrektion, sodass

$$v_{20} = 1,381 \cdot 10^5 \text{ cm/sek}$$

wird. Hieraus berechnet sich die adiabatische Kompressibilität

<sup>1)</sup> J. C. HUBBARD und A. L. LOOMIS, Phil. Mag. 5, 1177, 1928.

des schweren Wassers  $\kappa_{20} = 4,733 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{dyn}$ , während für das leichte Wasser sich aus den Messungen von HUBBARD und LOOMIS der Wert  $\kappa_{20} = 4,5477 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{dyn}$  ergibt. Für das 51,8%ige  $\text{D}_2\text{O}$  ( $d_4^{20} = 1,0500$ ) wurden folgende Werte erhalten:  $v_{20} = 1,431 \cdot 10^5 \text{ cm}/\text{sek}$ ,  $\kappa_{20} = 4,651 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{dyn}$ .

### Über den Nachweis der Frequenzänderung des Lichtes durch Doppler-Effekt bei der Lichtbeugung an Ultraschallwellen

von LUTFI ALI (Zürich, Universität).

Wird eine Lichtwelle der Frequenz  $\nu_0$  an einer fortschreitenden Ultraschallwelle der Frequenz  $\Omega$  gebeugt, so erfährt das in die  $+n$ -te bzw.  $-n$ -te Ordnung gebeugte Licht  $\nu_{+n}$  bzw.  $\nu_{-n}$  durch den Doppler-Effekt eine Frequenzverschiebung

$$\nu_{+n} = \nu_0 + n\Omega; \nu_{-n} = \nu_0 - n\Omega, \quad (1)$$

wobei das  $+$  bzw.  $-$  Zeichen gilt, wenn der Winkel zwischen der Fortpflanzungsrichtung des Schallstrahls und des gebeugten Lichtstrahls kleiner bzw. grösser als  $90^\circ$  ist. Erfolgt die Lichtbeugung nicht an einer fortschreitenden, sondern an einer stehenden Schallwelle, so gilt für jede der beiden  $n$ -ten Ordnungen

$$\nu_n = \nu_0 \pm n\Omega, \quad (2)$$

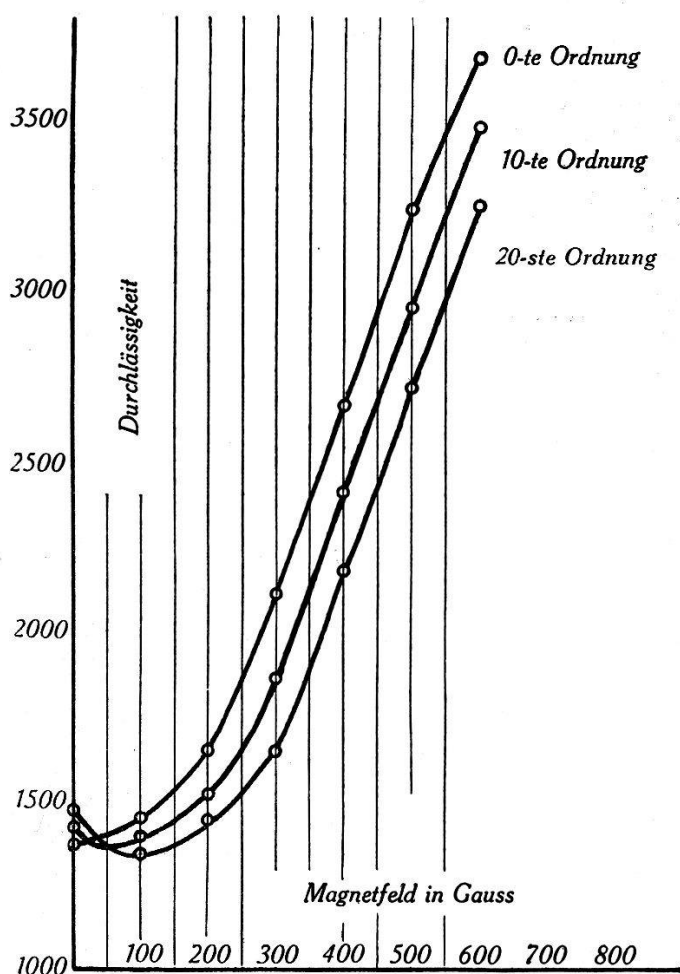
d. h. die Spektrallinie wird in ein Dublett aufgespalten. Für  $\lambda \approx 6000 \text{ \AA}$  und mit  $\Omega \approx 8 \cdot 10^6 \text{ Hz}$  wird die Wellenlängenänderung  $\delta\lambda$  im Beugungsspektrum erster Ordnung  $\delta\lambda \approx 10^{-4} \text{ \AA}$ . Da man die Zahl  $n$  nicht wesentlich grösser als etwa 20 machen kann, so bleibt der Effekt zu klein, als dass er mit Spektralapparaten (einschl. Interferenzspektroskopen) gut messbar wäre. Es ist daher bisher auch nur ein indirekter Nachweis für die Existenz des Effektes erbracht worden und zwar durch einen Versuch von DEBYE, SACK und COULON<sup>1)</sup>: Diese Autoren konnten zeigen, dass bei der Lichtbeugung an stehenden Ultraschallwellen die beiden Lichtstrahlen der  $n$ -ten Ordnung miteinander zur Interferenz gebracht werden können, während die Beugungsspektren verschiedener Ordnungen untereinander inkohärent sind.

Es war nun naheliegend, zu versuchen, mit Hilfe der im Physikalischen Institut der Universität Zürich in einer Reihe von Arbeiten mit gutem Erfolg benutzten Malinowski-Schein'schen Methode<sup>2)</sup> der magnetischen Verstimmung der Resonanzfluoreszenz

<sup>1)</sup> P. DEBYE, H. SACK und F. COULON, C. R. **198**, 922, 1934.

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

den Doppler-Effekt bei der Lichtbeugung nachzuweisen und, wenn möglich, messend zu verfolgen. Es musste also mit Hilfe einer Quecksilber-Resonanzlampe ( $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ ) als Lichtquelle die Lichtbeugung an stehenden Ultraschallwellen ausgeführt werden, worauf sich die Frequenzänderung des gebeugten Lichtes durch seine verkleinerte Absorbierbarkeit in Hg-Dampf zeigen musste. Durch Anlegen eines Magnetfeldes an das Absorptionsgefäß sollte hierauf

Fig. 1<sup>1)</sup>.

die Absorptionslinie aufgespalten werden. Hierbei muss der Absorptionskoeffizient des gebeugten Lichtes zunehmen und ein Maximum erreichen, wenn die beiden  $\sigma$ -Komponenten der Absorptionslinie mit den beiden Komponenten der nach (2) in ein Dublett aufgespaltenen Emissionslinie zusammenfallen.

Die Versuchsanordnung war die übliche; hier seien nur folgende Punkte hervorgehoben: Die Ultraschallwellen hatten eine

<sup>1)</sup> Der bei 100 Gauss gemessene Punkt der Kurve für die 20-ste Ordnung wurde in Fig. 1 versehentlich etwas zu tief eingezeichnet; er besitzt tatsächlich dieselbe Ordinate wie der bei 0 Gauss gemessene Punkt der Kurve für die 0-te Ordnung.

