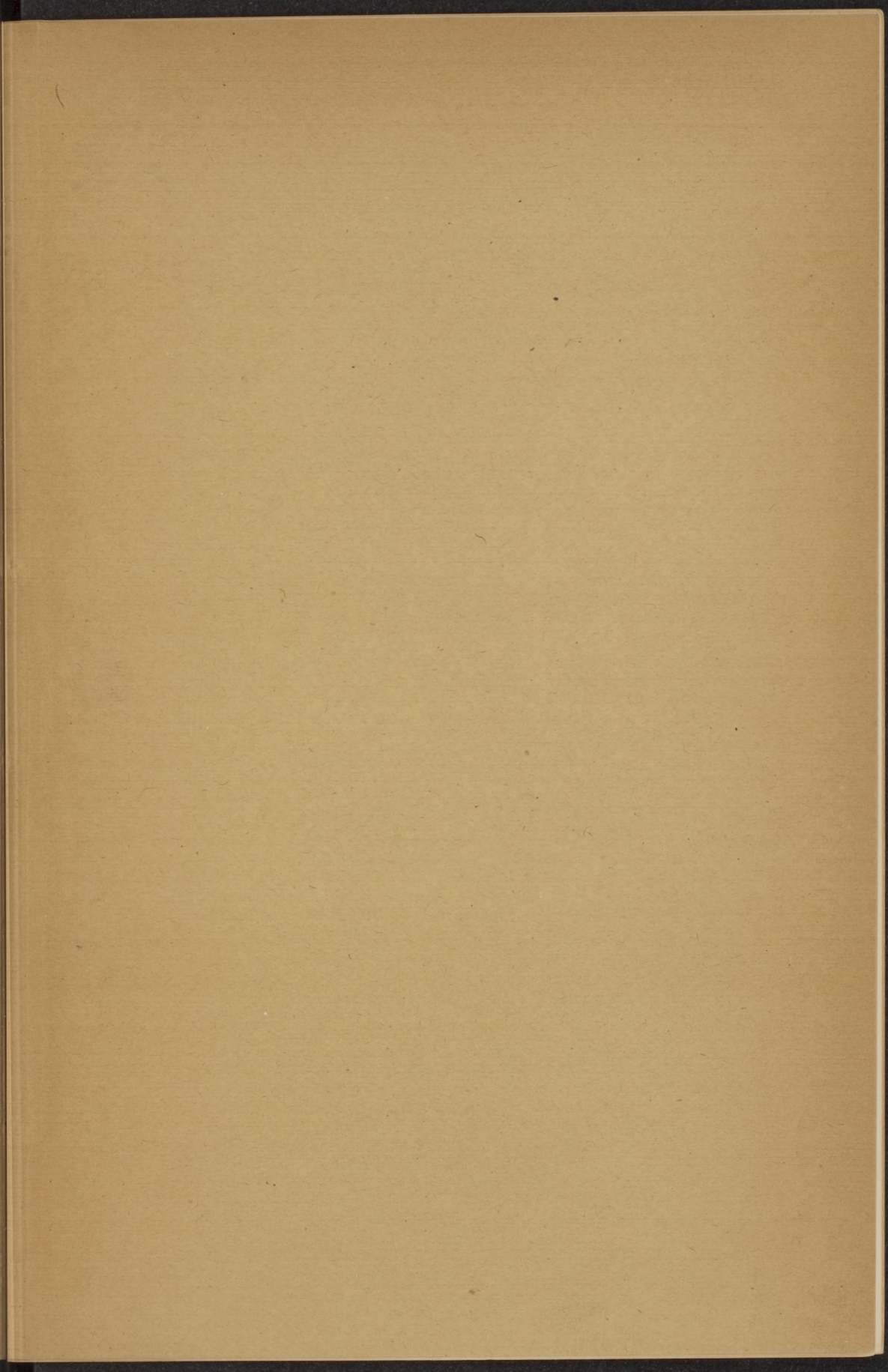


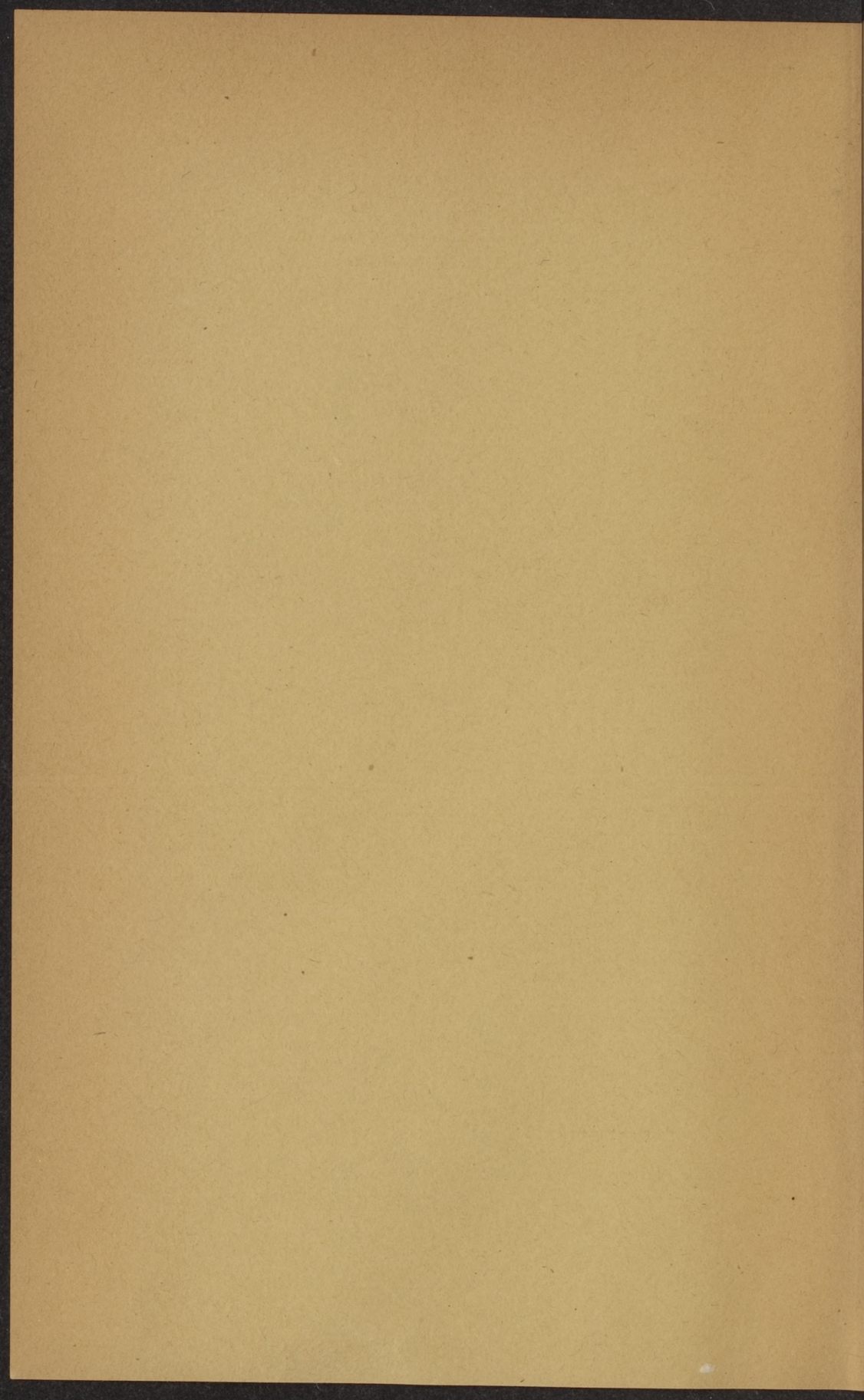
Universiteit Leiden



2 039 946 0

BOEKBINDERIJ
J.V. WELZEN J²
LEIDEN
Rapenburg 92
Jan v. Houtkade 25





PHYSICA

1871

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT
VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE

A. D. FOKKER, E. OOSTERHUIS,
B. VAN DER POL, C. ZWIKKER

DETTIENDE JAARGANG

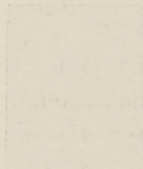


'S-GRAVENHAGE
MARTINUS NIJHOFF
1933

PHYSICS

DEPARTMENT OF PHYSICS
UNIVERSITY OF CALIFORNIA

PHYSICS 7C



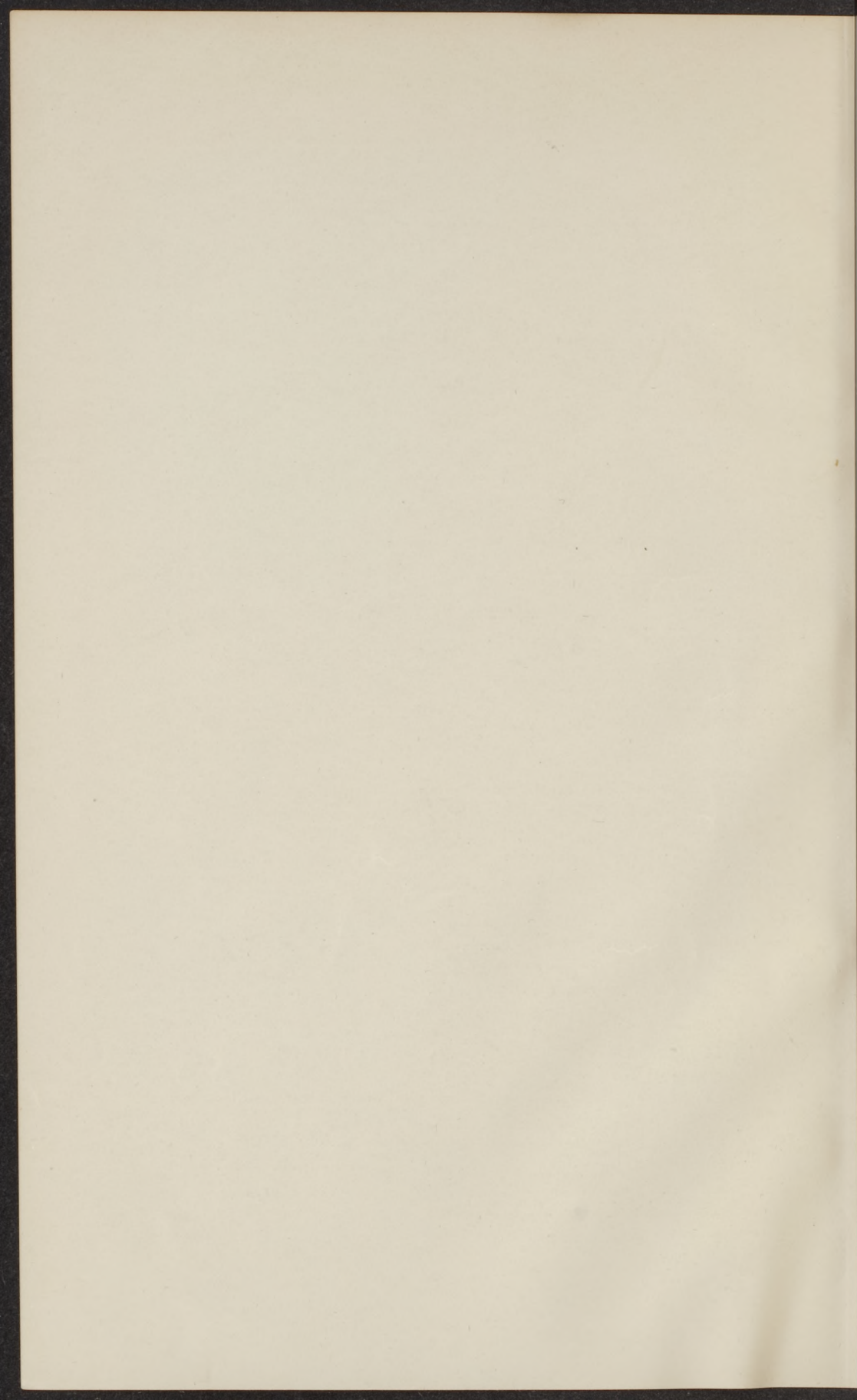
INHOUD

VERHANDELINGEN

	Blz.
Arkel, A. E. van en W. Koopman, Electricisch geleidingsvermogen van dunne koolwaterstoflaagjes	189
Barnett, S. J., Gyromagnetic effects: history, theory and experiments	241
Boer, J. H. de, Vermoeidheidsverschijnselen bij receptoren voor licht	285
Bruin, T. L. de, Methoden van spectrumanalyse.	116
Clausing, P., Over het gebruik van een bijzondere aanvangsvoorwaarde in diffusieproblemen	225
Clausing, P., Over de bepaling van de samenstelling van kleine hoeveelheden van een neon-argon-mengsel.	320
Clausing, P. und J. B. Ludwig, Ueber die Gesamtstrahlung von Oxydkathoden	193
Fokker, A. D., De beteekenis der atoomkleuren.	97
Fokker, A. D., Kristallsymmetrie und Gitterschwingungen	1
Fokker, A. D., Symmetrische trillingen.	65
Groot, W. de, Das Intensitaetsverhaeltnis der <i>D</i> -Linien in einer Natrium-Edelgas-Entladung	41
Groot, W. de en G. Holst, Demonstratieproef over den invloed van de chromatische aberratie van het oog op de gezichtsscherpte.	231
Haas, W. J. de, E. C. Wiersma en H. A. Kramers, Over het bereiken van lage temperatuur door middel van ontmagnetisatie	175
Holst, G., Photometrie en gezichtsscherpte.	33
Ittmann, George P., Het spectrum van koolzuurgas.	177
Kramers, H. A., In memoriam P. Ehrenfest.	273
Ledeboer, J. M., Het opwekken van zeer hoge spanningen voor Kernsplittingsexperimenten	145

	Blz.
Lely, U. Ph., Een model van het oog met vervormbare lens. Beeldjes van Purkinje.	305
Lely, U. Ph., Een regenboog.	83
Mededeelingen	32, 63, 94, 304, 336
Minnaert, M., De ultraviolette straling van de zon.	277
Oosterkamp, W. J., Loopende striae in Neon.	51
Penning, F. M., Moubis, J. en C. C. J. Addink, Doorslagspanningen en corona-karakteristieken van edelgassen en edelgasmengsels tusschen concentrische cylinders	209
Verbeek, H. P. J., Een trichromatische colorimeter.	77
Wiersma, E. C. and B. H. Schultz, On the magnetic moment of Samarium oxide at low temperatures.	171
Wijk, A. van en E. H. Reerink, Intensiteitsmetingen aan kunstmatige ultravioletbronnen.	289
Zwikker, C., Leerboek der optiek.	334
REGISTER.	337
Auger, Pierre, L'Effet photo-électrique des rayons X dans les gaz	31
Audubert, M. René, Les piles sensibles à l'action de la lumière, leur mécanisme et leurs applications	93
Bauer, E., Critique des notions d'éther, d'espace et de temps. Cinématique de la relativité.	272
Boll, Marcel, Exposé électronique des lois de l'électricité.	91
Brillouin, L., La diffraction de la lumière par les ultra-sons.	302
Brillouin, L., Notions de mécanique ondulatoire, les méthodes d'approximation	208
Broglie, L. de, Conséquences de la relativité dans le développement de la mécanique ondulatoire	176
Broglie, M. de, Les récents progrès de la désintégration artificielle des éléments par bombardement de rayons alpha.	31
Darmois, G., La théorie Einsteinienne de la gravitation, les vérifications expérimentales	176
Darrow, K. R. — E. Rabinowitsch, Elementare Einführung in die Wellenmechanik	91
Eddington, Arthur, The expanding Universe.	270
Eggert, John and Richard Schmidt, Einführung in die Tonphotographie	207
Ehrenfest, P., Golfmechanika.	237
Fleury, Pierre, Etalons photométriques.	92
Fournier, G. et M. Guillot, Sur l'absorption exponentielle des rayons β du radium <i>E</i>	239

	Blz.
Fraser, Ronald G. J., Molecular Rays.	238
Frenkel, J., Wave mechanics.	139
George, André, Mécanique quantique et causalité.	89
Henry, Alfred, Le calcul des différences finies et ses applications	91
Haas, M. de, Thermodynamika.	236
Holleman, A. F., Leerboek der organische chemie.	237
Holleman, A. F., Leerboek der anorganische scheikunde.	144
Jeans, Sir James, The background of Science.	303
Jevons, W., Report on bandspectra of diatomic molecules.	92
Joos, G., Lehrbuch der theoretischen Physik.	63
Knaggs, I. E., en B. Karlik, Tables of cubic structures of elements and compounds	90
Lecat, Maurice, L'Azéotropisme, la tension de vapeur des mé- langes de liquide, Bibliographie	89
Leprince—Ringuet L., Les transmutations artificielles	304
Müller—Pouillet, Lehrbuch der Physik: Technische Anwen- dungen der Elektrizitätslehre	141
Müller—Pouillet, Elektrische Eigenschaften und Wirkungen der Elementarteilchen der Materie	142
Müller—Pouillet, Grundlagen der Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus	87
Néculcéa, E., Sur la théorie du rayonnement d'après M. C. G. Darwin	176
Neuburger, Kristallchemie der anorganischen Verbindungen.	93
Oeuvres complètes de Christiaan Huygens, pu- bliés par la société hollandaise des sciences. Tome XVII.	269
Ongenoemden, A survey of L. S. Ornstein's work from 1908 to 1933	206
Ornstein, Moll, Burger, Objektive Spektralphotometrie.	90
Pascual Jordan, Statistische Mechanik auf quantentheore- tischer Grundlage	239
Perrin, Francis, La dynamique relativiste et l'inertie de l'éner- gie	272
Reidemeister, K., Einführung in die kombinatorische Topologie	61
Rezelman, J., Les machines électriques et la prédétermination de leur puissance spécifique maximum.	300
Rosenblum, Salomon, Origine des rayons gamma.	88
Sainte—Lague, A., Probabilités et Morphologie.	301
Stransky, Sigmund, Die Struktur der Atomkerne.	89
Swings, P., Les bandes moléculaires dans les spectres stellaires.	303
Trillat, M. J. J., Les applications des rayons X à l'étude des com- posés organiques	31, 89
Warburg, Emil, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studie- rende	272
Waerden, B. L. van der, Die Gruppentheoretische Methode in der Quantenmechanik	236



KRISTALLSYMMETRIE UND GITTERSCHWINGUNGEN

von A. D. FOKKER

Summary.

The classes of possible vibrations in symmetrical arrangements of atoms are discussed and enumerated. Attention is drawn to the elementary sectors of the structure, which by the symmetric operations are generated one from the other. The motions in all such sectors must be the same, either simultaneous, or with definite phase relations. With respect to an element of symmetry of order 2 the phase difference can be 0 or π : *isophasic* and *antiphasic vibrations*. With higher order of symmetry the phase difference can be 0, $2\pi/3$, $4\pi/3$, or 0, $\frac{1}{2}\pi$, π , $\frac{3}{2}\pi$, or 0, $\frac{1}{3}\pi$, $\frac{2}{3}\pi$, π , $\frac{4}{3}\pi$, $\frac{5}{3}\pi$. These are *isophasic*, left-handed or right-handed *cyclophasic*, and *pseudo-cyclophasic vibrations*. Left-handed and right-handed cyclophasic vibrations have the same frequency. The consequences of this degeneracy with respect to secondary axes of symmetry are pointed out.

The contributions of atoms, situated in the elements of symmetry, to the different classes of vibrations are indicated.

Herr B r e s t e r hat in seiner Arbeit über Kristallsymmetrie und Reststrahlen (Diss. Utrecht) den Einfluss verfolgt, den die Symmetrieeen einer Atomanordnung üben auf die Einteilung der möglichen Schwingungsformen und auf ihre schwingende elektrische Momente. Es wäre nicht überflüssig, seiner überwiegend algebraischen Untersuchung, oder Herrn Wigners nur für Gruppentheoretiker zugänglicher Abhandlung über diesen Gegenstand, eine geometrisch-mechanische zur Seite zu stellen, die sich besonders dazu eignen würde, die Einsicht in die Verhältnisse zu klären. Dies soll im Folgenden versucht werden.

Wir wollen vom Satze ausgehen, dass ein System von N Teilchen, das in einer Gleichgewichtslage beharren kann, eben so vieler fundamentalen unabhängigen Schwingungen fähig ist als es Freiheitsgrade der Bewegung besitzt, d. h. also $3N$, unter denen freilich die drei reinen Translationen und die drei reinen Rotationen

als spezielle Schwingungen mit unendlicher Periode mit enthalten sind. Von den Schwingungen wollen wir voraussetzen, dass sie ungedämpft sind, und ohne Verzerrung beliebig superponierbar, d. h. dass die Bewegungsgleichungen linear sind und zwar von zweiter Ordnung, so dass die Bewegungen insgesamt auch umkehrbar sind.

In geometrischer Hinsicht werde vorausgesetzt, dass es Deckoperationen giebt, die das System in ein identisches überführen. Durch eine Drehung z.B. könnte ein Atom A ein anderes A' ersetzen, A' aber würde dabei A'' ersetzen, und so weiter. Ist die Kette geschlossen, so dass A^n wieder A ersetzt, so ist die Deckoperation n -ter Ordnung. Bei einer Schraubenachse würde die Kette nicht geschlossen sein. Wenn aber die n -fach ausgeübte Operation einer reinen Translation gleich ist, werden wir sie wieder n -ter Ordnung nennen.

Dem Beispiele von H. A. Lorentz folgend¹⁾ werden wir die Deckoperationen bezeichnen als zwei-, drei-, vier-, und sechszählige Drehachsen, zwei-, vier- und sechszählige Drehinversionsachsen, und ein Symmetriezentrum. Die Operation einer Drehinversionsachse besteht in einer Drehung um einen Winkel π , $\frac{1}{2}\pi$ oder $\frac{1}{3}\pi$, und nachheriger Inversion durch einen Punkt. Die zwei-zählige Drehinversionsachse kommt einer Spiegelebene senkrecht zur Achse gleich, wenn der Inversionspunkt in der Achse liegt. Liegt der Inversionspunkt ausserhalb der Achse, so hat man eine Spiegelgleitebene. Eine solche zweizählige Drehinversionsachse ist ein Gegenstück zur Schraubenachse. Sie erzeugt in die Breite eine translatorische Periodizität wo die Schraubenachse in die Länge Translationen mit bestimmter Periode erzeugt.

Wir können eines der vorhandenen Atome herausgreifen, und alle andere mittels Deckoperationen mit ihm verknüpfte Atome gleichzeitig aus dem System ausscheiden. Wenn da noch Atome übrig sind, so greifen wir ein zweites heraus, mit sämtlichen äquivalenten, und wir fahren in dieser Weise fort, bis kein Atom mehr übrig ist. Die in dieser Weise als unabhängig erkannten Atome bilden zusammen einen *Elementarsektor*, der durch die Deckoperationen wiederholt wird.

Wir wollen in der Gleichgewichtslage eines solchen unabhängigen

1) H. A. Lorentz, Über die Symmetrie der Kristalle, *Wissensch. Abhandlungen*, Leipzig.

Atomes den Ursprung eines Koordinatenkreuzes x, y, z legen, und festsetzen, dasz wir in den Gleichgewichtslagen der durch die Deckoperationen damit verknüpften Atome entsprechende Koordinatenkreuze x', y', z' ; x'', y'', z'' ; u.s.w. legen werden, so wie sie durch die Deckoperationen aus x, y, z , entstehen. Die Schwingung eines jeden Atoms wird in dem zu ihm selbst gehörigen Koordinatensystem beschrieben werden.

2. Wir wollen eine Schwingung darstellen durch die Angabe ihrer komplexen Amplituden a_1, a_2, a_3 und meinen damit, dasz die Bewegungen in den einzelnen Koordinatenkreuzen beschrieben werden durch den Ansatz

$$x = \frac{1}{2} (a_1 e^{2\pi i vt} + a_1^* e^{-2\pi i vt}),$$

$$y = \frac{1}{2} (a_2 e^{2\pi i vt} + a_2^* e^{-2\pi i vt}),$$

$$z = \frac{1}{2} (a_3 e^{2\pi i vt} + a_3^* e^{-2\pi i vt}),$$

mit entsprechenden Formeln für die anderen Atome. Indem wir komplexe Amplituden zulassen, werden wir den möglichen Phasendifferenzen zurecht, die auftreten können, so dasz auch elliptische Schwingungen durch den Ansatz dargestellt werden, wenn nicht trivialerweise alle komplexe Amplituden dasselbe Argument haben.

Die Folge der Umkehrbarkeit der Bewegung ist, dasz auch

$$x = \frac{1}{2} (a_1 e^{-2\pi i vt} + a_1^* e^{2\pi i vt}) = \frac{1}{2} (a_1^* e^{2\pi i vt} + a_1 e^{-2\pi i vt}), \text{ u.s.w.}$$

eine mögliche Schwingung darstellt. Die Umkehr einer Schwingung, welche durch ihre komplexe Amplituden a_1, a_2, a_3 bestimmt ist, wird also durch die konjugiert komplexen Amplituden a_1^*, a_2^*, a_3^* gegeben.

Indem man eine Schwingung mit der umgekehrten durch Addition superponiert, entstehen lauter reelle Schwingungsamplituden. Superponiert man durch Subtraktion, so entstehen lauter imaginäre Amplituden. In beiden Fällen bekommt man gradlinige Schwingungen, bei denen alle Teilchen gleichzeitig durch ihre Gleichgewichtslagen gehen, die Schwingungsrichtungen aber sind verschieden. Ist die Schwingung eine elliptische, so ergeben die erwähnten Superponierungen mit der umgekehrten Bewegung Schwingungen entlang zweier konjugierter Durchmesser der El-

lipse. Diese zwei Schwingungen haben offenbar eine ganz verschiedene Form. Setzen wir voraus, dass das System im allgemeinen nicht verschiedene Schwingungen derselben Frequenz aufweist, wenn nicht die Symmetrie eine solche Entartung herbeiführt, so werden bei den fundamentalen Schwingungen alle Teilchen gradlinig und simultan schwingen.

3. Betrachten wir die Systeme mit einer *Deckoperation zweiter Ordnung*, entweder mit einem Inversionszentrum, einer zweizähligen Symmetrieachse, oder mit einer zweizähligen Drehinversionsachse, welche einer Symmetrieebene gleichkommt. Zu jedem Atom mit seinem Koordinatachsen x, y, z gibt es ein mit ihm durch die Symmetrie verknüpft mit entsprechenden Achsen ξ, η, ζ .

Es sei eine Schwingung gegeben durch die Amplituden a_1, a_2, a_3 , bzw. $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, u.s.w., der entsprechenden Atome. Wenn wir auf das schwingende System die Deckoperation anwenden, so werden wir finden dass das erste Atom in dem Achsenkreuz der ξ, η, ζ , mit denselben Amplituden a_1, a_2, a_3 schwingt als vorher in seinem eigenen, während das zweite Atom mit den Amplituden $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, im Achsenkreuz der x, y, z schwingt.

Offenbar wird die Schwingung, die wir hier vor uns sehen, auch von dem System in der ursprünglichen Lage ausgeführt werden können, indem das erste Atom mit a_1, a_2, a_3 in x, y, z und das zweite Atom mit $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ in ξ, η, ζ , schwingt.

Wenn a_1 und α_1, a_2 und α_2, a_3 und α_3 , beliebig verschieden sein könnten, so könnte man durch Superposition zwei verschiedene Schwingungen darstellen. In der ersten würde das erste Atom mit den Amplituden $(a_1 + \alpha_1), (a_2 + \alpha_2), (a_3 + \alpha_3)$, schwingen, und sein Symmetriepartner mit den gleichen Amplituden $(\alpha_1 + a_1), (\alpha_2 + a_2), (\alpha_3 + a_3)$. In der zweiten Schwingung würde das erste Atom die Amplituden $(a_1 - \alpha_1), (a_2 - \alpha_2), (a_3 - \alpha_3)$ zeigen, das zweite aber die entgegengesetzt gleichen $(\alpha_1 - a_1), (\alpha_2 - a_2), (\alpha_3 - a_3)$. Wenn aber nicht zufälligerweise zwei verschiedene Schwingungen dieselbe Frequenz haben, kann im Allgemeinen mit einer bestimmten Frequenz nur eine von den beiden existieren.

In den fundamentalen Schwingungen soll also entweder $a_1 = \alpha_1, a_2 = \alpha_2, a_3 = \alpha_3$, oder $a_1 = -\alpha_1, a_2 = -\alpha_2, a_3 = -\alpha_3$ sein.

Indem wir das System in zwei Sektoren verteilen, derart dasz die Symmetrieeoperation den einen Sektor in den zweiten überführt, können wir also den Satz aussprechen, dasz *in den Fundamentalschwingungen* von Systemen mit einer Deckoperation zweiter Ordnung *die entsprechenden Teilchen in den zwei Sektoren entweder die gleiche, oder die entgegengesetzt-gleiche Schwingung ausführen*. Die $3 \cdot 2n$ Schwingungsgrade der $2n$ Teilchen zerfallen somit in zwei Gruppen: die *isophasige* und die *antiphasige*. Jede Gruppe enthält $3n$ unabhängige Schwingungen.

Bei den Systemen mit *Symmetriezentrum* (Fig. 1) gehören die drei Translationen zu den antiphasigen, die drei Rotationen zu den isophasigen Bewegungen. Die $(3n - 3)$ isophasigen Schwingungen können kein elektrisches Moment aufweisen. Dieses gehört zu den $(3n - 3)$ antiphasigen Schwingungen.

Bei den Systemen mit *zweizähliger Drehachse* (Fig. 2) gehört die Translation parallel zur Achse und die Rotation um die Achse zu den isophasigen, die anderen Translationen und Rotationen zu den antiphasigen Bewegungen. Elektrische Momente parallel der Achse findet man bei den $(3n - 2)$ isophasigen, senkrecht zur Achse bei den $(3n - 4)$ antiphasigen Schwingungen.

Bei den Systemen mit *zweizähliger Drehinversionsachse* (Fig. 3) oder mit einer *Symmetrie-ebene* gehören die zwei Translationen parallel der Ebene, und die Rotation um eine zur Ebene senkrechten Achse, zu den isophasigen Bewegungen. Elektrisches Moment parallel zur Ebene wird man bei den isophasigen Schwingungen finden können, ein Moment senkrecht zur Achse nur bei den antiphasigen Schwingungen.

4. Wenn in einem System mit *dreizähliger Achse* (Fig. 4) eine Schwingung vorliegt, wo von drei homologen Teilchen das erste in x, y, z die Amplituden a_1, a_2, a_3 hat, das zweite b_1, b_2, b_3 in x', y', z' , und das dritte c_1, c_2, c_3 in x'', y'', z'' , so findet man durch die Symmetrieeoperation eine andere Schwingung, wobei das erste in x', y', z' die Amplituden a_1, a_2, a_3 hat; das zweite hat in x'', y'', z'' dabei b_1, b_2, b_3 , das dritte aber in x, y, z hat c_1, c_2, c_3 . Hieraus folgt dasz es auch eine Schwingung giebt, wo die Teilchen in ihren eigenen ursprünglichen Koordinaten die Amplituden haben c_1, c_2, c_3 , bzw. a_1, a_2, a_3 , bzw. b_1, b_2, b_3 . Desgleichen findet man durch Wiederholung der Betrachtung eine dritte Schwingung mit b_1, b_2, b_3 , bzw.

Die einfachen Symmetrie-elemente und die erzeugten Bezugsachsen. Die vom Mittelpunkt weggerichteten Achsen sind nach oben zu denken, die zum Mittelpunkt hinggerichteten nach unten. Die kleinere von zwei gleichförmigen Figuren ist auf tieferem Niveau kongruent zur grösseren zu denken.

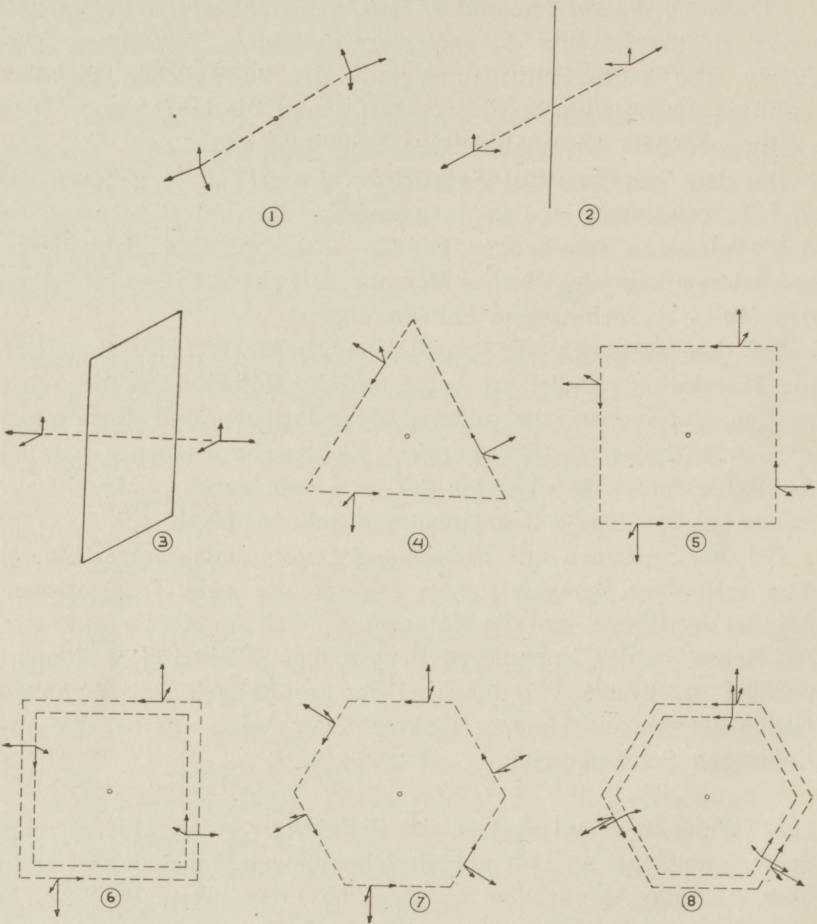


Fig. 1. Symmetriezentrum.

Fig. 2. Zweizählige Drehachse.

Fig. 3. Zweizählige Drehinversionsachse (Spiegelebene).

Fig. 4. Dreizählige Achse.

Fig. 5. Vierzählige Drehachse.

Fig. 6. Vierzählige Drehinversionsachse.

Fig. 7. Sechszählige Drehachse.

Fig. 8. Sechszählige Drehinversionsachse, (dreizählige Achse mit Spiegelebene).

c_1, c_2, c_3 , bzw. a_1, a_2, a_3 . Eine weitere Anwendung der Symmetrioperation würde die Schwingung in ihrer ursprünglichen Form zurückführen.

Wir vermuten dasz es Schwingungen gibt, aus denen in dieser Weise jedesmal identisch dieselbe erzeugt wird, und andere, die bis auf einen Faktor identisch wiederkehren. Die dritte Potenz dieses Faktors aber würde die Einheit sein müssen. Wir bestätigen dies durch tatsächliche Bildung solcher Schwingungen.

Im Folgenden werden wir die Beschreibung dieser Schwingungen kürzen und angeben nur durch die Amplituden der x ; bzw. x' - und x'' -Komponenten.

In drei Weisen können wir die obigen Schwingungen superponieren, indem wir die Wurzeln der Einheit 1, $e^{2\pi i/3}$ und $e^{-2\pi i/3}$ zur Multiplizierung der Amplituden benutzen. Eine solche Multiplizierung bedeutet eine Verschiebung der Phase um 0, oder $\pm 2\pi/3$. Wir könnten damit drei Schwingungen bekommen:

$$\text{Erstens: } a_1 + c_1 + b_1, \quad b_1 + a_1 + c_1, \quad c_1 + b_1 + a_1.$$

$$\text{Zweitens: } a_1 + e^{4\pi i/3} c_1 + e^{2\pi i/3} b_1, \quad b_1 + e^{4\pi i/3} a_1 + e^{2\pi i/3} c_1, \\ c_1 + e^{4\pi i/3} b_1 + e^{2\pi i/3} a_1.$$

$$\text{Drittens: } a_1 + e^{-4\pi i/3} c_1 + e^{-2\pi i/3} b_1, \quad b_1 + e^{-4\pi i/3} a_1 + e^{-2\pi i/3} c_1, \\ c_1 + e^{-4\pi i/3} b_1 + e^{-2\pi i/3} a_1.$$

In der ersten Bewegung schwingen die drei Sektoren alle mit gleicher Amplitude und gleicher Phase. In der zweiten Bewegung eilt der erste Sektor gegen den zweiten um $2\pi/3$ vor, so wie der zweite um $2\pi/3$ gegen den dritten voreilt. Bei der dritten Bewegung haben sich die genannten Voreilungen in Nacheilungen verwandelt.

Bei der dreizähligen Achse wird man in dieser Weise *drei Schwingungsformen* haben können: wir benennen dieselben als *eine isophasige*, und *zwei cyclophasige* Formen, mit linksdrehender und rechtsdrehender Phasenfolge.

Als charakteristisches Merkmal finden wir, dasz für die isophasigen Schwingungen die Amplituden entsprechender Atome gleich sind, während bei den cyclophasigen Schwingungen die Summe der Amplituden entsprechender Atome null ist.

Hierzu kann man noch bemerken, dasz durch Umkehr der Bewegung aus einer linksdrehenden cyclophasigen Schwingung eine rechtsdrehende cyclophasige Schwingung gleicher Frequenz ent-

steht. Es handelt sich also um *Doppelschwingungen* und um eine von der Symmetrie herbeigeführte Entartung.

Die genannte Beziehung zwischen den Amplituden entsprechender Atome wird bei Superpositionen von links- und rechtsdrehenden cyclophasigen Schwingungen im beliebigen Stärkeverhältnis immer behalten. Aus einer linksdrehenden cyclophasigen Schwingung und der durch ihre Umkehr entstehenden rechtsdrehenden kann man lineare simultane Schwingungen zusammenstellen, immer mit $a_i + b_i + c_i = 0$, u.s.w. Gemäß der Symmetrie giebt es zu jeder solchen linearen Schwingung noch zwei andere, im Raum um $2\pi/3$ und $4\pi/3$ gedrehte. Zu drei stellen diese aber nicht mehr als eine Doppelschwingung dar, weil aus zwei von ihnen die dritte durch Superposition zusammenzustellen ist.

Für die $3n$ Teilchen wird man unter den $9n$ Schwingungen haben $3n$ isophasige, $3n$ linksdrehende und $3n$ rechtsdrehende cyclophasige, die paarweise als Doppelschwingungen zusammengehören.

Die Translation parallel zur Achse findet man unter den isophasigen Schwingungen, die Translationen senkrecht zur Achse unter den cyclophasigen Schwingungen verzeichnet. Die Rotationen um die Symmetrieachse, bzw. Achsen senkrecht dazu findet man gleichfalls unter den gleichphasigen, bzw. cyclophasigen Schwingungen.

Elektrisches Moment parallel zur Achse können nur die isophasigen Schwingungen haben. Die cyclophasigen Schwingungen können elektrisches Moment senkrecht zur Achse haben, und zwar wird man bei einer reinen cyclophasigen Schwingung ein kreisförmig drehendes resultierendes Moment haben.

5. Für die Systeme mit *vierzähliger Symmetrieachse* hat man vier Sektoren äquivalenter Teilchen. Eine ähnliche Betrachtung wie die vorige führt zu den Schlusz, dasz man vier Schwingungsgruppen hat: eine *isophasige*, und drei cyclophasige, welche zwischen benachbarten Sektoren, die alle die gleiche Schwingungsform zeigen, Phasendifferenzen $\frac{1}{2}\pi$, π oder $\frac{3}{2}\pi$ aufweisen.

Ist eine cyclophasige Schwingung mit Phasendifferenz $\frac{1}{2}\pi$ rechtsdrehend, so ist eine entsprechende cyclophasige mit Phasendifferenz $\frac{3}{2}\pi$ eine linksdrehende Schwingung. Rechtsdrehende und linksdrehende Schwingungen können durch Bewegungsumkehr aus

einander hervorgehen. Es handelt sich also um Doppelschwingungen. Merkmal dieser *reinen cyclophasigen Schwingungen*, auch wenn rechts- und links-cyclophasige superponiert sind, ist dasz die Summen der Amplituden zweier diametraler Atome null sind. In dieser Hinsicht sind die reinen vierzählig-cyclophasigen Schwingungen immer zweizählig-antiphasig.

Die Phasendifferenz π liefert eine Schwingungsform für sich, ohne Drehsinn, eigentlich nur *pseudo-cyclophasig*, man könnte sagen *vierzählig-antiphasig* und *zweizählig-isophasig*.

Es sei erstens die *vierzählige Achse* eine gewöhnliche *Drehachse* (Fig. 5). Die Translation parallel zur Achse gehört in diesem Fall zu den gleichphasigen Schwingungen, unter denen auch die Drehung um die Symmetrieachse enthalten ist. Die Translationen senkrecht zur Achse findet man unter die reinen cyclophasigen Doppelschwingungen. Diese umfassen auch die Rotationen um Achsen senkrecht zur Symmetrieachse.

Elektrisches Moment parallel zur Achse können nur die isophasigen Schwingungen haben. Elektrisches Moment senkrecht zur Achse, und zwar kreisförmig drehendes Moment, haben die reinen cyclophasigen Doppelschwingungen. Die pseudocyclophasige Schwingung mit Phasendifferenz π hat kein elektrisches Moment.

Es sei zweitens die *vierzählige Achse* eine *Drehinversionsachse* oder eine *Drehspiegelachse* (Fig. 6), dasz heiszt die Deckoperation besteht in einer Drehung um den Winkel $\frac{1}{2}\pi$ sammt einer Inversion durch einen Punkt der Achse, oder sammt einer Spiegelung in einer Ebene senkrecht zur Drehungsachse.

Wohl wird man die Rotation um die Achse noch unter den isophasigen Schwingungen finden, nicht aber die Translation parallel zur Achse. Diese findet man hier bei den pseudocyclophasigen Schwingungen mit Phasendifferenz π . Translationen senkrecht zur Achse und Rotationen um Achsen senkrecht zur Symmetrieachse gehören hier wieder zu den reinen cyclophasigen Doppelschwingungen.

Elektrisches Moment parallel zur Achse gehört zu den pseudocyclophasigen Schwingungen. Drehendes elektrisches Moment senkrecht zur Achse haben die drehenden cyclophasigen Schwingungen.

6. Ähnliche Verhältnisse findet man bei den Systemen mit *sechszähliger Symmetrieachse*. Es giebt sechs Sektoren, mit $6n$ Teilchen und $3 \cdot 6n$ Schwingungsgrade, die in zwei einfachen und zwei doppelten Gruppen zerfallen.

Eine Gruppe umfasst die $3n$ *isophasigen Schwingungen*.

Eine zweite Gruppe bildet die *reinen sechszählig-cyclophasigen Schwingungen* mit Phasendifferenzen $\frac{1}{3}\pi$ und $\frac{5}{3}\pi$, rechts- und linksdrehende Doppelschwingungen. Merkmal dieser $3n$ Doppelschwingungen ist dasz zwei diametrale Atome entgegengesetzt gleiche Amplituden haben, und das die Summe der Amplituden von drei äquivalenten nicht benachbarten Atomen null ist.

Eine dritte Gruppe bilden die $3n$ *cyclophasigen Doppelschwingungen* mit Phasendifferenzen $\frac{2}{3}\pi$ und $\frac{4}{3}\pi$. Insoweit die sechszählige Achse auch zwei- und dreizählig ist, sind diese Schwingungen *zweizählig-isophasig*, und *dreizählig-cyclophasig*. Die Amplitudensumme von je drei benachbarten Atomen ist null.

Die vierte pseudo-cyclophasige Gruppe mit Phasendifferenzen π endlich ist *sechszählig-antiphasig*, *zweizählig-antiphasig* und *dreizählig-isophasig*.

Die sechszählige Achse kann einfache *Drehachse* sein (Fig. 7). Hier findet man die Translation parallel zur Achse, und die Rotation um die Achse unter den isophasigen Schwingungen. Diese haben auch elektrisches Moment parallel zur Achse. Die Translationen senkrecht zur Achse und die Rotationen um zur Symmetrieachse senkrechte Achsen gehören zu den reinen cyclophasigen Schwingungsgruppen. Diese haben elektrisches Moment senkrecht zur Achse.

Wenn die Achse eine *sechszählige Drehinversionsachse* ist (Fig. 8) so findet man die Translation parallel zur Achse nicht unter den isophasigen Schwingungen, sondern in der vierten Gruppe der pseudo-cyclophasigen. Die Rotation um die Achse bleibt zu den isophasigen Schwingungen gehören. Die übrigen Translationen und Rotationen gehören in die zweite Gruppe der reinen cyclophasigen Schwingungen.

7. Betrachten wir ein zu den erörterten Symmetrieeen *hinzutretendes Symmetriezentrum* (Fig. 9, 10, 11, 12). Die Anzahl der äquivalenten Sektoren und Atome wird verdoppelt, und damit die Anzahl der möglichen Schwingungen, und zwar in solcher

Weise, dass jede Schwingungsgruppe sich spaltet, nach der Unterscheidung, ob die Schwingung in zentrisch symmetrisch gegenübergestellten Sektoren gleich oder entgegengesetzt gleich verläuft. Die Rotationen werden immer zentrisch-isophasig sein, die Translationen zentrisch-antiphasig. Elektrische Momente findet man bei den Schwingungsgruppen, zu denen die Translationen gehören.

Wir brauchen die verschiedenen Fälle nicht gesondert aufzuzählen und zu behandeln. Die sechszählige Drehspiegelachse gehört hierher, als Kombination von dreizähliger Achse und Zentrum.

Die Kombinationen der einfachen Symmetrie-elemente mit Symmetriezentrum.

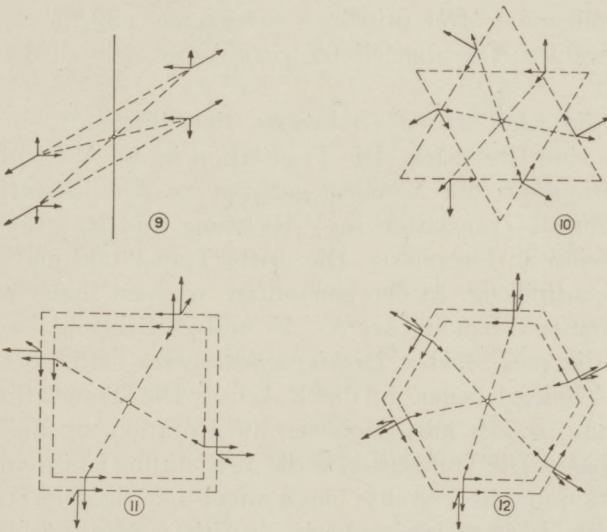


Fig. 9. Zweizählige Achse und Zentrum.

Fig. 11. Vierzählige Achse mit Zentrum.

Fig. 10. Dreizählige Achse und Zentrum, (Sechszählige Drehspiegelachse).

Fig. 12. Sechszählige Achse mit Zentrum.

8. Zwei zu einander senkrechte zweizählige Achsen bedingen noch eine dritte, zu beiden vorigen senkrechte und ebenfalls zweizählige Achse. Die $4n$ Atome liegen in 4 äquivalenten Sektoren, und ihre Schwingungen lassen sich in 4 Gruppen von je $3n$ Schwingungen ordnen, die in Bezug zu jeder der beiden primären Achsen isophasig oder antiphasig sind. Wir können die Gruppen iso-isophasig, iso-

antiphasisig, anti-isophasig und anti-antiphasisig nennen. Die entsprechenden Amplituden für die Atome 1, 2, 3, 4 von denen (12), (34) durch die erste, dagegen (13), (24) durch die zweite Achse verknüpft sind, wären dabei

$$\begin{array}{llll}
 a, & a, & a, & a, \text{ (iso-isophasig),} \\
 a, & a, & -a, & -a, \text{ (iso-antiphasisig),} \\
 a, & -a, & a, & -a, \text{ (anti-isophasig),} \\
 a, & -a, & -a, & a, \text{ (anti-antiphasisig).}
 \end{array}$$

Eine Schwingung ist entweder zu den drei Achsen isophasig, oder zu einer, wie man sich aus einer Figur, oder aus dem angeführten Amplitudenschema klar macht.

Wir wollen die zwei primären Achsen als allgemeine X - und Y -achse wählen. Die abgeleitete dritte Achse zeige in die Z -Richtung.

Wenn die *zwei* Achsen *Drehachsen* sind (Fig. 13), so ist auch die dritte eine Drehachse. Die Translation in die X -Richtung und die Rotation um die X -Achse gehören zu den iso-antiphasisigen Schwingungen. Translation in Y -Richtung und Rotation um die Y -Achse sind anti-isophasig. Die dritte Translation und Rotation sind anti-antiphasisig. In den genannten Gruppen findet man elektrische Momente bzw. in der X -, Y - und Z -Richtung.

Wenn die *zwei* Achsen *Drehinversionsachsen* sind, so schneiden sich zwei Spiegelebenen in die Z -Achse. Die Translation in die X -Richtung ist hier anti-isophasig, die Rotation um die X -Achse iso-antiphasisig. Die Translation in die Y -Richtung ist iso-antiphasisig, die Rotation um die Y -Achse bleibt anti-isophasig. Die Translation in die Z -Richtung ist iso-isophasig, die dritte Rotation bleibt anti-antiphasisig. Elektrische Momente in den drei Hauptrichtungen findet man bei den Schwingungen, zu denen die betreffenden Translationen gehören.

9. Die Behandlung der Kombination einer *dreizähligen* Achse mit einer *zweizähligen* Achse *senkrecht* dazu fordert einige Sorgfalt. Es kommen noch zwei weitere zweizählige Achsen hinzu und das System wird von ihnen in sechs Sektoren geordnet (Fig. 15 und 16). Wir legen in ein Atom ein Koordinatenkreuz x_1, y_1, z_1 , und die dreizählige Achse verpflanzt das Kreuz, nach links drehend, in x_2, y_2, z_2 und x_3, y_3, z_3 . Die Wirkung der ersten zweizähligen Achse

Die Kombinationen von Hauptachse und Nebenachsen.

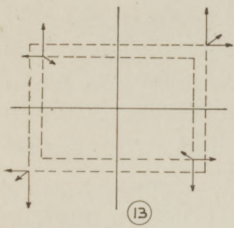


Fig. 13. Drei zweizählige Drehachsen.

Fig. 14. Eine zweizählige Drehachse und zwei zweizählige Drehinversionsachsen, (zwei senkrechte Spiegelebenen).

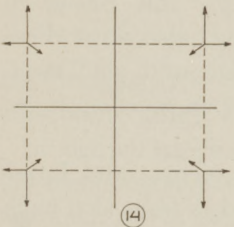


Fig. 15. Dreizählige Hauptdrehachse mit drei zweizähligen Nebendrehachsen.

Fig. 16. Dreizählige Hauptdrehachse mit drei zweizähligen Nebendrehinversionsachsen (Spiegelebenen).

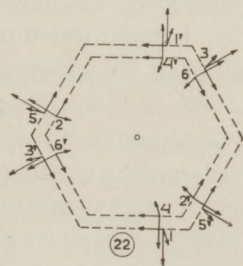
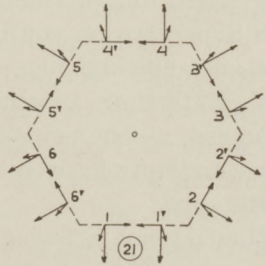
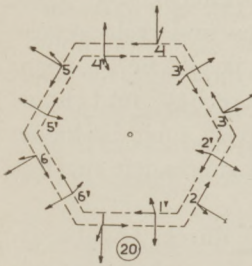
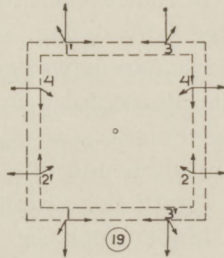
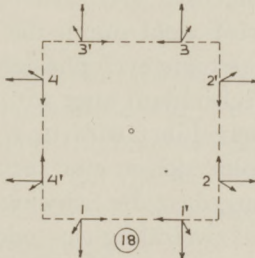
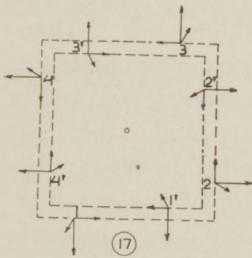
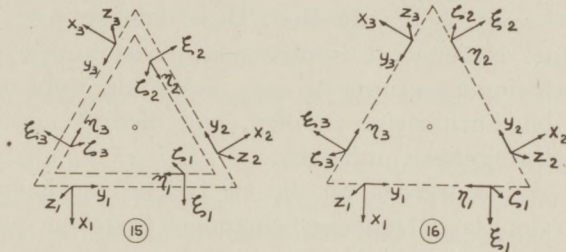


Fig. 17. Vierzählige Drehachse mit zwei Paaren von zweizähligen Nebendrehachsen.

Fig. 20. Sechszählige Drehachse mit zwei Tripeln von Nebendrehachsen.

Fig. 18. Vierzählige Drehachse mit zwei Paaren von Spiegelebenen.

Fig. 21. Sechszählige Drehachse mit zwei Tripeln von Spiegelebenen.

Fig. 19. Vierzählige Drehinversionsachse mit einem Paar Nebendrehachsen und einem Paar Spiegelebenen.

Fig. 22. Sechszählige Drehinversionsachse mit drei Nebendrehachsen und drei Spiegelebenen (die Drehachsen enthaltend).

erzeuge aus x_1, y_1, z_1 das Kreuz ξ_1, η_1, ζ_1 . Dieses werde durch die linksdrehende Achse verpflanzt in ξ_2, η_2, ζ_2 und ξ_3, η_3, ζ_3 . Es sind jetzt ξ_3, η_3, ζ_3 und x_2, y_2, z_2 durch dieselbe zweizählige Achse verbunden wie x_1, y_1, z_1 und ξ_1, η_1, ζ_1 . Ebenso ξ_2, η_2, ζ_2 und x_3, y_3, z_3 . Hingegen gehen ξ_2, η_2, ζ_2 und x_2, y_2, z_2 aus einander hervor durch die Wirkung der zweiten Nebenachse; ξ_3, η_3, ζ_3 und x_3, y_3, z_3 sind durch die dritte Nebenachse verbunden.

Nach dem oben (§ 4) Gesagten werden die $6n$ Teilchen, um eine dreizählige Symmetrieachse angeordnet, $6n$ dreizählig isophasigen Schwingungen aufweisen. Diese können nach § 3 mit Bezug zu einer Nebenachse isophasig sein oder antiphasig, also wird diese Schwingungsgruppe in eine zweizählig-isophasige und eine zweizählig-antiphasige zufallen, und diese Teilgruppen werden je $3n$ Schwingungen umfassen.

Weiter werden für die $6n$ Teilchen noch $6n$ rechts- und links-cyclophasige Doppelschwingungen bestehen, und es fragt sich nach dem Einfluss der Nebenachsen. Betrachten wir eine reine cyclophasige Schwingung, so wird wohl durch die Wirkung einer Nebenachse daraus wieder eine reine cyclophasige Schwingung entstehen, die Phasenfolge im Kreisumlauf aber wird umgekehrt sein weil ja die Folge x_1, x_2, x_3 übergeführt wird in ξ_1, ξ_3, ξ_2 , und dabei eine linksdrehende Phasenfolge sich in eine rechtsdrehende verwandelt. Es stellt sich also heraus, dass die Schwingung nicht zugleich dreizählig-cyclophasig und zweizählig-iso- oder antiphasig sein kann. Wohl giebt es Schwingungen, die zweizählig-isophasig sind, diese aber können nur durch Superposition von links- und rechts-cyclophasigen Schwingungen zustande kommen, die ja gleiche Frequenz haben. Es ist dieselbe Entartung zwischen rechts- und links-cyclophasigen Schwingungen, welche bewirkt, dass auch die hieher gehörigen zweizählig-iso- und antiphasigen Schwingungen zu Doppelschwingungen entartet sind.

Wir beschreiben abkürzend eine Schwingung durch Angabe der komplexen Amplituden von x_1, x_2, x_3 bzw. ξ_1, ξ_2, ξ_3 . Für eine mit Bezug zur ersten Nebenachse zweizählig-isophasige Schwingung lauten diese

$$\begin{aligned} a, b, c, \\ a, c, b, \end{aligned}$$

weil die Nebenachse x_1 in ξ_1 überführt, x_2 in ξ_3 , und x_3 in ξ_2 . Gehört diese Schwingung zu der cyclophasigen Gruppe, so ist

$$a + b + c = 0.$$

Aus der dreizähligen Achse können wir die Möglichkeit folgern einer Schwingung mit den Amplituden

$$2c, \quad 2a, \quad 2b$$

$$2b, \quad 2a, \quad 2c.$$

Wenn wir diese auf der vorigen superponieren, so finden wir eine Schwingung, die, wegen $a + b + c = 0$, sich schreiben lässt:

$$c - b, \quad a - c, \quad b - a,$$

$$b - c, \quad a - b, \quad c - a,$$

und diese ist, wie wir erkennen, mit Bezug auf der ersten Nebenachse *antiphasisig*!

In denselben Doppelschwingungen, in welchen die links- und die rechts-cyclophasigen Schwingungen gepaart erscheinen, sind also auch die in Bezug auf die Nebenachsen iso- und antiphasisigen Schwingungen gepaart.

10. Die *Nebenachse* kann eine *Drehachse* sein, oder aber sie kann auch eine *Drehinversionsachse* sein, d.h. es kann eine Spiegelenebene durch die dreizählige Hauptachse hindurch gehen.

In beiden Fällen hat man, für die $6n$ Teilchen:

1. eine Gruppe von $3n$ einfachen, *dreizählig-isophasig und zweizählig-isophasigen* Schwingungen,
2. eine Gruppe von $3n$ einfachen, *dreizählig-isophasig und zweizählig-antiphasisigen* Schwingungen
3. eine Gruppe von $6n$ Doppelschwingungen, *dreizählig links- und rechts-cyclophasig*, zweizählig iso- und antiphasisig.

Die Translation parallel zur Hauptachse gehört zur zweiten, oder zur ersten Gruppe, je nachdem die Nebenachse eine Dreh- oder eine Inversionsachse ist. Die Rotation um die Hauptachse gehört in beiden Fällen zu der zweiten Gruppe. Elektrische Momente parallel zur Hauptachse findet man in der Gruppe, zu der auch die Translation in derselben Richtung gehört. Die Translationen senkrecht zur Achse, und die Möglichkeit elektrischer Momente in diesen Richtungen, findet man unter den Doppelschwingungen. Man kan die beiden Translationen als eine Doppelschwingung auffassen. Auch die Rotationen um Achsen senkrecht zur Hauptachse gehören zu der Gruppe der Doppelschwingungen.

Eine Rotation um eine Nebenachse ist zu dieser Achse isophasig, antiphasig zur Nebenachse ist die zweite Rotation um eine zur vorigen und zur Hauptachse senkrechten Achse.

11. Die Kombination einer vierzähligen Hauptachse mit einer zweizähligen Nebenachse (Fig. 17, 18, 19) giebt durch symmetrische Wiederholung einmal eine zweite Nebenachse gleicher Art, sodann durch Zusammenwirken noch zwei Nebenachsen anderer Art. Wir nennen die vierzählige äquivalente Teilchen 1, 2, 3, 4, und 1', 2', 3', 4', wobei die erste Nebenachse eine Zuordnung macht von 1, 2, 3, 4 zu 1', 4', 3', 2'; die zweite Nebenachse gleicher Art eine Zuordnung von 1, 2, 3, 4 zu 3', 2', 1', 4'. Die eine Nebenachse anderer Art macht eine Zuordnung von 1, 2, 3, 4 zu 2', 1', 4', 3'. Es giebt schliesslich eine vierte symmetrische Zuordnung von 1, 2, 3, 4 zu 4', 3', 2', 1'. Es sind $8n$ Teilchen vorhanden. Nach § 5 giebt es für diese $6n$ in Bezug auf der vierzähligen Achse isophasigen Schwingungen. Diese können zu den Nebenachsen sowohl iso- als antiphasig sein.

Für die $6n$ Doppelschwingungen der seinen cyclophasigen Gruppe trifft dies nicht zu. Es finden dieselben Erwägungen Platz als bei der dreizähligen Hauptachse. Die Wirkung einer Nebenachse würde aus einer rechts-drehenden Schwingung eine linksdrehende machen. Eine zu einer Nebenachse isophasige Schwingung bildet mit einer antiphasigen zusammen eine Doppelschwingung. Es sei z.B. eine aus reinen cyclophasigen gebildete Schwingung dargestellt durch folgende Angabe von entsprechenden Amplituden der Teilchen 1, 2, 3, 4, 1', 2', 3', 4':

$$\begin{array}{cccc} a, & b, & -a, & -b, \\ a, & -b, & -a, & b. \end{array}$$

Gemäsz § 5 sind die Amplituden von 1 und 3, von 2 und 4, u.s.w. entgegengesetzt gleich. Die dargestellte Schwingung ist isophasig mit Bezug auf die erste Nebenachse, welche 1, 2, 3, 4 überführt in 1', 4', 3', 2'. Durch Ausübung der vierzähligen Symmetrie bekommen wir hieraus eine Schwingung

$$\begin{array}{cccc} b, & -a, & -b, & a, \\ -b, & -a, & b, & a. \end{array}$$

Diese Schwingung aber ist antiphasig mit Bezug auf die genannte Nebenachse. Superponieren wir beide, so bekommen wir

$$\begin{array}{cccc} a + b, & b - a & - (a + b), & a - b, \\ a - b, & - (a + b) & b - a, & a + b. \end{array}$$

Diese Schwingung wieder ist isophasig mit Bezug auf die Nebenachse anderer Art welche 1, 2, 3, 4 überführt in 4', 3', 2', 1', antiphasig aber zur zweiten Nebenachse dieser Art, welche 1, 2, 3, 4 überführt in 2', 1', 4', 3'.

Die Doppelschwingungen werden also durch die Anwesenheit der Nebenachsen nicht weiter unterschieden.

Die $6n$ vierzählig-antiphasigen (Phasendifferenz π), um die Hauptachse zweizählig-isophasigen Schwingungen aber zeigen keine eigentliche Phasendrehung. In Abwesenheit der Nebenachsen würde eine solche Schwingung dargestellt durch

$$\begin{array}{cccc} a, & -a, & a, & -a, \\ b, & -b, & b, & -b. \end{array}$$

Wenn $a = b$ ist, so sind die Schwingungen mit Bezug zu beiden Nebenachsen erster Art isophasig, mit Bezug zu beiden Nebenachsen zweiter Art antiphasig. Wenn $a = -b$ ist, so werden diese Verhältnisse umgetauscht.

12. Für die $8n$ Teilchen mit vierzähliger Hauptachse und Nebenachsen verteilen die $24n$ Schwingungen sich also in folgende Gruppen:

- I. $3n$ einfache vollkommen isophasige Schwingungen,
- II. $3n$ einfache vierzählig-isophasige, zweizählig-antiphasige Schwingungen,
- III. $6n$ Doppelschwingungen, entweder rein rechts- und links-cyclophasig, oder zu den Nebenachsen beider Arten iso- und anti-phasig.
- IV. $3n$ einfache vierzählig-antiphasige, zu den Nebenachsen erster Art isophasige, zu den Nebenachsen anderer Art antiphasige Schwingungen,
- V. $3n$ von ebensolchen Schwingungen, mit Vertauschung der Iso- und Antiphasigkeit zu den Nebenachsen.

Wenn die Hauptachse und die Nebenachsen Drehachsen sind (Fig. 17), so findet man die Translation parallel zur Hauptachse, und die Rotation um die Hauptachse unter den Schwingungen II, welche allein elektrische Momente parallel zur Hauptachse haben

können. Die übrigen Translationen und Rotationen findet man unter den Doppelschwingungen III, die auch elektrische Momente senkrecht zur Hauptachse haben können. Die Schwingungen IV und V haben keinerlei elektrisches Moment.

Wenn die *Hauptachse Drehachse*, die *Nebenachsen aber Drehinversionsachsen* sind, daher $2 + 2$ Spiegelebenen durch die Hauptachse gehen (Fig. 18), so werden nur die Translation parallel zur Hauptachse, und die Möglichkeit elektrischer Momente in dieser Richtung von den Schwingungen II nach den Schwingungen I versetzt.

Wenn die Hauptachse eine *vierzählige Drehinversionsachse* ist, so sind *zwei der Nebenachsen Drehachsen*, die *beiden anderen Drehinversionsachsen* (Fig. 19). Jetzt findet man die Translation parallel zur Hauptachse, und die elektrische Momente in dieser Richtung bei den Schwingungen V, vierzählig-antiphasisch, spiegel-iso- und zweizählig-antiphasisch, wenn man die Nebenachsen erster Art mit den Drehachsen identifiziert. Die Rotation um die Hauptachse gehört zu II, wie vorher.

13. Bei einer *sechszähligen Hauptachse* (Fig. 20, 21, 22) können wir zwei Tripeln von einander abwechselnden *zweizähligen Achsen* verschiedener Art haben. Die eine Tripel Nebenachsen führt den Sechserkranz 1, 2, 3, 4, 5, 6 über in

1, 2, 3, 4, 5, 6; 1, 2, 3, 4, 5, 6; 1, 2, 3, 4, 5, 6;
1', 6', 5', 4', 3', 2'; bzw. 3', 2', 1', 6', 5', 4'; bzw. 5', 4', 3', 2', 1', 6';

die zweite Tripel führt ihn über in

1, 2, 3, 4, 5, 6; 1, 2, 3, 4, 5, 6; 1, 2, 3, 4, 5, 6;
2', 1', 6', 5', 4', 3'; 4', 3', 2', 1', 6', 5'; 6', 5', 4', 3', 2', 1'.

Die nötigen Betrachtungen sind den vorigen weitgehend analog. Wir geben sofort die Schlussfolgerung. Die $3 \cdot 12n$ Schwingungen ordnen sich in folgende Gruppen:

- I. $3n$ einfache *vollkommen isophasige* Schwingungen,
- II. $3n$ einfache *sechszählig-isophasige, zweizählig-antiphasische* Schwingungen,
- III. $6n$ Doppelschwingungen, entweder *rein rechts- und links-cyclophasig* (mit Phasendifferenz $\pi/3$ bzw. $5\pi/3$), oder zu den Nebenachsen beider Art iso- und antiphasisch. Ein Beispiel hierzu giebt eine Schwingung mit Amplitudensystem (vgl. § 6):

$$a, -c, b, -a, c, -b,$$

$$a, -b, c, -a, b, -c.$$

Wenn $a + b + c = 0$, gehört sie zu den cyclophasigen. Sie ist isophasig mit Bezug auf die erste Nebenachse der ersten oben genannten Tripel, antiphasig mit Bezug auf die zweite Nebenachse der zweiten Tripel, welche zur vorigen senkrecht steht. Wenn man die Schwingung um $\pi/3$ dreht, und die neue zur vorigen addiert, so bekommt man eine Schwingung, für welche die Iso- und die Antiphasigkeit sich bei vertauschten Achsentripeln zeigt.

IV. $6n$ Doppelschwingungen, *zweizählig-iso- und dreizählig-cyclophasig zur Hauptachse*. Unter diesen sind links- und rechtsdrehende cyclophasige Schwingungen, und solche, welche zu beiden Nebenachsentripeln gleichzeitig isophasig, oder gleichzeitig antiphasig sind. Ein Beispiel einer derartigen Schwingung liefert der Amplitudensatz

$$p, r, q, p, r, q,$$

$$p, q, r, p, q, r, \quad \text{mit } p + q + r = 0.$$

Dreht man um $\pi/3$ und superponiert durch Subtraktion, so wird

$$p - r, r - q, q - p, p - c, r - q, q - p,$$

$$p - q, q - r, r - p, p - q, q - r, r - p,$$

eine Schwingung darstellen, welche zu Nebenachsen beider Art antiphasig ist.

V. $3n$ einfache Schwingungen, *sechszählig-antiphasig* und daher dreizählig-isophasig *zur Hauptachse*, und dazu *isophasig* zu den Nebenachsen erster Art, *antiphasig* zu den Nebenachsen anderer Art. Ein Beispiel giebt der Amplitudensatz

$$a, -a, a, -a, a, -a,$$

$$a, -a, a, -a, a, -a.$$

VI. $3n$ ebensolche Schwingungen, aber mit Vertauschung der Nebenachsentripeln:

$$a, -a, a, -a, a, -a,$$

$$-a, a, -a, a, -a, a.$$

Wenn die *sechszählige Hauptachse* und die *Nebenachsen Drehachsen* sind (Fig. 20), so findet man die Translation parallel zur Hauptachse und die Rotation um dieselbe unter den Schwingungen II. Diese können parallel zur Hauptachse elektrisches Moment zeigen. Die übrigen Translationen und Rotationen gehören zu den Dopp-

schwingungen III, welche elektrische Momente senkrecht zur Hauptachse erzeugen können.

Wenn die *Hauptachse Drehachse*, die *Nebenachsen Drehinversionsachsen* sind, daher 2×3 Spiegelebenen sich in die Achse schneiden (Fig. 21), so werden nur die Translation parallel zur Hauptachse, und die Möglichkeit zu parallelen elektrischen Momenten von II nach I versetzt.

Wenn die *Hauptachse Drehinversionsachse*, die *Nebenachsen erster Art Drehachsen* sind, so müssen die *Nebenachsen zweiter Art Drehinversionsachsen* sein, es gehen Spiegelebenen durch Hauptachse und Nebendrehachsen (Fig. 22). Man findet die Translation parallel zur Hauptachse, und elektrische Momente in dieser Richtung jetzt unter den Schwingungen VI.

14. Bis jetzt haben wir nur Kombinationen von zwei Symmetrieelementen betrachtet. Wenn wir jetzt den behandelten Kombinationen von zwei Achsen noch ein Symmetriezentrum beifügen, so entstehen die vollkommenen *rhombischen, trigonalen, tetragonalen und hexagonalen holoëdrischen Symmetrieen* (Fig. 23—26). Die bei den Hemiedrieen und Hemimorphieen besprochenen Schwingungsgruppen teilen sich alle in zwei Untergruppen, die mit Bezug auf das Zentrum isophasig oder antiphasig sind.

Die Kombinationen von Hauptachse, Nebenachsen und Zentrum.

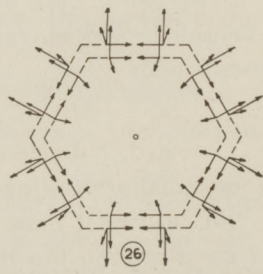
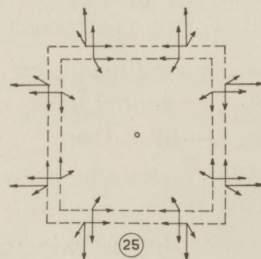
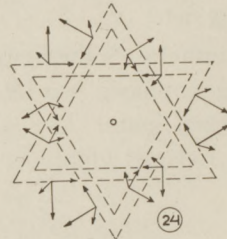
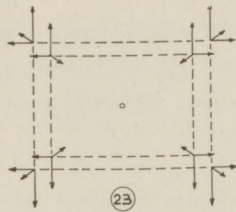


Fig. 23. Rhombische Holoedrie.
Fig. 25. Tetragonale Holoedrie.

Fig. 24. Trigonale Holoedrie.
Fig. 26. Hexagonale Holoedrie.

15. Wir kommen jetzt zur einfachsten *Tetraedersymmetrie*, aus der Kombination von zwei unabhängigen Symmetrie-elementen: eine dreizählige Achse in einer Körperdiagonale eines Würfels, und eine zweizählige Achse senkrecht zu einer Seitenfläche (Fig. 27). Diese Elemente aber bedingen noch drei weitere dreizählige Achsen und noch zwei zweizählige. Statt dreimal zwei äquivalenter Sektoren sind zwölf vorhanden, drei mal vier. Es liegen in jeder Würfel- fläche zwei äquivalente Atome. Zwecks bequemer Übersicht werden wir die 12 äquivalenten Atome in drei Vierer zusammenfassen. Ein Vierer besteht aus den Atomen in zwei gegenüberliegenden Würfel- flächen. Das System besteht also aus drei verschiedenen rhombisch disphenoidischen Teilen, die congruent aber senkrecht zu einander orientiert sind.

Wir wissen (§ 8), dasz $4n$ Atome um drei rhombische Achsen $3n$ iso-isophasige Schwingungen haben. Für unsere $12n$ Atome werden also $9n$ derartige Schwingungen existieren. Hier aber bewirkt unsere dreizählige Achse eine Unterteilung. Diese nämlich führt die drei genannten Atomvierer in einander über, wir betrachten sie als Sektoren zur dreizähligen Achse, und können den Fall unterscheiden, wo alle Sektoren die gleiche Schwingung ausführen, das Ganze also dreizählig isophasig ist, und den Fall, wo die Sektoren nach einander schwingen, wodurch die ganze Schwingung links-oder rechts-cyclophasig ist. Im ersten Fall sind alle entsprechende Amplituden gleich. Bei den cyclophasigen Doppelschwingungen sind die Amplitudensummen für irgend drei durch eine dreizählige Achse verknüpfte Atome null.

Ausserdem sind für $4n$ Atome in einer rhombischen Hemiedrie noch $9n$ Schwingungen möglich, die nur für eine Achse isophasig sind. Bei uns sind drei mal so viele Atome vorhanden, $12n$. Dabei musz bemerkt werden, dasz wegen der dreizähligen Achsen jede Schwingung welche eine rhombische Achse bevorzugt sich auch verwirklichen kann mit bevorzugung einer anderen Achse. Diese Schwingungen werden daher zu Tripelschwingungen. Sie zeichnen sich dadurch aus, dasz die Summe entsprechender Amplituden für vier durch keine dreizählige Achse verknüpfte Atome null ist. In dieser Gruppe von $9n$ Tripelschwingungen wirken sich die dreizähligen Achsen nur darin aus dasz von jeder Tripel jede Schwingung je eine von den zweizähligen Achsen bevorzugt. Wohl kann man aus einer Tripel auch Schwingungen zusammensetzen, die

zu einer dreizähligen Achse isophasig, oder cyclophasig sind. Diese Schwingungen aber zeigen dann keine Isophasigkeit oder Antiphasigkeit mehr zu den zweizähligen Achsen.

Wir schlieszen also dasz hier die Schwingungen der $12n$ Teilchen sich folgenderweise gruppieren:

- I. $3n$ einfache *zweizählig- und dreizählig-isophasige* Schwingungen, ohne elektrische Momente,
- II. $3n$ Doppelschwingungen, *zweizählig-iso-iso-phasig, dreizählig-cyclophasig*, ohne elektrische Momente,
- III. $9n$ Tripelschwingungen, mit Bevorzugung einer zweizähligen Achse *zweizählig iso-anti-phasig*, mit elektrischen Momenten in je einer Achsenrichtung. Die drei Translationen und die drei Rotationen sind zwei hierin enthaltene Tripelschwingungen.

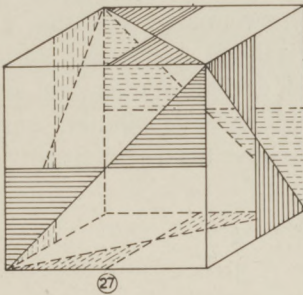
16. Wir fügen der vorgehenden Kombination von *zweizähliger* und *dreizähliger Achse* noch ein *Symmetriezentrum* zu (Fig. 28). Dadurch werden die Ebenen durch zwei zweizählige Achsen zu Spiegelebenen. Es sind $24n$ Atomevorhanden.

Das neue Symmetrie-element macht uns keine Schwierigkeiten. Jede Schwingung, die ohne Zentrum vorhanden wäre, wird durch das Zentrum in eine gleichartige invertiert. Demzufolge wird das Zentrum eine Verdoppelung von jeder der drei oben gefundenen Schwingungsgruppen bewirken, nach der Unterscheidung ob die Schwingungen mit Bezug auf das Zentrum isophasig oder anti-phasig sind.

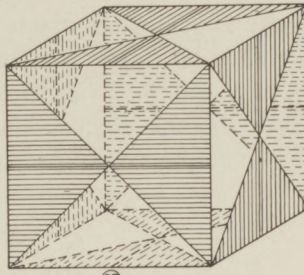
Die Rotationen bilden eine Tripelschwingung, die zum Zentrum isophasig ist. Die Translationen sind in dieser Hinsicht antiphasig. Elektrische Momente sind nur möglich bei den zum Zentrum antiphasigen Tripelschwingungen.

17. Wir kommen zur Kombination einer *vierzähligen Achse* und einer *dreizähligen Achse* (Fig. 29, 30). Zusammen bedingen diese nicht nur zwei weitere vierzählige und drei weitere dreizählige Achsen, aber auch noch sechs zweizählige Achsen, welche die Winkel der vierzähligen Hauptachsen halbieren und daher die Mitten des Würfelkanten verbinden. Es giebt 24 aequivalente Teilchen, die zu vier auf Würfelseiten liegen.

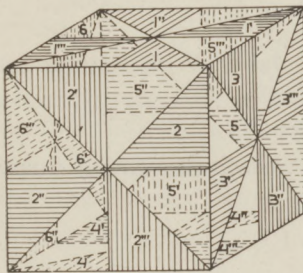
Die Kombinationen mit vier dreizähligen Achsen. Es sind keine Atome und Bezugsachsen gezeichnet, nur sind die besetzten Felder auf der Würfeloberfläche schraffiert und teilweise numeriert.



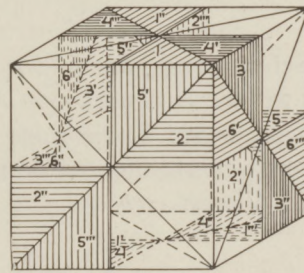
27



28



29



30

- Fig. 27. Drei zweizählige und vier dreizählige Achsen. Fig. 28. Drei zweizählige und vier dreizählige Achsen mit Zentrum (drei Spiegelebenen).
 Fig. 29. Drei vierzählige Dreh- und vier dreizählige Achsen (sechs zweizählige Drehachsen). Fig. 30. Drei vierzählige Drehinversions- und vier dreizählige Achsen (sechs Spiegelebenen).

Wir werden die Teilchen folgenderweise nummern. Wir greifen eines heraus, und nennen es 1. Die vierzählige Achse die aus der Würfelfläche steckt, in der es liegt, wird in bestimmtem Sinn in Wirkung versetzt. Die Teilchen, zu welchen wir geführt werden, heißen

$$1, 1', 1'', 1'''.$$

Wir nehmen den zu 1 nächsten Eckpunkt. Die hier austretende dreizählige Achse führt uns von 1 zu 2 und 3. Die vierzählige Achse welche aus der von 2 besetzten Würfelfläche tritt wird in Wirkung versetzt, und zwar, von aussen betrachtet, im selben Sinne wie vorher die andere Achse. Es entstehen so

$$2, 2', 2'', 2'''.$$

Gleicherweise macht die dritte Hauptachse aus 3:

$$3, \quad 3', \quad 3'', \quad 3''''.$$

Die zweite Hauptachse mache durch zweimalige Wirkung 4 aus 1. Aus 4 entstehen durch dieselbe dreizählige Achse wie vorher die Nummern 5 und 6. Jede von diesen dreien werden von der aus ihrer Würfelfläche steckenden Hauptachse verpflanzt, immer in dem selben Sinne vorgehend, (von aussen her betrachtet). So entstehen

$$\begin{array}{cccc} 4, & 4', & 4'', & 4'''' \\ 5, & 5', & 5'', & 5'''' \\ 6, & 6', & 6'', & 6'''' \end{array}$$

Eine Schwingung können wir nach dieser Vorbereitung angeben indem wir die entsprechende Amplituden zusammenstellen in der hier angegebenen Reihenfolge der Atome.

Die erste vierzählige Achse wird zyklisch ineinander überführen folgende Vierer:

$$\begin{array}{cccc} 1, & 1', & 1'', & 1'''' \\ 2, & 3''', & 5'', & 6'''' \\ 3, & 5''', & 6, & 2' \\ 4, & 4''', & 4'', & 4' \\ 5, & 6', & 2'', & 3' \\ 6'', & 2''', & 3'', & 5' \end{array}$$

Die zweite und dritte Achse verknüpfen folgende Atomvierer:

$$\begin{array}{cccc} 2, & 2', & 2'', & 2''', & 3, & 3', & 3'', & 3'''' \\ 1, & 6''', & 4, & 3', & 1, & 2''', & 4'', & 5'''' \\ 1', & 6, & 4', & 3'', & \text{bzw.} & 1', & 2, & 4''', & 5, \\ 1'', & 6', & 4'', & 3''', & 1'', & 2', & 4, & 5', \\ 1''', & 6'', & 4''', & 3, & 1''', & 2'', & 4', & 5'', \\ 5, & 5''', & 5'', & 5', & 6, & 6''', & 6'', & 6' \end{array}$$

Bei der Analyse der möglichen Schwingungen knüpfen wir teils an die gewonnenen Resultate für die tetraedrische Symmetrie mit einer zweizähligen und einer dreizähligen Achse an, und betrachten das jetzige System als Verdoppelung des vorigen. Am Schluss

werden wir an die Resultate für die tetragonale Achse mit Nebenachsen anknüpfen, und unser System als Verdreifachung von jenem betrachten.