Frequenz =  $7,5 \cdot 10^6$  Hz; sie wurden in Wasser erzeugt und hier fand auch die Lichtbeugung statt, weil in diesem Medium die in den meisten Flüssigkeiten sich so störend bemerkbar machende Schlierenbildung beim Durchgang der Ultraschallwellen selbst bei grösseren Schallenergien ausblieb. Die Beugungsspektren blieben hier auch bei stundenlanger Beobachtung vollständig ruhig stehen, sodass es möglich war, in der Bildebene derselben einen Spalt anzubringen und dadurch ein beliebiges Beugungsspektrum auszublenzen. Dabei konnte die Schallenergie sogar soweit gesteigert werden, dass die Versuche noch in der 20sten Ordnung der Beugungsspektren gut ausführbar waren. Das von dem Spalt ausgeblendete Hg-Resonanzlicht der zu untersuchenden Ordnung passierte nun ein mit Hg-Dampf gefülltes Absorptionsgefäss, das sich in einem homogenen Magnetfeld befand, und fiel dann auf ein Lichtzählrohr, das die hindurchgelassene Intensität  $J_A$  mass. Um von den Intensitätsschwankungen des auf das Absorptionsgefäss auffallenden Lichtes  $J_0$  unabhängig zu sein, welche bei den vielen Stunden dauernden Versuchen sonst jede quantitative Messung verunmöglicht hätten, wurde durch ein zweites Zählrohr gleichzeitig  $J_0$  gemessen. Zu diesem Zwecke wurde zwischen dem Spalt und dem Absorptionsgefäss eine Quarzplatte schräg in den Strahlengang gestellt, die einen konstanten Bruchteil des auffallenden Lichtes auf dieses zweite Zählrohr reflektierte.

Die Versuchsergebnisse für die 0-te, 10-te und 20-ste Ordnung sind in der Fig. 1 dargestellt. Als Abszisse ist das Magnetfeld in Gauss und als Ordinate die „Durchlässigkeit“  $J_A/J_0$  (in willkürlichem Maßstab) aufgetragen. Man sieht, dass die Kurven genau den theoretisch zu erwartenden Verlauf zeigen:

1. Beim Magnetfeld 0 wächst die durch das Absorptionsgefäss hindurchgehende Intensität ungefähr linear mit der Ordnungszahl an.

2. Mit steigendem Magnetfeld nimmt die durch das Absorptionsgefäss hindurchgehende Intensität bis zu einem Minimum ab und steigt dann wieder an. Dieses Minimum verschiebt seine Lage ungefähr linear mit der Ordnungszahl nach grösseren magnetischen Feldstärken.

Anmerkung bei der Korrektur (18. 9. 35): Wie mir Herr Prof. R. BÄR mitteilt, hat er bei Versuchen, das Licht der Beugungsspektren der verschiedenen Ordnungen zur Interferenz zu bringen, das Resultat erhalten, dass die obige Gleichung (2) nur angenähert richtig ist. Es erscheinen nämlich bei der Beugung an stehenden Ultraschallwellen im Beugungsspektrum der  $n$ -ten

Ordnung ausser den beiden immer weitaus am stärksten auftretenden Frequenzen  $\nu_0 \pm n \Omega$  mit merklicher Intensität mindestens noch die vier weiteren Frequenzen  $\nu \pm (n \pm 2) \Omega$ . Durch diese Feststellung findet auch folgende, von mir in der Zwischenzeit noch angestellte, Beobachtung eine zwanglose Erklärung: Das an stehenden Schallwellen gebeugte Licht einer bestimmten Ordnungszahl zeigt im Magnetfeld Null eine  $\frac{1}{2}$ –1% kleinere Absorbierbarkeit als das an fortschreitenden Schallwellen gebeugte Licht der gleichen Ordnung. — Hierüber wird in der ausführlichen Arbeit eingehender berichtet werden.

### Grenzen der Leistungsfähigkeit der Selen-Sperrschichtzellen

von H. KÖNIG (Bern).

Man ist sich zur Zeit nicht einig darüber, ob die Selen-Sperrschichtzellen für photometrische Präzisionsmessungen geeignet seien, und man neigt zur Ansicht hin, dass in allen Fällen, wo der Zelle ein Vergleich wesentlich verschieden zusammengesetzter Strahlungen zugemutet wird, mit einer Unsicherheit von 1 oder mehr % gerechnet werden müsse. Zweck dieser Mitteilung ist, darauf hinzuweisen, dass dieses Urteil teilweise unberechtigt ist und in günstigem Sinne abgeändert werden muss.

Durch eine geeignete Art der Messung, die wir „ballistisch Messen“ nennen möchten und die darin besteht, dass die zu vergleichenden Strahlungen wiederholt abwechslungsweise gemessen werden, und zwar so, dass die Zelle nur belichtet wird, bis das etwas schwächer als aperiodisch gedämpfte Galvanometer (Schwingungsdauer 5—10 sec) maximal ausschlägt und dass dieser Maximalausschlag als „gemessener Ausschlag“ definiert wird, gelingt es, eindeutige, reproduzierbare, von der Vorgeschichte der Zelle unabhängige Ergebnisse zu erhalten. Erst auf Grund dieser straffen Vorschrift über die Behandlung der Zellen ist es möglich, die Eigenschaften der Zellen zu untersuchen und ihre günstigsten Arbeitsbereiche zu bestimmen.

Wesentlichstes Ergebnis der Untersuchung der Zellen ist die Feststellung, dass Proportionalitäts- und Superpositionsgesetz in keinem Intensitätsbereich exakt gelten. Bei allen von uns untersuchten Zellen ist die Beleuchtungs-Strom-Charakteristik nach Art der Anodenstrom-Gitterspannung-Charakteristik einer Dreielektrodenröhre gekrümmt. Bei der am besten untersuchten Zelle (Weston) liegt der Wendepunkt zwischen 5 und 10 Lux, und zwar für alle

Farben. Die Abweichungen vom Proportionalitätsgesetz sind sehr klein im Blau, nehmen langsam zu bis 650 nm, von 650 an wachsen sie stärker und erreichen bei etwa 700 nm ein Maximum. Die Abweichungen vom Superpositionsgesetz bei Überlagerung einer Strahlung der konstanten Wellenlänge  $\lambda_1$  mit einer Strahlung der Wellenlänge  $\lambda$  wächst mit zunehmendem  $\lambda$  in ähnlicher Weise wie oben; das Maximum nimmt mit zunehmendem  $\lambda_1$  zu. Der Begriff der Empfindlichkeitskurve hat demnach nur einen sehr beschränkten Sinn.

Für die Messtechnik ergeben sich hieraus folgende Regeln:

1. Man vermeide grössere Intensitätssprünge;
2. In den Fällen, wo die Anpassung an eine gegebene Empfindlichkeitskurve (Hellempfindlichkeitskurve der Photometrie, Farbempfindlichkeitskurven der Dreifarben­theorie) *nicht* notwendig ist, empfiehlt es sich, die Rotempfindlichkeit der Zelle durch Vorschalten von geeigneten Filtern tunlichst abzuschwächen.