Zunächst sind in einem tetraedrischen System mit zwei Atomen im Elementarsektor, vollkommen isophasige einfache Schwingungen möglich, die sich darstellen lassen mittels dem Amplitudenschema

$$\begin{array}{cccc} A & B & A & B \\ A & B & A & B \\ A & B & A & B \\ A & B & A & B \\ A & B & A & B \\ A & B & A & B \end{array}$$

Zu jedem Verhältnis A/B würde eine Frequenz gehören.

Wegen der Vierzähligkeit unserer Hauptachsen folgt aus der Existenz einer solchen Schwingung auch die Existenz einer Schwingung

$$\begin{array}{cccc} B & A & B & A \\ B & A & B & A \\ B & A & B & A \\ B & A & B & A \\ B & A & B & A \\ B & A & B & A \end{array}$$

wie man durch Anwendung der gegebenen zyklischen Vertauschungsregeln verifiziert. Daraus schlieszen wir durch Addition und Subtraktion zu den Schwingungstypen

$$\begin{array}{cccc} a & a & a & a & a & -a & a & -a \\ a & a & a & a & a & -a & a & -a \\ a & a & a & a & \text{und} & a & -a & a & -a \\ a & a & a & a & a & -a & a & -a \\ a & a & a & a & a & -a & a & -a \\ a & a & a & a & a & -a & a & -a \end{array}$$

Wenn nicht eine Entartung vorliegt, werden diese verschiedene Frequenz haben. Die erste Form ist vollkommen isophasig nach

jedem Symmetrie-element, die zweite ist isophasig nach der dreizähligen Achse, pseudo-cyclophasig, oder vierzählig-antiphasig und nur zweizählig isophasig nach den Hauptachsen.

Weiter hat man für unser System, in tetraedrischer Auffassung, Doppelschwingungen, links- oder rechts-cyclophasig um die dreizählige Achse, und zweizählig isophasig zu den Hauptachsen. Allgemein, mit $A + B + C = 0$ und $a + \beta + \gamma = 0$ lassen diese sich wie folgt darstellen. Wir fügen gleich die durch einmalige Wirkung der ersten vierzähligen Achse entstehenden hinzu:

$$\begin{array}{cccccccc}
 A & a & A & a & & a & A & a & A \\
 B & \beta & B & \beta & & \gamma & C & \gamma & C \\
 C & \gamma & C & \gamma & \text{und} & \beta & B & \beta & B \\
 A & a & A & a & & a & A & a & A \\
 B & \beta & B & \beta & & \gamma & C & \gamma & C \\
 C & \gamma & C & \gamma & & \beta & B & \beta & B.
 \end{array}$$

Wohl können wir hieraus folgern, und zwar durch Addition und durch Subtraktion, dasz es eine Schwingung geben musz von diesem Typus, die um die erste Hauptachse isophasig ist, und eine, die vierzählig antiphasig ist:

$$\begin{array}{cccccccc}
 a & a & a & a & & a' & -a' & a' & -a' \\
 b & c & b & c & & b' & -c' & b' & -c' \\
 c & b & c & b & & c' & -b' & c' & -b', \text{ mit } a + b + c = 0, \\
 a & a & a & a & \text{und} & a' & -a' & a' & -a' & a' + b' + c' = 0, \\
 b & c & b & c & & b' & -c' & b' & -c' \\
 c & b & c & b & & c' & -b' & c' & -b'
 \end{array}$$

aber wir können hier, weil es Doppelschwingungen sind, nicht mehr behaupten dasz diese zwei Typen verschiedene Frequenz haben sollen. Im Gegenteil können wir, derselben Überlegung folgend wie am Schlusz der § 9, durch Symmetrioperation und Superposition aus der vierzählig-isophasigen eine vierzählig-antiphasige herleiten. Die erhöhte Symmetrie liefert also keine nähere Unterscheidung der Doppelschwingungen, welche sich dadurch auszeichnen, dasz die Amplitudensumme für drei durch eine dreizählige Achse verknüpfte Atome null ist.

Drittens haben wir im tetraedrischen System Tripelschwingungen, die je um eine bevorzugte Hauptachse zweizählig-isophasig

sind, um die anderen Achsen zweizählig-antiphasig. Wir werden hier mit der verdoppelten Atomzahl zweimal $9n$ einfache Schwingungen haben, die um die erste Hauptachse zweizählig-isophasig sind. Weil unsere Hauptachse aber vierzählig ist, so können die einfache Schwingungen um sie vierzählig-isophasig sein, oder aber sie können vierzählig-antiphasig sein. Um die beiden anderen Achsen sind sie dabei zweizählig-antiphasig. Durch die Aequivalenz der drei Hauptachsen sind alle diese Schwingungen wieder dreifach. Für die zwei Fälle sieht das Schema folgenderweise aus:

vierzählig isophasig:				vierzählig antiphasig:			
a	a	a	a	a	$-a$	a	$-a$
b	c	$-b$	$-c$	b	$-c$	$-b$	c
c	$-b$	$-c$	b	c	b	$-c$	$-b$
$-a$	$-a$	$-a$	$-a$	$-a$	a	$-a$	a
$-b$	$-c$	b	c	$-b$	c	b	$-c$
c	$-b$	$-c$	b	c	b	$-c$	$-b$

18. Bei einer vierzähligen Hauptachse und dreizähligen Nebenachse existieren also folgende Schwingungsgruppen für die $24n$ Teilchen:

- I. $3n$ einfache zu allen Symmetrie-elementen vollkommen isophasige Schwingungen,
- II. $3n$ einfache, um alle Hauptachsen vierzählig-antiphasige, um die dreizähligen Achsen isophasige Schwingungen,
- III. $6n$ Doppelschwingungen, um die dreizähligen Achsen links- und rechts-cyclophasig, oder um die Hauptachsen iso- und vierzählig-antiphasig,
- IV. $9n$ Tripelschwingungen, je um eine der Hauptachsen vierzählig-isophasig, um die anderen zweizählig-antiphasig,
- V. $9n$ Tripelschwingungen, je um eine der Hauptachsen vierzählig-antiphasig, um die anderen zweizählig-antiphasig.

Wenn die Hauptachse eine vierzählige Drehachse ist (Fig. 29) so sind die sechs zweizähligen Nebenachsen ebenfalls Drehachsen, welche die Mitten der Würfelkanten verbinden. Wir finden die Trans-

lationen in der Gruppe IV, wo man auch elektrische Momente erwarten kann. Auch die Rotationen gehören dahin.

Wenn die Hauptachse eine vierzählige Drehinversionsachse ist (Fig. 30), so sind auch die zweizähligen Nebenachsen Drehinversionsachsen, und es sind die Diagonalebene des Würfels Spiegelebene. In diesem Fall finden wir die Translationen bei den Schwingungen V, wo die elektrischen Momente zu erwarten sind. Die Rotationen aber sind wie im vorigen Fall unter den Schwingungen IV enthalten.

Wenn man unser System auffasst als dreifach tetragonales mit Nebenachsen, so muß man haben (§ 12):

(I) $3 \times 3n$ einfache vollkommen isophasige Schwingungen. Davon sind $3n$ enthalten in unserer jetzigen Gruppe I, und $6n$ in der Gruppe III unserer $6n$ Doppelschwingungen;

(IV) $3 \times 3n$ einfache vierzählig-antiphasige Schwingungen, zu zwei besonderen Nebenachsen zweizählig isophasig. Diese liefern die jetzige Gruppe II, und die andere Hälfte der Doppelschwingungen III;

(II) $3 \times 3n$ einfache vierzählig-isophasige, zu den Nebenachsen antiphasige Schwingungen und die Hälfte von (III) $3 \times 6n$ Doppelschwingungen, cyclophasig, bilden die jetzige Gruppe IV von $9n$ Tripelschwingungen mit einer vierzählig isophasigen Hauptachse;

(V) $3 \times 3n$ einfache vierzählig-antiphasige, zu den zwei besonderen Nebenachsen antiphasige Schwingungen, und die Hälfte von (III), $3 \times 6n$ cyclophasige Doppelschwingungen bilden die jetzige Gruppe V von $9n$ Tripelschwingungen, je um eine der Hauptachsen vierzählig-antiphasig.

19. Schliesslich fügen wir zu den vorigen Symmetrie-elementen noch ein Symmetriezentrum hinzu. Damit erreichen wir die vollständige kubische Holoedrie, mit Spiegelebenen senkrecht zu den Hauptachsen und Spiegelebenen durch die Würfeldiagonalen.

Wie wir schon so oft gesehen haben, verdoppelt das Symmetriezentrum alle im vorigen Abschnitt beschriebenen Schwingungsgruppen: man wird sie unterscheiden nach ihrer zentrischen Isophasigkeit oder Antiphasigkeit. Damit ist das Problem erledigt.

Translationen sind immer zentrisch-antiphasig. Auch sind elek-

trische Momente nur bei zentrischer Antiphasigkeit möglich. Dagegen sind die Rotationen immer zentrisch-isophasig.

20. Es fragt sich, was man zu erwarten hat, wenn die *Gleichgewichtslage eines Atoms in einem Symmetrie-element* liegt. Man hat da nicht so viele Atome im System, als es, der Symmetrie entsprechend, Elementarsektoren giebt. Ein Atom gehört mehreren Elementarsektoren an, und man musz sich überlegen, wie seine Schwingungsgrade sich über die verschiedenen Gruppen verteilen.

Wenn ein Atom in einem Symmetrie-element liegt, so wird die Symmetrie-Operation an den einen Atom verschiedene Koördinatenkreuze legen, den verschiedenen Sektoren entsprechend. Nach unserem Gesichtspunkt soll die Bewegung des Atoms in all diesen Koördinatenkreuzen dieselbe sein, sei es mit einer Phasenverschiebung. Daraus folgt, dasz wenn ein *Atom in einem Symmetriezentrum* liegt, das Atom seine drei sämtliche Schwingungsgrade nur denjenigen Schwingungsgruppen beisteuern kann, die zum Zentrum antiphasig sind. Bei den anderen Schwingungen kann es nur in Ruhe bleiben.

Ein *Atom in einer Spiegelebene* kann mit zwei Schwingungsgrade in der Symmetrie-ebene Anteil haben an die zu der Ebene gleichphasigen Schwingungen. Bei den anderen Schwingungen hat es nur einen Schwingungsgrad senkrecht zur Ebene.

Auf einer zweizähligen Drehachse hat ein Atom einen Schwingungsgrad in der Achse für die zu dieser Achse gleichphasigen Schwingungen, und zwei Schwingungsgrade senkrecht dazu für die antiphasigen Schwingungen.

Auf einer mehrzähligen Drehachse hat ein Atom einen einzigen Schwingungsgrad in der Achse für die gleichphasigen Schwingungen, für die rechts- und links-cyclophasigen hat es zwei circuläre Schwingungsgrade senkrecht zur Achse. Auf einer *mehrzähligen Drehinversionsachse* gehört der Schwingungsgrad längs der Achse zu der um diese Achse antiphasigen Gruppe.

22. Bis jetzt haben wir noch nicht explizite unendliche Gitter betrachtet. Die unendlichen Gitter machen jedoch keine besondere Schwierigkeiten, weil man die Translationen einfach als Deckoperationen den symmetrischen Operationen zur Seite stellen kann. Es kommt nur auf die Verteilung des unendlichen Gitters in Elementarsektoren an. Dasz es auch Sektoren giebt, die durch Trans-

lation in einander übergehen, birgt für die Betrachtung der Schwingungen keine Schwierigkeit. Bei den s.g. Reststrahlen-Schwingungen werden die durch Translation verknüpften Sektoren die gleiche Bewegung mit gleicher Phase zeigen, während die durch Symmetrie-elemente verknüpften Sektoren das beschriebene Verhalten und die angegebenen Phasenrelationen zeigen.

Im Gegensatz zu den endlichen Systemen wird ein Gitter mehrere Symmetriezentren haben, und die Symmetrieachsen brauchen nicht einander zu schneiden, oder die vorhandenen Symmetriezentren zu enthalten. Es können verschiedene Atome in Zentren liegen.

In einer späteren Abhandlung werde ich an Beispielen zeigen, wie man die Verteilung eines Gitters in Elementarsektoren, und die Abzählung der möglichen Schwingungen vornimmt.

Teyler's Stichting
Haarlem.

BOEKBESPREKING

De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust op den beoordeelaar.

- Pierre Anger*, **L'Effet photo-électrique des rayons X dans les gaz**, 27 blz., 14 fig. — Hermann. Paris. 1932. Prijs frs. 5.
- M. J. J. Trillat*, **Les applications des rayons à l'étude des composés organiques**, 23 blz., 9 fig. — Hermann. Paris. 1931. Prijs frs. 5.
- Maurice de Broglie*, **Les récents progrès de la désintégration artificielle des éléments par bombardement de rayons alpha**, 32 blz., 19 fig. — Hermann. Paris. 1931. Prijs frs. 5.

Het zijn alle drie min of meer populaire lezingen, die toch zóó diep op het onderwerp ingaan, dat zij alleen voor natuurwetenschappelijk geschoolden verstaanbaar zijn, wat ook blijkbaar de opzet van deze „conférences” is. M.i. is elk der auteurs er in geslaagd op prettige wijze zijn hoorders in het hun zoo goed als nieuw gebied in te leiden. Voor ons physici zou een uitgave als deze meer beteekenis gehad hebben, als er een literatuuroverzicht, dat nu geheel ontbreekt, aan zou zijn toegevoegd.

D. C.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN ¹⁾

M. de Haas, **Thermodynamika**, 419 blz., 117 fig. — Noordhoff. Groningen. 1933. Prijs f 11.75, geb. f 12.50

Faraday's Diary, being the various philosophical notes of experimental investigation, printed and published for the first time, under the editorial supervision of Thomas Martin, M. Sc.; vol. I, 430 blz., vele fig. — Bell and Sons. London. 1932. Prijs voor het geheele werk, bestaande uit 7 deelen 12 guineas.

Paul Ehrenfest, **Golf-mechanika**, bewerkt door Dr. H. Casimir, 109 blz., 14 fig. — Van Stockum. Den Haag 1932.

Christiaan Huygens, **Oevres complètes**, publiées par la Société Hollandaise des Sciences, 17de deel, 543 blz., vele fig. — Martinus Nijhoff. La Haye. 1932.

W. Jevons, D. Sc., **Report on Bandspectra of diatomic molecules**, 308 blz., vele fig. — The Physical Society of London. 1932. Prijs 17/6 net.

¹⁾ De Redactie behoudt zich het recht voor, aan de boeken een bespreking te wijden, of het bij een enkele aankondiging te laten.

MEDEDEELINGEN

NEDERLANDSCH—AMERIKAANSCH FUNDATIE

De Wetenschappelijke Commissie der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie verzoekt studenten aan de Nederlandsche Universiteiten en Hoogescholen (met inbegrip van pas afgestudeerden), die in 1933 gedurende eenige maanden hunne studiën zouden wenschen voort te zetten in de Vereenigde Staten, zich, met opgave van hun tot dusver afgelegde studiën en met een omschrijving van hun studieplan in Amerika, onder overlegging van aanbevelingen, vóór 10 Februari a.s. schriftelijk aan te melden bij Prof. Dr. H. A. Brouwer, Geologisch Instituut der Universiteit van Amsterdam.

Aan een beperkt aantal wordt door de Fundatie steun verleend, welke in hoofdzaak uit vergoeding der reiskosten zal bestaan. Ook voor studeerenden, die geen subsidie begeeren, bestaat gelegenheid om van de aanbevelingen der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie gebruik te maken.

In verband hiermede wordt verzocht tevens op te geven of een uitzending al dan niet van het verleen en eener subsidie afhankelijk wordt gesteld.

ULTRAVIOLET-DAG

Vanwege het Bestuur van de Stichting voor Biophysica en de Commissie, voor Ultravioletverlichting van het Nederlandsch Genootschap voor Verlichtingskunde zal op 4 Maart a.s. te den Haag een Ultraviolet-dag worden gehouden waarop verschillende vraagstukken betreffende het gebruik van ultra-violette straling behandeld zullen worden.

Het programma luidt als volgt:

- 1) Gurwitsch-straling, door prof. L. K. Wolff (Utrecht).
- 2) Praeventie en genezing van ziekten door ultraviolet licht, door prof. Dr. E. Gorter (Leiden).
- 3) Schadelijke werking van ultraviolet licht op het oog door prof. Dr. H. J. M. Weve (Utrecht).
- 4) Vermoeidheidsverschijnselen bij receptoren voor licht, door Dr. J. H. de Boer (Eindhoven).
- 5) Ultraviolette straling van het zonlicht, door Dr. M. Minnaert (Utrecht).
- 6) Ultraviolette straling van kunstmatige lichtbronnen, door Dr. A. van Wijk (Eindhoven).

Zij, die deze voordrachten wenschen bij te wonen, gelieven zich aan te melden bij Dr. A. C. S. van Heel, secretaris van de Stichting voor Biophysica, te Delft, Laboratorium voor Technische Physica.

PHOTOMETRIE EN GEZICHTSSCHERPTE 1)

door G. HOLST

Résumé.

Deux méthodes ont été prouvées particulièrement appropriées à la comparaison des intensités lumineuses de sources de lumière de couleurs différentes, c'est la méthode du papillotement et celle par laquelle on ajuste pas à pas à la même luminosité. Quand on compare la lumière blanche avec la lumière monochromatique, la méthode de l'acuité visuelle donne une intensité qui est 4 à 5 fois plus grande à la lumière monochromatique que les autres méthodes photométriques. Dans la technique de l'éclairage souvent l'acuité visuelle est la grandeur qui est de la plus grande importance. Alors l'intensité lumineuse obtenue par les méthodes photométriques souvent n'est pas une base suffisante pour juger la valeur d'une lampe comme source lumineuse.

Wie zich weleens bezig heeft gehouden met het vergelijken van de lichtsterkte van lichtbronnen, die verschillend gekleurd licht uitzenden, weet, dat men daarbij groote moeilijkheden ondervindt. Verlicht men één van twee aan elkaar grenzende velden met rood, het andere met blauw licht, dan is het instellen op gelijke helderheid heelemaal niet eenvoudig. Groote verschillen zijn natuurlijk gemakkelijker te constateeren; beproeft men echter eenige nauwkeurigheid te bereiken, dan bemerkt men spoedig, dat dit niet meevalt. Velen zullen de twijfel in zich op voelen komen of een dergelijke handeling inderdaad wel mogelijk is. Zoo zegt b.v. H. v. H e l m h o l t z ²⁾: „Ich selbst muss gestehen, dass ich über eine grosse Unsicherheit in diesen Vergleichen nie hinausgekommen bin, obgleich ich in der Vergleichung sehr kleiner Farbenunterschiede bei gleicher Helligkeit und sehr kleiner Helligkeitsunterschiede bei gleicher Farbe andern Beobachtern nicht nachzustehen glaube”.

1) Bewerkt naar voordrachten gehouden te Amsterdam op 4 November 1932 en te Delft op 2 December 1932.

2) Handb. der Physiol. Optik 2e Aufl. 1896, p. 429.

C. F a b r y ¹⁾ drukt zich nog sterker uit en zegt: „En effet ce qui frappe tout d'abord l'observateur mis en face de deux plages très diversement colorées, c'est la différence de qualité des deux sensations qui paraissent n'avoir aucune commune mesure. On pourrait donc être tenté, si l'on voulait rester sur le terrain de la théorie pure, de rejeter purement et simplement le problème comme ayant un énoncé dénué de sens”. Maar hij gaat dan ongeveer als volgt voort: het probleem is echter van groot practisch, ja zelfs van commercieel belang, het *moet* dus worden opgelost, al ware het gedeeltelijk door het maken van afspraken.

De onderzoekingen van I v e s en zijn medewerkers, het Bureau of Standards, het Nela Laboratory en anderen hebben echter aangetoond, dat het zeer wel mogelijk is, reproduceerbare resultaten met behoorlijke nauwkeurigheid te bereiken, wanneer men voldoende rekening houdt met de eigenschappen van ons oog.

Het is dan ook gelukt om de gevoeligheid van ons oog voor lichtsoorten van verschillende golflengten te bepalen en op het Congres te Bellagio van de Commission Internationale de l'Eclairage heeft men althans voorloopig internationaal een standaard ooggevoelheidskromme vastgelegd ²⁾.

Een zeer belangrijk onderzoek over de verschillende fotometrische methodes heeft I v e s ³⁾ in 1912 verricht. Hij paste daarbij vier methoden toe, die ik hierna even kort wil toelichten.

1. Gelijke helderheid,
2. gezichtsscherpte,
3. flikkerfotometer,
4. critische flikkerfrequentie.

De eerste methode is die van de gewone fotometrie, dus het op gelijke helderheid instellen van 2 aan elkaar grenzende gezichtsvelen. Men heeft later gevonden, dat men beter doet een rood en blauw veld niet direct met elkaar te vergelijken, doch dat men stap voor stap te werk moet gaan, telkens de kleur van het licht een weinig wijzigende. Men kan iedere instelling tamelijk nauwkeurig doen en verkrijgt behoorlijk reproduceerbare resultaten ⁴⁾.

1) La photométrie hétérochrome C.I.E. 1921, p. 106.

2) Comm. Int. de l'Eclairage, Rec. d. travaux, Cambridge Univ. Press 1926, p. 67.

3) I v e s, Phil. Mag. **24**, 149, 352, 744, 845, 853, 1912.

4) Zie G i b s o n en T y n d a l l, Bur. Stand. Sci. Papers **19**, 128, 1923. Vooral ook A. S c h a e f e r, Phys. Zeitschr. **26**, 58, 908, 1925. S c h r ö d i n g e r, Ann. d. Phys (63) 397, 481, 1920.

Bij de tweede methode wordt een proef-voorwerp uitgezocht, meestal gedrukte letters of een lijnen-rooster. Men vergroot de helderheid van het gezichtsveld b.v. door verschuiven van de lichtbron, zoolang tot men de letters net lezen kan. Daarna neemt men de tweede lichtbron en gaat op dezelfde wijze te werk. Men neemt nu verder aan, dat het even goed zien van details een criterium is voor gelijke verlichting van het fotometerveld.

Bij de derde methode bekijkt men b.v. door een draaiend prismaatje om de beurt 2 gezichtsvelden, die door de beide lampen verlicht worden. Draait het prismaatje langzaam, dan ziet men beurte- lings het gezichtsveld rood en blauw oplichten. Vergroot men de snelheid, dan krijgen we een mengkleur te zien, doch het gezichtsveld blijft voor het oog flikkeren zoolang de intensiteit der beide lichtbronnen ongelijk is. Men stelt bij de meting bij de kleinste snelheid, waarbij de kleuren zich nog mengen, op niet-flikkeren in en neemt dan aan, dat de verlichting der beide gezichtsvelden gelijk is. Bij groote snelheid houdt ook bij ongelijke verlichting der beide velden het flikkeren op.

Op dit verschijnsel berust de vierde methode. Deze frequentie, waarbij het flikkeren ophoudt, ook wanneer slechts een der beide gezichtsvelden verlicht wordt, ligt des te hooger naarmate de helderheid grooter is en kan dus in zeker opzicht als maat daarvoor gebruikt worden.

Men heeft nu gevonden, dat metingen met de flikkerfotometer en volgens de methode, waarbij stap voor stap op gelijke helderheid wordt ingesteld, vrijwel gelijke resultaten geven, althans wanneer aan bepaalde voorwaarden betreffende de intensiteit en grootte van het gezichtsveld en een aantal andere punten van geringer belang ¹⁾, wordt voldaan. Deze methoden zullen verderop met „de fotometri- sche methoden” worden aangeduid. De op deze wijze verkregen lichtsterkten voldoen bij groote benadering aan twee regels, die van groot belang zijn.

1. Vergelijkt men een lichtbron A achtereenvolgens met 2 andere B en C en is $A = B$ en $A = C$, dan is ook $B = C$;
2. heeft men 2 gelijke lichtbronnen $A = C$ en een ander stel $B = D$, dan is ook $A + B = C + D$.

1) Gibson en Tyndall loc. cit. A. H. Taylor, Trans. Ill. Eng. Soc. 23, 361, 1928; zie ook A. Kohlrusch, Licht und Lampe 1923, p. 556.

Het groote belang van de op deze wijze bepaalde intensiteiten ligt juist in deze additieve eigenschap; immers daardoor wordt het mogelijk de intensiteit van samengesteld licht gelijk te zetten aan de som van de intensiteiten van de componenten. Daardoor zijn we b.v. in staat de intensiteit van wit licht voor te stellen door de integraal $\int E_\lambda V_\lambda d\lambda$, waarin $E_\lambda d\lambda$ de uitgestraalde energie en V_λ de gevoeligheid van het oog voor licht van de golflengte λ is.

De beide andere methoden heeft men verworpen omdat ze minder nauwkeurig zijn en wat de methode van de gezichtsscherpte betreft tevens, omdat hiervoor de additieve eigenschap niet opgaat. Terwijl steeds bij het bestralen van een reeds verlicht vlak met een tweede lichtbron, van welke kleur ook, de *helderheid* toeneemt, kan bij dat bestralen de *gezichtsscherpte* afnemen. Dat zal vooral dan het geval zijn, wanneer de tweede lichtsoort in golflengte belangrijk van de eerste afwijkt. Men heeft dit verschijnsel reeds lang aan de chromatische aberratie van het oog toegeschreven. De beelden door de beide lichtsoorten op het netvlies gevormd vallen n.l. niet samen. Er ontstaat dus een onscherpte, die bij monochromatisch licht niet op kan treden en die de gezichtsscherpte verkleint.

Men kan dit effect op eenvoudige wijze demonstreeren. Men legt tusschen twee glazen platen een stukje fijn gaas en daarop aan elkaar grenzende twee filters, waarvan het eene rood en het andere blauw licht doorlaat (b.v. door Wratten filters No. 29 en 47). Nu brengt men het geheel zoo dicht bij het oog, dat men de blauwe helft van het gezichtsveld nog net scherp ziet en kijkt dan naar de roode. Deze is dan geheel onscherp. Brengt men nu een brilleglas van 2 dioptrieën voor het oog, dan ziet men het roode gezichtsveld weer scherp. Vergroot men nu de afstand van de plaat tot het oog, dan neemt men waar dat het blauwe gezichtsveld onscherp wordt, terwijl het roode scherp blijft. Het brandpunt van de blauwe stralen valt ongeveer 0,5 mm vóór dat van de roode. Accomodeert men zoo goed mogelijk op een wit licht gevende puntvormige lichtbron, dan zullen de blauwe stralen zich vóór het netvliesoppervlak vereenigen, de roode er achter; in het vlak van het netvlies beeldt de lichtbron zich dus als een schijfje af, begrensd door de cirkeltjes waar de reeds door het brandpunt gegane blauwe stralenkegel en de naar het brandpunt convergeerende roode bundel het vlak van het netvlies snijden. Bij nauwkeuriger waarnemen blijken deze cirkeltjes min

of meer sterk elliptisch te zijn omdat ook een volkomen normaal oog voor het uiterste rood en blauw astigmatisch is en wel voor beide kleuren in tegengestelde zin. ¹⁾

De grootte van deze cirkeltjes is natuurlijk evenredig met de pupilgrootte en bedraagt bij een pupil van 4 mm diameter ongeveer 0,04 mm ²⁾.

Nu heeft men gevonden dat men twee punten waarvan de beeldafstand op het netvlies 4 à 5 μ bedraagt nog juist gescheiden kan zien en men heeft in overeenstemming daarmee aangetoond, dat dit de grootte is van de lichtgevoelige netvlieselementen. Het schijfje bedekt dus vele netvlieselementen, waardoor natuurlijk de gezichtscherpte belangrijk verkleind wordt.

Dat men in vele gevallen niets van de chromatische aberratie bemerkt, ligt daaraan, dat ons oog voor het middengedeelte van het zichtbare spectrum veel gevoeliger is dan voor de beide einden, zoodat de bijdrage tot de lichtindruk van de randen van het schijfje maar gering is. Schakelt men echter het middengedeelte van het spectrum uit b.v. door een violet filter (Wratten D) voor het oog te houden, dan ziet men onmiddellijk de roode en blauwe randen te voorschijn komen.

Het behoeft dus niet te verwonderen, dat men met samengesteld licht in vele gevallen een geringere gezichtscherpte krijgt dan bij monochromatisch licht. Het is dan ook juist de methode der gelijke gezichtscherpte als fotometrische methode te verwerpen, omdat ze onbruikbaar is voor het vergelijken van monochromatisch en samengesteld licht en tot resultaten leiden kan, die zeer veel afwijken van die met de andere fotometrische methoden verkregen.

Beschouwt men echter een lichtbron als een hulpmiddel voor het zien, dan is het criterium der gezichtscherpte nog niet zoo verwerpelijk. In de literatuur treedt het dan ook telkens weer op den voorgrond. Zoo zegt b.v. F a b r y over deze zaak: de verlichting door twee lichtbronnen is dan gelijk, wanneer ze ons in staat stellen dezelfde details te onderscheiden ³⁾. In het Handbuch der Experimental Physik ⁴⁾ haalt K ö n i g een zin aan van V o s s: „Zwei verschiedenfarbige Lichtquellen sind dann als gleich hell zu bezeichnen,

1) D. F. Roessler, Rep. disc. on vision, publ. by The Phys. Soc., Cambridge, Univ. Press 1932, p. 320.

2) H e l m h o l t z loc. cit. p. 256.

3) C. F a b r y, Leçons sur la photométrie, p. 93.

4) K ö n i g, Physiologische Optik, p. 138.

wenn sie denselben Raum gleich hell erleuchten, d.h. so dass ein Mensch mit normalen Augen die Gegenstände in dem Raum gleich gut erkennen kann”.

Hier is dus „gleich hell” als identiek met „gleich gut erkennen” verondersteld, doch dat is na hetgeen we boven zagen zonder meer niet juist. „Gleich hell” zijn twee lampen, wanneer ze volgens de fotometrische methoden gelijk zijn. „Gleich gut erkennen” betekent eerder gelijke gezichtsscherpte.

En toch is het „Erkennen” dat, waarom het bij de verlichting met kunstlicht gaat. Waarom nemen we meer licht in een kamer? Om beter te kunnen zien, meer details te kunnen onderscheiden. De verlichtingstechnici hebben dan ook zeer terecht bestudeerd, welke factoren voor het zien van details maatgevend zijn ¹⁾. Dat zijn in hoofdzaak de verlichtingssterkte en het contrast van het voorwerp tegen de achtergrond. Als maat voor de mogelijkheid details te kunnen onderscheiden, neemt men de hoek waaronder men een voorwerp nog juist tegen de achtergrond af ziet steken. Hoe kleiner deze hoek, des te grooter de gezichtsscherpte. Als eenheid van hoek heeft men de minuut gekozen.

De maximale gezichtsscherpte is ongeveer 40” corresponderende met een afstand der netvliesbeelden van ongeveer 0,004 mm zoals vroeger besproken. Met afnemende verlichting en afnemend contrast neemt de gezichtsscherpte snel af. Bij de kunstverlichting gebruiken we om economische redenen meest niet meer licht dan juist noodig is om de benodigde gezichtsscherpte te bereiken. Bij deze verlichtingen stijgt bij groot contrast zoals b.v. van zwarte letters op wit papier de gezichtsscherpte ongeveer 25 % wanneer de verlichting 5 maal zoo sterk gemaakt wordt. Van dit getal zullen we later nog gebruik maken.

Nu met de *natriumlamp* een technische lichtbron, die practisch monochromatisch licht uitzendt, op de markt gekomen is, is de vergelijking van wit en monochromatisch licht van acuut belang geworden.

Verlicht men een ruimte afwisselend met natriumlicht en met wit licht, waarbij men volgens een van de „fotometrische” methoden op gelijke intensiteit in stelt, dan valt dadelijk de groote gezichts-

1) B.v. samengevat in: Interpreting the new science of seeing into lighting practice Lighting research laboratory General Electric Company, Nela Park, Cleveland.

scherpthe bij het monochromatische licht op. Ik zal nu probeeren de waarde hiervan in getallen-maat uit te drukken.

In het reeds genoemde artikel over de verschillende methoden der heterochrome fotometrie geeft Ives¹⁾ krommen voor de gevoeligheid van het oog, volgens elk der vier bovenbesproken methoden bepaald. Terwijl de methoden 1, 3 en 4 vrijwel gelijke resultaten opleveren, zijn de ordinaten der kromme, met de methode der gelijke gezichtsscherpte bepaald, ongeveer 4 à 5 maal zoo groot, d.w.z. om een even goede gezichtsscherpte met monochromatisch licht te verkrijgen als met het witte licht van de vergelijkingslamp is slechts $\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{5}$ van de lichtsterkte noodig, met een der „fotometrische” methoden bepaald. Ook Luckiesh²⁾ vindt eenzelfde verhouding 5, terwijl hij tevens aangeeft dat deze verhouding voor geel licht het grootst is; naar de roode en de blauwe kant van het spectrum wordt de verhouding kleiner evenals bij Ives, doch niet in belangrijke mate. In 1926 hebben Korff, Petersen en Ogata³⁾ gevonden, dat de gezichtsscherpte bij geel licht 24 % grooter was dan bij wit licht. Vraagt men zich nu weer af hoeveel sterker men de verlichting met wit licht moet maken om de gezichtsscherpte 24 % te doen toenemen, dan is dat na hetgeen voorheen besproken werd wederom 4 à 5 maal.

We komen dus tot de conclusie: Geven twee lichtbronnen, waarvan de eene wit licht, de andere monochromatisch licht uitzendt, volgens de „fotometrische” methoden evenveel licht, dan is de gezichtsscherpte bij monochromatisch licht belangrijk hooger. Om bij wit licht dezelfde gezichtsscherpte te verkrijgen heeft men 4 à 5 maal zooveel licht noodig, althans bij de bij de kunstverlichting gebruikte intensiteiten⁴⁾.

Terwijl dus de natriumlamp door haar monochromatisch licht in vele gevallen onbruikbaar is, zal ze onder andere omstandigheden n.l. daar waar de kleur van het licht geen rol speelt, de gezichtsscherpte daarentegen wel, groote voordeelen hebben.

Als voorbeelden wil ik noemen: het lezen van zwarte letters op witte ondergrond, de straatverlichting en in het algemeen elke ver-

1) Ives, Phil. Mag. loc. cit.

2) Luckiesh. El. World 58, 450, 1252, 1911.

3) Licht und Lampe 1926, p. 41.

4) Over de snelheid van het zien bij monochromatisch licht is nog niet veel bekend, doch het ligt voor de hand dat deze niet veel grooter zal zijn dan voor wit licht.

lichting waarbij de intensiteit om economische redenen zoo laag gekozen moet worden, dat het kleuren zien practisch niet meer bijdraagt tot het beter onderscheiden.

In zoo'n geval heeft men dan bij gelijke gezichtsscherpte 4—5 maal zooveel wit licht noodig als monochromatisch licht.

Wanneer men nu nog weet dat volgens de „fotometrische” methoden het nuttig effect der natriumlampen 3—4 maal zoo hoog is als voor wolfraamlampen, dan ziet men dat men in zulke gevallen voor gelijke gezichtsscherpte bij wit licht 12—20 maal zoo veel energie moet toevoegen.

Uit het bovenstaande volgt dat de „fotometrische” gegevens voor het beoordeelen van de waarde van een lamp als lichtbron in het algemeen niet voldoende zijn. Vaak zullen andere factoren zooals in ons geval de gezichtsscherpte van overwegende beteekenis kunnen zijn.

Eindhoven, December 1932. Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

DAS INTENSITAETSVERHAELTNIS DER D-LINIEN IN EINER NATRIUM-EDELGAS-ENTLADUNG

von W. DE GROOT

Summary.

The ratio of the intensities of the *D*-lines of sodium in the radiation of a self-heating low-voltage sodium arc-lamp is measured as a function of the powerinput with different gases (*Ne*, *Ar*) and gas-pressures (0,2 — 4 mm). At the lowest currents the ratio D_2/D_1 is found to be about 1,6, diminishing with increasing current and reaching values below 1 (0,9). At the highest currents the ratio increases again to about 1,4. About the same curve has been found for different gases (§ 3). The report of the measurements is preceded by theoretical considerations (§ 1) which allow to predict the first part of the measurements (minimum 0,9 at medium vapour pressure).

It is pointed out (§ 2) that the increase at highest vapour pressures may be caused by 2 different effects:

- a) defective equilibrium of excited atoms;
- b) influence of radiation-broadening on absorption.

The independence of pressure makes *b* the most probable explanation.

Attention is drawn to the fact that the influence of radiation-broadening on the absorption has no effect upon the underlying integral equation for the diffusion of light-quanta, as derived on a former occasion (this journal vol. 12, page 289, 1932).

§ 1. In einer früheren Mitteilung ¹⁾ wurden die Linienform und die Intensität der *D*-Linien-Emission in einer Natrium-Edelgas-Entladung diskutiert. Es wurde gezeigt, dass die Konzentrationen

$$n_a(3p^2P_{\frac{1}{2}}) \text{ und } n_b(3p^2P_{1\frac{1}{2}})$$

der angeregten Atome im allgemeinen nach der Wand hin abfallen. Insbesondere wurde gezeigt, dass für eine positive Säule in einer zylindrischen Röhre, wobei die Elektronentemperatur T_e durch die ganze Röhre konstant ist und die Elektronenkonzentration nach Schottky der Formel

1) W. de Groot, *Physica*, **12**, 289, 1932.
vgl. Berichtigung am Ende dieses Artikels.

$$(1) \quad n_e(r) = n_{e0} J_0(\mu_1 r/R) \quad \mu_1 = 2,40$$

genügt, für beide angeregte Zustände gilt:

$$(2a) \quad d^2 y/dr^2 + r^{-1} dy/dr = \Phi_a(r) (y - 1)$$

$$(2b) \quad d^2 z/dr^2 + r^{-1} dz/dr = \Phi_b(r) (z - 1)$$

Dabei sind die größen

$$(3a) \quad y = \frac{n_a}{n} \cdot \frac{g}{g_a} \cdot e^{\epsilon_a/kT_e} \text{ und}$$

$$(3b) \quad z = \frac{n_b}{n} \cdot \frac{g}{g_b} \cdot e^{\epsilon_b/kT_e}$$

so gewählt worden, dass sie bei vollständigem Temperaturgleichgewicht (im Hohlraum der Temperatur T_e) gleich 1 werden würden.

Während

$$(4) \quad \Phi_{a,b}(r) = 1,32 \left(\frac{I_{a,b}}{A} \right) \cdot \left(\frac{n \cdot B_{a,b} \cdot h\nu_{a,b}}{ac\sqrt{\pi}} \right)^2 \cdot n_e(r).$$

Die gleichungen (2a) und (2b) werden angenähert befriedigt durch die Lösungen.

$$(5a) \quad y = y_0 \cdot \cos(\pi r/2R)$$

$$(5b) \quad z = z_0 \cdot \cos(\pi r/2R)$$

$$\text{wenn} \quad 0,25 < \frac{y_0}{z_0} < 0,75$$

Dabei ist

$$(6a) \quad y_0 = C_a/(1 + C_a) \quad (6b) \quad z_0 = C_b/(1 + C_b).$$

$$(7a) \quad C_a = \frac{2R^2}{\pi^2} \cdot \Phi_a(0) \quad (7b) \quad C_b = \frac{2R^2}{\pi^2} \cdot \Phi_b(0)$$

Für die Intensität der Linie (Energie pro Raumwinkel 1 pro cm^2 pro sec. senkrecht zur Röhrenoberfläche) findet man

$$(8a) \quad J_a = I_s(\nu_a) \cdot y_0 \cdot \Omega_a \cdot a$$

$$(8b) \quad J_b = I_s(\nu_b) \cdot z_0 \cdot \Omega_b \cdot a$$

Dabei ist $I_s(\nu_a)$ die Energie-emission des schwarzen Körpers (pro Raumwinkel 1 pro cm^2 pro sec) in Frequenzbereich

$\Delta\nu = 1 \text{ sec}^{-1}$, für die Frequenz ν_a . Es ist weiter

$\alpha = \nu_a \cdot \omega/c$ die Dopplerkonstante im Ausdruck:

$\exp(-\nu^2/\alpha^2)$ für die Linienform des isolierten Atoms und z.B. Ω_a eine Funktion von

$$(9) \quad n B_a h \nu_a R / \alpha c \sqrt{\pi}$$

die, falls $R \sim 1 \text{ cm}$ für $10^{11} < n < 10^{14}$, also für Natriumdampfdrücke entsprechend einer Temperatur von 140 bis 280°C sehr wenig von n abhängt, jedoch für niedrige Konzentrationen n der unangeregten Atome mit dem Argument, also mit dem Produkt $n \cdot B$ proportional ist. Man wird dementsprechend für das Verhältnis der Intensitäten der D -Linien für niedrige Dampfdrucke $D_2 : D_1 = 2 : 1$ erwarten, während im genannten Bereich das Verhältnis nahezu $1 : 1$ wird. ¹⁾

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass das beschriebene Verhalten nur dann eintreten wird, wenn man annehmen darf, dass unter allen Umständen

$$(10) \quad y = z$$

Setzt man (7) in (6), (6) in (5), (5) in (8) ein, dann ist dies durchaus nicht der Fall, weil für beide Linien das B sich wie $2 : 1$ und entsprechend das C sich wie $4 : 1$ verhalten würde. Es wurde weiter gezeigt, dass die strahlungslosen Uebergänge zwischen den beiden $3p$ -Zuständen, wie sie durch Stöße mit den Atomen des beigemischten Edelgases veranlasst werden ²⁾, bestrebt sind, die Grössen C für beide D -Linien einem selben Werte zu nähern den man bekommt, wenn man in (7) für

$$(11) \quad B = (\pi e^2 / m) \cdot f \cdot f(\nu)$$

für f den Wert 0.41 einsetzt, der der Gleichung

1) Dem Gebiet der niedrigen Dampfdrucke schliesst sich das Gebiet niedrigster Dampfdrucke an, in welchem die Selbstabsorption sehr gering und somit unsere Differentialgleichung nicht mehr gültig ist. Hier ist nach Ornstein und Baars (Proc. Amst. **34**, 1259, 1931) das Verhältnis $2 : 1$ dadurch gewährt, dass die Anregungsfunktionen der beiden D -Linien im Verhältnis $2 : 1$ stehen; vgl. W. Hanle, Phys. Zs. **33**, 245, 1932.

2) R. W. Wood u. F. L. Mohler, Phys. Rev. **11**, 70, 1918.

$$(12) \quad f^{-2} = \frac{1}{2} (f_a^{-2} + f_b^{-2})$$

genügt, wobei $f_a = 1/3 \times 0.97$ $f_b = 2/3 \times 0.97^1$)

§ 2. In einer l.c. (Fig. 5, *a, b, c*) veröffentlichten photographischen Aufnahme der *D*-Linien mit grosser Dispersion (Lummerplatte) ist anscheinend für geringe Dampfdichte (*a*) das Verhältnis der *D*-Linien so, dass D_2 stärker ist als D_1 , während für höhere Dampfdichte

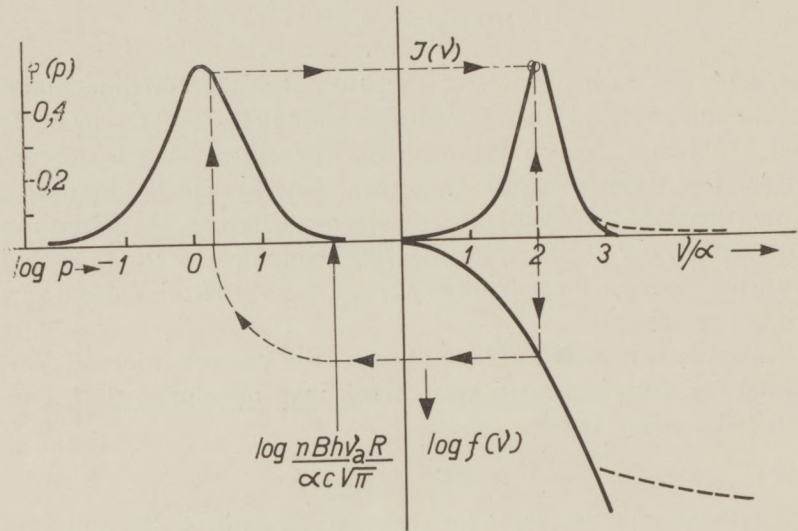


Fig. 1.

(*b*) die Intensitäten merklich gleich werden. Selbst ist (wenigstens im Original) deutlich ersichtlich, dass D_2 etwas schwächer ist als D_1 . Endlich wurde für die höchste in Betracht kommende Dampfdichte bei zugleich hoher Elektronenkonzentration (*c*) wieder eine relative Zunahme von D_2 beobachtet. Für diese Zunahme stehen nun zwei Deutungen offen. Erstens ist es denkbar, dass die Beziehung $y = z$ wegen zu kleiner Stosszahl der beigemischten Atome nicht mehr erfüllt ist, dass also eine mangelhafte Einstellung der beiden Arten angeregter Atome im Verhältnis 2 : 1 vorliegt. Zweitens ist es möglich, dass der Einfluss der Strahlungs- und Stossdämpfung die Linienbreite und die Intensität der Linien beeinflusst. Fig. 1 ver-

1) Y. Sugiura, Phil. Mag., 4, 495, 1927. S. A. Korff u. G. Breit. Rev. Mod. Physics, 4, 508, 1932.

anschaulicht die frühere Berechnung (l.c. Formel 41): Im ersten Quadrant (I) ist die Intensitätsverteilung $I(v)$ einer Linie als Funktion von v/a einzuzichnen. Dazu ist im zweiten Quadrant eine Parabel $0,434(v/a)^2$ eingezeichnet, entsprechend der Dopplerverbreiterungsfunktion $\exp(-v^2/a^2)$. Setzt man, wie z.B. für den Fall $v/a = 2$ ausgeführt wurde, die zur gewählten Abszisse im II Quadrant gehörige Ordinate im IV Quadrant von der Stelle $\log(nBhv \cdot R/ac \sqrt{\pi})$ auf der Abszissenachse nach links ab, so findet man aus der in diesem Quadrant abgebildeten Kurve $\varphi(p)$ (l.c. Formel 37), die zum anfänglich gewählten Wert von v/a gehörige Ordinate der gesuchten Intensitätskurve. Den Einfluss der Strahlungs- und Stossdämpfung kann man am einfachsten beurteilen wenn man neben einander die beiden Funktionen $f(v)$ betrachtet, die diesem Falle und dem der Dopplerverbreiterung entsprechen¹⁾ nämlich

Dopplerverbreiterung. Strahlungs- und Stossdämpfung.

$$(14a) \quad f(v) = \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} \cdot e^{-v^2/\alpha^2} \qquad (14b) \quad f(v) = \frac{1}{\pi\beta} \frac{1}{1 + v^2/\beta^2}$$

Nimmt man im zweiten Falle ebenfalls einen Faktor $(\alpha \sqrt{\pi})^{-1}$ heraus, so kann, indem im interessierenden Gebiet $v/\beta \gg 1$, für $f(v)$ geschrieben werden

$$(15) \quad \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} \cdot \frac{\beta}{\alpha \sqrt{\pi}} \cdot (v/a)^{-2}$$

Anstatt der Parabel $0,434 (v/a)^2$ bekommt man im zweiten Falle die Funktion

$$(16) \quad \log \frac{\beta}{\alpha \sqrt{\pi}} - 2 \log \frac{v}{\alpha}$$

Diese Kurve ist im Quadrant II der Figur gestrichelt eingezeichnet²⁾ und man sieht ein dass für hohe Werte von $nBhv \cdot R/ac \sqrt{\pi}$ die

1) In Wirklichkeit sollte man die Voigtsche Funktion

$$(13) \quad f(v) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-u^2} \cdot u \cdot \operatorname{tg} \frac{2pu}{x^2 + 1 - p^2u^2} \, du$$

benutzen, die die beiden Extremalfälle in einander überführt. Dabei ist $p = \alpha/\beta$, $x = v/\beta$
Vgl. V. Weisskopf, Phys. Zs. **34**, 1, 1933.

2) Für eine Temperatur von etwa 300° C ist $\alpha \sqrt{\pi} = 1.8 \cdot 10^9$ während

$$(17) \quad \beta = \frac{2\pi e^2 v a^2}{3 m c^3} + \frac{G}{2\pi} \cdot z$$

Der erste Teil stellt den Einfluss der Strahlung, der zweite den der Stösse dar; z ist die Stosszahl eines Na -Atoms, G ein Zahlenfaktor zwischen 1 und 10 (vgl. dazu W. Schütz, Zs. f. Phys. **45**, 30, 1927). Man findet für den Strahlungsanteil: $5.1 \cdot 10^6$ während der zweite Teil für die Kombination 0,01 mm $Na + 1$ mm Ne noch kaum in Betracht kommt. Also ist $\beta/\alpha \sqrt{\pi} = 2.8 \cdot 10^{-3}$ und $\log \beta/\alpha \sqrt{\pi} = -2.6$.

Intensitätsverteilung dadurch stark verbreitete Flügel erhält, wie im Quadrant I der Fig. 1 durch eine gestrichelte Kurve angegeben wird.

Integriert man die für die Intensitätsverteilung gefundene Kurve nach ν/a , so findet man die Grösse Ω . Sie ist, wie oben bemerkt wurde, eine Funktion von $nBh\nu_a R/ac \sqrt{\pi}$, also vom Produkt $n \cdot B$ oder $n \cdot f$ abhängig ($f =$ Linienstärke). Der Einfluss der Strahlungs- und Stossverbreiterung auf Ω ist, dass diese Grösse für grössere Werte von $n \cdot f$ statt abzunehmen, wieder zu wachsen anfängt und zwar, wie man nachweisen kann, in erster Instanz proportional $n \cdot f$. Setzt man also Ω als Funktion von $\log n$ aus, so wird man für die

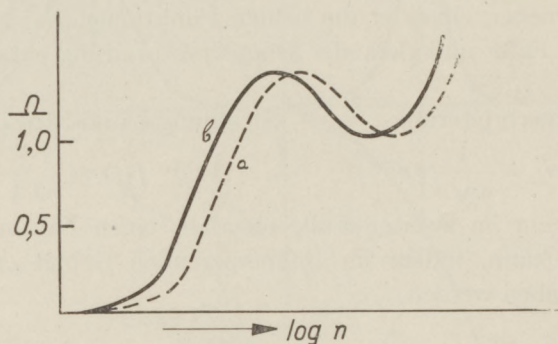


Fig. 2. Die Funktion Ω für die beiden D -Linien, D_1 (a) und D_2 (b).

beiden D -Linien das Kurvenpaar erwarten, wie es Fig. 2 schematisch wiedergibt. Darin stellen Ω_a und Ω_b die Grössen für D_1 bzw. D_2 , dieses Mal als Funktion von $\log n$ (also nicht von $n \cdot f$), dar. Teilt man die Grössen aufeinander, betrachtet man also $\Omega_b : \Omega_a$, so findet man die Kurve Fig. 3. Sie ist für niedrige Werte von n merklich $= 2$, wird für höhere Werte gleich 1, selbst etwas kleiner als 1, um endlich wieder anzusteigen.

§ 3. Es wurde versucht, dieses Verhalten nachzuprüfen und zugleich zu entscheiden ob man das endliche Zunehmen des Verhältnisses $D_2 : D_1$ diesem Effekt oder der mangelhaften Einstellung der angeregten Atome im Verhältnis 2 : 1 zuschreiben soll. Es wäre unzweifelhaft am schönsten, diese Versuche an einer Säulentladung im Ofen zu machen. Da eine solche Vorrichtung momentan nicht zur Verfügung stand, wurde das Verhältnis der D -Linien, an einer

Niedervoltbogenlampe gemessen, die zu besserem Wärmeschutz in einem Dewargefäß aufgestellt worden war (l.c. Fig. 5). Die Lampe erzeugt dabei selbst die zur Verdampfung des Natriums erforderliche Temperatur von 150—300° C und zwar darf man annehmen

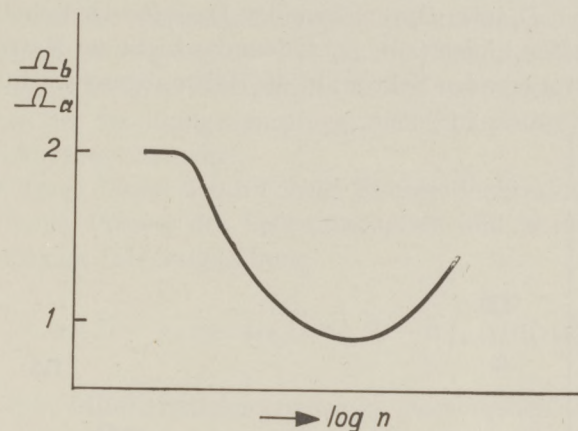


Fig. 3.

dass unter verschiedenen Umständen (Art des Füllgases, Gasdrucke) der Dampfdruck des Natriums jedesmal durch die in der Lampe verbrauchten Energie bestimmt wird. Die Aufstellung ist folgende: Eine Mikroskoplinse bildet den Glühfaden (75μ) einer Pyrometerlampe verkleinert senkrecht auf dem Spalt eines Hilgerspektroskops ab. Zwei Linsen, durch einen rotierenden Sektor getrennt, bilden die Natriumlampe auf dem Pyrometerfaden ab. Das Fernrohr des Spektroskops ist durch eine Linse (Brillenglas) von z.B. 2 m Fokaldistanz ersetzt. Das durch diese Linse erzeugte Bild wird durch eine Lupe betrachtet. Dabei ist die Spaltbreite so gewählt

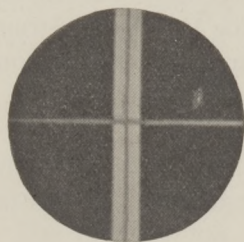


Fig. 4. Aufnahme der D-Linien mit dem Spektrum des Pyrometerfadens. Links Rot, rechts Blau. Die Platte war für das Rot wenig empfindlich.

worden, dass die D -Linien wie schmale Streifen erscheinen, die einander gerade nicht überdecken. Fig. 4 zeigt die beiden D -Linien und den Pyrometerfaden, wie man sie durch die Lupe sieht. Es werden jetzt die Stromstärken i_1 und i_2 aufgesucht, wobei der Faden gerade gegen D_1 bzw. D_2 verschwindet. Dasselbe wiederholt man für eine der beiden Linien (z.B. D_2) indem das Licht der Natriumlampe durch den rotierenden Sektor auf die Hälfte abgeschwächt wird. Die

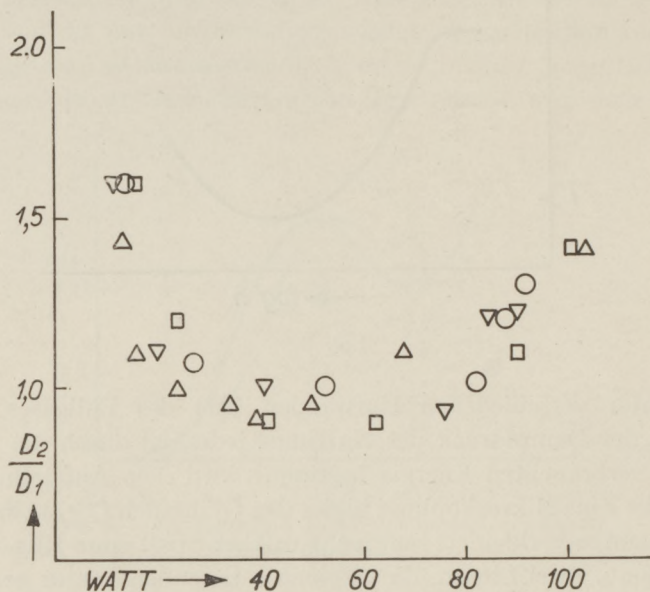


Fig. 5. Intensitätsverhältnis der D -Linien in einer Nieder-voltbogenlampe als Funktion der verbrauchten Watts.
 ○ 0,2 mm Ne, ▽ 0,5 mm Ne, △ 4 mm Ne, □ 0,5 mm Ar.

entsprechende Stromstärke sei i_2' . Nachdem man sich überzeugt hat, dass die Charakteristik (log Helligkeit- Stromstärke) im Bereich der Messung genügend linear ist, findet man unmittelbar ¹⁾.

$$(18) \quad \log (D_2/D_1) = \log 2 \cdot (i_2 - i_1) : (i_2 - i')$$

In dieser Weise wurde für verschiedene Gasfüllungen und Gasdrucke das Verhältnis D_2/D_1 in Abhängigkeit der in der Lampe verbrauch-

1) Der Umstand, dass der Glühfaden an der Stelle D_2 im Spektrum eine andere Helligkeit hat wie an der Stelle D_1 verursacht nur eine geringfügige Korrektur. Diese beträgt höchstens 1% des Verhältnisses D_2/D_1 ; ähnliches gilt für den Einfluss der Dispersion.

ten Watts gemessen. Fig. 5 zeigt das Ergebnis für 0.2, 0.5, und 4 mm *Ne* und für 0.5 mm *Ar*. Wie man sieht ist der Einfluss des Gasdruckes gering. Nur erscheint für 4 mm *Ne* das ganze Phänomen nach etwas niedrigeren Watts verschoben. Wir dürfen daher schliessen, dass nicht der mangelnde Einfluss der strahlungslosen Uebergänge zwischen $3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}$ und $3p \ ^2P_{\frac{1}{2}}$ für die Zunahme des Verhältnisses D_2/D_1 bei höheren Dampfdrucken verantwortlich ist, sondern der Einfluss der Strahlungsdämpfung, vielleicht noch etwas durch die Stossdämpfung vermehrt.

§ 4. Die Frage drängt sich auf ob der Einfluss der Strahlungsdämpfung sich beim Prozess der Selbstabsorption und in der sich auf diese stützenden Integralgleichung

$$(19) \quad n \cdot n_e \cdot I_I - n_a \cdot n_e \cdot I_{II} = n_a \cdot A - n \int_0^\infty (v) b(v) dv$$

aus der die Differentialgleichungen(2) hervorgehen, bemerkbar macht. Es zeigt sich, dass dies bei den Versuchsumständen unter denen gearbeitet wurde, sehr wenig der Fall ist. Die Ursache für die Kleinheit dieses Einflusses ist, dass man in diesem Falle mit dem Integral

$$(20) \quad \int_0^\infty (v) b(v) dv = \int n_a(x' y' z') \cdot A \cdot B \cdot h\nu_a \left[F(r)/4\pi r^2 c \right] dx' dy' dz'$$

zu tun hat, wobei

$$(21) \quad F(r) = \int_{-\infty}^{\infty} f(v)^2 e^{-(nBh\nu_a r/c) f(v)} dv$$

und dass $f(v)$ hier quadratisch auftritt.

Später hat man nämlich zur Erhaltung der Konstante der Gleichungen (2) das Integral

$$(22) \quad \int_0^\infty F(r) r^2 dr$$

zu bilden. Es zeigt sich nun, dass im Gebiete der Strahlungsverbreiterung $F(r)$ prop $r^{-3/2}$. Das Integral (22) divergiert also, wenn für die obere Grenze wirklich ∞ genommen wird. In unserem Falle ist jedoch die obere Grenze durch die Abmessungen des Gefässes ge-

geben und eine nähere Betrachtung der Konstanten zeigt, dass die Stellen, wo infolge der Strahlungsverbreiterung die Funktion $r^2 F(r)$ wieder von unwesentlich kleinen Werten anzuwachsen anfängt, unter allen Umständen ($n < 10^{14}$) ausserhalb der Versuchsröhre fallen, sodass man verfahren darf als ob das Integral (22) konvergierte und als ob man in $F(r)$ für die Funktion $f(\nu)$ die reine Dopplerfunktion $\exp(-\nu^2/\alpha^2)$ einzusetzen hätte.

Eindhoven, den 21 November 1932.

Naturkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

Berichtigung.

Im vorigen Aufsatz (diese Zs. Bd. 12 S. 289, 1932) lese man auf S. 294, Z. 11 v. u.: n_e statt n_2 , in formel 62: n_e statt Φ . In Formel 30 ist ein \int Zeichen einzufügen. Die Zahlen für H_{ber} in Tab. 3 sind, wie in Fussnote 2 angegeben, mit $2/3$ zu multiplizieren.

DE G.

LOOPENDE STRIAE IN NEON

door W. J. OOSTERKAMP

Zusammenfassung.

An einer *Ne*. Säule mit laufenden Schichten wurden Sondenmessungen vorgenommen. Mit Hilfe einer Diode wurden aus den dynamischen Charakteristiken die statischen Charakteristiken für die leuchtende Schicht und für die Mitte des Dunkelraumes bestimmt. Der Potentialunterschied zwischen einem Potential-Minimum und dem nächsten Potential-Maximum ist ungefähr 19 à 20 Volt (S. Fig. 7), während der Potentialunterschied zwischen zwei auf einander folgenden Schichten nur 10 Volt beträgt.

1. Inleiding.

In de positieve zuil van een glimontlading kunnen loopende striae voorkomen. Dit zijn lichtende laagjes, welke zich van de anode naar de kathode bewegen. Het gemakkelijkst zijn ze in een draaienden spiegel, met de as evenwijdig aan de zuil, als schuine strepen waar te nemen. Is de snelheid constant, dan zijn de strepen recht. De helling der strepen is bij een bepaalde draaisnelheid van den spiegel een maat voor de snelheid der striae.

Door Whiddington¹⁾ zijn deze loopende striae onderzocht. Het bleek, dat de snelheid ongeveer omgekeerd evenredig met den gasdruk is. Bovendien constateerde hij, dat geen Dopplerverschuiving der spectraallijnen optreedt. Dit wijst er op, dat de emitterende deeltjes stil moeten staan. Schakeling van een zelfinductie in serie met de buis, of een capaciteit parallel, heeft geen invloed op de snelheid. Door Samson²⁾ zijn eveneens snelheidsmetingen verricht. Hij onderzocht *He*, *Ne* en *Ar*, en kwam tot hetzelfde resultaat als Whiddington. Met behulp van een vallende plaat heeft hij zeer duidelijk foto's kunnen maken bij constante en bij niet-constante snelheid der striae.

1) R. Whiddington. Nature 116, 506, 1925 en 126, 470, 1930; Proc. Camb. Phil. Soc. 22, 574, 1925; Proc. Leeds Phil. and Lit. Soc. (Sc. Section) 1, 467, 1929.

2) C. Samson. Zs. f. techn. Physik, 6, 281, 1925.

Bij zeer kleine stroomsterkte en bij bepaalden gasdruk staan de striae stil. Wordt de stroomsterkte grooter, dan ontstaan loopende striae met onregelmatige snelheid. Bij nog grootere stroomsterkte kan de snelheid in de geheele buis dezelfde worden. Indien men met behulp van een fotocel met versterker de frequentie der striae, d.w.z. het aantal, dat per sec. een bepaald punt passeert, bepaalt, dan blijkt deze evenals de spanning op de buis discontinue te veranderen met de stroomsterkte.

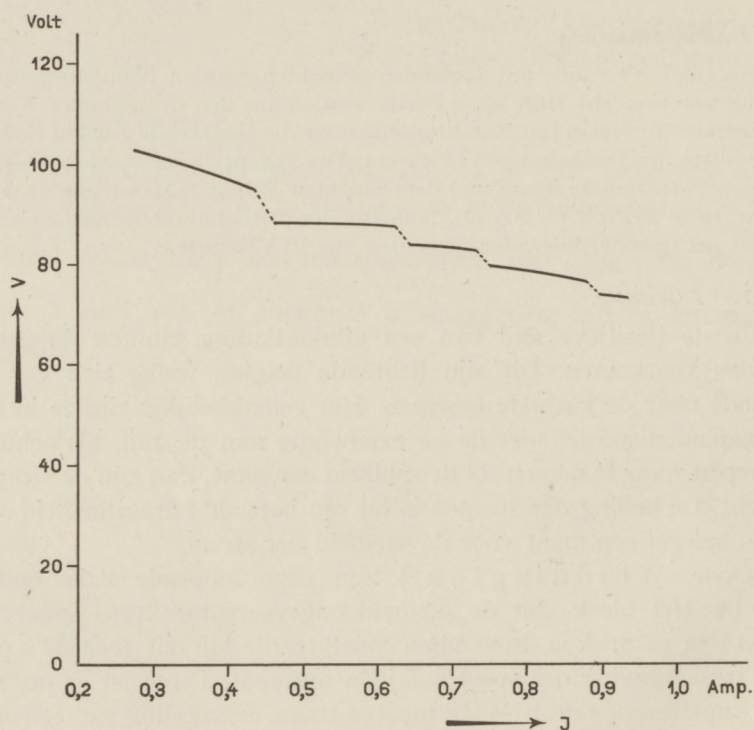


Fig. 1. Stroom-spanningskarakteristiek van een Ne zuil met loopende striae. $p = 3,5$ mm.

Dit is misschien te verklaren door aan te nemen, dat het ontstaan der laagjes bij de anode een relaxatieverschijnsel is. Bij zeer groote stroomsterkte (enkele ampères), wordt de overgang tusschen lichte en donkere ruimten vager, tot ten slotte de zuil ineens homogeen wordt. Stroboscopische foto's hiervan zijn door P u p p¹⁾ gepubliceerd.

1) W. P u p p. Physik. Zs. 33, 844, 1932.

2. Druyvesteyn¹⁾ heeft de veronderstelling geuit, dat men de loopende striae min of meer zou kunnen opvatten als een reeks opeenvolgende laagspanningsbogen.

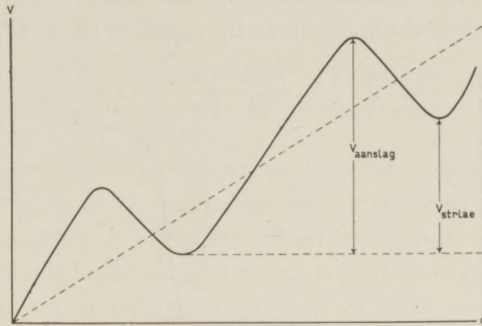


Fig. 2. Schematische voorstelling van het potentiaalverloop in een zuil met loopende striae (naar Druyvesteyn).

De lichtende lagen vallen dan met een potentiaal maximum samen. Tusschen minimum en maximum zou dan een potentiaal verschil moeten zijn, minstens gelijk aan de laagste aanslagspanning van het gas. De electronen, die uit de donkere ruimte komen, brengen in het maximum de normale atomen in den aangeslagen toestand, waarna deze door andere electronen of door botsingen van de tweede soort, geïoniseerd kunnen worden. In Neon zou het potentiaalverschil tusschen max. en min. dus minstens 16,5 Volt moeten bedragen, daar dit de laagste aanslagspanning is. Het potentiaal verschil tusschen twee overeenkomstige punten van opeenvolgende laagjes kan echter veel minder zijn, zooals o.a. door Penning²⁾ gemeten is.

Het doel van dit onderzoek was, deze maxima en minima met behulp van sondemetingen experimenteel aan te toonen.

3. Sondekaracteristieken.

Langmuir en Mott-Smith³⁾ hebben de theorie der sondekaracteristieken ontwikkeld. Indien de sonde een andere potentiaal heeft dan de ruimtepotentiaal op de plaats van de sonde,

1) M. J. Druyvesteyn. Zs. f. Physik, 64, 789, 1930 en Physica, 11, 129, 1931.

2) F. M. Penning. Zs. f. Physik, 41, 769, 1927.

3) I. Langmuir and H. M. Mott-Smith. Gen. El. Rev. 27, 449, 538, 616, 762, 810, 1924. H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rev. 28, 727, 1926.

dan zal zich om de sonde een laag van electronen of positieve ionen vormen. Aan den rand van deze laag is de potentiaal gelijk aan de ruimtepotentiaal. Deze laag schermt de sonde dus geheel af. In een stationnaire ontlading heeft de volt-ampère sondekaracteristiek ongeveer een verloop zooals in fig. 3 geschetst is. Is de potentiaal

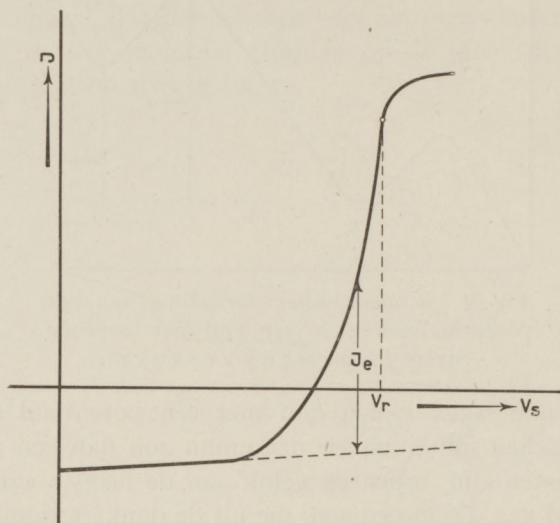


Fig. 3. Schematische sondekaracteristiek in een homogene ontlading.

van de sonde V_s lager dan de ruimtepotentiaal V_r , dan moeten de electronen tegen een vertragend veld ophoopen. Indien men voor de electronen een Maxwell'sche snelheidsverdeling mag aannemen, wordt de grootte van dezen electronenstroom gegeven door:

$$I = OC_e e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \varepsilon^{-\frac{e(V_r - V_s)}{kT}}$$

waarin O het oppervlak der sonde, C_e het aantal electronen per kubieke centimeter, e de lading van het electron, k de constante van Boltzmann, T de electronentemperatuur en m de massa van het electron voorstelt.

Zet men $\lg I$ uit tegen V_s , dan krijgt men dus een rechte met helling e/kT . In plaats van de electronentemperatuur kan men ook invoeren de gemiddelde electronenenergie V_0 , uitgedrukt in Volts:

$$kT = \frac{2}{3} eV_0.$$

Indien de sondepotentiala hooger wordt dan de ruimtepotentiala, vertoont de enkellogarithmische karakteristiek een knik. Uit de ligging van dezen knik kan men de ruimtepotentiala bepalen.

De electronenconcentratie is te berekenen uit de waarde I' van den stroom bij den knik:

$$C_e = \frac{I'}{Oe} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}} = \frac{I'}{Oe} \sqrt{\frac{3\pi m}{eV_0}}$$

Om den zuiveren electronenstroom te vinden, moet men van den totalen stroom naar de sonde den positieve ionen stroom aftrekken. Indien $V_s \ll V_r$, bereiken alleen positieve ionen de sonde. Door extrapolatie kan men den ionenstroom voor grootere waarden van V_s bepalen (zie fig. 3).

4. Het bepalen van *statische* karakteristieken bij *loofpnde* striae.

In de zuil bevindt zich een vaste cilindrische sonde. Langs deze sonde passeeren afwisselend lichtende laagjes en donkere ruimten. Bij elk punt van een stria hoort, indien het op de plaats van de sonde gekomen is, een bepaalde ruimtepotentiala, electronentemperatuur en electronenconcentratie. Bij elk punt zal dus een bepaalde statische karakteristiek hooren. Met behulp van een *B r a u n s c h e* buis kan men uit de dynamische karakteristiek een statische karakteristiek voor elk punt van een stria afleiden ¹⁾. Het nadeel van deze methode is echter, dat de te meten wisselspanning eerst versterkt moet worden, waardoor vervorming op zal treden, en dat de afleesnauwkeurigheid bij een *B r a u n s c h e* buis betrekkelijk klein is. Ik heb daarom een diode-topspanningsmeter gebruikt, welke deze nadeelen niet heeft. Voor diode bleek de *Philips* gelijkrichtlamp 3006 zeer geschikt te zijn, daar deze, indien de plaatsspanning nul is, slechts een zeer kleine anodestroom heeft, welke bij kleine positieve plaatsspanningen betrekkelijk snel oploopt, zoodat een scherpe instelling van de compensatiespanning mogelijk is.

In fig. 4 is het schakelschema geteekend.

Met een topspanningsmeter is echter alleen een karakteristiek

1) Door *W. P u p p* (*Phys. Zs.* 33, 844, 1932) zijn dergelijke metingen uitgevoerd. Deze heeft echter alleen de electronentemperatuur bepaald. De opzet van mijn metingen is echter onafhankelijk van de metingen van *P u p p*. Zij waren al voor een gedeelte uitgevoerd, voor de onderzoekingen van *P u p p* mij bekend werden.

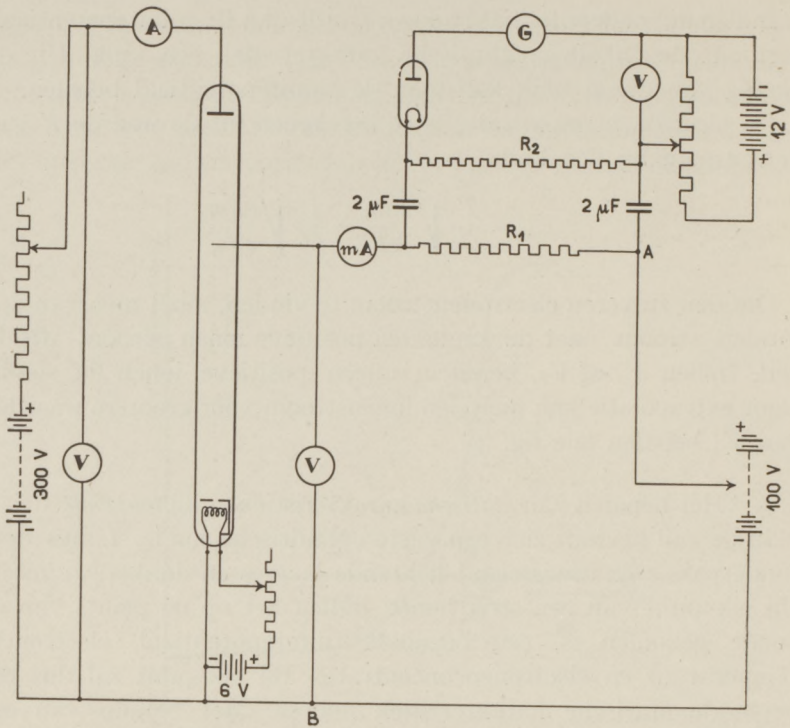


Fig. 4. Schakelschema.

op te meten van die punten van een stria, waarbij de sondestroom een extreme waarde heeft. Hierbij is verondersteld, dat deze extreme waarden van den sondestroom steeds bij hetzelfde punt van een stria optreden, onafhankelijk van de aangelegde spanning tussen de punten *A* en *B*. Dit komt hierop neer, dat de statische karakteristieken van de andere punten van een stria die van de extreme punten niet mogen snijden.¹⁾

Gemeten werden de gemiddelde sondespanning V_g , de gemiddelde sondestroom i_g , benevens de topwaarde V_m van de wisselspanning op R_2 , welke gelijk is aan die op R_1 , daar de reactantie der capaciteiten ten opzichte van R_2 bij deze frequentie te verwaarlozen is. Voor den voltmeter en den milliampèremeter werden draaispoelinstrumenten gebruikt, daar deze de gemiddelde waarde aanwijzen, in

1) Uit sondekaracteristieken van een laagspanningsboog, welke Dr. M. J. Druyvesteyn mij ter beschikking heeft gesteld, bleek, dat bij een laagspanningsboog aan deze voorwaarde is voldaan.

tegenstelling met hittedraad- of electro-dynamometers, welke de effectieve waarden aangeven.

Door V_g en i_g te vermeerderen of te verminderen met V_m resp. i_m , vinden we de statische karakteristieken van de extreme punten (i_m is de topwaarde van den wisselspanningscomponent der sonde-stroom en uit V_m te bepalen). Er moet nog een correctie worden aangebracht voor den stroom, welke door den voltmeter en door R_2 stroomt.

5. *Metingen.*

In fig. 5 is een schets van een buis, waaraan metingen verricht werden, gegeven.

Bij de constructie van de buis moest op het volgende gelet worden:

- a. De frequentie der striae moet zoo laag mogelijk zijn. Bij hoge frequenties kan de ruimteladings-toestand om de sonde de variaties niet volgen, en treedt er dus een vervorming van de dynamische sonde-karakteristiek op. De druk moet dus zoo hoog mogelijk zijn. Daar bij hooger en druk de striae onregelmatig worden, wordt hierdoor een bovenste grens aan den druk gesteld. Bij een wijde buis is de frequentie lager dan bij een smalle, zoodat een wijde buis beter is.

- b. De formules voor de sonde-karakteristieken gelden alleen, indien de toestand in de nabijheid van de sonde homogeen is. Deze toestand wordt des te beter benaderd, indien de afstand der striae grooter is.

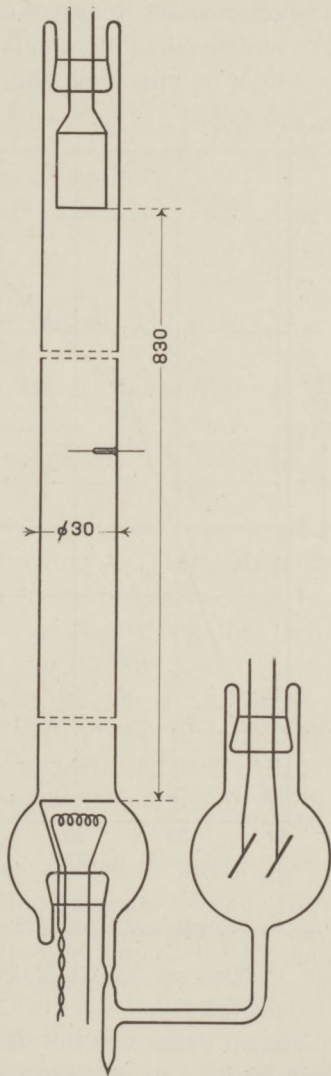


Fig. 5. Schets van een buis.

- c. De vervorming door de sonde is des te grooter, naarmate de sonde dikker is. De verwarming van de sonde is bij een dunne sonde echter grooter, dan bij een dikke. De verwarming mag echter niet te groot worden, met het oog op electronen-emissie door de sonde zelf. Daarom moet de stroomsterkte door de buis klein zijn, daar dan de sondestroom ook klein is.

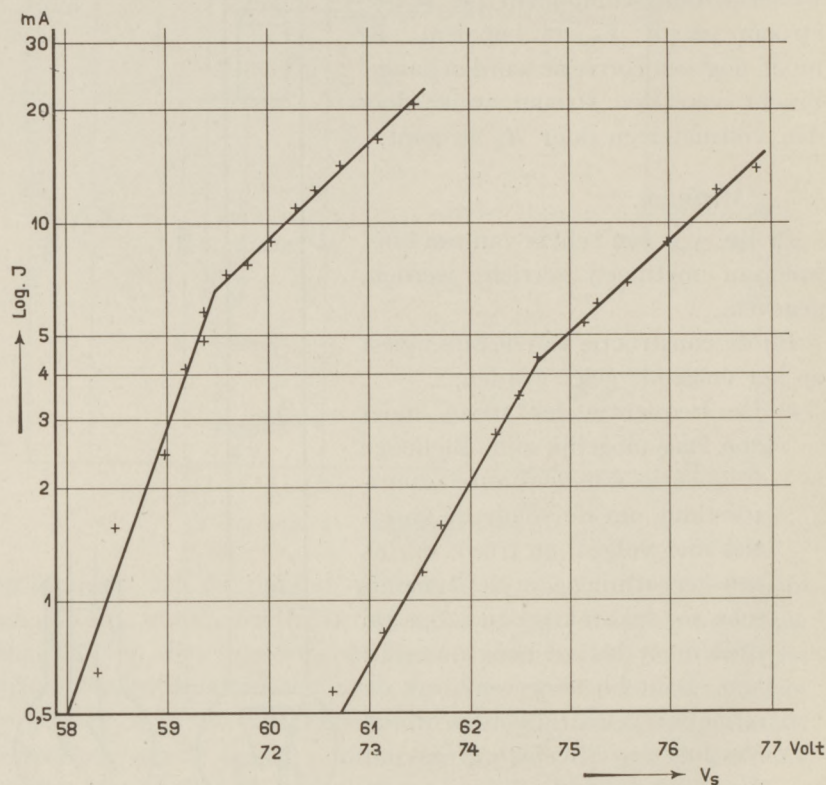


Fig. 6. Enkel-logarithmische karakteristieken voor een potentiaal minimum en het daarop volgende maximum. De karakteristiek voor het maximum is 12 Volt naar links verschoven t.o.v. de kar. van het minimum.

Tot op 9 mm van het uiteinde was de sonde met een glashuidje geïsoleerd. Aan de pomp werd de buiswand door verwarming in een oven ontgast. De metalen deelen werden met behulp van hoogfrequente wervelströmen uitgegloeid. Nadat de buis afgesmolten was, werden de laatste sporen van onedele gassen verwijderd door een langdurige ontlading tusschen magnesium elektroden.

In fig. 6 zijn twee bij elkaar hoorende enkellogaritmische karakteristieken geteekend. De punten liggen vrij goed op een rechte, terwijl beide krommen een duidelijken knik vertoonen.

In onderstaande tabel zijn de resultaten van een waarnemingenreeks vereenigd.

Punt in een stria	V Volt	T °K	V_0 Volt	C_e
max.	74,7	10800	1,39	$2,75 \cdot 10^{10}$
min.	59,5	6600	0,85	$5,5 \cdot 10^{10}$

$\phi = 3,25$ mm.

stroom door de buis 0,5 A; spanning op de buis 112 V;

oppervlakte sonde 6,08 mm²;

afstand striae 10,1 cm, frequentie 1060 Hertz, snelheid 108 m/sec.

Het blijkt dus, dat wanneer zich om de sonde een lichtend laagje bevindt, de ruimtepotentiaal 15 Volt hooger is, dan wanneer om de sonde een donkere ruimte is.

Het is eenigszins vreemd, dat de maximale electronenconcentratie zich niet in het potentiaalmaximum bevindt. Misschien wordt dit veroorzaakt door meetonnauwkeurigheden, daar een kleine verandering van de helling van de logaritmische rechte een groote verandering in de ordinaat van de knik geeft.

Indien een potentiaalmaximum zich midden tusschen twee minima bevindt, moeten we bij deze 15 Volt nog optellen het halve potentiaalverschil tusschen twee opeenvolgende striae. Dit laatste is gelijk aan de halve afstand van twee striae, vermenigvuldigd met de gemiddelde gradient in de zuil.

Met behulp van een draaiende camera werden de striae tegelijk met een Neonzuil, welke op wisselspanning van ongeveer 400 Hertz brandde, gefotografeerd. De frequentie der wisselspanning werd gemeten door vergelijking met stemvorken. Uit deze opname kan men dus de afstand, frequentie en snelheid der striae bepalen.

De gemiddelde gradient is niet nauwkeurig gemeten, maar kan op de volgende wijze bij benadering geschat worden. Op de heele buis stond een spanning van 112 Volt. De lengte was 90 cm. In verband met de gloeikathode was de kathodeval slechts klein, zoodat de gemiddelde gradient ca. 1 Volt/cm zal zijn geweest. Bij een afstand der striae van 10 cm moet bij het bedrag van 15 Volt

dus nog $\frac{1.0}{2} \cdot 1 = 5$ Volt opgeteld worden. Daar de gemiddelde gradient niet nauwkeurig gemeten is, is het mogelijk dat dit bedrag iets minder is.

Het potentiaalverschil tusschen maximum en minimum wordt

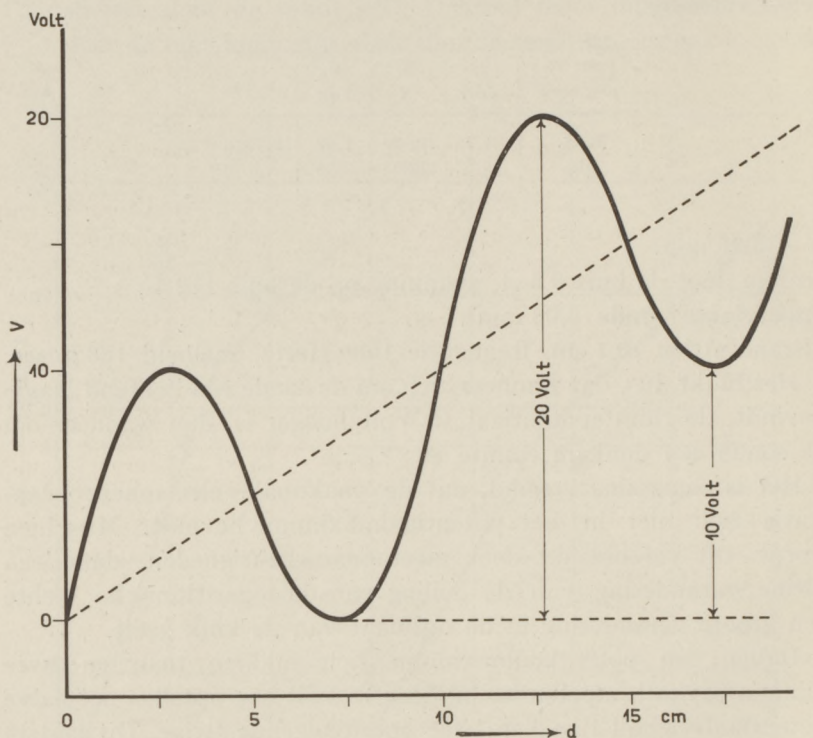


Fig. 7.

dus 19 à 20 Volt, zooals in fig. 7 is aangegeven. Deze waarde ligt tusschen de aanslagspanning der $2p$ -niveau's, welke 18,5 Volt bedraagt en de ionisatiespanning (21,5 V) van Neon.

Prof. Dr. H. B. D o r g e l o betuig ik mijn hartelijken dank voor den steun en de belangstelling bij mijn werk ondervonden en Ir. A. C. van Dorsten voor zijn vele raadgevingen betreffende het experimenteele gedeelte.

Delft, 22 Januari 1932.

Laboratorium voor Technische
Physica der Technische Hoogeschool.

BOEKBESPREKING

Kurt Reidemeister, **Einführung in die kombinatorische Topologie**, 209 blz.

— Vieweg. Braunschweig. 1932. Prijs R.M. 17.20, geb. R.M. 19.

Dit boek lijdt aan een verkeerden titel. Het is namelijk niet zoozeer eene inleiding in de combinatorische topologie als wel in de theorie der (oneindige) discrete groepen, waaraan de eerste helft van het boek (hoofdstuk 1, 2, 3; 97 pag.) geheel gewijd is. Beschouwen we het dus vooreerst als zoodanig. Hoofdstuk 1, dat een inleidend karakter heeft, bevat de (abstracte) definitie en de voornaamste eigenschappen van groepen, normaaldeeler, de commutatorgroep eener groep, iso- en automorphismen. Voorts de minder algemeene bekende definitie van groepen met operatoren en de groepoiden van *H. Brandt*.

Hoofdstuk 2 begint met eene exacte definitie van de vrije groep, ietwat afwijkend van die van *O. Schreier*, en de oplossing van de door *M. Dehn* geformuleerde hoofdproblemen, (nl. het „woordprobleem” en het „transformatieprobleem”) voor vrije groepen. Voorts wordt het woordprobleem voor groepen met voortbrengende elementen S_1, \dots, S_n en de relaties $R_i = S_i^{a_i}$ ($i = 1, \dots, n$) opgelost. Voor het speciale geval der moduulgroep ($n = 2, a_1 = 2, a_2 = 3$) wordt ook het transformatieprobleem opgelost. *Schreier's* existentiebewijs voor het vrije product van twee groepen met vereenigde ondergroepen wordt gegeven. Tenslotte volgt nog de karakteriseering der commutatieve groepen met operatoren met behulp der „*L*-polynomia” van *J. W. Alexander*.

Hoofdstuk 3 bevat de van *K. Reidemeister* en *O. Schreier* afkomstige bepaling der voortbrengende elementen en definieerende relaties eener ondergroep (in hoofdzaak naar *Schreier*), in het bijzonder ook toegepast op de commutatorgroep, *Schreier's* bekende bewijs, dat iedere ondergroep eener vrije groep vrij is, het bewijs van *W. Magnus* voor den „*Freiheitssatz*” van *M. Dehn* voor groepen met één definieerende relatie en enkele stellingen van *J. Nielsen*, *O. Schreier* en schr. over automorphismengroepen.

In hoofdstuk 4 komt voor het eerst het woord „topologie” voor. Dit hoofdstuk handelt over ééndimensionale complexen en blijft sterk groepentheoretisch georiënteerd. Uitvoerig wordt ingegaan op de overdekkings- („*Überlagerungs-*”) complexen en hun verband met permutatiegroepen en met het „*Gruppenbild*” van *Dehn*.

Hoofdstuk 5 behandelt de tweedimensionale complexen, in het bijzonder de variëteiten („*Mannigfaltigkeiten*”), de duale variëteit en de normaal-

vormen, terwijl hoofdstuk 6 de fundamentealgroep („Wegegruppe”), de snijpuntgetallen van H. Poincaré en de voornaamste overdekkings-eigenschappen bevat.

Hoofdstuk 7 tenslotte behandelt de vertakte overdekkingen, de isomorphiestelling voor de „hoofdgroep” eener regulaire overdekking en de automorphismengroep en de vertakkingsgetallen eener ondergroep. Voorts uitvoerige besprekingen van de groepenbeelden van Dehn en hunne eigenschappen, het woordprobleem in vlakke groepenbeelden en tenslotte het verband van de vlakke groepenbeelden met de niet Euklidische meetkunde.

Het boek geeft een alleszins voortreffelijk overzicht over de theorie der groepen met een eindig aantal voortbrengende elementen, waarin ook onderzoeken van den allerlaatsten tijd (tot 1931) zijn opgenomen; het is dan ook zeer te waardeeren, dat men thans een vrijwel volledig overzicht kan krijgen over alles wat deze theorie aan opgeloste problemen bevat. Beschouwt men het werk echter als wat het wil zijn, nl. als eene inleiding in de combinatorische topologie, dan kan het oordeel niet onverdeeld gunstig luiden. De lezer die dit (geenszins gemakkelijk) werk doorgeworsteld heeft, weet van de karakteristieke moeilijkheden der combinatorische topologie nog zoo goed als niets. Dit volgt voornamelijk uit het feit, dat schr. zich bij uitsluiting tot één- en tweedimensionale complexen beperkt, terwijl de eigenlijke moeilijkheden eerst in drie dimensies beginnen. De talloze mislukkingen en de weinige resultaten die verbonden zijn aan het zoeken naar een goede definitie voor de variëteiten, aan de „Hauptvermutung” en het Dehn'sche Lemma waarvan het bewijs foutief is gebleken te zijn en dat talrijke met behulp daarvan bewezen stellingen in zijn val meegesleept heeft, de ontoereikendheid der homologiegroep in meer dimensies, de pogingen, eene generalisatie te vinden voor de fundamentealgroep, dit alles zijn moeilijkheden die karakteristiek zijn voor de combinatorische topologie en die zelfs door eene volledige oplossing der groepentheoretische problemen allerminst overwonnen zouden zijn! De naam Brouwer komt in dit boek niet voor! En ook onderzoeken als die van H. Hopf en S. Lefschetz (om ook eenige positieve resultaten te vermelden) zijn in ieder werk over combinatorische topologie onontbeerlijk.

En zelfs wanneer men de beperking tot twee dimensies aanvaardt (al snijdt men daarmee de mogelijkheid van dieper inzicht in de combinatorische problemen af) dan nog stoort vooreerst de volslagen onaanschouwelijkheid der behandelingswijze (in het boek komt geen enkele figuur voor!), en dan zouden toch ook zeker de stellingen van L. E. J. Brouwer en J. Nielsen over transformaties van oppervlakken in zich zelf en de „Fixpunktklassen”, niet mogen ontbreken.

Maar . . . dit alles zijn bezwaren die na verandering van den titel onmiddellijk wegvallen en de rijke inhoud dezer „Inleiding in de groepentheorie met enkele toepassingen op de topologie der één- en tweedimensionale complexen” is de bestudeering ten volle waard.

D. v. D.

Georg Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik, 644 blz., 157 fig. — Akademische Verlagsgesellschaft. Leipzig, 1932. Prijs RM. 24; geb. RM. 26.

Het is geen geringe onderneming in één band (van bescheiden omvang) de theoretische physica te behandelen. Om dat doel te bereiken is beperking zeker noodig; de schrijver heeft dan ook alleen die stof behandeld, die voor den experimenteelen en technischen physicus onontbeerlijk is en met niet al te omvangrijk mathematisch apparaat is te bestrijken. Gebieden, die het volle mathematische pond vorderen, zooals algemeene relativiteits-theorie en de theorie der electrolytische stroomgeleiding, zijn slechts aangeduid. Maar zelfs met deze beperking is de taak niet gering te noemen. De schrijver heeft zich echter op meesterlijke wijze van die taak gekweten. Alles is degelijk overwogen om het zoo kort mogelijk te kunnen zeggen. „In der Beschränkung zeigt sich der Meister” is hier volkomen van toepassing. Maar daardoor is het een boek geworden dat men niet als lectuur kan doorlezen; het moet *doorgewerkt* worden. Wie dat doet zal er stellig groot nut en niet minder voldoening van hebben. Het boek bevat ter oefening een groot aantal opgaven (met oplossing), die niet zoozeer als sommen moeten worden beschouwd, maar dienen tot verruiming van den gezichtskring.

Als eerste boek (de schrijver verdeelt het werk in boeken, hoofdstukken en paragrafen) vindt men eene behandeling der mathematische hulpmiddelen (vectoranalyse, periodieke functies) waarbij de regels der differentiaal- en integraalrekening bekend worden ondersteld. De volgende boeken hebben tot opschriften: mechanica; continuumstheorie der electromagnetische en optische verschijnselen; atomistiek der electriche verschijnselen; theorie der warmte, verdeeld in phenomenologisch en statistisch gedeelte; bouw der atomen en moleculen en tot slot de theorie der spectra.

Het boek is docenten en studenten zeer aan te bevelen. In het aanhangsel vindt men een lijst van uitmuntende werken, die kunnen dienen om in de afzonderlijke gebieden verder door te dringen. Aan de hooge typografische eischen, die aan een dergelijk werk worden gesteld, is op de meest keurige wijze voldaan, terwijl ook het uiterlijk goed is verzorgd. V. S. F. B.

De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

MEDEDEELING

WETENSCHAPPELIJKE VOORDRACHTEN IN TEYLER'S STICHTING TE HAARLEM

Onder leiding van Prof. Dr. A. D. Fokker, curator van het Laboratorium van Teyler's Stichting zal een reeks wetenschappelijke voordrachten gehouden worden over „Het Periodiek Systeem”.

De voordrachten zijn in de eerste plaats bestemd voor degenen die vroeger een academische of middelbare studie in de scheikunde of de natuurkunde hebben voltooid, en die zich van de modernere ontwikkeling in hun vak eenigszins op de hoogte willen houden. Desalniettemin zijn ook stu-

denten in de natuurwetenschappen en intellectueelen van andere studierichting, die zich voor de te behandelen problemen interesseeren, welkom.

De voordrachten worden gehouden door Dr. C. J. Gorter, conservator van het Laboratorium van Teyler's Stichting en Dr. A. J. Rutgers, hoofdassistent aan het Natuurkundig Laboratorium, afd. Thermodynamica, van de Universiteit van Amsterdam. Zij zullen plaats hebben in de gehoorzaal van Teyler's Stichting op de Zaterdagden: 18 Maart, 1 April en 8 April van 14 u. 30—16 u. 30. De voordrachten 1 en 6 worden gehouden door Dr. Rutgers, de voordrachten 2, 3, 4 en 5 door Dr. Gorter.

Men wordt uitgenoodigd van te voren schriftelijk toegangsbewijzen (kosteloos) aan te vragen bij het Nat. Laboratorium van Teyler's Stichting Damstraat, Haarlem.

KORTE INHOUD DER VOORDRACHTEN:

1. *Schets der moderne atoomtheorie:*

Bohr's atoommodel — waterstof atoom — heliumion — alkaliatomen, — aardalkaliatomen — de quantgetallen van het electron — Pauli-verbod.

2. *De regelmatigigheden in het Periodiek Systeem:*

Historie van het Per. Syst. — atoomgewichten — atoomnummers — isotopen — korte en lange perioden.

3. *Verklaring der regelmatigigheden op grond der atoomtheorie:*

Opbouw der perioden aan de hand van het Pauli-verbod — heteropolaire waardigheid — ionisatiespanningen — atoomvolumina — chemische eigenschappen als functie van waardigheid en atoomvolumen.

4. *Vervolg hiervan:*

Kristalbouw — thermochemie — homöopolaire bindingen — molecuulbouw — organische en complexe verbindingen.

5. *Methoden van onderzoek der atoomkern:*

Radioactiviteit — atoomverbrijzeling — massaspectrograaf — kernmoment — hyperfijnstructuur — ortho- en para-moleculen — waterstof-isotoop.

6. *Bouw van de atoomkern:*

Rol der waarschijnlijkheid — Wet van Geiger en Nuttall — het Neutron — regelmatigigheden in de opbouw van de kern.

SYMMETRISCHE TRILLINGEN

door A. D. FOKKER

Summary. The different possible types of vibrations are analysed and described for the molecules of *carbon dioxyde*, *ammonia* and *methane*, and for the crystals of *calcite* and *quartz*. These afford examples and applications of the theory concerning the classes of vibrations in symmetrical arrangements.

Wij willen aan enkele voorbeelden, enkele molecuulsoorten en enkele kristaltrilies, toelichten hoe de systematische verdeling der trillingen van symmetrische structuren in bepaalde klassen ¹⁾ ons een denkbeeld kan geven van den vorm der trillingen.

Vooreerst is er het *koolzuurmolecuul*, CO_2 , waarvan men, op grond van metingen over de diëlectriciteitsconstante, aanneemt, dat de drie atomen in een rechte lijn liggen. Het ligt voor de hand aan te nemen, dat de twee zuurstofatomen op gelijken afstand van de koolstof liggen. De eenvoudigste wijze om de symmetrie

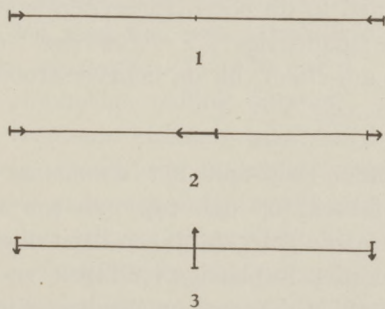


Fig. 1. Pulsatietrilling.

Fig. 2. Verschuivingstrilling.

Fig. 3. Kniktrilling.

aan te geven is te zeggen dat het molecuul een centrum van symmetrie heeft, waarin bij stilstand het koolstofatoom ligt.

Het koolstofatoom zal met zijn drie bewegingsvrijheden bij-

1) Brester, Diss. Utrecht; Fokker, *Physica* **13**, 1, 1933; Arch. du Musée Teyler, (3) **7**, p. 307.

dragen tot de antiphase bewegingen en trillingen. De twee zuurstofatomen zullen met drie bewegingsvrijheden tot de isophase, met drie tot de antiphase bewegingen en trillingen bijdragen. Totaal hebben wij dus te verwachten drie isophase en zes antiphase trillingen en bewegingen.

Tot de eerste groep behooren twee rotaties om assen loodrecht op de verbindingslijn der atomen. Wij houden hier over een *isophase trilling*, waarbij de zuurstofatomen in de verbindingslijn *pulseeren*.

Tot de tweede groep behooren drie translaties. Er blijven over drie *antiphase trillingen*. Bij eene daarvan *verschuiven* de zuurstofatomen tegelijk en parallel in de verbindingslijn, het koolstofatoom gaat daartegen in om het zwaartepunt op zijn plaats te laten. Bij de laatste twee trillingen wordt het molecuul *geknikt* door bewegingen dwars op de verbindingslijn. Dit kan in twee onderling loodrechte vlakken, door de verbindingslijn gaande, geschieden, en met gelijke frequentie. Men heeft een dubbeltrilling.

De kniktrilling is de langzaamste: haar frequentie wordt als goldichtheid aangegeven als 667,5 per cm^{-1}). De snelste trilling is de antiphase verschuiving ¹⁾: $\nu = 2350 \text{ cm}^{-1}$. De middelste trilling, de isophase pulsatie, zou een frequentie hebben zeer nabij den eersten boventoon van de kniktrilling. Tengevolge van nietkwadratische termen in de potentieele energie storen deze elkaar, en men krijgt twee frequenties ²⁾, $\nu = 1285 \text{ cm}^{-1}$ en $\nu = 1387 \text{ cm}^{-1}$, die in het Raman-effect, bij de lichtverstrooiing, voor den dag zijn gekomen.

Vervolgens kunnen wij aan het *ammoniak-molecuul* denken, NH_3 , het stikstofatoom op den top van een stompe driezijdige pyramide, en daarmee gelegen op een drietallige as. Aan de drietallige as beantwoorden isophase trillingen, en cyclophase dubbeltrillingen. Het stikstofatoom, op de drietallige as gelegen, kan slechts met zijn bewegingsvrijheid langs de as deelnemen aan de isophase trillingen. Het draagt twee trillingsgraden bij tot de cyclophase. De waterstofatomen zullen drie trillingsgraden bijdragen tot de isophase, en zes tot de cyclophase.

De translatie langs de as, en de rotatie om de as, zijn isophase. Er blijven dus twee isophase trillingen.

1) P. E. Martin & E. F. Barker, Phys. Rev. **41**, 291, 1932.

2) E. Fermi, Zs. f. Phys. **71**, 250, 1931; Dennison, l.c. Phys. Rev. **41**, 304, 1932.

De andere translaties en rotaties zijn voorbeelden van cyclophasige dubbeltrillingen. Er blijven dus twee cyclophasige dubbeltrillingen over.

Bij de *isophasige trillingen* kunnen de drie opstaande ribben der pyramidefiguur in lengte, en in hoek met de as veranderen. Indien het eerste overweegt, krijgen wij een *pulseering* van het molecuul: dit is een snelle trilling, met een frequentie $\nu = 3336$ per cm. De quantumtheorie geeft redenen, die buiten ons bestek liggen ¹⁾, waarom hier een doublet is, volgens Dennison ²⁾ met een interval $\Delta\nu = 1,6 \text{ cm}^{-1}$.

Indien de hoekverandering overweegt bij de isophasige trilling krijgen wij een *in- en uitstulping*.

Ook hier is een doublet, met frequenties

$$\nu = 933 \text{ cm}^{-1} \text{ en } \nu = 969 \text{ cm}^{-1}.$$

Bij de zuivere *cyclophasige trillingen* moet het stikstofatoom een cirkel om de as beschrijven. Die kan groot, of klein zijn. In het eerste geval zullen de drie waterstofatomen ten naaste bij in een onveranderden driehoek gezamenlijk en parallel cirkels beschrijven, en het zwaartepunt stil laten. In hun eigen coördinatenkruis beschouwd, is, zoo de cirkeling rechtsom gaat, elk waterstofatoom een derde van den omtrek voor bij zijn rechterbuur en achter bij zijn linkerbuur. Wij zien hier een *verschuivingsstrilling*, die sterk elektrisch moment vertoont. $\nu = 1630 \text{ cm}^{-1}$.

Een andere cyclophasige trilling ontstaat, indien wederom de waterstofatomen rechtsom cirkelen, maar elk bij zijn rechterbuur $\frac{1}{3}$ omtrek achter is, en bij zijn linkerbuur evenveel vóór. Hierbij wordt de driehoek gedeformeerd, terwijl zijn zwaartepunt stilstaat, zoodat ook het stikstofatoom stilstaat. Men zou dit een *gebalanceerde deformatietrilling* kunnen noemen.

Beide trillingsvormen kan men met hun omgekeerde superponeeren. Er ontstaan dan rechtlijnige trillingen. In de verschuivingsstrilling loopen de waterstofatomen parallel. In de deformatietrilling zijn hun trillingen òf evenwijdig aan, òf loodrecht op de driehoekszijden.

Ik ben geneigd aan de deformatietrilling de gemeten absorptiefrequentie $\nu = 2470 \text{ cm}^{-1}$ toe te schrijven. Wij moeten in het oog

1) D. M. Dennison & G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **41**, 313, 1932.

2) D. M. Dennison & J. D. Hardy, Phys. Rev. **39**, 938, 1932.

houden, dat de verschuivingstrilling wel niet geheel zonder deformatie, en de deformatietrilling niet geheel zonder verschuiving

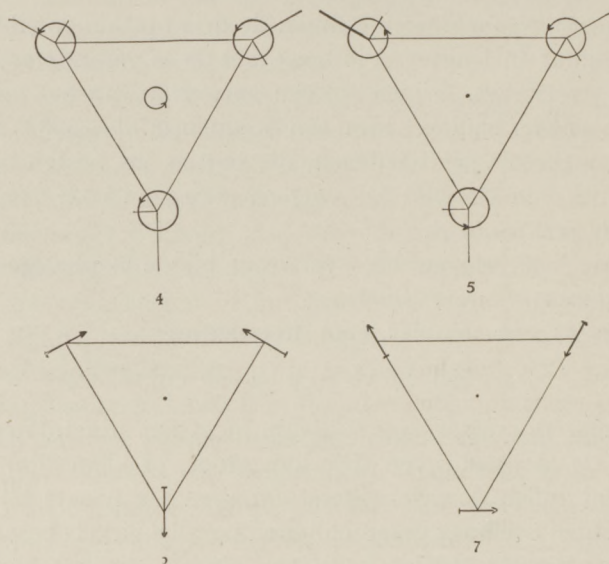


Fig. 4. Verschuivingstrilling.

Fig. 5. Deformatietrilling.

Fig. 6. Lineaire deformatietrilling.

Fig. 7. Lineaire deformatietrilling.

zal zijn. Dit hangt geheel af van den specialen aard der krachtwerkingen. Het zou zelfs kunnen zijn, dat verschuiving en deformatie gelijkelijk voorhanden zijn. Wij kunnen ons bijv. voorstellen, dat de waterstofatomen trillen langs den verbindingsstraal naar het zwaartepunt, in een radiale beurttrilling, met successievelijk $2\pi/3$ phaseverschil. Ook zouden zij een beurttrilling tangentieel kunnen uitvoeren, dwars op de genoemde verbindingsstralen.

Wij gaan nu over tot het *methaan molecuul*, CH_4 . Om te beginnen letten wij erop, dat er drie onderling loodrechte tweetallige assen zijn, waarvan een door de aanwezigheid van de beide andere bepaald wordt. Deze laatste noemen wij X - en Y -as. Een trilling zal om de X -as isophasig kunnen zijn. Is zij daarbij isophasig om de Y -as, dan volgt ook hetzelfde voor de Z -as. Is een trilling isophasig om de X -as, en antiphasig om de Y -as, dan is zij ook antiphasig

om de *Z*-as. Een trilling is òf om geen enkele, òf om twee der assen antiphasig. De verschillende groepen duiden wij aan als iso-iso-phasig, iso-antiphasig, anti-isophasig, en anti-antiphasig.

Het koolstofatoom ligt in 't snijpunt der drie assen. Bewegingsvrijheid in de *X*-richting heeft het alleen in de iso-antiphasige groep, in de *Y*-richting kan het slechts bij een anti-isophasige trilling bewegen. Het koolstofatoom draagt dus slechts tot elk der antiphasige groepen ééne trilling bij. De vier waterstofatomen dragen tot elk der vier groepen drie trillingen bij. In elk der drie slechts om één as isophasige groepen vinden wij een translatie en een rotatie. Er blijven daar dus twee trillingen over. In de iso-isophasige groep blijven er drie trillingswijzen over.

Tot zoover hebben wij nog slechts rhombische symmetrie. Nu komt er voor het methaan nog bij, dat er drietallige assen zijn, waarop de waterstofatomen liggen. Dit maakt, dat de tweetallig iso-isophasige trillingen nader worden onderscheiden. Het koolstofatoom staat daarbij stil. Er is een trilling, die om de drietallige as isophasig is, dus *volledig isophasig*: hierbij moeten de waterstofatomen langs de drietallige assen trillen, het is een *pulseering*. Om de drietallige as is er ook drietallig-cyclophasige dubbeltrilling: daarbij gaan de waterstofatomen in cirkels loodrecht om hun drietallige assen heen (fig. 9). Er is een vaste fasenrelatie: twee paren waterstofatomen passeeren tegelijk de vlakken die hun evenwichtstanden met het koolstofatoom verbinden. Door superpositie van zulk een trilling met haar omgekeerde kunnen wij een rechtlijnige trilling krijgen, waarbij twee paren waterstofatomen, synchroon, elkaar naderen en verlaten. Men zou kunnen zeggen: een *synchrone schaartrilling*.

Bij de *tweetallig-antiphasige* trillingen wordt er één as onderscheiden, om welke de trilling isophasig is. Hier kan dus de drietallige as in den trillingsvorm niet meer tot uiting komen. Wat zij wel bewerkt is dat de drie verschillende groepen, zij het in verschillende richting, precies hetzelfde beeld te zien geven, en dus ook gelijke frequentie hebben.

Wij krijgen dus niet driemaal twee onafhankelijke trillingen, maar twee drievoudige trillingen.

Wij kunnen ons deze twee trillingen voor oogen stellen, door eerst aan een *verschuivings*-trilling te denken, waarbij de tetraëder der waterstofatomen niet gedefformeerd wordt, maar, bij vibratie

van het koolstofatoom, als geheel daartegen in trilt om het zwaartepunt stil te laten. Bij een andere trillingswijze zouden van twee paren waterstofatomen, met behoud van hun afstand tot het kool-

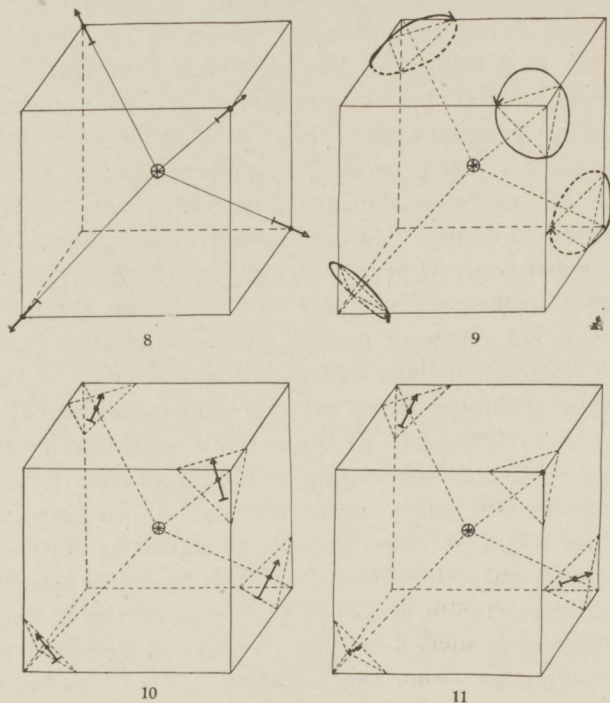


Fig. 8. Pulsatietrilling.

Fig. 9. Cyclophasige trilling.

Fig. 10. Antichrone schaartrilling.

Fig. 11. Kniktrilling als superpositie van 3 antichrone schaartrillingen. De bewegingspijlen voor het C- en één H-atoom zijn weggelaten.

stofatoom, het eene naar elkaar toe, het andere van elkaar af kunnen bewegen: een *antichrone schaartrilling* (fig. 10). Bij superpositie van drie zulke, volgens verschillende assen georiënteerde trillingen krijgen wij een trilling, waarbij het koolstof- met een der waterstofatomen samen loodrecht trilt op den driehoek der overige waterstofatomen, die daarbij eenigszins uitwijken (fig. 11).

Wij willen nu overgaan tot het *kalkspaat*. De kristaleenheid bestaat uit twee moleculen $CaCO_3$. Recht boven elkander, op gelijke afstanden op een drietallige as, vindt men afwisselend *Ca, C, Ca, C,*

enz. Door de koolstofatomen gaan horizontaal tweetallige assen, die de zuurstofatomen dragen. In de calciumatomen vindt men symmetriecentra. Tengevolge hiervan verschilt de oriëntatie der twee zuurstofdriehoeken onderling 60° .

Om de drietallige as hebben wij isophasige en cyclophasige trillingen. Deze kunnen alle ten opzichte der symmetriecentra isophasig of antiphasig zijn. Tenslotte kunnen de drietallig isophasige trillingen nog onderscheiden worden in zulke die om de tweetallige assen isophasig zijn, en zulke die daarom antiphasig zijn.

De calciumatomen kunnen alleen medebewegen in trillingen die centrisch antiphasig zijn. Bij de drietallig isophasige trillen zij in de drietallige as, anders loodrecht daarop in de cyclophasige dubbeltrillingen. De koolstofatomen kunnen bij de drietallig isophasige trillingen alleen in de drietallige as medebewegen; en dit alleen wanneer de trilling tweetallig antiphasig is. Overigens kunnen zij centrisch iso-en antiphasig bewegen. Dit laatste geldt ook voor de cyclophasige trillingen, waarin zij op cirkels om de drietallige as bewegen. De zuurstofatomen kunnen in de tweetallig-isophasige trillingen slechts langs de tweetallige as trillen, bij de tweetallig-antiphasige trillingen hebben zij twee vrijheden loodrecht daarop. Bij de cyclophasige trillingen valt dit onderscheid weg. Evenals wij dit bij den waterstofdriehoek der ammoniaktrillingen hebben opgemerkt, zien wij hier, dat hun trilling kan gepaard gaan met verplaatsing van het zwaartepunt van een zuurstofdriehoek. Het zwaartepunt kan ook stil blijven, en zulks nog op twee manieren: de beweging kan complanair zijn in het vlak van den driehoek, zij kan ook loodrecht daarop zijn, drieledig beurtwisselend.

Wij kunnen een lijst maken van de verschillende trillingsvormen, en de deelneming der verschillende atomen daarin.

3-t. as	centrum	2-t. as	2 Ca	2 C	6 O	Beschr. no.
isophasig	isophasig	isophasig	—	—	1	1
„	„	antiphasig	—	1	2	2, 3, 4
„	antiphasig	isophasig	1	—	1	5, 6
„	„	antiphasig	1	1	2	7, 8, 9, 10
cyclophasig	isophasig	} — }	—	(2)	$3 \times (2)$	11, 12, 13, 14
„	antiphasig		$2 \times (2)$	(2)	$3 \times (2)$	15—20

Bij trilling no. 1 pulseeren de zuurstofatomen langs de tweetallige assen, beide drietallen tegelijk, de calcium- en koolstofatomen staan stil.

Bij trillingen no. 2, 3, 4 staan de calciumatomen stil. De koolstofatomen trillen langs de as, tegen elkander in. De zuurstofdriehoeken trillen: (2) òf parallel aan de as, met hun koolstofatomen mee, (3) òf parallel met de as, tegen hun koolstofatomen in, (4) òf zij vibreeren in denzelfden zin dwars op de drietallige as.

Bij trillingen 5 en 6 trillen de calciumatomen langs de as, tegen elkander in. De koolstofatomen staan stil. De zuurstofdriehoeken pulseeren radiaal, de eene contraheert als de andere expandeert. De calciumatomen loopen (5) op de contraheerende, of, (6), op de expandeerende driehoeken toe.

Bij de trillingen 7—10 bewegen de calciumatomen langs de as en zulks parallel. Eveneens de koolstofatomen. Dit kan geschieden met de calciumatomen mede. Bewegen zich nu ook de zuurstoffen parallel evenwijdig aan de as in dezelfde richting, dan krijgen wij, (7), de *translatie* langs de as. Indien echter het zwaartepunt stil moet blijven, zal de hoogte van de zuurstofdriehoeken bepaald worden door de hoogten van de calcium- en van de koolstofatomen. Er zijn nog twee trillingsmogelijkheden, (8 en 9), waarbij calciums, koolstoffen en zuurstoffen evenwijdig aan de as zich deels met, deels tegen elkander bewegen. Tenslotte is er nog een trilling (10) waarbij de twee zuurstofdriehoeken, tegen elkander in wringend, om de as vibreeren.

Bij de dubbeltrillingen 11—14 staan de calciumatomen stil. De koolstofatomen kunnen in cirkels om de as gaan, elk aan tegen-gestelden kant. De zuurstofdriehoeken kunnen, (11), complanair met de koolstoffen medegaan, zoodat het zwaartepunt van de twee CO_3 -groepen stil blijft, of wel, (12), de tegenhanger der C-beweging zijn, zoodat het zwaartepunt van elke CO_3 -groep stil blijft. De zuurstofdriehoeken kunnen echter ook gedeformeerd worden zonder zwaartepuntsbeweging door, (13), een horizontale deformatietrilling of, (14), door verticale beurtrilling, waarbij de driehoek rondwiebelt.

Bij de dubbeltrillingen 15—20 kunnen de koolstofatomen in cirkels om de as gaan, parallel en aan denzelfden kant. De calciumatomen kunnen hetzelfde doen, en eveneens de zwaartepunten der stikstofdriehoeken. Zoo kunnen zij samengaan in, (15), een *translatie* loodrecht op de as. Moet het zwaartepunt blijven stilstaan, dan is door de cirkeling van twee groepen die der derde bepaald. Er zijn dan nog, (16) en (17), twee dubbeltrillingen, waarbij de

zwaartepunten der groepen afzonderlijk bewegen. Echter kunnen de calciumatomen ook nog aan verschillende kanten van hun drietallige as cirkelen. Hun zwaartepunt ligt dan stil, zoodat, (18), bij cirkeling der koolstofatomen, de zuurstofdriehoeken door een zwaartepuntsbeweging daartegen moeten opwegen. Tenslotte kunnen ook de koolstofatomen stil liggen, en de zuurstofatomen hun driehoeken deformeeren door, (19) horizontale of, (20), verticale beurtrillingen, zooals in de trillingswijzen (13) en (14), echter met onderscheid van phaserelatie.

Wij moeten in het oog houden, dat hierboven het karakter der trillingen slechts in hoofdzaak geteekend is. In het bijzonder is op de bewegingen der zuurstoffdriehoeken van toepassing hetgeen hierboven bij het ammoniak over de bewegingen van den waterstoffdriehoek gezegd is.

Uit alle cyclophasige dubbeltrillingen kunnen rechtlijnige trillingen door superpositie gevormd worden.

Wij beschouwen tenslotte nog de trillingen in het *kwartskristal*, tot welks elementaircel drie silicium- en zes zuurstofatomen behooren. Men stelt zich de structuur het gemakkelijkst voor met behulp van een plattegrond, waarin gelijkzijdige zeshoeken door vierkanten op hun zijden aan elkander geschakeld zijn, en te letten op de zuurstofketens, die in drie verdiepingen in drie onderling $2\pi/3$ verschillende richtingen loopen. De horizontale projectie van die ketens zijn licht geknikt, met hoeken van 150° , zij bestaan uit diagonalen van de vierkanten (fig. 12).

Daar waar twee ketens in opvolgende verdiepingen elkaar kruisen, ligt tusschen vier zuurstofatomen een siliciumatoom. Wij hebben dus overal zuurstoftetraëders met een siliciumkern.

De grondperiode vinden we in den plattegrond als een zeshoek, die zijn hoekpunten heeft in de middens der kleine driehoeken. Er zijn in de geteekende structuur horizontale tweetallige assen door telkens twee overstaande zuurstofatomen. Zij heeft ook verticale zestallige assen, en wel een hexagonale schroefas, die zuurstofatomen en de siliciumatomen op schroeflijnen doet liggen. Deze structuur heeft het kwarts bij temperaturen boven 573° . Bij lagere temperatuur is het niet hexagonaal, maar trigonaal: de verandering bestaat in een kleine verschuiving der zuurstofatomen langs de tweetallige assen. De hoofdas wordt nu een drietallige schroefas,

en de zuurstoftetraëders om de siliciumatomen zijn niet meer gelijkzijdig.

Zes siliciumatomen liggen op de grensvlakken van de zeszijdige

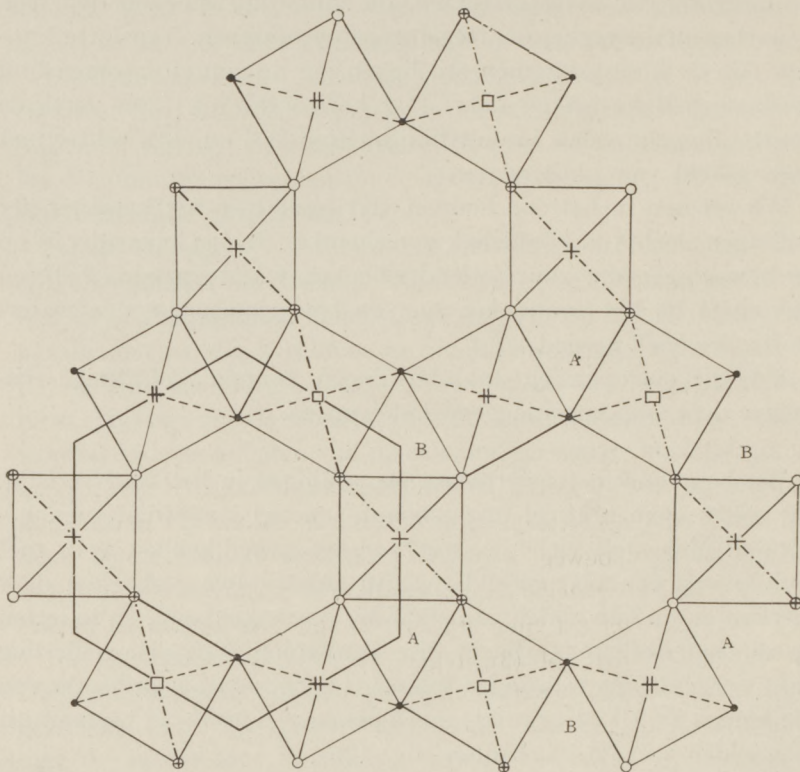


Fig. 12. Plattegrond van kwarts boven 573° . De drieërlei cirkels stellen de zuurstoffen voor in drie verdiepingen. Analooq zijn de siliciums op drie wijzen gemarkeerd, in drie verdiepingen.

cel. Zij behooren tot twee perioden tegelijk. Bij de staande roostertrillingen moet elk siliciumatoom dezelfde beweging uitvoeren als zijn overstaande, waarvan het door een translatie verwijderd is. Deze overstaande is echter door een tweetallige as verbonden aan een ander silicium, dat met het uitgangsatoom door de drietallige schroefas gelieerd is. Let men op de assenkruisen, in de atoom-evenwichtplaatsen, dan brengt een translatie het kruis parallel over. De drietallige schroefas daarentegen, en de daarop volgende tweetallige as, doen de verticale richting van het kruis omkeeren.

Hieruit volgt, dat voor de tweetallig isophasige trillingen de siliciumatomen slechts twee vrijheden hebben, radiaal en tangentieel, naar de zeshoeken gerekend, en voor de tweetallig antiphasige trillingen één. Voor de zuurstof-atomen is het omgekeerde het geval. Wij kunnen nu den staat opmaken der trillingsgroepen.

3-t. as	2-t. as	3 Si	6 O	Beschr. no.
isophasig	isophasig	2	2	1, 2, 3, 4
,,	antiphasig	1	4	5, 6, 7, 8, 9
cyclophasig		$3 \times (2)$	$6 \times (2)$	10—18

Bij de beschrijving der trillingen zal het dienstig zijn, de twee drietallen equivalente zuurstofatomen te onderscheiden als *A* en *B*. Men vindt ze in den plattegrond rondom de kleine driehoeken. In hoofdzaak kunnen wij de trillingswijzen als volgt schetsen.

De zuurstofatomen kunnen bij de eerste groep slechts radicaal trillen, langs de tweetallige assen. Indien de drietallen *A* en *B* simultaan op de drietallige as in loopen, (1), blijven de zwaartepunten der tetraëders nagenoeg op hun plaats. De silicium atomen zullen nauwelijks bewegen. Indien de twee drietallen dat antichroon doen, zullen de tetraëderzwaartepunten zich tangentieel bewegen. De siliciumatomen kunnen nu of, (2), met de tetraëderzwaartepunten medetrillen, of (3), tegen de tetraëderzwaartepunten in trillen, beide malen in tangentiele richting. De siliciumatomen kunnen ook, (4), radiaal trillen. Daarbij zullen de zuurstofatomen nagenoeg stil liggen.

Bij de tweetallig-antiphasige trillingen kunnen de zuurstofatomen verticaal trillen. Doen de drietallen *A* en *B* dat simultaan, dan kunnen, (5), de siliciumatomen met ze medegaan: dat is de verticale *translatie*, maar zij kunnen ook, (6), daar tegen in trillen. Trillen de drietallen *A* en *B* verticaal, maar antichroon, (7), dan blijven de tetraëderzwaartepunten, en eveneens de siliciumatomen vrijwel stil liggen. Trillen de zuurstoffen tangentieel, en *A* en *B* simultaan, (8), dan zullen de siliciumatomen vrijwel stilliggen. Dit is ook het geval, wanneer de tangentiele beweging der drietallen *A* en *B*, in (9), antichroon gaat.

De cyclophasige dubbeltrillingen overziet men in drie groepen van drie, al naar het gedrag der zuurstofdrietallen *A* en *B*. Bewegen deze tegelijk en horizontaal, en gaan de siliciums mede.

dan krijgen wij, (10), de horizontale *translaties*. Ook kunnen, (11), de siliciums alle tegelijk horizontaal tegen de gezamenlijke zuurstoffen in trillen. Wij kunnen ook een horizontale trilling hebben van de zuurstofatomen *A* tegen de zuurstofatomen *B*, (12), en de siliciumatomen nagenoeg stilstaande. Dit zouden drie verschuivingstrillingen zijn. Hierna krijgen wij drie deformatietrillingen. De plattegrond der drietallen *A* en *B* kan zich deformeeren. Dit kan aldus geschieden, (13), dat de overeenkomstige hoekpunten der driehoeken, dat zijn dus projecties van twee evenhoog gelegen zuurstofatomen, tegelijk de scherpste hoeken hebben. Daarbij verplaatsen zich de zwaartepunten der tetraëders niet, en de siliciumatomen evenmin. Het kan ook zijn, dat op het oogenblik dat van twee overeenkomstige driehoekspunten de eene den scherpsten hoek heeft, de andere den minst scherpsten heeft. Dan verplaatsen zich de tetraëderzwaartepunten. De siliciumatomen kunnen nu (14), met de tetraëderzwaartepunten medegaan, of, (15), daar tegenin gaan.

Tenslotte zijn er nog de verticale trillingen. In elk zuurstofdrietel zal er een beurttrilling zijn, met tusschenpoozen van $\frac{1}{3}$ trillingstijd. Doen de overeenkomstige, (even hoog gelegen) atomen van de drietallen *A* en *B* dat simultaan, dan verplaatsen zich de tetraëderzwaartepunten. Hierbij kunnen, (16), de siliciums zich daarmede bewegen, of, (17) daartegen in,

Indien de overeenkomstige atomen der drietallen *A* en *B* antichroon loopen, (18), dan verplaatsen zich de zwaartepunten der tetraëders nauwelijks, de siliciumatomen zullen zich nauwelijks bewegen.

Wij kunnen nog eens herhalen, dat het van de interne krachtwerkingen afhangt, of deze schematisch aangegeven trillingstypen zuiver optreden. Het kunnen ook hybriden zijn, die aan den dag treden.

HAARLEM, TEYLER'S STICHTING.

EEN TRICHROMATISCHE COLORIMETER

door H. P. J. VERBEEK

Summary:

A short description is given of a trichromatic colorimeter with spectral primaries in which the mixing of the primaries is effected by means of a fixed prism.

For the variation of the intensity of the three beams diaphragma's are used. The colorimeter is in conformity with the resolutions of the Cambridge Congress of the I. C. I.

Further another construction is mentioned whereby the intensity-regulation is effected by light-absorbing liquids.

Communication is made about the application of a double monochromator and monochromatic light sources in measuring the remission function of coloured objects.

Inleiding.

Aan elk lichtmengsel (electromagnetische straling van golflengten tusschen 400 en 800 m μ) nemen wij een kleur waar. Het aantal lichtmengsels dat wij kunnen samenstellen is oneindig groot van zeer hooge orde. Het aantal kleuren, dat wij kunnen waarnemen is veel minder en bestrijkt slechts een drie-dimensionaal gebied.

Hieruit en uit nog enkele andere waarnemingsfeiten 1) is af te leiden, dat wij elke kleur kunnen uitdrukken in 3 andere willekeurig gekozen kleuren (grondkleuren). Dus:

$$F = rR + gG + bB$$

waarin F de te meten kleur is, R , G en B de grondkleuren zijn en r , g en b de benodigde hoeveelheden dezer grondkleuren om gemengd een zelfde kleur als F te geven.

De eenheden waarin wij R , G en B uitdrukken, leggen wij vast via de kleur wit (W). Indien:

$$W = r_w R + g_w G + b_w B,$$

dan nemen wij als eenheid voor de grondkleur R , de hoeveelheid r_w , voor de grondkleur G , de hoeveelheid g_w en voor de grondkleur

B de hoeveelheid b_w . De drie coëfficiënten, die F bepalen, worden dan gegeven door

$$\rho = \frac{r}{r_w}; \quad \gamma = \frac{g}{g_w}; \quad \beta = \frac{b}{b_w}.$$

De grootte van deze coëfficiënten hangt dus af, afgezien van den invloed van het oog van den individueelen waarnemer, van de gekozen grondkleuren en van het gekozen wit. De Commission International de l'Eclairage heeft in het Cambridge Congres van September 1931 2) daarvoor de volgende grootheden voorgesteld: R bestaat uit licht van de golflengte $0,700\mu$, G uit licht van $\lambda = 0,5461\mu$ en B uit licht van $\lambda = 0,4358\mu$. Wit is het licht van dezelfde kleur als de straling van een absoluut zwart lichaam van ongeveer $4800^\circ K$.

Grondkleur R is te verkrijgen door middel van een gloeilamp met passend roodfilter. Grondkleuren G en B uit kwiklicht met filters, die alleen het groene resp. het blauwe kwiklicht doorlaten. De constantheid van deze filters doet niets terzake mits er slechts voor gezorgd wordt, dat ander licht (beneden $0,700\mu$ uit de gloeilamp of andere spectraallijnen uit het kwiklicht) door de filters wordt tegengehouden.

Als standaard witte lichtbron wordt gebezigd een met gas gevulde gloeilamp van $2848^\circ K$ kleurtemperatuur waarvoor een dubbelcuvet met oplossingen, door Davis & Gibson 3) aangegeven, geplaatst wordt. Met het licht van deze lichtbron wordt een MgO schermpje onder een hoek van 45° verlicht, het loodrecht op het oppervlak van het schermpje geremitteerde licht wordt voor meting gebruikt. Deze wijze van verlichten wordt eveneens toegepast indien de kleur van het te onderzoeken voorwerp wordt bepaald. De verlichting van het voorwerp geschiedt dan ook meestal met de standaard witte lichtbron.

Bij de bepaling van (r, g, b) en (r_w, g_w, b_w) moet er op gelet worden, dat de verlichting van het voorwerp resp. van het MgO schermpje dezelfde is.

Het is niet noodzakelijk, in een colorimeter de genoemde grondkleuren te gebruiken, men kan ook andere spectrale kleuren of kleuren verkregen met behulp van gekleurde filters toepassen. Door het uitvoeren van enkele hulpmetingen en omrekeningen,

kunnen wij weer dezelfde coëfficiënten krijgen, als die, welke gevonden zouden worden bij directe meting op de standaardgrondkleuren.

In den hierna te beschrijven colorimeter zou dan ook eerst gebruik gemaakt worden van thallium en caesium licht voor resp. de grondkleur *G* en *B*. Het bleek echter, dat de daarvoor in aanmerking komende lampen (ongeveer van dezelfde constructie als de bekende natrium gasontladingslampen) voor de praktijk nog niet geschikt zijn. Hiervoor in de plaats komen nu direct de door de C. I. E. voorgestelde grondkleuren. Voor de grondkleur *R* dient een gloeilamp met een rood filter, dat alleen golflengten grootter dan $0,700\mu$ doorlaat; dat voor *R* tevens licht van langere golflengten meedoet is geen bezwaar, daar voor $\lambda = 0,680\mu$ en langer de kleursoort constant blijft.

Beschrijving Colorimeter.

Om een kleurmeting volgens de vergelijking:

$$F = rR + gG + bB$$

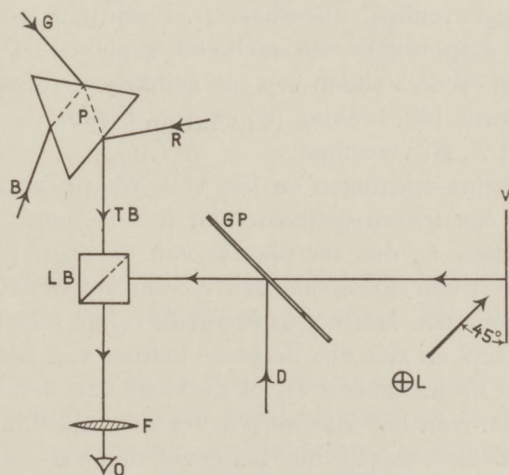


Fig. 1.

in werkelijkheid te kunnen uitvoeren moeten wij de drie grondkleuren in meetbare hoeveelheden kunnen mengen.

In het in fig. 1 geteekende schema van den colorimeter is *T. B.* een lichtbundel, die door deze menging is verkregen. Deze totale

bundel $T B$. verlicht de eene helft van een Lummer-Brodhun prisma $L. B.$; de andere helft van $L. B.$ wordt verlicht door licht afkomstig van het, onder 45° verlichte voorwerp V (in de plaats hiervan komt ook het witte scherm). Het $L. B.$ prisma bevindt zich in het brandpunt van lens F ; het oog O , dat zich achter F bevindt, kan nu op kleurgelijkheid instellen door regeling van den bundel $T. B.$

De bundel D , bestaande uit wit licht, wordt via een plan-parallel glasplaatje $G. P.$ voor een gering deel gereflecteerd naar het $L. B.$ prisma. Deze bundel, de desaturatiebundel, kan noodig zijn om de verzadiging van de kleur V te verminderen. In het normale geval, is bij het gebruik van de genoemde grondkleuren, de toepassing van D vrijwel nooit noodig. Indien men andere spectrale kleuren wil meten, moet men echter van dezen bundel steeds gebruik maken. De hoeveelheid van D , die men mede gemeten heeft, is te bepalen op de gewone manier, waarbij men echter V wegneemt.

De hoeveelheden van R , G en B worden geregeld door voor de desbetreffende lichtbron een diaphragma te plaatsen, waarvan de opening op een trommel afleesbaar is. Eventueel wordt tusschen lichtbron en diaphragma een melkglas geplaatst. De drie lichtbundels vallen op de 3 zijden van een gelijkzijdig prisma P en worden door reflectie (R), breking (G) en door breking + reflectie (B) in één bundel $T. B.$ vereenigd.

De diaphragma-openingen en het vlak waarin zich V bevindt, worden door een lenzen-systeem (niet in de figuur aangegeven) even achter lens F , dus ter plaatse van de oogpupil, afgebeeld. Het beeld heeft een doorsnede van 2,5 mm en wordt geheel door de pupil opgenomen. Het oog is ingesteld op de scheidingslijn van het $L. B.$ prisma en ziet dus de beide helften van het prisma verlicht, resp. in de mengkleur en in de kleur van het voorwerp.

De structuur van het voorwerp is bij deze opstelling niet in het gezichtsveld te zien; was dit niet het geval, dan zou een goede instelling meestal niet te verkrijgen zijn. De grootte van het gezichtsveld mag hoogstens 2° in het vierkant bedragen, zoodat alleen de gele vlek in de kleurbeoordeeling meedoet.

Fig. 2 geeft de volledige optische inrichting van den colorimeter. Het prisma P' zorgt er voor, dat in den bundel G geen dispersie optreedt.

Indien G uit monochromatisch licht bestaat, is dit van geen belang, wèl echter indien G niet monochromatisch licht bevat.

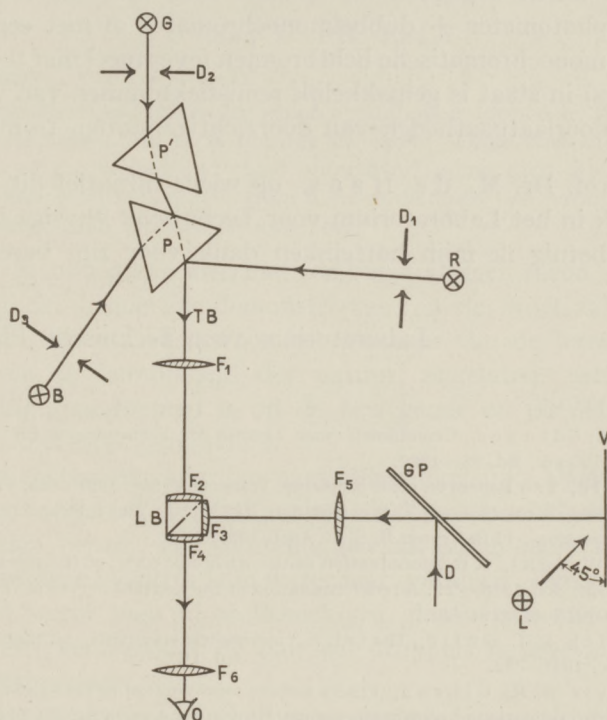


Fig. 2.

D_1 , D_2 en D_3 zijn de regelbare diaphragma's. De verschillende lenzen dienen om een afbeelding, als boven beschreven, te bewerkstelligen.

Het kan soms gebeuren, dat de diaphragma's zeer nauw gesteld zouden moeten worden. In dit geval plaatsen wij in de desbetreffende bundels rookglasjes; de diaphragma's kunnen dan weer verder open gezet worden. Het is niet noodig de doorlaatbaarheden van de rookglasjes te kennen.

De regeling der intensiteit kan inplaats van met diaphragma's, bijv. ook geschieden met behulp van een licht absorbeerende vloeistof, zooals *Leitz* die in den handel brengt. In deze „*Graulösung*” plaatst men glazen dompelstaven; de diepte van indompeling is dan een maat voor de intensiteit van den lichtbundel. Een derge-

lijke opstelling wordt op het oogenblik in het laboratorium voor Technische Physica uitgewerkt.

Tevens wordt nagegaan in hoeverre men met een combinatie van een photometer + dubbelmonochromator of met een photometer + monochromatische lichtbronnen (eventueel met toepassing van filters) in staat is gemakkelijk remissiekrommen van voorwerpen en doorlaatbaarheden van doorzichtige stoffen te meten.

Aan Prof. Dr. M. de Haas, op wiens initiatief dit kleurenonderzoek in het Laboratorium voor Technische Physica is aangevangen, betuig ik mijn hartelijken dank voor zijn bereidwillige hulp.

Delft.

Laboratorium voor Technische Physica.

LITERATUUR.

- 1) E. Schrödinger, Grundlinien einer Theorie der Farbenmetrik im Tagessehen. Ann. d. Physik, Bd. 63—1920.
J. Guild, Two Papers on color problems. Trans. Opt. Soc. 1924—'25; Three Papers on methods of colorimetry. Trans. Opt. Soc. 1925—'26; The colorimetric properties of the spectrum. Phil. Trans. R. S. L. April 1931.
W. D. Wright, A redetermination of the trichrom. coeff. of the spectral colours. Trans. Opt. Soc. 1928—'29. A redetermination of the mixture curves of the spectrum. Trans. Opt. Soc. 1929—'30.
- 2) T. Smith & J. Guild, The C. I. E. colorimetric standards and their use. Trans. Opt. Soc. 1931—'32.
- 3) R. Davis & K. Gibson, Filters for the reproduction of sunlight and daylight and the determination of color temperature. Miscell. Publ. B. of St. No. 114.

EEN REGENBOOG

door U. PH. LELY

Summary.

A demonstration is given by which a rainbow is formed by droplets of a mixture of benzol and tetra floating in water. Three bows may be seen, the bow of the second and third order overlapping each other partially. When looking with two eyes from a short distance two parallel bows are seen because each eye sees its own bow.

Den regenboog kan men met een kunstmatigen regen en zonlicht of booglicht behoorlijk demonstreeren, en de proef zal wel door niemand, die iets voelt voor het plaatsnemen van de leerende jeugd tegenover de feitelijkheid der natuur, nagelaten worden. Maar het rustige waarnemen is bij de bewegende en plassende watermassa's niet zoo gemakkelijk.

Er is echter een leerrijke aanvulling mogelijk. Daartoe maakt men een oplossing van 19 volumedeelen tetrachloorkoolstof op 100 deelen benzol. Het soortelijk gewicht is dan gelijk aan dat van water; en deze vloeistof is in water niet oplosbaar. Een geringe hoeveelheid werpt men in rechthoekigen glazen bak met water, en roert dan even, zoodat de bak vol druppels is, zwevende in het even zware water.

De brekingsindices van het water en de oplossing verschillen aanmerkelijk, de kleurendispersies eveneens. De voorwaarde voor regenboogvorming zijn hiermede vervuld.

Den glazen bak belicht men nu met een smallen verticalen lichtbundel; daartoe beeldt men een spleet voor den condensor van de booglamp met behulp van de projectie lens in den bak af en wel van ter zijde, loodrecht op den zijwand. Vervolgens plaatst men zich voor den anderen zijwand, loodrecht op den eersten; dan ziet men den regenboog, door breking en spiegeling in de druppels, en wel dien van de eerste orde, als een verticalen kleurenband. Het licht treedt bijna loodrecht uit. De regenboog is zeer brillant van kleur, de breedte in hoekmaat is aanzienlijk grooter dan die van den waterregenboog, ten eerste omdat de dispersie grooter is, ten tweede omdat door den kleineren resulterenden brekingsindex ($\pm 1,120$) bij den overgang van water—benzol+tetra toevalligerwijze de invloed van de kleurschifting vergroot wordt en ten derde

omdat bij het uittreden van het licht uit den waterbak in de lucht nog een vergrooting in de reden 4 : 3 optreedt.

Kijkt men van zeer nabij met twee oogen (op $\frac{1}{2}$ à 1 meter afstand) dan ziet men, zijn blik op den bak richtend, twee evenwijdige bogen. Want de beide oogen kijken in verschillende richtingen en zien daarom de bogen op verschillende plaatsen. Staarde men in 't oneindige met evenwijdige vizierlijnen, dan zouden de bogen samenvallen, maar dit doet men van nature niet.

Maakt men den afstand grooter, dan versmelten in de hersenen de beide beelden en men krijgt een boog, waarvan het midden een resultaat is van allerlei mengkleuren; wordt de afstand grooter (8 meter) dan ziet men met dubbeloogig zien een boog met ongeveer zuivere kleuren.

Deze waarneming is didactisch van groote waarde: de plaats van den boog wordt behalve door de lichtbron door den waarnemer bepaald.

Aan de wandzijde, vanwaar de verlichting komt ziet men ook nog andere bogen. Daar vindt men den boog van de tweede orde, welke door dien van de derde orde gedeeltelijk bedekt wordt; daarom ziet men met enkeloogig zien hier mengkleuren. De boog van de derde orde is zwakker van licht en heeft ook een grootere breedte dan die van de tweede orde.

Het rood van den boog van de tweede orde is wat donker paarsig en men vindt behalve het heldere groen aan den binnenkant een zwak violetten schijn aan den buitenkant, die zich onmiddellijk aan het rood aansluit. Dit violet is afkomstig van den boog van de derde orde.

De enkele druppel vertoont, gemakkelijk waarneembaar, vier stralingsrichtingen, die boogvormend, kunnen zijn; de boog van de vierde orde is echter te lichtzwak om te kunnen worden waargenomen; men zou dezen ongeveer in dezelfde richting als den boog van de eerste orde moeten vinden. Bij den enkelen druppel ($\varphi = 3$ cm) ziet men gemakkelijk, dat de groene stralen van den tweeden en derden boog samenvallen. Daarom is het groen bij deze elkaar gedeeltelijk bedekkende bogen geen mengkleur en ook helder van tint.

De brekingsindex voor den overgang van water op den druppel is ongeveer 1,120 voor D licht. Hieruit volgen de deviaties, welke de in water geplaatste waarnemer zou zien:

primaire boog $91^{\circ} 28'$
 secundaire boog $149^{\circ} 39'$
 tertiaire boog $204^{\circ} 47'$.

De richting waarin men den primairen boog ziet maakt met de normaal van den wand, waardoorheen de boog wordt waargenomen, een hoek van $1^{\circ} 28'$; voor den waarnemer in de lucht-ruimte wordt dit $\frac{4}{3} \times$ zoo groot of $1^{\circ} 58'$.

De andere bogen worden gezien door den wand, gekeerd naar de lichtbron; de normaal ervan maakt met de richting van den secundairen boog een hoek van $30^{\circ} 21'$, met die der tertiairen een hoek van $24^{\circ} 47'$. Voor den waarnemer in de luchtruimte worden deze $\pm 42^{\circ}$ en 34° .

Door differentiatie naar den brekingsindex der uitdrukkingen, die de richtingen der verschillende bogen bepalen, en door vermenigvuldiging met de verschillen in brekingsindex voor de verschillende kleuren kan men de breedte der bogen berekenen. Zoo vindt men voor den primairen boog in het water een breedte van ongeveer 5° , voor den secundairen ongeveer 10° en voor den tertiairen ongeveer 14° ; deze breedten worden nog wat grooter voor den beschouwer in de luchtruimte; de primaire boog wordt daar $\frac{4}{3} \times 5^{\circ} =$ bijna 7° , terwijl de andere bogen nog iets meer verbreed worden; de bogen zijn aanmerkelijk breeder dan die bij waterdruppels in lucht; de primaire boog is hier slechts $\pm 2^{\circ}$.

De deviaties der bogen van hooger orde zijn gevoeliger voor kleurverschillen; dit beteekent, behalve dan door andere oorzaken, een geringere lichtsterkte, waardoor de waarneming bemoeilijkt wordt.

Daar men druppels van behoorlijke grootte nemen kan, komen interferentiebogen niet voor den dag; en men kan het geheel beschouwen volgens *Descartes*.

Een oplossing van bromaehtyleen in benzol als druppel in een zoutoplossing geeft een iets andere ligging der bogen, zoodat de secundaire en tertiaire naast elkaar komen; bij den enkelen druppel ziet men nog een vijfden boogvormenden straal voor den dag komen; de deviatie is hierbij nog al wat grooter dan 270° ; maar natuurlijk is de boog hiervan niet waarneembaar. Men gebruike echter liever de eerste vloeistof, de tweede bedekt zich spoedig met onzuiverheden, waardoor de druppels minder helder zijn.

Christelijk Gymn. Den Haag.

Jan. 1933.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN¹⁾

- Müller—Pouillet's Lehrbuch der Physik, 11 Auflage, vierter Band, dritter Teil, Elektrische Eigenschaften und Wirkungen der Elementarteilchen der Materie, herausgegeben von Arnold Eucken, 828 blz., 22 fig. — Vieweg. Braunschweig. 1933. Prijs R.M. 54, geb. R.M. 58.
- Pascual Jordan, Statistische Mechanik auf quantentheoretischer Grundlage, 110 blz. — Vieweg. Braunschweig. 1933. Prijs RM. 6.80, geb. R.M. 8.20.
- A. F. Holloman, Leerboek der anorganische chemie, tiende geheel herziene druk, bewerkt door Dr. E. H. Buchner, 611 blz., 75 fig. — Wolters. Groningen. 1932. Prijs f 12.50.
- Adam Hilger, The noticed echelon cell for rapid absorption spectrophotometry in the visual and ultra-violet regions. Adam Hilger. London. 1933.
- Sir J. J. Thomson, F.R.S. and G. P. Thomson, F.R.S., Conduction of electricity through gases, third edition, volume II, ionisation by collision and the gaseous discharge, 608 blz., 232 fig. — Cambridge University Press. London. 1933. Prijs 30 sh. net.
- M. C. Neuburger, Kristallchemie der anorganischen Verbindungen, 115 blz., 36 fig. — Ferdinand Encke. Stuttgart. 1933. Prijs R.M. 9.70.
- Sir Arthur Eddington, The expanding universe, 127 blz. — Cambridge University Press. London. 1933. Prijs 3/6 net.
- Sixième Congrès International du Froid, Buenos Aires, Août Septembre 1932. Première commission internationale (commission Kamerlingh Onnes) de l'institut international du froid. Rapports et communications issus du laboratoire par le président de la première commission W. H. Keesom, 460 blz., 11 fig. — Eduard Ydo. Leiden. 1932.
- J. Rezelman, Les machines électriques et la prédétermination de leur puissance spécifique maximum, 58 blz., 16 fig. — Teubner. Leipzig. 1933. Prijs R.M. 2.

1) De Redactie behoudt zich het recht voor, aan de boeken een bespreking te wijden, of het bij een enkele aankondiging te laten.

- Max Planck, *Wege zur physikalischen Erkenntnis*, 280 blz. — Hirzel. Leipzig. 1933. Prijs R.M. 6, geb. R.M. 8.
- L. Brillouin, *Notions de mécanique ondulatoire, les méthodes d'approximation*, 34 blz., 6 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 10.
- Paul Langevin, *La relativité, conclusion générale*, 17 blz.— Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 6.
- Elie Cartan, *Le parallélisme absolu et la théorie unitaire du Champ*, 21 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 6.
- G. Darmon, *La théorie Einsteinnienne de la gravitation, les vérifications expérimentales*, 30 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 7.
- Louis de Broglie, *Conséquences de la relativité dans le développement de la mécanique ondulatoire*, 14 blz. — Paris. 1933. Prijs frs. 6.
- Francis Perrin, *La dynamique relativiste et l'inertie de l'énergie*, 19 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 6.
- E. Bauer, *Critique des notions d'éther, d'espace et de temps cinématique de la relativité*, 30 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 7.
- A. Sainte-Laguë, *Probabilités et morphologie*, 30 blz., 7 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 6.
- Louis Leprince-Ringuet, *Les transmutations artificielles*, 41 blz., 9 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 15.
- Robert Hawelka, *Vierstellige Tafeln der Kreis- und Hyperbelfunktionen so wie ihrer Umkehrfunktionen im Koplexen*, 93 blz. — Vieweg. Braunschweig. 1931.

BOEKBESPREKING

De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

Müller—Pouillet, *Lehrbuch der Physik*, 11 Auflage, vierter Band, erster Teil: **Grundlagen der Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus**, 734 blz., 744 fig. — Vieweg. Braunschweig. 1932. Prijs R.M. 47.50, geb. R.M. 51.

Dit werk is het eerste van de vier stukken, waaruit het vierde deel over electriciteit en magnetisme van de 11e uitgave van het welbekende „Lehrbuch der Physik“ van Müller—Pouillet bestaat. Het bevat de klassieke grondslagen van de leer van de electriciteit en het magnetisme. Ook de indeeling en wijze van behandeling der stof is geheel klassiek gehouden, hetgeen trouwens in de bedoeling van de uitgevers van het geheele

werk gelegen heeft. Zulks doet echter geenszins afbreuk aan de waarde van het werk, waarin achtereenvolgens het constante electricische veld, het constante electromagnetische veld en het langzaam veranderlijke electromagnetische veld in drie hoofdstukken worden besproken. In het tweede stuk van het vierde deel sluiten zich hierbij aan een hoofdstuk over electricische machines en energieoverdracht, terwijl daarna een vijfde hoofdstuk gewijd wordt aan het snel veranderlijke electromagnetische veld. Het onderhavige eerste stuk munt uit door grondige en duidelijke behandeling van de geboden stof, waarbij rekening is gehouden met onderzoekingen van recenten datum, b.v. op het gebied der meetinstrumenten, al had op sommige technische meetmethodes wel uitvoeriger kunnen zijn ingegaan. Ook op andere punten geeft de wijze van behandeling hier en daar aanleiding tot enkele opmerkingen. Zoo zou b.v. eene meer uitvoerige beschouwing van de pyro- en piëzoëlectrische verschijnselen gewenscht zijn geweest, terwijl anderzijds de geleidingsverschijnselen in diëlectrica beter en grondiger in aansluiting aan de ontladingsverschijnselen in gasen in een ander stuk ter sprake zouden kunnen komen. Doch afgezien van deze en andere tekortkomingen komt het mij voor, dat dit stuk van het leerboek van Müller—Pouillet als leer- en handboek alleszins kan worden aanbevolen.

E.

Salomon Rosenblum, Origine des rayons gamma, 38 blz., 10 fig. — Hermann. Paris. 1932. Prijs Frs. 12.

Tot het jaar 1929 werd algemeen als vaststaand aangenomen, dat bij een radio-actieve stof, die onder uitzending van alpha-deeltjes verbrokkelt, deze deeltjes alle met volkomen gelijke snelheid uit de atoomkernen treden. Bij een onderzoek over de magnetische spectra der alpha-stralen van radio-actieve stoffen, waarbij gebruik gemaakt werd van de groote magneet te Parijs, vond Rosenblum echter in 1929, dat het alpha-spectrum van *Th C* uit minstens 4 lijnen bestond. Sindsdien is deze fijnstructuur der alpha-stralen ook volgens andere methoden onderzocht (bepaling der dracht volgens de methode der differentieele ionisatie en volgens de nevelmethode) en met zekerheid vastgesteld voor de stoffen: *Th C*, *Ac C*, *Ra C*, *Rd Ac*, *Ac X*, *Ac Em*, *Rd Th*. Bij deze stoffen wordt naast de alpha-straling ook uit de kern afkomstige gamma-straling waargenomen. De energiever verschillen der lijnen uit het alpha-spectrum blijken vooral voor *Th C* nauwkeurig overeen te stemmen met de energieën der kern-gammastralen. Op grond daarvan kan tot een termschema voor de alpha-deeltjes in de kern worden besloten (G a m o w). Over deze interessante en belangrijke onderzoekingen handelt het boekje van Rosenblum, dat verscheen als No. IV der „Exposés de physique théorique” onder redactie van M. Louis de Broglie. Helder en overzichtelijk worden in kort bestek de onderzoekingsmethoden beschreven en de resultaten samengevat. Zeer goede reproducties der magnetische spectra dragen tot de waarde van het boekje veel bij. Een uitnemend werkje om zich snel op dit nieuwe gebied der kernphysica te oriënteren.

G. J. S.

André George, d'après *M. Fermi*, avec remarques de *M. Louis de Broglie*,
Mécanique quantique et causalité. 18 blz. — Hermann. Paris. 1932. Prijs frs. 6.

Dit boekje behandelt de vraag, in hoever in de quantummechanica nog sprake kan zijn van een determinisme, en waar het essentiële verschil met de klassieke mechanica het duidelijkst tot uitdrukking komt. Na een korte bespreking van de onnauwkeurighedsrelaties en van de consequenties, die deze meebrengen bij het meten van fysieke grootheden, wordt de volgende interessante stelling bewezen: Het is steeds mogelijk, op een mechanisch systeem op het tijdstip $t = t_0$ waarnemingen van dien aard te verrichten, dat de waarde van een grootheid $G(x, p)$, die van de coördinaten x en de impulsen p afhangt, op een gegeven later tijdstip $t = t_1$ met zekerheid voorspeld kan worden. Voor het geval $G = x$ wordt deze stelling nader geïllustreerd. De tegenstelling met de klassieke mechanica ligt dan hierin, dat tengevolge van de onnauwkeurighedsrelaties een soortgelijke voorspelling voor een andere grootheid $F(x, p)$, of voor dezelfde grootheid $G(x, p)$ op een ander tijdstip $t = t_2$, in het algemeen gelijktijdig niet meer mogelijk is.

R. D. L. K.

M. J. J. Trillat, **Les applications des rayons X à l'étude des composés organiques**, 23 blz., 9 fig. Hermann. Paris. 1931. Prijs frs. 5.

Dit werkje vormt een onderdeel in de serie „Conférences d'actualité's scientifiques et industrielles”. Het geeft een overzicht van het onderzoek van vloeistoffen en vloeibare kristallen met behulp van Röntgenanalyse op welk gebied de schrijver zelf zijn sporen verdiend heeft. Jammer dat aan dit aardige boekje niet een lijst van de belangrijkste literatuur is toegevoegd, waardoor het meer dan nu het geval is waarde zou hebben als een eerste oriëntering in de studie van dit interessante gebied.

Bij het doorlezen vallen enkele drukfouten op; in de eerste formule op blz. 7 zijn blijkbaar teller en noemer verwisseld.

v. A.

Sigmund Stransky, **Die Struktur der Atomkerne**, 50 blz., vele fig. Deuticke. Leipzig und Wien. 1932. Prijs R.M. 3.80.

Schrijver verklaart een aantal getallenrelaties die hij in de atoomgewichten opgemerkt heeft uit een soort condensatie voor atoomkernen; zooals naphthaline = 2 benzol — 2 koolstof, zoo is $Na = 4 Li - 5$. Als deze onderstelling juist is, is daarmee, gezien de resultaten die de auteur bereikt, het probleem der kernstructuur als opgelost te beschouwen. Wie echter niet aan de juistheid dezer onderstelling gelooft, kan zich de moeite van het doorlezen wel besparen.

v. A.

Maurice Lecat, **L'Azéotropisme, la tension de vapeur des mélanges de liquides, Bibliographie**, 134 blz. — Maurice Lamertin. Bruxelles. 1932. Prijs 15 belgas.

Deze bibliographie is ongetwijfeld samengesteld met groote vlijt; niet minder dan 1380 verhandelingen worden opgesomd in eene alphabetische, naar auteursnamen gerangschikte, lijst. Voorts is er nog een chronologische

lijst. Een systematisch register, rekening houdend met de bestudeerde stoffen, ontbreekt echter en dit doet afbreuk aan de bruikbaarheid van het boek.

Of de nauwgezetheid van den samensteller gelijken tred heeft gehouden met zijn ijver meen ik te moeten betwijfelen. De namen van Kamerlingh Onnes en van Keesom komen uitsluitend voor bij de vermelding van het bekende Encyclopaedie-artikel „Die Zustandsgleichung”, dat de bibliographie van Van der Waals volledig zou zijn, lijkt mij twijfelachtig, fouten in de spelling van eigennamen zijn talrijk en zoo zou er nog meer te noemen zijn.

Het komt mij voor dat dit werk, wil het dienst bewijzen, met groote voorzichtigheid gebruikt zal moeten worden. C. A. C.

I. E. Knaggs en B. Karlik, Tables of cubic crystal structures of elements and compounds, 90 blz. — Adam Hilger. London. 1932. Prijs 11/6 net.

Met behulp van deze tabellen kan men opzoeken, door welke stof een bepaald Röntgenbeeld veroorzaakt wordt. Vermoedelijk omdat bij het opnemen van een onbekende stof volgens de poedermethode alleen reguliere kristallen een gemakkelijk herkenbaar beeld geven, zijn alleen deze opgenomen. Het boekje is keurig uitgevoerd. Het bevat een lijst der bekende structuren, een tweede waarin deze naar opklimmende parameters zijn gerangschikt, en een uitvoerige bibliographie. Een aanhangsel door C. F. Elam, M. A., D. Sc. behandelt verder de alliages.

Uit enkele steekproeven krijgt men den indruk, dat het materiaal volledig verzameld is. Hollandsche eigennamen zijn blijkbaar lastig, zie: Liempets, Bijovet. Laten wij hopen, dat dit de eenige fouten zijn; dan zal het boekje in vele gevallen zeer bruikbaar blijken. v. A.

Ornstein—Moll—Burger, Objektive Spektralphotometrie, Sammlung Vieweg, Heft 108/109, 146 blz., 75 fig. — Vieweg. Braunschweig. 1932. Prijs R.M. 10.80.

Het groote aandeel dat het Utrechtsche natuurkundig laboratorium heeft aan het vinden van nieuwe methoden der objectieve spektraalphotometrie en aan de vele nieuwe resultaten op dit gebied, hoeft hier wel niet nader uiteengezet te worden, en om deze reden is het verschijnen van een samenvatting in boekvorm der verschillende methoden die in Utrecht op dit gebied in gebruik zijn zeker voor velen aangenaam. Op zeer duidelijke en toch korte wijze worden de methoden verklaard om de intensiteit van spektraallijnen te meten, waarbij de photographische methode het grootste deel van het boek in beslag neemt, terwijl de thermo- en photoelectrische methoden korter behandeld worden. Daar het boekje zich vooral wendt tot den physicus die de Utrechtsche methode wil leeren kennen, worden niet alleen de resultaten zeer kort beschreven, maar ook de methoden die in andere laboratoria in gebruik zijn slechts in enkele gevallen behandeld, zooals de schrijvers in hun voorwoord toegeven: „Wichtige Gebiete, die uns nur vom Lesen und Hören bekannt sind, haben wir nur erwähnt, um ihre Beziehung zu den ausführlich besprochenen Methoden angeben zu können”.

Allen, die de Utrechtsche methoden in korten tijd willen leeren kennen,

kan dit boekje zeer aanbevolen worden, vooral ook door het groot aantal praktische opmerkingen, waardoor de constructie van een toestel den lezer door een enkel woord helder wordt, al kan het boek natuurlijk geen overzicht geven over het geheele gebied der objectieve spectraalphotometrie.
Dr.

Marcel Boll, Exposé électronique des lois de l'électricité, 72 blz., 22 fig. — Hermann. Paris. 1932. Prijs 15 frs.

Dit werkje is bedoeld als eene poging om de verschillende electromagnetische verschijnselen te beschouwen vanuit het standpunt van beweging van electronen. Echter heeft de schrijver zich daarbij bepaald tot de allereenvoudigste beschouwingen uit de klassieke electronentheorie der metalen zonder rekening te houden met de moderne ontwikkeling op dit gebied. Teneinde te geraken tot eene „verklaring” van den coëfficiënt van zelf-inductie wordt aan het electron eene tweede „schijnbare” massa toegekend, die ongeveer 10^{11} maal zoo groot is als de bekende experimenteel gevonden waarde! Voorts wordt gebruik gemaakt van een aantal bekende betrekkingen uit de electronentheorie, terwijl een en ander gedeeltelijk in verband wordt gebracht met technische toepassingen. De lezing van dit boekje — die overigens in zeer korten tijd kan geschieden — acht ik weinig aanbevelenswaardig.
E.

Alfred Henry, Le calcul des différences finies et ses applications, 210 blz. — Hermann. Paris. 1932. Prijs frs. 50.

Hoewel de schrijver zijn werk voornamelijk geschreven heeft voor verzekeringswiskundigen, is het bruikbaar voor ieder, die zich vertrouwd wil maken met het toepassen van wiskundige bewerkingen als interpolatie en sommatie op gegevens, die door experimenten of statistische onderzoekingen worden verschaft. Alleen eenige voorbeelden zijn aan sterftetafels ontleend, voor het begrijpen van het boek wordt echter niet de minste kennis van levensverzekeringswiskunde vereischt. De schrijver legt vooral den nadruk op de practische toepassingen van de differentierekening, strenge wiskundige betoogen komen dan ook in het werk niet voor, wel daarentegen talrijke, uitvoerig uitgewerkte, voorbeelden, welke het nut van het rekenen met eindige differenties in het oog doen springen, terwijl een groot aantal vraagstukken, voorzien van de antwoorden, ter oefening worden opgegeven.