Von diesen Gesichtspunkten ausgehend lässt sich folgendes erreichen:

a) Die Aufgabe des Vergleiches gleichfarbiger Glühlampenstrahlungen ist, wie bereits bekannt, mit der für Präzisionsmesszwecke wünschbaren Genauigkeit von 1—2 Promille ausführbar.

b) Eines der wichtigsten photometrischen und kolorimetrischen Probleme ist dasjenige der Bestimmung der Durchlässigkeitskurve von Filtern, aus der man dann den integralen Durchlässigkeitskoeffizienten für Strahlungen bekannter Zusammensetzung berechnen kann. Mit einer einfachen Apparatur, bestehend aus Lichtquelle, Monochromator, Selen-Sperrschichtzelle und Galvanometer ist es möglich, diesen Koeffizienten auf 0,001 genau zu ermitteln.

c) Das von uns kürzlich angegebene Mehrfilterverfahren (H. P. A. VIII, S. 211) gestattet, die Strahlungen spezifisch verschieden stark belasteter Glühlampen durch Filterung derart gut einander anzupassen, dass die Zelle von der Aufgabe, Strahlungen verschiedener Qualität miteinander zu vergleichen, vollkommen entlastet wird und — das liegt eben im Wesen dieser Methode — ihr nur noch die richtige Addition mehrerer verschieden zusammengesetzter Strahlungen zugemutet wird. Diesen reduzierten Ansprüchen genügt sie so weitgehend, dass der in der Präzisionsphotometrie wichtigste Farbensprung von der Kohlenfaden- zur Vakuumlampe auf 2 Promille genau möglich ist.

Es sind demnach alle in der Photometrie der Wolframdraht-Glühlampen auftretenden grundlegenden Messungen mit Selen-

Sperrschichtzellen sehr exakt durchführbar, sofern für eine Normallampe Intensität und Farbtemperatur gegeben sind.

d) Die direkte Bestimmung des Durchlässigkeitskoeffizienten von Farbgläsern mit Hilfe des künstlichen Auges ist auf durchschnittlich 0,002 genau möglich.

e) Bei der Bewertung der Strahlung von Gasentladungslampen mit Hilfe eines an die Augenkurve angepassten Empfängers (künstliches Auge) muss man schon mit grösseren Fehlern rechnen.  $\frac{1}{2}\%$  bei Hg und Na, 1% bei Ne wird wohl das beste sein, was man erwarten darf.

Aus alledem geht hervor, dass die Selen-Sperrschichtzelle recht hohen, jedoch nicht allen Ansprüchen genügt.

### **Dispersion des Kerreffektes einiger kolloidaler Lösungen**

VON J. ERREERA, J. OVERBEEK und H. SACK, Brüssel

(vorgelesen von H. SACK.)

Es wurde der Kerreffekt einiger kolloidaler Lösungen (Vanadiumpentoxyd, Benzopurpurin, Parazoxyanisol) verschiedener Konzentration und verschiedenen Alters (Teilchengrösse!) gemessen und zwar bei Frequenzen des elektrischen Feldes von 50 bis  $8 \cdot 10^7$  Hz, und mit Feldern von einigen Volts/cm bis ca. 150 V/cm. Da der Kerreffekt sehr bedeutend ist (grössenordnungsmässig ca. 100 000 mal grösser als bei Nitrobenzol), wurde ein relativ unempfindlicher Kompensator zur Analyse der Doppelbrechung verwendet: ein Babinet-Kompensator, der aber den Vorteil hat, Inhomogenitäten des Feldes oder andere Unregelmässigkeiten leicht erkennen zu lassen.

Für sehr kleine Felder ist das Kerrsche Gesetz erfüllt (quadratische Feldabhängigkeit), für grössere Felder findet man jedoch eine Sättigung. Der Kerreffekt wächst besonders beim  $V_2O_5$  mit dem Alter der Lösung, ein Beweis, dass besonders die grossen Teilchen für den grossen Kerreffekt verantwortlich sind.

Die Abhängigkeit von der Frequenz ist recht kompliziert. Wir unterscheiden für Benzopurpurin und Parazoxyanisol zwei, für das Vanadiumpentoxyd sogar drei Dispersionsgebiete (bei noch höheren Frequenzen kann evtl. noch ein weiteres Dispersionsgebiet auftreten). Das erste liegt bei Frequenzen von 10 bis einem Bruchteil von 1. Es macht sich bemerkbar durch die sehr lange Einstelldauer des Effektes beim Einschalten des Feldes. Diese lange Relaxationszeit entspricht dem Ausrichten der sehr grossen



Teilchen. Das zweite (bzw. dritte) Gebiet ist durch ein starkes Sinken des absoluten Betrages des Effektes gekennzeichnet. (Bei negativem Vorzeichen ändert es sich sogar bei grossen Frequenzen.) Es wird vermutlich der Trägheit der Doppelschicht, die ja den kolloidalen Teilchen eigen ist, zuzuschreiben sein. Beim  $V_2O_5$  existiert noch ein weiteres Dispersionsgebiet zwischen den beiden bisher erwähnten: der Effekt steigt hier mit zunehmender Frequenz. Es ist in Parallele zu setzen mit dem Dispersionsgebiet, das man ebenfalls bei Dielektrizitätskonstantenmessungen bei solchen Lösungen gefunden hat.

Gleichzeitig mit den hier beschriebenen besonderen Eigenschaften des Kerreffektes wird ein starker Dichroismus und eine Veränderung des Depolarisationszustandes des Streulichtes beim Anlegen des Feldes gefunden.

Die ausführliche Mitteilung ist im „Journal de Chimie-Physique“ bereits im Druck.

### Excitation de Rayons Gamma secondaires par des Rayons Beta

par E. STAHEL et P. KIPFER (Bruxelles).

La composante dure du rayonnement de diffusion des rayons gamma du radium et de ses produits de décomposition (énergie d'environ  $1 \cdot 10^6$  e.V.)<sup>1)</sup> n'a pas encore pu être interprétée. Elle ne peut résulter d'un effet COMPTON qui ne donnerait lieu qu'à une énergie de  $0,3 \cdot 10^6$  e.V. pour l'angle suivant lequel ces mesures ont été faites. Elle ne peut non plus correspondre à l'annihilation de positrons ou d'électrons *lents*, processus qui ne donnerait que  $0,5 \cdot 10^6$  e. V. (émission de 2 quanta; le processus par émission d'un quantum peut être négligé à cause de sa faible probabilité)<sup>2)</sup>.

Des recherches théoriques récentes permettent d'envisager deux autres interprétations: l'annihilation<sup>3)</sup> ou le freinage<sup>4) 5) 6) 7)</sup> de particules *rapides*. Nous avons envisagé exclusivement la deuxième hypothèse.