Het boek geeft meer dan de titel belooft. Behalve een overzicht van het rekenen met eindige verschillen, bevat het een tamelijk uitgebreide inleiding tot de Differentiaal- en Integraalrekening, terwijl in het laatste hoofdstuk de beginselen van de waarschijnlijkheidsrekening besproken worden.

Het boek is helder geschreven en al laat de wiskundige strengheid wel wat te wenschen over, toch kan het uitstekende diensten bewijzen aan ieder, wien het in de eerste plaats om de practische toepassingen van de Differentierekening te doen is.
W. C. P.

K. R. Darrow—E. Rabinowitsch, Elementare Einführung in die Wellenmechanik, 2. Aufl., 110 blz., 4 fig. — Hirzel. Leipzig. 1932. Prijs RM. 6.
Deze uitgave is voor het grootste deel een onveranderde herdruk van

het in 1929 verschenen gelijknamige boekje. Het feit van de herdruk zelf pleit voor de goede ontvangst, die dit vlot geschreven overzicht ten deel is gevallen. Op enkele plaatsen, met name in het door den tweeden auteur toegevoegde gedeelte is ter verduidelijking of aanvulling een en ander gewijzigd; zoo is bijvoorbeeld aangegeven, dat de theorie der chemische binding van Heitler en London in haar oorspronkelijke vorm onhoudbaar is (zuurstofmolecuul) en als zoodanig slechts een beperkt toepassingsgebied heeft. Ook het hoofdstuk over de statische interpretatie van de grootheid ψ heeft een verduidelijking ondergaan. Tenslotte is de theorie van Gamow ter verklaring van de radioactiviteit in korte trekken geschetst.

D. G.

Pierre Fleury, Etalons photométriques, 120 blz., 41 fig. — Revue d'optique théorique et instrumentale. Paris. 1932. Prijs 25 frs.

In dit werk, dat als één der deelen van de Encyclopédie Photométrique verschenen is, wordt het hoofdprobleem der photometrie n.l. dat der lichte-eenheid behandeld.

Tot nu toe is men er niet in geslaagd de lichte-eenheid zoodanig vast te leggen dat zij aan de eischen welke men aan een fundamenteele eenheid n.l. constantheid en reproduceerbaarheid te stellen heeft, voldoet. Door de snelle ontwikkeling der lichttechniek is de vastlegging der lichte-eenheid een probleem van internationaal belang geworden. Vele onderzoekingen zijn dan ook verricht om te komen tot een betere definitie dezer eenheid.

Zowel van de oudere als van de nieuwere onderzoekingen geeft schrijver een helder en volledig overzicht. Hij bespreekt uitvoerig de thans in gebruik zijnde lichte-eenheid, die gedefinieerd is met behulp van electricische gloeilampen, welke in de standaardlaboratoria bewaard worden, en wijst erop dat de zoo vastgelegde eenheid slechts een voorloopige is, aangezien de gloeilampen door gebruik veranderen, en zodoende de conservering groote moeilijkheden oplevert. Tevens bespreekt hij de voorzorgen die te nemen zijn bij gebruik van normaallampen, waardoor dit boekje vele nuttige informaties bevat voor een ieder die zulke lampen gebruikt.

De laatste hoofdstukken zijn speciaal gewijd aan de nieuwere onderzoekingen die de lichte-eenheid met behulp van een zwart lichaam trachten te definieeren.

De onderzoekingen waarbij als basis voor de vastlegging relatieve en absolute spectraalphotometrische metingen genomen worden vermeldt schrijver in een noot. Weliswaar is volgens deze methode nog niet de vereischte nauwkeurigheid bereikt, maar toch heeft men internationaal het belang ervan erkend en heeft het I. I. C. aan Frankrijk en Nederland verzocht deze methode, naast die waarbij het zwarte lichaam als basis genomen wordt, verder uit te werken.

D. V.

W. Jevons, D. Sc., Report on Bandspectra of diatomic molecules, 308 blz., vele fig. — The Physical Society of London. 1932. Prijs 17/6 net.

Over de bandspectra van tweeatomige moleculen zijn in de laatste jaren verscheidene samenvattende werken verschenen, die van zeer diverse stand-

punten uit zijn geschreven. Het hier te bespreken rapport legt hoofdzakelijk den nadruk op den experimenteelen kant der behandelde vraagstukken. Dit brengt mede, dat de theorie telkens tusschen het experimenteele materiaal wordt uiteengezet. De lezer, die niet met de theorie is vertrouwd, zal hierdoor groote moeite ondervinden om tot een duidelijk en systematisch overzicht van de verschillende verschijnselen en hun samenhang te komen. Voor diene echter, die van de theorie op de hoogte is, zal het een genoegen zijn, door de overvloed van het aangehaalde materiaal de bruikbaarheid der interpretatie bevestigd te zien. Voor den spectroscopicus zal het boek spoedig bij de onmisbare hulpmiddelen hooren. Het brengt een volledig overzicht van wat tot omstreeks October 1932 aan waarnemingen is verricht. Meer dan 60 diagrammen en eenige reproducties van vaak optredende bandspectra illustreren den text. De waarde van het boek wordt zeer verhoogd door een reeks nuttige aanhangsels, bevattende: 1. een overzicht over de internationaal geaccepteerde notatie; 2. een lijst van constanten der verschillende electronen-toestanden van twee-atomige moleculen; 3. een nullijnschema ($v''v''$ -schema) van eenige goed onderzochte bandsystemen; 4. een lijst van de literatuur, alphabetisch gerangschikt volgens de chemische symbolen der moleculen.

D. L. K.

M. C. Neuburger, Kristallchemie der anorganischen Verbindungen, 115 blz., 36 fig. — Ferdinand Encke. Stuttgart. 1933. Prijs R.M. 9.70.

„Die nachfolgende Einführung in die Grundgesetze der Kristallchemie verfolgt den Zweck, die grosse Anzahl von Fachgenossen, welche nicht die Gelegenheit haben, die in den Abhandlungen der norwegischen Akademie erschienenen Veröffentlichungen von V. M. Goldschmidt zu studieren, mit diesem neuen und interessanten Spezialgebiet bekannt zu machen“.

Aan bovenstaande, uit het voorwoord van den schrijver overgenomen doelstelling, beantwoordt het overzichtelijke, met vele tabellen en een aantal duidelijke figuren voorziene werkje naar de meening van recensent zeer zeker. Het is vanzelfsprekend voornamelijk aan het werk van Goldschmidt gewijd, laat echter ook het aandeel van andere onderzoekers op het gebied der kristalchemie tot uiting komen. De beteekenis en onderlinge beïnvloeding van voor den opbouw der kristallen fundamenteele grootheden als grootte, lading, bindingswijze en polarisatie der bouwsteen wordt op overzichtelijke wijze uiteengezet. Een uitvoerige literatuurlijst is aan het werkje toegevoegd.

W. G. B.

M. René Audubert, Les piles sensibles à l'action de la lumière, leur mécanisme et leurs applications, 47 blz., 17 fig. — Hermann. Paris. 1931. Prijs frs. 8.

Audubert geeft een exposé over de onderzoekingen betreffende de elementen, welke men krijgt door twee electroden in een electrolyt te dompelen en één ervan te belichten. Alleen die elementen, waarbij de lichtgevoeligheid in de electroden zetelt, worden behandeld, niet die waarbij de

vloeistof het lichtgevoelige bestanddeel der cel is. Na eenige beschouwingen over de stoffen, welke worden gebruikt en de wijze van prepareeren volgen de algemeene eigenschappen, o.a. de spectrale verdeeling der gevoeligheid, de sensibilisatie door kleurstoffen, de electrolytin invloed, de temperatuur-invloed, de polarisatie van de electroden. Vervolgens wordt op het mechanisme ingegaan; verklaringspogingen met behulp van het verschijnsel der foto-electrische geleiding of foto-electrische electronen-emissie worden van de hand gewezen. *A u d u b e r t* blijkt het geheele verschijnsel te kunnen beschrijven door een fotolyse van de watermoleculen aan te nemen; hoe men zich dit moet denken, is nauwelijks nader aangegeven. Het geheel is goed leesbaar, literatuuropgaven ontbreken geheel, alleen worden enkele namen van onderzoekers op dit gebied genoemd. 19 figuren zijn ter verduidelijking van den tekst aangebracht; bij enkele figuren was een nadere aanduiding van hetgeen wordt voorgesteld niet ongewenscht. J. H. D. B.

MEDEDEELINGEN

PROGRAMMA

VAN HET

VIERENTWINTIGSTE NEDERLANDSCH NATUUR- EN GENEESKUNDIG CONGRES

TE WAGENINGEN OP 18, 19 EN 20 APRIL 1933

Dinsdag 18 April, des namiddags te stipt twee uur

EERSTE ALGEMEENE VERGADERING

Gebouw Junushoff, Plantsoen

1. **Openingsrede** van den algemeenen voorzitter M. J. van Uven, (Wageningen): **De wiskunde in dienst van den landbouw.**
2. Rede van L. Bouman (Utrecht): **Biologie en Psychopathologie.**

Donderdag 20 April, des namiddags te stipt drie uur

TWEEDE ALGEMEENE VERGADERING

in het gebouw Junushoff

- Rede van G. Grijns (Wageningen): **Over E-vitamin.**
Rede van H. A. Kramers (Utrecht): **Verleden en toekomst.**

Woensdagochtend 19 April, te stipt negen uur

Eerste afdeeling:

WIS- EN NATUURKUNDIGE WETENSCHAPPEN

Opening door den Voorzitter.

- 9 u. H. A. Kramers (Utrecht). Quantentheorie en chemie.
 9 u. 40. E. Cohen (Utrecht), mede namens N. W. H. Addink.
 Een oud fysisch-chemisch probleem opgelost.
 10 u. 20. D. Coster (Groningen). Onderzoekingen in de afgelopen jaren in het Natuurkundig Laboratorium te Groningen verricht.
 11 u. J. C. van Staveren (Arnhem). Inleiding tot het bezoek door de Eerste Afdeeling van het congres te brengen aan de laboratoria der N.V. tot Keuring van Electrotechnische Materialen te Arnhem.
 11 u. 40. Benoeming van den voorzitter der afdeeling voor het 25e congres.
 Daarna: F. Zernike (Groningen). Nieuwe methode van mikroskopische waarneming.

Donderdagochtend 20 April, te stipt negen uur

Eerste afdeeling:

ONDERAFDEELING VOOR WISKUNDIGE NATUURKUNDE

in de Hulpaula der Landbouwhoogeschool, Duivendaalschelaan 9A.

- 9 u. H. Petersen (Winschoten). Röntgen-absorptie in moleculaire gassen.
 9 u. 15. G. P. Ittmann (Vreeland). Molecuulspectra.
 9 u. 30. H. C. Brinkman (Groningen). Multipoolstraling.
 9 u. 45. R. de Laer Kronig (Groningen). Over de theoretische interpretatie der suprageleiding.
 10 u. A. D. Fokker (Santpoort). Lichtdispersie in kristaltraliën.
 10 u. 15. C. J. Gorter (Haarlem). Eenige opmerkingen over absorptiespectra van ionen.
 10 u. 30. B. van der Pol (Eindhoven). Besselfuncties, opgevat als stralingsverschijnsel in meer-dimensionale ruimten.
 10 u. 45. Benoeming van den voorzitter der onderafdeeling voor het 25e congres.

Donderdagochtend 20 April, te stipt negen uur

ONDERAFDEELING VOOR NATUURKUNDE

in het Laboratorium voor Natuurkunde, Duivendaalschelaan 2

- 9 u. A. E. van Arkel (Eindhoven). De beteekenis van dipolen voor de fysische eigenschappen van organische verbindingen.
 9 u. 20. A. C. van Dorsten (Delft). Hoogfrequente gasontladingen.

- 9 u. 40. J. A. Kok (Leiden). Soortelijke warmte van eenige supra-geleidende en eenige niet-suprageleidende metalen.
- 10 u. J. A. Prins (Groningen). Spectroscopie in het golflengtegebied 15—150 Å.
- 10 u. 20. W. J. de Haas (Leiden). Overzicht van het werk in het Leidsche laboratorium.
- 11 u. P. H. van Cittert (Utrecht). Het Utrechtsche van Leeuwenhoek-microscop.
- 11 u. 20. A. Michels (Amsterdam). De invloed van druk op de diëlectriciteitsconstante van koolzuur.
- 11 u. 40. T. L. de Bruin (Amsterdam). Over de spectra der tweemaal geïoniseerde edelgassen.
- 12 u. J. H. de Boer (Eindhoven). Thermoëlectrische en photo-electrische eigenschappen van samengestelde kathoden.
- 12 u. 20. W. J. Oosterkamp (Delft). Metingen aan loopende striae en neon.

Men wordt lid van het congres door — onder vermelding van naam, kwaliteit en woonplaats — de contributie op de postrekening der Vereeniging „Het Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congres” te storten of te doen overschrijven (**36711 Amsterdam Oost, Mauritskade 64**).

Wie zich na 28 Maart voor het lidmaatschap opgeeft, ontvangt congreskaart en programma aan het congresbureau (zie blz. 21) te Wageningen. Daar worden ook tijdens het congres nieuwe leden aangenomen tegen storting der contributie.

GEWONE LEDEN betalen tot wederopzeggens en gedurende tenminste twee achtereenvolgende jaren drie gulden per jaar; zij ontvangen een exemplaar der **Handelingen**. Tegen storting van vier gulden kunnen ook belangstellenden alle vergaderingen van dit congres als TIJDELIJK LID bijwonen; desgewenscht kan men dan tegen betaling van nog drie gulden een exemplaar der **Handelingen** ontvangen.

DE BETEEKENIS DER ATOOMKLEUREN ¹⁾

door A. D. FOKKER

Kleur bekennen! Dat is hetgeen de atomen doen, wanneer zij licht uitzenden: elk geeft zijn eigen kleur, kenmerk van zijn eigen karakter. Met den spectroscop ontleden wij dat licht, wij vinden de afzonderlijke samenstellende kleuren, de spectraallijnen. Het is niet eenzijdig waar, wat *G o e t h e* stelde, n.l. dat de kleuren door het prisma, door den spectroscop worden teweeggebracht. De kleurencombinatie die wij te zien krijgen, het spectrum, wordt bepaald door de lichtuitzendende materie. Het spectrum is kenmerkend voor het emitterende element. Het is een onbedriegelijk visitekaartje, een onvervalschaar bankbiljet. De spectraalanalyse van het licht der sterren leert de aanwezigheid in de sterren van de elementen, welker spectrum wij in dat licht aantreffen.

Maar niet alleen determinatiekenmerk is het spectrum. Het geeft niet louter de mogelijkheid om een bepaalden naam erbij op te zoeken. Het is niet slechts een signatuur, als van een schilderij, of een merk als van een antiek stuk aardewerk. Het is ook een hieroglyph, een raadselachtig getuigenis van een inwendige geschiedenis, een in geheimschrift gestelde boodschap over een innerlijke historie der elementen der materie. Wij willen nagaan, hoe die boodschap ontcijferd wordt, en wanneer zij in cijfers ontcijferd is, ons verbeelden wat haar inhoud zou kunnen zijn.

De ontcijfering van de taal der spectra moet eindigen in het vinden van wetmatigheden, zij moet beginnen met een aandachtige beschouwing, om tot de ontdekking te komen van vaste regels. Bij die beschouwing treft het, dat er spectraallijnen dubbel zijn. Dat zou toeval kunnen zijn, maar het kan ook een spoor zijn, dat wij volgen moeten. In sommige spectra komen er drievoudige lijnen voor, reek-

1) Fragment eener Zaterdagmiddagvoordracht in *T e y l e r*'s Stichting, 19 Nov. 1932.
Physica XIII.

sen van tripletten, de lijnen dicht bij elkaar, de middelste dichter bij de een dan bij de ander, en bij alle tripletten van een heele reeks nagenoeg in dezelfde reden. Het zou wel vreemd zijn, indien daar niets achter stak, maar welk middel is er, om den typischen regel duidelijk te formuleeren? De paarlingen der doubletten schijnen dichter bij elkander te staan naarmate de lijnen meer naar den violetten kant liggen. Maar wat beteekent dat „dichter bij elkander”? H a r t l e y ontdekte in 1883 wat men te doen had: men moest op de golfdichtheid letten, en niet op de golflengte.

De *golfdichtheid*, of het golfgetal, ν , is het aantal golven per centimeter: $\nu = 1/\lambda$. Indien men voor de lijnen de golfdichtheden uit de gemeten golflengten berekent kan men gewaarworden dat bij reeksen van doubletten, en tripletten, het verschil

$$\nu' - \nu = \frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda\lambda'}$$

tusschen de golfdichtheden van de leden telkens even groot is. Dat is een punt van belang, want nu weet men, dat indien men naar vaste regels zoekt, men met voordeel letten zal op de golfdichtheden, en niet op de golflengten.

Toch werd de eerste groote, baanbrekende formuleering van een regel, de formule van den Zwitser B a l m e r, in 1885 gegeven met behulp der golflengte. Het betrof de lijnen uit het waterstofspectrum, waarvan er drie in het zichtbare gebied liggen, en waarvan er verscheidene, in het ultraviolet, herkend werden in sterrespectra (Sirius, α Lyrae). B a l m e r gaf voor de golflengte de formule

$$\lambda_m = h \frac{m^2}{m^2 - 4},$$

waarin h een constante lengte is, en m de rij der geheele getallen doorloopt, bij 3 te beginnen. Een hoogst merkwaardige regel is dat, die gemakkelijker tot de verbeelding spreekt, wanneer men hem opschrijft voor de golfdichtheden:

$$\nu_m = \frac{R}{4} - \frac{R}{m^2}.$$

De letter R wordt hier gebruikt voor het getal $109\,677,691\text{ cm}^{-1}$, dat erdoor wordt voorgesteld, om te herinneren aan den Zweed

R y d b e r g, die in 1889 ontdekte, dat soortgelijke formules toepasselijk waren voor lijnreeksen in andere spectra. In het spectrum van het natrium ontdekte hij n.l., dat er naast de reeks der *scherpe* doubletten, en de reeks der *diffuse* doubletten, nog een derde reeks was van doubletten, die hij de hoofdreeks, de *principale* reeks noemde. Voor elk van deze reeksen kon hij de golfdichtheden uitdrukken met behulp eener formule

$$\nu_m = A - \frac{R}{(m + \mu)^2},$$

waarin weliswaar μ een aparte, van reeks tot reeks wisselende constante was, maar waarin R , voor elk der drie reeksen, hetzelfde getal was dat in het waterstofspectrum de groote rol speelt.

Dat de formule voor elk der reeksen denzelfden vorm heeft, en dat bovendien dezelfde constante R als in B a l m e r's formule voor de waterstof ook bij het natrium in R y d b e r g's formule optreedt, het is eigenlijk reeds overstelpend. Maar daar komt bij een curieuze betrekking tusschen de bedragen A in de drie reeksen. Twee daarvan, die voor de scherpe reeks en die voor de diffuse reeks, zijn aan elkander gelijk, en hebben bovendien een waarde, gelijk aan één van de waarden der termen $R/(m + \mu)^2$ die in de principale reeks staan. Het derde bedrag A (dat in de principale reeks staat), past als vervolg van de andere reeks termwaarden $R/(m + \mu)^2$ voor de scherpe lijnen, wanneer men den term voor nog één kleinere waarde van m uitrekt.

Men kan dit verband tusschen de reeksen aanschouwelijk vastleggen in een figuur. De termen in de formule van R y d b e r g, beter gezegd de waarden die zij kunnen aannemen heeten voortaan in de spectroscopie *termen*. Wij kunnen de waarde,

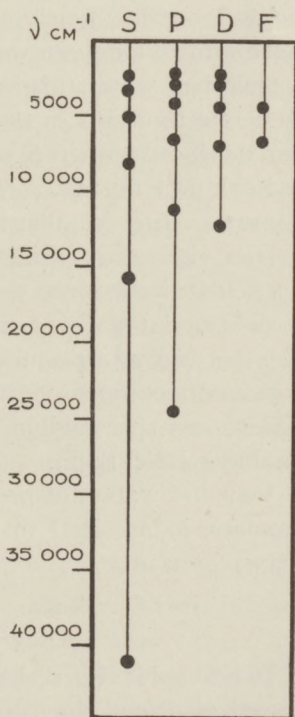


Fig. 1.
Termschema van Natrium.

der termen in een figuur uitzetten, te beginnen van een zekere horizontale lijn elke term als een volgens vaste schaal bepaald eind, naar beneden, en de termen, bij één reeks behoorende, recht onder elkander. De golfdichtheden van de scherpe lijnen vindt men door het verschil te nemen van alle S -termen (den laagsten uitgezonderd) met den laagsten P -term. De golfdichtheden van de diffuse lijnen vindt men in de hoogteverschillen der D -termen met den laagsten P -term; de formule voor de principale reeks combineert alle P -termen met den laagsten S -term.

Door deze ordening der spectraallijnen in reeksen en R y d b e r g s formuleering der reeksen zijn wij geraakt tot het *termschema*. De golfdichtheden zijn differenties, in de plaats van op het spektrum richt de aandacht zich op het schema der termen, als de karakteristieke uitdrukking van wat er in het atoom omgaat.

Ook het waterstofspectrum vertoont een termschema. Immers, de eerste term $R/4$ is slechts een bijzonder geval, een voortzetting van de rij der termen R/m^2 , en het ligt voor de hand te onderstellen, dat ook de term met $m = 1$ niet zal ontbreken. Op welke wijze zal daarvan echter kunnen blijken?

Hier vindt een stelling plaats van den Zwitser R i t z. Deze poneert, dat, indien men een termschema beschouwt, er geen reden is te denken dat slechts een beperkte schaar van combinaties van termen tot een waarneembare spectraallijn leidt. Neen, elk paar van termen moet doen verwachten dat, onder geschikte omstandigheden, een spectraallijn verschijnt, met een door hun verschil bepaalde golfdichtheid.

Voor het waterstofspectrum kan dit worden op de proef gesteld. Immers, indien $R/1^2$ tot de termen behoort, moet men een reeks verwachten met

$$v_m = \frac{R}{1^2} - \frac{R}{m^2}$$

Inderdaad is deze reeks, in het verre ultraviolet, door L y m a n gemeten, zij draagt zijn naam, de golfdichtheden en de golflengten zijn:

$$\begin{array}{l} \nu: 82\ 258,31 \quad 97\ 481,36 \quad 102\ 822,94 \quad \text{cm}^{-1}, \\ \lambda: 1\ 215,68 \quad 1\ 025,83 \quad 972,54 \quad \text{Å} (= 10^{-8} \text{ cm}). \end{array}$$

Eveneens heeft men een reeks te verwachten, die op den term $R/3^2$ staat:

$$\nu_m = \frac{R}{3^2} - \frac{R}{m^2},$$

dit is een reeks met zeer groote golflengten, in het infrarood, zij is door Paschen gemeten en draagt diens naam. De golfdichtheden en golflengten zijn:

ν :	5 333,01	7 800,68	9 142,4	9 950,5	10 475,4 cm ⁻¹ ,
λ :	18 751,05	12 818,11	10 938,0	10 049,8	9 546,2 Å.

In het spectrum der waterstof wordt dus zoo ver wij gezien hebben, de combinatieregels van Ritz goed bevestigd. In de andere spectra echter is dat niet het geval, tenzij er bijzondere inwerkingen op de lichtemissie plaats grijpen. In het natriumspectrum vindt men uitsluitend combinaties van de *S*-termen met de *P*-termen, niet met de *D*-termen, of met de later door Bergmann ontdekte nieuwe reeks van termen, die men *F*-termen noemt, ook niet met andere *S*-termen uit de eigen reeks.

Voorts treft men ook slechts combinaties van *P*-termen met *S*- en met *D*-termen, niet met andere termen uit de eigen *P*-reeks, of met *F*-termen. De *D*-termen komen slechts in combinatie met *P*- en met *F*-termen voor den dag. Het blijkt dat de *volgorde* waarin men de reeksen in het termschema teekent, van belang is. Men kan het zoo doen, dat elke term in het spectrum slechts verschijnt in combinatie met termen van de beide buurreeksen, (of van de eenige buurreeks voor *S*-termen). Vergefelijk anthropomorf heeft men zich gewend aan de uitdrukking, dat er verbodsregels zijn, of selectieregels (*auswahlregeln*), die de mogelijke combinaties beperken.

Wij kennen nu het termschema van natrium, en daarmee komt overeen het schema van de andere alkali-metalen: lithium, kalium, rubidium, caesium. De spectra van al deze hebben een *S*-reeks, die enkelvoudig is, en daarnevens een *P*-reeks, een *D*- en een *F*-reeks, en vermoedelijk nog *G*-, *H*- enz. reeksen, die alle dubbel zijn. Het zijn alle *doublet-spectra*. Bij de zwaardere metalen zijn de afstanden tusschen de twee leden van een dubbelen term grooter.

De analyse en de herleiding van de spectra der aardalkaliën tot termschemata leidt tot een nieuwe ontdekking. In de spectra van

beryllium, magnesium, calcium, strontium, barium ziet men *singulets* en *triplets*, en het blijkt, dat één termschema het spectrum niet kan weergeven: er zijn twee afzonderlijke termschemata noodig voor een atoom. Elk heeft een *S*-, een *P*-, een *D*-, een *F*-reeks. Terwijl in het eene schema alle termen enkelvoudig zijn, zijn zij in het andere, met uitzondering van de *S*-termen, alle drievoudig. Deze tweezijdigheid in de termschemata vinden wij ook in het gewone heliumspectrum, zelfs zijn de twee schemata zoo streng gescheiden, dat er geen combinaties gevonden worden tusschen termen van het een en het ander. Het is alsof er tweeërlei atomen zijn, en men spreekt van de spectra van het parhelium en van het orthohelium. Het parheliumschema bevat louter enkelvoudige termen. Het orthohelium heeft een rij enkelvoudige *S*-termen, de andere reeksen vertoonen, zeer nauw, een multipliciteit. Met de scherpst onderscheidende instrumenten vindt men dat de termen drieledig zijn. In dit opzicht behoort dus het helium bij de groep der aardalkaliën.

Neemt men het spectrum van een aardalkali, bijv. van calcium, onder bijzondere omstandigheden op, ontleent men bijv. het licht aan een vonkontlading inplaats van aan een elektrischen boog, dan treden er bijzondere lijnen op den voorgrond, en onder deze vindt men doubletten. Dit bijkomstige spectrum vertoont den bouw van het kaliumspectrum: het termschema blijkt behalve uit een reeks enkelvoudige *S*-termen te bestaan uit reeksen tweevoudige termen. Het is alsof, — en dit is ook het gezichtspunt dat ter verklaring dient, — in de krachtige elektrische vonk één der beide valentie-elektronen van het atoom afgescheurd is, zoodat overblijft een calcium-ion met nog slechts één valentie-elektron, dat zich gedraagt op de wijze der eenzame valentie-elektronen bij de alkali-atomen, en een doublet-spectrum uitzendt.

Dit gezichtspunt stelt ons inderdaad nergens te leur. Het spectrum van geïoniseerd helium, He^+ , is geheel eender met dat van waterstof: de termen zijn $4R/m^2$. Het termschema van geïoniseerd magnesium, Mg^+ , is als dat van natrium. Geïoniseerd aluminium, Al^+ , heeft een dubbelzijdig termschema met enkelvoudige en drievoudige termen, dubbel-geïoniseerd aluminium, Al^{++} of $Al III$, heeft een en doubletspectrum als natrium, met een enkelzijdig schema. Deze gelijkvormigheid heeft men ver kunnen nagaan,

Millikan en Bowen vonden doubletten in de spectra *Na I*, *Mg II*, *Al III*, *Si IV*, *P V*, *S VI*, *Cl VII*. Tripletten vindt men in de spectra *Mg I*, *Al II*, *Si III*, *P IV*, *S V*, *Cl VI*. Wij kunnen niet anders dan hierin zien een aanwijzing, dat er *gelijkvormige structuren* in het spel zijn.

Bij toeneming van het aantal valentie-electronen zullen wij een trapsgewijs *toenemende gecompliceerdheid en veelvuldigheid* in het spectrum zien.

Het eenvoudigste geval van een enkel valentie-elektron kennen wij reeds: wij vinden daar een doubletspectrum.

In het volgende geval van twee valentie-elektronen krijgen wij een tweezijdig spectrumschema: tegelijk een termschema van enkelvoudige termen en een van triplet-termen, (waarin de *S*-termen niettemin enkelvoudig zijn).

Het geval van drie valentie-elektronen beschouwden wij nog niet: het gaat hier om de spectra der aard-metalen: aluminium, gallium, indium, waartoe ook als het lichtste van de familie het borium behoort. In zooverre er een groepeerings der drie elektronen is in een paar vaster gebondene, en één lossere, krijgen wij een termschema dat behalve de enkelvoudige *S*-termen niets dan tweevoudige heeft. Maar daarnaast is er een termschema, waar naar het schijnt niet een der elektronen apart staat. Dat is een schema, dat viervoudige termen heeft. Hoewel de *S*-termen hier wederom enkelvoudig zijn, en de *P*-termen nog niet de volledige viervoudigheid hebben, (zij zijn niet meer dan drievoudig), zijn toch de *D*-termen, de *F*-termen en de verdere viervoudig.

Komt er nu nog een vierde valentie-elektron, dan blijkt het spectrumschema driezijdig te zijn: er is een termschema van louter enkelvoudige termen, daarnaast is er een met drievoudige termen, en bovendien nog een schema waarin vijfvoudige termen optreden. In dit laatste zijn de *S*-termen enkel, de *P*-termen drievoudig, de *D*-termen vijfvoudig, evenals de verdere termen. Een vijfde elektron laat het spectrum driezijdig, de drie termschema's bevatten successievelijk: het eerste dubbele termen (de enkelvoudige *S*-termen uitgezonderd), het tweede viervoudige termen (de *S*-termen enkel-, de *P*-termen drievoudig), het derde ook zesvoudige termen (de *S*-termen enkel-, de *P*-termen drie-, de *D*-termen vijfvoudig). De zesvoudigheid manifesteert zich echter eerst in de *F*-termen.

De wijze waarop de multipliciteit toeneemt, is wel duidelijk: bij toenemend aantal valentie- of buiten-elektronen zijn er zeven-, ja achtevoudige termen waargenomen.

Het is daarbij opmerkelijk, dat *S*-termen altijd enkelvoudig zijn, *P*-termen ten hoogste drievoudig, *D*-termen ten hoogste vijfvoudig, *F*-termen ten hoogste zevenvoudig, en zoo vervolgens. Dat openbaart op zichzelf een intieme eigegeaardheid van die verschillende soorten van termen. Aanvankelijk hebben wij de *S*-reeks, de *P*-reeks de *D*-, de *F*-, de *G*-reeks, enz. naast elkander leeren teekenen in de termschemata, op grond van de combinaties, die tot waarneembare spectraallijnen aanleiding geven. Normaliter zouden alleen termen uit naburige reeksen hun combinatie in emissie manifesteren. Nu blijkt er daarnevens nog een arithmetische getallen-opeenvolging verbonden te zijn aan die schikking der reeksen, tot welke uit de physische emissie besloten was. Het zou voor de hand liggen — achteraf beschouwd — om deze getallen aan de reeksen te hechten als nummering, en de notatie 1, 3, 5, 7, 9, . . . te nemen inplaats van de kwalitatieve aanduiding, *S*, *P*, *D*, *F*, *G*, evenals men de elementen kan nummeren inplaats van ze te benoemen. Uit historische overweging doet men het voorloopig anders. Men zou trouwens wegens het ontbreken der even nummers, zich eens kunnen vergissen, en meenen dat er reeksen vergeten waren. Men *nummert in een term-schema* de *S*-, *P*-, *D*-, *F*-, *G*-, *H*-reeksen met de *getallen die men L noemt*:

$$L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$$

Men ziet, dat de hierboven genoemde getallenrij 1, 3, 5, 7, bestaat uit $(2L + 1)$.

De regel, dien *Ritz'* termcombinatie-methode in acht moet nemen vindt nu zijn uitdrukking in den eisch, dat de te combineren termen in *L* met 1 moeten verschillen.

Thans wil ik de vraag stellen, of de leden van een meervoudigen spectraalterm, bijvoorbeeld de vier die in een quartetschema een *D*-term vormen, een 4D , zooals wij schrijven, behalve in hun getalwaarde, onderling nog een innerlijk onderscheid vertoonen? Het antwoord vinden wij in het *Zeeman-effect*. Zooals *Van Lothuzen* heeft opgemerkt, bemerken wij in de magnetische splitsing eener spectraallijn eigenlijk de splitsing van de termen, die in die lijn gecombineerd zijn.

Voor S -termen is dit betrekkelijk eenvoudig. Zij splitsen zich door magnetische inwerking in evenvele componenten als aangegeven wordt door de maximale multipliciteit in het schema, waartoe zij behooren. Een 2S -term in tweeën, een 5S -term in vijven, enz. Of-schoon er geen reden is, om een enkelvoudigen 5S -term nog een index te geven, doet men het toch naar analogie van de straks te bespreken termen. Men bepaalt een getal j zoodanig, dat $(2j + 1)$ aangeeft het aantal componenten, waarin de term in een magnetisch veld uiteengaat. Voor 2S is dit dus $\frac{1}{2}$, voor 5S is het 2. Op dezelfde wijze gaat men telkens te werk. Singulet- 1P -termen, 1D , 1F hebben 3, resp. 5 en 7 magnetische componenten, men geeft hun een $j = 1$, resp. 2 en 3.

De twee leden van een doublet- P -term, zooals de principale van het natrium, hebben verschillend aantal Zeeman-componenten. De eene heeft er twee, de andere vier. Men kan ze nu onderscheiden door $j = \frac{1}{2}$ en door $j = 1\frac{1}{2}$, en schrijft ${}^2P_{\frac{1}{2}}$ en ${}^2P_{1\frac{1}{2}}$. De twee leden van een doublet- D -term hebben resp. vier en zes Zeeman-componenten. Men schrijft ${}^2D_{1\frac{1}{2}}$ en ${}^2D_{2\frac{1}{2}}$. Verder gaande heeft men ${}^2F_{2\frac{1}{2}}$, ${}^2F_{3\frac{1}{2}}$, enz.

In de triplet-schema's hebben de drie 3P -termen een, drie en vijf Zeeman-componenten. Men duidt ze in de notatie aan met 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 . De triplet- 3D -termen hebben 3, 5 en 7 Zeeman-componenten. Zij heeten 3D_1 , 3D_2 , 3D_3 . De 3F -termen, zoo zij tot een triplet behooren, hebben de getallen $j = 2, 3$, en 4, en dit gaat zoo verder.

In de quartet-spectra hebben wij op gelijksoortige wijze:

$${}^4S_{\frac{1}{2}} - {}^4P_{\frac{1}{2}}, {}^4P_{1\frac{1}{2}}, {}^4P_{2\frac{1}{2}} - {}^4D_{\frac{1}{2}}, {}^4D_{1\frac{1}{2}}, {}^4D_{2\frac{1}{2}}, {}^4D_{3\frac{1}{2}} - \\ {}^4F_{1\frac{1}{2}}, {}^4F_{2\frac{1}{2}}, {}^4F_{3\frac{1}{2}}, {}^4F_{4\frac{1}{2}} - \text{enz.}$$

In de quintet-spectra is het:

$${}^5S_2 - {}^5P_1, {}^5P_2, {}^5P_3 - {}^5D_0, {}^5D_1, {}^5D_2, {}^5D_3, {}^5D_4 - \\ {}^5F_1, {}^5F_2, {}^5F_3, {}^5F_4, {}^5F_5 - \text{enz.}$$

Het gemiddelde van de j -indices is voor de P -termen minstens gelijk aan 1 (dat is de waarde van L), en indien het hooger is, is het gelijk aan den index van den S -term. Voor de D -termen is het gemiddelde der indices tenminste gelijk aan de waarde voor L (dat is hier 2) en, indien hooger, gelijk aan den index voor den S -term.

Hetzelfde geldt voor de andere termsoorten.

Hiermede hebben wij wel genoeg van de indiceering gezegd, die wij aan het Zeeman-effect kunnen ontleenen.

Indien de termen, die met elkander in combinatie treden, reeds zoo menigvuldig zijn, welk een rijkdom zullen dan de multipletlijnen vertoonen! Laat ons aannemen, dat een tweevoudige D -term in combinatie treedt met een tweevoudigen P -term. Volgens Ritz' methode zouden wij dan $2 \times 2 = 4$ combinatielijnen te verwachten hebben. Het blijkt echter, dat wij er slechts drie vinden die hieronder aangestipt zijn:

	${}^2D_{1\frac{1}{2}}$	${}^2D_{2\frac{1}{2}}$
${}^2P_{\frac{1}{2}}$.	
${}^2P_{1\frac{1}{2}}$.	.

Laat het zijn, dat uit een viervoudig schema een 4P -term met een 4D -term in combinatie treedt. Uit de drie P - en de vier D -termen zouden wij 12 combinatielijnen verwachten. Wij vinden er echter slechts(!) acht.

	${}^4D_{\frac{1}{2}}$	${}^4D_{1\frac{1}{2}}$	${}^4D_{2\frac{1}{2}}$	${}^4D_{3\frac{1}{2}}$
${}^4P_{\frac{1}{2}}$.	.		
${}^4P_{1\frac{1}{2}}$.	.	.	
${}^4P_{2\frac{1}{2}}$.	.	.

Van een combinatie tusschen 7F - en een 7D -term uit een schema met zeventenvuldigheid krijgen wij in emissie te zien 15 van de 35 mogelijke combinaties.

	7F_0	7F_1	7F_2	7F_3	7F_4	7F_5	7F_6
7D_1	.	.	.				
7D_2		.	.	.			
7D_3			.	.	.		
7D_4				.	.	.	
7D_5					.	.	.

Wij zullen de voorbeelden niet vermeederen. Wij hebben genoeg gezien om te gevoelen, welk een verbijsterende overvloed van lijnen in de spectroscopie aan den dag komt, en welk een geduld en scherpzinnigheid er vereischt wordt om niet met den geest in dat warnet verstrikt te geraken! De spectra van ijzer, van cobalt, van nikkel,

met hun duizenden lijnen, zijn niettemin voor een goed deel reeds ontgonnen, ofschoon quintetten en septetten, of sextetten en quartetten, met hun componenten *pêle-mêle* op de fotografische platen verschijnen. De oogst is hoogst respectabel.

Eén opmerking moeten wij nog maken, alvorens dit gedeelte te besluiten, en dat is de zoo juist opnieuw aan den dag getreden *beperking van Ritz' combinatieregels*. Zien wij goed toe, dan blijkt het, dat alleen zulke lijnen in een multiplet verschijnen, die beantwoorden aan een combinatie, waarbij de j -indices hetzij gelijk zijn, hetzij met één verschillen. Aan den combinatieregels voor de L -getallen paren zich dus hier tevens combinatieregels voor de j -getallen, die wij volledig weergegeven hebben, indien wij nog toevoegen, dat de j -getallen niet beide tegelijk nul mogen zijn.

Wij hebben nu eenig inzicht, hoe de taal der spectra gearticuleerd is. Wij hebben een overzicht van enkele resultaten van de ontcijfering der raadselachtige spectraallijnen. Eigenlijk bestaat die ontcijfering in een becijfering in de termschemata, en nu komen wij tot de vraag, *wat die cijfers te beteekenen hebben?* Nu komt het aan op de scheppende fantasie der wetenschap, op de natuurkundige verbeelding, die in de werkelijkheid schouwt achter het gordijn der verschijnselen, die de ervaring herschept tot beeld en daarin een verbeelding der werkelijkheid geeft, trek na trek getoetst aan de werkelijke ervaring. Wij beginnen met het eenvoudigste spectrum, dat van waterstof, en vragen: wat onthult dat spectrum, wat is de beteekenis van de reeks der spectraaltermen R/m^2 ?

Het antwoord is door den Deen Niels Bohr gegeven. Elk der termen, zegt hij, heeft betrekking op een bewegingswijze van het waterstofatoom. Elke *term* zou, met een constant getal vermenigvuldigt, *de energie van een bewegingswijze* aangeven. In de termschemata bepalen de termen bepaalde energie-niveau's, er zijn geen andere stationnaire bewegingswijzen dan met deze energie-niveau's en de uitzending van een lichtstraal is gekoppeld aan den overgang, met energieverlies, van één bewegingswijze naar een andere. Het energie-verschil wordt als een quantum licht uitgezonden, en de energie van het lichtquantum bepaalt zijn frequentie, en daardoor de golflengte.

Wat beweegt er in het atoom? Het oorspronkelijke beeld is, dat een licht elektron om een zware kern zwiert onder de werking

van de krachten, die volgens *C o u l o m b* werken tusschen de negatieve lading van het elektron en de even groote positieve lading van de kern. De baan wordt daarbij een ellips. Hoewel in het licht der latere ontwikkeling ook deze voorstelling als niet meer dan als symbool kan worden opgevat, kan zij toch zeer goed dienst doen om door middel van een *gelijkvormigheidsbeschouwing* ons te leeren, wat wij te verwachten hebben, indien de kernlading van het atoom zou veranderen.

Stel eens dat de kern een lading kreeg, κ maal zoo sterk. Wij kunnen om die sterker aantrekkende kernlading een ellips teekenen, gelijkvormig aan een der banen om de zwakkere lading, en wel dusdanig dat de afmetingen dezer nieuwe ellips λ maal zoo groot zijn als die der vorige. Nu zal deze ellips wederom de baan kunnen zijn van een elektron, mits dit in bepaalde verhouding τ maal zoo groote tijdpoezen voor overeenkomstige baanstukken besteedt. De versnellingen in overeenkomstige punten zijn daarbij λ/τ^2 maal zoo groot, terwijl de krachten κ/λ^2 maal zoo groot zijn. De verhouding τ moet dus aangepast worden aan de betrekking

$$\frac{\lambda}{\tau^2} = \frac{\kappa}{\lambda^2}, \quad \text{of} \quad \tau = \frac{\lambda^{3/2}}{\kappa^{1/2}}.$$

Aan den anderen kant is er voor de werking gedurende een periode een vast quantum, de werkingsconstante van *P l a n c k*. Indien de energie in een verhouding ε grooter wordt, (en hier zal gelden $\varepsilon = \kappa/\lambda$), zal een werkingsquantum veranderen in de verhouding $\varepsilon\tau$. Maar voor de overeenkomstige bewegingswijzen moet dit quantum even groot zijn, — dat is de quantumtheorie —, zoodat wij moeten hebben $\varepsilon\tau = 1$. Daaruit volgt

$$1 = \kappa^{1/2}\lambda^{1/2}, \quad \text{en tenslotte} \quad \varepsilon = \kappa^2.$$

Daarmede is de gelijkvormigheid van het termschema van de heliumionen met het waterstofschema verklaard. Inderdaad is de lading twee maal sterker op de heliumkern, en dienovereenkomstig zijn de energieën der bewegingswijzen, en de termwaarden, vier malen grooter ¹⁾. Komen wij aan het termschema van een ion met drie maal zoo sterke kernlading en met één enkel elektron — het

1) Niet precies vier malen evenwel. Het verschil in massa van heliumkern en waterstofkern, die mede bewegen en niet in de ruimte vastgenageld staan, maakt dat de versnellingsverhouding niet zuiver λ/τ^2 is.

dubbel geladen lithium-ion — dan zijn de termen negen maal zoo groot als voor het waterstofspectrum.

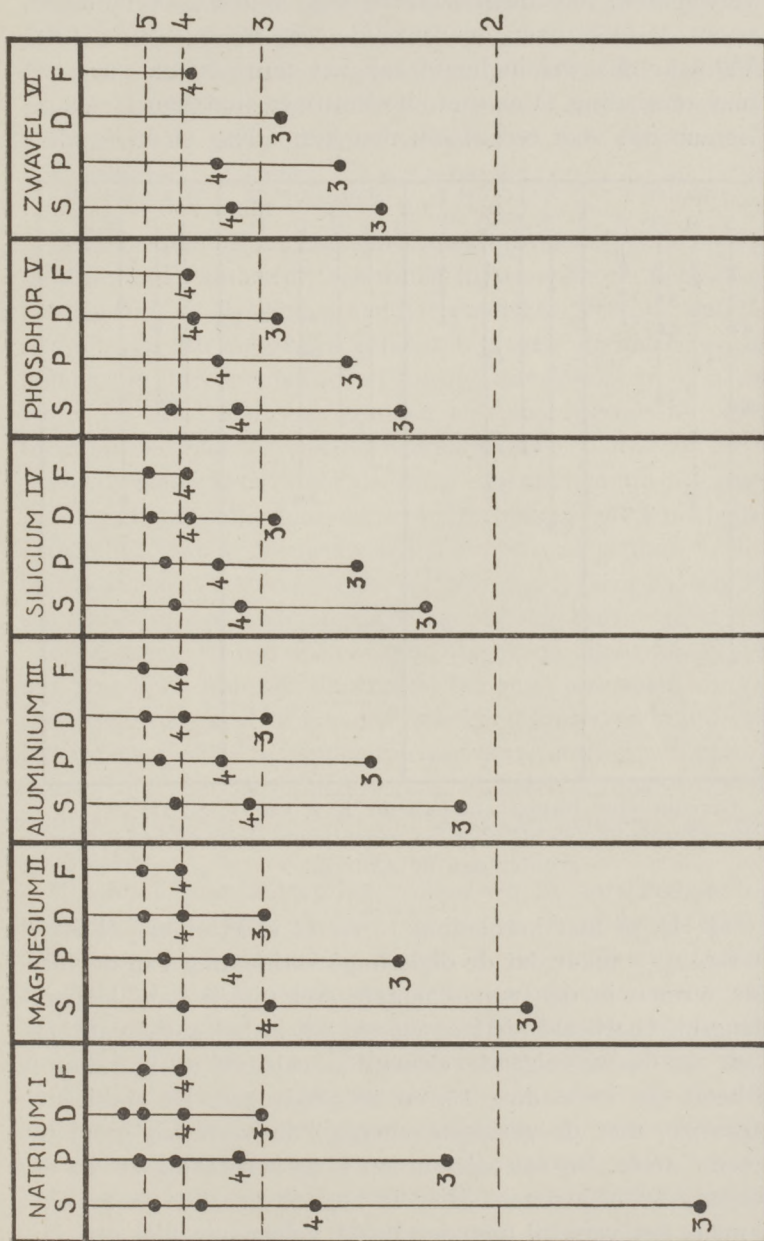


Fig. 2. Gereduceerde termschemata voor Na I, Mg II, Al III, Si IV, P V, S VI. De termen zijn gedeeld door het kwadraat van hetromeinse cijfer, dat de atoomoplading aangeeft, die het elfde electron aantrekt. De hoofdquantumgetallen zijn bijgevoegd, en de plaatsen der overeenkomstige waterstoftermen zijn gestippeld.

Voor atomen en ionen met meer dan een elektron kan men de gelijkvormigheid in de bewegingswijzen en in het termschema niet zuiver verwachten. Iets anders zou het zijn, indien al de ladingen, ook die van de elektronen, in eenzelfde verhouding werden ver-groot. Vandaar dat wel in hoofdzaak het termschema voor een atoom met kernlading 11 en met elf elektronen (natrium I) gelijk-vormig is aan dat voor een atoom met kernlading 12 en 11 elec-

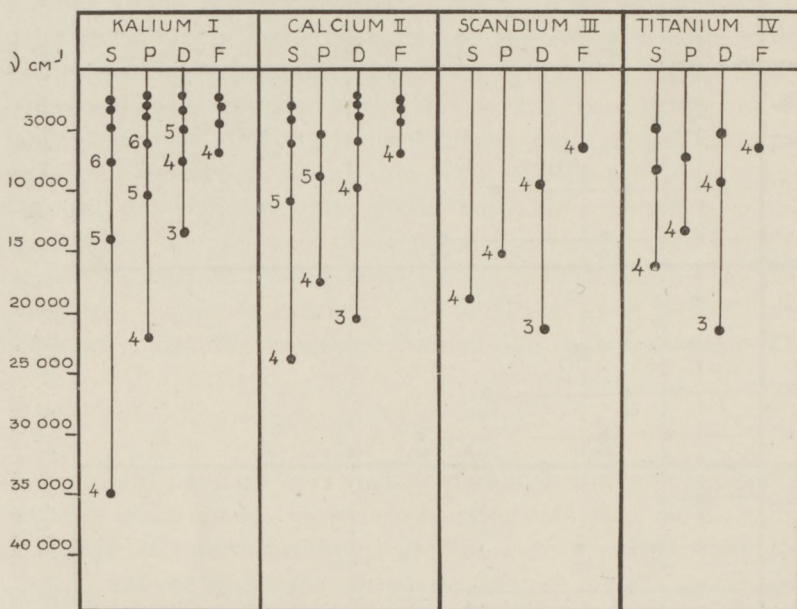


Fig. 3. Gereduceerde termschemata voor *K* I, *Ca* II, *Sc* III, *Ti* IV. Bij sterkere kernlading wordt voor het negentiende electron de *3D*-term grooter dan de *4S*-term.

tronen (*Mg* II), of met kernlading 13 en 11 elektronen (*Al* III), enz. (zie fig. 2) — maar dat de onderlinge verhouding van de verschillende termen in de twee schemata wel uiteen kan lopen. Een belangrijk voorbeeld hiervan vinden wij in het geval van het kalium en de daaropvolgende elementen calcium en scandium. Kalium heeft een kernlading 19, en 19 elektronen. De stabielste bewegingswijze, met de geringste energie, de verreweg grootste term is een *S*-term. Bij het calcium-ion is de kernlading 20, en er zijn eveneens 19 elektronen. Hier is nog de grootste term een *S*-term, maar het verschil met den naast folgenden, hier een *D*-

term, is niet meer zoo groot. Bij het dubbelgeladen scandium-ion echter, kernlading 21 met negentien electronen, is de grootste term dezelfde *D*-term, die in het *Ca* II-termschema komt opzetten. B o h r heeft destijds de conclusie getrokken, dat het 19de elektron bij scandium op andere wijze werd gebonden dan bij kalium en calcium, en hij heeft dit in verband gebracht met den eigenaardigen overgang van korte in lange perioden in het periodiek systeem der elementen volgens M e n d e l e e f f.

Beschouwen wij nu nog eens vergelijkenderwijze de spectra van de elementen waterstof, helium en lithium, die de lichtste atomen hebben (fig. 4). De termen van het waterstofspectrum zijn R/n^2 . Het is duidelijk, dat de geheele getallen n in deze uitdrukking van groot belang zijn. Wij noemen ze het *hoofdquantumgetal* van de bewegingswijze. In het beeld van kern en elektron bepaalt het kwadraat daarvan de *grote as* van de baanellips.

Het is dienstig om door de andere termschemata heen te letten op de niveau's, die door de waterstoftermen worden afgebakend. Dan blijkt, dat de termen van helium en van lithium in de buurt liggen van een waterstofterm. Er zijn een *S*-term en een *P*-term, die dicht bij den waterstofterm met hoofdquantumgetal 2 liggen.

Er zijn een *S*-, een *P*-, en een *D*-term, die dicht bij $R/3^2$ liggen, met $n = 3$, en zoo gaat dit verder. Dit geeft ons reden, om ook een hoofdquantumgetal te bepalen voor die termen, en hun de getallen toe te schrijven van den naburigen waterstofterm. Typeerend is daarbij, dat de verschillende reeksen met elkander juist zooveel termen bijdragen met bepaald hoofdquantumgetal als dit getal aangeeft.

Met hoofdquantumgetal 2 vinden wij in de schemata der genoemde spectra twee termen: een *S*- en een *P*-term. Met hoofdquantumgetal 3 vinden wij er drie: *S*, *P* en *D*; wij noemen deze $3S$, $3P$, $3D$. Met hoofdquantumgetal 4 vinden wij er vier: $4S$, $4P$, $4D$, $4F$, en zoo zal het ook verder moeten gaan. Het hoofdquantumgetal 1 ontbreekt in het lithiumspectrum. Wij vinden slechts in de *S*-reeks van het parheliumschema een term, die daaraan beantwoordt. Deze ligt echter op aanzienlijk lager niveau. Wij moeten ons deze afwijking van de waterstofgelijkenis aldus voorstellen, dat bij deze bewegingswijze beide electronen even dicht tot de kern, met zijn dubbele lading, naderen, en dat er daardoor niet een bui-

tenste elektron is, voor hetwelk de kernlading ten deele wordt afgedekt door een binnenste elektron, zoodanig dat het in een veld zou bewegen, dat niet veel afwijkt van dat om een waterstofkern.

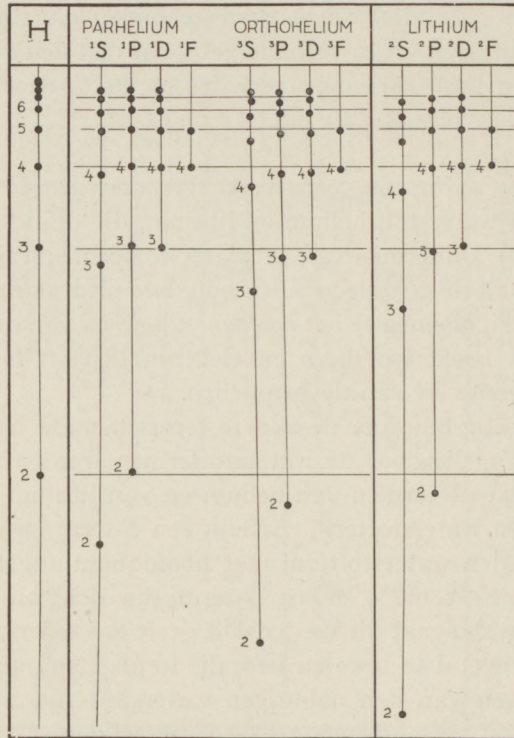


Fig. 4. Termschemata voor Waterstof, Helium en Lithium. De hoofdquantumgetallen zijn bijgevoegd.

Bij de andere bewegingswijzen is er wel een buitenste, dat veraf blijft en buiten den atoomrump, die bij het lithium bestaat uit kern met twee binnen-elektronen.

Om de hoofdquantumgetallen te leeren kennen van de termen uit het natrium-spektrum, doen wij goed, op de gelijkvormige schemata van *S VI* en van *P V* te letten (zie fig. 2). Daar is het duidelijk, bij welke termen een 3, en bij welke een 4 behoort. Er zijn geen termen met hoofdquantumgetal 2. Door de geleidelijke vervorming van het schema bij het naderen tot natrium, wordt

de nummering in het natriumschema duidelijk. Op dergelijke wijze kunnen wij in andere gevallen te werk gaan.

Wat beteekent het getal L , dat voor de S -, P -, D -reeks was 0, 1, 2, enz?

Het blijft altijd één minder dan het hoofdquantumgetal. Waarin verschillen de bewegingswijzen, met eenzelfde hoofdquantumgetal, maar tot verschillende reeksen behoorende? Dit quantumgetal wordt geïnterpreteerd als aanwijzing van een zekere draaiing in het atoom. De grootte, waarin de hoeveelheid van draaiing wordt uitgedrukt, de *draai-impuls*, kan bij alle atomistische verschijnselen worden gemeten met eenzelfde maat, die gevonden wordt in den draai-impuls $h/2\pi$, waarin h P l a n c k's werkingsquantum, $6,52 \times 10^{-27}$ ergsec is. Met deze maat gemeten, is de draai-impuls voor de P -bewegingswijzen één, voor de D -bewegingswijzen twee, en zoo vervolgens.

Wat beteekent het, dat, indien er één valentie-elektron is, de termen dubbel zijn? Hier dorsten onze landgenooten G o u d s m i t en U h l e n b e c k het aan, te besluiten dat ook het elektron op zich zelf, behalve een lading, nog een hoeveelheid van draaiing heeft, alsof het een tol is. Voor dezen draai-impuls van het elektron heeft zich het Engelsche woord „*spin*” als internationale vakterm ingeburgerd. Wanneer er een bewegingswijze is, waarin aan het atoom een draai-impuls toekomt tengevolge van de verplaatsingsbewegingen, een baan-impuls, dan zal de draai-impuls van het elektron — bij wijze van een gyroskopisch kompas — zich daarop instellen. Het zal zich instellen of parallel, of antiparallel. Het verschil van de resulterende hoeveelheid van draaiing in beide gevallen zal het dubbele zijn van de spin van het elektron. Overeenkomstig de quantumtheorie zal dit verschil gelijk moeten zijn aan de elementaire maat, die er voor draai-impuls is, aan $h/2\pi$, zoodat de spin zelf bedraagt $\frac{1}{2}h/2\pi$.

De S -termen hebben geen draai-impuls, $L = 0$. Hier is dus geen sprake van een instelling van de spin. De S -termen zijn dan ook nooit dubbel. Anders is het echter met de P - en de andere termen. Daar zal men een term krijgen met draai-impuls $L + \frac{1}{2}$ en een met $L - \frac{1}{2}$. Wij kunnen aanstonds zeggen, dat dit ons de index-getallen j levert, die ter kenmerking van de leden van een meervoudigen term zijn opgetreden.

Maar, indien bij de alkali-atomen het ééne elektron met zijn spin een verdubbeling der termen teweegbrengt, waarom dan niet bij de *waterstof*, waar er ook ééne enkel elektron is? Inderdaad, ook bij de waterstof moet de spin zich manifesteren. Dat het termschema uit slechts ééne reeks bestaat, is slechts schijn. Eerder moet men zeggen dat de verschillende reeksen met elkander samenvallen. In den term $R/4$ bijvoorbeeld, hoofdquantumgetal 2, zijn een S - en een P -term vereenigd. Reeds was door Sommerfeld de theorie uitgewerkt, hoe de kleine correctie, die men aan moet brengen wanneer men in acht neemt den invloed der electronensnelheid op de traagheid, aanleiding geeft tot een splitsing van deze samenvallende termen, overeenkomstig een verschil van baanvorm en van baanimpuls. Dit was een fraai stuk theorie, en toen men de detailstructuur der waterstoflijnen op de keper beschouwde, (ook de structuur der gelijkvormige lijnen van geïoniseerd helium), bleek de splitsing in de lijnen goed met de theorie overeen te stemmen, wat de grootte betreft. Echter was dit niet het geval met de relatieve sterkten der multipletcomponenten. Hier klopte de waarneming niet met de vaste combinatie-regels. Pas door toepassing van de elektronen-spin ook hier verdween deze oneenigheid van theorie en waarneming, van fantasie en werkelijkheid. De verdubbeling van het P -niveau maakt, dat een der twee P -termen samenvalt met den S -term. Een der twee D -termen valt samen met den hoogsten P -term, en zoo vervolgens. Een waargenomen multipletcomponent, die volgens Sommerfeld's theorie zou moeten worden geïnterpreteerd als een ongeoorloofde combinatie van S - met S -term, blijkt nu een regelmatige P - S -combinatie; een andere, die een P - P -combinatie scheen, en dus niet behoorde te verschijnen, blijkt nu een regelmatige D - P -combinatie.

Goudsmits en Uhlenbeck's gissing bij de alkalidoubletten werd aldus bij haar toepassing op waterstof, en op het geïoniseerde helium, schitterend bevestigd.

Wat geschiedt er, wanneer er twee elektronen in het spel zijn? Nu kan het zijn, dat eerst de *twee spins* in tegengestelden zin aan elkaar gekoppeld worden. Dan heffen zij elkanders draai-impuls op, er is geen instelmogelijkheid meer ten opzichte van den draai-impuls der baanbewegingen, en wij krijgen een termschema van louter singulets. Maar ook kunnen de elektronen hun spins samenstellen tot een

van dubbele grootte, van een heele maat $h/2\pi$. Indien deze zich instelt op een baandraaiing L , kan het resultaat zijn een totale draai-impuls $L + 1$, of L , dan wel $L - 1$. Er zijn nu drie mogelijkheden, en wij krijgen een schema van drievoudige termen. Slechts de draaiingslooze S -term blijft enkelvoudig: er is geen instelling mogelijk van elektronenspin op niets. Brengen wij echter een uitwendig magnetisch veld aan, dan blijken er wederom drie instellingen, er is een magnetische splitsing van 3S -termen in drieën.

Drie elektronen! Twee daarvan kunnen elkanders spin neutraliseeren. Het overblijvende zal zich op tweeërlei wijze kunnen instellen op de baandraaiingen. Dit geeft een schema van dubbele termen. Ook kunnen de drie elektronen met hun spins samenwerken. De resulterende spin is dan $1\frac{1}{2} h/2\pi$ groot, en er zijn vier instellingen op de baandraaiing mogelijk, met onderling gelijke verschiltrappen van $h/2\pi$, zoodat er draai-impulsen ontstaan met quantumgetallen $L + 1\frac{1}{2}$, $L + \frac{1}{2}$, $L - \frac{1}{2}$, $L - 1\frac{1}{2}$. Wij krijgen een termschema van viervoudige termen. Echter: de S -termen blijven enkelvoudig, en de P -termen blijven drievoudig, omdat daarvoor $L = 1$ is en de grootte van $1 - \frac{1}{2}$ en van $1 - 1\frac{1}{2}$ niet verschilt. Men kan dit ook uitdrukken door te zeggen dat de baandraaiing zich op drie wijzen, met $+ 1$, 0 of $- 1$, instelt op de resulterende spin.

Op gelijke wijze geeft men rekenschap van het optreden van schemata met wederom enkele, met drievoudige, en met vijfvoudige termen, indien er vier elektronen in het spel zijn, en zoo vervolgens.

Wij moeten hier een einde stellen aan onze beschouwing van wat de spectra, wat de kleuren van het licht der atomen, ons te kennen geven van hun innerlijke gebeurtenissen. Het is een lange weg geweest, dien de spectroscopie gedurende een halve eeuw gegaan is, zonder te kunnen droomen in welk land hij leiden zou. Dank zij de scherpste van de gegevens, hebben onze voorstellingen een strengen toets te doorstaan. Dat zij dien verdragen, verleent ze een groote overtuigingskracht.

METHODEN VAN SPECTRUMANALYSE

door T. L. DE BRUIN

Het mag wellicht zijn nut hebben eens, al is het in een kort bestek en in groote lijnen, aan te geven, welke methoden en middelen thans den spectrumanalyticus ten dienste staan bij zijn werk, te meer daar men bij het groote aantal verhandelingen over den bouw der spectra zelden vindt aangegeven hoe men tot de resultaten is gekomen. En hij, die niet dit interessante gedeelte der spectroscopie tot zijn arbeidsveld heeft gekozen, vraagt zich veelal af, hoe het mogelijk is uit den warboel van spectraallijnen wijs te worden of m.a.w.: hoe analyseert men een spectrum? Men vindt bij den buitenstaander vaak de meening verbreid dat dit gebied der spectroscopie belangrijk is door zijn resultaten, welke hierin bestaan, dat men een beeld krijgt van de energieniveaus in het atoom, hun aantal, ligging, aard enz.; gegevens, die bij alle processen en problemen, welke met atoombouw te maken hebben, niet onderschat moeten worden. Maar bovendien is men daarbij veelal van meening, dat het werk dat tot deze resultaten leidt, een peuterwerk is, een doodsche rekenslavernij, een geduldwerkje van getallen waar men veelal is aangewezen op een goede dosis geluk, dat het een kwestie is van persoonlijk inzicht en dat het alleen interessant is voor hen die er „kijk” op hebben, hoe men de analyse van een spectrum moet aanpakken.

Geen slechter voorstelling dan deze van dit gebied der spectroscopie, dat integendeel zulk een fascineerend interesse biedt, dat het hem, die er eenmaal mee begonnen is, zelden meer loslaat en telkens weer een stil genoegen geeft bij het vinden van de schoone regelmaat en van de strenge wetmatigheid in den schijnbaren chaos van spectraallijnen. Het geeft den onderzoeker een ruim veld van experimenteelen arbeid, zooals het werken met de spectrografen, de bestudeering van den aard der lichtbronnen, hun verandering bij variatie der physische omstandigheden, als druk, temperatuur,

electrische aanslag, magneetveld enz. De spectrumanalyse is dan ook onafscheidelijk verbonden met de eigen experimenteele bestudeering der spectra.

Hoe analyseert men een spectrum? Hierop antwoord te willen geven in een tijdschriftartikel is even dwaas als het schrijven van een artikel over: Hoe wordt men schilder? of: Hoe leert men Javaansch? Spectrumanalyse is een werk van experimenteele arbeid, zoodat ontegenzeggelijk routine een groote rol speelt. Desalniettemin is het mogelijk aan te geven door welke gezichtspunten men zich bij de spectrumanalyse kan laten leiden. Een algemeen recept is hier echter niet te geven. Voor elk geval dient men een keus te doen uit de middelen welke ons ten dienste staan, een keus waarbij men geleid wordt door de reeds verkregen kennis uit de reeds geanalyseerde spectra.

Van een methodische spectrumanalyse is strikt gesproken sprake sinds de laatste tien jaren. Men krijgt den indruk dat men thans de algemeene wetten kent die den bouw der spectra beheerschen en thans rest nog een enorme arbeid, het verwerken van het spectroscopisch materiaal. Van slechts een zeer klein gedeelte der spectra kan men beweren dat ze voldoende geanalyseerd zijn. Om slechts bij de spectra der atomen te blijven: hoeveel van deze spectra zijn er? Een eenvoudige berekening leert dat de 92 elementen van het periodieke systeem 4278 spectra kunnen voortbrengen. Waterstof kan het spectrum *H I*, Helium dat van *He I* (het neutrale atoom) en van *He II* (het geioniseerde atoom) voort brengen. Zoo kan dus Uranium 92 verschillende spectra voortbrengen. Voor de hooger geioniseerde atomen is onze experimenteele kennis der spectra nog zeer gebrekkig.

Aan de daadwerkelijke analyse van een spectrum gaat het experimenteele werk van het verkrijgen van het spectroscopisch materiaal vooraf. Slechts bij uitzondering wordt door een lichtbron één spectrum d.w.z. de spectraallijnen alle toe te schrijven aan een bepaalden toestand (neutraal of geioniseerd) van het atoom uitgezonden. Om nu de verschillende spectra afzonderlijk te leeren kennen is het noodzakelijk dat men de lichtbron onder verschillende physische condities bestudeert. Men zal bemerken dat het invoeren van een vonkenbaan of van een zelfinductie het spectrum verandert. Sommige lijnen verschijnen, andere verdwijnen. Zelfs zonder nog de uitwendige condities te veranderen zal men bemer-

ken dat alle deelen van een lichtbron niet dezelfde spectraallijnen uitzenden althans niet met dezelfde relatieve intensiteit. In een Geisslerbuis kan het voorkomen dat in het nauwe en het wijde gedeelte de spectra verschillend zijn. In een gewonen electrischen boog dien men tusschen twee metaalstukjes trekt kan men opmerken dat het spectrum in de verschillende gedeelten van den boog niet hetzelfde is. Bovendien ziet men dat sommige lijnen diffuus, andere scherp zijn. Sommige lijnen geven omkeering (absorptie) andere niet. Zoo zijn er een groot aantal experimenteele feiten die ons in staat stellen een allereerste schifting aan te brengen.

Zonder nu hier op al deze middelen nader in te gaan zal het duidelijk zijn dat deze tot een spectroscopisch materiaal kunnen voeren dat bijv. de lijnen van een neutraal of geïoniseerd atoom omvat. Dit materiaal bestaat dan uit een lijst van golflengten met indicatie van de relatieve (geschatte) intensiteiten en eventueele opmerkingen betreffende het karakter van de lijnen als: diffuus zijn, omkeering vertoonen, enz. Allereerst worden nu uit de golflengten λ de golfgetallen ν berekend, waarbij tevens de reductie op het vacuum wordt aangebracht ¹⁾. Het spreekt vanzelf dat men zooveel mogelijk gegevens tracht te verkrijgen over het geheele spectraalgebied. Vergroote reproducties van de opnamen doen veelal uitstekende diensten bij de analyse, daar de ervaring leert dat het mogelijk is structuur te leeren zien in spectra, zelfs wanneer deze gecompliceerd zijn.

In de periode van 1880 tot 1922 is men er in geslaagd een, zij het dan ook eenigszins formalistisch, idee te krijgen van de structuur der eenvoudigste spectra als die der alkalies en aardalkalies. Er is echter geen wezenlijk verschil tusschen de structuur van deze eenvoudige spectra en de samengestelde spectra waarbij het aantal lijnen in de duizendtallen kan bedragen. Het heeft echter vrij lang geduurd voor men dit ingezien heeft. Het zou ons te veel van het doel van deze schets afvoeren indien we in details zouden nagaan hoe men langzamerhand tot dit inzicht is gekomen. Men heeft leeren inzien dat de van ouds bekende eenvoudige lijngroepen als de doubletten en tripletten toe te schrijven waren aan het feit dat de atomen, die deze spectra uitzenden, een of twee valentieelectro-

1) Aantal golven per cm is $10^8 : \lambda$. Voor reductie op het vacuum geldt:

$$\Delta\lambda = \lambda_{vac} - \lambda_{lucht} = \lambda_{lucht} (n - 1), \quad n = \text{brekingsindex.}$$

nen hebben. Daarmee had men een zeer wezenlijk grondfeit ontdekt en het werd duidelijk dat de meer of mindere samengesteldheid van een spectrum gezocht moest worden in de aanwezigheid der valentieelectronen, de electronen buiten de „volle schillen” ¹⁾. Dit leidde tot een inzicht van de structuur der meest gecompliceerde spectra. Bij de aanwezigheid van meerdere valentieelectronen worden de lijngroepen samengestelder en men spreekt van een multiplet-structuur.

Bij het spectrum van neutraal kalium (*K I*) ziet men eenvoudige lijngroepen bestaande uit doubletten optreden. Bij neutraal Calcium (*Ca I*) treden enkelvoudige lijnen en tripletten op, evenals bij het spectrum van geïoniseerd Scandium (*Sc II*). In het geval van neutraal Scandium (*Sc I*) zijn de lijngroepen, multipletten genaamd, reeds ingewikkelder geworden. Daar heeft men te doen met zoogenaamde quartet-termsystemen, waarbij de energieniveaus reeds een viervoudige onderverdeling kunnen bereiken.

Eerst een tiental jaren geleden heeft men dit belangrijke feit ingezien. En thans is het heel eenvoudig uit de aanwezige electronen, de electronenconfiguratie, af te leiden hoe de structuur van het spectrum is. De hoofdzaak is deze.

Een electron heeft een rotatieimpuls, de vector $S = \frac{1}{2} \hbar$ ²⁾ en een baanimpuls L die de waarden 0, 1, 2, 3 enz. kan hebben. Deze twee vectoren vormen samen de resultante J met de maximum en minimum waarden $J = L \pm S$ en tusschenliggende waarden telkens 1 in grootte verschillend. Bij één electron (bijv. kalium, waar buiten de volle schillen, één valentieelectron is), heeft men dus $J = L \pm \frac{1}{2} \hbar$. De verschillende waarden van J geven een onderverdeling in de energieniveaus zooals we die uit de theorie van Bohr en Sommerfeld kennen. Bij de waarden van $L = 0, 1, 2$, is men gewoon te spreken van *S, P, D* energieniveaus, die men aanduidt met den naam termen. Bij atomen met één enkel valentieelectron zijn al de energieniveaus, behalve de *S*-niveaus ($L = 0$), dubbel. Dit voert tot de doubletten. Voorts ziet men gemakkelijk in dat bij 2 valentieelectronen (bijv. Calcium of geïoniseerd Scandium) de resulterende electronen rotatie-impuls S de waarden 0 en 1 kan hebben waardoor de energieniveaus of enkelvoudig of

1) Het hoogste aantal electronen in de $1s; 2s, 2p; 3s, 3p, 3d; \dots$ bewegingswijzen is resp. 2; 2, 6; 2, 6, 10; enz.

2) De impulsen worden uitgedrukt in de quantumeenheid $\hbar/2\pi$.

drievoudig zijn. Hierdoor ontstaan de enkelvoudige lijnen (singuletten) en tripletten. Zoo kan men in een atoom ook quartet, quintet . . . termsystemen krijgen. Het is duidelijk dat een combinatie van twee zulke meervoudige energieniveaus aanleiding geeft tot een geheele groep van lijnen, een multiplet. Doch al weet men nu vooruit dat men in een spectrum bepaalde termsystemen bijv. quartet- en sextet-systemen kan verwachten, daarmee heeft men de multipletten nog niet gevonden en het spectrum niet geanalyseerd.

Deze multipletten in een spectrum van een duizendtal lijnen te identificeren lijkt op het eerste gezicht vrijwel een hopeloos geval. Er bestaan echter verschillende methoden die ons in staat stellen systematisch deze lijngroepen op te sporen en de energieniveaus in het atoom te ontdekken. We zullen hiervoor de aandacht vestigen op de volgende punten:

1. Wet van de constante verschillen. Seriebetrekkingen. Combinatieprincipe.
2. Lijnkarakter. Intensiteit.
3. Absorptieproeven. Resonantielijnen. „Raies ultimes”.
4. Temperatuurclassificatie.
5. Invloed capaciteit, zelfinductie, vonkenbaan.
6. Methode van den electronenstoot, kritische potentialen.
7. Multipletregels. Interval- en intensiteitsregels.
8. Quantitatieve multipletformules.
9. Theoretische termschema's.
10. Plaats in het periodiek systeem. Horizontale, verticale en diagonale vergelijking.
11. Invloed van een magneetveld. Zeeman-effect.
12. Hyperfijnstructuur.
13. Abnormale termseries.
14. *SL* en *JJ*-koppeling.

Het is niet de bedoeling deze middelen in de hier gegeven volgorde te bespreken, doch om aan eenige voorbeelden aan te geven hoe men er van gebruik kan maken.

Wet van de constante verschillen. Seriebetrekkingen. Combinatieprincipe. Liveing en Dewar (1880) vonden in verschillende spectra eenvoudige lijngroepen als doubletten en tripletten. Het was Hartley (1883) die opmerkte, dat uitgedrukt in de frequenties

de intervallen $\Delta\nu$ bij deze groepen constant waren. Het is nu duidelijk dat deze constante $\Delta\nu$ -verschillen ontstaan doordat verschillende energieniveaus met een bepaald twee- of drievoudig niveau combineren. Deze wet van de constante verschillen is ongetwijfeld een der grondwetten van de spectrumanalyse en strikt gesproken zou het ook met het opzoeken der constante verschillen in een samengesteld spectrum mogelijk zijn een energieschema op te stellen. Vooral in combinatie met de bekende regels der multipletten kan men dan een heel eind komen. Men voelt echter dat deze manier van analyseeren meer uit getallenwerk bestaat. Bij een lijnenrijk spectrum is het een zeer onaangenaam werk, alle $\Delta\nu$'s systematisch te bepalen en daarna te tabuleeren. Het is meer een numerieke methode en niet een physische.

Toch heeft men in vele gevallen geen andere keus om de eenvoudige reden dat absorptiemetingen, temperatuurclassificatie, Zeeman-effect, die ons physische methoden aan de hand doen, niet onderzocht zijn. Neem bijv. het spectrum van neutraal Lutetium, het element 71. Andere gegevens dan de golflengtebepalingen bestaan er niet. Gelukkig is het spectrum niet zoo lijnenrijk en laat zich de methode der constante verschillen hier gebruiken. Me g e r s die het spectrum volgens deze manier bewerkte, vond dat van al de systematische bepaalde $\Delta\nu$ -verschillen tot aan $\Delta\nu = 15000$ slechts één verschil nl. $\Delta\nu = 1993,9$ meer dan driemaal voorkwam nl. tien maal. Wanneer men nu weet dat in den grondtoestand van Lutetium er slechts één valentieelectron is nl. een *d*-electron, dan komt men er toe het gevonden verschil toe te schrijven aan de twee niveaus van de 2D die door dit eene electron ontstaan. Men kan nu verder met behulp van het theoretische term-schema en de multipletregels wel af leiden welke de energieniveaus in Lu I zijn en hoe hun ligging is. Toch dient dit geverifieerd te worden door meer physische methoden.

De methode van de constante verschillen is ook vóór 1922 op de samengestelde spectra toegepast. Het is echter zeer verklaarbaar dat men toentertijd zonder de kennis der multipletregels tot geen definitief resultaat kwam. De regelmatigheden die men vond, bestonden meestal hierin, dat men groepen van vier, vijf of zelfs meer lijnen vond die constante $\Delta\nu$ hadden. Vaak ontbraken soms lijnen in die groepen, iets wat men absoluut niet begreep, maar wat later door de beperkingsregels voor de quantumgetallen verklaard werd.

Vooral Rydberg, Paulson en Snijder hebben aan deze soort van regelmatigheden die men in tegenstelling met de doubletten en tripletten „regelmatigheden van de tweede soort” noemde veel tijd en moeite besteed. Als typisch voorbeeld noemen we de door Rydberg in het roode argonspectrum (*A I*) ontdekte regelmatigheid dat men vele van de golfgetallen kon plaatsen in vier kolommen *A*, *B*, *C* en *D*, waarvoor de betrekking gold:

$$B - A ; \Delta\nu = 846,16$$

$$C - B ; \Delta\nu = 803,07$$

$$D - B ; \Delta\nu = 606,64.$$

Latere analyse heeft aangetoond dat deze karakteristieke $\Delta\nu$'s de verschillen waren van de vier termen 3P_2 , 3P_1 , 3P_0 , 1P_1 die ontstaan uit de electronenconfiguratie: vijf $3p$ -electronen en een $4s$ -electron. (*A II*: grondterm ${}^2P : L = 1, S = \frac{1}{2}$; $4s$ -electron: $L = 0, S = \frac{1}{2}$. Resulteerende quantum vectoren: $L = 1$ en $S = 1$ of $S = 0$, wat dus een 3P en een 1P geeft). Vele van deze regelmatigheden door Rydberg, Paulson en Snijder in de lijnenrijke spectra gevonden hebben later de basis gevormd voor een uitgebreide multipletanalyse.

Tot de ontwarring van de eenvoudigste spectra hebben behalve de wet van de constante verschillen veel bijgedragen de seriebetrekkingen van Balmer (1885) en Rydberg (1889) en het combinatieprincipe van Ritz. De algemeen bekende serieformule van Rydberg voor het golfgetal in het geval van een neutraal atoom:

$$\nu = R/(m_1 + \mu_1)^2 - R/(m_2 + \mu_2)^2$$

bevat de twee geheele getallen m_1 en m_2 , waarvan m_1 , voorkomende in den term die de serielimiet bepaald, constant blijft voor een serie. Ritz vestigde in 1908 er de aandacht op dat in verschillende spectra lijnen optreden waarvan ν gelijk is aan een verschil van twee termen van de vier hoofdseries.

De plaat laat zeer duidelijk het serie karakter zien. Het zijn de drie voornaamste series in het spectrum van neutraal kalium (*K I*). De opname vertoont de beide nevenseries $4p^2P - ns^2S$ en $4p^2P - nd^2D$ in *emissie*. Men ziet duidelijk de doubletten en tevens dat beide series dezelfde limiet, n.l. $4p^2P$ hebben. De tweede photo laat de hoofdserie $4s^2S - np^2P$ zien en wel in *absorptie*. Deze photo is ver-

kregen door continu licht door kaliumdamp te zenden, waarbij absorptie van uit den grondtoestand $4s^2S$ optreedt.

De ontdekking van de P a s c h e n-serie in waterstof was een directe toepassing van het combinatieprincipe. Eerst na de invoering echter van de quantumtheorie heeft men de beteekenis van het combinatieprincipe leeren begrijpen.

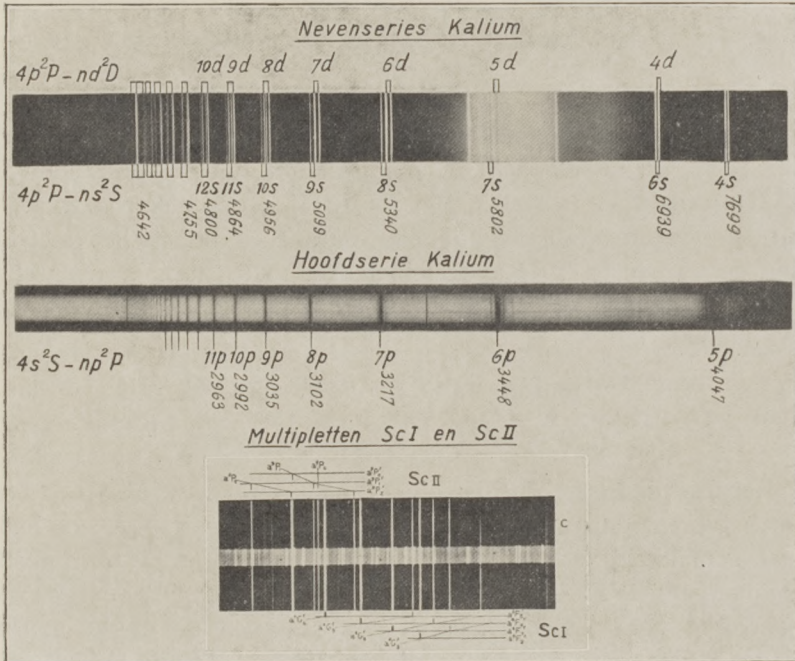


Fig. 1.

Opnamen van Kalium, Laboratorium „Physica”, door C. J. Bakker. Opname van Scandium, Bur. of Standards, door W. F. Meggers.

Het groote belang van de serieformule is hierin gelegen, dat ze ons in staat stelt de absolute termwaarden te bepalen, waartoe noch de wet van de constante verschillen of het combinatieprincipe ons in staat stelt. Met behulp hiervan is het bijv. mogelijk ook met een vrij onvolledige analyse belangrijke fysische grootheden van het atoom te bepalen, b.v. de ionisatiepotentiaal ¹⁾. Laat ons bijv. de

1) De ionisatiepotentiaal is de energie noodig om het valentieëlectron van uit den grondtoestand geheel uit het atoomverband te verwijderen.

ionisatiepotentiaal van *Cl* II bepalen die niet nauwkeurig bekend is.

Eenige korte opmerkingen over het theoretische termschema mogen vooraf gaan. Voor het Chloor atoom heeft men de volgende bezetting der bewegingswijzen door de aanwezige electronen:

	1s	2s	2p	3s	3p	Term
<i>Cl</i> . I ..	2	2	6	2	5	2P
<i>Cl</i> . II ..	2	2	6	2	4	3P
<i>Cl</i> . III ..	2	2	6	2	3	4S

De grondtoestanden afkomstig van vijf, vier en drie electronen, zijn resp. 2P , 3P en 4S .¹⁾ Het is duidelijk dat de toestanden in *Cl* II steeds voor te stellen zijn als *Cl* III + een electron, m.a.w.: uit de quantumgetallen van den ion-term 4S en die van het electron zijn de termen in *Cl* II af te leiden. We willen bijv. weten welke termen er zijn als het electron in een 4s-bewegingswijze verkeert. We hebben dan:

$$\begin{aligned} \text{ionterm } ^4S & : L = 0 \quad S = \frac{3}{2}, \\ \text{4s-electron} & : L = 0 \quad S = \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Resulteerende grootheden zijn: $L = 0$, en $S = 2$ of $S = 1$, en dit beteekent dat men een 5S - en een 3S -term heeft. Evenzoo leidt men gemakkelijk af dat een 4p-electron een 5P - en 3P -term geeft. De overgang $4s^5S - 4p^5P$ zal tot de sterkste groep in het spectrum behooren, daar het overgangen zijn tusschen de diepst aangeslagen toestanden, en bestaan uit een triplet. (Er zijn slechts drie J -waarden 3, 2 en 1 bij een 5P -term).

Het karakteristieke sterke triplet

$$(250) 4794,58 ; (225) 4810,13 ; (200) 4819,54 \text{ \AA}$$

1) Het bepalen van de termen die uit een electronen configuratie volgen vervalt meestal in twee deelen, nl. het afleiden van de termen in den grondtoestand en het afleiden van de termen in de aangeslagen toestanden. Het afleiden van de termen afkomstig van den grondtoestand gebeurt door het beschouwen der quantumgetallen n (hoofdquantumgetal), L (azimuthaal quantumgetal), m_L en m_s componenten van L en S in de richting van een magneetveld. Bij aequivalente electronen moet men het Pauli-principe toepassen. Men vindt dit uitvoerig beschreven en afgeleid voor verschillende configuraties in het boekje van HUND: Linienspektren. (Uitgave Springer). De termen in de aangeslagen toestanden worden afgeleid uit den grondtoestand van het ion en het daaraan toegevoegde electron en wel door het samenstellen der quantumvectoren.

met de golfgetallen

$$20851,07 ; 20783,67 \text{ en } 20743,09 \text{ cm}^{-1}$$

identificeert men gemakkelijk als de $4s^5S - 4p^5P$ overgang. Dit behoeft niet geheel op een gissing te berusten. Zooals we verderop zullen zien kunnen we dit triplet op grond van vergelijking met andere spectra gemakkelijk identificeren. We zoeken nu naar een dergelijk triplet met dezelfde $\Delta\nu$ -verschillen en vinden dit bij

$$(75) 4253,40 ; (60) 4241,28 ; (50) 4234,00$$

met de golfgetallen

$$23504,01 ; 23571,17 ; 23611,70$$

en de $\Delta\nu$ -verschillen in omgekeerde volgorde. Veronderstellen we dat dit het tweede lid in de serie is dus $4p^5P - 5s^5S$ dan zien we dat de 5P -term tusschen de $4s^5S$ en $5s^5S$ inligt en dat de twee 5S -termen een afstand hebben van 44355 Balmereenheden (cm^{-1}). Onze onderstelling kunnen we direct toetsen, want nu is het mogelijk met de Rydbergformule en eventueel iets nauwkeuriger met de Ritzformule¹⁾ te berekenen waar de $6s^5S$ term ligt, die als combinatie met $4p^5P$ een ander triplet moet geven. We vinden inderdaad dit berekende triplet aanwezig en wel bij

$$(40) 2502,75 ; (30) 2498,54 ; (20) 2496,04$$

Hiermede is dan de absolute termwaarde van $4s^5S$ bepaald en wel 84167. Nu was het niet moeilijk op dezelfde wijze de $ns^3S - 4p^3P$ combinaties te vinden en deze triplettermen te bepalen. Dit geeft $4s^3S = 79438$. De combinaties in het ultraviolet met de grondterm $3p^3P$ geven ons direct de absolute termwaarde hiervan nl. 192047 Balmereenheden wat overeenkomt met een ionisatiepotentiaal van 23,71 volt.

Hoewel hiermede slechts een klein gedeelte van het termschema van *Cl II* is gevonden, stelde het ons in staat door middel van de wet der constante verschillen (constante $\Delta\nu$'s in de drie tripletten), van de seriebetrekking en van het combinatieprincipe (combinatie $4s$ - met $3p$ -term) de ionisatiepotentiaal te bepalen.

1) De Ritz-spectraalformules luiden:

$$\nu = A - \frac{4R}{\left(m + \mu + \frac{B}{m^2}\right)^2} \text{ en } \nu = A - \frac{4R}{[m + l + k(A - \nu)]^2}$$

A = serielimiet. μ , B , l , k constanten.

Lijnkarakter. Intensiteit. Absorptie.

De bovengenoemde middelen bij de analyse berusten op het feit dat de spectraallijnen een bepaalde golflengte hebben. Doch ook van andere eigenschappen kan men profijt hebben bij de analyse, zooals van de intensiteit, en van het karakter van de lijn die scherp of diffuus kan zijn of absorptie kan vertoonen. De belangrijke eigenschap van de intensiteit is lang aan de aandacht ontsnapt. Wel maakte men in dezen vorm gebruik van de intensiteit dat men wist dat in een spectraalserie de intensiteit moest afnemen. Zoo wist men reeds lang, dat in twee tripletten die twee leden van een serie vormen, zooals in het bovengenoemde geval der $4s$ - en $5s^5P$ van Cl II, de intensiteitsverhouding in de componenten ongeveer dezelfde moest zijn. Doch toen men door de ontwikkeling der quantumtheorie leerde inzien dat in een multiplet de intensiteitsverhouding der componenten bepaald wordt door de inwendige quantumgetallen J der combineerende termen, had men hierin een middel om de relatieve, geschatte intensiteiten te gebruiken als ordeningsmiddel bij het opsporen der multipletten. Reeds in 1920 kende men den regel dat in een triplet die component het sterkst is, waarbij ΔL en ΔJ in dezelfde richting verlopen. Dit geeft ons direct al een middel om in het boven genoemde geval der Cl II-tripletten te besluiten welke de identificatie der afzonderlijke componenten is. Zoo moet de sterkste component $4794,58 \text{ \AA}$ de $4s^5S_2 - 4p^5P_3$ overgang zijn daar ΔL en ΔJ beide gelijk, $+1$, zijn. De intensiteitsregels der multipletten bepalen in dit geval, dat de drie componenten een verhouding in intensiteit van $7 : 5 : 3$ hebben. Een directe quantitative bepaling zou hier dus ook kunnen beslissen of de identificatie juist is.

Als typisch voorbeeld hoe een directe intensiteitsmeting kan bijdragen tot de analyse noemen we het Heliumtriplet 5876 (Overgang $^3S - ^3P$) dat vroeger steeds als doublet is waargenomen, doch waarvan men op goede theoretische gronden kon verwachten dat het een niet gescheiden triplet was, waarvan de intensiteitsverhouding der componenten als $5 : 3 : 1$ moest zijn. Directe meting der beide doubletcomponenten, in het Utrechtsch laboratorium verricht, gaf een verhouding der doubletcomponenten als $8 : 1$ waarmee wel de juistheid van het tripletzijn aangetoond was. Later heeft men ook het triplet gescheiden.

Van practisch belang voor het opsporen der multipletten is, wat

ik zou willen noemen de *diagonaalregel voor de intensiteiten*. Bij een lijngroep welke men onderstelt een multiplet te zijn, begint men de sterkste lijnen in de diagonaalrij te plaatsen en past aan deze de in de groep gevonden constante verschillen aan. Men probeere met dezen regel de volgende lijnen tusschen λ 5113 en λ 4891 in het *Cl* II spectrum gemeten, te interpreteren als de $4p^3D - 3d^3D$; $4p^3D - 3d^3F$ en $4p^3F - 3d^3D$ -multipletten. Deze termen kan men uit het theoretisch termschema vinden door op te merken dat behalve de reeds genoemde 4S het *Cl* III-ion ook de termen 2D en 2P heeft. We geven van deze lijnen slechts de intensiteiten en de golfgetallen:

5. 19551,10	1. 19725,62	3. 20310,55
4. 19586,77	20. 20012,41	30. 20328,93
25. 19590,41	10. 20114,64	1. 20342,91
15. 19604,89	4. 20249,78	100. 20382,48
2. 19608,36	12. 20298,22	200. 20415,77
30. 19686,08	3. 20302,01	2. 20437,35

Van veel belang voor het opzoeken der multipletten is ook de *intervalregel*, die zegt dat de afstanden in een term zich verhouden als de *J*-waarden. Zoo moeten in een 5P -term met de *J*-waarden 3, 2 en 1 de afstanden zich verhouden als 3 : 2. De afstanden in de bovengenoemde 5P in *Cl* II voldoen daar wel aan. Bij de zoo juist genoemde termen van het tripletsysteem zal men bemerken dat hier de intervalregel niet meer doorgaat ¹⁾. Vooral wanneer de verschillende multipletten over elkaar heen vallen en de intervalregel doorbroken is geeft dit moeilijkheden bij de analyse.

Hoe kan men nu van het *scherp* of *diffuus* van lijnen of van het vertoonen van *absorptie* bij de analyse gebruik maken? Reeds R y d b e r g heeft het uiterlijke karakter van een lijn als ordeningsprincipe bij zijn werk gebruikt. De namen als *S*-serie en *D*-serie hebben er zelfs hun aanduiding aan te danken (*sharp* en *diffuse*). Men weet nu dat het *diffuus* zijn van een lijn in vele gevallen als

1) Dit staat in verband met de wijze der koppeling der quantumvectoren *L* en *S*. Men spreekt van de *JJ*-koppeling als men van de verschillende electronen de vectoren *L* en *S* samenstelt tot de vector *J*. De verschillende *J* vectoren stellen we dan samen tot de eindresultante *J*. Bij de zogenaamde R u s s e l l—S a u n d e r s koppeling krijgen we de eindresultante *J* door van alle electronen de *L*-waarden en daarna de *S*-waarden samen te stellen. Deze resulterende *L* en *S* geven ons dan de eindresultante *J*. In het eerste geval nu geldt de intervalregel niet meer. Er komen veelal tusschengevallen van deze twee genoemde koppelingen voor.

een Starkeffect verklaard kan worden, verband houdend met een nabijgelegen term. Aangezien in een termschema steeds een convergentie plaats heeft in de hogere termen, die dus steeds dichter bij elkaar komen te liggen, zal men in het algemeen de diffuse lijnen te zoeken hebben onder de combinaties tusschen de hogere niveaus. Dit is een practische regel die ons in staat stelt reeds in het begin een groote schifting tusschen de lijnen te maken. De scherpe lijnen zijn combinaties tusschen de lagere niveaus, de diffuse tusschen de hogere. Men dient hierbij echter wel in het oog te houden dat bij het al of niet diffuus zijn de soort van lichtbron een belangrijke rol speelt. Verder dat voor het diffuus zijn van een lijn verschillende factoren in aanmerking kunnen komen. Van meer direct practisch nut is dan ook het al of niet optreden van absorptie. Neemt men bijv. in een vacuumboog of in een luchtvonk absorptie waar, dan kan men er zeker van zijn, dat de betrokken lijn een combinatie is met één van de lagere niveaus in het atoom. Men kan in dit geval de lijnen die absorptie vertoonen in een speciale groep samenvatten en deze groep op constante verschillen onderzoeken. Aangezien het aantal van deze lijnen nooit zoo buitengewoon groot is levert hier de methode der constante verschillen geen moeilijkheden. In vele gevallen maakt men ook gebruik van absorptie waarbij men continu licht door een kouden damp of gas waarneemt. Ook kan hier van veel nut zijn de vonk onder water te gebruiken, waarbij de electroden uit de te onderzoeken stof bestaan. Neemt men bijv. het licht waar van een vonk onder water, waarbij de electroden uit Rhenium (element 75) bestaan, dan ziet men in het geheele gebied tusschen λ 6000 en λ 3000 slechts één triplet, nl. $\lambda\lambda$ 3465, 3460, 3452, in absorptie optreden dat in een vacuumboog sterk in emissie aanwezig is. Het valt niet moeilijk in dit geval, in verband met het theoretische termschema, dit triplet te identificeren als de combinatie met het grondniveau ¹⁾

$$(d^5s^2) \ ^6S_{5/2} - \ ^6P_{5/2}, \ (d^5s^2) \ ^6S_{5/2} - \ ^6P_{7/2}, \ (d^5s^2) \ ^6S_{5/2} - \ ^6P_{3/2}.$$

Ook andere lichtbronnen als bijv. bij de methode van Anderson waar men dunne draden laat explodeeren kunnen heel dienstbaar zijn bij het onderzoek van de vraag, welke lijnen gevoelig zijn voor absorptie.

1) Het aantal electronen wordt door de exponent aangeduid.

We willen nu eens een voorbeeld geven hoe we de analyse van een bepaald spectrum kunnen aanvatten. De spectra van *Ca I*, *Ca II* en *Ca III* zijn vrij behoorlijk bekend en geanalyseerd. Over de structuur van het spectrum, uitgezonden door het driemaal geïoniseerde atoom *Ca IV* daarentegen is niets bekend. Hoe komen we nu tot de analyse van *Ca IV*? Vooreerst willen we het experimenteel materiaal buiten beschouwing laten en eens zien wat we, zonder dat, over *Ca IV* kunnen afleiden. Eerst iets over het theoretische termschema. De stabiele bewegingswijzen van het calciumatoom naarmate successievelijk electronen van het atoom worden vrij gemaakt, vindt men respectievelijk in den volgenden staat van verdeling der electronen over de baansorten:

	1s	2s	2p	3s 3p 3d	4s	Term
<i>Ca I</i> ..	2	2	6	2 6	2	¹ S
<i>Ca II</i> ..	2	2	6	2 6	1	² S
<i>Ca III</i> ..	2	2	6	2 6		¹ S
<i>Ca IV</i> ..	2	2	6	2 5		² P
<i>Ca V</i> ..	2	2	6	2 4		³ P

Welke termen hebben we nu in *Ca IV* te verwachten als het electron in een aangeslagen bewegingswijze verkeert? Deze toestanden ontstaan uit ³P(*Ca V*) + electron. De ³P heeft $L = 1$ en $S = 1$. In het geval van een 4s-electron, waarbij voor het electron $L = 0$ en $S = 1/2$, krijgen we dus als resulterende grootheden: $L = 1$, en $S = 3/2$ of $1/2$; wat dus beteekent een ⁴P en een ²P. Op dezelfde wijze kunnen we dit afleiden voor andere aangeslagen bewegingswijzen, en aldus komt men op zeer simpele manier tot het volgende theoretische termschema:

<i>Ca IV</i>					Termen	
1s	2s	2p	3s 3p 3d	4s 4p	Doublet	Quartet
2	2	6	2 5		² P	
2	2	6	2 4 1		² F ² D ² P	⁴ F ⁴ D ⁴ P
2	2	6	2 4	1	² P	⁴ P
2	2	6	2 4	1	² D ² P ² S	⁴ D ⁴ P ⁴ S

Voor nog hogere aangeslagen bewegingswijzen is het schema gemakkelijk uit te breiden.

Hoe is nu de onderlinge *ligging* van die termen? Daartoe dienen twee algemeene regels, nl.

I. Bij iedere electronenconfiguratie liggen de termen van het hoogste multipliciteitssysteem het laagst. Zoo zal dus bij de configuratie $3p^4s$ de 4P lager liggen dan de 2P .

II. Bij iedere electronenconfiguratie liggen in een multipliciteits-systeem de termen met de grootste L het laagst. Zoo liggen bijv. van de termen 4D , 4P en 4S die uit de configuratie $3p^4$, $4p$ ontstaan de 4D het laagst, dan volgt 4P en dan 4S .

We dienen echter wel in het oog te houden dat dit geen exacte regels zijn. Talrijke afwijkingen zijn bekend. Als eerste oriëntatie omtrent de onderlinge ligging der termen zijn ze echter zeer nuttig. Zonder nu nog over het spectrum van *Ca* IV zelf gesproken te hebben, hebben we al een idee over den aard en ligging der gezochte niveaus.

Kunnen we nu iets voorspellen over den grondtoestand $3p^2P$, en wel iets over den afstand $\Delta\nu$ der beide niveaus die resp. $J = 1/2$ en $J = 3/2$ hebben? Allereerst kunnen we zeggen, dat we hier de termen in omgekeerde ligging zullen aantreffen („verkehrte Terme“, „inverted terms“), d.w.z. dat de term met de grootste J het laagst ligt. We hebben hier nl. te doen met een configuratie waarbij reeds 5 electronen in den $3p$ -toestand verkeerden. De $3p$ -„schil“ is met 6 electronen vol en nu zegt de regel van P a u l i, dat, zoodra we aan den opbouw van de tweede helft beginnen, de termen niet meer normaal, zoogenaamd „regelrecht“ liggen (kleinste J het laagst) maar „verkeerd“. Wat kunnen we nu gewaar worden van de $\Delta\nu$ van den grondtoestand? Hiervoor zijn verschillende middelen. We kunnen hier gebruik maken van de zoogenaamde *regulaire doublet-wet*, die vroeger door S o m m e r f e l d voor de Röntgenspectra is afgeleid, doch waarvan gebleken is dat ze ook geldt voor de optische spectra. Deze regulare doublet-wet zegt nu dat voor isoelectronen-configuraties (dit zijn configuraties met een gelijk aantal electronen doch een verschillende kernlading zooals *Cl* I, *A* II, *K* III, *Ca* IV) de $\Delta\nu$ van de gronddoublet voldoet aan de betrekking:

$$\Delta\nu = C (Z - \sigma)^4.$$

Hierin is $C =$ een constante, $C = \frac{Ra^2}{n^3L(L+1)}$, in ons geval 0,1078.

$$(Ra^2 = 5,822, n = 3, L = 1).$$

Z is het atoomnummer. σ is de zoogenaamde afschermingsfactor,

die de afdekking der kernlading door de „rompelectronen” aangeeft, die in een rij van isoelectronen een vrijwel lineair verloop heeft.

Indien dus deze $\Delta\nu$ van den grondtoestand bij *Cl* I, *A* II en *K* III bekend zijn, hebben we hierin een middel om een schatting te krijgen omtrent de grootte van de gronddoublet in *Ca* IV. De grondtoestanden zijn bij *Cl* I, *A* II en *K* III bekend en vroeger door den schrijver geanalyseerd. De volgende tabel geeft ons nu een schatting voor $3p^2P$ in *Ca* IV.

<i>El.</i>	$\Delta\nu$	<i>Z</i>	<i>L</i>	<i>n</i>	σ
<i>Cl</i> I ..	882	17	1	3	7,49
<i>A</i> II ..	1431	18	1	3	7,27
<i>K</i> III ..	2165	19	1	3	7,10
<i>Ca</i> IV ..	(3131)	20	1	3	(6,93)

Doch ook op andere wijze kunnen we een schatting krijgen over de gronddoublet, nl. door gebruik te maken van het *Ca* III spectrum dat reeds geanalyseerd is. De termen in *Ca* III en *Ca* IV zijn zeer nauw met elkaar verwant wegens de betrekking:

$$Ca\ III = {}^2P(Ca\ IV) + \text{electron.}$$

De doubletterm in *Ca* IV, waar we reeds een schatting voor gekregen hebben, is nl. de limiet toestand van de *Ca* III termen. Een *s*-electron in *Ca* III geeft aanleiding tot vier termen, nl.: 3P (drie termen met $J = 2, 1$ en 0) en 1P ($J = 1$). Vergelijk de vier termen in *A* I bovengenoemd.

Schema: ${}^2P(Ca\ IV) + \text{electron.}$

Voor 2P is: $L_1 = 1, S_1 = 1/2$; voor een *s*-electron is: $L_2 = 0, S_2 = 1/2$;

De koppeling van (L_1, L_2) (S_1, S_2)
 geeft $(1, 0)$ ($1/2, 1/2$): $1 \begin{cases} 1 \rightarrow 2, 1, 0 = {}^3P_2, {}^3P_1, {}^3P_0 \\ 0 \rightarrow 1 = {}^1P_1. \end{cases}$

De resulterende *L* is 1, die met de waarde van de resulterende *S*, 1 of 0, de vectoren 2, 1, 0 en 1 vormt. Dit zijn dus de *J*-waarden. Voor $S = 1$ een tripletterm, nl. ${}^3P_2, {}^3P_1$ en 3P_0 . Voor $S = 0$ een enkelvoudige term 1P_1 . Het zijn alle *P*-termen daar de waarde van *L* slechts 1 bedraagt.

Het belangrijke voor ons geval is nu dat ns^3P_2 en ns^3P_1 voor $n \rightarrow \infty$ naar de eene term van de gronddoublet in *Ca* IV gaan¹⁾ en

1) Over de hiermede verband houdende *LS* en *JJ*-koppeling in een volgend artikel.

de ns^3P_0 en ns^1P_1 naar de andere, wat dus wil zeggen dat deze afstanden in *Ca* III reeds een maat zijn voor de gronddoublet in *Ca* IV die we zoeken. Uit het *Ca* III spectrum vinden we nu:

$$\begin{array}{r} \Delta\nu \\ 4s\text{-electron: } {}^3P_2 - {}^3P_0 = 3064 \\ \phantom{4s\text{-electron: }} {}^3P_1 - {}^1P_1 = 3666 \\ 5s\text{-electron: } {}^3P_2 - {}^3P_0 = 3025 \\ \phantom{5s\text{-electron: }} {}^3P_1 - {}^1P_1 = 2818. \end{array}$$

Deze vier waarden geven een gemiddelde waarde van $3p^2P$ (*Ca* IV) = 3143 een waarde, die met de $\Delta\nu = 3131$ uit de reguliere doubletwet afgeleid, goed overeenkomt. We kunnen nu wel aannemen dat $\Delta\nu = 3137$ ongeveer de grootte is van de gronddoublet in *Ca* IV die we zoeken.

Nu willen we eens nagaan in welk spectraalgebied we de voor naamste multipletten van *Ca* IV te verwachten hebben. De $4s \rightarrow 3p$ -overgangen zullen tot de sterkste lijnen in het spectrum aanleiding geven. Laat ons eens eerst nagaan waar deze multipletten:

$$3p^2P - 4s^2P \text{ en } 3p^2P - 4s^4P$$

ongeveer zullen liggen.

Ook in verband met de isoelectronenconfiguraties *Cl* I, *A* II en *K* III is dit gemakkelijk af te leiden. We maken nu gebruik van de zoogenaamde *irreguliere doubletwet* die zegt dat de ν -waarden, behorende bij analoge overgangen, ongeveer een lineaire reeks vormen.

De figuur geeft dit lineaire verloop van het golfgetal van de lijn $3p^2P_{3/2} - 4s^2P_{3/2}$ in de analoge configuraties *Cl* I, *A* II, *K* III, *Ca* IV. De λ en ν -waarde van deze lijst in de vier gevallen zijn:

Z	Element	λ	ν
17	<i>Cl</i> I	1347,2	74225
18	<i>A</i> II	723,54	138209
19	<i>K</i> III	470,08	212730
20	<i>Ca</i> IV	341,284	293011

We zien dat de analoge groepen bij hogere ionisatie verder naar het violet verschuiven. De $3p-4s$ overgangen zijn dus in het geval

van $Ca IV$ ver in het ultra violet ongeveer in de buurt van $\lambda 350$ te verwachten. Men doet dus goed, dergelijke overwegingen te maken alvorens men tot het experimenteele werk overgaat.

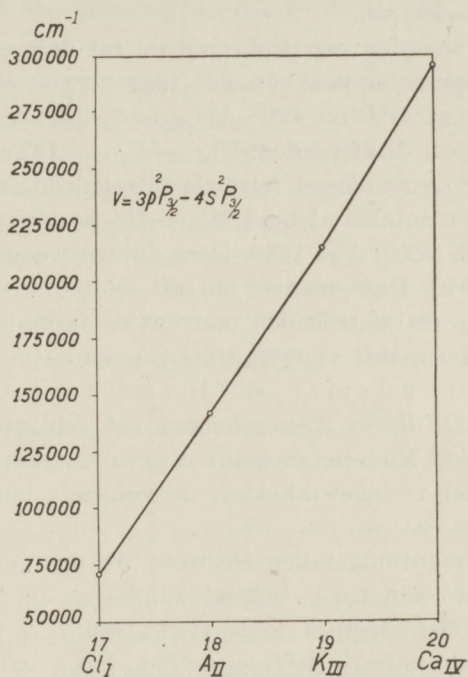


Fig. 2.

Onze conclusie is nu tot zoo ver: de sterkste multipletten zijn in het ultra violet bij ongeveer $\lambda 350$ te verwachten, en hier moeten spectraallijnen liggen met het constante verschil van ongeveer $\Delta\nu = 3137$. Deze lijnenparen zijn combinaties met den grondtoestand in $Ca IV 3p^2P$.

Deze methode om iets af te leiden uit de analoge isoelectronenconfiguraties zou ik willen noemen de *methode der diagonale vergelijking*. Als we het periodieksysteem der elementen opschrijven met alle mogelijke ionisatietoestanden onder ieder element, dan vergelijken we hier elementen die in een diagonaalrij staan.

De boven afgeleide gegevens zijn reeds voldoende om tot het experimenteele werk over te gaan. We willen echter zien of we de gezochte multipletten nog niet wat nader kunnen preciseeren. Ook dit is mogelijk. We hebben nl. nog niets afgeleid omtrent de termen

van het $4s$ -electron. We weten al dat dit een 4P en een 2P zijn, doch we zouden ook graag iets weten omtrent de termafstanden in 4P en 2P . Daarvoor merken we op dat ${}^4P(Ca\ IV)$ en ${}^2P(Ca\ IV) = {}^3P(Ca\ V) + 4s\text{-electron}$.

Met andere woorden: we probeeren nu uit de grond-triplet van $Ca\ V$ en de eigenschappen van het toegevoegde electron iets af te leiden omtrent $4s^4P$ en $4s^2P$. De grondtriplet van $Ca\ V$ is bekend en deze heeft de afstanden: ${}^3P_2 - {}^3P_1 = 2402$ en ${}^3P_1 - {}^3P_0 = 869$. We bepalen voor dezen term de intervalconstante A die we krijgen door den totalen afstand ${}^3P_2 - {}^3P_0$ te deelen door de som van de J 's dus: $3271 : 3 = 1090$. Deze duiden we aan met A' dus $A'(Ca\ V) = 1090$. Deze manier om uit de termafstanden in het ion, hier $Ca\ V$, iets af te leiden omtrent de termafstanden in het spectrum op den naast lageren trap van ionisatie hebben we te danken aan Goudsmit en Humphreys. De termafstanden in $Ca\ IV$ die we zoeken hebben ook een intervalconstante A (zonder accent). Nu is het mogelijk in gevallen waar de electronenconfiguratie niet te ingewikkeld is de volgende betrekking af te leiden:

$A = f(A'; \text{quantumgetallen electron})$. In ons geval is het dus mogelijk, de A' van $Ca\ V$ bekend zijnde, en de eigenschappen kennende van het electron (hier $4s$ -electron $L = 0$, $S = 1/2$) de intervalconstante voor de $4s^4P$ en $4s^2P$ in het geval van $Ca\ IV$ af te leiden.

De $4s^4P$ en $4s^2P$ in de $Ca\ IV$ ontstaan door aan de grondtriplet 3P van $Ca\ V$ een $4s$ -electron toe te voegen. Men kan nu uit dit model, ion + electron, de volgende betrekking afleiden:

$$A = A' \frac{L(L+1) + l_1(l_1+1) - l_2(l_2+1)}{2L(L+1)} \times \frac{S(S+1) + s_1(s_1+1) - s_2(s_2+1)}{2S(S+1)} + \\ + a \frac{L(L+1) + l_2(l_2+1) - l_1(l_1+1)}{2L(L+1)} \times \frac{S(S+1) + s_2(s_2+1) - s_1(s_1+1)}{2S(S+1)}$$

Deze formule zullen we voor ons geval nader toelichten.

A is de intervalconstante in de $4s^4P$ en $4s^2P$ in $Ca\ IV$.

A' is de intervalconstante van de grondtriplet 3P in $Ca\ V$ en dus zoo als we boven bepaalden 1090.

L en S hebben betrekking op de $4s^4P$ en $4s^2P$ termen in $Ca\ IV$, dus:

$$4s^4P : L = 1, S = 3/2 ; 4s^2P : L = 1, S = 1/2.$$

l_1 en s_1 hebben betrekking op het ion, hier $^3P(Ca V)$, dus:

$$l_1 = 1, s_1 = 1;$$

l_2 en s_2 hebben betrekking op het electron, hier dus:

$$l_2 = 0, s_2 = 1/2.$$

a is een constante die betrekking heeft op het electron. Hier in ons geval hebben we er niets mee te maken daar blijkt dat het geheele tweede lid van bovenstaande formule 0 is, daar $L = l_1$ en $l_2 = 0$. De bovengenoemde waarden ingevuld in de vergelijking geven ons de eenvoudige betrekkingen:

Voor $4s^2P$ geldt: $A = 4/3 A'$, en voor $4s^4P$ geldt, dat $A = 2/3 A'$ is. Daar we nu A' kennen, deze is nl. 1090, kunnen we de intervalconstante voor $4s^2P$ en $4s^4P$ in $Ca IV$ afleiden en uit de intervalconstante leiden we weer gemakkelijk de termafstanden zelf af. Dit geeft:

$$A(4s^2P) = 4/3 \cdot 1090 = 1453, \text{ dus } 4s^2P = 3/2 \cdot 1453 = 2179.$$

$$A(4s^4P) = 2/3 \cdot 1090 = 727. \text{ De termafstanden in } 4s^4P \text{ zijn dus } 3/2 \cdot 727 = 1090 \text{ en } 5/2 \cdot 727 = 1817.$$

We dienen wel in het oog te houden dat dit slechts benaderingen zijn.

We zijn dus nu in staat de in het verre ultra violet verwachte multipletten bij ongeveer $\lambda 350$ iets nader te preciseeren. Het schema van deze voorspelde lijngroepen ziet er als volgt uit:

Voorspelde multipletten bij $\pm \lambda 350$ in $Ca IV$.

$3p \backslash 4s$	$4P^{3/2}$	1817	$4P^{3/2}$	1090	$4P^{1/2}$	$2P^{3/2}$	2179	$2P^{1/2}$
$2P^{3/2}$	×		×		×	×		×
3137								
$2P^{1/2}$			×		×	×		×

Het uiterste violet is onlangs door Ekefors (Zs. f. Phys. 71, 53, 1931) onderzocht. De lichtbron door Ekefors gebruikt is zeer geschikt om de spectra der hooger geïoniseerde atomen uit te zenden. Dit is nl. de zoogenaamde „hot spark” een sterk gecondenseerde vonk in vacuum. Nu zendt deze lichtbron in het verre ultraviolet een zeer groot aantal lijnen uit, die echter tot verschillende ionisatietrappen van het atoom behooren. Door het invoeren van een zelfinductie in de keten was het Ekefors mogelijk de verschillende ionisatietrappen te onderscheiden en in

zijn golflengtelijst is dan ook achter iedere spectraallijn een index toegevoegd die aangeeft tot welk spectrum de lijn behoort. E k e f o r s heeft in zijn golflengtelijst, welke loopt van λ 1100 tot λ 100, lijnen aangegeven die behooren tot *Ca* III, *Ca* IV, *Ca* V, *Ca* VI en *Ca* VII. We zijn nu geïnteresseerd in het gebied bij ongeveer λ 350, of hier ook lijnen liggen toegeschreven aan *Ca* IV. Tusschen λ 400 en λ 335 liggen alleen de volgende negen lijnen toegeschreven aan *Ca* IV. Met de boven afgeleide gegevens valt het nu niet moeilijk de gezochte lijngroepen te identificeren. Deze zijn:

Multipletten in *Ca* IV.

$3p \backslash 4s$	$4P^{5/2}$	1691	$4P^{3/2}$	1007	$4P^{1/2}$	$2P^{3/2}$	2125	$2P^{1/2}$	
$2P^{3/2}$	(4)343,438		(4)341,455		(4)340,286	(4)341,284		(4)338,828	$\overset{\circ}{A}$
3118	291 173	1691	292 864	1006	293 870	293 011	2124	295 135	cm ⁻¹
$2P^{1/2}$			(4)345,130		(5)343,933	(4)344,958		(5)342,447	$\overset{\circ}{A}$
			289 746	1008	290 754	289 890	2126	292 016	cm ⁻¹

De intensiteit van de lijnen is tusschen haakjes voor de golflengte geplaatst.

We zien dus dat onze schatting heel aardig uitkomt. Het was ook mogelijk geweest de termafstanden in $4s^4P$ en $4s^2P$ met de reguliere doubletwet te schatten. Men krijgt dan de termafstanden:

$$4s^2P_{1/2} - 4s^2P_{3/2} = 2118,$$

$$4s^4P_{3/2} - 4s^4P_{5/2} = 1886,$$

$$4s^4P_{1/2} - 4s^4P_{3/2} = 1113.$$

We kunnen dus nu reeds in *Ca* IV een termtabel aangeven echter nog niet in absolute waarde. We nemen voorloopig voor het grondniveau de waarde 0 aan.

Termen in <i>Ca</i> IV		
$3p^2P^{3/2}$	0	
	3118
$3p^2P^{1/2}$	3118	
$4s^4P^{5/2}$	291173	
	1691
$4s^4P^{3/2}$	292864	
	1007
$4s^4P^{1/2}$	293871	
$4s^2P^{3/2}$	293010	
	2125
$4s^4P^{1/2}$	295135	

We dienen echter nu onze uitkomst nog nader te verifiëren. Dit is mogelijk als we de $4s - 4p$ combinaties kunnen identificeren. Uit de volgende tabel blijkt dat we deze combinaties tusschen λ 2780 en λ 1920 kunnen verwachten. In dit gebied is echter nog geen voldoende materiaal.

		4s-4p combinaties	
		ν	λ
<i>Cl</i>	I ..	10300—13800	9700—8900
<i>A</i>	II ..	19700—26800	5100—3750
<i>K</i>	III ..	28000—39000	3500—2550
<i>Ca</i>	IV ..	(36000—52000)	(2780—1920)

We kunnen nog zien of hier de *methode van de horizontale vergelijking* ons verder kan brengen of althans zien of deze methode tot dezelfde schatting voor de $4s - 4p$ combinaties voert. De methode van de horizontale vergelijking bestaat hierin dat men de opeenvolgende elementen van *dezelfde ionisatietrap* vergelijkt wat betreft ligging der lijnen of grootte der termen. Voor vergelijking met *Ca* IV kunnen we dan nemen de omliggende elementen: 16. *S* IV ; 17. *Cl* IV ; 18. *A* IV ; 19. *K* IV ; 21. *Sc* IV en 22. *Ti* IV.

Bij deze methode vergelijken we dus spectra die verschillende structuur hebben, waar echter niettemin toch een regelmaat inzit doordat aantal electronen en kernlading een regelmatige progressie vormen. Men kan zich bijv. afvragen hoe het met de $4s - 4p$ combinaties bij deze spectra is. Men ziet bij een dergelijke vergelijking door de regelmatige toename der kernlading de analoge lijngroepen naar het violet verschuiven. In ons geval is er van de bovengenoemde omliggende elementen al heel weinig bekend. *S* IV en *Ti* IV hebben beide een énelectronensysteem. In beide gevallen bestaat de $4s - 4p$ overgang uit een eenvoudige multiplet nl., een ${}^2P - {}^2S$ -overgang die bij *S* IV bij λ 3098, $\nu = 32275$ en bij *Ti* IV bij λ 2104, $\nu = 47534$ ligt. Door een lineaire interpolatie kunnen we hieruit besluiten dat in het geval van *Ca* IV het zwaartepunt der $4s - 4p$ combinaties bij ongeveer 42500, dat is dus bij ongeveer λ 2350 moet liggen wat in overeenstemming is met de bovengevonden waarde die berustte op de diagonale vergelijking. Onder de *methode van de verticale vergelijking* verstaan we het vergelijken van spectra afkomstig van elementen in dezelfde kolom van het periodieke systeem en wel van dezelfde ionisatietrap. We vergelijken dan spectra met dezelfde structuur. Het is

een bekend feit dat dan bij zwaardere elementen de analoge lijnen naar het rood verschuiven vanwege de toename in het hoofdquantumgetal n . In ons geval zouden we dan met *Ca* IV, *Be* IV, *Mg* IV, *Sr* IV en *Ba* IV moeten vergelijken. Daar hierover echter zoo goed als niets bekend is kunnen we in ons geval deze methode niet toepassen.

We komen nu nog even terug op de identificatie van de $4s\ ^5S - 4p\ ^5P$ -overgang in *Cl* II waarvan boven blz. 124 sprake was. Ook hier hebben we voor de identificatie gebruik gemaakt van de methode der horizontale vergelijking. We vergelijken nl. de $4s - 4p$ overgangen in *S* II ; *Cl* II en *A* II. In *S* II en *A* II ligt de sterkste overgang van deze lijngroep, een $^4P_3 - ^4D_4$ overgang resp. bij 18331 en 22992. De $4s - 4p$ overgang bij *Cl* II verwachten we hier ongeveer tusschen in wat met de centrale component van

$$4s\ ^5S_2 - 4p\ ^5P_2 = 20784$$

goed overeenkomt.

Laboratorium, „Physica”, Amsterdam.

BOEKBESPREKING

De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

J. Frenkel, Wave Mechanics, 278 blz., 21 fig. — At the Clarendon Press. Oxford. 1932. Prijs 20 sh. net.

Een boek van 1929, dat bij de vertaling in 1932 een boekwerk van drie deelen blijkt te moeten worden, zou òf moeten wijzen op een verdrievoudigd succes der behandelde theorie gedurende de laatste jaren (wat bij de quantenmechanica zeker *niet* het geval is) òf zijn uitbreiding te danken moeten hebben aan een meer omvattenden opzet. Dat dit laatste het geval is, blijkt ook wel uit het nu verschenen eerste deel, waar enkele reeds lang bekende doch toentertijd niet behandelde theorieën, als die der verschillende statistieken en de electronentheorie der metalen van *Sommerfeld* toegevoegd zijn geworden. Ongetwijfeld zullen in de latere deelen ook wel de moeilijkheden besproken worden, waarmee men ten slotte in de quantenmechanica te kampen heeft gekregen.

Frenkel's herziene (zoowel als zijn vroegere) behandeling zal voor velen het afschrikwekkende der quantenmechanica wegnemen. Moeilijke mathematische beschouwingen kunnen reeds lang, dank zij de polynomiummethode van *Sommerfeld* vermeden worden (ofschoon de namen van *Hermite* en *Laguerre* toch niet bij de behandeling van vibrator en Bohrschen rotator hadden mogen ontbreken!). Overal is de mathesis elementair gehouden, ook wel eens ten koste van een volledig overzicht. Zoo wordt de onpractische benaderende trappenmethode bij de oplossing van de *Schrödinger* differentiaalvergelijking wel, doch de *Kramersche* benaderingsmethode (met de noodige phaserelaties, die aan de *pasmethode* te danken zijn) niet behandeld (hopelijk in een volgend deel, ofschoon zij ook niet in het oorspronkelijke werk werd vermeld). Ook de elegante theorie van *Fowler* en *Nordheim* voor het uittrekken van electronen uit een koud metaal is ook nu weer erg besnoeid, ofschoon wel met behoud der belangrijkste essentie. Die laatste kunst verstaat *Frenkel* goed. Zoo weet hij heel veel af te leiden en duidelijk te maken uit het eenvoudige beeld van een electron in een potentiaalkastje: diepgaande beschouwingen over ontaarde systemen, groepentheorie en matrisenleer heeft hij in het eerste deel met succes weten te vermijden. Toch worden de grondbeginselen uitvoerig en vaak diepzinnig beschreven en merkwaardigerwijze komt op vele plaatsen de twijfel van den schrijver aan de realiteit der lichtquanten even aan den dag.

Met nadruk spreekt *Frenkel* over de golf- of *waarschijnlijkheidsmechanica*, want voor hem hebben de *De Broglie* golven niet iets reëels, doch zijn slechts een mathematisch hulpmiddel ter berekening van de zooveel belangrijkere kansen. Zoo zijn er dan ook „toestanden” voor een deeltje mogelijk, terwijl het deeltje zelf ontbreken kan. De „vrije wil” van de corpusculaire deeltjes in *Newton's* lichttheorie, die nu eens gereflecteerd en dan weer doorgelaten „willen” worden, wordt door deze (op *Born* terug te voeren) kansbeschouwingen quantitatief begrepen. Een andere, eveneens oorspronkelijk intuïtief ingevoerde grootheid, *Einstein's*

spontane overgangscoefficiënt, heeft minder lang op een quantenmechanische berekening behoeven te wachten.

Dank zij het waarschijnlijkheidsbegrip kunnen ook de onzekerheidsrelaties van Heisenberg afgeleid worden en wel zonder eenige inmenging van de zijde van den waarnemer, zoodat we de hier onwezenlijk aandoende microscopen enz. niet meer noodig hebben.

De relativiteit speelt een belangrijke rol in de gegeven afleiding van de De Broglie golven en de tegenwoordige golfmechanica had volgens dit schema zelfs de Planc k'sche relatie $E = h\nu$ kunnen voorspellen. De beteekenis van de relativiteit voor het begrip van de electronenspin is voor een ander deel bewaard.

Toepassingen van de potentiaalkastjes worden gevonden in de theorie der radioactiviteit en in de metaaltheorie, waar de doorzichtige rekenmethode van Kronig natuurlijk zeer in den smaak van Frenkel valt.

Bijzonder mooi is de logische behandeling van de verschillende statistieken (Boltzmann, Bose-Einstein, Pauli-Fermi), berustende op de onmogelijkheid van een zelfs denkbeeldig onderscheid tusschen gelijkwaardige deeltjes, zoodat als men toch nog indices voor de coördinaten wil invoeren, de golf functies of symmetrisch of antisymmetrisch moeten zijn. Toepassingen van de Fermi-statistiek (in de electronentheorie der metalen) doen Frenkel voortdurend spreken over een skyscraper, bewoond door alleen kinderlooze echtparen en het feit, dat door een uitwendig „agens" wel eens een scheiding plaats heeft en de een achterblijft en de andere, als het hem of haar voordeeliger uitkomt hooger op alleen gaat wonen, is in Frenkel's redeneering een plastisch beeld voor het bestaan van het paramagnetisme der metalen. Een echt paar beteekent dan een paar electronen met tegengestelde spin en het uitwendig agens is het magneetveld. Vele der relaties in de metaaltheorie kloppen met het experiment zooals de geringe soortelijke warmte van een electronengas, het van de temperatuur onafhankelijke paramagnetisme en de compressibiliteitsmodulus van de alkalimetalen, de relatie tusschen de werkingsfunctie van Richardson (of de photo-electrische drempelwaarde) en den potentiaal in het inwendige van het metaal, volgend uit de breking van kathodestralen, verder de grootte van de Richardson constante en de relatie van Wiedemann-Franz tusschen het electriche en het warmtegeleidingsvermogen. Andere relaties kloppen weer niet, vooral als daar de vrije weglengte der electronen in het metaal bij te pas komt. Dan blijkt de theorie van Bloch en Peierls noodig, waar het electron zich beweegt als een punt aan den omtrek van een wiel, dat in allerlei richtingen loopen kan (doch met een voorkeur voor de richting van het uitwendige veld). De bewuste weglengte kan ook berekend worden door phonons in te voeren, die voor de mechanische (elasticiteits- of geluids-)trillingen in het metaal hetzelfde zijn als de photons of lichtquanten zijn voor de electromagnetische lichttrillingen. De botsingen van de electronen met de phonons worden dan behandeld als een soort Compton-effect en geven de bewuste weglengte. Het aantal phonons per cm^3 blijkt (uit de Debije functie in de soortelijke warmte theorie der vaste stoffen) te zijn $(:)$ T voor hooge en $(:)$ T^3 voor lage

temperaturen (hoog en laag steeds ten opzichte van de Debijesche karakteristieke temperatuur). Als de electronen onder invloed van een uitwendig electrisch veld een zwermsnelheid krijgen, stelt de laatste zich stationair-zoo groot in, dat er evenwicht is tusschen de drijvende kracht en den weerstand, dien de electronen ondervinden door hun botsingen tegen het phonon gas. Het effect van deze botsingen (nog afgezien van het *aantal* phonons) blijkt bij middeling evenredig te zijn aan het gemiddelde frequentiequadraat der phonons en dit is bij hooge temperatuur onafhankelijk van T en bij lage temperatuur (\therefore) T^2 , zoodat er tenslotte een electrische weerstand ontstaat, die bij hooge temperatuur (\therefore) T en bij lage temperatuur (\therefore) T^5 is, in overeenstemming met het experiment.

Vermeld worden ook de pogingen om de potentiaal van een metaal te voorspellen uit de differentiaalvergelijking van F e r m i in verschillende gebieden met verschillende randcondities. Dat dit niet goed gelukt, zal m.i. wel te wijten zijn aan het feit, dat een F e r m i verdeeling altijd minder goede resultaten geeft voor peripherische eigenschappen en dus niet ver van het metaal moet worden toegepast. Deels F e r m i-, deels B o l t z m a n n statistiek is noodig in de golfmechanische theorie van den gelijkrichter, bestaande uit een metaal en een semi-geleider als Cu_2O . Hier is de tekst niet overal in overeenstemming met Fig. 19, die beter anders geteekend ware.

Het boek besluit met de afleiding van de P l a n c k'sche stralingswet op eenige uiteenlopende manieren. Wel typisch voor een quantenmechanisch boek, dat meestal deze wet vooropzet. F r e n k e l heeft echter van den beginne af aan alles vanuit het gezichtspunt der *waarschijnlijkheidsmechanica* willen behandelen en is hierin overtuigend geslaagd. Vele onderwerpen missen we nog, doch die zullen ongetwijfeld in de volgende deelen besproken worden. Jammer is, dat de literatuurverwijzing zich vaak beperkt tot den naam van den schrijver met of zonder jaartal. De invloed van een magneetveld of een temperatuurverschil enz. op een stroom in een metaal wordt niet behandeld vermoedelijk om den lezer lange rekeningen te besparen. Het boek zal dan ook met genoegen gelezen worden door een ieder, die interesse heeft in de physische prestaties der quantenmechanica. M.i. is dit *het* boek met den voor zoovelen gewenschten physischen achtergrond.

K. F. N.

Müller—Pouillet, *Lehrbuch der Physik*, 11 Auflage, vierter Band, zweiter Teil, *Technische Anwendungen der Elektrizitätslehre*, 462 blz., 245 fig. — Vieweg. Braunschweig. 1932. Prijs R.M. 30, geb. R.M. 33.

In dit tweede stuk van het aan electriciteit en magnetisme gewijde vierde deel van den 11en druk van het „Lehrbuch der Physik” van M ü l l e r—P o u i l l e t, welk tweede stuk uitgegeven is door S. V a l e n t i n e r (Clausthal) worden de technische toepassingen van de electriciteisleer benevens het snel veranderlijke electromagnetische veld besproken.

De eerste vijf hoofdstukken, bewerkt door E. F l e g l e r (München), behandelen in beknopte vorm de verschillende vormen van electrische machines, transformatoren en gelijkrichters, benevens de opwekking en over-

dracht van electromagnetische energie. Ofschoon in deze hoofdstukken wel naar volledigheid is gestreefd, heeft de behandeling geleden door al te groote beknoptheid, tengevolge waarvan eene wetenschappelijke bespreking vaak niet mogelijk is.

Daarop volgen vier hoofdstukken, bewerkt door H. G. M ö l l e r (Hamburg), die handelen over het snel veranderlijke electromagnetische veld, onderverdeeld in: oudere draadlooze telegrafie, electronenbuizen, uitbreiding van electromagnetische golven, meettechniek bij hooge frequentie. In de wijze van behandeling dezer hoofdstukken is veel, wat tot opmerkingen aanleiding geeft. In de eerste plaats wordt de beschouwing der physische beginselen niet voldoende gescheiden van de technische toepassingen, die feitelijk de indeeling der stof beheerschen. Voorts moet gewezen worden op het vaak minder juiste gebruik van complexe grootheden in gevallen van niet-lineaire karakteristieken, b.v. bij verschillende beschouwingen in verband met electronenbuizen; een symptoom hiervan is ook het verwarde betoog op bldz. 207. Het achtste hoofdstuk over de uitbreiding van electromagnetische golven kan niet zeer geslaagd worden genoemd, op dit zoo uiterst belangrijke gebied zou van een leerboek als het onderhavige wel iets anders mogen worden verwacht, waarbij rekening werd gehouden met de uitkomsten van verschillende belangrijke onderzoekingen en de geheele stof meer systematisch werd besproken.

Ten slotte wordt in het tiende hoofdstuk, bewerkt door H. D e c k e r (Berlijn) de telegrafie en telefonie langs leidingen in beknopten vorm besproken, waarbij echter toch verschillende quaesties betreffende de voortplanting langs lange leidingen voldoende ter sprake komen.

Alles samengenomen biedt dit boek, afgezien van de vele leemten, een volledig beeld van de technische toepassingen der electriciteitsleer.

E.

Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. 11. Auflage. Vierter Band. Dritter Teil. **Elektrische Eigenschaften und Wirkungen der Elementarteilchen der Materie.** 828 blz., 390 fig. — Vieweg. Braunschweig 1933. Prijs ing. RM 54. — geb. RM 58.

Wanneer we hier van het bekende werk van M ü l l e r - P o u i l l e t een gedeelte van den 11den druk voor ons hebben, en dan eens gaan zien naar het overeenkomstige deel in den 10den druk, dan is dat in 't geheel niet te vinden. We hebben hier a.h.w. met een geheel nieuw werk te maken, dat als een van de zeer vele deelen, waaruit de 11de druk van dit werk zal komen te bestaan, daarin zijn plaats inneemt, en wel een zeer eervolle plaats, maar dat op zichzelf evengoed een deel had kunnen zijn van een ander zich uitbreidend Lehrbuch der Physik. Dit verschijnsel, dat men bij vele klassieke, zich uitbreidende leerboeken kan waarnemen, is vooral het sterkst bij die deelen, die zich met Electriciteit en Magnetisme bezighouden. Konden in den 10den druk de electricische en magnetische verschijnselen nog in 3 deelen worden ondergebracht, die dan ook nog aardmagnetisme en aardelectriciteit bevatten, thans is de 4de Band in 4 deelen verdeeld, die samen electriciteit en magnetisme behandelen, maar waaruit aardmagnetisme en aardelectriciteit

teit verdwenen zijn om in een afzonderlijken 5den Band (Physik der Erde und des Kosmos) een plaats te vinden.

De sterke ontwikkeling van de natuurkunde vooral in deze richting teekent zich hierin dan ook bijzonder duidelijk af, dat een geheel nieuwe opzet noodig was geworden voor de behandeling van electriciteit en magnetisme, zoodat van de vorige niet veel kon worden overgenomen.

De opzet van Band 4 is nu zoo geworden:

Deel I. Grundlagen der Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus.

Deel II. Technische Anwendung der Elektrizitätslehre.

Deel III. dat hier verder besproken wordt.

Deel IV. Elektrische Eigenschaften der Metalle und Elektrolyte; Magnetische Eigenschaften der Materie.

Wanneer we nu hier deel III nader gaan bespreken, dan dient nog een enkele algemeene opmerking vooraf te gaan. Vaak hoort men de vraag „Wat is eigenlijk het nut van die steeds dikker wordende leerboeken?”

De kennismaking met den inhoud van dit derde deel heeft mij heel duidelijk gemaakt, dat op deze vraag wel degelijk een positief antwoord is te geven: Hoevelen zijn er niet, die er naar streven zoo goed mogelijk op de hoogte te blijven van de ontwikkeling van de natuurkunde in onzen tijd. Slechts weinigen is het vergund in de voorste rijen pionierswerk te verrichten en voor hen zijn de tijdschriften natuurlijk de bron waaruit zij putten kunnen; maar de vele anderen moeten hun dorst op andere wijze lesschen. En nu heeft mij de bestudeering van den inhoud van dezen band duidelijk gemaakt, dat juist voor die velen zulke goed doorwerkte handboeken een rijke bron voor kennis kunnen zijn.

De opbouw van dit derde deel is in hoofdtrekken deductief. Uitgegaan wordt van het elementarquantum van de electricische lading, dat eerst als vrij electron wordt bestudeerd, waarna kathodestrallen in electricische en magnetische velden worden behandeld. Kenmerkend voor de behandeling van deze materie is, dat hier reeds in het tweede hoofdstuk de beginselen van de theorie van de *B r o g l i e* worden besproken en de interferenties van electronen en de buiging van moleculestralen hier reeds hun plaats vinden.

Daarna komen de positieve stralen aan de beurt en wordt o.m. de kanaalstralenanalyse uitvoerig behandeld. Een zeer uitvoerig hoofdstuk behandelt „Der Durchgang von Korpuskularstrahlen durch Materie”.

Nadat eerst de grondverschijnselen zijn besproken, geeft dit hoofdstuk in een gelukkige samenwerking van theorie en experiment een uitvoerig overzicht van hetgeen in den modernen tijd op dit interessante gebied is ontdekt. De literatuuropgaven zijn tot 1932 bij. Dit hoofdstuk kan dienen als bewijs voor mijn bovenstaande bewering, dat de velen, die op dit gebied op de hoogte willen blijven, door bestudeering er van daarin kunnen slagen. Ook hier wordt naast de klassieke theorie der ionisatie de verklaring volgens de golfmechanica gegeven.

Vormen dus deze hoofdstukken samen een eerste „Abschnitt”, die het wezenlijke geeft over de Korpuskularstrahlen, nu volgen als tweede „Abschnitt”, de gasontladingen, waarvan in het vijfde hoofdstuk de onzelfstandige en in het volgende de zelfstandige ontladingen worden behandeld.

Ook hier vinden we weer in een 150 blz. al het wezenlijke, wat de moderne natuurkunde op dit gebied heeft gevonden samengebracht, in een zoodanigen vorm, dat de belangstellende lezer bij het bestudeeren van deze hoofdstukken een duidelijk beeld krijgt van het vele belangrijke, wat er op het gebied der gasontladingen in de laatste jaren is gevonden.

De derde „Abschnitt” is gewijd aan: „Der elektrische Aufbau der Atomkerne”. In deze afdeling is nog het meest bewaard gebleven de behandelingswijze van de radioactieve verschijnselen, isotopen, op het peil zooals dat in den vorigen druk van Müller-Pouillet gebruikelijk was. Alleen wanneer in het hoofdstuk, dat over den bouw der atoomkernen handelt, de verklaring van het uitzenden van α -deeltjes bij radioactiviteit volgens de quantummechanica aan de orde komt, dan is te begrijpen, dat daar de mathematische behandeling moeilijk achterwege kan blijven.

De vierde „Abschnitt” behandelt: Atom und Molekularkräfte, waarin vooral de theorieën van de chemische binding worden behandeld.

De laatste „Abschnitt” is gewijd aan: Die dielektrische Polarisation der Atome und Molekeln., waarin de theorie van Debye zeer uitvoerig wordt uiteengezet. In hoofdzaak heeft de theorie hier het leeuwendeel tegenover het experiment. Ditzelfde geldt ook voor de behandeling van de pyro- en piezo-electriciteit, waarbij theorie en experiment echter uit elkaar worden gehouden.

Ik hoop hiermede in 't kort de groote verdiensten van dezen band van Müller-Pouillet's werk te hebben weergegeven.

Dat de uitvoering van dit werk welverzorgd is, spreekt wel van zelf. Alleen is even de vraag gerezen, of fig. 25 en fig. 113 niet duidelijker konden worden afgedrukt, maar het doet niets af van den algemeenen gunstigen indruk.

T. v. L.

A. F. Holleman, Leerboek der Anorganische Scheikunde, Tiende geheel herziene druk, bewerkt door Dr. E. H. Buchner. 612 blz., 75 fig. — Wolters. Groningen. den Haag. 1933. Prijs f 12.50.

Hoezeer dit bekende leerboek in een behoefte blijft voorzien blijkt wel hierin, dat nauwelijks vier jaar na de negende druk, wederom een nieuwe uitgave noodzakelijk is. Als welkome aanvullingen vinden wij in de nieuwe uitgave besprekingen van de atomaire waterstof, para- en orthowaterstof, de sinds kort bekende fluoorverbindingen van zuurstof en stikstof, een uitbreiding van het hoofdstuk fotochemie enz.

Overigens zij verwezen naar een bespreking in dit tijdschrift, 9e jaargang, blz. 251. De daar gemaakte opmerkingen blijven voor het grootste gedeelte van kracht. Wel vinden wij nu een bespreking van de nieuwere opvattingen omtrent den aard der chemische binding, die echter nog wel heel kort is uitgevallen.

Verder valt nog op een onjuistheid, die vermoedelijk reeds uit de eerste druk stamt: als wolfram nog gemaakt moest worden uit het oxyde met aluminiumpoeder, dan zouden wij waarschijnlijk nog geen wolframgloeilampen kennen.

A. E. v. A.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912 uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 27 April 1933.*

HET OPWEKKEN VAN ZEER HOOG SPANNINGEN VOOR KERNSPLITSINGS-EXPERIMENTEN *)

door J. M. LEDEBOER

Summary.

A survey is given of the different methods used to generate the extremely high potentials necessary for the experimental study of nuclear structure.

Inleiding.

Wanneer men onze kennis van het atoom als samenstel van kern en omgevende electronen vergelijkt met wat bekend is van de kern als zoodanig, krijgt men den indruk, dat de door de feiten geboden aanvaarding van de golfmechanica vele der bij het atoomprobleem resteerende moeilijkheden heeft weggevaagd, maar dat daarentegen bij de kern nog vele raadselen op te lossen zijn. Nu de atoomphysica meer en meer een afgerond geheel begint te vormen, is het niet te verwonderen, dat in de laatste jaren de kern als zelfstandig geheel meer in het middelpunt der belangstelling komt te staan.

De experimenteele studie van de kernstructuur is echter in vele opzichten moeilijker dan de experimenteele atoomphysica. Eenerzijds is het bezwaarlijker op de bestanddeelen waaruit men de kern denkt te bestaan op analoge wijze in te werken als op de bouwsteen van het atoom, anderzijds is het waarnemen van wat er in de kern geschiedt veel minder eenvoudig dan het volgen van de electronen op hun banen rondom de kern. Om een voorbeeld te noemen: bij de zeer illustratieve proef van Franck en Hertz, brengt men de electronen der neon- en kwikatomen op hoogere energieniveau's met behulp van spanningen van enkele tientallen Volts, terwijl een karakteristiek deel van de bij het terugvallen naar een lager niveau uitgezonden straling in een spectrocoop als zichtbaar licht kan worden waargenomen. Zou men een analogo experiment met een kern willen doen, dan zou men er rekening mee moeten houden, dat de energie-niveau's der kern-

*) Samenvattend overzicht.

bestanddeelen millioenen Volts uiteenliggen en dat bij terugvallen γ -straling wordt uitgezonden. Volledige „ionisatie” van een kern, dus transmutatie, is nog veel moeilijker met zekerheid te constateeren.

Het geheel kunstmatig veranderen van het eene element in het andere is daardoor eerst in den allerlaatsten tijd mogelijk geworden, dank zij een zeer verdiept theoretisch inzicht, door zeer verbeterde aantoonmiddelen ¹⁾ en doordat men er in geslaagd is spanningen te realiseeren, die van dezelfde grootte-orde zijn als de bindings-energiën in de kern. Alleen op het laatste zal hier worden ingegaan.

Hoogte van de benoodigde spanning.

Bij het klassieke experiment (1911) waarbij Rutherford de z.g. individueele verstrooiing ontdekte ²⁾, bleek dat wanneer men metaalfolie met snelle α -deeltjes, afkomstig van het verval van een radioactieve stof, beschiet, de meeste door het folie heen gaan, maar dat enkele onder de meest onverwachte hoeken van hun baan afwijken. Quantitatief ³⁾ bleek toen alleen een verklaring mogelijk door de aanname van het thans algemeen aangenomen atoommodel: bij een atoomdiameter van de grootte-orde van 10^{-8} cm, is alle positieve lading geconcentreerd in een kern die evenals de electronen een diameter heeft van de grootte-orde van 10^{-13} à 10^{-12} cm.

De meeste α -deeltjes schoten tusschen dit ijle samenstel door, zonder onder merkbaren invloed van één bepaalde kern te geraken; enkele echter, die recht of vrijwel recht op een kern aanschoten, werden door de zeer groote kracht, die zij daarbij ondervonden geheel uit hun baan geworpen. De door Rutherford uitgevoerde berekeningen klopten onder deze premissen met het aantal in een bepaalde richting verstrooide α -deeltjes. Aangenomen werd hierbij steeds dat de op het α -deeltje werkende kracht een zuiver Coulomb'sche afstooting tusschen twee positieve ladingen was, doch daarbij werd er toen reeds op gewezen, dat een α -deeltje dat het kernmiddelpunt nadert tot op een afstand, die vergelijkbaar is met den kernstraal, een geheel andere dan een Coulomb'sche, ja zelfs een aantrekkende kracht moest ondervinden. Deze aanname is later onmisbaar gebleken en wanneer men zich eens indenkt, dat de kernlading alleen over het kernoppervlak is verdeeld, kan men ook zonder het inzicht, dat de

golfmechanica hier geeft, aanvaarden dat een positieve lading een C o u l o m b'sche afstooting ondervindt tijdens zijn nadering, maar niet wordt uitgeworpen wanneer hij eenmaal in de kern is. In werkelijkheid is het proces waarschijnlijk geheel anders en spelen de neutronen ⁴⁾ een belangrijke rol door hun, alleen op zeer korten afstand werkzame, zeer sterke aantrekking van protonen. Voor een volledig overzicht zij verwezen naar eene vrij recente beschouwing van R u t h e r f o r d ⁵⁾.

Op grond van het voorgaande kan men zich het potentiaalverloop dus door fig. 1 voorgesteld denken. Wáár echter de C o u l o m b'sche hyperbool afbuigt en overgaat in de potentiaal van de onbekende aantrekkelijke kracht, is ook in de nieuwste theorie nog een bron van speculatie.

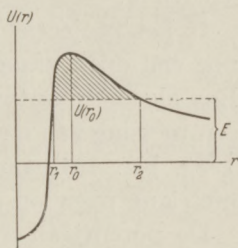


Fig. 1.

Dit neemt niet weg, dat men reeds lang weet hoe hoog voor bepaalde kernen en bepaalde projectielen die „potentiaalberg” is. In 1919 slaagde R u t h e r f o r d er in, stikstof te veranderen in een isotoop van zuurstof, door beschieting met α -deeltjes afkomstig van een radio-actieve stof (dit in tegenstelling met geheel kunstmatige transmutatie waarbij ook het projectiel kunstmatig wordt versneld). De snelheid van de gebruikte α -deeltjes is uit de parabolen van T h o m s o n of uit de reikwijdte in een W i l s o n-kamer te bepalen; wanneer men nu uitmaakt welke α -straling de transmutatie nog juist veroorzaakt, kent men, klassiek gesproken, de hoogte van den potentiaalberg. Deze blijkt van de grootte-orde van 5 MV (1 MV = 10^6 V) te zijn, zoodat men dus deeltjes met een energie van minstens 5 MV noodig heeft om kans te hebben in de kern te komen.

Uit de transmutatie $N_{14} \rightarrow O_{17}$ blijkt dat het α -deeltje bij het binnendringen in de kern een proton verdreven heeft en zelf is ingevangen; dit blijkt in bijna alle gevallen te geschieden. Het verschijnsel werd zelfs alleen geconstateerd aan het emitteren van de protonen. Zoo blijkt omgekeerd transmutatie door beschieting met protonen het uitdrijven van een α -deeltje en het invangen van een proton mee te brengen. Ook neutronen danken aan een analogo proces hun ontstaan. Andere processen waarbij bijv. alleen het projectiel wordt ingevangen, zijn wel mogelijk

maar komen minder voor. Alles hangt hierbij af van den opbouw van de beschoten kern; men kan zich voorstellen, dat met behulp van het binnengedrongen projectiel de meest stabiele kern wordt opgebouwd en de rest wordt uitgedreven. Voor een zeer volledige opgave van het beschikbare feiten-materiaal over kunstmatige desintegratie zij verwezen naar een referaat van D. van der Veen⁶⁾.

Is het projectiel den potentiaalberg gepasseerd, dan is het dus nog een open vraag of er een kernverandering zal plaats hebben. Een algemeen antwoord op deze vraag is alleen te verwachten van een toetsing van het „periodiek systeem der kernen” (verg. *Physica* 1932, blz. 191) aan experimenteële resultaten, die waarschijnlijk niet lang meer op zich zullen laten wachten.

De potentiaalberg zelf echter heeft langen tijd onoverkomelijk hoog geschenen voor hen, die ook het projectiel kunstmatig wilden versnellen. De radio-actieve α -stralen hebben namelijk naast het voordeel hunner onmisbare groote snelheid een groot aantal nadeelen: evenmin als eenig ander radio-actief proces is de emissie van α -stralen willekeurig te beïnvloeden; de α -stralen hebben lang niet alle dezelfde snelheid, al komen zooals gebleken is de snelheden verdeeld over discrete groepen voor; tegelijk met de α -stralen worden dikwijls β - en γ -stralen geëmitteerd, die hinderlijke nevenverschijnselen veroorzaken kunnen; de α -stralen worden naar alle richtingen uitgezonden, komen althans niet in nauwe bundels voor; de „stroomsterkte” der α -stralen is zeer gering: 10^{-9} A protonen van 5 MV is equivalent met 180 mg Ra! Met het oog op de genoemde nadeelen hebben dan ook eenige onderzoekers zich niet laten afschrikken door de hoogte van de voor het verkrijgen van betere projectielen benodigde spanning, maar zijn begonnen met het realiseeren daarvan.

Omstreeks dienzelfden tijd (1927) was echter de golfmechanica opgekomen, die leert dat een deeltje met positieve eindige energie een zekere kans heeft om aan de andere zijde van een potentiaalberg te komen zonder de daartoe volgens de klassieke theorie vereischte energie te bezitten. Daartoe moet de golflengte van de met het deeltje corresponderende materiegolf ($\lambda = h/mv$) van dezelfde grootte-orde zijn als de dikte van den potentiaalberg. Dit principe toepassend vinden Gamow⁷⁾ en Gurney en Condon⁸⁾, dat de kans dat een deeltje „door den berg heen”

komt, d. w. z. de fractie van een gegeven aantal, die daarin slaagt, gelijk is aan (zie fig. 1):

$$W = e^{-\frac{4\pi\sqrt{2m}}{h} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U-E} dr} \dots \dots \dots (1)$$

Hierin is dus nog geen aanname gemaakt voor het potentiaalverloop, maar men ziet wel, dat bij gelijke energie de kans grooter is voor projectielen met kleiner massa: wat dit eerste deel van het transmutatieproces betreft, zijn protonen dus geschikter dan α -deeltjes. Na uitwerking van (1) onder zekere aannamen, blijkt dat protonen van 1 MV evenveel kans hebben om door den berg heen te komen als α -deeltjes van 16 MV. Verder blijkt, zooals te verwachten was, dat W toeneemt als het gearceerde oppervlak afneemt, hetgeen niet alleen door toename van E , maar ook door afname van U geschiedt: voor wat betreft het hyperbolische deel is U evenredig met het kernladingsgetal Z , zoodat de kans W bij lichtere kernen grooter is.

In het licht van deze beschouwing kan men het succes in twee richtingen zoeken; men kan de spanning opvoeren en daarmee in (1) de integraal zoo klein mogelijk maken, maar men kan ook bij lagere spanning het aantal projectielen, dat stuk voor stuk minder trefkans heeft, opvoeren en aldus evenveel treffers krijgen. Al mag deze laatste methode in verband met het exponentieel karakter van de uitdrukking voor W weinig aanbevelenswaardig schijnen, toch heeft onlangs R a u s c h v o n T r a u b e n b e r g⁹⁾ aldus met slechts 13 kV-protonen lithiumkernen gesplitst.

Resumeerende is het opwekken van zeer hoge spanningen voor experimenteele kernstudie van zeer groot belang te achten, met het voorbehoud, dat de kans van slagen niet zóó uitsluitend van de bereikte spanning afhangt als vroeger werd gedacht.

Verschillende methoden voor het opwekken van de hoge spanning.

Voor het verkrijgen van de benoedigde snelle projectielen wordt steeds gebruik gemaakt van het feit, dat een geladen deeltje dat zich in een veld beweegt, een deel van de veldenergie omzet in eigen kinetische energie:

$$eV = \frac{1}{2}mv^2 \dots \dots \dots (2)$$

Hierin is m voor een proton, 1.661×10^{-24} gr en voor een

α -deeltje 6.598×10^{-24} gr, v de snelheid in cm sec^{-1} , $\sigma = 10^7$, e voor een proton 1.591×10^{-19} C o u l o m b, voor een α -deeltje het dubbele, en V de doorloopen spanning in Volt.

De meer exacte vorm:

$$\sigma e V = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right] \dots \dots \dots (2a)$$

werde alleen genoemd. Voor een proton, dat 10 *MV* doorloopen heeft vindt men $\beta = v/c = 0.145$, $v = 4.34 \times 10^9$ cm sec^{-1} , en uit (2) 4.377×10^9 cm sec^{-1} , zoodat de relativiteitscorrectie ongeveer 1% bedraagt ($1 - \beta^2 = 0.979$). Voor zwaardere deeltjes van gelijke energie is de correctie kleiner.

Om de energieën der verschillende deeltjes gemakkelijk te kunnen vergelijken, wordt de energie uitgedrukt in de spanning, die een eenheidslading (1 electron of 1 proton) zou moeten doorloopen om diezelfde energie te krijgen: een α -deeltje, dat een spanning van 1 Volt heeft doorloopen, heeft een energie van 2 electronen-Volt.

Doel van de beschouwde experimenten is om het deeltje een groote spanning (kinetische energie) te geven; men kan de daarvoor gebruikte methoden in twee groepen verdeelen: *A*, die waarbij deze energie ontstaat door omzetting van potentieele energie in kinetische, zoodat de daarvoor vereischte hooge spanning (potentiaalverschil) als een noodzakelijk kwaad werkelijk aanwezig is, en *B* die waarbij men deze klip tracht te omzeilen.

A. Methoden met zeer groot potentiaalverschil.

De moeilijkheid van het werken met groote potentiaalverschillen schuilt in het beheerschen van de daarbij optredende groote veldsterkten. Weinig hoopgevend is het, dat deze moeilijkheden met toenemend potentiaalverschil meer dan lineair toenemen: wanneer men tusschen twee bollen, op een afstand a van elkaar, een spanning A nog juist zonder dat doorslag optreedt, kan handhaven, dan zullen die bollen, op een afstand $2a$ geplaatst, een spanning $2A$ niet uithouden. De krachtlijnenconcentratie aan het oppervlak is in dat geval namelijk toegenomen en die hoogere veldsterkte leidt den doorslag in; alleen vergrooten van de bollen kan hier het lineair verband redden. Zelfs met de nog te vermelden zeer ingenieuze schakelingen, waarbij geen enkel onderdeel meer dan

een toelaatbare fractie van de totale spanning krijgt te verdragen, kan men niet ontgaan, dat die hoge eindspanning aan een ont-ladingsbuis moet worden gelegd om zijn taak te verrichten, zoodat die schakelingen voor ons doel een verschuiving van de moeilijkheid beteekenen.

Naast de technische moeilijkheden bij het aanwenden van de opgewekte hoge spanning, is de hoogte der bereikbare spanning alleen een financiële kwestie.

De beste methoden zijn in dit verband die, waarbij een constante gelijkspanning wordt opgewekt; daarbij heeft men het voordeel, dat de ionen ongeveer dezelfde snelheid krijgen, hetgeen vooral wordt bereikt wanneer de ionen worden geproduceerd in een ont-lading waarbij de gebruikte spanning klein is vergeleken met de beschouwde hoge spanning. Deze dient dan alleen voor de z.g. naversnelling, zoodat men geen kans heeft, dat een ion bijv. eerst halverwege de buis uit een daar aanwezig neutraal deeltje wordt gevormd en dus slechts de helft van de aangelegde spanning doorloopt.

Constante gelijkspanning kan men verkrijgen

- a) door wisselspanning zeer hoog op te transformeeren en dan gelijk te richten en af te vlakken, of,
- b) door het samenvoegen van ladingen ($Q = CV$).

Niet-constante spanningen verkrijgt men als laagfrequente of gedempte hoogfrequente wisselspanning en als pulseerende gelijkspanning in allerlei gedaanten van gelijkgerichte wisselspanning tot stootspanning. Hiermee krijgen de ionen meestal zeer uiteenloopende snelheden; dit maakt het experiment meer gecompliceerd, doordat men de ionen die men wenscht te gebruiken, uit de massa moet afzonderen (electrische of magnetische afbuiging, filters volgens het principe van *Chaffee*¹⁰); bij aantoonmiddelen als de *Wilson*kamer, waar men de snelste ionen direct kan herkennen, doet zich dit bezwaar minder sterk gelden.

I. *Constante gelijkspanning.*

- a) Met gelijkgerichte wisselspanning.

Dit is ook op ander gebied (onderzoek van diëlectrische verliezen, doorslagvastheid van isolatiemateriaal enz.) de meest gebruikte methode voor hoogspanningsonderzoek. Hoewel ook andere middelen voor de gelijkrichting worden gebruikt, wordt hier alleen de diode als ventiel beschouwd.

Wanneer in fig. 2a de transformator een topspanning E levert, zal in die halve periode waarin de gelijkrichter stroom doorlaat, de condensator worden opgeladen. De eindtoestand, die al naar

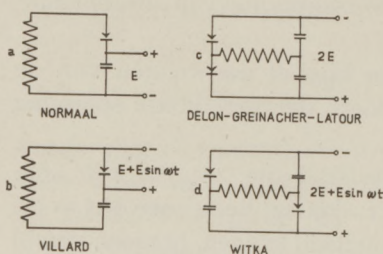


Fig. 2.

de capaciteit van den condensator en de verzadigingsstroom van de diode vroeger of later wordt bereikt, is die waarbij de condensator een spanning E heeft (+ aan diode). Wanneer men van de condensatorklemmen gelijkstroom gaat afnemen, zal, zooals men gemakkelijk inziet, de spanning door de belasting dalen en door het periodiek ontladen en opladen van den condensator eenigszins pulseerend worden (z.g. rimpel). De stroomen waarmee bij kernsplittings-experimenten wordt gewerkt, zijn echter in verhouding tot de stroomdoorlaat van de gebruikelijke diodes zóó klein, dat men, ook al worden wegens de zeer hoge spanning betrekkelijk kleine condensatoren gebruikt, in het algemeen den invloed van de belasting kan verwaarloozen.

Wanneer de condensator eenmaal de spanning E heeft, komt op de ventielbuis de serieschakeling te staan van de transformatorspanning en de gelijkspanning E . Zooals het eerst door Villard¹¹⁾ (fig. 2b) is aangegeven, is dus éénmaal per periode de spanning op de diode gelijk aan $2E$.

Door, onder geschikte faseverhoudingen, twee van deze pulseerende gelijkspanningen in serie te schakelen, krijgt men weer een constante gelijkspanning (fig. 2c). Deze spanningsverdubbeling, genoemd naar Greinacher¹²⁾ en Latour, is eerder voor mechanische gelijkrichters aangegeven door Delon¹³⁾. Het voordeel is, dat men de dubbele eindspanning krijgt, terwijl geen der onderdeelen hooger spanning te verdragen heeft dan in de schakeling van fig. 2a).

Ook in deze schakeling kan men volgens het principe van Villard de transformatorspanning in serie schakelen met de gelijkspanning, waardoor éénmaal per periode een spanning $3E$ optreedt (fig. 2d). In tegenstelling met de schakeling van fig. 2c, wordt hier de laadstroom van beide condensatoren in dezelfde halve periode geleverd, hetgeen een nadeel is wanneer men de belasting niet mag verwaarloozen.

Nu is 400 kV in de practijk een grens voor de spanning, die men op een diode kan zetten, zoodat men naar schakelingen zocht waarmee veel hogere spanningen zijn te bereiken zonder dat deze op de afzonderlijke diodes, transformatoren of condensatoren komen te staan.

Een triviale oplossing van deze moeilijkheid geven Brenzinger, Dessauer en Lorenz¹⁴⁾ (fig. 3b), door serieschakeling van meerdere elementen volgens fig. 2c. Wel lijkt hier de hoge spanning over de verschillende condensatoren en diodes verdeeld te worden, doch wanneer de voeding van de transformatoren aan hetzelfde net wordt ontleend, moet de isolatie tusschen primaire en secundaire wikkeling of steeds hogere spanning berekend worden.

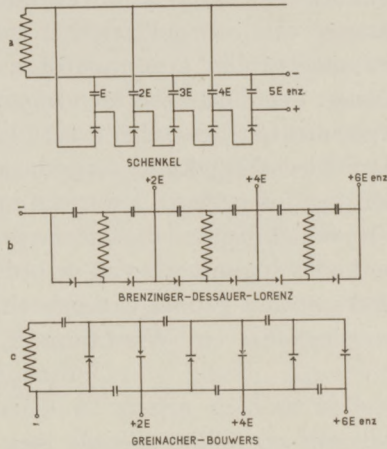


Fig. 3.

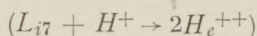
Het principe van Villard werd door Schenkel¹⁵⁾ trapsgewijs herhaald (fig. 3a), doordat hij steeds de spanning op de diode, die uit een serieschakeling van een gelijk- en een wisselspanning bestaat, als spanningsbron voor de volgende trap laat dienen, waardoor per trap de condensatorspanning met E toeneemt. Het nadeel van deze methode is dat op de laatste condensator de volle eindspanning komt te staan.

Dit is niet het geval bij de schakeling van fig. 3c, welke in den laatsten tijd door Bouwers is gevonden en ook langs geheel anderen weg, door Cockroft en Walton¹⁶⁾, al zou men uit tekening en beschrijving van deze Engelsche onderzoekers het principe niet direct herkennen. Naar thans blijkt is deze schakeling reeds in 1920 door Greinacher¹⁷⁾ in een minder toegankelijk Zwitsersch tijdschrift aangegeven.

De schakeling volgens fig. 3c vereenigt alle voordeelen en geen der nadeelen van de andere schakelingen in zich en zal wel spoedig de eenige zijn die voor het verkrijgen van de allerhoogste spanningen op deze manier gebruikt wordt. Slechts de gloeidraadvoeding van de diodes komt hierbij op een zeer hoge spanning

tegenover aarde, zoodat transformatorvoeding hier niet in aanmerking komt. Cockroft en Walton ontleenen den gloeistroom aan bij iedere diode opgestelde accumulatoren. Bouwers werkt met laaggluoiende kathode hetgeen mogelijk is door toepassing van een gelijkrichter met gasvulling; hierdoor zijn voor den gloeistroom accumulatoren van zeer veel kleiner vermogen noodig. Ten slotte zou men misschien met het oog op de voor deze experimenten benoodigde zeer kleine stroomsterkte de electronen als field current kunnen produceeren zooals bij de laatste 600 kV Röntgenbuis van Lauritsen¹⁸⁾ wordt gedaan.

In verschillende laboratoria worden thans volgens de beschreven methodes spanningen van de orde van 1 MV opgewekt. Het eerste succes op het gebied van geheel kunstmatige kernsplitsing is door Cockroft en Walton¹⁹⁾ in April 1932 geboekt,



met een opstelling die als een toepassing van het schema van fig. 3c kan worden beschouwd en waarbij protonen van 710 kV verkregen werden.

Wil men echter bij het beschieten van zwaardere atomen dan Li een gelijke kans van slagen hebben (verg. formule 1), dan moet de spanning nog zeer belangrijk worden opgevoerd. Wie wel eens een installatie voor het opwekken van 1 MV heeft gezien, zal begrijpen, dat dit ontwikkelingsproces slechts zeer geleidelijk zal gaan.

b) Het samenvoegen van ladingen.

Hoewel hieronder feitelijk ook vallen de schakelingen van fig. 3 en vele methoden voor het opwekken van niet-constante gelijkspanning, zoodat deze classificatie niet zeer duidelijk is, worde aldus aangeduid de groep methodes waarbij hooge spanning bereikt wordt door een condensator steeds meer lading toe te voeren ($Q = CV$). Vooropgesteld wordt daarbij, dat alleen dan constante spanning is te krijgen wanneer de afvoer van lading gelijk is aan den toevoer.