Nous avons étudié directement le rayonnement gamma secondaire obtenu au moyen de rayons béta primaires. Un tel rayonne-

<sup>1)</sup> STAHEL, E. et KETELAAR, H., Journ. de Phys. **5**, 512, 1934.

<sup>2)</sup> OPPENHEIMER, J. R., Phys. Rev. **44**, 540, 1933.

<sup>3)</sup> BETHE, H. A., Proc. Roy. Soc. **150**, 129, 1935.

<sup>4)</sup> SAUTER, F., Ann. der Phys. **18**, 486, 1933.

<sup>5)</sup> LAURITSEN, C. C. et OPPENHEIMER, J. R., Phys. Rev., **46**, 80, 1934.

<sup>6)</sup> GENTNER, W., Journ. de Phys. **5**, 49, 1934.

<sup>7)</sup> WILLIAMS, E. I., Nature **135**, 266, 1935.

ment a déjà été observé par d'autres auteurs<sup>1) 2)</sup>, mais ceux-ci n'ont trouvé qu'une composante molle qui n'est probablement rien d'autre que le rayonnement  $K$  des atomes irradiés.

Nous avons utilisé les rayons béta primaires émis par l' $UX$  et par le Ra E; ces corps ont été choisis à cause de leur faible rayonnement gamma primaire. Le support des préparations est en aluminium (épaisseur 0,01 mm.) afin d'éviter tout rayonnement gamma secondaire parasite. Les sources sont complètement entourées par des filtres (radiateurs) de nombre atomique variable (Pb, Pt, Sn, Ag, laiton, Al, carton), et toutes les mesures sont rapportées au filtre de carton dont la production de rayonnement gamma secondaire est négligeable. Les intensités de rayonnement gamma sont mesurées au moyen d'une chambre d'ionisation à haute pression (15 atm.  $CO_2$ , épaisseur de paroi 10 mm Fe). L'analyse du rayonnement se fait en interposant des écrans de plomb d'épaisseur variable (de 0 à 32 mm.) entre la préparation et la chambre.

*Mesures avec l'UX*: Le rayonnement gamma obtenu en utilisant le Pb comme radiateur est environ deux fois plus intense que celui observé avec le radiateur carton. On peut en conclure que le rayonnement gamma secondaire produit dans le Pb a sensiblement la même intensité que le rayonnement gamma primaire de l' $UX$ .

Nos mesures du  $\mu_{Pb}$  du rayonnement gamma primaire dans le Pb ont donné  $0,70 \text{ cm}^{-1}$ . Cette valeur concorde avec celle trouvée dans des conditions similaires par HAHN et MEITNER<sup>3)</sup> et qui avaient trouvé  $0,72 \text{ cm}^{-1}$ . En améliorant les conditions de mesures, STAHEL et COUMOU<sup>4)</sup> ont obtenu  $\mu_{Pb} = 0,83 \text{ cm}^{-1}$ .

La rayonnement gamma secondaire n'est pas homogène. De façon générale, il est plus mou que le rayonnement gamma primaire. Il semble que l'on puisse isoler deux composantes dont les  $\mu_{Pb}$  sont respectivement 2,9 et  $1,0 \text{ cm}^{-1}$ . Il est possible qu'il existe encore une composante, d'intensité très faible, ayant la même dureté que le rayonnement gamma primaire.

Étudiant le rayonnement gamma primaire de l' $UX$ , HAHN et MEITNER<sup>3)</sup> ont trouvé une composante dont le  $\mu_{Pb}$  est égal à  $2,3 \text{ cm}^{-1}$ . Nous pensons qu'elle n'est pas d'origine primaire, mais correspond en réalité à notre composante molle du rayonne-

<sup>1)</sup> STARKE, H., Phys. Zeitschr. **14**, 1033, 1913.

<sup>2)</sup> GRAY, J. A., Phys. Rev. **19**, 430, 1922.

<sup>3)</sup> HAHN, O. et MEITNER, L., Zeitschr. für Phys. **17**, 157, 1923.

<sup>4)</sup> STAHEL, E. et COUMOU, D. J., Physica **2**, 707, 1935.

ment secondaire. En effet le dispositif expérimental de ces auteurs comporte des filtres situés dans le voisinage de la source radioactive, pouvant être rencontrés par les béta primaires. Éliminant cette cause d'erreur, STAHEL et COUMOU<sup>1)</sup> n'ont plus rencontré cette composante dans le rayonnement primaire de l'*UX*.

Les mesures faites avec des radiateurs de différents nombres atomiques (Pb, Pt, Sn, Ag, laiton, Al) ont montré que l'intensité croît linéairement avec *Z*, en concordance avec les calculs de SAUTER<sup>2)</sup>.

Ces faits semblent bien démontrer que le rayonnement gamma secondaire que nous avons mis en évidence est produit par le freinage des rayons béta primaires de l'*UX* par les noyaux atomiques des radiateurs.

L'ionisation par les rayons gamma secondaires excités dans le Pb correspond à 78% de celle dûe au rayonnement gamma primaire. Étant donné que, dans ce domaine de longueurs d'onde, l'ionisation est indépendante de la fréquence du rayonnement, nous pouvons conclure que le même rapport (78 : 100) existe entre les énergies de ces deux rayonnements. D'après STAHEL et COUMOU<sup>1)</sup>, 1,4 quanta d'énergie gamma sont produits par 100 béta émis (c'est-à-dire par 100 atomes d'*UX* décomposés); d'autre part, on sait que l'énergie moyenne du rayonnement béta primaire est à peu près égale à celle du rayonnement gamma primaire; il en résulte que, dans le plomb,  $1,4 \cdot \frac{78}{100}$  %, soit 1,1 %, de l'énergie béta primaire est transformée en énergie gamma secondaire.

On peut se demander si la production des rayons gamma primaires ne pourrait pas s'expliquer par un mécanisme de freinage des rayons béta primaires à l'intérieur même du noyau de l'atome émetteur. 1,4% des rayons béta primaires ne quitteraient l'atome d'*UX* qu'après avoir subi une perte d'énergie par freinage interne correspondant à l'émission des rayons gamma primaires. Il serait dans ce cas facile à comprendre que les rayons gamma secondaires soient légèrement plus mous que les rayons gamma primaires: en effet à l'intérieur du noyau émetteur sont freinés uniquement des béta primaires d'énergie initiale tandis que ceux subissant le freinage définitif dans des atomes extérieurs peuvent avoir perdu antérieurement de l'énergie.

*Mesures avec Ra E* : Ces mesures viennent d'être commencées. Les premiers résultats obtenus confirment les mesures faites avec

<sup>1)</sup> STAHEL, E. et COUMOU, D. J., *Physica* **2**, 707, 1935.

<sup>2)</sup> SAUTER, F., *Ann. der Phys.* **18**, 486, 1933.

*UX*: un rayonnement gamma secondaire dur est excité dans le Pb; son intensité est environ 4 fois supérieure à celle du rayonnement gamma primaire. Pour le RaE par conséquent, le freinage intérieur est moins efficace que le freinage extérieur. Le rayonnement gamma secondaire est également un peu plus mou que le rayonnement gamma primaire. Le rapport des énergies des rayonnements gamma secondaires excités dans le Pb par l'*UX* et le RaE est sensiblement égal au rapport des énergies des rayons béta primaires émis par ces deux corps.