Volgens dit principe werd een hoogspanningsgenerator gebouwd door Van de Graaff²⁰⁾, die nog slechts weinig gegevens publiceerde. De installatie is eigenlijk weinig anders dan een vereenvoudigde electriseermachine; op meterhooge glazen isolatoren worden twee bollen van 60 cm diameter opgesteld op zoodanigen

afstand, dat bij de hoogste bereikte spanning geen overslag optreedt. Deze bollen worden ten opzichte van aarde tot tegengestelde spanning opgeladen door een zijden riem zonder eind, die beneden door een gearde motor wordt aangedreven en boven over een wiel in het inwendige van den bol loopt. Beneden wordt de stijgende zijde van den riem geladen met behulp van een 10 *kV*-gelijkrichter en in den bol wordt de lading afgegeven. Aldus werd reeds 1,5 *MV* bereikt; de grens wordt hier bepaald door het optreden van coronaontladingen. Om deze tegen te gaan, wordt door Barton²¹⁾ een dergelijke installatie onder een luchtdruk van 7 atm geplaatst. Voor kernsplittingsproeven zijn deze installaties nog niet gebruikt, wel zijn ze ervoor bestemd.

Een soortgelijke methode wordt toegepast door Vollrath²²⁾. Deze laadt een bol tegenover aarde op door er met samengeperste lucht fijne stofjes van diatomeënaarde in te blazen. De stofjes passeeren eerst een dunne koperen buis, waarin zij door wrijving worden opgeladen (6×10^{-5} Coul. per gram), vervolgens een lange glazen isolatiebuis, om dan in koperen buisjes binnen den bol hun lading af te geven. Door een volgende glazen buis vallen de stofjes weer in het reservoir terug. Met een klein proeftoestel werd aldus zonder eenige „electrische” hulpmiddelen, een spanning van 260 *kV* verkregen bij een stroomafname van 8×10^{-5} A, hetgeen eventueel voor kernsplittingselementen zeker in aanmerking zou komen. Aan de bedrijfszekerheid van deze methode mag zonder verdere gegevens nog wel eenigen twijfel bestaan.

II. *Niet-constante spanning.*

De extra-moeilijkheden, die zich voordoen bij de toepassing van niet-constante spanning werden reeds genoemd. Bij het opwekken van niet-constante spanning heeft men het voordeel, dat de doorslagvastheid van vele diëlectrica voor kortstondige spanningsstooten veel grooter is dan bij continue belasting; dit verschil is uiteraard grooter bij stootspanning dan bij technische wisselspanning. Zoo geven Brasch en Lange³⁰⁾ op, dat olie die continu 50 *kV/cm* verdraagt, spanningsstooten van $\frac{1}{2}$ — 1 *MV/cm* uithoudt, en dat ook water, hout, touw, enz. voor deze stootspanningen goede isolatoren zijn.

Ook is de verwarming van de gebruikte electroden bij min of meer intermitterende belasting veel kleiner.

a) Laagfrequente wisselspanning.

Het optransformeeren van technische wisselspanning is in theorie onbeperkt mogelijk. De eischen aan isolatie en capaciteit van de wikkeling te stellen, maken echter dat een transformator voor 1 *MV* al vrijwel niet te betalen is. Tot ongeveer die spanning worden ze geconstrueerd ²³⁾. Voor kernsplitsingsexperimenten kan men echter met veel minder kosten de schakeling van fig. 3c volgen, daar de wisselspanning hier geen enkel voordeel biedt.

b) Gedempte hoogfrequente wisselspanning.

De sterk gedempte hoogfrequente wisselspanningen van een Tesla-transformator kan men een zoodanig stootkarakter geven, dat de genoemde verhoogde doorslagvastheid der isolatie van be-

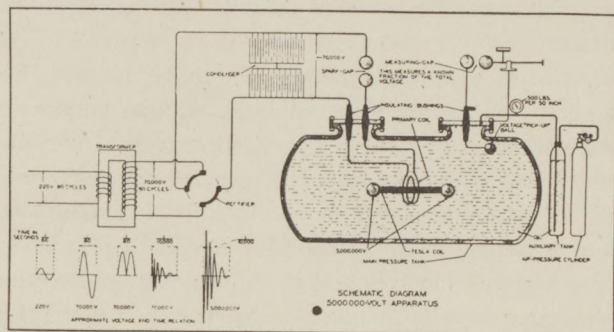


Fig. 4.

lang wordt. Daarom is deze methode door Tuve en zijn medewerkers ²⁴⁾ ²⁵⁾ ²⁶⁾ te Washington in studie genomen.

De Tesla-transformator berust op resonantie van primaire en secundaire wikkeling, waarbij voor de primaire de capaciteit C_1 zeer groot, de zelfinductie L_1 zeer klein is, voor de secundaire daarentegen C_2 zeer klein en L_2 zeer groot. Wanneer nu $L_1 C_1 = L_2 C_2$, treedt een resonantie op waarbij de spanning in de secundaire keten zeer veel grooter is, dan die in de primaire. Een stroomstoot in de primaire keten veroorzaakt dus in de secundaire een sterk gedempte hoogfrequente trilling. Het aantal van dergelijke stooten wordt bepaald door het aantal stroomstooten (vonken) in de primaire keten.

Bij de experimenten van Tuve (fig. 4) was C_1 een condensator van 0,5 μF , opgebouwd uit 200 glasplaten van 1×1 m, en L_1 bestond uit slechts 2—6 windingen. De secundaire bestond

uit een buis van ongeveer 8 cm doorsnede en 1 m lengte, waarop 7000 windingen, met bolvormige metalen eindstukken; het midden was geaard. De resonantiefrequentie was 100.000 ($\lambda = 3000$ m).

De primaire spanning bedroeg 70 kV, welke ter verhooging van het nuttig effect eerst mechanisch werd gelijkgericht, waarna het aantal stroomstooten in de primaire door een roterende vonkbrug werd geregeld.

De bereikte spanning werd gemeten met een capaciteitspotentiometer. Door meting van de vonklenkte werd de spanning tegen aarde bepaald van een in de buurt van den transformator opgestelde bol. De verhouding van deze spanning tot de hoogste spanning op de secundaire werd vooraf met lagere spanning van gelijke frequentie gemeten en berekend. Ondanks de verschillende wijzen waarop deze verhouding werd geverifieerd, lijkt het aan twijfel onderhevig of hierbij geen fouten werden gemaakt wegens de zeer verschillende bedrijfsomstandigheden bij ijking en meting. Bij de berekening van de snelheid der geproduceerde ionen uit de aldus gemeten spanning en uit de reikwijdte in de Wilsonkamer was de overeenstemming zeer slecht.

Wanneer de transformator in lucht werd opgesteld was de demping door corona en vonken zoo groot, dat geen slingeringen optraden ²⁷⁾. Daarom werd alles in een ouden stoomketel, gevuld met olie, aan zijden vischsnoeren opgehangen.

In de mangatdeksels werden doorvoerisolatoren en kijkglazen aangebracht, terwijl met motorbougies de spanning voor de verlichting van het inwendige werd doorgevoerd. De spanningsgrens werd toen bij 3 MV door corona-ontladingen bepaald. Werd de olie met behulp van CO₂ onder 35 atm gebracht, dan was bij 5,2 MV de corona nog niet hinderlijk ²⁸⁾, maar begon de isolatie tusschen de windingen te bezwijken.

Energiebeschouwingen zijn hier uit den aard der zaak vrij speculatief, daar men niet precies weet hoe lang de hoogste spanning aanwezig is. In hun eerste publicatie verklaarden Tuve c.s. de installatie, wat de productie van snelle positieve deeltjes betreft, gelijkwaardig aan 2600 gr Ra ²⁵⁾.

Toen echter de spanning, weliswaar nog geen 5,2, maar 1,3 MV op een buis werd gezet ²⁹⁾, en de snelste protonen door afbuiging in een magneetveld waren uitgezeefd, was het effect op een Geiger-teller belangrijk minder dan dat van 0.105 mg Ra!

Naast dit slechte rendement wordt ernstig ongemak onder-
vonden bij het maken van *Wilson*-foto's; wanneer men, door een
zuiger te laten vallen de lucht in de *Wilson*-kamer laat expan-
deeren en daardoor afkoelen, moet een zeer bepaalde korte tijd
(0.012—0.035 sec) daarna de foto worden genomen en het zou
al zeer toevallig zijn, indien dit moment samenviel met dat waarop
de spanning maximaal is.

Deze moeilijkheden bleken zoo zwaar te wegen, dat *Tu ve c.s.*
in hun laatste artikel ²⁶⁾ meedeelen, dat zij na zes jaar experimen-
teeren deze op zich zelf belangwekkende methode, die voor quanti-
tatief werk ongeschikt is gebleken, gaan verlaten om met de
methode van *Van de Graaff* ²⁰⁾ te gaan werken.

c) Pulseerende gelijkspanning.

Hiertoe behooren de schakelingen van *Villard* (fig. 2*b*) en
Witka (fig. 2*d*), welke alleen dan voordeel bieden, wanneer men
met een gegeven apparatuur op geen andere wijze de verlangde
spanning kan bereiken.

d) Stootspanning.

De meest evidente stootspanningsbron is de bliksem. *Brasch*
en *Lange* ³⁰⁾ namen in 1927 evenals *Franklin* de natuur
te hulp voor het leveren van hooge spanning. De veldsterkte in de

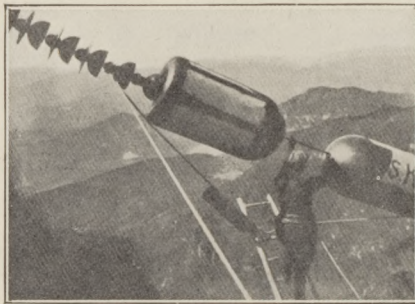


Fig. 5.

atmosfeer bedraagt 200—400
V/m, bij onweer tot 1000 maal
zooveel. Daarom werd op den
Monte Generoso bij Lugano,
een 1700 m hooge berg in een
onweersrijke streek, een soort
antenne geïnstalleerd tusschen
twee toppen op 660 m af-
stand. Deze werd geïsoleerd
voor 3 MV; later werd herhaal-
delijk de isolatie verzwaaard,
doch steeds trad op de punten

van grootste veldsterkte sproeien op, totdat de isolatoren, behalve
op die punten van grootste veldsterkte, door 90m lange touwen
werden vervangen. Deze zijn zooals reeds werd opgemerkt, voor
spanningsstooten (een bliksemstraal duurt 0.001—0.01 sec) uit-

stekende isolatoren. Op den draad werden houten cilindren geschoven (fig. 5), die met blik bekleed waren, waardoor de hoogste plaatselijke veldsterkte werd verlaagd. Aldus gelukte het den overslag te beperken tot de speciaal geconstrueerde vonkbrug, die in fig. 6 is afgebeeld. De getrokken lijnen stellen daarin metaaldraad voor, de stippellijnen touw. De bovenste draad is geaard en kan door aantrekken van de onderste dichtcr bij die onderste worden gebracht, waardoor de vonklengthe regelbaar is. De grootste opening, 18 m, corresponderende met een spanning van 8 MV, werd vele malen door den bliksem overbrugd.



Fig. 6.

De bliksem is echter evenmin regelbaar als bedrijfszeker, zoodat ook hier het benutten van de ontdekte hoogspanningsbron de grootste moeilijkheden opleverde. Na de geciteerde publicaties werd niet medegedeeld of met de experimenten wordt voortgegaan.

Een andere methode om een stootspanning op te wekken bestaat daarin, dat men een groot aantal condensatoren parallel oplaadt

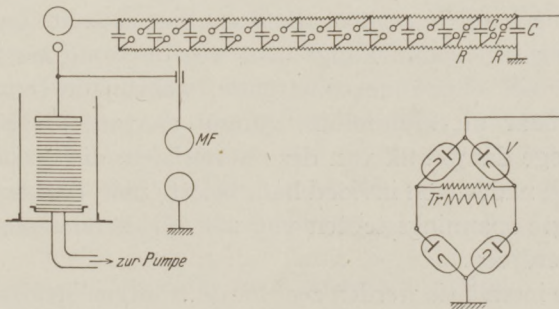


Fig. 7.

en deze vervolgens in serie schakelt. Dit veranderen van de schakelingen geschiedt bij deze hoge spanningen het best met de schakeling van fig. 7; alle condensatoren staan bij de oplading over de weerstanden parallel; wanneer nu de weerstanden en de slagwijdten der vonkbruggen goed zijn afgeregeld, zullen alle vonkbruggen gelijktijdig doorslaan en daardoor zullen gedurende zeer

korten tijd alle condensatoren in serie staan. Met de *AEG*-stoot-generator, waarover *Brasch* en *Lange* de beschikking hadden, werden stooten van $2.4 MV$ opgewekt, waarbij gedurende 10^{-6} sec de stroomsterkte 1000 Amp bedroeg.

Een groote verdienste van *Brasch* en *Lange* (l.c. en ³¹)), is dat zij systematisch onderzochten waarom, gelijk ook andere onderzoekers opmerken, de hoogste spanning, die een buis verdraagt, steeds 350 à $400 kV$ is. Het is bekend, dat bij een behoorlijk ontgaste buis de glij-ontladingen de schuldigen zijn: wanneer de elektrische krachtlijnen niet loodrecht op den buiswand invallen, heeft de veldsterkte aan den wand een tangentele component, waardoor ladingsverschuivingen langs den wand intreden die een doorslag inleiden wanneer die verschuivingen groot genoeg zijn. *Cockroft* en *Walton* ¹⁹⁾ en ³⁴⁾, en *Tuve* ³³⁾ voorzien hierin, zonder dit expliciet te zeggen, door den vorm van den glasballon min of meer aan het krachtlijnverloop aan te passen, terwijl de spanning, die over meerdere ontladingsbuizen verdeeld wordt, op iedere buis even groot wordt gehouden door een potentiometer-schakeling, welke bij *Tuve* den vorm van een afgetakten weerstand of zelfinductie heeft en bij *Cockroft* en *Walton* een capacatieve potentiometer is. *Brasch* en *Lange* bestrijden het kwaad consequent, door in de buis vele geïsoleerde metalen ringen op te nemen, die door hun capaciteit de ladingsverschuiving tegengaan. Langs dien weg ontstond een „lamellenhuis” van zeer ongewone constructie, waarbij de buiswand niet uit glas, maar uit aluminium, gummi en turbonit bestond; de relatief hoge dampdruk van deze materialen, die op het bereikte vacuum een nadeeligen invloed had, belette niet, dat deze buis van 84 cm lengte spanningsstooten van $2.4 MV$ zonder ongewenschte doorslag verdroeg.

Met deze installatie werden zeer harde Röntgen-stralen, kathode-stralen van $2 MV$, en kanaalstralen van $900 kV$ verkregen. In een korte mededeeling ³²⁾ wordt vermeld, dat men er reeds in slaagde lithium en eenige andere elementen te desintegreeren; de meetnauwkeurigheid was echter veel geringer dan bij de proeven van *Cockroft* en *Walton*.

Verder berichten *Brasch* en *Lange* ³¹⁾, dat zij een stoot-generator voor $7 MV$ willen construeeren, alvorens de experimenten te vervolgen.

B. *Methoden zonder zeer groot potentiaalverschil.*

Hoewel zulks met het oog op formule (2) eenigszins fantastisch schijnt, kan men ook zonder groot potentiaalverschil de ionen een zeer groote kinetische energie geven.

 I. *De stralentransformator.*

Wanneer men, zooals omstreeks 1912 reeds door R u t h e r f o r d werd aangegeven, de secundaire wikkeling van een transformator vervangt door een luchtledige ringvormige buis R (fig. 8), dan zal een in die buis gebracht ion of electron van een veldverandering in de kern een kracht ondervinden, die gericht is volgens de raaklijn aan de buis.

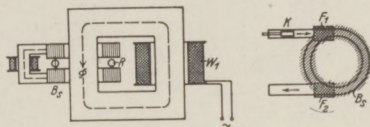


Fig. 8.

Door de middelpuntvliedende kracht wordt het deeltje uit zijn baan getrokken, zoodat men het met een magnetisch veld op zijn plaats moet houden. Met toenemende snelheid wordt echter ook de centrifugaalkracht groot, zoodat ook het tweede magneetveld moet toenemen in een bepaald verband met het transformatorveld. En dit is, hoewel theoretisch met normale middelen wel een snelheid van 10^7 Volt is te bereiken, het groote struikelblok van de methode. Proeven van W i d e r o e³⁵⁾ en W a l t o n³⁶⁾, toonden dat het niet gelukt de electronen, waarmee de proef werd gedaan, meer dan $1\frac{1}{2}$ maal te laten rondgaan, waartoe ook bijdroeg, dat de auto-centreering door het gas (verg. de B r a u n s c h e buis, proeven met F a d e n s t r a h l e n), hier niet meewerkt, omdat een zoo goed mogelijk vacuum noodzakelijk is voor het bereiken van groote snelheden.

 II. *Successieve versnelling door dezelfde spanning.*

a) In rechte lijn.

Belangrijk vruchtbaarder bleek een vinding van W i d e r o e (l.c.) waarbij de te versnellen ionen of electronen een aantal achter elkaar opgestelde coaxiale cilindres doorloopen (fig. 9). Deze cilindres zijn beurtelings aan de eene en aan de andere zijde van een hoogfrequente trillingskring aangesloten, waarin door een lamp-generator spanningen van de grootte-orde van 10 kV worden opgewekt. De opzet is nu, dat steeds de hoogfrequente wisselspanning

zijn maximum (in versnellenden zin) heeft, wanneer het deeltje zich tusschen twee cylinders bevindt. Terwijl die spanning andere waarden dan de genoemde heeft, beweegt het deeltje zich in den

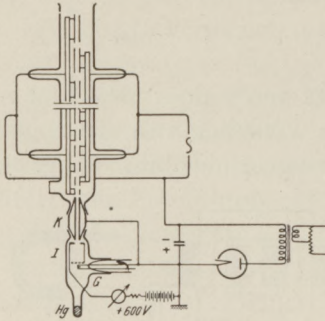


Fig. 9.

cylinder, afgeschermd als in een kooi van Faraday. De tijd waarin het deeltje zoo'n cylinder doorloopt moet dus steeds gelijk zijn aan een halve periode van de hoogfrequente trilling, hetgeen meebrengt dat de cylinders wegens de toenemende snelheid van het deeltje steeds langer moeten worden genomen. Daar men de frequentie niet willekeurig kan verhoogen (beneden een golf-

lengte $\lambda = 8 \text{ à } 14 \text{ m}$ is het opwekken van hoge spanningen practisch niet gemakkelijk) blijkt, dat de methode voor electronen, die wegens hun kleine massa voor een bepaalde energie zeer groote snelheid nodig hebben, tot onhandig lange cylinders leidt; dit bezwaar doet zich voor zeer hoge spanningen zelfs voor protonen gelden.

Uit formule (2) vindt men voor de snelheid

$$v = \sqrt{\frac{2\sigma eV}{m}} \dots \dots \dots (3)$$

Uit een beschouwing van de figuur blijkt, dat een ion in de $(n + 1)$ de cylinder n maal de hoogfrequente topspanning V_m heeft doorlopen, terwijl alle ionen met een aanvangssnelheid V_o in de eerste cylinder komen. De snelheid in den tweeden cylinder is dus

$$v_2 = \sqrt{\frac{2\sigma e (V_o + V_m)}{m}}$$

Is de lengte van deze cylinder, vermeerderd met den afstand tot de volgende, gelijk aan l_2 , dan is dus de duur van een halve periode bepaald door:

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda}{c} = \frac{v_2}{l_2} = \frac{l_2 \sqrt{m}}{\sqrt{2\sigma e (V_o + V_m)}} \dots \dots (4)$$

terwijl de lengten der verschillende cylinders berekend worden uit:

$$l_{n+1} : l_2 = \sqrt{V_o + nV_m} : \sqrt{V_o + V_m} \dots (5)$$

Voor een gegeven stel cylinders is dus voor het krijgen van de juiste fase, niet alleen de frequentie, maar ook de spanning van de hoogfrequentgenerator vastgelegd. Inderdaad bleek ³⁸⁾ dat, wanneer golflengte en spanning eenmaal goed waren ingesteld, spanningsvariatiës van 1% den gemeten ionenstroom tot op 2% van zijn maximale waarde verminderen.

De aanvangsspanning V_o is noodig om de ionen uit de ontlading waarin ze gevormd worden naar den eersten cylinder te trekken. Daar de gasdruk in de ontlading niet te laag, bij de cylinders daarentegen zeer laag moet zijn, doorloopen de ionen op dien weg meestal een capillair, dat mogelijk maakt een verschillende gasdruk in die beide ruimtes te handhaven. Tevens verkrijgt men door dit capillair een zeer nauwe bundel in den eersten cylinder.

Door *Wideroe* zelf is alleen de uitvoerbaarheid van het principe aangetoond met 3 cylinders, waarvan de middelste aan een wisselspanning van 25 kV was aangesloten (triode-generator met Tesla-transformator), de beide andere aan aarde. Inderdaad bleken de van een gloeianode verkregen Na-ionen een snelheid van 50 kV te krijgen. Doordat zoo weinig trappen worden gebruikt, komt het principe minder goed tot zijn recht: ionen die niet op precies het juiste moment den eersten cylinder binnengaan, zijn bij het binnengaan van den derden nog niet genoeg uit fase om te worden tegengehouden, zoodat de bundel wat de snelheid betreft niet zeer homogeen is; bij toenemend aantal buizen wordt dit steeds beter. Een beschouwing van den in dit opzicht gunstigsten vorm van de spanningskromme voert *Wideroe* tot de conclusie, dat dit de rechthoekige vorm is.

Door *Thibaud* ³⁷⁾ en vooral door *Lawrence* ^{38) 39)} werd deze methode diepgaand onderzocht. *Thibaud* bereikt met 11 versnellingen H_g^+ -ionen van 145 kV, waarbij de triode, die de wisselspanning van 13 kV levert met 800 Watt wordt belast. De ionen werden verkregen uit een zelfstandige ontlading tusschen koude electroden.

Lawrence construeerde reeds verscheidene buizen, waarbij de laatste ³⁹⁾ in fig. 10 is afgebeeld. De gebruikte H_g^+ -ionen worden gevormd met behulp van electronen uit een gloeikathode in een als ionisatiekamer uitgevoerde anode.

Ze worden dan met gelijkspanning (10—20 kV) twee maal versneld (eventuele electronen dus geremd) en door het reeds genoemde capillair gevoerd. Dertig cylinders, waarop een hoogfrequente wisselspanning van 42 kV staat, brengen de eindsnelheid

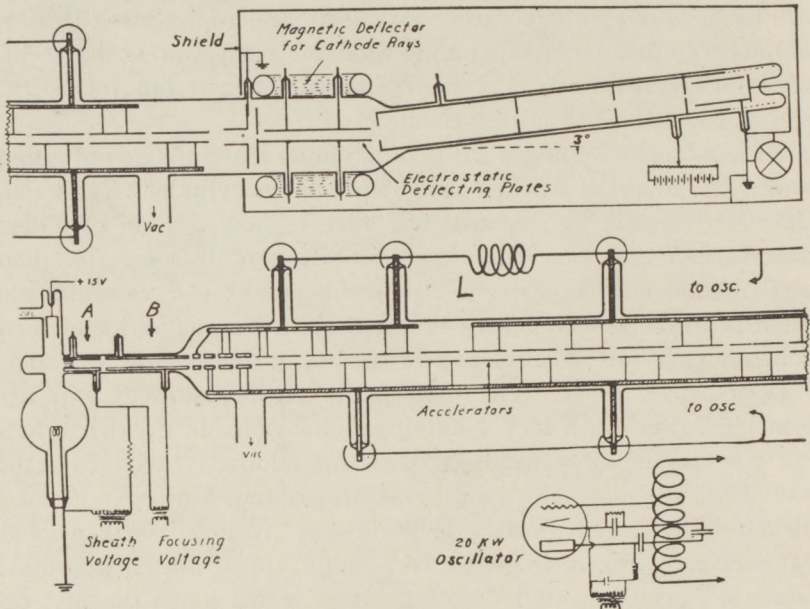


Fig. 10.

op 1,26 MV . De golflengte bedraagt 30 m, de hoogfrequente energie wordt geleverd door een 20 kW -triode.

Zelfs bij dit groote aantal cylinders komen nog ionen met 5% kleinere snelheid voor. Met een electricch veld wordt de ionenstroom iets afgebogen, waardoor alleen ionen van de gezochte snelheid op de ontvanger van den electrometer komen. Een stroom van 10^{-12} Amp kon nog worden aangetoond, 10^{-7} Amp werd als maximum waargenomen.

De moeilijkheden bij deze methode schuilen voornamelijk in ongelijke spanningsverdeling over de cylinders van één groep (zie de regelbare zelfinductie in de figuur) en in het bepalen van den juisten axialen afstand tusschen de cylinders. Te groote afstand veroorzaakt een minder homogene snelheidsverdeling, te kleine afstand geeft last met de isolatie en met de verhoogde capacatieve belasting van den generator.

De reden, dat dit experiment, in tegenstelling met den stralen-transformator, zoo goed slaagt, is te zoeken in de centreering van den bundel door het elektrische veld tusschen twee cylinders. Doordat daar de krachtlijnen buiten de as van de cylinders gebogen zijn, ondervindt een ion dat van de as is afgeweken, tusschen twee cylinders gemiddeld een naar de as gerichte kracht.

De experimenten worden door Lawrence nog voortgezet; in aanbouw is een buis die 4.5 MV H_g^+ -ionen moet geven, bestaande uit twee deelen, de eerste helft met 36 cylinders op de eerste generator, de tweede helft met 20 cylinders op de andere generator. De beide triodes krijgen dezelfde excitatie ($\lambda = 27$ m) en moeten een topspanning van 80 kV geven.

In projectie is verder een reusachtige installatie die H_g^+ -ionen tot 10 MV moet versnellen; deze 12 m lange buis zal energie ontvangen van acht triodes van 20 kW.

b) Successieve versnelling op cirkelvormige banen.

Daar de hiervóór beschreven methode, vooral voor lichte ionen, tot onhandelbaar lange constructies voert, werd de gedachte van Wideroe door Lawrence⁴⁰⁾ zóó gewijzigd, dat het ion zich steeds tusschen dezelfde twee electroden beweegt, waarbij de electroden den vorm van een, volgens een middellijn doorsneden, platte ronde doos krijgen. De centrifugaalkracht wordt door de Lorentzkracht van een constant magneetveld H gecompenseerd:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{10} Hev, \text{ of } v = \frac{Her}{10m} \dots \dots \dots (6)$$

Verrassend is nu eenigszins, dat de uitdrukking voor den tijd welke een ion noodig heeft om op een halven cirkel een electrode te doorloopen:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{10\pi m}{He} \dots \dots \dots (7)$$

nòch v , nòch r bevat. Vergrooting van de snelheid van het ion door de topspanning van de aan de electroden gelegde wisselspanning, brengt dus volgens (6) wèl een vergrooting van de baan, volgens (7) echter géén vergrooting van den looptijd mee. Willen

de beweging van het ion en de hoogfrequente wisselspanning in fase zijn, dan moet weer t gelijk zijn aan een halve periode en dus:

$$\lambda = cT = 2ct = \frac{20\pi mc}{He} \dots \dots \dots (8)$$

In tegenstelling met de betrekking (4) is de golflengte hier alleen door de, onafhankelijk regelbare, grootte van het magnetisch veld bepaald.

Is het ion op de grootste baan (r_0) gekomen, die het binnen de kleinste der elektroden beschrijven kan, dan volgt uit (2) en (6) voor de eindsnelheid in Volt:

$$V = \frac{mv^2}{2\sigma e} = \frac{m}{2\sigma e} \frac{H^2 e^2 r_0^2}{100m^2} = \frac{H^2 r_0^2}{200\sigma} \cdot \frac{e}{m} \dots \dots \dots (9)$$

De merkwaardige consequentie van (7) is dus, dat de grootte van de aangelegde wisselspanning theoretisch geen invloed heeft op de eindspanning; het is onverschillig of het ion per omloop weinig energie wint en de straal van zijn baan dus per omloop

maar weinig toeneemt, zoodat eerst na veel omlopen de baan zijn grootste straal r_0 bereikt, of dat omgekeerd reeds na weinige perioden het ion zijn grootste energie heeft.

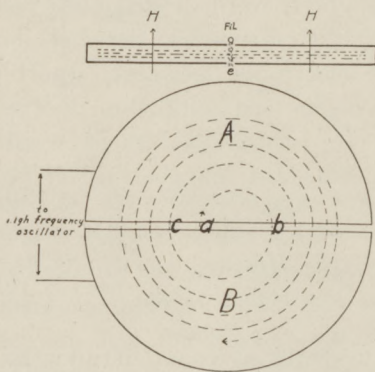


Fig. 11.

geveer 11.5 cm was, bedroeg de hoogste bereikte eindsnelheid 1.22 MV. De hoogfrequente energie werd weer door een 20 kW-triode geleverd.

De inrichting, waarmee door een electricch veld ionenstralen van de verwachte snelheid worden afgebogen om door een serie nauwe spleten op een collector te vallen, biedt niets nieuws. Met een gevoeliger ontvanger zou de meting quantitatief waarschijnlijk

Technisch was de uitvoering aldus ⁴¹⁾ (fig. 11 en 12), dat electronen van een gloeikathode nabij het middelpunt van de elektroden ionisatie veroorzaakten, waarna de H_+ -ionen in een veld van 14000 Gauss ($\lambda = 14.1$ m) hun omlopen begonnen. Daar r_0 on-

belangrijk kunnen worden verbeterd, maar dit was vooralsnog niet de opzet.

Dat de ionen inderdaad de verwachte banen beschrijven, zoodat de betrekkingen (8) en (9) streng blijken te gelden, schrijft Lawrence toe aan de centreerende werking van het elektrische en

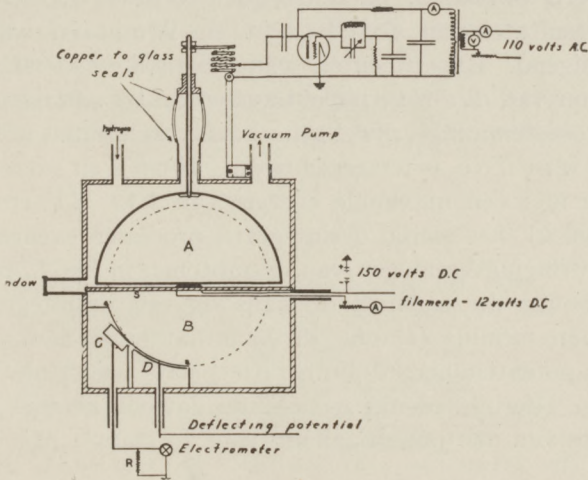


Fig. 12.

het magnetische veld, als gevolg van het bij de randen van elektroden en magneetpolen gebogen zijn van de krachtlijnen. Bij verificatie bleken deze effecten van gelijke grootte-orde te zijn.

Ook een volledige homogeniteit van het magnetisch veld bleek van grooten invloed te zijn. Kleine afwijkingen konden door het inbrengen van plaatjes ijzer worden gecorrigeerd. Op deze wijze hoopt men ook later bij zeer snelle protonen, waar correctie voor de relativistische massaverandering noodig is, de juiste fase te behouden.

In aanbouw is nu een magneet met pooldiameter van 114 cm waarmee men bij 1500 Gauss 25 MV -protonen hoopt te verkrijgen bij een stroomsterkte van 10^{-7} Amp. Reeds werden daarmee H_2^+ -ionen van 3.6 MV geproduceerd⁴³).

Evenals Brasch en Lange heeft Lawrence, in stede van met de bestaande installatie kernsplittingsexperimenten te beginnen, waarvoor Gamow toch een kans op succes voorspelde, eerst een nog grotere installatie voorbereid. Daardoor

was het eerste succes voor Cockroft en Walton; toen probeerde Lawrence⁴⁴⁾ het ook en kon met behulp van een Geiger-teller reeds met 360 *kV*-protonen desintegratie van lithium constateeren. De door Gamow voorspelde afhankelijkheid van het aantal splitsingsprocessen van de spanning der protonen werd bevestigd, doch de quantitative overeenstemming met de resultaten van Cockroft en Walton was nog zeer onbevredigend. Experimenten van Henderson⁴⁵⁾ met de apparatuur van Lawrence toonden echter aan dat dit gebrek aan overeenstemming vrijwel geheel aan rekenfouten in het artikel van Lawrence is toe te schrijven. Henderson gebruikte protonen met een maximale energie van 1.13 *MV* en vond dat boven 400 *kV* het aantal desintegratie-processen evenredig is met het doordringingsvermogen van de protonen in het *L_i*-praeparaat, zoodat boven die snelheid de kans op een desintegratie-proces (de *W* van formule (1) *plus* de kans dat er na het overwinnen van den potentiaalberg desintegratie plaats heeft) niet meer zou toenemen. Hierbij bedenke men echter dat ook klassiek gesproken de hoogte van den potentiaalberg voor *L_i* maar 1 *MV* is.

Conclusie.

Op zeer uiteenlopende wijzen is men er dus in geslaagd protonen met een energie van omstreeks 10^6 Volt te produceeren en er kernsplittings-experimenten mee te verrichten. Wat technische gecompliceerdheid betreft loopen de meestbelovende en tot heden meest succesvolle methoden van Cockroft en Walton en van Lawrence bij 1 *MV* nog weinig uiteen; de methode van Lawrence is echter de eenige, die de verwachting rechtvaardigt, dat men binnen afzienbaren tijd protonen van bijv. 25 *MV* voor de beschieting van zwaardere kernen beschikbaar zal hebben.

Nabetrachting:

Tijdens het zetten van deze samenvatting verschenen nadere mededeelingen van Van de Graaff⁴⁵⁾, waaruit blijkt dat de installatie in het groot wordt uitgewerkt: voor het bereiken van 10 *MV* worden bollen van 5 *m* diameter op twee spoorwagens in een luchtschiphal opgesteld. Een bijzonderheid is daarbij, dat de oplaad-inrichting komt te vervallen; geheel als bij de electriseermachine zullen de banden door influentie worden geladen. Aan

de genoemde afmetingen bemerkt men, dat ook hier de grens spoedig bereikt zal zijn.

L a w r e n c e ⁴⁶⁾ en zijn medewerkers bereikten een protonensnelheid van 4,8 *MV* door de aarding van de eene der beide halve doozen te laten vervallen, zoodat de capacitieve belasting van den generator verminderd werd. De in de inleiding genoemde theorie van G a m o w werd aan lithium, borium en aluminium in hoofdzaak juist bevonden.

De methode der cilindfers op één lijn ten slotte werd belangrijk verbeterd ⁴⁷⁾ zoodat kwik-ionen tot 2,85 *MV* versneld konden worden.

LITERATUUR

- 1) o.a. H. Geiger, Handbuch der Physik XXII/2, 156, 1933.
- 2) bijv. Kramers en Holst, De Bouw der Atomen, 72, 1928.
- 3) E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669, 1911.
- 4) A. J. Rutgers, Physica **12**, 177, 1932.
- 5) E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A.) **136**, 735, 1932.
- 6) D. van der Veen, Chemisch Weekblad **30**, 66 en 146, 1933.
- 7) G. Gamow, Zs. f. Physik **51**, 204, 1928 en **52**, 510, 1929.
- 8) R. W. Gurney en E. U. Condon, Phys. Rev. **33**, 127, 1929.
- 9) H. Rausch v. Traubenberg, A. Eckhardt en R. Gebauer, Naturwissenschaften **21**, 26, 1933.
- 10) Smythe, Phys. Rev. **28**, 1275, 1926 en **40**, 429, 1932.
- 11) Villard, Journ. de Phys. **3**, 28, 1901.
- 12) H. Greinacher, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 320, 1914; Phys. Zs. **17**, 343, 1916.
- 13) Delon, E. T. Z. **33**, 1179, 1912 en **35**, 1008, 1914.
- 14) Brenzinger, Dessauer en Lorenz, Zs. f. techn. Phys. **7**, 84, 1926; O. Naumann, Rev. Gén. de l'El. **17**, 537, 1925.
- 15) M. Schenkel, E. T. Z. **40**, 333, 1919 en **41**, 759, 1920.
- 16) J. D. Cockroft en A. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. (A.) **136**, 619, 1932.
- 17) H. Greinacher, Bull. d. Schweiz. Elektrot. Ver. **11**, 59, 1920.
- 18) C. C. Lauritsen en R. D. Bennett, Phys. Rev. **32**, 322 en 850, 1928; C. C. Lauritsen en B. Cassen, Phys. Rev. **36**, 988, 1930.
- 19) J. D. Cockroft en E. T. S. Walton, Nature **129**, 242 en 649, 1932; Proc. Roy. Soc. (A.) **137**, 229, 1932.
- 20) R. J. van de Graaff, Phys. Rev. **38**, 1919, 1931.
- 21) A. Barton, D. W. Müller en L. C. van Atta, Phys. Rev. **42**, 901, 1932.
- 22) R. E. Vollrath, Phys. Rev. **42**, 298, 1932.
- 23) Wien-Harms, Handb. d. Experimentalphysik, **10**, 349, 1930; Sorensen, Journ. Am. I. E. E. **44**, 373, 1925.
- 24) G. Breit en M. A. Tuve, Nature, **121**, 535, 1928.
- 25) G. Breit, M. A. Tuve en O. Dahl, Phys. Rev. **35**, 51, 1930.
- 26) M. A. Tuve, L. R. Hafstad en O. Dahl, Phys. Rev. **39**, 384, 1932.
- 27) Verg. W. Wolfke, Physik. Zs. **24**, 249, 1923.
- 28) Verg. F. Kock, E. T. Z. **36**, 85, 99, 1915.
- 29) M. A. Tuve, L. R. Hafstad en O. Dahl, Phys. Rev. **36**, 1261, 1930.

- 30) A. Brasch en F. Lange, Naturwiss. **16**, 115, 1928, **17**, 228, 1929; Zeitschr. f. Physik, **70**, 10, 1931.
- 31) A. Brasch en F. Lange, Naturwiss. **18**, 16 en 765, 1930.
- 32) F. Lange, Zs. f. angew. Chemie. **45**, 551, 1932.
- 33) M. A. Tuve c.s., Phys. Review **35**, 66 en 1406, 1930 en **36**, 1261, 1930.
- 34) J. D. Cockroft en E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. (A.) **129**, 477, 1930.
- 35) R. Wideroe, Arch. f. Electrot. **21**, 387, 1928/29, Diss. Aken, 1927.
- 36) E. T. S. Walton, Proc. Cambr. Phil. Soc. **25**, 469, 1929.
- 37) J. Thibaud, C. R. **194**, 360, 1932.
- 38) E. O. Lawrence en D. H. Sloan, Proc. Nat. Acad. Am. **17**, 64, 1931; Phys. Rev. **37**, 231, 1931 en **38**, 586, 1931.
- 39) D. H. Sloan en E. O. Lawrence, Phys. Rev. **38**, 2021, 1931.
- 40) E. O. Lawrence en V. Edlefsen, Science **72**, 376, 1930; E. O. Lawrence en M. S. Livingston, Phys. Rev. **37**, 1707, 1931, **38**, 834, 1931, **39**, 862, 1931.
- 41) E. O. Lawrence en M. S. Livingston, Phys. Rev. **40**, 19, 1931.
- 42) M. S. Livingston, Phys. Rev. **42**, 150 en 441, 1932.
- 43) E. O. Lawrence en M. S. Livingston, Phys. Rev. **42**, 150, 1932.
- 44) M. C. Henderson, Phys. Rev. **43**, 98, 1933.
- 45) R. J. van de Graaff, K. T. Compton en L. C. van Atta, Phys. Rev. **43**, 149 en 382, 1933.
- 46) E. O. Lawrence, c.s., Phys. Rev. **43**, 212, 304, 369 en 380, 1933.
- 47) W. M. Coates en D. H. Sloan, Phys. Rev., **43**, 212, 1933.

Delft, April 1933.

ON THE MAGNETIC MOMENT OF SAMARIUM OXIDE AT LOW TEMPERATURES

by E. C. WIERSMA and B. H. SCHULTZ

Summary.

The magnetic moment of Samarium oxide has been determined at low temperatures. The lowest temperature was $14.18^{\circ} K$. Though the substance was probably very pure and the measurements accurate the results were not in agreement with the calculations of Miss Frank for the free Samarium ion.

1. *Introduction.* The magnetic moments of the three-valent ions of Samarium and Europium were the only ones that did not agree very well with the calculations of Hund¹⁾. Miss A. Frank²⁾ has calculated the moments anew, including the second-order Zeeman terms. A value has been assigned to the screening constant that gave the best agreement with experimental results. The calculations have been extended from $0^{\circ} K$ up to $800^{\circ} K$. The measurements of Freed³⁾ on the hydrated sulfate already showed systematic differences at lower temperatures. We thought it desirable to extend the temperature range of the measurements.

2. *Substance and method.* Pure Samarium-oxide has very kindly been placed at our disposal by Professor Urban, to whom we wish to express our gratitude for his courtesy. A silicon tube, which had been ground to an exactly equal diameter of six millimeters over the whole length was filled with the substance. By putting in small quantities at a time and pressing them together as well as possible, we tried to obtain a rod of constant density. The length of the sample obtained in this way, was 56.8 millimeters. Length and diameter have been chosen in such a way, that the maximum force was obtained. The weight of the substance was 1.741 g. The magnet was

1) F. Hund, Z. f. Ph. **33**, 855 (1925).

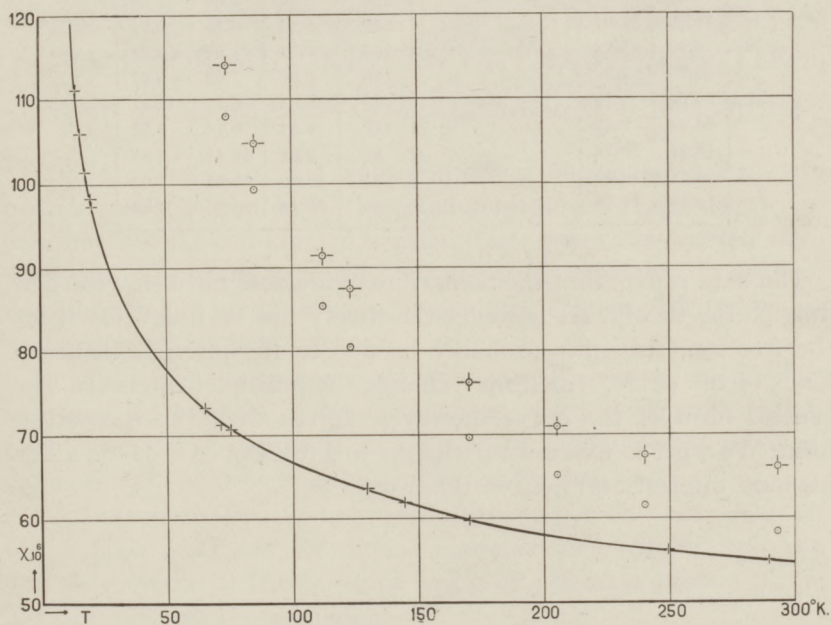
2) A. Frank, Phys. Rev. **39**, 119, (1932).

3) S. Freed, J. Amer. Chem. Soc. **52**, 2702, (1930).

the large magnet of the Kamerlingh Onnes Laboratory at Leiden. The apparatus used was a balance in an airtight case. One arm of it carried a coil that could move freely inside a tube, carrying two fixed coils. The other arm carried a long thin silicon rod. To the end of it the tube was fixed and just above the end a spiral of lead was wound on it. The weight of this served to diminish displacements in a horizontal direction. A glass tube was fixed to the airtight case by means of a ground piece. This was kept in its place by means of two bronze springs. In this way the balance and the substance were in an entirely closed space. The vacuum glass was fixed round the inner glass tube. Before a measurement was made the Dewar vessel was filled with the cooling liquid, and then pure gas of the same substance was condensed in the inner glass tube. In this way the sample was in immediate temperature contact with very pure liquid, kept from boiling by the outer liquid. Its pressure gave the temperature of the sample.

The sensitivity of the balance was such, that one millimeter displacement on the scale was equivalent to one milligram. As the zero position was very stable, accurate weighing was possible. In this way we measured at temperatures of liquid hydrogen, liquid nitrogen, liquid ethylene, liquid methyl chloride and room temperature. After the measurements we determined the diamagnetic correction for the empty tube at the same temperatures. This was necessary in this case, as the tube was not symmetrical with regard to the pole pieces, so the diamagnetism of the liquids came in. As these corrections could be determined accurately, the accuracy of the measurements has not been diminished by them. We found difficulties with the nitrogen, all nitrogen obtainable commercially being strongly paramagnetic, because of an extremely small percentage of oxygen (less than 0,01 %). We purified the nitrogen by washing it with different substances in a way indicated to us by Dr. Groeneveldt, to whom we wish to express our thanks for his kind help. The purification of the nitrogen proved to be sufficient for our purposes. At most temperatures the measurements have been carried out at six different field strengths, up to 32000 gauss. The differences in the values never exceeded one in two hundred and part of this is certainly due to a systematic error caused by a slight inaccuracy in the calibrations of the field strengths. We estimate that the values given by us are reliable within one in two hundred and fifty.

3. *Results.* For the diamagnetism of the Samariumoxide we applied a correction of $0.35 \cdot 10^{-6}$ in the mass susceptibilities, a value taken from the measurements of La_2O_3 . In this way the following results have been found. The temperature is given in the first column, and in the second the measured values of the susceptibilities



Susceptibility of Samarium oxide as function of temperature.

- ⊖ Experimental points.
- Theoretical points $\sigma = 33$.
- + Theoretical points $\sigma = 34$.

Table II gives a comparison of the results of the measurements with the values found theoretically by Miss Frank. $\tau = 33$ and $\tau = 34$ are the values adopted for the screening constant. The experimental values have been obtained by interpolation from the graphic. At $293^\circ K$ Cabrera¹⁾ found $\chi = 5.50 \times 10^{-6}$ and Williams¹⁾ 6.06×10^{-6} . It seems that the Samarium, which is very difficult to purify, has not been sufficiently pure in the case of Williams.

1) These values have been calculated by us from the data, given by Miss Frank i.e. W. Suckmith (Phil. Mag. VII, 14, 1115, 1932) finds for $\chi \cdot 10^6$ at 291° 7,23, at 198° 8,27 and at 90° 11,8. (Note added in the proof).

TABLE I

T	$\chi \cdot 10^{+6}$
293	5.50
249.44	5.62
169.90	5.97
144.38	6.19
129.63	6.36
75.30	7.07
71.30	7.12
65.23	7.33
20.54	9.73
20.24	9.83
18.14	10.14
16.11	10.60
14.18	11.12

TABLE II

$T \text{ } ^\circ K$	$\chi \cdot 10^6$ $\sigma = 33$	$\chi \cdot 10^6$ $\sigma = 34$	$\chi \cdot 10^6$ interp. exp. values
293	5.83	6.60	5.50
240	6.14	6.75	5.61
205	6.51	7.09	5.78
170	6.96	7.62	5.97
123	8.05	8.75	6.41
112	8.54	9.14	6.53
85	9.93	10.48	6.89
74	10.80	11.41	7.09
20	29.42	30.06	9.83

The data prove, that the Samarium oxide does not behave according to the theory. As however the theory has been developed for the free ion, this may probably be due to the internal electrical fields of the oxide, which may change the multiplet intervals. The general form of the curve, however, agrees with the theoretical form. We wish to express our thanks to Professor de Haas for his kind interest and help in this work.

OVER HET BEREIKEN VAN LAGE TEMPERATU- REN DOOR MIDDEL VAN ONTMAGNETISATIE

door W. J. DE HAAS, E. C. WIERSMA en H. A. KRAMERS

De bije gaf aan, dat door plotseling ontmagnetiseeren van paramagnetische zouten bij lage temperatuur, een zeer lage temperatuur bereikt zou kunnen worden. Deze wijze van werken werd door ons toegepast op $CeFl_3$, waarvan vermoed werd, dat het geschikt zou zijn omdat er geen niveau's in schenen voor te komen, welke zouden kunnen storen.

De ontmagnetisatieproeven slaagden goed en om te beoordeelen, hoe laag de bereikte temperatuur was, werd de susceptibiliteit als functie van de temperatuur bepaald in het temperatuurgebied, dat normaal met vloeibaar helium bereikt wordt.

Een extrapolatie, die zoo werd uitgevoerd, dat het resultaat wel te hoog moet zijn, leerde dat tenminste een temperatuur van $0.27^\circ K.$ bereikt is. Hierbij werd nog geen rekening gehouden met het optreden van verzadiging.

Tot nu toe werden de laagste temperaturen bereikt door het reduceeren van den dampdruk van vloeibaar helium. Op deze wijze bereikte Kamerlingh Onnes $0.82^\circ K.$ en Keesom zelfs $0.71^\circ K.$

BOEKBESPREKING

De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

Eugène Néculcéa, Sur la théorie du rayonnement d'après M. C. G. Darwin, 24 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 7.

Het is een inleiding tot en een korte samenvatting van Darwin's theorie der lichtquanten. De belangstelling, die dit boekje op het oogenblik verdient, zal dan ook wel van voorbijgaanden aard zijn, daar het nog niemand gelukt is een bevredigende theorie der photonen te geven. Vooral de mogelijkheid van hun plotseling ontstaan en verdwijnen maakt het ondoenlijk hierbij de theorie der electronen te volgen, hetgeen men toch wegens de dualistische natuur van materie en licht gewenscht zou hebben. Daar bij het Compton effect een *bestaand* lichtquant slechts *gewijzigd* wordt, beschouwt Darwin dit als een geschikt uitgangspunt voor zijn beschouwingen. De photonen draaien bij hem om een as in hun bewegingsrichting, wat met de polarisatie van het licht samenhangt. (Men denke aan een kogel, die bij het afschieten een schroefbeweging meekrijgt!). Darwin zelf wijst op het onvolledige zijner theorie en is slechts tot publicatie overgegaan, omdat anderen (Landau en Peierls) tot soortgelijke conclusies gekomen waren.

K. F. N.

Louis de Broglie, Conséquences de la relativité dans le développement de la mécanique ondulatoire, 14 blz. — Paris. 1933. Prijs frs. 6.

G. Darmais, La théorie Einsteinnienne de la gravitation, les vérifications expérimentales, 39 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 7.

Bovenstaande zijn de titels van twee verhandelingen deel uitmakende van een door Langevin uitgegeven reeks verhandelingen voor het „Centre international de Synthèse” tijdens een „Deuxième Semaine de Synthèse”. Het heeft geen zin deze voordrachten uitvoerig te bespreken. Slechts zij medegedeeld, dat, wanneer de andere voordrachten van hetzelfde gehalte zijn als deze, de verslagen ervan, van waarde zijn voor lezers, die reeds vrij veel van het onderwerp afweten, en nu behoefte gevoelen aan een samenvattend overzicht. Er wordt te veel bekend ondersteld, dan dat deze voordrachten gebruikt zouden kunnen worden als inleiding in een nog onbekend gebied.

De Broglie bespreekt in zijn verhandeling de verhouding tusschen corpuscula en materie-golven in de lijn van zijn oorspronkelijke beschouwingen op dit gebied. De pogingen om de Schrödingere-vergelijking in relativistischen vorm te brengen, welk onderwerp men afgaande op de titel misschien zou verwachten, worden ter nauwernood genoemd maar maken niet een onderwerp van bespreking uit.

Darmois geeft een overzicht van de relativiteitstheorie ongeveer tot 1916. De bespreking van de experimenteële resultaten maakt gebruik van gegevens uit later tijd. Maar de pogingen ook de electriche grootheden als element van de geometrische structuur op te vatten en de theorieën over den vorm der ruimte en van het heelal blijven onbesproken. v. D. W.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912 uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 6 Juni 1933.*

HET SPECTRUM VAN KOOLZUURGAS ¹⁾

door GEORGE P. ITTMANN

Summary :

In this note a survey is given concerning the theory of the infrared and Ramanspectrum of carbondioxide. The significance of the accidental degeneracy between one of the fundamental vibrational frequencies of this molecule and the first harmonic of another one is discussed (F e r m i ²⁾).

In hetgeen hier volgen zal, willen wij ons vooral bezighouden met het infrarode spectrum van CO_2 en het hiermee zoo nauw samenhangende Ramanspectrum, terwijl er aan het einde ook eenige opmerkingen zullen worden gemaakt over het in het ultraviolette golflengtegebied gelegen gedeelte van het spectrum van koolzuurgas. De infrarode banden, die een molecuul kan absorberen uit het licht, waarmee het bestraald wordt, kunnen wij in verband brengen met veranderingen in den trillings- en rotatietoestand van het molecuul, terwijl de electronentoestand daarbij ongewijzigd blijft. Treden er nl. ook in de electronenconfiguratie van het molecuul veranderingen op, dan gaan daar meestal zulke aanzienlijke wijzigingen in de energie mee gepaard, dat het molecuul daarbij licht van een zichtbare of zelfs ultraviolette golflengte moet absorberen of gaat emitteeren. Van den fijneren bouw der banden, die met de verschillende rotatietoestanden van het molecuul samenhangen, willen wij nu voorloopig even afzien om onze aandacht in het bijzonder te concentreeren op dat gedeelte van de energie van het molecuul, hetwelk wordt geleverd door de trillingen der kernen. Voor zoover het spectrum van CO_2 nl. hiermee samenhangt, zijn de verschillende onderzoekers het er sinds kort over eens, op welke wijze de theorie in staat is om van de uitkomsten van het experiment volkomen rekenschap te geven, ter-

1) Naar aanleiding van voordrachten gehouden voor de Nederl. Natuurk. Ver. op haar vergaderingen van 31 October 1931 en 25 Februari 1933.

1) E. Fermi, Z. f. P. 71, 250, 1931.

Physica XIII.

wijl hier eenige jaren geleden nog duistere punten om opheldering vroegen. Daar deze verbetering der situatie vooral mogelijk gemaakt is door de verdieping van ons inzicht omtrent de quantummechanica van zoo'n molecuul, ligt het voor de hand om de belangrijkste hierbij optredende verschijnselen verder uitgaande van de theorie te bespreken.

Wanneer iemand volkomen argeloos moet antwoorden op de vraag, hoe een CO_2 -molecuul er uitziet, dan zal hij waarschijnlijk wel de onderstelling opperen, dat het een symmetrisch en lineair molecuul is en aangezien dit ook met de spectraalanalyse in overeenstemming blijkt te zijn, zullen wij beginnen met na te gaan welke hoofdtrillingen een dergelijk molecuul kan uitvoeren en welke stralingsverschijnselen daarbij verwacht kunnen worden.

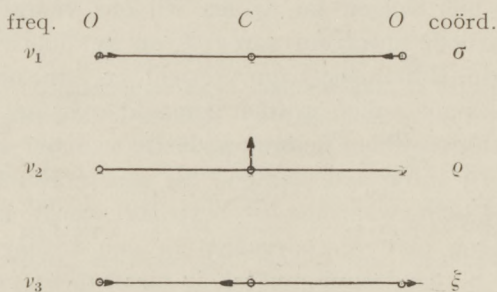


Fig. 1. Hoofdtrillingen van het koolzuurmolecuul.

In Fig. 1 zijn de drie hoofdtrillingen van dit molecuulmodel aangegeven, waarbij wij opmerken, dat aan de trillingen ν_2 en ν_3 een trillende elektrische dipool beantwoordt, zoodat zij als grondfrequenties in het emissie- en absorptiespectrum van CO_2 kunnen optreden, waarin zij ook reeds sedert lang bekend zijn, nl.:

$$\nu_2 = 667,5 \text{ cm}^{-1},$$

$$\nu_3 = 2350 \text{ cm}^{-1},$$

uitgedrukt in het aantal golflengten per cm. Verder hebben wij natuurlijk boven- en combinatietonen hiervan te verwachten, waarvoor echter de numerieke betrekkingen niet precies zullen kloppen, aangezien de trillingen in het molecuul niet zuiver harmonisch zijn. Het termschema der trillingsenergieën moet echter wel eenigszins behoorlijk zijn op te maken. Hierbij dienen wij er

rekening mee te houden, dat, hoewel er met ν_1 geen trillende dipool verbonden is, een trilling in dezen vrijheidsgraad toch wel waarneembaar kan worden door in combinatietonen met ν_2 en ν_3 op te treden.

Wij willen nu trachten een ruwe schatting te maken omtrent de te verwachten grootte dezer zg. *inactieve* frequentie ν_1 . Daartoe stellen wij de kracht per eenheid van uitwijking tusschen het koolstof- en een zuurstofatoom k , terwijl wij die tusschen de twee zuurstofatomen onderling zullen verwaarloozen; dan verkrijgen wij:

$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2k}{2M_o}}$$

en

$$\nu_3 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2k}{\frac{2M_o M_c}{2M_o + M_c}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2k}{2M_o} \cdot \frac{2M_o + M_c}{M_c}}$$

zoodat de verhouding dezer frequenties ongeveer wordt:

$$\frac{\nu_1}{\nu_3} = \sqrt{\frac{M_c}{2M_o + M_c}} = \sqrt{\frac{12}{44}}$$

Voor de inactieve frequentie hebben wij derhalve ongeveer te verwachten:

$$\nu_1 = 2350 \sqrt{\frac{12}{44}} = 1228 \text{ cm}^{-1}.$$

Het zal ons verderop blijken, dat zij nog wat grooter is en dus nog dichter ligt bij den eersten boventoon der tweede grondfrequentie, nl.:

$$2\nu_2 = 1335 \text{ cm}^{-1}.$$

De moeilijkheden, die men eenige jaren geleden ontmoette bij de pogingen om een termschema op te maken voor het infrarode absorptiespectrum van koolzuur vonden hun oorzaak in het kleine verschil tusschen deze beide trillingsfrequenties van het molecuul:

$$\nu_1 \approx 2\nu_2,$$

want reeds in de klassieke theorie is het bekend, dat twee trillingswijzen van een mechanisch systeem, wier frequenties een rationeele verhouding bezitten, in het algemeen niet ieder voor zich afzonderlijk kunnen optreden, maar door de werking van anders meestal

verwaarloosde, kleine termen in de potentiële energieuitdrukking met elkander gekoppeld zullen voorkomen. Deelen wij bijv. aan het systeem uitsluitend één dezer trillingswijzen mede, dan zal het gewoonlijk na eenigen tijd uit zichzelf — vanwege het niet zuiver harmonisch zijn der krachten — ook volgens de andere trillingswijze gaan bewegen¹⁾.

Om de complicaties, waartoe dit verschijnsel der zg. *toevallige ontaarding* aanleiding geeft, duidelijker te maken, zullen wij nu ook even het *Ramanspectrum* van koolzuur beschouwen. Indien wij het gas bestralen met licht van één bepaalde frequentie ν_0 , dan zal er behalve licht van deze invallende frequentie (*Rayleigh-verstrooiing*) ook licht worden verstrooid met een frequentie $\nu_0 \pm \nu_m$, indien ν_m een frequentie is, waarmee een molecuul van dit gas trillingen kan uitvoeren. De trillingen ν_m , die bij dit zg. *Raman-effekt* in een combinatietoon met de invallende frequentie kunnen optreden, worden *Ramanfrequenties* genoemd en vormen tezamen

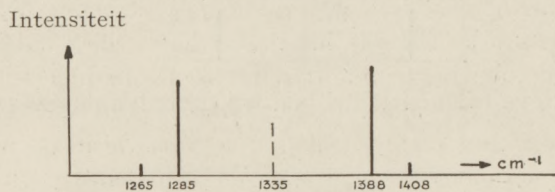


Fig. 2. Ramanspectrum van koolzuurgas.

het zg. *Ramanspectrum* van het beschouwde gas. Daar het Raman- en het infrarode absorptiespectrum beide volgens de theorie met veranderingen in den trillingstoestand van het molecuul samenhangen, kunnen zij zich slechts van elkaar onderscheiden door het optreden van andere *beperkingsregels* voor de mogelijke overgangen. Hun fijnere structuur wordt geleverd, doordat er verschillende veranderingen in den rotatietoestand kunnen voorkomen.

Door Dickinson, Dillon en Rasetti²⁾ werd nu het volgende Ramanspectrum van CO_2 gevonden (Fig. 2), d. w. z. twee nagenoeg even sterke Ramanfrequenties bij 1285 en 1388 cm^{-1}

1) Gemakkelijk is een primitief, *mechanisch model* van het CO_2 -molecuul te vervaardigen, waaraan zich de geleidelijke energieuitwisseling tusschen de beide trillingswijzen laat demonstreeren, zooals Prof. Zernike in de discussie opmerkte.

2) Dickinson, Dillon en Rasetti, Phys. Rev. **34**, 582, 1929.

en bovendien twee even zwakke satellieten bij 1265 en 1408 cm^{-1} , die dus symmetrisch ten opzichte van de hoofdlijnen gelegen zijn, maar waarvan wij voorloopig bij de verklaring nog even zullen afzien. Het bleek tevens, dat men ook met de klassificatie van het absorptiespectrum veel verder kon komen, indien men bij het opmaken der mogelijke combinatietonen van deze beide, sterke Ramanfrequenties 1285 en 1388 cm^{-1} als grondtrillingen gebruik maakte en de vraag is nu natuurlijk, wat in dit geval de theorie moest verwachten.

Zoals reeds eerder werd opgemerkt zijn ν_2 en ν_3 de *actieve* grondfrequenties voor het *emissie-* en *absorptiespectrum* van CO_2 , terwijl ν_1 een *inactieve* grondfrequentie is, daar door die trillingswijze *geen trillende dipool* wordt geleverd. In het Ramaneffect mogen wij echter als grondfrequentie slechts ν_1 verwachten, terwijl ν_2 en ν_3 daarvoor verboden zijn. Deze trillingswijzen zijn nl. *gelijkhelftig*, d. w. z. dat de configuratie van het molecuul in de tweede helft van de trilling steeds *congruent* is met die in de eerste helft, waardoor de *polariseerbaarheid* van het molecuul in iedere halve periode van zoo'n gelijkhelftige trilling dezelfde is. De frequentie der polariseerbaarheid is dus minstens het dubbele van den grondtoon eener gelijkhelftige trilling en daar deze variatie in de polariseerbaarheid van het molecuul juist voor het optreden van het Raman-effect verantwoordelijk is ¹⁾, kan men geen Ramanfrequenties verwachten, die beantwoorden aan den grondtoon van gelijkhelftige molecuultrillingen. Eventueel zouden wel de eerste, derde, $(2n - 1)$ ste boventonen (2ν , 4ν ,, $2n\nu$) in het Ramaneffect waarneembaar mogen zijn, maar deze kunnen wij slechts met aanmerkelijk geringere intensiteit verwachten dan de grondtoon ν_1 der ongelijkhelftige trilling. Daar de bij 1388 en 1285 cm^{-1} waargenomen Ramanfrequenties nagenoeg gelijke intensiteit bezitten, is, het onmogelijk vol te houden, dat bijv.

$$\nu_1 = 1285 \text{ en } 2\nu_2 = 1388 \text{ cm}^{-1}$$

zouden zijn, zooals o.a. weleens door Mecke ²⁾ is geopperd.

1) Zie voor literatuuroverzicht: G. Placzek, Leipziger Vorträge 1931. Daar de door Placzek gegeven benamingen van symmetrisch en onsymmetrisch aan deze beide soorten van trillingswijzen gemakkelijk aanleiding tot misverstand zouden kunnen geven, heb ik op verzoek van Prof. Fokker de namen *gelijkhelftig* en *ongelijkhelftig* ingevoerd.

2) Mecke, Z. f. Phys. Chem. B. 16, 425, 1932.

Van Fermi¹⁾ is nu de goede gedachte afkomstig om het optreden van deze twee Ramanlijnen van nagenoeg gelijke intensiteit in verband te brengen met de *toevallige ontaarding*, die wij tusschen de twee trillingscomponenten ν_1 en $2\nu_2$ van nagenoeg gelijke frequentie mogen verwachten. Zooals wij reeds eerder hebben besproken, is het zelfs in de klassieke mechanica gewoonlijk al onmogelijk om een systeem zich *slechts* te laten bewegen volgens één van twee zulke trillingscomponenten, die met elkaar in *resonantie* zijn, want een beweging volgens de andere trillingscomponente zal na eenigen tijd gewoonlijk door het mechanische systeem zelve worden opgewekt. Wij kunnen dus bijv. van het koolzuurmolecuul onmogelijk beweren, dat het zich in den trillingstoestand ν_1 bevindt of in $2\nu_2$, maar slechts zou een uitspraak toelaatbaar zijn, welke bijv. beweert, dat het molecuul zich in één der „*samen-gestelde*” toestanden ($\nu_1 ; 2\nu_2$) bevindt. Een dergelijk phenomeen, dat in de klassieke mechanica ons wellicht wat vreemd aandoet, is in de quantummechanica dagelijksche kost. Zoo'n „*samen-gestelde*” bewegingstoestand van een systeem, waarin meerdere elementaire trillingswijzen zijn vervat, kan nl. worden beschreven met behulp van een eigenfunctie, die een lineair aggregaat is van de eigenfuncties dezer eenvoudiger trillingen. Met behulp van dit verworven inzicht willen wij nu ook nader quantitatief het koolzuurspectrum verklaren.

Als *normaalcoördinaten* der trillingswijzen: $\nu_1 ; \nu_2 ; \nu_3$, die op een willekeurigen factor na bepaald zijn, voeren wij resp. in: σ, ϱ, ξ (vgl. Fig. 1). De trillingen hebben wij in eerste benadering steeds harmonisch aangenomen, zoodat de eerste termen der potentiële energie kunnen worden voorgesteld door:

$$\frac{1}{2}hc (A_1\sigma^2 + A_2\varrho^2 + A_3\xi^2).$$

Daar uit de symmetrie van het molecuul direct blijkt, dat de coördinaten van gelijkheftige trillingen in de energieuitdrukking steeds tot even machten verheven moeten voorkomen, is het duidelijk, dat de belangrijkste „*gemengde*” term, welken wij in bovenstaande formule verwaarloosd hebben, de vorm:

$$S = hcB\sigma\varrho^2$$

1) E. Fermi, Z. f. P. 71, 250, 1931.

zal bezitten. Wanneer wij onder verwaarloozing van deze „koppelingseenergie” tusschen eerste en tweede hoofdtrilling van het molecuul de stationnaire toestanden bepalen, dan zijn de energie-inhouden op een additieve constante na gegeven door:

$$n_1 h c \nu_1 + n_2 h c \nu_2 + n_3 h c \nu_3,$$

want het is eenvoudig een samenstel van 3 harmonische oscillators. Brengen wij nu de bovengenoemde koppelingseenergie als *storings-term* in rekening, dan kunnen wij van de derde hoofdtrilling afzien, aangezien die daarvan geen invloed ondervindt.

Wij zullen dus verder slechts met de trillingen ν_1 en ν_2 te maken hebben en hierbij moeten wij er om denken, dat de *tweede hoofdtrilling* nog *tweevoudig ontaard* is, daar deze trilling loodrecht op de molecuulas immers in twee onderling loodrechte richtingen kan plaatsgrijpen. De quantumgetallen, waardoor wij de verschillende trillingstoestanden zullen karakteriseeren zijn: V_1 en V_2 , die resp. het aantal trillingsquanta in de eerste en de tweede hoofdtrilling aangeven, terwijl l het quantumgetal is, dat als 't ware de „rotatie” van het molecuul om zijn as kenmerkt; $lh/2\pi$ stelt het *impulsmoment om de as voor*.

Wanneer twee of meer stationnaire toestanden, die beantwoorden aan dicht bijeen gelegen energiewaarden E_l , elkaar storen, dan is daarmee het volgende bedoeld: Laat $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_l, \dots$ resp. de golf functies van S c h r ö d i n g e r zijn, welke de ongestoorde toestanden karakteriseeren, dan zal bij benadering de golf functie φ' van één der stationnaire toestanden, die optreden, indien wij de storingsenergie in rekening brengen, worden voorgesteld door uitdrukkingen:

$$\varphi' = a_1 \varphi_1 + a_2 \varphi_2 + \dots ; \quad \int |\varphi_l|^2 d\tau = 1, \quad (1)$$

waarbij: a_1, a_2, \dots constante coëfficiënten zijn, die voldoen aan:

$$E' a_k = E_k a_k + \sum_l E_{kl} a_l \quad (2)$$

Hier vormen de grootheden E_{kl} de matricelementen der storingsenergie S gedefiniëerd door:

$$E_{kl} = \int \varphi_k S \varphi_l d\tau,$$

(te integreeren over alle coördinaten, waarvan S afhangt), terwijl E_k de ongestoorde energieën voorstellen en E' de energiewaarde is, die toekomt aan den stationnairen toestand met golf functie φ' . De oplossing van (2)

levert ons evenveel waarden E' en bijbehorende stellen van α_i 's, als het aantal elkaar storende toestanden bedroeg.

Maken wij nu, zooals de theorie dit verlangt, de storingsmatrix op voor den energieterm: $S = hcB\sigma\varrho^2$, dan komen daarin slechts matrixelementen voor, waarbij V_1 met ∓ 1 en V_2 met ± 2 springt, daar de coördinaten σ en ϱ resp. in de eerste en in de tweede macht verheven in de storingsenergieuitdrukking optreden. Verder springt l hierbij niet, aangezien slechts toestanden met éénzelfde impuls-moment om de molecuulas in staat mogen zijn elkaar te storen (de door de storing ontstane *samengestelde toestanden* zullen nl. een wel-gedefinieerd impuls-moment om deze as moeten bezitten). De algemeene formule voor een dergelijk matrixelement is ¹⁾:

$$hcA \frac{V_1}{V_1 \mp 1} ; \frac{V_2}{V_2 \pm 2} ; l = -hcB V_1^{\frac{1}{2}} [(V_2 + 2)^2 - l^2]^{\frac{1}{2}} 2^{-\frac{3}{2}},$$

terwijl de andere allemaal nul zijn.

Wij voeren in:

$$\frac{\nu_1 + 2\nu_2}{2} = \nu_0 ; \quad \nu_1 - 2\nu_2 = \Delta,$$

en zullen dan voor eenige, lage waarden der quantumgetallen nagaan, welke de frequenties van het systeem zijn geworden door het in rekening brengen der storingsenergie tusschen de beide beschouwde hoofdtrillingen. In de eerste plaats dienen wij aan de hand der quantummechanische storingsrekening na te gaan, welke stationnaire toestanden er in de buurt van $1300 \text{ cm}^{-1} \approx (\nu_1 ; 2\nu_2)$ liggen. Wij hebben hier te maken met de volgende 4 ongestoorde toestanden:

- 1) één quantum in de eerste trillingswijze,
- 2) twee quanta in de tweede trillingswijze en wel deze beide quanta in de radiale oscillatie loodrecht op de molecuulas, daar het rotatiequantumgetal $l = 0$ is.
- 3) en 4) twee quanta in de ontaarde trilling, maar niet volgens de radiale oscillatie doch als rotatie rechtsom of linksom, want $l = \pm 2$. Volgens de hiervóór aangegeven formule bestaat er alleen tusschen de beide eerste toestanden een matrixelement der storings-energie, zoodat slechts deze twee toestanden in staat zijn om elkaar te storen, terwijl de zuiver rechtsom of linksom roterende toe-

1) D. M. Dennison, Phys. Rev. **41**, 304, 1932.

Inmiddels verscheen een artikel, waarin ook rekening wordt gehouden met de storing in tweede orde: Arthur Adel and David M. Dennison, Phys. Rev. **43**, 716, 1933.

standen beide ieder voor zich afzonderlijk blijven bestaan ook na het in rekening brengen van den stringsterm.

De ongestoorde stationnaire toestand ν_2 is mathematisch geheel van denzelfden aard als het probleem van de quantiseering der isotrope, harmonische oscillator in twee dimensies. De energiewaarden zijn hier:

$$(V_2 + 1) h\nu_2,$$

waarbij aan het quantumgetal V_2 de ontaardingsgraad $V_2 + 1$ toekomt. Classificeert men de bijbehorende golffuncties zoodanig, dat zij ieder voor zich aan een wel-gedefiniëerd impulsmoment $lh/2\pi$ beantwoorden, dan kan bij een bepaalde waarde V_2 het rotatiequantumgetal l slechts de waarden:

$$+ V_2; + V_2 - 2; + V_2 - 4; \dots; - V_2 + 2; - V_2 \text{ aannemen.}$$

In Tabel 1 zijn nu de 4 toestanden aangegeven met hun bijbehorende frequenties, wanneer rekening is gehouden met de koppelingsenergie:

	V_1		V_2		l	
	1		0		0	
	0		2		0	
	0		2		± 2	

}

$$\rightarrow \nu = \nu_0 \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \frac{B^2}{2}}$$

$$\rightarrow \nu = \nu_0 - \frac{\Delta}{2}$$

TABEL 1. De toestanden (ν_1 ; $2\nu_2$).

Zooals wij reeds eerder hebben uiteengezet, kunnen slechts die overgangen met een aanmerkelijke intensiteit in het Raman-spectrum optreden, welke correspondeeren met de ongelijkheftige grondtrilling ν_1 van het molecuul. Derhalve kunnen wij slechts sterke Ramanlijnen verwachten beantwoordend aan overgangen uit den grondtoestand (0, 0, 0) naar toestanden, welke eigenfuncties tenminste voor een belangrijk gedeelte de eigenfunctie van den stationnairen toestand (1, 0, 0) bevatten. De „samen-gestelde” toestanden (1, 0, 0 ; 0, 2, 0) zullen dus de beide sterke Ramanlijnen moeten leveren en, daar zal blijken, dat $\Delta \ll B$ is, vinden wij:

$$2 \sqrt{\frac{B^2}{2}} = 102,6 \text{ cm}^{-1} \text{ of } B = 72,5 \text{ cm}^{-1}.$$

Bij de verdere berekeningen ook voor hoogere toestanden kreeg D e n n i s o n (l.c.) heel aardige overeenstemming met de waarnemingen, indien hij gebruikte:

$$2\nu_2 = 1335 \text{ cm}^{-1}; \nu_1 = 1339,2 \text{ cm}^{-1}; \Delta = 4,2 \text{ cm}^{-1}.$$

Wij zullen dit hier natuurlijk niet allemaal precies behandelen, maar wel willen wij nog even nader ingaan op de verklaring der beide zwakkere *satellieten* in het Ramanspectrum van CO_2 , die bij 1265 en 1408 cm^{-1} liggen.

Bij kamertemperatuur bevinden zich natuurlijk niet alle koolzuurmoleculen in den grondtoestand (0, 0, 0), maar zij bezitten ongeveer een kans 1/14 om in den toestand (0, 1, ± 1) met een $667,5hc$ erg hooger en energieinhoud voor te komen, aangezien de factor van Boltzmann daarvoor ongeveer 1/28 bedraagt en de waarschijnlijkheid à priori 2 is voor dezen dubbelvoudig-ont-aarden toestand. Wij kunnen dus Ramanlijnen met zwakkere intensiteit verwachten, die beantwoorden aan de overgangen vanuit deze toestanden (0, 1, ± 1) naar de toestanden (1, 1, ± 1 ; 0, 3, ± 1), aangezien deze overgangen volkomen analoog zijn met de sprongen van (0, 0, 0) naar (1, 0, 0; 0, 2, 0), die de twee sterke Ramanlijnen bij 1285 en 1388 cm^{-1} leverden. Gaan wij nu na, welke termwaarden wij in de buurt van 2000 cm^{-1} (ong. $3\nu_2$) mogen verwachten, dan verkrijgen wij — met $\nu_0 = \frac{1}{2}\nu_1 + 2\nu_2$ — volgens de theorie: (Tabel 2)

V_1	V_2	l	}	→ $\nu = \nu_0 \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + B^2}$
1	1	± 1		
0	3	± 1		
0	3	± 3		→ $\nu = \nu_0 - \frac{\Delta}{2}$

TABEL 2. De toestanden ($\nu_1 + \nu_2$; $3\nu_2$).

De twee zwakkere satellieten in het Ramanspectrum liggen bij 1265 en 1408 cm^{-1} , terwijl de splitsing, die wij volgens de theorie onder de voorwaarde $\Delta \ll B$ kunnen verwachten,

$$2B = 145 \text{ cm}^{-1}$$

zou bedragen, hetgeen met de waarneming aardig overeenstemt.

Martin en Barker¹⁾ hebben nu in het infrarode absorptiespectrum van CO_2 ook lijnen gevonden bij 1933,5 en 2077,1 cm^{-1} , welke prachtig beantwoorden aan de overgangen vanuit den grondtoestand (0, 0, 0) naar de toestanden (1, 1, ± 1 ; 0, 3, ± 1), welke volgens de berekening bij 1932,1 en 2077,1 cm^{-1} konden worden verwacht. Ter vergemakkelijking van het overzicht geven

1) Martin en Barker, Phys. Rev. **41**, 291, 1932.

wij nog even het door Martin en Barker (l.c.) opgestelde schema van de laagste termen in het trillingsspectrum van het koolzuurmolecuul (Fig. 3):

Wij zullen ook nog even wat nader ingaan op de *fijnere structuur* der Ramanbanden, die ongeveer bij 1250 tot 1400 cm^{-1} liggen. Het vorige jaar meenden nl. Langseth en Nielsen¹⁾ nog, dat het niet noodig was om de *satellieten* in het Ramanspectrum, gelegen bij 1265 en 1408 cm^{-1} , op de door Fermi voorgestelde wijze te verklaren en zij gaven dan ook een termschema, dat afweek van hetgeen wij hiervóór hebben afgedrukt. Deze satellieten verschijnen nl. als maxima in den Ramanband, die van ongeveer 1250 tot voorbij 1400 cm^{-1} loopt en zij hadden nu nog meerdere niet veel zwakkere maxima in dezen Ramanband gevonden. Na de publicatie van Martin en Barker (l.c.) hebben zij zich echter²⁾ ook bij de hiervóór weergegeven verklaring van het Ramanspectrum van koolzuur aangesloten. De andere door hen gevonden maxima in den Ramanband verklaren zij dan als maxima in de rotatiestructuur van de verschillende, hier behandelde trillingsovergangen van het CO_2 -molecuul.

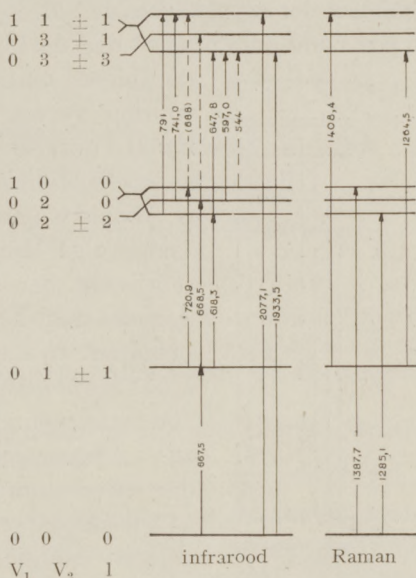


Fig. 3. Termschema van het trillingsspectrum van koolzuurgas in cm^{-1} uitgedrukt.

Tot slot willen wij nog een algemeene opmerking maken over de structuur van het in het *ultraviolette* golflengtegebied gelegen spectrum van koolzuurgas, hetwelk samenhangt met veranderingen ook in de electronenconfiguratie van het CO_2 -molecuul. Deze ultraviolette koolzuurbanden zijn in den laatsten tijd door Schmid³⁾

1) Langseth en Nielsen, Z. f. Phys. Chem. B. **19**, 35, 1932.
 2) Langseth en Nielsen, Z. f. Phys. Chem. B. **19**, 427, 1932.
 3) Schmid, Phys. Rev. **41**, 732, 1932.

onderzocht, terwijl Mulliken¹⁾ er een begin van een theoretische behandeling over heeft gegeven. Zij vertoonen het verschijnsel der zg. „staggering”, d. w. z., dat de opeenvolgende lijnen in een band om de beurt dichter bijeen en verder van elkaar liggen,



Fig. 4. Termschema ter verduidelijking van de zg. „staggering” der ultraviolette koolzuurbanden.

dan bij een normalen bouw van den band mocht worden verwacht. Voor de verklaring hiervan moeten wij er rekening mee houden, dat de tweede hoofdtrilling van CO_2 tweevoudig ontwaard is, zooals wij reeds hiervóór hebben besproken. Tengevolge daarvan hadden wij voor de beschrijving der tweede hoofdtrilling niet voldoende aan het quantumgetal V_2 , maar gebruikten wij daarbij ook nog een quantumgetal l , dat als het ware de „rotatie” om de molecuulas zou aangeven. Evenals bij het verschijnsel der zg. „A-type-doubling” uit de bandenspectra der twee-atomige moleculen hebben wij voor $l \neq 0$ steeds te maken met twee dicht bijeen gelegen energieniveaux, die zich slechts van elkaar onderscheiden, doordat zij tegengestelde l -waarden bezitten. Voor een symmetrisch molecuul, zooals het CO_2 , waarbij de zuurstofatomen aan de Bose-Einstein-statistiek voldoen, zooals uit het zuurstofmolecuul-spectrum blijkt, is van elk zoo'n niveaupaar slechts één toestand gerealiseerd en wel valt voor toenemend totaal-rotatiequantumgetal J om de beurt het bovenste en het onderste niveau van de opeenvolgende paren weg. In Fig. 4 is een termschema van de rotatiestructuur van twee verschillende electrontrillingstoestanden van het molecuul gegeven, waarbij de weggevallen niveaux gestippeld zijn geteekend, terwijl de mogelijke overgangen, bij welke J resp. met ± 1 springt, op de gebruikelijke wijze door pijlen zijn aangeduid.

Vreeland, Maart 1933.

1) Mulliken, Phys. Rev. 42, 364, 1932.

ELECTRISCH GELEIDINGSVERMOGEN VAN DUNNE KOOLWATERSTOF-LAAGJES

door A. E. VAN ARKEL en W. KOOPMAN

Summary.

Brüninghaus pointed out that thin layers of mineral oils between metal electrodes behave as conductors. It seems that this behaviour is not due to the pure oils, but is caused by decomposition of the oil, whereby probably carbon particles are formed.

In the case of iron electrodes separated by air small glowing particles become visible, as soon as a current passes.

Door Brüninghaus is onderzocht¹⁾ de stroomdoorgang door dunne laagjes van koolwaterstoffen, in het bijzonder paraffineolie. Als zeer merkwaardig resultaat komt hierbij te voorschijn, dat paraffine-olielaagjes, ter dikte van ongeveer 10μ , een geleidingsvermogen vertoonen van dezelfde orde als een metaal.

Bij het doorlezen van de publicatie van Brüninghaus treft al dadelijk, dat deze „geleidende toestand” van de olie ten nauwste samenhangt met de stof, waaruit de elektroden zijn gemaakt en de wijze, waarop zij zijn behandeld. Onder anderen heeft het polijstmiddel een belangrijken invloed.

Verder blijkt, dat de „geleidende toestand” ook afhankelijk is van vroegeren stroomdoorgang. Wanneer men, nadat de geleidende toestand ontstaan is, de elektroden van elkaar trekt, wordt volgens Brüninghaus de stroom bij ongeveer 10μ onderbroken (met 110 Volt tusschen de elektroden). Deze grens is echter niet scherp. Wordt nu de afstand tusschen de elektroden weer verkleind, dan ontstaat de geleidende toestand pas weer bij een elektrodenafstand van ten hoogste 1μ en blijft dan bij vergrooing van den elektrodenafstand bestaan tot de afstand weer 10 à 15μ geworden is.

Met behulp van een zeer eenvoudig apparaat hebben wij

1) J. de Physique (7) . 2 . 69 . (1931).

de proeven van Brünninghaus herhaald. Tusschen de bekken van een nauwkeurigen Zeiss micrometer werden twee messingelectroden aangebracht, met behulp van een houder uit barnsteen, zoodat zij volkomen geïsoleerd waren van het metaal van den micrometer. Eén der electroden was vlak, de andere iets bol.

Aan de trommel van den micrometer was een hefboom bevestigd, die door een tweeden micrometer bewogen kon worden. Door dezen tweeden micrometer kon de afstand tusschen de electroden zeer gelijkmatig gevarieerd worden. Een schaaldeel op den tweeden micrometer kwam overeen met een verandering van 0.01μ in den electrodenafstand.

Wanneer zich tusschen de electroden alleen lucht bevond, vond stroomdoorgang plaats bij 0.1 à 0.3μ , vrijwel onafhankelijk van de spanning tusschen de electroden van 2 tot 120 Volt. B.v. werd in een proef het contact hersteld en verbroken bij de afstanden:

0.08	0.08	0.07	0.10μ	(2 Volt)
0.11	0.11	0.14	0.11	(4 Volt)
0.12	0.16	0.22	0.13	(10 Volt)
0.27	0.15	0.08	0.07	(120 Volt)

Enkele opvallend hooge waarden kunnen misschien uit de aanwezigheid van stofjes of kleine oneffenheden der electroden verklaard worden.

Wanneer bijzonder gezuiverde paraffineolie tusschen de electroden gebracht wordt, treden geen veranderingen in, zoolang de spanning laag is.

0.07	0.10	0.07	0.13μ	2 Volt
------	------	------	-----------	--------

Bij hogere spanning neemt de afstand, waarop het contact verbroken wordt, steeds toe, wanneer tusschen twee aflezingen de olie niet vernieuwd wordt.

0.07	0.33	0.53	1.73	1.41	4 Volt
------	------	------	------	------	--------

Dit maakt den indruk, alsof door den stroomdoorgang de olie geleidend wordt. Na afloop van de proef vinden wij dan ook altijd een zwart vlekje (kool?) op de electroden.

Bij 120 Volt vinden wij achtereenvolgens:

9.20	9.10	14.20	11.18	13.70μ
------	------	-------	-------	------------

Bij 120 Volt vinden wij dus — in overeenstemming met Brünninghaus — dat op een electrodenafstand van $\sim 10\mu$ het

contact plotseling wordt verbroken, wanneer wij den afstand langzaam laten toenemen, terwijl de stroom blijft vloeien. Worden echter de electroden op 8μ van elkaar gebracht en brengt men een druppel olie tusschen de electroden, dan gaat geen stroom door. Brengt men nu de electroden bij elkaar, dan wordt het contact hersteld op een afstand van ongeveer 1μ (dikwijls eerst bij 0.1μ !). Wordt nu de electrodenafstand weer vergroot, dan ontstaat de onderbreking eerst bij 10μ , de normale grens. Wordt de afstand weer kleiner gemaakt, dan hoeft men dezen nu niet tot 1μ te doen afnemen, maar reeds bij $\sim 3\mu$ wordt het contact weer hersteld.

Wij meenen, dat al deze verschijnselen op zeer eenvoudige wijze te verklaren zijn.

Op een afstand van $\sim 1\mu$ wordt het veld zóó sterk, dat een doorslag plaats heeft. Daarbij wordt de olie ten deele verkoold en de kooldeeltjes vormen geleidende brugjes, die verder groeien, wanneer de electroden langzaam uit elkaar bewogen worden. Bij $\sim 10\mu$ breken deze brugjes in het algemeen af. Wordt de electrodenafstand na verbreken van het contact weer verkleind, dan veroorzaken diezelfde kooldeeltjes, dat het contact nu reeds eerder wordt hersteld dan bij het begin van de proef, toen met een gereinigde electrode gewerkt werd.

De geleidende toestand ontstaat slechts *tengevolge* van stroomdoorgang.

Wij hebben deze proeven met allerlei stoffen herhaald, b.v. benzol, hexaan, nitrobenzol, dichloorbenzol, hexachloorpropyleen en steeds met hetzelfde resultaat. Al deze stoffen worden door den stroom ontleed, ook het waterstofvrije hexachloorpropyleen. Alleen in vloeibare edelgassen en stikstof is de afzetting van vaste, geleidende ontledingsproducten uitgesloten.

Wij hebben daarom nog een proef gedaan in vloeibare stikstof. De electroden waren nu met glasstaven aan den micrometer bevestigd. De electroden werden geheel in vloeibare stikstof gedompeld. In lucht werd bij deze veel minder stevige opstelling het contact verbroken, wanneer de electrodenafstand ongeveer $\sim 3\mu$ was. In de stikstof was de afstand, waarbij het contact verbroken werd, hiervan niet merkbaar verschillend. Van een „geleiden toestand” is hier dus ook niets te bemerken.

De afstand, waarop tusschen twee electroden contact gevormd

wordt, hangt nog af van het electrodenmateriaal. Bij ijzeren electroden kregen wij reeds in lucht dezelfde verschijnselen als bij messing-electroden in olie. Microscopisch waren hier gloeiende puntjes tusschen de electroden zichtbaar. Waarschijnlijk bestonden deze uit ijzeroxyd, dat door den beginnenden doorslag gevormd werd. Werden de electroden langzaam uit elkaar geschoven, dan kon het contact soms bewaard blijven tot de afstand der electroden meer dan 25μ was. Onze conclusie uit deze proeven is, dat een geleidende toestand in dunne lagen van 1 tot 10μ van isoleerende vloeistoffen niet bestaat, maar wordt voorgespiegeld door de vorming van geleidende ontledingsproducten van middenstof of electrodenmateriaal.

Eindhoven, 23 Maart 1933.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

UEBER DIE GESAMTSTRAHLUNG VON OXYDKATHODEN

von P. CLAUSING und J. B. LUDWIG

Zusammenfassung.

Die Schwierigkeit wird betont, wohldefinierte Messungen der Gesamtstrahlung der Oxydkathoden vorzunehmen (§ 1).

Die Gesamtstrahlung von mit Erdalkalioxyden bedeckten, langen Nickelröhren, wurde aus Strom und Spannung ermittelt. Das Emissionsvermögen wurde pyrometrisch bestimmt aus schwarzer und wahrer Temperatur der Aussenoberfläche einer solchen, mit einem kleinen Loche versehenen Röhre, die in einer grossen, gleichmässigen, „farblosen“ Flamme geheizt wurde. Die Röhre lag hierbei in einem evakuierten Quarzgefässe (§ 2).

Die Messungen wurden ausgeführt mit reinem SrO und mit einem $SrO + BaO$ -Gemische in verschiedenen Schichtdicken. Es ergab sich bei festgehaltener Temperatur bei von 0 ab zunehmender Schichtdicke erst ein Anwachsen und dann ein Sinken der Gesamtstrahlung. Die Gesamtstrahlung pro cm^2 Aussenoberfläche einer sehr dick bedeckten Röhre war viel kleiner als diejenige einer unbedeckten Nickelröhre (§ 3).

Wir haben den gefundenen Einfluss einer dünnen Oxydschicht auf die Strahlung einer Nickelunterlage dadurch erklärt, dass die im Sichtbaren gut durchlassende Oxydschicht die ziemlich kurzwellige Strahlung des Nickels fast ganz passieren lässt und dieser Strahlung überdies ihre eigene Ultrarotstrahlung hinzusetzt (§ 4).

§ 1. Einleitung.

Es braucht kaum hervorgehoben zu werden, dass die Strahlungseigenschaften von besonderem Interesse sind für die Oekonomie der Oxydkathoden. Dass sich in der Literatur nur wenig Daten über diese Eigenschaften vorfinden, lässt sich aber leicht erklären. Neben der Schwierigkeit der genauen Reproduktion einer Oxydkathode beeinträchtigt die sehr unregelmässige Oberfläche eine wohldefinierte Messung der Strahlungseigenschaften. Weiter sind die Unterschiede zwischen Oxydkathoden verschiedener Herkunft so gross, dass man die nach einem bestimmten Verfahren gewonnenen Resultate im allgemeinen nicht auf Kathoden übertragen kann, die nach einem anderen Verfahren hergestellt worden sind. Ja, es kann sogar der Fall eintreten, dass Kathoden, die

nach demselben Verfahren hergestellt worden sind und nur im Trägerkörper der Oxydschicht differieren, bei derselben Heizenergie eine um etwa 400° verschiedene Temperatur aufweisen, wie in einer späteren Arbeit gezeigt werden wird.

Die schlechte Uebereinstimmung zwischen den Resultaten von verschiedenen Autoren möchten wir durch einen Vergleich der Messungen von C. D a v i s s o n ¹⁾ mit Messungen von L o w r y ²⁾ und mit solchen von uns zeigen. Der Figur 1 kann man entnehmen,

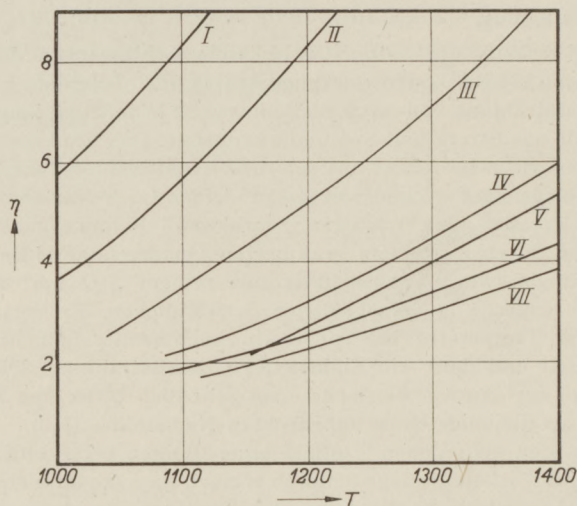


Fig. 1. Gesamtstrahlung η in Watt/cm² des schwarzen Körpers (Kurve I) und von verschiedenen „Oxydkathoden“ in Abhängigkeit der absoluten Temperatur T .

dass die Gesamtstrahlung einer Kathode mit „Konel“-kern nach Lowry (Kurve III) viel grösser ist als die Strahlung einer Kathode derselben Herkunft mit Platinkern (Kurve V), aber viel kleiner als diejenige der Kathoden mit Platinkern (mit kleinem Nickelgehalt) nach Davison (Kurve II) ³⁾. Diese drei Kurven beziehen sich, gerade wie die von uns für eine sehr dicke, auf Nickel aufgetragene Schicht erhaltene Kurve VII, auf ein SrO-BaO-

1) Von S. D u s h m a n publiziert in Int. Crit. Tabl. 6, S. 55, 1929 und in Rev. Mod. Phys. 2, S. 421, 1930.

2) E. F. L o w r y, Phys. Rev. 35, S. 1367, 1930.

3) D u s h m a n hat in seiner zweiten Arbeit den Vergleich nicht richtig durchgeführt. Seine Tabelle XV stimmt nicht mit seiner Formel (23) und mit der L o w r y'schen Arbeit überein.

Gemisch von etwa gleicher Zusammensetzung. Die Kurve VI gibt unsere Resultate für eine dicke Schicht SrO auf Nickel, die Kurve IV die Resultate von Hild¹⁾ für eine sehr dicke Schicht CaO (Korngrösse $3-5\mu$). Am Ende des § 4 werden wir noch auf die Fig. 1 zurückkommen.

Dass wir ungeachtet dieser Reproduktionsschwierigkeiten unsere Resultate dennoch publizieren, hat einen zweifachen Grund. Erstens haben wir eine merkwürdige Abhängigkeit der Strahlungseigenschaften von der Schichtdicke gefunden, die sich auch bei anderen, geeigneten Kombinationen von Oxyden und Trägerkörpern zeigen wird. Zweitens haben wir eine teilweise neue Messmethode angewandt, die sich hoffentlich auch bei Messungen an anderen Oxyden bewähren wird. Es ist demnach unsere Arbeit mehr qualitativ als quantitativ aufzufassen.

Eine Fülle von Arbeiten²⁾ hat sich schon mit der Strahlung anderer Oxyde beschäftigt. Aus letzter Zeit seien hier nur die Arbeiten von Skaupy und seinen Mitarbeitern³⁾ und die schon zitierte Arbeit von Hild erwähnt. In den Arbeiten von Skaupy c.s. wird u.a. der Einfluss der Korngrösse eingehend behandelt, und es hat sich gezeigt, dass die Strahlung stark von ihr abhängig ist. Dieses ist nur insoweit für uns interessant, als es einer der Gründe der genannten Nichtübereinstimmung zwischen den Resultaten verschiedener Laboratorien sein kann. Ueber die Korngrösse bei unseren Versuchen lässt sich nämlich nur sagen, dass die Ausgangsmaterialien $SrCO_3$ und $BaCO_3$ eine Korngrösse von etwa 3μ besaßen.

Von besonderem Interesse für vorliegende Arbeit ist die Durchstrahlung des Trägerkörpers und der zwischenliegenden Oxydschichten durch die Aussenoberfläche. Diese Durchstrahlung ist eingehend von Liebmann erörtert worden für den wichtigen Fall eines Temperaturgradienten in der Oxydschicht. In Uebereinstimmung mit Messungen von Henning und Heuse

1) K. Hild, Mitt. a. d. Kais.-Wilh.-Inst. f. Eisenf. z. Düss. **14**, S. 59, 1932.

2) vgl. F. Schröter, Handbuch der physikalischen Optik **2**, S. 857 ff. 1928; H. Schmidt, *Ergebn. d. exakt. Naturw.* **7**, S. 342 ff. 1928 und E. Lax und M. Pirani, *Handbuch der Phys.* **21**, S. 190 ff. 1929.

3) F. Skaupy und G. Liebmann, *Ztschr. f. Elektrochem.* **36**, S. 784, 1930, *Phys. Ztschr.* **31**, S. 373, 1930; G. Liebmann, *Ztschr. f. Phys.* **63**, S. 404, 1930, **71**, S. 416, 1931; F. Skaupy und H. Hoppe, *Ztschr. f. techn. Phys.* **13**, S. 226, 1932; H. Hoppe, *Ann. d. Phys.* [5] **15**, S. 709, 1932.

erwähnt Liebmann, dass eine Erhöhung der Schichtdicke über 0,2 mm die Oberflächenstrahlung nicht merklich beeinflusst, wenn die Oberfläche stets auf dieselbe Temperatur gebracht wird. Auch Hild führt 0,2 mm als minimal erwünschte Schichtdicke an.

§ 2. Versuchsmethode.

Eine etwa 150 mm lange Nickelröhre (lichte Weite 1,0 mm) wurde in der Mitte mit einem kleinen Loche versehen (Durchmesser etwa 0,18 bis 0,20 mm). In Abständen von etwa 20 mm auf beiden Seiten des Loches wurden 50μ starke Wolframfäden zur Potentialbestimmung angeschweisst. Die Röhre wurde gewogen, mit $SrCO_3$ oder $SrCO_3 + BaCO_3$ bespritzt, aufs neue gewogen und ausgemessen zur Bestimmung des Gewichtes der aufgetragenen Karbonatschicht in mg pro cm^2 — g —, der Dicke in μ — d — und der Aussenoberfläche zwischen den Potentialfäden in cm^2 — σ — dieser Schicht. Nach Montierung in einer Lampe mit einem ein Adsorptionsmittel (C oder SiO_2) enthaltenden Seitengefässe und nach Pumpen dieser Lampe während einiger Stunden bei etwa 380° wurde die Röhre während einer Stunde mittels elektrischen Stromes auf hoher Temperatur geglüht, um die Karbonate völlig zu zersetzen. Die Lampe wurde dann abgeschmolzen und war fertig für die Messungen der Gesamtstrahlung — η —. Wir werden η immer in Watt pro cm^2 der Aussenoberfläche angeben.

Nachdem das Seitengefäss in flüssigen Stickstoff gesenkt worden war, wurden Strom, Spannung und schwarze Temperatur der Aussenoberfläche — S — als Funktionen der Temperatur des Inneren der Nickelröhre — T' — bestimmt. Das T' ergab sich mittels eines optischen Fadenpyrometers durch Pyrometrieren des nahezu schwarz strahlenden Loches. Das S galt für eine effektive Wellenlänge von 6540 \AA , insoweit wir ein Rotfilter benutzten oder für etwa 6000 \AA , insoweit wir der Lichtschwäche wegen kein Rotfilter anwenden konnten. Alle Messungen sind korrigiert für die Absorption durch die Gefässwand.

Die schlecht wärmeleitende Oxydschicht verursacht eine nicht zu vernachlässigende Temperaturdifferenz zwischen der Nickelnickelröhre und der Aussenoberfläche der Schicht. D.h., für die Bestimmung der wahren Temperatur dieser strahlenden Aussen-

oberfläche — T — ist das T' wertlos und man muss das spektrale Emissionsvermögen — ϵ — für die benutzte effektive Wellenlänge kennen, um das T aus dem S zu errechnen. Zur Bestimmung des ϵ haben wir folgenden Weg eingeschlagen.

Eine zweite, bis auf das Fehlen der Potentialfäden völlig gleiche Nickelröhre, die gleichzeitig mit der bis jetzt betrachteten Röhre bespritzt worden war, wurde in das Bein A des in der Fig. 2 abge-

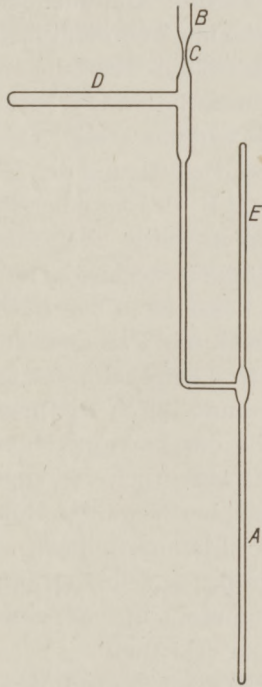


Fig. 2. Quarzapparat zur Bestimmung der Emissionsvermögen der Oxyde.

bildeten Quarzapparates gestellt, der über B an der Pumpe verbunden war. Nach Pumpen des ganzen Apparates bei etwa 380°C wurde A in einem Ofen auf etwa 1000°C gebracht, um die Röhre zu entgasen (Zersetzung des Karbonates). Hierbei wurde das Quarz an mehreren Stellen durch zerplatzendes Karbonat beschmutzt. Nach Abschmelzen von der Pumpe bei C wurde der Apparat darum so umgekippt, dass die Röhre in das noch ganz reine und durchsichtige Bein E überglied. E hatte eine sehr dünne Wand und einen inneren Durchmesser, der gerade gross genug

war um die bespritzte Röhre leicht hineingleiten zu lassen. Das nur schematisch angedeutete Seitengefäß *D* wurde in flüssigen Stickstoff gesenkt, um eventuell noch freikommende Kohlensäure zu kondensieren, und *E* wurde horizontal in eine 180 mm breite, gleichmässige Flamme eines speziell für den Zweck gebauten Bunsenbrenners gestellt. Die ganze Röhre war also auf eine gleichmässige Temperatur, sodass eine Abkühlung der relativ gut leitenden Nickelröhre durch kältere Röhrenden nicht zu befürchten war. Könnte doch sonst eine Temperaturdifferenz eintreten zwischen der von aussen geheizten Oberfläche der schlecht leitenden Oxydschicht und dem unterliegenden Nickel.

Es versteht sich, dass wir mit dieser Aufstellung der Röhre im Quarzapparate die völlige Beseitigung der Einflüsse der Flammengase beabsichtigten, wie z.B. das Oxydieren der Kernröhre. Ohne das Quarzgefäß würde man weiter aber auch niemals die Messungen gut unterbrechen können wegen der grossen Empfindlichkeit der Erdalkalioxyde (im besonderen des BaO) gegen H_2O und CO_2 .

Wir bestimmten dann durch Pyrometrieren des schwarz strahlenden Loches die wahre Temperatur T der gleichmässig in der Flamme erhitzten Röhre und durch Pyrometrieren der Oberfläche gerade neben dem Loche das korrespondierende S . Wir glauben, dass die Messungen nicht wesentlich von einer Reflexion des Flammenlichtes an der Aussenoberfläche der Röhre beeinflusst worden sind, weil die „farblose“ Flamme nur ein sehr schwaches, blaues Licht gab ¹⁾. Die Quarzröhre *E* selbst strahlte nicht merklich und war im Felde des Pyrometers nur an einem kleinen lichtenden Pünktchen hie und da zu erkennen.

Aus diesen T - und S -Werten bestimmten wir die ϵ -Werte, die es ermöglichten, die vorhergemachten Strom-Spannung- S -Messungen auf η - T -Beziehungen umzurechnen. Weiter war es dann auch möglich, aus η und der gefundenen Differenz $T' - T$ einen Wert der Wärmeleitfähigkeit der Oxydschicht abzuleiten.

Bei allen diesen Messungen ergab sich die Schwierigkeit, die Aussenoberfläche wohl definiert zu pyrometrieren. Eine solche Oberfläche zeigt nämlich eine Struktur, die sich für eine dick bespritzte Röhre am besten beschreiben lässt wie eine Sammlung

1) Man soll aber nicht ausser acht lassen, dass die Wärmeübertragung von der Flamme auf die Röhre fast nur durch Strahlung (im Ultraroten) zustande kommt. Eventuell könnte man diese Uebertragung durch Füllung des Quarzapparates mit z.B. Argon steigern.

Kristallschollen, getrennt durch tiefe unregelmässige Furchen. Im Pyrometer sieht man diese Schollen wie dunkle Flecke umgeben durch die stark leuchtenden Furchen. Wir haben immer auf diese dunklen Flecke eingestellt, sowohl bei den in den Lampen montierten Röhren wie bei den Röhren im Quarzapparate und wir glauben daher, diese Schwierigkeit in erster Näherung überwunden zu haben. Tatsächlich veranlasst diese Struktur aber grosse, physiologische Schwierigkeiten beim Pyrometrieren und wir betrachten unsere ϵ -Messungen daher auch weniger genau wie z.B. bei Metallen möglich ist. Die dünn bespritzten Röhren zeigten nicht diese Schollenformung; die sichtbare Struktur war viel feiner. Hier konnten wir nur auf eine gewisse mittlere Helligkeit einstellen.

§ 3. *Versuchsergebnisse.*

Wegen aus § 1 leicht verständlichen Gründen seien unsere Messungsergebnisse hier nur kurz wiedergegeben.

1. *Vorläufige Versuche mit einem SrO + BaO-Gemische* ergaben für zwei Röhren die in der Tabelle I wiedergegebenen Resultate für T' , die schwarze Temperatur der Schollen — S_1 — und die schwarze Temperatur der Furchen — S_2 —.

TABELLE I

g	T'	S_1	S_2	$S_2 - S_1$
6,93	1256	1147	1225	78
	1262	1169	1228	59
7,57	1200	1109	1179	70
	1192	1093	1147	54

2. *Versuche mit reinem SrO.* Tabelle II enthält die Resultate der Messungen an vier verschiedenen Lampen. Die Werte des ϵ beziehen sich auf Pyrometrieren mit Rotfilter — ϵ_r — oder auf Pyrometrieren ohne Filter — ϵ_w —. Sie sind abgeleitet aus Messungen an entsprechend bespritzten Röhren, die im Quarzapparate geheizt wurden. Die grossen Werte des ϵ für die zwei ersten Lampen rühren von Einstellungen auf eine mittlere Helligkeit, die kleinen Werte von Einstellungen auf die Schollen her. p und q sind die Konstanten der Formel

$$\eta = p \cdot T^q, \dots \dots \dots (1)$$

die sich geeignet erwies, um die Messresultate mit hinreichender

Genauigkeit im Temperaturgebiet von etwa 1100 bis 1400° K wiederzugeben.

Wir haben die ϵ -Werte für dieses ziemlich kleine Temperaturgebiet als konstant betrachtet und die bezüglichen ϵ -Messungen in etwa der Mitte dieses Gebietes ausgeführt.

TABELLE II

Lampe	g	d	σ	ϵ_w	ϵ_r	$\overline{T' - T}$	p	q	Nr. der Kurve in Fig. 3
Cl 6855	0	0	1,276	—	—	—	$3,49 \cdot 10^{-12}$	3,88	1
Cl 6657	5,65	39	1,796	0,52	0,52	+ 33	$1,59 \cdot 10^{-11}$	3,72	2
Cl 6661	5,98	33	1,200	0,58	0,58	+ 10	$1,38 \cdot 10^{-11}$	3,73	3
Cl 6718	14,2	126	1,521	0,13	0,15	+ 6	$1,71 \cdot 10^{-10}$	3,31	4
Cl 6658	28,7	188	1,515	0,10	0,11	- 1	$1,54 \cdot 10^{-10}$	3,32	5

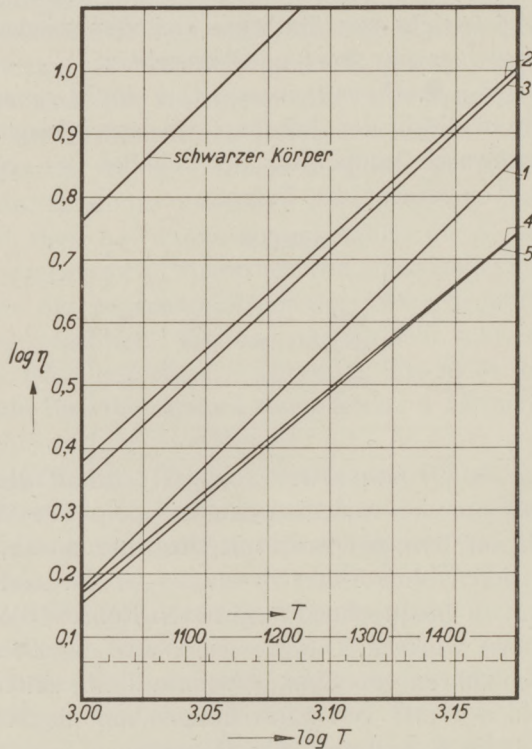


Fig. 3. Logarithmische Darstellung der Gesamtstrahlung η in Watt/cm^2 von SrO auf einer Ni -Unterlage als Funktion der absoluten Temperatur T . Die Kurven 1 bis 5 beziehen sich auf von 0 bis 188μ ansteigenden Schichtdicken (vgl. Tabelle II).

Eine bessere Uebersicht als die p - und q -Werte gewährt die Fig. 3, wo $\log \eta$ als Funktion von $\log T$ gedreht dargestellt ist. Zum Vergleich ist in die Tabelle II und in die Figur 3 auch die entsprechende Gerade für eine unbespritzte Nickelröhre (Lampe Cl 6855) eingetragen.

Ausser für die Lampe Cl 6657 geben die in der Tabelle II angeführten Mittelwerte der Differenz $T' - T$ eine Anweisung, dass die Aussenoberfläche praktisch auf gleicher Temperatur ist wie der Nickelkern. In Uebereinstimmung hiermit würde man eine relativ grosse Wärmeleitfähigkeit des SrO erwarten müssen, grösser eigentlich als nach unseren Messungen am $SrO + BaO$ -Gemische und nach Messungen an sonstigen Oxyden wahrscheinlich ist (vgl. unter 3).

3. *Versuche mit einem $SrO + BaO$ -Gemische.* Das Gemisch bestand (in Molekülprozenten) aus 59% SrO und 41% BaO . Die Resultate sind in der Tabelle III wiedergegeben.

TABELLE III

Lampe	g	d	σ	ϵ_w	$\overline{T' - T}$	p	q	Nr. der Kurve in Fig. 4
Cl 6855	0	0	1,276	—	—	$3,49 \cdot 10^{-12}$	3,88	1
Cl 6840	2,11	21	1,292	—	6	$1,15 \cdot 10^{-13}$	4,36	2
Cl 6847	2,28	21	1,625	—	6	$2,57 \cdot 10^{-14}$	4,59	3
Cl 6839	4,64	42	1,396	—	12	$2,14 \cdot 10^{-12}$	3,98	4
Cl 6812	11,15	72	1,365	—	20	$2,34 \cdot 10^{-15}$	4,96	5
Cl 6813	10,72	76	1,623	—	21	$1,51 \cdot 10^{-13}$	4,37	6
Cl 6580	12,03	79	1,470	—	22	$1,63 \cdot 10^{-13}$	4,37	7
Cl 6579	13,68	84	1,470	—	23	$1,07 \cdot 10^{-12}$	4,10	8
Cl 7061	15,8	98	1,348	0,156	38	$4,90 \cdot 10^{-14}$	4,51	9
Cl 7059	52,3	247	2,008	0,101	65	$5,70 \cdot 10^{-12}$	3,78	10
Cl 7041	92,7	441	2,25	0,070	116	$4,29 \cdot 10^{-11}$	3,48	11

Nur für die drei letzten Lampen der Tabelle III ist mittels gleichzeitig bespritzten Röhren das ϵ_w (im Quarzapparate in der Flamme) bestimmt. Bei diesen drei Lampen konnte also für jeden Messpunkt das $T' - T$ bestimmt werden. Es ergab sich hieraus und aus der gemessenen Strahlungsenergie für jeden Messpunkt ein Wert der Wärmeleitfähigkeit — k —. Für jede der drei Lampen nahm k zu mit T . Wir glauben aber, dass unsere Messungen zu ungenau waren um diese Temperaturabhängigkeit als wohl begründet zu betrachten. Nur den Mittelwert von unseren

11 k -Bestimmungen wollen wir hier wiedergeben: $k = 0,0014$ Watt/(Grad. cm) = $0,00034$ cal/(Grad. cm sec). Und dieser Wert zeigt eine plausible Grössenordnung.

Das für die drei letzten Lampen bestimmte $\overline{T'} - \overline{T}$ haben wir benutzt, um für die anderen Lampen der Tabelle III aus der Dicke

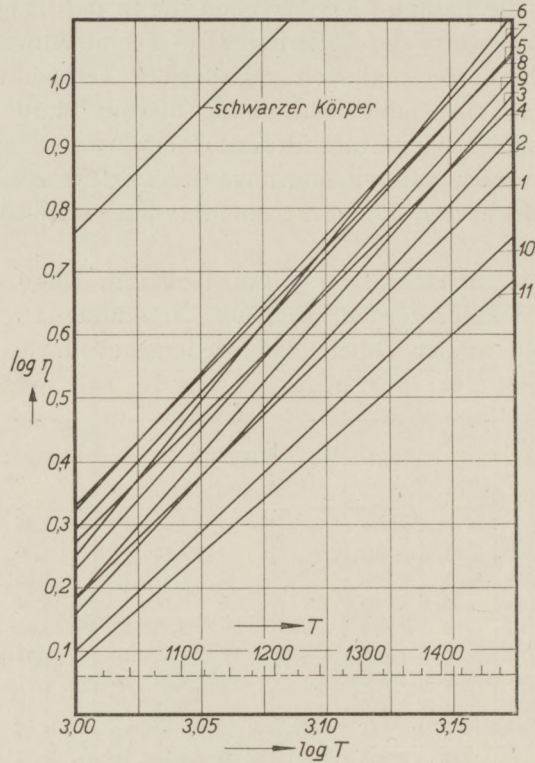


Fig. 4. Logarithmische Darstellung der Gesamtstrahlung η in Watt/cm^2 von $\text{SrO} + \text{BaO}$ (59 Molekülprozenten SrO) auf einer Ni -Unterlage als Funktion der absoluten Temperatur T . Die Kurven 1 bis 11 beziehen sich auf von 0 bis 441μ ansteigenden Schichtdicken (vgl. Tabelle III).

d der Oxydschicht Näherungswerte für das $\overline{T'} - \overline{T}$ abzuschätzen, und es sind diese Näherungswerte, die wir in die Tabelle III eingetragen haben.

Nach allem vorhergehenden versteht man, dass den p - und q -Werten der Tabelle III kein grosser Wert beizumessen ist. Sie sind dann auch nur herangezogen, um unsere Messungsergebnisse in den Tabellen kurz zu beschreiben. Eine leichtere Uebersicht

als die p - und q -Werte gewährt die Fig. 4, die in gleicher Weise abgefasst ist wie Fig. 3.

§ 4. Diskussion der Versuchsergebnisse.

Die Figuren 3 und 4 zeigen, dass die dick bespritzten Röhren ein kleineres η besitzen als eine unbespritzte Nickelröhre; die dünn bespritzten Röhren dagegen ein grösseres. Man sieht, dass η bei einer bestimmten Temperatur mit zunehmendem g erst grösser wird, ein Maximum erreicht und dann kleiner wird bis Werte, die viel kleiner sind als der Anfangswert (für $g = 0$).

Wir möchten diese Erscheinung wie folgt erklären.

Bei den *dünnen* Schichten strahlt das Nickel durch das durchscheinende Oxyd hindurch, wie sich auch bei Zimmertemperatur durch die graue Farbe einer dünn bespritzten Röhre bemerkbar macht. Diese Strahlung wird durch eine Schwächung in der Oxydschicht kleiner sein als diejenige einer blanken Nickelröhre, aber andererseits setzt sich die Eigenstrahlung der Oxydschicht zu der Nickelkernstrahlung hinzu. Es zeigte sich nun dieser Zusatz in unseren Versuchen mit den *sehr dünnen* Schichten grösser als die Schwächung und die Gesamtstrahlung der sehr dünn bespritzten Röhren war daher grösser als diejenige der blanken Röhre. Bei zunehmender Dicke der feinkörnigen, dünnen Oxydschicht nimmt sowohl die Schwächung der Nickelkernstrahlung wie auch die Eigenstrahlung der Schicht zu. Erst überwiegt die Zunahme dieser Eigenstrahlung über den Zuwachs der Schwächung (η nimmt zu bei einem bestimmten T), aber bei einer bestimmten Dicke der Schicht werden sie einander gleich (η ist maximal) und von dieser Dicke ab überwiegt der Zuwachs der Schwächung (η nimmt ab bei bestimmtem T). Schliesslich wird eine Schichtdicke erreicht, bei der die Eigenstrahlung der Schicht nicht mehr ansteigt und bei der die Durchstrahlung der Nickelkernröhre praktisch aufgehört hat.

Zum Verständnis, dass bei den dünnen Schichten die Eigenstrahlung der Schicht grösser ist als die Schwächung der Nickelkernstrahlung, möge folgendes beitragen.

Die weissen *pulverförmigen* Oxyde (wir denken uns jetzt eine sehr dicke, undurchlässige Schicht von gleichmässiger Temperatur) besitzen im Sichtbaren ein kleines ϵ , d.h. ein grosses Reflexionsvermögen — q —. Dieses grosse q ist aber durch die Korn-

struktur bedingt; der grosse durchsichtige Oxydeinkristall würde ein sehr kleines ρ aufzeigen, gerade wie andere Dielektrika, wie z.B. Glas. Die vielen reflektierenden Oberflächen des Oxydpulvers und die kleine Extinktion — γ — für das sichtbare Licht täuschen in Zusammenwirkung das grosse ρ gewissermassen vor. Das kleine ε des pulverförmigen Oxydes lässt also auf ein kleines γ für das sichtbare Licht schliessen. Im Ultraroten dagegen ist das ε weisser Oxyde viel grösser ¹⁾, das ρ also viel kleiner und nach dem Vorhergehenden daher auch das γ viel grösser.

Betrachten wir nun eine dünne Oxydschicht ohne Unterlage, so erhellt es, dass das γ das nämliche ist wie bei der sehr dicken Schicht und dass daher ein beträchtlicher Teil des auffallenden Lichtes die Hinterseite der Schicht erreicht und dort austritt. Das ρ ist also kleiner geworden, aber das ε auch, weil eben die bei der dicken Schicht tief unter der Oberfläche liegenden und zur Strahlung beitragenden Teilchen bei der dünneren Schicht fehlen. Beide sind kleiner geworden zu Gunsten der Durchlässigkeit — τ — der Schicht. Aber auch hier gilt, gerade wie bei der sehr dicken Schicht, dass ε und γ im Ultraroten grösser sind als im Sichtbaren und wir finden daher, dass das τ der dünnen Schicht im Ultraroten kleiner ist als im Sichtbaren.

Betrachten wir nun die Nickelkernröhre, so gilt für sie wie für alle Metalle, dass das ε im Sichtbaren einen viel grösseren Wert hat als im Ultraroten.

Um die Gesamtstrahlung der mit Oxyd bekleideten Nickelkernröhre zu bestimmen, muss man die Plancksche Kurve für die schwarze Strahlung (mit einem Maximum bei $\lambda =$ etwa 2μ für die hier in Betracht kommenden Temperaturen) mit den beiden ε -Kurven der Schicht und der Kernröhre multiplizieren. Die Produktkurve für die Schicht wird ein Maximum haben im langwelligeren Teile des Spektrums, die entsprechende Kurve für die Kernröhre eines im kurzwelligeren Teile. Es wird daher verständlich, dass die Nickelkernstrahlung dort am stärksten sein kann, wo das τ der Oxydschicht schon so beträchtliche Werte angenommen hat, dass die Nickelkernstrahlung zum grössten Teile passieren kann. Zu dieser Strahlung setzt sich dann die Ultrarotstrahlung der dünnen Oxydschicht hinzu.

1) vgl. z.B. die Messungen von Coblenz und Hughes, zitiert in Int. Crit. Tabl. 5, S. 244, 1929. Tabelle 5.

Nach Fig. 3 und Tabelle II scheint für das SrO schon bei etwa $d = 126\mu$ die minimale, von Durchstrahlung unbeeinflusste reine Oxydstrahlung eingetreten zu sein; beim $BaO + SrO$ -Gemische nach Fig. 4 und Tabelle III dagegen noch nicht bei etwa $d = 247\mu$.

Das Fehlen von spektralen Untersuchungen steht einer eingehenderen quantitativen Untersuchung unserer Messungsergebnisse im Wege. Auch das Temperaturgefälle wäre alsdann in Rechnung zu bringen und sogar die Zylindergestalt der Röhre, deren Durchmesser nicht immer als gross gegen die Schichtdicke zu betrachten war. Weiter könnte man die schwierige Analyse des Einflusses der Kornstruktur hierbei nicht unterbleiben lassen, während bei den Mischungen ausserdem ein Unterschied gemacht werden muss, je nachdem die Mischkristallbildung¹⁾ sich ganz vollzogen hat oder nicht.

Wenden wir uns jetzt wieder an die Fig. 1 und betrachten erst nur die Kurven IV bis VII, so fällt ihre ziemliche Uebereinstimmung trotz der verschiedenen, jedoch untereinander verwandten Materialien sofort ins Auge. Die Kurven beziehen sich nämlich auf *weisse* Oxydschichten von solcher Dicke, dass der Trägerkörper praktisch nicht mehr hindurchstrahlt. Dass der Unterschied zwischen den Lowryschen Kurven (III und V in Fig. 1) der vom stark strahlenden, oxydierten Konelkern bedingten Durchstrahlung zuzuschreiben ist, wurde bereits von Lowry selbst erkannt.

Die Lage der Kurve II lässt sich nur dadurch verstehen, dass die Oxydschicht eine kleine Beimengung von Nickel (und Platin) enthält und daher ein *graues* Aussehen hat. Die bezügliche Kathode gehört der Beckerschen²⁾ Klassifizierung nach zu den eingebrannten Oxydkathoden im Gegensatz zu den anderen, hier betrachteten Kathoden, die nicht eingebrannt sind. Dass die beiden Klassen von Kathoden sich in Strahlungseigenschaften stark unterscheiden, braucht keine weitere Erläuterung.

Naturkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

Eindhoven, 21. Februar 1933.

1) vgl. W. G. Burgers, Ztschr. f. Phys. **80**, S. 352, 1933 und auch A. Claassen und C. F. Veenemans, Ztschr. f. Phys. **80**, S. 342, 1933.

2) J. A. Becker, Phys. Rev. [2] **34**, S. 1323, 1929. Becker schreibt „combined“ und „uncombined“. Dem entspricht „eingebrannt“ und „nicht eingebrannt“ nach A. Gehrts, Die Naturwiss. **20**, S. 732, 1932.

BOEKBESPREKING

De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

Ongenoemden, L. S. Ornstein., *A survey of his work from 1908 to 1933*, 86 + 35 blz. Niet in den handel.

Op 26 Maart 1933 werd te Utrecht herdacht, dat 25 jaar geleden Prof. L. S. Ornstein te Leiden promoveerde. De viering had plaats in den besloten intiemen kring van medewerkers en leerlingen. Naar aanleiding van dat jubileum is een beknopt gedenkboek verschenen, dat door de zorgen van zijn leerlingen het licht heeft gezien, en ons ter bespreking werd toegezonden. Het bevat, in het eerste hoofdstuk, een met warme waardeering gesteld overzicht van de wetenschappelijke geschiedenis van Prof. Ornstein sinds de dagen van zijn promotie tot heden. Het memoreert de periode van zijn 7-jarig lectoraat in Groningen, dat werd gevolgd door zijn bekleeding van den stoel voor theoretische natuurkunde aan de Universiteit in Utrecht.

In 1920 begon de keer in zijne werkzaamheid toen wegens ziekte van Prof. Julius het beheer van het Laboratorium aan Prof. Ornstein als tijdelijk Directeur werd opgedragen. Dit viel in de periode van uitwerking van plannen voor de uitbreiding van het Laboratorium en deze werkzaamheid bracht de gaven van Prof. Ornstein als organisator tot ontplooiing.

Van het verrichte werk getuigen de volgende hoofdstukken. Een centrale plaats bekleedde de uitwerking van methoden tot het meten van de intensiteiten van spectraallijnen. De samenwerking van Prof. Ornstein met Prof. Moll, en met Dr. Burger en Dr. van Cittert legde den grondslag voor een kwantitatieve onderzoeksmethode die in een groot aantal gebieden bij de toepassing een aantal belangrijke resultaten afwierp. Deze gebieden passeeren in de volgende hoofdstukken achtereenvolgens de revue. Allereerst komen de relatieve intensiteiten van de componenten van multiplets en van de componenten van het Zeeman-effect bij de magnetische splitsing. Vervolgens de onderzoekingen van de afhankelijkheid der spectraalintensiteiten als functie van den druk met de beschouwingen over den aard der opwekking van het spectrum, waartoe deze aanleiding geven. Wij vinden een hoofdstuk over de intensiteitsmetingen in bandspectra die een middel verschaffen om de temperatuur te bepalen van het gas, waarin de roteerende moleculen bij hunne uitstraling zich bevinden. De intensiteitswisselingen in een rotatieband uitgezonden door moleculen met 2 congruente atomen leveren een gegeven tot de bepaling van den spin der atoomkernen. In den electrischen lichtboog leiden de intensiteitsbepalingen in de banden van het cyaan en van het aluminium-monoxijde tot een bepaling van de hooge temperaturen die hierin werkzaam zijn.

Het Raman-effect en de fijnstructuur van spectraallijnen als gevolg van de aanwezigheid van isotopen, werden eveneens op de intensiteitsverhoudingen onderzocht. De onderzoekingen aangaande vloeibare kristallen dateeren reeds van 1916, toen ze in samenwerking met Prof. Moll werden ondernomen. Naast het optische werk van de intensiteitsmetingen staan

onderzoekingen die den band vormen van het Universiteitslaboratorium met verschillende organisaties uit de wereld der techniek en die het uitvloeisel zijn van het streven van Prof. Ornstein om ertoe bij te dragen dat de Universiteit zooveel mogelijk contact bewaart met het maatschappelijke leven.

Het laatste hoofdstuk memoreert het werk in het gebied der zonnephysica dat met den heliograaf van het Laboratorium geschiedt.

Een literatuurlijst van 35 bladzijden, waarin alle verhandelingen zijn opgenomen, waarin uitkomsten van werk in het Utrechtsch Laboratorium zijn verwerkt, besluit het boek.

De uitgave en de verzorging van het boek getuigen van den geestdrift en den werklust die in den loop der jaren door Prof. Ornstein werd gestimuleerd. Het geeft een uiterst nuttig overzicht van de vraagstukken die in Utrecht bewerkt en de uitkomsten die er verkregen zijn. A. D. F.

John Eggert und Richard Schmidt, Einführung in die Tonphotographie, 137 blz., 120 fig. — Hirzel, Leipzig, 1932. Prijs R. M. 7.

De invoering van de geluidsfilm bracht voor het filmbedrijf en in het bijzonder voor de ontwikkelafdeeling groote moeilijkheden mede. De voorwaarden voor het verkrijgen van een goede beeld- resp. geluidsfilm verschillen belangrijk, vooral omdat de eischen bij de laatste veel strenger zijn. En juist voor iemand, die goed thuis is in de beeldphotographie, zal het moeilijk zijn, zich den geheel anderen gedachtengang eigen te maken. Daarom is het verheugend, dat over dit onderwerp een boekje verschenen is, dat gekenmerkt wordt door een gelukkige combinatie van een goede wetenschappelijken grondslag, kennis van de practijk en een helderen beoogtrant.

Om de photographische geluidsregistratie goed te kunnen begrijpen, moet den lezer eerst eenig begrip worden bijgebracht van de eigenschappen van geluid en wel in het bijzonder van de factoren, welke dit op hinderlijke wijze kunnen vervormen. Zeer beknopt en toch voldoende volledig wordt dit gedaan. Evenzoo worden de in photographisch opzicht belangrijke deelen van de opname- en weergaveapparatuur behandeld. Dat gasontladingen principieel „trägheitslos“ zouden zijn, is een veel verbreide meening, welke echter niet volkomen juist is.

De indeeling der verschillende methoden van registratie in „Intensitäts-longitudinal und transversal-Verfahren“ is goed, want hoewel de beide eerste dezelfde soort van registratie geven („Sprossenschrift“, „ladder“) zijn zij toch photographisch niet gelijkwaardig (Schwarzschild-effect).

Bij de behandeling van de beginselen der photographische registratie wordt met recht de nadruk gelegd op het feit, dat hier de doorlaatbaarheid (Transparenz) een veel belangrijker rol speelt dan de dichtheid (Schwärzung). Aangezien in de beeldphotographie juist het omgekeerde het geval is, is dit een punt, dat voor photographisch onderlegden van veel belang is. Deze nadruk op de doorlaatbaarheid voert dan ook tot de uitbreiding van de „Goldberg-Bedingung“ op pag. 63. Over de gevolgen van het niet voldoen aan deze „Bedingung“ bij registratie volgens het amplitudesysteem, wordt wel iets, doch weinig positiefs gezegd.

Ook de middelen tot vermindering van het bijgeruisch („Reintonverfahren”, in Amerika „noiseless recording”) worden in dit boekje behandeld. De behandeling zelf, hoewel met getallen voorbeelden toegelicht, mist echter den experimenteelen grondslag, welke de gemaakte berekening rechtvaardigt, wat wel 't geval is in het hoofdstuk over de frequentie afhankelijkheid van de registratie tengevolge van het photographische procédé. Het lijkt b.v. waarschijnlijker, dat de sterkte van het geruisch bij vermindering van de bandbreedte tot de helft 3 db zwakker wordt dan 6 db, zooals op pag. 97 wordt aangenomen. Het gevolg van deze breedte-vermindering zal immers wel zijn, dat het aantal storingen tot de helft vermindert. Van deze moet dan de intensiteit en niet de amplitude gesommeerd worden. Bij vergroting van de zwarting van de film worden daarentegen de amplituden verminderd, zoodat hier een vergroting der zwarting met 0.3 een vermindering van het bijgeruisch met 6 Phon geeft.

Tenslotte wordt een overzicht gegeven van filmmateriaal, uitsluitend van de „Agfa” afkomstig. Hoewel in de literatuurlijst aan het einde van het boek ook Amerikaansche publicaties voorkomen, krijgt men bij het doorlezen van het boekje toch wel eenigszins den indruk, dat de geluidsfilm voornamelijk in Duitschland ontwikkeld zou zijn. Aan het einde volgen nog enkele tabellen en recepten.

Het geheel is een boekje, waarin vele gegevens, numerieke voorbeelden en vooral goede omschrijvingen der begrippen op overzichtelijke wijze verzameld zijn. Dit ook door de uitvoerige onderschriften bij de vele figuren (in de eerste 62 pag. 74 fig.), welke deze onafhankelijk van den tekst begrijpelijk en bruikbaar maken. De uitvoering is zeer goed.

R. V.

L. Brillouin, Notions de mécanique ondulatoire, les méthodes d'approximation, 34 blz., 6 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 10.

Dit is een aflevering van de bekende serie „Actualités scientifiques et industrielles”. Zij geeft in 11 paragrafen een uiteenzetting van de benaderingsmethoden, die met vrucht zijn toegepast geworden in de quantenmechanica. Allereerst de *W-K-B*-methode (volledig met de noodige phase-relaties), dan de storingstheorie van Schrödinger voor het geval de energieveranderingen klein blijven ten opzichte van het verschil van onderling verschillende eigenwaarden van het ongestoorde systeem, daarna die van groote storingen (v. Vleck, Brioullin) met eenige voorbeelden. Tenslotte de methode van Dirac voor het geval de storingspotentiaal den tijd expliciet bevat. Als toepassing bewijst Brioullin hiermee, dat het onmogelijk is, de nulpuntsenergie $\frac{1}{2}h\nu$ van een oscillator op de een of andere manier direct aan te toonen.

Het boekje lijkt me geschreven voor eenigszins ingewijden, die in de gekozen voorbeelden vaak bekende problemen uit de electronentheorie der metalen zullen herkennen.

Daar op de physische beteekenis niet of weinig wordt ingegaan, kon het boekje zeer compact gehouden worden en geeft het den theoreticus en den mathematicus een kort overzichtelijk beeld van de gebruikelijke methodes.

K. F. N.

DOORSLAGSPANNINGEN EN CORONA-KARAKTERISTIEKEN VAN EDELGASSEN EN EDELGASMENGSELS TUSSCHEN CONCENTRISCHE CYLINDERS

door F. M. PENNING, J. MOUBIS en C. C. J. ADDINK

Summary *)

§ 1. Measurements are described concerning the corona discharge in $Ne-Ar$ mixtures (pressure $p_0 = 37,6$ mm) between concentric cylinders (diameters 0,175 and 4,6 cm; fig. 1); they form a continuation of work published earlier¹⁾. Fig. 2 shows characteristics of the positive corona discharge (inner cylinder positive) for different mixtures (p_0 about 38 mm); the potential V_{max}^+ where the characteristic changes from positive into negative is indicated by a cross. Fig. 3 gives a sketch of the light distribution in the tube for one of these characteristics; at higher currents ($250 \mu A$) the corona discharge shows a rather great resemblance with a glow discharge; for the real glow discharge however ($750 \mu A$), the current- and light-density in the negative glow is very much higher. The light distribution gives a good indication of the fieldstrength in the different points of the discharge. The starting potentials of the pos. and the neg. discharge (V_D^+ , V_D^-) and the values of the maximum voltage (V_{max}^+ , V_{max}^-) for $Ne-Ar$ mixtures at $p_0 = 37,6$ mm are given in fig. 4; the dotted signs refer to the already earlier published measurements¹⁾.

§ 2. Fig. 5 gives the values for V_D^+ , V_D^- , V_{max}^+ and V_{max}^- for argon as a function of the pressure. From the characteristics of the pos. corona (fig. 6) at high pressures the mobility of the pos. argon ions was calculated as 2,6 cm/sec (at 1 Volt/cm, 1 atm) with the formulae (3) and (4) (e. s. units) given by T o w n s e n d⁴⁾. Conversely a number of points of the characteristics was deduced from this value (indicated by crosses in fig. 6); at high pressures and low currents the agreement is good. However, as sufficiently accurate values of the T o w n s e n d coefficient α and β for pure, mercury free argon are not available it is not clear how far these formulae may be applied here.

§ 3. The usually accepted condition for the starting of a discharge between concentric cylinders (radii r_1 and r_2) (formula (1) for liberation of electrons

*) For the sake of clearness some of the notes of the article are also referred to in the summary.

from the cathode, formula (2) for ionisation by positive ions in the gas) is not right when the mean free path λ of the electron becomes smaller than the radius of the inner cylinder r_1 . In this case an electron, coming from the outer cylinder in the positive discharge makes more collisions than an electron coming from the wire in the negative discharge. Therefore the sparking potential in the first case can be the lower although at higher pressures the reverse is true ¹¹⁾. Experiments with two systems of cylinders ($r_1 = 0,12$; $r_2 = 3,0$ cm and $r_1 = 0,005$; $r_2 = 3,0$ cm) proved this effect to be very pronounced when a thin wire was used as anode. In this case the sparking potential at low pressure was only a small fraction of that in the three other cases. Fig. 8 shows the sparking potential for helium, similar results were obtained also with argon and xenon. At definite pressures the curve for V_D rises very steeply with decreasing pressure (fig. 8 and fig. 9), this effect is ascribed to a similar reason as the abnormal form of the sparking potential curve for helium between parallel plates found some time ago ¹²⁾.

§ 1. Neon-argonmengsels bij $p_0 = 37,6$ mm.

Eenige tijd geleden werden elders ¹⁾ metingen gepubliceerd over de doorslagspanning van neon-argonmengsels tusschen concentrische cylinders. Deze zijn thans uitgebreid tot grootere argonpercentages, zoodat nu het geheele gebied van zuiver neon tot zuiver argon kan worden overzien.

Het gebruikte toestel is in fig. 1 afgebeeld. De binnenste electrode is een nikkeldraad E van 0,175 cm diameter, gemonteerd in de as van drie ijzeren cylinders D , 0,1 cm dik, 4,6 cm wijd en 5 cm hoog. De twee buitenste cylinders dienen ter elimineering van randeffecten. Het bovineind van E wordt door een kwartsbuis A met 3 zijbuisjes op z'n plaats gehouden; de cylinders D zijn met wolframdraad vastgebonden op kwartsbuizen B , die zelf weer om 3 chroomijzerstaven C zijn geschoven; bovendien is elk van de cylinders aan één der staven C gelascht. De chroomijzerstaven C zijn aan het glas vastgesmolten. De uitvoerdraden der cylinders zijn, ter voorkoming van lekstroomen, bij H op grooten afstand van E , in zijbuisjes ingesmolten en verder nog door lange kwartsbuizen G geïsoleerd.

De zijbuis I dient in de eerste plaats voor de laatste reiniging van het neon door middel van een glimontlading tusschen twee goed ontgaste ijzerplaten. Gedurende deze bewerking worden zij omgeven door de glasring J , die het verstoven materiaal belet op de glaswand te komen. In de tweede plaats dient deze buis ter

1) F. M. Penning, Phil. Mag., 11, 961, 1931.

contrôle van de zuiverheid van het neon. Voor zoover bekend verlagen alle gassen, behalve helium, de doorslagspanning van neon, terwijl bestraling met voldoende sterk neonlicht bij niet te hoge druk de doorslagspanning weer verhoogt; de bepaling der doorslagspanning met en zonder neonlicht geeft dus een criterium voor de zuiverheid van het neon en werd als zoodanig bij deze metingen met succes toegepast.

Voor verdere bijzonderheden betreffende het ontgassen van de metaaldeel- len, de meetmethode, enz., verwijzen we naar de genoemde publicatie¹⁾. Bij de nieuwe metingen bedroeg de op 0° C herleide neondruk $p_0 = 37,6$ mm. Aan het toestel bevonden zich bij deze metingen 4 zijbuizen van de vorm *K* (fig. 1), gevuld met argon, overeenkomend met bijmengsels van 0,00016 tot 0,01 % (volumeprocenten). De reservoirs *R* met de grootere bijmengsels (0,1 — 50 %) werden afzonderlijk gevuld en later, nadat de ontladingsbuis gereed gemaakt was, op de in fig. 1

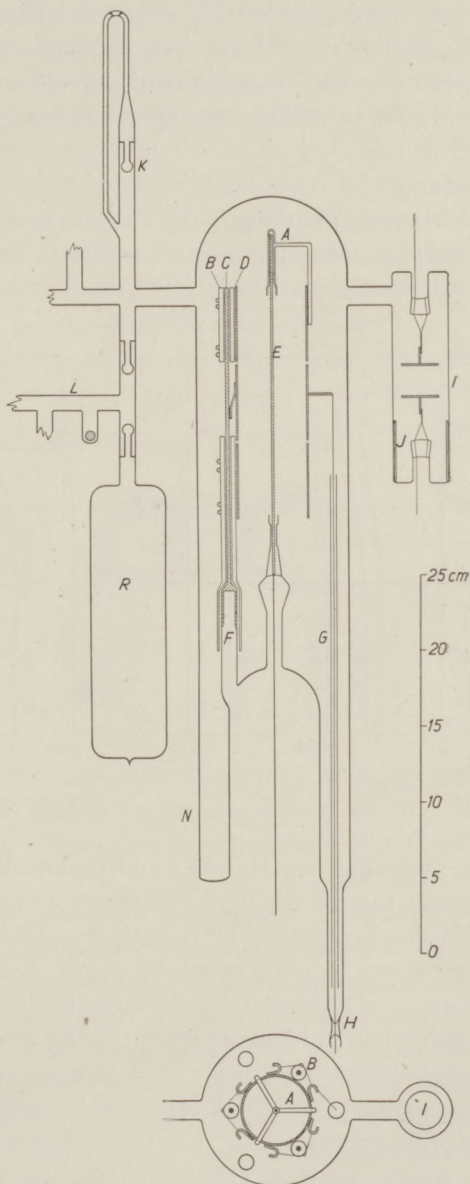


Fig. 1.

verbindingbuis *L* aangesmolten. Teneinde de totale gasdruk

constant te houden werd de argondruk in de grootere reservoirs even hoog gekozen als de neondruk in de hoofdbuis; de verbindingsbuis L werd na het aansmelten der reservoirs R eveneens met neon van dezelfde druk gevuld.

Na de zuivering van het neon werden achtereenvolgens de verschillende „bolcapillairs” der argonreservoirs met een ijzeren kogeltje geopend. Voor elk bijmengsel werd de doorslagspanning in beide richtingen gemeten, nl. V_D^+ de doorslagspanning voor de z.g. *positieve* ontlading (draad positief) en V_D^- die voor de *negatieve* ontlading (draad negatief). Als doorslagspanning werd beschouwd

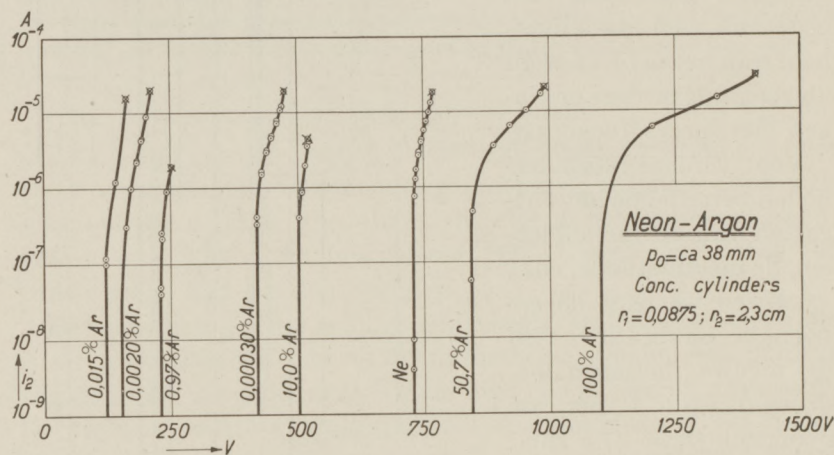


Fig. 2.

de spanning, waarbij de stroom plotseling van 10^{-10} à 10^{-9} A toeneemt tot een ca. $1000 \times$ zoo groote waarde. Bij de gebruikte druk is de karakteristiek der negatieve ontlading, zoodra na het doorslaan de stroom grooter gemaakt wordt, negatief; V_D^- is dus tevens de hoogste spanning V_{max}^- die men in deze richting tusschen de elektroden kan aanleggen; de ontlading gaat bij voldoende kleine voorschakelweerstand direct over in een glimontlading of een boog. Bij de positieve ontlading is dit echter niet het geval; nadat de stroom bij het doorslaan 10^{-7} à 10^{-6} A geworden is, heeft de ontlading eerst een positieve karakteristiek, dus ook bij voorschakelweerstand nul heeft men bij het opvoeren der spanning eerst te doen met een corona-ontlading. Pas bij een spanning $V_{max}^+ > V_D^+$ wordt de karakteristiek negatief. Fig. 2 geeft een aantal karakteristieken der pos.

corona-ontlading voor verschillende neon-argonmengsels weer; (i_2 = stroom naar de middelste cylinder); gedeeltelijk zijn deze ontleend aan de eerste reeks experimenten ¹⁾ die in 't vervolg als reeks *I* zullen worden aangeduid. Bij het door een kruisje aangegeven punt wordt de karakteristiek negatief, op dit punt is dus V_{max}^+ bereikt.

Het verschil in teeken tusschen de karakteristiek der pos. en der neg. corona bij hogere druk kan als volgt worden verklaard. Bij beide speelt de ionisatie door de electronen zich hoofdzakelijk in de onmiddellijke omgeving van de draad af. Neemt de stroom toe, dan wordt het veld daar ter plaatse door de ruimtelading der pos. ionen veranderd en wel bij de neg. corona versterkt, bij de pos. corona verzwakt. De ionisatie per electron neemt dus in het eerste geval

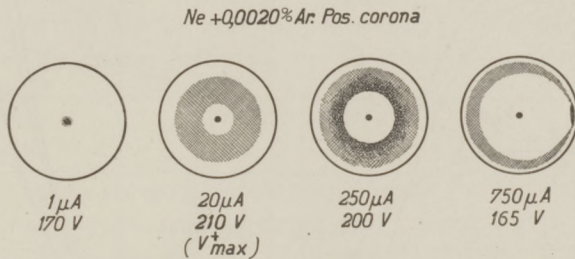


Fig. 3.

toe, in het tweede af, zoodat voor het onderhouden van een grootere stroom bij de neg. corona een kleinere spanning, bij de pos. corona een grootere spanning noodig is dan voor het onderhouden van een oneindig kleine stroom.

We beschouwen nu verder alleen de pos. corona. Aanvankelijk is daarbij de karakteristiek dus positief; neemt de stroom echter verder toe dan wordt ook de ionisatie bij de cylinder belangrijk, verdere vergrooting van de stroom heeft dan een vermeerdering der totale ionisatie tengevolge en zoo wordt de karakteristiek tenslotte weer negatief. In § 2 is dit quantitatief iets verder uitgewerkt. Intuschen merken we hier op, dat de lichtverschijnselen deze verklaring bevestigen. In fig. 3 zijn deze schematisch voor de karakteristiek (fig. 2) van $Ne + 0,0020\% Ar$ weergegeven, de sterkte der arceering geeft de lichtintensiteit aan. Bij 170 Volt is er alleen een flauw licht in de onmiddellijke nabijheid van de draad (anode); bij toenemende stroom wordt dit sterker en breidt zich tevens verder naar de

kathode uit. Bij $20 \mu A$ is V_{max}^+ (210 Volt) bereikt, het licht op de anode is dan juist verdwenen, het veld is daar nu zwak geworden. Naar de cylinder toe vertoont het licht de door Holst en Oosterhuis gevonden laagjesstructuur (niet in de fig. aan-

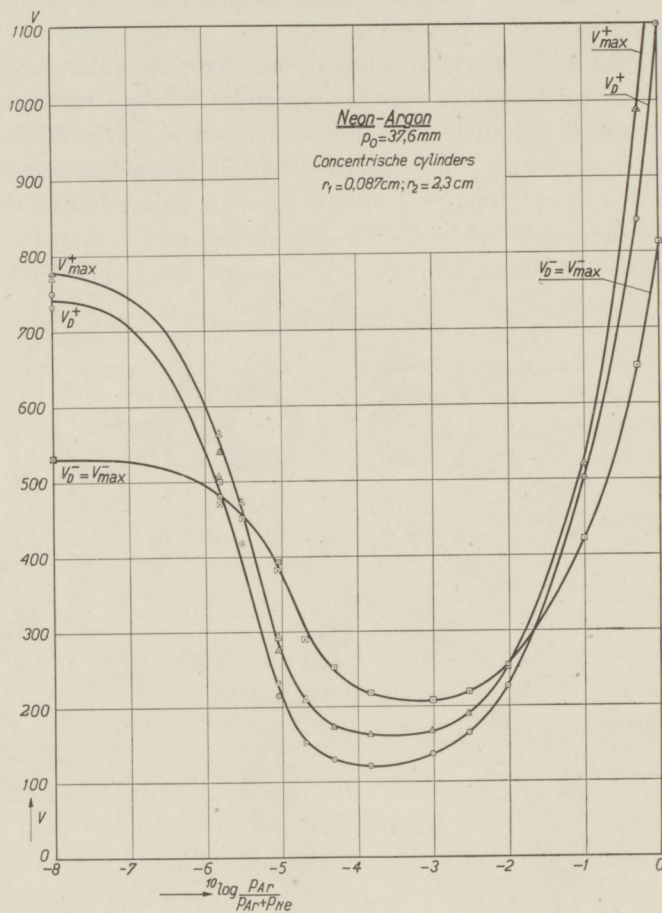


Fig. 4.

gegeven). Bij nog grootere stroomen wordt de lichtring wijder en intensiever. Het beeld bij $250 \mu A$ gelijk sterk op dat van een gewone glimontlading met donkere ruimte van Crookes, glimlicht en donkere ruimte van Faraday, het is echter nog een coronaontlading; de stroomdichtheid is meer dan $100 \times$ zoo klein als bij een glimontlading van deze druk. Dit blijkt wanneer men de stroom

nog wat hooger opvoert, de ontlading slaat dan plotseling in een glimontlading over, waarbij het glimlicht op een klein plekje van de buitenste cylinder is geconcentreerd; de veel zwakkere lichtring, die ook dan nog de binnenkant van de cylinder bedekt, is te wijten aan electronen, die door uit de glimontlading weggediffundeerde pos. ionen worden vrijgemaakt.

In fig. 4 zijn de resultaten voor V_D^+ , V_{max}^+ en $V_D^- = V_{max}^-$ als functie van het argonbijmengsel semilogaritmisch uitgezet zoowel voor de nieuwe metingen (II) als voor de reeds gepubliceerde (I, gestippelde teekens). De overeenstemming tusschen beide reeksen is bevredigend. Teneinde de waarden voor zuiver *Ne* ook in de grafiek te kunnen onderbrengen werden deze bij 10-6% *Ar* uitgezet; bij dit kleine bijmengsel zal de invloed van het *Ar* wel te verwaarloozen zijn. Voor zuivere gassen is bij deze hoge druk V_d^+ aanmerkelijk hooger dan V_d^- , bij geschikte mengsels is het omgekeerde het geval ²⁾, de krommen voor V_d^+ en V_d^- in fig. snijden elkaar dus tweemaal.

§ 2. Argon.

Met het in de vorige § beschreven toestel werden ook metingen verricht over de doorslagspanning van zuiver argon. De punten voor *Ar* in fig. 4 zijn aan deze metingen ontleend.

Het gebruikte argon werd van te voren zorgvuldig gezuiverd en daarna in glazen ballons met „bolcapillair” onder een druk van ca. 1 atmosfeer opgevangen. Uit deze ballons werd het later in de meetapparatuur ingelaten. Een verdere zuivering door een glimontlading zooals bij neon werd toegepast bleef hier achterwege, omdat zeer kleine hoeveelheden van gassen, die als verontreiniging in aanmerking komen (< 0,01 % b.v.) de doorslagspanning van argon zeer weinig beïnvloeden ³⁾. Deze gassen hebben nl. ionisatiespanningen boven de aanslagspanning der metastabiele toestanden van argon (11,5 Volt), zoodat ionisatie door metastabiele argonatomen daarbij niet optreedt.

In fig. 5 zijn twee series metingen met verschillende argonvullingen uitgezet, aangeduid door gestippelde resp. getrokken teekens;

²⁾ De verklaring moet waarschijnlijk gezocht worden in de omstandigheid, dat de *Ar*-ionen hier hun ontstaan gedeeltelijk aan *Ne*-resonantiestraling danken, vgl. ZS. f. Phys. **78**, 454, 1932.

³⁾ Vgl. F. M. P e n n i n g, Physica **10**, 47, 1930; o.a. fig. 6. Kwikdamp dient echter zorgvuldig te worden vermeden.

met een dwarsstreep gemerkte punten werden gemeten in de richting van toenemende, de andere in de richting van afnemende gasdruk. Evenals bij neon kan ook hier worden onderscheiden tusschen V_d^+ , V_{max}^+ en $V_d^- = V_{max}^-$.

Bij de hier gebruikte hoogere gasdrukken kon de karakteristiek

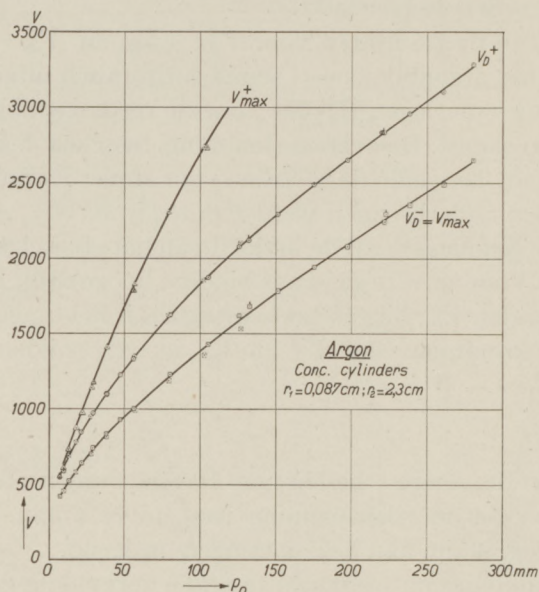


Fig. 5.

van de positieve corona (draad +) over een grootere lengte worden gemeten dan bij neon; fig. 6 geeft hiervan enkele voorbeelden. Behalve de stroom naar de middelste cylinder (i_2) is in deze grafiek ook het gemiddelde van de stroomen naar de 3 cylinders:

$\frac{1}{3} (i_1 + i_2 + i_3)$ uitgezet. Uit het feit, dat tusschen deze waarden onderling goede overeenstemming bestaat, blijkt, dat de stroom zich gelijkmatig over de 3 cylinders verdeelt en dat dus de stroom per lengte-eenheid ($i_2/5,0$) zonder bezwaar uit deze metingen mag worden berekend.

Townsend⁴⁾ heeft een formule aangegeven volgens welke het verloop der karakteristiek van de pos. corona bij hoge gasdrukken tusschen concentrische cylinders ongeveer kan worden berekend, althans voor kleine waarden van de stroom. De rede-reening komt op het volgende neer. De voorwaarde voor doorslag

4) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6), 28, 83, 1914.

tusschen concentrische cylinders (stralen r_1 en r_2) met de kleinste cylinder (r_1) anode is ⁵⁾

$$\gamma \left(e^{\int_{r_1}^{r_2} \alpha dr} - 1 \right) = 1 \dots \dots \dots (1)$$

$$\int_{r_1}^{r_2} \beta e^{\int_{r_1}^r (\alpha - \beta) dr} dr = 1 \dots \dots \dots (2)$$

Formule (1) geldt wanneer de electronen door de ionen uit de kathode worden vrijgemaakt (gemiddeld γ electronen per pos. ion), formule (2) wanneer de pos. ionen in het gas nieuwe electronen vormen. In deze formule is r de afstand tot de as der cylinders, α en β zijn de bekende ionisatiecoëfficiënten van T o w n s e n d voor electronen, resp. pos. ionen; α/p , β/p en γ zijn functies van E/p ($E =$ veldsterkte, $p =$ druk). Bij kleine E/p neemt α/p zeer snel af, in het geval van een cylinder en draad als electroden zullen dus bij hooge druk de ionen alleen op korte afstand van de draad worden gevormd, de integratiegrens r_2 in de bovenstaande formules kan dan vervangen worden door r_i , waarbij $r_i - r_1 \ll r_2 - r_1$.

Bij het doorslaan (potentialaverschil V_0) is de stroom eerst zoo klein, dat ruimteladingen geen invloed hebben. Bij een grootere stroom zou tengevolge van de aanwezigheid der pos. ionen het veld aan de anode verzwakt worden, voor $r_1 < r < r_i$ zouden α en β afnemen, terwijl γ slechts weinig toeneemt, aan de voorwaarden (1) en (2) wordt dus niet meer voldaan. Voor het onderhouden van een grootere stroom zal dus een spanning $V > V_0$ aangelegd moeten worden, d.w.z. de karakteristiek der pos.corona is in het hier beschouwde gebied positief. T o w n s e n d neemt nu aan dat men de spanning moet verhoogen tot de veldsterkte E_1 aan de anode weer dezelfde waarde heeft als bij de eerste kleine stroom. In deze veronderstelling kan $V - V_0$ als functie van de stroom per lengte-eenheid I worden berekend, wanneer nog wordt aangenomen:

1. de snelheid der pos. ionen kan worden voorgesteld door kE , waarin k een constante;
2. alleen de pos. ionen dragen tot de ruimtelading bij;

⁵⁾ J. S. T o w n s e n d, *Electricity in Gases*, 1915; bl. 447 (formule (2)).

3. de electronenstroom uit de kathode kan worden verwaarloosd t.o.v. de ionenstroom erheen;
4. de ruimtelading mag berekend worden alsof de ionen niet in de ruimte tusschen r_i en r_1 ontstonden, maar alle bij $r = r_1$. Dit laatste zal geoorloofd zijn wanneer $r_i - r_1 \ll r_2 - r_1$, temeer, daar het in een cylinderschil gevormde aantal ionen naar r_1 toe zeer sterk aangroeit en de snelheid der ionen tusschen r_i en r_1 groot is.

Op deze wijze vindt men dan voor kleine I :

$$\frac{V - V_0}{V_0} \ln \frac{r_2}{r_1} = (1 + \vartheta)^{\frac{1}{2}} - 1 + \ln \frac{2}{1 + (1 + \vartheta)^{\frac{1}{2}}} \quad \dots \quad (3)$$

waarin

$$\vartheta = \frac{2 I r_2^2}{k r_1^2 E_1^2} \quad (\text{electrostatistische eenheden}) \quad \dots \quad (4)$$

Voor het ons bezighoudende geval wordt formule (3), wanneer we tevens op Volt en Ampère overgaan en in aanmerking nemen dat $I = i_2/5,0$:

$$\vartheta = 2,04 \cdot 10^{13} \cdot \frac{i_2}{k V_0^2} \quad (\text{Volt, Ampère}) \quad \dots \quad (5)$$

We merken terloops op dat deze formules gelden onafhankelijk van de vraag of de pos. ionen in het gas dan wel aan de kathode electronen vrijmaken.

Wanneer men deze formules op de in fig. 6 uitgezette resultaten toepast, kan men k berekenen. Daarbij is te bedenken dat voor kleine waarden van i_2 de grootheid $V - V_0$ procentueel onnauwkeurig bekend is, terwijl voor groote waarden van i_2 en zeker in de buurt van V_{max} de formules niet meer opgaan (vgl. § 1); de voorwaarde $r_i - r_1 \ll r_2 - r_1$ is daarbij niet meer juist. Ook voor kleine drukken wordt er niet meer aan voldaan. In verband hiermee werd k berekend uit de reeksen bij $p_0 = 197$ en 105 mm voor stroomen tusschen 10^{-5} en 10^{-6} A (E/p tusschen 2 en 60 V/cm \times mm). Neemt men aan dat k omgekeerd evenredig is aan de druk, dan geldt: $\mu_+ = k p_0 / 760$, waarin μ_+ = de „beweeglijkheid” der pos. ionen = de snelheid in cm/sec in een veld van 1 Volt/cm bij een

gasdruk van 1 atmosfeer. Voor μ_+ werd gevonden 2,6 cm/sec⁶). Berekent men omgekeerd met deze waarde van μ_+ het verloop der karakteristieken dan vindt men de in fig. 6 door kruisjes aangegeven punten. In overeenstemming met het boven opgemerkte lig-

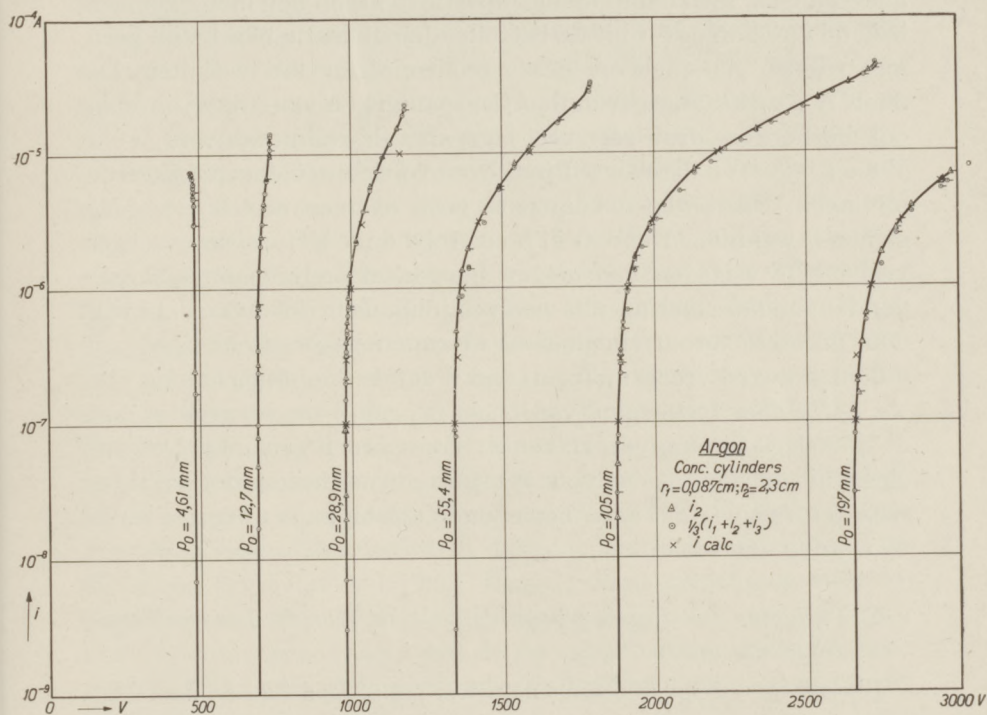


Fig. 6.

gen de berekende punten des te beter op de kromme naarmate p_0 grooter en i_2 kleiner is.

Tenslotte vragen we ons nog af of bij de beschouwde karakteristieken aan de voorwaarde $r_i - r_1 \ll r_2 - r_1$ is voldaan. De waarden van α/p en β/p zijn voor argon bepaald door Ayres⁷). Uit zijn resultaten zou volgen dat bij toepassing van de formule (1) de

6) Deze waarde is aanmerkelijk grooter dan de in de literatuur opgegevene (1,4 cm/sec). In verband met de metingen van Druyvesteyn (ZS. f. Phys. **73**, 33, 1931) en van Tyndall en Powell (Proc. Roy. Soc. **A 129**, 162, 1930) moet men, bij zuivere gassen en hogere E/p , hogere waarden van μ_+ verwachten dan vroeger bij minder goed gezuiverde gassen en kleine waarden van E/p werden gevonden. Nieuwe, nog niet gepubliceerde, metingen van Druyvesteyn bij argon wijzen eveneens op een hogere waarde van μ_+ .