### Über die innere Absorption der Gamma-Strahlen im L-Niveau

von E. STAHEL (Brüssel).

Messungen der innern Absorption der Gamma-Strahlen im *K*-Niveau, verbunden mit den theoretischen Ansätzen von MOTT und TAYLOR, haben erlaubt zu entscheiden, ob die betreffende Gamma-Strahlung Dipol- oder Quadrupolcharakter habe; daraus konnten dann Rückschlüsse auf die Quantenzahlen der entsprechenden Kernzustände gezogen werden.

In neuern Rechnungen wurden von FISK die theoretischen Ansätze nun auch auf die innere Absorption im *L*-Niveau ausgedehnt und es war von Interesse, experimentelle Daten mit den theoretischen Resultaten zu vergleichen.

Die Gammastrahlung des RaD eignet sich für diese Versuche besonders gut, weil ihre Wellenlänge ( $\lambda = 0,261 \text{ \AA}$ ) grösser ist als diejenige der *K*-Absorptionskante, sodass also nur *L*-, aber keine *K*-Absorption stattfinden kann.

In frühern Untersuchungen haben wir die Zahl der ausgesandten Gammaquanten bestimmt und etwa 3,5 Quanten pro 100 zerfallenden Atomen gefunden. Diese Zahl wurde von andern Autoren (BRAMSON, GRAY) bestätigt. Ferner ergab eine Zählung der sekundären Betastrahlen des RaD, dass etwa 90% der Atome sekundäre Betastrahlen aussenden: Wir haben daraus geschlossen, dass die innere Absorption sehr hoch sein müsse. Dieser Schluss wurde von RICHARDSON dann aber angezweifelt, indem als möglich hingestellt wurde, dass ein Teil der gezählten Betateilchen nicht sekundären, sondern primären Ursprungs sei. In einer neuen Arbeit wurde dann allerdings diese Annahme fallen gelassen. Trotzdem war es von Interesse, wenn möglich auf anderm Wege die innere Absorption zu bestimmen, umsomehr als die theore-

tischen Rechnungen von FISK einen bedeutend kleinern Wert ergaben.

Dies ist möglich durch die Bestimmung der Zahl der ausgesandten  $L$ -Quanten, denn jede innere Absorption im  $L$ -Niveau erzeugt ja einen angeregten  $L$ -Zustand. Diesbezügliche Messungen, über die in dieser Zeitschrift in kurzem genauer berichtet werden soll, haben ergeben, dass 25,2% der zerfallenden RaD-Atome  $L$ -Strahlung aussenden. Da aber nach LAY die Fluoreszenzausbeute für Blei im  $L$ -Niveau nur 42% beträgt, so besagt das, dass  $35/0,42 = 60\%$  der zerfallenden RaD-Atome angeregte  $L$ -Niveaus haben. Definiert man mit FISK den „inneren Absorptions-Koeffizienten“ als das Verhältnis der Zahl der absorbierten zu der Zahl der ausgesandten Gamma-Quanten, so folgt, dass der innere Absorptions-Koeffizient im  $L$ -Niveau für das RaD  $60/3,5 = 17,1$  beträgt.

Dieses Resultat steht in Widerspruch mit FISK's Rechnungen, die für Dipolstrahlung einen inneren Absorptions-Koeffizienten von 1,8, für Quadrupolstrahlung einen solchen von 2,9 ergeben. Entweder muss also die Theorie für diesen Fall geändert werden oder die Gammastrahlung des RaD hat nicht die Eigenschaften einer elektrischen Dipol- oder Quadrupolstrahlung: Sie könnte z. B. eine magnetische Multipolstrahlung sein, deren innerer Absorptions-Koeffizient nach FISK und TAYLOR bedeutend grösser sein würde als für elektrische Multipolstrahlung.

### **Eine neue Methode zur Trennung der $\beta$ - und $\gamma$ -Strahlung radioaktiver Präparate**

von H. STAUB (Zürich E. T. H.).

Für die Erforschung der Wechselwirkung schneller Elektronen mit Materie stehen uns als Strahlungsquellen die radioaktiven  $\beta$ -Strahler zur Verfügung. Die meisten derselben besitzen aber gleichzeitig eine sehr intensive  $\gamma$ -Strahlung. Besonders trifft dies für den energiereichsten  $\beta$ -Strahler, das RaC zu. (Grenze des  $\beta$ -Spektrums bei ca.  $3 \cdot 10^6$  e-Volt.) Um die  $\beta$ -Strahlung von der  $\gamma$ -Strahlung zu trennen, wurde eine Apparatur nach folgendem Prinzip gebaut. Das radioaktive Präparat befindet sich am Ende eines langen zylindrischen Solenoides. Durch einen kräftigen Strom wird in dem Solenoid ein Magnetfeld von einigen Tausend Gauss erregt. Durch das Magnetfeld werden alle vom Präparate ausgehenden Elektronen gleicher Geschwindigkeit an einem bestimmten Punkte  $F$  ausserhalb der Spule fokussiert. Dieser Punkt wird von der  $\gamma$ -Strahlung nicht getroffen, da ein langer

Bleizylinder zwischen Fokkussierungspunkt und Präparat eingeschaltet ist. Durch Änderung des Spulenstromes können langsamere oder schnellere  $\beta$ -Teilchen in  $F$  fokkussiert werden. Die Apparatur wurde mit Hilfe von Nebelkammeraufnahmen kontrolliert. Ohne Spulenstrom zeigten die Aufnahmen nur einige wenige Spuren, die von Comptonelektronen stammen, welche von der, nicht ganz vollständig abgeschirmten Streu- $\gamma$ -strahlung herühren. Mit eingeschaltetem Solenoidstrom dagegen zeigen die Aufnahmen ein intensives Bündel von Elektronen fast einheitlicher Geschwindigkeit.

### Über die bei der Zertrümmerung des Deuteriums entstehenden Neutronen

von K. ALEXOPOULOS (Zürich E. T. H.).

Bei der Beschiessung des Deuteriums (schweres Isotop des Wasserstoffs) mit schnellen Deutonen (Deuterium-Kernen) entsteht eine intensive durchdringende Strahlung, welche mit Zählrohr oder Ionisationskammer feststellbar ist. Da nicht bekannt war, wie sich diese Strahlung aus Neutronen und  $\gamma$ -Quanten zusammensetzt, wurden Versuche zur Klärung dieser Frage unternommen. Neutronen machen sich in Zählrohren durch die von ihnen in Bewegung gesetzten Rückstossatome bemerkbar. Diese schweren, stark ionisierenden Teilchen vermögen die Wände der Zählrohre nicht zu durchdringen, so dass solche Teilchen nicht gleichzeitig durch zwei nebeneinander liegende Zählrohre gehen können. Eine Neutronenstrahlung erzeugt in einer solchen Anordnung also keine Koinzidenzen. Im Gegensatz zu diesen Teilchen können die von  $\gamma$ -Quanten ausgelösten Sekundärelektronen Materialschichten von der Dicke der Wandungen (0,3 mm Al) durchdringen und beim Durchgang durch beide Zählrohre Koinzidenzen erzeugen. Durch Vergleich der Anzahl der Koinzidenzen während den Zertrümmerungsversuchen mit der Anzahl, welche erzeugt wird, wenn an Stelle der zu zertrümmernden Substanz eine  $\gamma$ -Strahl-Quelle passender Intensität gebracht wird, konnte festgestellt werden, dass die entstehende Strahlung bei der Zertrümmerung des Deuteriums durch Deutonen ausschliesslich aus Neutronen besteht. Die Zertrümmerung geht nach folgender Gleichung vor sich:  ${}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_2He^3 + {}_0n^1$  (Prozess A). Bei den vorliegenden Versuchen wurde ein deuteriumhaltiges Präparat mit einem Deutonenstrom von 2  $\mu$  A. und 140 e-kV. bestrahlt. Aus der Anzahl der Rückstossatome in *einem* Zählrohr lassen sich die entstehenden Neutronen zu  $1,7 \cdot 10^7$  pro Sekunde berechnen; das

entspricht einer Ausbeute von  $1,5 \cdot 10^{-6}$ . Für die gleichzeitig auftretende Zertrümmerung  ${}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_1H^1 + {}_1H^3$  (Prozess B) wurde in Cambridge bei 140 e-kV. eine Ausbeute von  $3 \cdot 10^{-6}$  festgestellt. Die Bestimmung des Verlaufes der Ausbeute an Neutronen (Prozess A) in Funktion der Spannung ergab eine Kurve, welche genau proportional der Ausbeutekurve des Prozesses B verläuft. Die totale Zertrümmerungswahrscheinlichkeit lässt sich darstellen als  $W_{\text{tot}} = W_e \cdot W_z$ , wobei  $W_e =$  Wahrsch. der Eindringung der Kerne in einander und  $W_z =$  Wahrsch. des Zerfalls nach der Eindringung bedeutet.  $W_e$  hängt nur von den Anfangskernen und ihrer kinetischen Energie ab und ist somit bei einer bestimmten Energie gleich gross für Prozess A und Prozess B. Aus dem proportionalen Verlauf der Ausbeutekurven der Prozesse A und B folgt, dass die  $W_z$  der beiden Prozesse im untersuchten Energieintervall energieunabhängig und nur um einen konstanten Faktor von einander verschieden sind.

### Höhenstrahlungsmessungen mit einer Wilsonkammer am Jungfraujoeh

VON G. HERZOG und P. SCHERRER (Zürich, E. T. H.).

Die Untersuchungen bezwecken hauptsächlich das Studium der weicheren Strahlung, welche beim Durchgang der Höhenstrahlen durch die Erdatmosphäre entstehen. Die Messungen wurden in der hochalpinen Forschungsstation am Jungfraujoeh (3540 Meter) mittels einer grossen Wilsonkammer von  $25 \times 50$  cm Innendimension und einem bis zu 2500 Gauss starken Magnetfeld ausgeführt. Die Expansionen sind zum Teil willkürliche, zum Teil durch Zählrohrkoinzidenzen gesteuerte.

Auf 161 Platten konnten 383 Spuren ausgemessen und daraus die Energieverteilung der weichen Strahlung berechnet werden. Die Kurve zeigt einen monotonen Abfall mit wachsender Energie ohne ein Maximum, wie dies bei entsprechenden Messungen auf Meereshöhe gefunden worden war. Als mittlere Energie aller Bahnen bis zu 50 Millionen e-Volt ergibt sich auf Jungfraujoeh  $13,4 \cdot 10^6$  e-V. gegenüber  $17,5 \cdot 10^6$  auf Meeresniveau. Diese Abnahme der Energie mit wachsender Höhe stimmt mit dem aus Ionisationsmessungen bekannten Verlauf überein. 9 Bahnen durchdringen 4,5 cm Blei, müssen also über 10 Milliarden Volt Energie haben.

Im ganzen wurden 17 Elektron-Positron-Paare beobachtet. Die Energieverteilung des einfallenden Quants auf die beiden

Partner stimmt gut mit der nach theoretischen Berechnungen von BETHE und HEITLER zu erwartenden überein.

Eine Bahn von 18 cm Länge und einem charakteristischen Wert  $H\rho = 9,7 \cdot 10^5$  Gauss · cm kann nur unter der Annahme gedeutet werden, dass sie durch ein Teilchen von der Masse eines Protons verursacht worden war.

### Extraterrestrische Wirkungen der Ultrastrahlung

von F. ZWICKY (Pasadena, Calif.).

Bis anhin wurden nur Wirkungen der Ultrastrahlung auf Teilsysteme der Erde, wie etwa die Atmosphäre, oder allerlei physikalische Messgeräte untersucht. Falls die Ultrastrahlung den ganzen Weltraum durchflutet, dann verursacht sie auch auf extraterrestrischen Objekten Veränderungen, die vielleicht der Beobachtung zugänglich sind. Es erhebt sich damit die Frage, ob Erscheinungen bekannt sind, die der Wechselwirkung der Ultrastrahlung mit andern Himmelskörpern ihren Ursprung verdanken.

Mit Bezug auf das gestellte Problem ist in erster Linie von Interesse die Möglichkeit der direkten Beobachtung einer Absorption der Ultrastrahlung entlang der Milchstrasse. Ausgedehnte Staub- und Gaswolken erfüllen nämlich die interstellaren Räume der Milchstrasse derart, dass uns in einem Gürtel von etwa  $5^\circ$ — $10^\circ$  Breite zu beiden Seiten der Milchstrasse die Aussicht auf den extragalaktischen Raum vollkommen versperrt ist. Schätzungen verschiedener Art ergeben, dass diese interstellare Materie über eine Entfernung von 20000 Parseks (ca.  $6 \times 10^{22}$  cm) sehr wohl eine Dichte von  $10^{-23}$  gr/cm<sup>3</sup> oder mehr besitzen kann, was in Richtung der Milchstrasse zu einer Absorption der Ultrastrahlung von ein Prozent oder mehr Anlass geben würde. Es wäre insbesondere wichtig, in Richtung des Zentrums der Milchstrasse Messungen der Intensität der Ultrastrahlung anzustellen, d. h. man sollte auf der Südhalbkugel mit Systemen von Geigerzählern bestimmte Felder (etwa  $5^\circ \times 5^\circ$ ) im Saggiarius durchmessen, wobei bei der Interpretation der Messungen natürlich die ablenkende Wirkung des Erdmagneten in Rechnung gesetzt werden müsste. Der Nachweis einer Absorption der Ultrastrahlung in unserer Milchstrasse ist einmal wichtig, um den extragalaktischen Ursprung derselben sicherzustellen, andererseits könnten daraus auch wichtige Rückschlüsse mit Bezug auf das noch wenig aufgeklärte Problem der Gesamtmassen von Milchstrassensystemen gezogen werden.



In zweiter Linie sollte man erwarten, dass die Ultrastrahlung, infolge der hohen Energien der sie konstituierenden Einzelteilchen in der von ihr getroffenen Materie des Weltraums Sekundärstrahlungen sonst nicht erklärbarer Art anregt. So ist z. B. vielleicht zu verstehen, dass in den Spektren gewisser relativ kalter Sterne (wie etwa der langperiodischen Variablen) die Balmerreihe sowie andere Linien hohen Anregungspotentials mit ganz unerwartet hoher Intensität auftreten. Es muss in diesen Fällen, sowie bei dem optischen Verhalten interstellarer Gasmassen und vielleicht auch planetarischer Nebel noch genauer untersucht werden, ob nicht die Ultrastrahlung bei der Produktion hochangeregter und hochionisierter Atomzustände eine wesentliche Rolle spielt.

Drittens entspricht der den Weltraum vorausgesetztermassen erfüllenden Ultrastrahlung ein Druck, der Wirkungen verschiedenster Art zur Folge haben kann. Es muss z. B. untersucht werden, ob die Existenz dieses Druckes nicht als Randbedingung beim Aufbau von Sternen und Sternatmosphären zu berücksichtigen ist. Weiter ist möglich, dass Impulsübertragung seitens der Ultrastrahlung die Verteilung und Bewegung ausgedehnter Staub- und Gasmassen innerhalb der Spiralnebel beeinflusst und deshalb bei der Bildung von interstellaren Wolken, sowie beim Aufbau von planetarischen Nebeln eine Rolle spielt.

Einige der hier vorgeschlagenen Überlegungen können rechnerisch präzisiert und mit bereits bekannten Erfahrungstatsachen verglichen werden. Die einschlägigen Resultate sollen in Physical Review mitgeteilt werden. Die hier gemachten Andeutungen mögen als vorläufige Anregung zur Erforschung neuer astrophysikalischer Zusammenhänge genügen.

---

### **Apparatur für langdauernde Registrierung des Intensitätsverlaufs der Höhenstrahlung**

VON P. SCHERRER, H. STAUB und H. WÄFFLER (Zürich E. T. H.).

Die im Vortrage beschriebene Apparatur ist eine vollautomatische Anlage zur Registrierung der kosmischen Strahlung, mit 75 Tagen Registrierdauer und automatischer Barometerkorrektion. Sie wird demnächst in der hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoeh (3456 m ü. M.) in Betrieb genommen und ist in konstruktiver Hinsicht den dort vorliegenden Betriebsbedingungen weitgehend angepasst. Um die Messresultate ohne Umrechnung mit den Ergebnissen der Forschungsgemeinschaft für Simultanmessung

der Ultrastrahlung vergleichen zu können, wurde die gleiche Ionisationskammer mit angebautem Elektrometer, sowie dieselbe Methode der ruckweisen Kompensation, und zwar mit einem Kompensationsstoss per Minute, gewählt, wie bei der Standard-Apparatur von STEINKE<sup>1)</sup>, mit der die Stationen der Forschungsgemeinschaft durchwegs ausgerüstet sind.

Um jede Vorfilterung der Strahlung zu vermeiden, wird die Apparatur in einer für diesen Zweck auf dem Beobachtungsturm des Forschungsinstitutes erstellten Holzhütten montiert. Der Innenraum derselben wird durch Thermoregler auf konstanter Temperatur gehalten. Da die Anlage vollautomatisch arbeitet, braucht die Hütte während der gesamten Betriebsperiode von 75 Tagen nicht betreten zu werden, sodass eine optimale Konstanz aller Versuchsbedingungen gewährleistet ist.

Um die Analyse der Schwankungserscheinungen möglichst genau durchführen zu können, ist die Konstruktion so gehalten, dass der relative Fehler jeder einzelnen Messung innerhalb der Grenzen  $\pm 1\text{‰}$  liegt.

Eine eingehende Beschreibung der Apparatur wird zusammen mit den Messresultaten in dieser Zeitschrift erscheinen.

---

### Absorbierbarkeit energiereicher Elektronen

VON MAX WALDMEIER (Zürich E. T. H.).

BETHE und HEITLER<sup>2)</sup> haben gezeigt, dass bei Elektronen mit einer Energie  $10^7$  eV der Energieverlust beim Durchgang durch Materie im wesentlichen durch Ausstrahlung erfolgt; berücksichtigt man die Ausstrahlung, was bisher nicht geschehen war, so erhält man bedeutend kleinere, bei Energien von  $10^9$  eV sogar 100 mal kleinere Reichweiten als nach den älteren Theorien. Ferner fordert die Bethe-Heitler'sche Theorie für energiereiche Elektronen, dass der Massenabsorptionskoeffizient für schwere Substanzen etwa doppelt so gross ist als für leichte, während nach den älteren Theorien nur ganz kleine Abweichungen von der Massenäquivalenz zu erwarten wären. Es wurde versucht, diese Materialabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten mit einer Zählrohrapparatur, bestehend aus drei Zählrohren, die in der bekannten

---

<sup>1)</sup> E. G. STEINKE: Die kosmische Ultrastrahlung, Handbuch der Physik XXIII/2.

<sup>2)</sup> Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 146, 83 (1934).

Rossi'schen Dreieckschaltung angeordnet waren, nachzuweisen. Über dem oberen Zählrohr befand sich ein Pb-Körper, in welchem die Elektronen ausgelöst wurden; über den untern Zählrohren konnte eine Pb-Platte von 0,50 cm Dicke oder eine ihr massen-äquivalente und geometrisch gleiche Al-Platte angebracht werden. Das bereinigte Resultat von etwa 140 Registrierstunden ist:

ohne Absorber	$3,35 \pm 0,31$	Koinzidenzen pro Stunde
mit Al-Absorber	$2,59 \pm 0,23$	„ „ „
mit Pb-Absorber	$1,77 \pm 0,18$	„ „ „

Daraus erhält man folgende Absorptionskoeffizienten bzw. Reichweiten:

$$\begin{aligned} \text{Al} &= 0,12 \text{ cm}^{-1} \text{ Al} & R_{\text{Al}} &= 22,4 \text{ g/cm}^2 \\ \text{Pb} &= 1,27 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb} & R_{\text{Pb}} &= 9,1 \text{ g/cm}^2 \end{aligned}$$

Diese Messungen zeigen deutlich, dass der Massenabsorptionskoeffizient für Pb grösser ist als für Al und sind eine qualitative Bestätigung der Bethe-Heitler'schen Theorie; auf Grund dieser Theorie ergibt sich aus  $R_{\text{Al}}$  eine Energie von  $6 \cdot 10^7$  eV, aus  $R_{\text{Pb}}$  eine solche von  $3 \cdot 10^7$  eV, während ANDERSON und NEDDERMEYER<sup>1)</sup> durch magnetische Ablenkung die mittlere Energie der Schauerelektronen zu  $2,5 \cdot 10^7$  eV finden.

Kürzlich hat auch PRIEBSCH<sup>2)</sup> Abweichungen von der Massen-äquivalenz im Sinne der Bethe-Heitler'schen Theorie beobachtet; er findet für Pb einen doppelt so grossen Massenabsorptionskoeffizienten als für Fe.

### 1. Die Grundlagen der klassischen Physik

### 2. Die Leistungen des Wasserstoffatoms auf klassischer Grundlage

von L. ZEHNDER (Basel)<sup>3)</sup>.

Aus der radioaktiven und künstlichen Aufspaltung der chemischen Atome und aus ASTONS Nachweis der Ganzzahligkeit

<sup>1)</sup> Intern. Conf. on Phys. London (1934).

<sup>2)</sup> Zeitschr. f. Phys. **95**, 102 (1935).

<sup>3)</sup> Der Vorstand der S. P. G. hat dem Verfasser nachstehender Referate die Möglichkeit offen gelassen, seinen Ideen hier Ausdruck zu geben. Damit will aber nicht gesagt sein, dass er sich mit denselben irgendwie einverstanden erklärt; er überlässt die ganze Verantwortung für diese allein dem Referenten.

aller Atomgewichte schliesst der Verfasser, dass durch Naturvorgänge alle Substanzen der Welt in Wasserstoffatome — H-atome — aufgesplittert werden können, und dass daraus eine ungeheure, aber doch endliche H-atom-Gaskugel entsteht, die in ihrem Mittelpunkt eine höhere, an ihrem äussersten Umfang die Temperatur absolut Null haben muss. Diese Gaskugel kann nur bestehen bleiben, wenn eine unvermittelt anziehend wirkende vollkommene Gravitation sie beisammen hält, weil sonst fortwährend aller-äusserste H-atome in die Unendlichkeit abfliessen würden; wenn auch noch eine vermittelt abstossend wirkende vollkommene Elastizität der Substanz an sich die zusammenstossenden H-atome wieder auseinandertreibt. Aus einer solchen Gaskugel kann unser wunderbare Kosmos nicht entstanden sein.

Die klassische Physik forderte noch den überaus leichten Äther. Am einfachsten und widerspruchlosesten ist es, den Äther nur scheinbar unwägbar, also der Gravitation unterworfen und die überaus kleinen leichten Ätheratome vollkommen elastisch anzunehmen. Hätte einst eine analog wie oben beschriebene Ätheratom-Gaskugel bestanden, so hätte daraus unser Kosmos auch nicht entstehen können. Von Temperaturunterschieden in bestevakuierten luftleeren Räumen ist uns nichts bekannt, nur von Unterschieden elektrischer Spannungen. Daraus können wir schliessen, die Wärme des Äthers sei das Wesen der Elektrizität (vgl. ZEHNDER, Äther-Monographie).

2 Ursubstanzen muss es also geben: die Wasserstoffatome als wägbar und die Ätheratome als scheinbar unwägbar Uratomarten;

2 Urkräfte: die vollkommene Gravitation als anziehende Fernkraft und die vollkommene Elastizität als abstossende Nahekraft.

Wir denken uns die beiden obigen Welt-Gaskugeln ineinandergeschoben, beide Gase gemischt, die aus leichten Ätheratomen bestehende Ätheratom-Gaskugel offenbar nach aussen die Wasserstoffatom-Gaskugel weit überragend. Das Äquipartitions-gesetz fordert dann in unseren Welträumen für die Ätheratome ungemein grosse Eigengeschwindigkeiten von der Grössenordnung der Geschwindigkeiten des Lichts und der schnellsten Elektronen. Wahrscheinlich sind also diese Ätheratomgeschwindigkeiten die Ursache der Lichtgeschwindigkeit und sind noch  $\frac{4}{3}$  mal grösser als sie.

Beiderlei Uratome werden möglichst einfach als kugelförmig angenommen. In der äussersten Grenzschicht der Wasserstoff-

Gaskugel besteht schon eine erhebliche Ätherdichte und, der Ätheratomzahl und ihren Geschwindigkeiten entsprechend, ein beträchtlicher Ätherdruck. Dieser ist die Ursache der Urkohäsion, die die Wasserstoffatome bei zufälliger Berührung beisammen hält; im Spiel der zusammenstossenden Molekeln ist dieser Ätherdruck die Ursache der Kohäsion, der Adhäsion, der Affinität. ZEHNDER zeigt, wie sich in den äussersten Schichten der Wasserstoff-Gaskugel den Stabilitätsgesetzen zufolge die Wasserstoffatomkugeln, die Uratome zu stabilsten Atomkernen der chemischen Atome zusammensetzen, zu Kugeltetraedern, zu Aggregaten aus solchen Kugeltetraedern und Uratomen; wie Ätherhüllen um diese Atomkerne entstehen, namentlich in tieferen Schichten der Wasserstoffatomkugel, wo die Ätherdichte schon gross genug ist (vgl. ZEHNDER: „Die Synthese des Stoffs“). Das wägbare Uratom ist ja nur der Wasserstoffatomkern, wird erst durch die Ätherhülle zum H-atom, das Uratomtetraeder wird zum He-atom usw. Die Ätherhüllen entstehen bei genügender Ätherdichte wie die Lufthäute fester Körper in Luft von genügender Dichte.

In unseren irdischen Gasräumen muss ein mächtiger Ätherdruck herrschen, wegen der enormen Zahl und Geschwindigkeit der Ätheratome, welcher Ätherdruck die Ätherhüllen auf ihre Atomkerne presst. Dadurch wird die innerste Schicht der Ätherhülle quasifest, bewirkt also die Polarisierung des Lichts, die elektrische Supraleitung.

Der H-atomkern ist mit der innersten quasifesten Ätherhüllenschicht fest gekoppelt, kann also infolge von Zusammenstössen mit anderen H-atomkernen nicht die einfachen Schwingungen fester Körper ausführen, sondern nach RIECKES Berechnungen (wegen der Resonanzwirkungen) namentlich die gekoppelten Schwingungen der Balmerreihe und daneben die rasch verklingenden Schwingungen eines schwachen kontinuierlichen Spektrums. Wegen der fortwährenden Stossdeformationen erscheinen uns die Spektrallinien verbreitert und darin zeichnen sich wieder die meistvorhandenen Eigenschwingungen als Feinstrukturen ab. Das milliardenmal je Sek. angestossene H-atom bewahrt zt. auch die Schwingungen von früheren Stössen und ist also ein Schrödinger'sches Wellenpaket. Die äusserste Ätherhüllenschicht ist nur quasiflüssig, ist aber auch durch den gewaltigen Ätherdruck mit dem umgebenden gasförmigen Äther gekoppelt, liefert bei genügend kurzen Elektronenstössen die Röntgen- bzw.  $\gamma$ -strahlen. Die ganze Ätherhülle befindet sich wegen der heftigsten Stösse der Ätheratome des umgebenden gasförmigen Äthers in äusserst

heftiger Vibrationsbewegung und liefert die Planck-Nernst'sche Nullpunktsenergie. In unsere H-Atmosphärenschicht einstürzende, darin explodierende zahlreiche Meteorite erzeugen die sog. „kosmische“ Höhenstrahlung als H-atom-Ätherhüllenschwingungen aller kürzester Wellenlängen.

---