7) T. L. R. Ayres, Phil. Mag. (6), **45**, 36, 1923.

ionisatie der electronen zich vrijwel tot $r = r_2$ uitstrekt en dat de genoemde voorwaarde niet vervuld is. De juistheid der resultaten van A y r e s voor Ar is echter aan ernstige twijfel onderhevig. Ten tijde van deze metingen was nl. de groote invloed van kleine hoeveelheden kwikdamp op de ionisatie in argon nog niet algemeen bekend en voorzoover uit de betreffende publicatie blijkt, zijn geen maatregelen genomen om deze verontreiniging uit te sluiten. De door A y r e s aangegeven doorslagspanningen van argon zijn dan ook bij hogere druk zeer veel lager dan de resultaten van V a n V o o r h i s ⁸⁾ en die van te Eindhoven verrichte, niet gepubliceerde metingen. Daarentegen komen ze goed overeen met bij $Ar-Hg$ gemeten waarden. Door Gill en P i d d u c k ⁹⁾ werden vroeger veel lagere waarden van a/p en hogere doorslagspanningen gevonden; bij deze metingen is waarschijnlijk de invloed van het kwik door grootere verontreinigingen van andere gassen te niet gedaan; inderdaad werd vroeger aangetoond ³⁾ dat de doorslagspanning van $Ar + Hg$ door toevoeging van H_2 of N_2 gelijk aan en grooter dan de doorslagspanning van zuiver Ar kon worden gemaakt. De conclusie uit dit alles is, dat voor een juiste beoordeeling der karakteristieken nieuwe metingen betreffende a/p bij zuiver argon dienen te worden afgewacht.

§ 3. *Verlaging der doorslagspanning door het gebruik van een dunne draad als anode.*

Bij zuivere edelgassen mag men wel aannemen dat de doorslagspanning, onder omstandigheden waarin deze in de buurt van de minimum-doorslagspanning ligt, bepaald wordt door formule (1) van § 2. Daarin stelt

$$\left(e^{\int_{r_1}^{r_2} a \cdot dr} - 1 \right)$$

het aantal ionen voor dat een electron op zijn weg van kathode naar anode vormt. Worden kathode en anode verwisseld dan blijft dit aantal bij de hier gebruikte benadering hetzelfde, toch is de doorslagspanning in beide richtingen verschillend daar γ in de twee gevallen verschillend is en wel kleiner bij een kleinere veldsterkte

8) C. C. van Voorhis, Phys. Rev. **25**, 583, 1925 (abstract).

9) E. W. B. Gill en F. B. Pidduck, Phil. Mag. (6) **16**, 280, 1908.

aan de kathode. Bij zuivere edelgassen is daardoor bij hooger druk de doorslagspanning met de binnenste electrode anode hooger dan die in omgekeerde richting ¹⁰). Bij lagere gasdrukken gaat deze redeneering echter niet meer op, zooals thans zal worden aangetoond.

Bij de afleiding van (1) is verondersteld dat bij de beweging der electronen het elektrische veld in een gedeelte van de ruimte tusschen r en $r + dr$ als homogeen beschouwd mag worden. Dit is echter alleen geoorloofd wanneer de vrije weglengte λ klein is t.o.v. de kromtestraal der aequipotentiaaloppervlakken. Nemen we als anode een dunne draad ($r_1 \ll \lambda$) dan gaat formule (1) niet meer op, de electronen zullen dan voorbij de draad heen kunnen schieten en op die manier abnormaal lange wegen afleggen. Deze omstandigheid zal in het bijzonder van invloed zijn bij lage druk, waar de doorslagspanning met afnemende druk weer gaat stijgen tengevolge van het verminderde aantal botsingen. Wordt de vrije weglengte van de orde van $r_2 - r_1$, dan zullen bij de negatieve ontlading de uit de draad vrijgemaakte electronen reeds na enkele botsingen met de gasatomen door de cylinder worden weggenomen, terwijl bij de positieve ontlading de electronen uit de cylinder lange wegen kunnen afleggen. Men verwacht dus, dat voor een dunne draad in de as van een cylinder bij lage druk de doorslagspanning voor de positieve ontlading aanmerkelijk lager zal zijn dan voor de negatieve ¹¹) en eveneens lager dan de doorslagspanning voor de positieve ontlading tusschen een dikkere, staafvormige binnencylinder en dezelfde buitencylinder.

Bovenstaande beschouwingen werden experimenteel getoetst met het apparaat dat in fig. 7 is weergegeven. In deel *A* bevindt zich een *Fe*-cylinder ($r_2 = 1,5$ cm) en een dunne *W*-draad ($r_1 = 0,005$ cm), in *B* een cylinder van dezelfde afmetingen en een *Ni*-staaf ($r_1 = 0,12$ cm). Daar de metingen geschieden bij drukken lager dan die waarvoor de doorslagspanning een minimum is, moet voor goede isolatie van het deel van de draad buiten de cylinder gezorgd worden, terwijl ook de ontladingsruimte zelf goed afgesloten moet zijn,

10) De metingen van Huxley (Phil. Mag. 5, 721, 1928; 8, 128, 1929) waarin het omgekeerde werd geconstateerd, zijn door de in de eerste noot geciteerde publicatie wel voldoende weerlegd.

11) Dat de krommen voor V_a^+ en V_a^- voor lucht elkaar bij lage druk snijden werd reeds geconstateerd door Meservey (Phil. Mag. (6) 21, 479, 1911).

teneinde doorslag van de draad naar de buitenzijde van de cylinder te voorkomen. Verder is het wenschelijk dat de contactplaatsen tusschen het metaal en het isolatiemateriaal tegen de ontleding

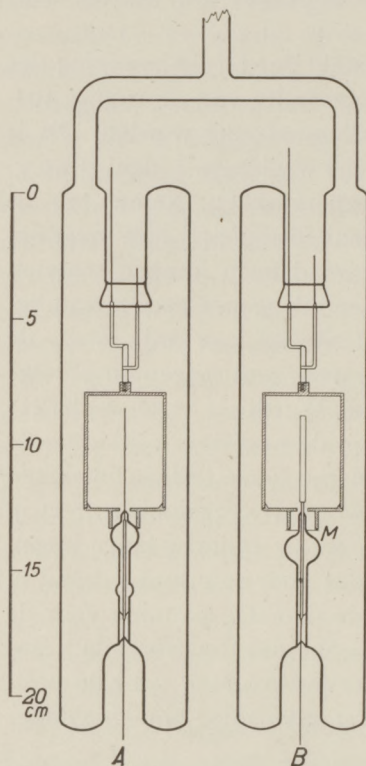


Fig. 7.

beschermd zijn; anders treedt licht ontleding van het isolatiemateriaal op waardoor dit laatste kan gaan geleiden, terwijl ook de elektroden op deze wijze kunnen worden verontreinigd. Uit fig. 7 blijkt, hoe aan de genoemde voorwaarden is voldaan, men kan de afsluiting b.v. tot stand brengen door een verwijding van de glasisolatie van de binnenste cylinder (buis A) of door een dun micaplaatje *M* (buis B).

De cylinders konden hoogfrequent ontgast worden, de draad en de staaf door middel van een glimontlading.

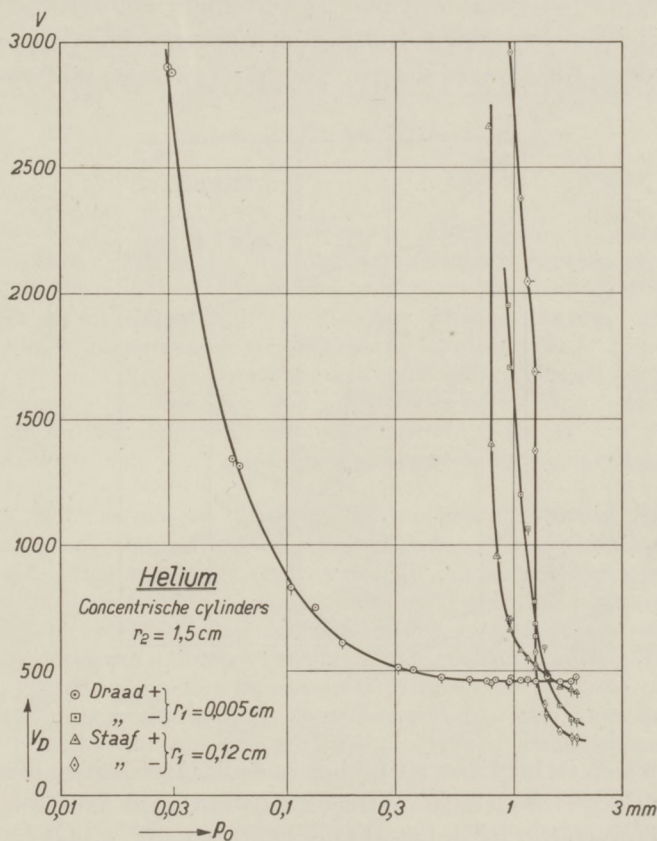
In fig. 8 zijn de resultaten van twee series metingen met helium uitgezet (aangegeven door teekens met resp. zonder dwarsstreep). Hieruit blijkt, dat het bovenbeschreven effect van de lage doorslag bij een draadvormige anode zeer duidelijk optreedt, inderdaad

moet men bij vervanging van de staafvormige anode door de draadvormige bij $V_D = 3000$ Volt de druk ruim $10 \times$ zoo klein nemen om dezelfde doorslagspanning te verkrijgen en dat in een drukgebied, waar de doorslagspanning zeer sterk van de druk afhangt. De karakteristieken van de ontleding met draad of staaf positief zijn bij deze lage drukken negatief (vgl. fig. 6).

Over deze metingen moet overigens worden opgemerkt dat de resultaten slecht reproduceerbaar waren, zoodat aan de absolute waarden der resultaten van fig. 8 niet te veel waarde mag worden toegekend. Het groote verschil tusschen het geval van de draad + en de drie overige gevallen is intusschen zeker reëel en werd steeds

bevestigd gevonden. Metingen met argon en xenon leidden tot hetzelfde resultaat.

In dit drukgebied werd onlangs bij helium tusschen vlakke platen een merkwaardig verloop van V_D als $f(p)$ geconstateerd; deze kromme vertoonde nl. een minimum t.o.v. de p -as ¹²⁾. Dit verschijnsel



werd toegeschreven aan het feit dat de ionisatiekans van een electron per gaskinetische vrije weglengte bij een bepaalde electronensnelheid een maximum passeert. Wanneer om deze reden bij toenemende spanning tusschen de electroden het aantal per electron gevormde pos. ionen afneemt, maar tegelijkertijd het aantal

12) F. M. Penning, *Physica* **12**, 65, 1932; *Proc. Amsterdam* **34**, 1305, 1931; *Phys. ZS.* **33**, 816, 1932.

per pos. ion gevormde electronen voldoende toeneemt, zal het genoemde minimum niet optreden maar in de plaats daarvan V_D alleen meer of minder sterk met p veranderen. Bij het hier onderzochte geval van concentrische cilindrs is nu dit laatste het geval; in geen der vier gevallen werd het bovenbedoelde minimum geconstateerd, in het geval van buis B vertoonde zoowel V_d^+ als V_d^- echter bij een bepaalden druk wel een zeer sterke stijging bij afnemende p . Bij V_d^- trad deze op voor $p = 1,2$ à $1,3$ mm zooals uit

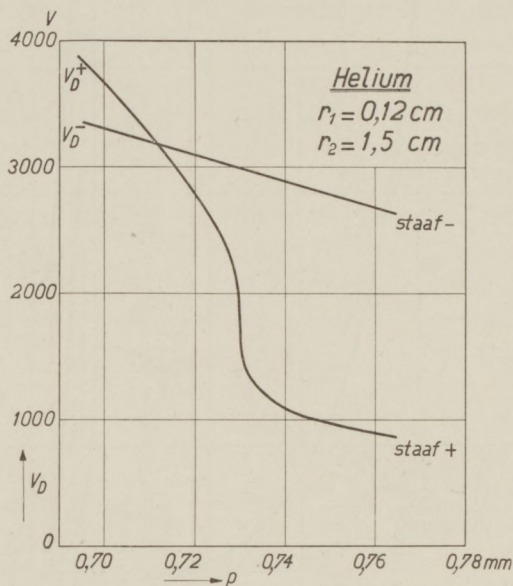


Fig. 9.

fig. 8 te zien is, bij V_d^+ eerst bij lagere druk. Het laatste geval is in fig. 9 weergegeven, deze metingen zijn ontleend aan een andere reeks dan waarop fig. 8 betrekking heeft. Uit fig. 9 blijkt dat hier de doorslagspanning V_D^+ 30 % verandert bij een drukverandering van 0,15 %. Langs de heele kromme konden punten gemeten worden door de kwikhoogte in de met de opstelling verbonden M c L e o d te variëren, de daardoor ontstane volumeverandering was juist voldoende om de druk binnen de grenzen van fig. 9 te veranderen.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken,
Eindhoven/Holland.

Eindhoven, 26 Mei 1933.

OVER HET GEBRUIK VAN EEN BIJZONDERE AAN- VANGSVOORWAARDE IN DIFFUSIEPROBLEMEN

door P. CLAUSING

Sommaire.

Dans le § 1 j'ai calculé le temps moyen \bar{t} qu'il faut pour qu'une molécule traverse un tube de longueur L , qui joint deux récipients. La concentration c (mesurée par le nombre des molécules par cm de longueur du tube) est déterminée par les équations (2) . . . (4), dans lesquelles D est le coefficient de diffusion, x la coordonnée de longueur le long du tube et t le temps. Pour une grande valeur du paramètre a la condition initiale (3) représente pratiquement une distribution moléculaire dans laquelle il n'y a de molécules qu'au début du tube (la figure 1 est dessinée pour $a = 20$). (5) . . . (7) contiennent la solution de (2) . . . (4). \bar{t} est donné par (8) dont le développement fournit (1).

Dans le § 2 j'ai calculé dans quelle mesure une petite perturbation d'équilibre produite au temps $t = 0$, au début d'un tube fermé rempli de gaz, s'éteint en fonction du temps à l'autre extrémité. La perturbation consiste à remplacer un petit nombre N de molécules de la première espèce par un nombre égal de molécules d'une deuxième espèce. Le problème de diffusion qui y correspond, est décrit par (9), (11) et une condition initiale (10), qui pour une grande valeur de a représente la perturbation proposée. γ est la concentration des molécules de la deuxième espèce (par cm de longueur), D est le coefficient de diffusion pour les molécules de la deuxième espèce parmi les autres molécules et $c_{t=0}$ est la fonction c dans (3). Le problème est réduit au problème du § 1 en transformant (9) . . . (11) en (16), (17) et (11). Ces dernières équations proviennent de (2) . . . (4) en remplaçant c par $-\delta\gamma/\delta x$. Dès lors la solution (18), (6) et (7) suit immédiatement et avec la concentration finale $\gamma = N/L$ on trouve l'équation (25) pour la concentration γ_L au bout du tube à un temps arbitraire, si on pose $a = (N/L - \gamma_L)/(N/L)$.

§ 1. *Berekening van de gemiddelde doorlooptijd.*

In mijn proefschrift ¹⁾ heb ik de gemiddelde doorlooptijd t berekend, die een molecule verbruikt om van een eerste vat door een

1) P. Clausing, Over den verblijftijd van moleculen en de strooming van zeer verdunde gassen, Proefschrift Leiden § 18, 1928.

lange buis naar een tweede vat te diffundeeren. Is L de lengte van de buis en D de diffusiecoëfficiënt voor de moleculen in de buis, dan is

$$\bar{t} = \frac{L^2}{6D} \dots \dots \dots (1)$$

Een eerste bewijs hiervan werd mij aan de hand gedaan door Dr. W. de Groot, dat evenals een tweede, hier nader aan te duiden bewijs in mijn proefschrift is opgenomen. Een derde bewijs tenslotte heb ik in de Ann. d. Phys. gepubliceerd ¹⁾.

Het tweede bewijs gaat uit van het volgende niet-stationnaire diffusieprobleem

$$\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial c}{\partial t} \dots \dots \dots (2)$$

met de aanvangsvoorwaarde

$$\text{voor } t = 0 \text{ is } c = e^{-\frac{a\pi x}{L}} \cdot \sin \frac{\pi x}{L} \dots \dots \dots (3)$$

en de randvoorwaarden

$$\text{voor } x = 0 \text{ en voor } x = L \text{ is } c = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Hierin stelt c de concentratie voor in aantal moleculen per cm buislengte, x de lengtecoördinaat langs de buis en t de tijd. a is een

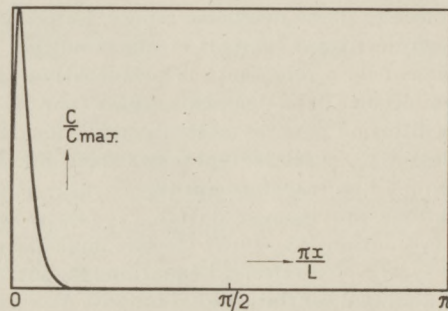


Fig. 1.

constante, die wij ons gemakshalve als een positief geheel getal zullen denken.

De aanvangsvoorwaarde geeft een concentratieverdeling door

1) P. Clausing, Ann. d. Phys. [5] 7, blz. 489, 1930; zie speciaal blz. 514—515.

de buis, die voor groote a willekeurig nadert tot een verdeling, waarbij practisch alleen in het begin van de buis moleculen aanwezig zijn. In fig. 1 is voor $a = 20$ het quotiënt van c en de maximale c_{max} van c ¹⁾ tegen $\pi x/L$ uitgezet. Deze figuur illustreert op overtuigende wijze, dat voor zeer groote a in het tweede vat practisch geen andere moleculen zullen komen dan uit het begin van de buis. Rekenen wij dus de gemiddelde tijd uit, die de ten slotte in het tweede vat aankomende moleculen (de meeste moleculen ontsnappen in het eerste, het linker vat) in de buis hebben vertoefd, dan zullen wij voor $\lim a = \infty$ juist de gezochte tijd vinden.

De oplossing van (2) (4) is

$$c = \sum_{m=1, 2, 3, \dots}^{m=\infty} A_m e^{-\frac{m^2 t}{\vartheta}} \sin \frac{m\pi x}{L} \dots \dots \dots (5)$$

met

$$A_m = \frac{a}{\pi} \left\{ \frac{1}{a^2 + (m-1)^2} - \frac{1}{a^2 + (m+1)^2} \right\} \cdot \left\{ 1 \pm e^{-a\pi} \right\} \dots (6)$$

en

$$\vartheta = \frac{L^2}{\pi^2 D} \dots \dots \dots (7)$$

In (4) geldt het + teeken voor even m en het - teeken voor oneven m .

De gezochte gemiddelde doorlooptijd volgt nu gemakkelijk uit

$$\bar{t} = \lim_{a=\infty} \frac{\int_0^\infty D \left(-\frac{\partial c}{\partial x} \right)_{x=L} t dt}{\int_0^\infty D \left(-\frac{\partial c}{\partial x} \right)_{x=L} dt} \dots \dots \dots (8)$$

De eenige moeilijkheid, die zich bij het uitwerken van (8) tot het resultaat (1) voordoet, is het optreden van de reeks $1 - 1 + 1 - 1 + \dots$. Dat in het onderhavige geval de som van deze reeks inderdaad $1/2$ is, is in mijn proefschrift bewezen.

§ 2. *Berekening van het uitsterven van een evenwichtsverstoring.*

Gegeven is een met gas gevulde buis (lengte = L), die aan beide

1) Het is gemakkelijk aan te toonen, dat het maximum van c voor $t = 0$ gelegen is bij $\pi x/L = \text{bgtg}(1/a)$ en dus voor groote a bij $\pi x/L = 1/a$.

uiteinden gesloten is. Op het oogenblik $t = 0$ denken wij aan het linker uiteinde van de buis een kleine groep moleculen op de een of andere bijzondere wijze gekenmerkt, wij noemen ze moleculen van de tweede soort. Deze moleculen van de tweede soort verspreiden zich door de buis alleen tengevolge van diffusie; drukverschillen zijn er niet en zullen ook niet ontstaan. Tenslotte zullen zij gelijkmatig over de geheele buis verdeeld zijn. De vraag is, in hoeverre op een bepaald oogenblik aan het rechter uiteinde van de buis de eindconcentratie der moleculen van de tweede soort benaderd zal zijn. De diffusiecoëfficiënt voor deze moleculen zij D .

Bij de oplossing van dit probleem kan men gebruik maken van het in § 1 behandelde en wel op de volgende wijze ¹⁾.

Het probleem wordt hiertoe beschreven door de vergelijking

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} \dots \dots \dots (9)$$

met de aanvangsvoorwaarde

$$\text{voor } t = 0 \text{ is } \gamma = \int_x^L c_{t=0} dx \dots \dots \dots (10)$$

en de randvoorwaarden

$$\text{voor } x = 0 \text{ en } x = L \text{ is } \frac{d\gamma}{dx} = 0 \dots \dots \dots (11)$$

Is f een voor het geheele probleem constante factor, dan zullen wij $f \cdot \gamma$ beschouwen als de concentratie der moleculen van de tweede soort in aantal per cm buislenge. De $c_{t=0}$ in (10) is niet anders dan de c volgens (3). Werken wij (10) uit, dan komt er

$$\gamma = \frac{L}{(a^2 + 1)\pi} \left\{ e^{-\frac{a\pi x}{L}} \left(\cos \frac{\pi x}{L} + a \sin \frac{\pi x}{L} \right) + e^{-a\pi} \right\} \dots (12)$$

en men ziet, dat $f \cdot \gamma$ voor zeer groote a een beginconcentratie voorstelt, die practisch alleen voor zeer kleine waarden van x van 0 verschillend is. Voor een dergelijke waarde van a is voor $x = 0$

$$\gamma = \frac{L}{a^2\pi} \dots \dots \dots (13)$$

4) Deze wijze sluit aan bij een schriftelijke opmerking van Prof. Dr. F. Zernicke naar aanleiding van mijn proefschrift.

Uit (12) volgt voor het totale aantal der moleculen van de tweede soort

$$N = \int_0^L f \cdot \gamma \, dx = \frac{2L^2 f}{\pi^2 a^3} \dots \dots \dots (14)$$

weer in de onderstelling, dat a zeer groot is. Hieraan zullen wij in het volgende steeds vasthouden.

Het is nu duidelijk, dat $f \cdot \gamma$ volgens (12) juist de beginconcentratie voorstelt, die wij in de aanhef van deze § voor de moleculen van de tweede soort onderstelden (nl. alleen links in de buis een aantal moleculen en verder niets), indien men f volgens (14) kiest. Trouwens uit fig. 1 en de definitie van de beginconcentratie volgens (10) is de aard van de verdeling wel zonder meer duidelijk.

Aangezien het hier slechts om relatieve waarden gaat, zullen wij in het volgende $f = 1$ denken en γ dus als concentratie der moleculen van de tweede soort beschouwen.

Volgens (9) voldoet γ ook aan de vergelijking

$$\frac{\partial^3 \gamma}{\partial x^3} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t \partial x} \dots \dots \dots (15)$$

of

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(-\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right) = \frac{1}{D} \frac{1}{\partial t} \left(-\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right) \dots \dots \dots (16)$$

Schrijven wij (10) nog in de gedaante

$$\text{voor } t = 0 \text{ is } -\frac{\partial \gamma}{\partial x} = c_{t=0}, \dots \dots \dots (17)$$

dan ziet men uit een vergelijking van (16), (17) en (11) met (2), (3) en (4), dat $-\partial \gamma / \partial x$ aan geheel hetzelfde mathematische probleem voldoet als c en dus is volgens (5)

$$-\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \sum_{m=1, 2, 3, \dots}^{m=\infty} A_m \cdot e^{-\frac{m^2 t}{\vartheta}} \cdot \sin \frac{m\pi x}{L} \dots \dots (18)$$

met (6) en (7) en dus

$$\gamma = - \int \sum_1^{\infty} A_m \cdot e^{-\frac{m^2 t}{\vartheta}} \cdot \sin \frac{m\pi x}{L} \, dx + \psi(t) \dots \dots (19)$$

of na uitvoering der integratie

$$\gamma = \sum_1^{\infty} \frac{L A_m}{m\pi} \cdot e^{-\frac{m^2 t}{\vartheta}} \cdot \cos \frac{m\pi x}{L} + \psi(t) \dots \dots (20)$$

Hierbij is $\psi(t)$ als volgt te berekenen. Voor alle tijden is

$$\int_0^L \gamma dx = N \dots \dots \dots (21)$$

en substitutie van (20) in (21) levert wegens het $= 0$ zijn van de integraal over de som uit (20):

$$\psi(t) \cdot L = N \text{ of } \psi(t) = \frac{N}{L} \dots \dots \dots (22)$$

Voor $t = \infty$ is $\gamma = N/L$ voor alle waarden van x en de relatieve afwijking van de eindconcentratie γ_L voor $x = L$ is dus

$$a = \frac{N}{L} - \gamma_L = \sum_1^{\infty} (-1)^{m+1} \cdot \frac{L^2 A_m}{\pi m N} \cdot e^{-\frac{m^2 t}{\vartheta}} \dots \dots (23)$$

Voor de eerste termen van deze reeks is a zeer groot ten opzichte van m en A_m neemt dan de waarde

$$A_m = \frac{4m}{\pi a^3} \dots \dots \dots (24)$$

aan. Neemt men verder $f = 1$, dan geeft substitutie van N volgens (14)

$$a = 2 \left(e^{-\frac{t}{\vartheta}} - e^{-\frac{4t}{\vartheta}} + e^{-\frac{9t}{\vartheta}} - \dots \right) \dots \dots (25)$$

Het spreekt vanzelf, dat de beide resultaten (1) en (25) afgeleid hadden kunnen worden door b.v. uit te gaan van een discontinue aanvangsvoorwaarde, waarbij behalve aan het begin van de buis de concentratie $= 0$ zou zijn. Het gebruik van de continue functies (3) en (10) biedt echter het voordeel van het vermijden van oneindig groote concentratie-vervallen.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven—Holland

Eindhoven, 13 April 1933.

DEMONSTRATIEPROEF OVER DEN INVLOED VAN DE CHROMATISCHE ABERRATIE VAN HET OOG OP DE GEZICHTSSCHERPTE ¹⁾

door W. DE GROOT en G. HOLST

Summary.

The influence of the chromatic aberration of the eye on visual acuity is demonstrated with two lightboxes provided with opal glass, the one containing a sodium lamp, the other a discharge in zinc-vapour. The spectrum of the latter chiefly contains a red (singulet) line (λ 6362) and a blue triplet (λ 4810, 4722, 4680). Small diaphragms, cut out in black paper and viewed against the Zn-source, appear lined with red or blue, according to the state of accommodation of the eye. With a sodium source these phenomena are absent.

It is pointed out that the spectral emission curve of tungsten at 2500—3000° K, in combination with the Purkinje effect, causes similar effects especially at low illumination intensities, which is important for the problem of highway-illumination.

Het oog is te beschouwen als een photographische camera, waarvan de lens niet volledig voor kleursifting is gecorrigeerd. Helmholtz heeft deze verschijnselen uitvoerig beschreven ²⁾.

Tengevolge van de resterende chromatische aberratie liggen de brandpunten voor blauwe en voor roode stralen niet op dezelfde plaats. Hun afstand bedraagt enkele tiende-deelen van millimeters en wel ligt het brandpunt voor blauw licht dichter bij de lens. Men kan dus zeggen, dat een normaal (emmetroop) oog in het rood tot verziendheid, in het blauw tot bijziendheid neigt. Een van nature bijziend oog is het meest bijziend in blauw licht, een van nature verziend het meest verziend in rood. Het verschil in breking der roode en blauwe stralen is zoodanig, dat een oog dat bij een bepaalden accommodatie- eventueel correctietoestand

1) Vertoond tijdens het Nat. en Geneesk. congres te Wageningen (April 1933).

2) H. v. Helmholtz, Handb. d. physiol. Optik, Bd. I, p. 146 (3e Auflage, 1909).

(bril) de roode stralen van een lichtbron op het netvlies vereenigt, hetzelfde met de blauwe stralen zal doen, wanneer een extra lens van $-2D$ voor het oog wordt geplaatst.

In het dagelijksch leven merkt men van deze kleurschifting niet veel. Hoe dit mogelijk is blijkt, wanneer men de ooggevoeligheid als ordinaat uitzet tegen den brandpuntsafstand (Fig. 1 en

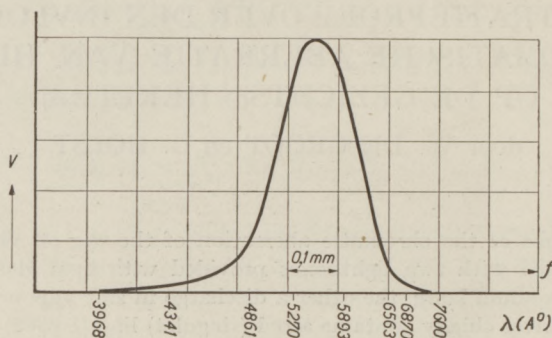


Fig. 1. Ooggevoeligheid (V) uitgezet tegen den brandpuntsafstand in het oog voor verschillende golflengten.

TABEL 1)
Brandpuntsafstand en ooggevoeligheid voor verschillende golflengten

λ	V	f (mm)
7600	0.0006	20.677
6870	0.0103	20.601
6563	0.077	20.574
5893	0.769	20.489
5270	0.822	20.389
4861	0.176	20.299
4341	0.016	20.134
3968	0.0003	20.000

tabel). Men ziet, dat het in hoofdzaak de stralen met golflengte grooter dan 6500 \AA of kleiner dan 4900 \AA zijn, die de onscherpte veroorzaken. Deze stralen zijn bij een lichtbron met continu spectrum (zon, gloeilamp) in verband met de geringe relatieve ooggevoeligheid in deze delen van het spectrum van weinig invloed. Anders is het bij lichtbronnen, waarbij het deel tusschen de ge-

1) De brandpuntsafstanden zijn berekend voor het gereduceerde oog volgens Listing.

noemde golflengten door een passend filter (b.v. methylviolet) is weggenomen ¹⁾.

Bij de meeste kunstmatige lichtbronnen met continu spectrum is het blauw relatief zwak. Beter nog dan bij de combinatie van zoo'n lichtbron met een filter mag men verwachten, de chromatische afwijking van het oog te zullen zien bij een lichtbron, die alleen rood en blauw geeft en bovendien het blauw sterk. Hiervoor leent zich in het bijzonder een ontlading in zinkdamp. Fig. 2 ver-

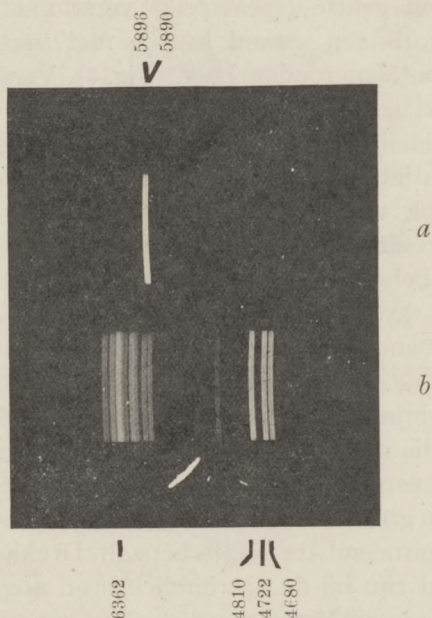


Fig. 2. *a.* natrium
b. zink-neon.

toont het spectrum ²⁾ van een ontlading in neon, waaraan zink is toegevoegd. Men ziet de sterke singuletlijn 6362 \AA omgeven door een aantal zwakkere roode neonlijnen en verder het sterke blauwe triplet $4810, 4722, 4680 \text{ \AA}$. In tegenstelling daarmee vertoont het spectrum van ontlading in natrium-argon (Fig. 2) practisch alleen de beide *D*-lijnen $5890, 5896 \text{ \AA}$. Beide lichtbronnen worden afzonderlijk in een kastje achter melkglas geplaatst. Bekijkt

1) vgl. G. Holst, Photometrie en Gezichtsscherpte, Physica **13**, 33, 1933.

2) Beide spectra zijn met wijde spleet opgenomen, zoodat men b.v. in *a* de *D*-lijnen niet gescheiden ziet.

men nu een in zwart papier uitgeknipt figuurtje tegen het melkglas, dan ziet men dit bij natrium geheel scherp, bij zinklicht met roode en blauwe randjes, afhankelijk van den stand van het figuurtje en van den accomodatietoestand van het oog. Voor een van ons (D. G.) was het b.v. zeer duidelijk, dat een vierkantje, geplaatst met diagonaal verticaal, in het onderste en bovenste hoekpunt een blauw stipje vertoonde en in de beide andere hoekpunten een rood.

Een klein rond gaatje (speldeprik) verschijnt onder dezelfde omstandigheden als een staand kruisje met verticalen blauwen en horizontalen rooden balk. (Fig. 3). Verschillende waarnemers zien soortgelijke verschijnselen, hoewel niet alle even duidelijk. Wat men ziet hangt, behalve van den accomodatietoestand en meerdere of mindere emmetropie van het oog, ook van eventueele correctie door een bril af. In het bijzonder speelt het astigmatisme hierbij een rol. Volgens Roessler¹⁾ behoort juist een voor wit licht normaal stigmatisch oog het kruisje met de gekleurde balkjes te zien.

Het behoeft geen betoog dat de beschreven verschijnselen van invloed zijn op de gezichtsscherpte²⁾. De afmetingen van het beschreven verschijnsel zijn van dezelfde grootte-orde als van de kleinste letters, die men op 50 cm afstand nog kan lezen. Hieruit blijkt tevens nog eens, dat de onscherpte door chromatische aberratie eenige malen grooter is dan de afmeting der netvlieselementen, die de kleinste waarneembare details bepaalt. Drukletters van 1 mm op 60 cm afstand zijn bij de natriumlichtbron nog goed te lezen. Bij het licht van de zinklamp worden zij nagenoeg onleesbaar of althans moeilijk herkenbaar.

Het bovenstaande is van belang voor het probleem van de wegverlichting. In hoeverre de gezichtsscherpte hier door de boven besproken verschijnselen wordt beïnvloed hangt mede af van den adaptatietoestand van het oog. Deze wordt zelf weer bepaald door de gemiddelde netvliesverlichting. Zij hangt dus af van het deel van het tafreel, dat door het wegbeeld wordt gevuld en van de helderheid der overblijvende deelen, in het bijzonder van die van

1) F. L. Roessler, Rep. disc. on vision publ. by the Phys. Soc. Cambr. Univ. Press, 1932, p. 320.

2) M. Luckiesh—F. K. Moss, Journ. Frankl. Inst. **215**, 401, 1933.

de bovenste helft van het gezichtsveld ¹⁾. De netvliesverlichting zelf hangt, behalve van de sterkte der verlichting (aantal Lux, gewoonlijk 1—10) af van het reflectievermogen van den weg. Gewoonlijk is de situatie van dien aard, dat men met een groote pupilwijdte te doen heeft en dat tengevolge van de geringe netvliesverlichting het Purkinje-effect optreedt, waarbij de gevoeligheid in het oog naar blauw begint te verschuiven ²⁾. Men mag dus verwachten, dat het afwijkend gedrag der blauwe stralen hier meer tot uiting komt dan bij daglicht of bij huisverlichting. Bedenkt men, dat gloeilampen een overmaat rood in hun spectrum bevatten, dan blijkt, dat de toestand bij een zwakke verlichting met gloeilampen gaat lijken op hetgeen men bij een tweekleurig filter of bij het licht van de zinklamp waarneemt. Daartegenover geeft verlichting met monochromatisch licht, b.v. natriumlicht, scherpe beelden ook bij geringe helderheid.

Eindhoven, 4 Mei 1933.

1) Belangrijk is het o.a. op te merken, hoe het aspect van een verlichten weg verandert, wanneer een door de maan verlichte wolkenlucht zich daarboven bevindt.

2) Gegevens in J. W. T. Walsh, *Photometry*. London, 1926, p. 65.

BOEKBESPREKING¹⁾

B. L. van der Waerden. Die Gruppentheoretische Methode in der Quantenmechanik, 157 blz., 7 fig. — Springer, Berlin. 1932. Prijs R.M. 9, geb. R.M. 9.90.

Een helder inzicht in de multipliciteitseigenschappen der lijnenspectra is wel niet mogelijk zonder gebruikmaking van de groepentheorie. Het hier te bespreken boek geeft hiertoe een inleiding. De golfmechanica wordt bekend verondersteld. De groepentheorie wordt van den grond af behandeld en wel in een voor fysische begrippen streng mathematischen vorm, beknopt en abstract. Een voorsprong heeft de lezer, die er eenigszins aan gewoon is te werken met de „eigenfunctieruimte”, dat is de mathematische ruimte, waarin de eigenfuncties als vectoren worden uitgezet. De verzameling van lineaire transformaties in deze ruimte is een realisatie (Darstellung) van een groep. Het komt den recensent voor, dat het boek voor een veel grootere lezerskring geschikt zou zijn geworden, wanneer de realisaties wat minder abstract behandeld waren, of wanneer meer voorbeelden waren tusschengelascht van realisaties van minder abstracten aard. De schrijver heeft met zijn behandelingswijze in ieder geval dit bereikt, dat hij een volledige groepentheoretische behandeling der lijnenspectra kon geven in slechts 150 bladzijden.

Van bijzonder belang zijn de paragrafen, waarin de toepasbaarheid van de vectordiagrammen en de molecuulspectra worden behandeld.

Een waardevol boek, maar voor „meergevorderden”.

C. Z.

M. de Haas, Thermodynamika, 419 blz., 117 fig. — Noordhoff. Groningen. 1933. Prijs f 11,75, geb. f 12,50.

In het voorwoord zegt de schrijver van zijn boek: „Het zal in de eerste plaats kunnen dienen als leidraad bij de studie der thermodynamica voor den a.s. werktuigkundig, scheepsbouwkundig, electrotechnisch en scheikundig ingenieur, doch naar ik vertrouw ook in ruimeren kring van nut kunnen zijn.

Bij de keuze van de onderdeelen der theorie, welke worden besproken, heb ik steeds de toepassingen op het oog gehad. Overigens is getracht vooral de grondslagen zoo volledig mogelijk te behandelen”.

Het zoo omschreven doel heeft zijn stempel op het boek gedrukt. Wij kunnen zeggen, dat het doel bereikt is. De schrijver toont zich een ervaren docent door de juiste en eenvoudige formulering, waardoor de lectuur een genoegen wordt.

V. D. W.

1) De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

Prof. Dr. P. Ehrenfest. Golfmechanika, bewerkt door Dr. H. Casimir, 109 blz., 15 fig. — Wetenschappelijke Serie No. 17 bij W. P. van Stockum, den Haag, 1932.

Evenals vele deeltjes van deze Wetenschappelijke Serie, heeft ook dit boekje zijn ontstaan te danken aan een serie Zaterdagmiddagvoordrachten, zooals de Maatschappij Diligentia die telken jare organiseert. Ditmaal is het de cursus over eenige belangrijke onderwerpen uit de golfmechanica, verleden jaar door Prof. Ehrenfest gehouden, die het materiaal heeft geleverd voor den inhoud van dit boekje.

Het is altijd een lust om te luisteren naar de boeiende en vaak geestige wijze, waarop Prof. Ehrenfest deze zware materie hanteert en met origineele voorbeelden moeilijke begrippen tracht duidelijk en begrijpelijk te maken. Voor velen zal dan ook de bewerking, die Dr. Casimir van deze voordrachten heeft gemaakt, een welkome gelegenheid zijn, om in korte samenvatting bijeen te zien, wat daar op zes Zaterdagmiddagen is uiteengezet en aan de hand daarvan nog eens het genotene aan hun geest doen voorbijtrekken.

Ook voor hen, die den cursus van Prof. Ehrenfest niet hebben bijgewoond, kan dit werkje zijn nut hebben. In een bestek van 109 blz. zijn hier kort samengevat de belangrijkste problemen, die in de tegenwoordige golfmechanica een rol spelen. Men oordeele zelf: Corpusculaire eigenschappen van het licht. Lichtquanta en interferentie. Golven van de Broglie. Interpretatie der ψ -golven. Uit elkaar loopen van een golfgroep. Onzekerheidsrelaties. Doorboren van een potentiaalberg. Stationaire toestanden van een atoom en de vergelijking van Schrödinger. Pauli-verbod. Groepsnelheid. Nieuwe Statistieken. Ziehier een kleine keuze uit de vele onderwerpen, die daarin behandeld worden.

Voor hen, die een studie van de golfmechanica maken, kan dit boekje, door zijn origineele kijk die het vaak geeft op sommige problemen, verhelderend werken. Het geeft achterin bovendien een literatuuropgave, gesplitst in 4 hoofdgroepen:

- A. Discussie van de fundamenteele begrippen der theorie.
- B. Eenvoudige algemeene boeken.
- C. Algemeene boeken; leerboeken.
- D. Boeken, die dieper op de wiskundige theorie ingaan.

Of iemand met dit werkje als eerste inleiding beginnen moet? Daarover kunnen de meningen verschillen. In ieder geval zal het door de bijzondere wijze van behandeling zijn plaats onder rubriek B ten volle verdienen.

De uitvoering is, als van alle deeltjes dezer serie, keurig. Jammer is het dan, dat een aantal drukfouten het geheel ietwat ontsieren. T. v. L.

A. F. Holleman, leerboek der organische chemie, bewerkt door Dr. J. P. Wibaut, twaalfde geheel herziene druk, 677 blz., 76 fig. — Wolters. Groningen. 1932. Prijs f 12.50.

Volgens de ook nu opgenomen voorrede van den eersten druk was het boek bestemd zoowel voor studenten in de medicijnen als voor de aanstaande candidaten in de filosofie. Hoe het in 1896 was, toen deze voorrede ge-

schreven werd, is mij niet bekend, maar thans zijn de eischen voor medici en filosofen niet goed verenigbaar meer. Wanneer we de stof nagaan blijkt, dat de belangen van de natuurphilosophen den doorslag hebben gegeven. Soms echter, b.v. bij de behandeling van de eiwitten, schijnt voornamelijk aan de medici te zijn gedacht.

W i b a u t, de medewerker bij de laatste herdrukken, heeft dezen 12den druk alleen bewerkt. Hij heeft er zorg voor gedragen, dat nieuwere onderzoekingen en nieuwere inzichten de hun toekomstige plaats kregen, zoodat ook deze druk weer „bij” is.

Zoo treffen we o.a. aan de onderzoekingen van P a n e t h over methyl en aethyl. Het was wellicht goed geweest, dat de schrijver bij de bespreking daarvan even het algemeener gezichtspunt naar voren had gebracht. Bij hogere temperaturen toch zijn wel radicalen langs physischen weg aange-toond en bij verschillende reacties mogen we uit de reactieproducten tot een tijdelijk bestaan van zulke radicalen besluiten.

Bij de bespreking van „den actieven toestand” op p. 158 zou men dezen toestand nader aangeduid willen zien.

De alcoholische gisting is nieuw geschreven. Hierbij is ook stilistische verbetering te constateeren evenals op andere plaatsen.

De behandeling van zetmeel verschilt zeer met die in den 11den druk; het hoofdstuk over cellulose is uitgebreid.

Bij de inversie van W a l d e n is nu van een verklaring afgezien, bij de structuur van benzeen kwam T h i e l e te vervallen en kregen we de oscilleerende dubbele binding.

De stereoisomerie der diphenylderivaten is opgenomen evenals nieuwere onderzoekingen over pyridinederivaten. En zoo is er meer.

Het register is uitgebreid. Kortom deze druk is een verbeterde.

J. M. v. D. Z.

Ronald G. J. Fraser, Molecular Rays, 204 blz., 78 fig. — Cambridge University Press. London. 1931. Prijs 12/6 net.

Dit boek is in hoofdzaak een samenvatting van het werk van O. S t e r n en zijn medewerkers over molekuulstralen. Oorspronkelijk ondernomen met de bedoeling om de wetten der kinetische gastheorie te toetsen (bijv. werd het bestaan van de snelheidsverdeling volgens M a x w e l l direct aangetoond), bleken deze proeven met molekuulstralen een machtig hulpmiddel om de zich ontwikkelende nieuwere inzichten omtrent de eigenschappen van de molekulen direct te bestudeeren. De experimenten van S t e r n en G e r l a c h over de beweging van een straal van magnetische molekulen in een inhomogeen magneetveld behooren wel tot de meest bekende. Zij geven ons een direct positief bewijs voor de kwantiseering in de ruimte. Dergelijke proefnemingen met molekulen, die een electriche bipool bezitten in een electriche veld worden beschreven. De bipoolmomenten, op deze wijze gevonden, zijn van dezelfde orde van grootte als de uit de dielectriche constante afgeleide. Zeer belangrijke resultaten werden voorts verkregen bij het bestudeeren van de terugkaatsing van een molekuulstraal tegen een kristaloppervlak. Daarbij bleek, dat deze inderdaad zoo geschiedde

als door de theorie van De Broglie werd voorspeld, volgens welke theorie een deeltje zich zoo zou gedragen alsof het een golf met een golflengte $\lambda = h/mv$ was, (h de constante van Planck; mv de hoeveelheid van beweging van het deeltje). Dit waren de eerste experimenten, die het golfkarakter van een molekuul bewezen.

Al deze belangrijke experimenten en de zeer geraffineerde toestellen en inrichtingen, die daarbij gebruikt werden, worden in dit boekje op heldere wijze uiteengezet. Men zal het dan ook niet anders dan met de grootste belangstelling en met genoegen kunnen lezen. G. H.

Pascual Jordan. Statistische Mechanik auf quantentheoretischer Grundlage.

110 blz. — Friedr. Vieweg & Sohn. Braunschweig. 1933. Prijs RM. 6.80, geb. RM. 8.20.

De bedoeling van dit boekje (aldus in het voorwoord) is tweeledig: Eenerzijds wordt den studeerende een zoo eenvoudig mogelijke uiteenzetting van de grondbeginselen der statistische mechanica en van de kinetische fundeering der thermodynamica aangeboden. Anderzijds wordt getracht een zooveel mogelijk consequente en gesloten opbouw van de statistische theorie te geven, die van den beginne af steunt op de theorie der quanta, en waarbij toch ernaar gestreefd wordt de klassieke gedachtengangen van Maxwell, Gibbs en Boltzmann zooveel mogelijk te behouden.

Na een inleidend hoofdstuk over de klassieke gastheorie vormt de theorie der quanta van den aanvang af de basis van alle formuleeringen en overleggingen; het theorema van Liouville, het begrip phasenvolume enz. verschijnen in quantatheoretische gestalte; daarbij worden zij trouwens niet gecompliceerder, maar winnen zij aan eenvoudigheid en klaarheid. Speciale kennis der quantamechanica is bij den lezer niet voorondersteld; slechts de eenvoudigste begrippen worden gebruikt (discrete toestanden, overgangswaarschijnlijkheden, onnauwkeurighedsregels, enz.), welke trouwens ter plaatse voor zoover noodig toegelicht worden.

Iets dieper moest de schrijver op de resultaten der quantamechanica ingaan bij de behandeling der gasontaarding (derde hoofdstuk), waar het in het bijzonder erop aankwam duidelijk te maken, dat het bij de Einstein-Bose-statistiek niet gaat om een verandering van de statistiek, dus om een zuiver combinatorische quaestie, maar veeleer om een wijziging van het kinetische model, waarop in wezen dezelfde statistische beschouwingen worden toegepast.

Van de toepassingen der theorie konden slechts de hoofdpunten gegeven worden, terwijl wat betreft verdere uitweidingen naar meer uitgebreide werken, bv. dat van Fowler, verwezen wordt.

Wegens zijn bijzondere klaarheid gepaard aan beknoptheid een prachtboekje niet alleen voor den jongen studeerende, maar ook voor den oudere, die zijn kennis van vroeger van de statistische mechanica op moderne leest wenscht te vernieuwen. W. H. K.

G. Fournier et M. Guillot. Sur l'absorption exponentielle des rayons β du radium E; 37 blz., 29 fig. — Hermann, Paris 1933. Prijs frs. 10.

De absorptie van homogene, „monokinetische”, β -straling voldoet niet

aan een eenvoudige absorptiewet. Daarentegen verloopt de absorptie van de heterogene, continue, β -straling van *Ra E* zuiver exponentieel. De schrijvers hebben het laatste nog eens opnieuw vastgesteld, en toonen aan, dat dit met het eerste niet in tegenspraak is. Zij slagen er integendeel in om uit de experimenteele gegevens omtrent de absorptie van homogene β -straling, in verband met de bekende snelheidsverdeling der β -straling van *Ra E*, langs grafischen weg, de exponentieele absorptie voor deze β -straling af te leiden. De aldus gevonden absorptiecoëfficiënt stemt met de experimenteel bepaalde goed overeen.

Dit boekje behandelt dus wel een zeer speciaal onderwerp. Het onderscheidt zich, naar karakter en omvang, weinig van een tijdschriftartikel.

G. J. S.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN¹⁾

- C. Z w i k k e r, met medewerking van A. C. S. v a n H e e l, Leerboek der optiek, 483 blz., 220 fig. — Noordhoff. Groningen. 1933. Prijs f 14.75, geb. f 16.—
- L. S. O r n s t e i n, A survey of his work from 1908—1933, dedicated to him by his fellow-workers and pupils, 121 blz. — Utrecht. 1933.
- C. Z w i k k e r, Beknopte verlichtingsleer, 132 blz., 95 fig. — De Paltrok. Amsterdam. 1932.
- G. B e c k, F. B l o c h, P. D e b y e u. a., Quantenmechaniek der Materie und Strahlung, Teil I, Atome und Elektronen, 466 blz., 35 fig. — Akademische Verlagsgesellschaft. Leipzig. 1933. Prijs R.M. 41, geb. R.M. 43.
- H. A. D a y n e s, Gas analysis by measurement of thermal conductivity, 357 blz., 75 fig. — Cambridge University Press. London. 1933. Prijs 16 sh. net.
- E u g è n e N é c u l c é a, Sur la théorie du rayonnement d'après M. C. G. Darwin, 24 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 7.
- L. B r i l l o u i n, La diffraction de la lumière par les Ultra-sons, 30 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 10.
- H a n s R e i c h e n b a c h, La philosophie scientifique, vues nouvelles sur ses buts et ses méthodes, traduction du général Ernest Vouillemin, 42 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 7.
- H. B r a s s e u r, Structures et propriétés optiques des carbonates, 26 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 7.
- G. F o u r n i e r et M. G u i l l o t, Sur l'absorption exponentielle des rayons β du radium *E*, 37 blz., 20 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 10.
- J e a n P e r r i n, La recherche scientifique, 24 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 6.
- S i r J a m e s J e a n s, The background of science, 303 blz. — Cambridge University Press. London. 1933. Prijs 7 sh. 6d. net.

1) De Redactie behoudt zich het recht voor, aan de boeken een bespreking te wijden, of het bij een enkele aankondiging te laten.

GYROMAGNETIC EFFECTS: HISTORY, THEORY AND EXPERIMENTS

by S. J. BARNETT,

University of California at Los Angeles and California Institute of Technology.

§ 1. *The nature of gyromagnetic effects.* Ampère's hypothesis, according to which the magnetic element in magnetic substances consists of a permanent molecular whirl of electricity, and Weber's hypothesis, according to which electricity has mass or inertia, require together that the magnetic element have angular momentum, as well as magnetic moment, unless it is constituted of both positive and negative electricities rotating in opposite directions. In this case it is obvious that a definite magnetic moment might be accompanied with no angular momentum.

If the element has angular momentum it must exhibit the dynamical properties of a spinning body or gyrostat, and certain gross effects involving both the magnetic and the dynamical properties of the elements would be expected to be observable. Such effects are known as *gyromagnetic effects*.

Four effects of this sort have hitherto been looked for, and will be described and discussed in this paper.

§ 2. *A gyrostatic model.* It will be conducive to clearness to consider at this point the behavior of the gyrostatic model illustrated in Fig. 1. Its wheel, pivoted in a ring, can be rotated rapidly about its axis A . Except for the action of the springs, SS , the ring and the axis A are free to move in altitude about a horizontal axis B , the axis A making an angle ϑ with the vertical C ; while the axis B , together with the wheel and the framework supporting it and the springs, can be rotated about the vertical axis C . If the wheel is spun rapidly about the axis A , and the instrument then rotated about the vertical C slowly, so that the centrifugal

torque is negligible, the wheel tips up or down so as to make the direction of its rotation coincide more nearly with the direction of the impressed rotation about C , or so as to diminish the angle θ .

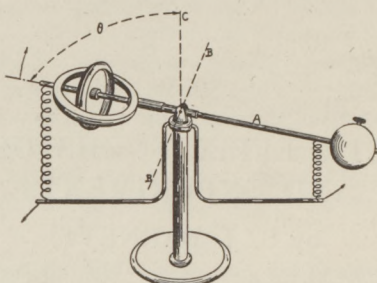


Fig 1.

The greater the rotary speed about C the greater is the tip of the wheel; it would tip until the axes A and C became coincident if it were not for the springs and the mechanical obstructions due to the form of the instrument (centrifugal torque being still supposed negligible).

§ 3. *The four gyromagnetic effects hitherto looked for.*

(1) *The gross magnet as a gyrostat (Maxwell's experiment, 1861)* (See § 7). If all the magnetic elements in a mass of iron are alike, and each has angular momentum, then the whole mass, when magnetized in any direction, must have (concealed) angular momentum about this direction, and thus when rotated about an axis in any other direction must act like the gyrostat of § 2, the mass striving, as it were, to change its orientation in such a way as to make the concealed momentum coincide in direction with that of the impressed rotation. This experiment was made by Clerk Maxwell, with a negative result, in or before 1861¹⁾.

(2) *Magnetization by rotation (Barnett effect, 1914)* (See §§ 8—12). It does not seem to have occurred to Maxwell to make an experiment in which every one of the countless multitude of magnetic elements in a magnetic body should simultaneously replace his magnet, and to measure the gross change in the orientation of all these elements by a magnetic method.

The first experiment based upon this idea appears to be one

¹⁾ Maxwell's *Electricity and Magnetism*, § 575.

made more than forty years ago by John Perry¹), who tried, but without success, to detect magnetization in an iron rod produced by rotating it. In 1909, the same idea occurred to the author²), who, with the help of L. J. H. Barnett, then began experiments³) which were first successful in 1914, when they were published by presentation to the Ohio Academy of Sciences and the American Physical Society⁴). These were the first successful experiments in the whole field of gyromagnetic phenomena, as well as the first published, (by presentation to scientific bodies), and have been fully confirmed by much later work.

The qualitative theory of these experiments is as follows. When the body of which it is a part is set into rotation about any axis the magnetic element, if it has angular momentum, will behave like the wheel of our gyrostat, and will thus change its orientation so as to make its direction of rotation coincide more nearly with the direction of impressed rotation; the coincidence would finally become exact if it were not for the action of the rest of the body.

In an ordinary ferromagnetic body in the usual state with which we are familiar only a slight change of orientation can occur on account of the torques due to adjacent elements. The rotation causes each element to contribute a minute angular momentum, and thus also a minute magnetic moment, parallel to the axis of impressed rotation; and thus the body, whose magnetic elements originally pointed in all directions equally, becomes magnetized along the axis of impressed rotation.

If the whirling electricity of the magnetic elements is all positive, the body will thus become magnetized in the direction in which it would be magnetized by an electric current flowing around it in the direction of the angular velocity imparted to it. If it is all negative, or if the action on the negative elements is preponderant, the body will be magnetized in the opposite direction. This is what actually happens.

(3) *Rotation by magnetization (Einstein and De Haas effect, 1915)*

1) John Perry, *Spinning Tops*, 1890, p. 112, footnote.

2) Perhaps as a result of subconscious mentation on Perry's footnote, which I had very probably read twelve years before, but which, in that case, I had long forgotten and did not rediscover until 1918, when I called attention to it in print.

3) S. J. Barnett, *Science*, **30**, 1909, p. 413.

4) S. J. Barnett, *Phys. Rev.*, **6**, 1915, pp. 239—270; also, *Phys. Rev.* **6**, 1915, p. 171; and *Science* **42**, 1915, pp. 163, 459.

and 1916). If, as suggested by Maxwell, a rod of iron magnetized along its axis has (concealed) angular momentum about this axis (the resultant of the momenta of its aligned magnetic elements) it follows that an alteration of the magnetization must be accompanied by an alteration in its concealed momentum, and must thus, in view of the third law of motion, impart an angular momentum of the same magnitude in the opposite direction to the rod (and the system which magnetizes it). This idea was suggested by O. W. Richardson¹⁾ in 1907. In that year he worked out the detailed theory and also tried experiments which, however, were unsuccessful. The first successful experiments were made in 1915 and 1916 by Einstein and De Haas²⁾, who were not aware of Richardson's work, or of the author's success with the converse experiment. See further §§ 13—27.

(4) *Gyrostatic magnetization by the rotation of a magnetic field. Experiments of Fisher*³⁾ (1922, 1924) and of Barnett⁴⁾ (1925, 1932). In these experiments a rod (or toroid) of magnetic substance, as free from residual magnetization as practicable, was crossed normally by a magnetic field. This field (and the magnetization which it produced) were rapidly rotated, and a change in the longitudinal magnetization of the substance was looked for. Such a change should result only if the magnetic elements participate in the rotation of the vector which specifies the intensity of magnetization. Null effects were obtained in all the experiments. See § 22.

§ 4. *The gyromagnetic ratio.* Let M_0 now denote the angular momentum of a magnetic element, μ_0 its magnetic moment, and

$$g = M_0/\mu_0$$

the ratio of the first to the second. The quantity g has come to

1) O. W. Richardson, *Phys. Rev.*, 26, 1908, p. 248. The theory developed by Richardson was somewhat complex. The very simple theory of this effect, equally rigorous, which is given in this paper was presented by the author to the American Physical Society in 1914 (*l.c. ante*); and independently, a few months later, by Einstein and De Haas to the German Physical Society (See next footnote).

2) A. Einstein and W. J. de Haas, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 17, 1915, p. 152; A. Einstein, *ibid* 18, 1916, p. 173; W. J. de Haas, *ibid*, 18, 1916, p. 423.

3) J. W. Fisher, *Proc. Phys. Soc. Lond.* 34, 1922, p. 177; *Proc. Roy. Soc. (A)*, 109, 1925, p. 7.

4) See S. J. Barnett, *Phys. Rev.*, 27, 1926, p. 115; and *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences* 68, No. 7, pp. 229—249, 1933.

be known as the gyromagnetic, or magneto-mechanical, ratio. As will be seen from what follows, it is the chief quantity involved in all experiments on gyromagnetic effects.

§ 5. *The gyromagnetic ratios for several types of magnetic elements.*

(1) *Electron orbit.* Suppose the element to consist of an electron, with charge e revolving in a circular orbit of radius r , with constant angular velocity ω (and areal velocity $a = \frac{1}{2}\omega r^2$) about a much more massive, and fixed, nucleus with charge $-e$. In this case, if m_0 denotes the mass of the electron, we have

$$\mu_0 = ea, \quad M_0 = m_0\omega r^2 = 2m_0a, \quad \text{and}$$

$$g (= M_0/\mu_0) = 2m_0/e.$$

If the orbit is elliptical instead of circular, it is easy to show that the same ratio holds for the mean angular momentum and the mean magnetic moment.

(2) *Charged solid in rotation.* Voigt¹⁾ has examined the behavior in a magnetic field of magnetic elements consisting of homogeneous uniformly charged solids in rotation. No account is taken of the electromagnetic origin of the mass, but the mass density is taken as everywhere proportional to the electric density. For this type of element it is easy to show that, as in the case of an electron orbit (or ring)

$$g = 2m_0/e.$$

(3) *Spinning electrons.* M. Abraham²⁾ has considered the behavior in a magnetic field of a spherical electron in rotation and uniformly charged either over the surface or throughout the volume, and calculated the angular momentum on the assumption that the mass and momentum are purely electromagnetic.

The masses, m_s and m_v , of the electron or magnetic element for surface and volume charge, respectively, are

$$m_s = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a} \quad \text{and} \quad m_v = \frac{4}{5} \frac{e^2}{a},$$

if e denotes the charge of the electron and a its radius.

1) W. Voigt, *Ann. d. Phys.* 9, 1902, p. 130.

2) M. Abraham, *Ann. d. Phys.* 10, 1903, pp. 151, 169, 171.

For the angular velocity ω radians per second the corresponding angular momenta are

$$M_s = \frac{1}{3}m_s a^2 \omega \text{ and } M_v = \frac{1}{4}m_v a^2 \omega;$$

and the corresponding magnetic moments are

$$\mu_s = \frac{1}{3}e a^2 \omega \text{ and } \mu_v = \frac{1}{5}e a^2 \omega.$$

Thus the corresponding values of the ratio $q = M/\mu$ are

$$q_s = \frac{m_s}{e} \text{ and } q_v = \frac{5}{4} \frac{m_v}{e} = \frac{6}{5} \frac{m_s}{e}.$$

The first ¹⁾ of these is just one-half the value for an electron orbit.

(4) *Ions and atoms with electron orbits and spins.* If L, a n d é's splitting factor is designated by g , the ion or atom as magnetic element has the gyromagnetic ratio

$$q = 2 \frac{m}{e} / g.$$

Complex elements in which both nuclei and electron orbits participate have been considered by O. W. Richardson²⁾ and others³⁾.

§ 6. *The magnetic moment and angular momentum of a magnet.* Assume the magnet symmetrically magnetized about the geometric axis, and the magnetic elements all alike. If ϑ denotes the angle between the axis of a magnetic element and the intensity of magnetization I in its neighborhood, we have

$$I = \Sigma \mu_0 \cos \vartheta,$$

the summation extending over the unit of volume. The internal or concealed angular momentum j per unit volume will then be

$$j = \Sigma M_0 \cos \vartheta = q \Sigma \mu_0 \cos \vartheta = qI.$$

Thus if I denotes the mean intensity of magnetization along the

1) A very simple derivation of this result is given by E. H. Kennard, *Phys. Rev.* 19, 1922, p. 420.

2) O. W. Richardson, *l.c. ante.*

3) See W. Braunbeck, *Phys. Zeit.* 23, 1922, p. 307; K. Honda, *Tohoku Sci. Rep.* 19, 1930, p. 745.

axis of the magnet, V its volume, and IV its magnetic moment, its total internal or concealed angular momentum will be $M = \rho IV$. Thus ρ can be determined from M and IV .

§ 7. *Maxwell's experiment* (See § 3, (1)). This experiment was made with apparatus somewhat similar to that of Fig. 1, but with the springs, which will at first be assumed present, removed. The wheel and its supporting framework are replaced by a coil of wire traversed by an electric current, or by an electromagnet,

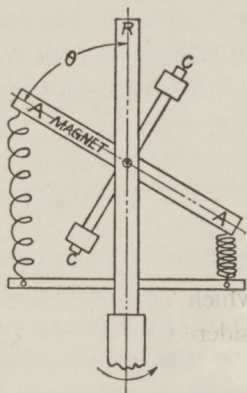


Fig. 2.

at will, with axis along the axis A and the center of mass on the axis B (Figs. 1 & 2). This body, if it possesses (concealed) angular momentum, should behave like the gyroscope of § 2. The centrifugal torque will not, however, in general be negligible, especially as great speeds about the vertical will be necessary to make the gyroscopic effects appreciable. This torque may be altered at will, or made to vanish, by adjusting suitable weights attached to the body along an axis CC intersecting A and B normally (Fig. 2).

Let A , B , C denote the moments of inertia of the body about the axis of the magnet, the horizontal axis B , and the central axis CC normal to the two, respectively. Let ϑ denote the angle between the axis A of the magnet and the vertical (R , Fig. 2, C , Fig. 1), Ω the impressed angular velocity about the vertical, J the total angular momentum of the body, M the concealed angular momentum, and β the angle between J and the axis A .

Let us suppose that under the action of the springs, producing a torque T in the direction of increase of ϑ , the angular velocity Ω and the angle ϑ are maintained constant. J can be resolved into two rectangular components: one parallel to the axis of the impressed rotation, $J \cos (\vartheta - \beta)$, which is constant; and one perpendicular to this axis, $J \sin (\vartheta - \beta)$, which has the constant rate of change $T = \Omega J \sin (\vartheta - \beta)$. Now $J \cos \beta = A \Omega \cos \vartheta + M$, and $J \sin \beta = C \Omega \sin \vartheta$. Hence

$$T = (A - C) \Omega^2 \sin \vartheta \cos \vartheta + M \Omega \sin \vartheta. \quad (7-1)$$

If C is somewhat greater than A the applied torque T necessary to maintain the motion constant will vanish and equilibrium (under the action of the centrifugal torque) will be stable with the springs removed when

$$\cos \vartheta = \frac{M}{(C - A) \Omega}. \quad (7-2)$$

By means of two nuts acting on screws the axis CC was adjusted to be a principal axis with C just exceeding A , so as to make the instrument very sensitive. On account of disturbances due to the earth's magnetic field the results were very rough, but no change in ϑ with reversal of M or Ω could be detected even when an iron core was inserted in the coil.

Maxwell concludes that if a magnet, or a coil of wire carrying an electric current, contains matter in motion the angular momentum of the rotation must be very small in comparison with any quantity which we can measure.

By calculating M as the product of the constant ρ , determined by experiments on other gyromagnetic effects, and the magnetic moment of the magnet, and by taking account of the fact that equation (7-1) holds only if the horizontal axis about which rotation is possible passes exactly through the center of mass of the magnet, W. J. de Haas and G. L. de Haas-Lorentz¹⁾ have shown that a change in ϑ would hardly be perceptible in the most favorable conditions possible even today.

By making $A - C$ very small and ϑ very nearly 90° , and measuring T and Ω , M could also be determined from equation (7-1).

¹⁾ W. J. de Haas and G. L. de Haas-Lorentz, *K. Akad. Amsterdam Proc.* 19, 1915, p. 248.

§ 8. *Theory of magnetization by rotation*¹⁾ (See § 3, (2)). The magnetic element will be assumed to consist of a symmetrical electrical system rotating with angular velocity ω , magnetic moment μ_0 , and angular momentum $M_0 = q\mu_0$ about the axis of symmetry, the electrical charges in rotation being all of one sign.

The vectors representing M_0 and μ_0 are in the same direction or opposite directions according as the moving charge is positive or negative.

Let A denote the moment of inertia of the magnetic element about its axis of rotation, and suppose $B = C$ the (mean) moment of inertia about any central axis normal to the axis of symmetry.

If now the body of which this element is a part is set into rotation with angular velocity Ω about an axis C , the element, behaving like the wheel of a gyroscope, will strive, as it were, to take up a position with its axis of revolution coincident with that of the impressed rotation²⁾; but it will be prevented from turning so far by a torque T due to the action of the rest of the body and brought into existence by the displacement. In a minute time a steady state will be reached, and the axis of the magnetic element will then continuously trace out a cone making a constant angle ϑ with a line through its center parallel to the axis C of the impressed rotation. When this state has been reached T will be given by equation (7—1) above, which may be written

$$T = \left\{ M_0 \Omega + (A - C) \Omega^2 \cos \vartheta \right\} \sin \vartheta.$$

Now imagine the body, instead of being rotated, to be placed in a uniform magnetic field whose intensity H is directed along the previous axis of rotation, and consider the same magnetic element, whose magnetic axis, after displacement by the field, makes the angle ϑ with H . The element would keep on turning

1) See S. J. Barnett, *l.c. ante*; Einstein and De Haas, *l.c. ante*; S. J. Barnett, *Bull. Nat. Res. Council*, 3, Part 2, 1922, p. 235.

2) If we assume that when the body is rotated, or when it is placed in a weak field, the magnetic element *jumps* from one orientation to the reverse, with angle ϑ , instead of being *turned* to the angle ϑ , the formulae are precisely the same. Hence experiments on magnetization by rotation can give us no information on the nature of the *process of magnetization*, but only on the nature of the *elements*. Indeed, Langevin has given a derivation of the formula which is independent of any model. See P. Weiss, *Rapport Inst. internat. de Physique Solway*, 1930, p. 73.

under the action of the field until its axis coincided with H , but is prevented from doing so by the torque T' upon it due to the action of the rest of the body and brought into existence by the displacement. This torque is well known to be

$$T' = \mu_0 H \sin \vartheta.$$

To find, therefore, the magnetic intensity which would produce the same effect on the orientation of the magnetic element as would be produced by rotating the body at the angular velocity Ω , all we have to do is to equate T and T' . This gives

$$\mu_0 H \sin \vartheta = \left\{ M_0 \Omega + (A - C) \Omega^2 \cos \vartheta \right\} \sin \vartheta;$$

or

$$H = \frac{M_0 \Omega}{\mu_0} \left(1 + \frac{(A - C) \Omega}{A \omega} \cos \vartheta \right).$$

The values of Ω experimentally attainable are so small in comparison with any possible values of ω in the case of any magnetic element of probable type that the last term is negligible. Hence we have for any magnetic element in the body, whatever its orientation, with all sufficient exactness

$$H = \frac{M_0 \Omega}{\mu_0} = \rho \Omega = 2\pi \nu \quad (8-1)$$

where ν is the impressed angular velocity in revolutions per second.

From what precedes it follows that if all the magnetic elements in a body are alike, rotating it at an angular velocity of ν r.p.s. will produce the same intensity of magnetization in it as placing it in a field of strength $2\pi \rho \nu$ gauss.

It is clear that the magnetic element is undergoing regular precession under the action of the disturbance field. If we designate by δH ($= -H$) the change in the magnetic intensity which acts on the element under the influence of the displacement produced by the rotation, we see at once that equation (8-1) becomes

$$\nu = \frac{H}{2\pi \rho} = -\frac{\delta H}{2\pi \rho} \quad (8-2)$$

which gives the classical change of frequency in the Zeeman effect due to a field with intensity δH . The element is simply

executing Larmor precession with the frequency ν of the rotating body under the action of the disturbance-field with intensity δH .

If the magnetic elements in a body are of two kinds, positive and negative, with constants ϱ_1 and ϱ_2 , rotating the body will have the same effect as if a magnetic intensity $H_1 = \varrho_1 \Omega$ were applied to the positive elements and an intensity $H_2 = \varrho_2 \Omega$ were applied to the negative elements. If the effect on the negative elements is preponderant, the rotation will thus produce an intensity of magnetization in the direction of H_2 but of magnitude less than that which would be produced by the intensity $\varrho_2 \Omega$ if all the elements were negative.

In very weak fields ferromagnetic bodies all receive magnetic moments proportional to the intensities of the fields applied. Similarly, since $\varrho \Omega$ is equivalent to a very small value of H for even the greatest speeds practicable, these bodies must be magnetized by rotation proportionally to the speed.

If, however, in either case we start with a ferromagnetic substance not in or near the neutral state but at a steep portion of the magnetization curve, the application of either a small increment of magnetic intensity or of a small speed may be sufficient to produce a considerable and irreversible change in magnetization.

§ 9. *Experiments on magnetization by rotation.* Two types of experiments have been made, very different from one another. The first successful experiments were made in 1914 (and repeated in 1915) on large iron rods — nearly a meter long and 7 cm in diameter — by a method depending on the principles of electromagnetic induction¹); the second, on much smaller rods of iron, cobalt, nickel and many alloys, by magnetometer methods²).

In both methods the rods were mounted with their axes horizontal and in the magnetic prime vertical in a region in which the earth's magnetic field had been neutralized.

1) S. J. Barnett, *Phys. Rev.*, 6, 1915, pp. 239—270. Earlier reports in *Phys. Rev.* 6, 1915, p. 171; *Science* 42, 1915, pp. 163, 459.

2) S. J. Barnett, *Phys. Rev.*, 10, 1917, p. 7; *J. Wash. Acad. Sci.* 11, 1921, p. 162; also, S. J. Barnett and L. J. H. Barnett, *Phys. Rev.*, 17, 1921, p. 404; *ibid.*, 20, 1922, p. 90; and especially *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences*, vol. 60, No. 2, 1925, pp. 125—216.

Experiments by the method of electromagnetic induction. In the method of electromagnetic induction the *intrinsic magnetic intensity of rotation* (equal to $2\pi Qv$) was determined by comparing the change of flux through the rod under investigation, produced by rotation about its axis at measured speed, with the change of flux produced through the same rod by the application, parallel to the axis of rotation, of a uniform magnetic field of known intensity. The changes of flux are proportional to the intensities, if small. The changes of flux were measured ballistically, with a galvanometer of the type known as a fluxmeter, a coil of wire surrounding the

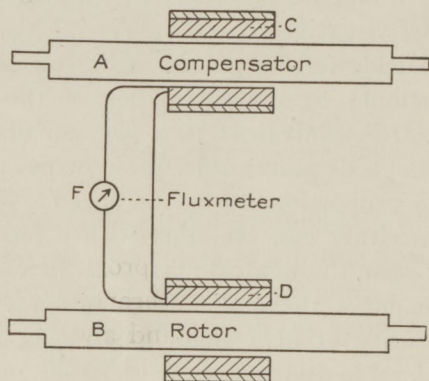


Fig. 3.

rod being in the fluxmeter circuit. If D is the deflection produced by reversing the direction of rotation at the frequency ν , and D_0 the deflection produced by reversing the standardizing intensity, H_0 , we have

$$\frac{2\pi Qv}{H_0} = \frac{D}{D_0} \text{ or } Q = \frac{D}{D_0} \cdot \frac{H_0}{2\pi\nu}. \quad (9-1)$$

In the actual experiments *two* similar rods, parallel to one another, were used and *two* similar coils of insulated copper wire were mounted about their centers, as shown in Fig. 3. These coils were placed in series with one another and with the fluxmeter and were oppositely connected so that any fluctuations in the intensity of the earth's magnetic field, which act in the same way on both rods, might produce no effect on the fluxmeter. One of the rods, the

compensator, A , remained at rest; while the other, the rotor, B , was alternately rotated in opposite directions, the change of its magnetization being determined as it came to rest. For use in the standardizing experiments the rods A and B were uniformly wound with coils of insulated copper wire. The earth's field, in the region occupied by the rotor, was neutralized in order to prevent eddy currents and changes in its axial flux due to alterations in the shape of the rod and possible slight alterations of axial orientation caused by the rotation. In successive experiments the rod was rotated in opposite directions at the same speed in order to eliminate the effects of changes of magnetization due to centrifugal expansion and other distortions and to heating at the bearings. Experiments were made with the axis of the rotor turned in both directions, chiefly to eliminate the magnetic effects of the twist in the rods, which were driven from one end.

The great symmetry of the apparatus, and the precautions taken, were such that no systematic errors remained which were of consequence in view of the accidental error of some 10 or 15%. The magnetization was found to be proportional to the speed, as indicated by the theory. With reference to the kind of electricity involved, the rotation was found always to magnetize the iron in the direction opposite to that in which it would be magnetized by a current flowing around it in the direction of the rotation, which proves, as we have seen above, that the electricity is negative. The numerical results of 1914 give for the gyromagnetic ratio the value $\rho = 1.02 \times m/e$. The somewhat better results obtained in 1915 by the same method, with improvements, give $0.96 \times m/e$. Within the limits of the experimental error, both results are only one-half the value, viz. $2 m/e$, to be expected on the basis of the orbital theory.

The investigation gave a direct proof (and the *first proof*) of the actual existence in iron of the molecular currents of Ampère, before hypothetical; it proved that the electricity in these currents is negative, and has mass or inertia; and it revealed a second and entirely new method of magnetizing bodies.

The magnetization produced, however, by speeds experimentally attainable is exceedingly minute. Thus, as the insertion in the formula of the result given above would show, rotating a body at 100 revolutions a second is equivalent to putting it in a magnetic

field which is only about one fifteen thousandth as intense as the earth's field in Los Angeles.

One of the most important results of the investigation is the magnitude obtained for the gyromagnetic ratio, which, as stated above, is about one-half the value calculated for an electron moving in an orbit. This discrepancy has become known as the gyromagnetic, or magneto-mechanical, anomaly; and the result indicates, according to the data of § 4, that the magnetic element consists primarily of a *Lorentz electron spinning on a diameter*, and not of an electron moving in an orbit ¹⁾.

§ 10. *Experiments by magnetometer methods.* Of the later experiments, i.e., those made by magnetometer methods, the first, chiefly on iron, cobalt, and nickel, were published in 1917 ²⁾; the most extensive and precise were the last series ³⁾, made in 1923—24.

It is more difficult to eliminate sources of error from a magnetometer method than from the method already described, but it has the great advantages that it can be made more sensitive and does not necessitate such large samples of the materials to be studied. A diagram of the principal arrangement used in the investigation is given in Fig. 4.

A light vertical rod of aluminum, *I*, carries two groups, *F* and *J*, of very small horizontal magnets constituting a carefully adjusted astatic system. The rod *I*, with its magnets, is hung on a fine thread *B* of fused quartz from a torsion head *A*. It carries a thin metal damping vane *D*, situated between two adjustable parallel plates not shown in the figure, and a small mirror *E*, by means of which and a remote lamp and scale the deflections are read in the usual way. The whole suspended system is inclosed in a tight metal case, with windows, to prevent disturbances from air currents.

H indicates two small control magnets producing fields parallel

1) As suggested by O. W. Richardson, *Inst. internat. de Phys. Solvay 1921*, p. 220; also, a little later, by E. H. Kennard, *l.c. ante.* A. L. Parson and others had suggested long before that the electron itself possessed a magnetic moment.

2) See footnote, 2, § 9. These were the first gyromagnetic experiments to include other substances than iron. The results for ρ were all too large, being affected by a systematic error discovered in 1920 (*J. Wash. Acad. Sci.* 11, 1921, p. 162; *Phys. Rev.* 17, 1921, p. 404; *ibid.* 20, 1922, p. 90).

3) S. J. Barnett and L. J. H. Barnett, *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences*, vol. 60, No. 2. 1925, pp. 125—216.

and normal, respectively, to the axis of the upper magnets of the astatic system, by which the zero of the needle and the sensibility of the instrument can be controlled independently of one another.

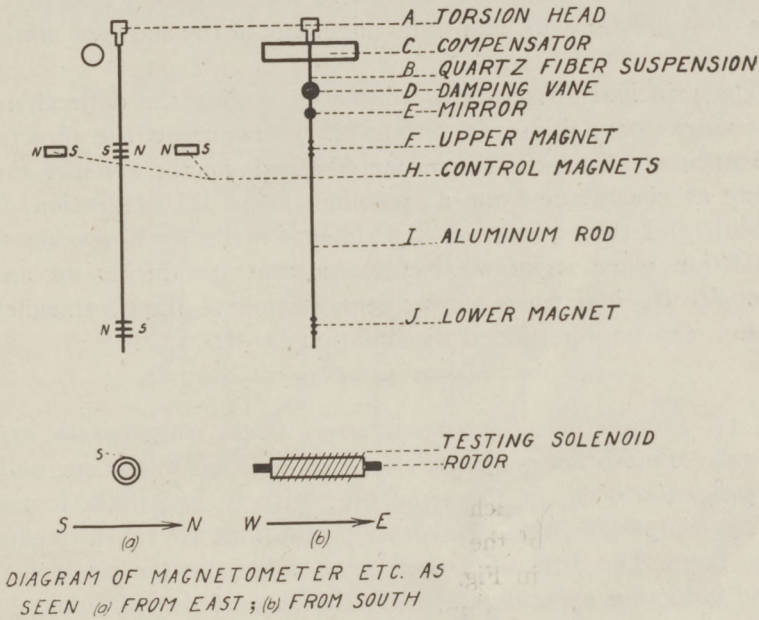


Fig. 4.

Only one of these magnets, whose axes are perpendicular to one another, is shown in each part of the figure.

The rod under test, or rotor, surrounded (when calibrating tests are necessary) with a solenoid S, is mounted with its axis magnetic east and west a little below the lower magnetometer magnet; and a nearly similar rod C, the compensator, is mounted nearly parallel to it and at a nearly equal distance above the upper and oppositely directed magnet, but for convenience, a little south or north. By slight adjustments of this compensator the effect of the continual fluctuations in the earth's field on the rotor, and the effect of this on the magnetometer, can be very largely compensated.

These arrangements and adjustments are quite necessary to prevent large accidental errors in the measurements. Indeed, in spite of these precautions the most difficult part of the work had to be performed late at night, (as was the case in the earlier expe-

periments), when the disturbing effect of the sun on the earth's magnetic field is much less than in the daytime, and even after two o'clock in the morning, when magnetic disturbances from the street car traffic were a minimum. It was fortunate that just as the most precise work had to be done, one of the sun spot minima arrived.

The principal observations consist in getting the deflection of the magnetometer system produced by reversing the direction of rotation of the rotor, the measured speeds for the two directions being as nearly the same as possible. From this deflection, the speeds, and the calibrating experiments made by observing the deflection when a known electric current (producing an axial intensity H_0) is reversed through the solenoid S , the gyromagnetic ratio g can be determined by equation (9—1).

§ 11. *Elimination of systematic errors in the magnetometer experiments.* Many other magnetic effects in addition to the one under investigation occur at the same time with it, and mask it more or less completely, unless elaborate precautions are taken to eliminate them. The difficulties were greater than in the electromagnetic induction experiments chiefly because of the asymmetry of the apparatus and because greatly increased precision was desired. The spurious effects already mentioned in connection with the earlier work were eliminated in the same way. Many of the effects are practically eliminated together when the magnetic field in which the rotor moves is compensated as nearly as possible by means of electric currents in suitable coils, and when the rotor is demagnetized as nearly as practicable. Other effects are largely eliminated by making the rotating apparatus as true as possible; by making the rotor journals small and running them in agate bearings; and by separating the magnetic part of the rotor from the journals by material which is a good thermal and electric insulator. The apparatus was so designed and such methods of observation were devised that the systematic errors are believed to have been almost completely eliminated ¹).

1) See S. J. Barnett and L. J. H. Barnett, *Proc. Amer. Acad. Arts and Sciences*, vol. 60, No. 2, 1925, for a discussion of the errors.

§ 12. *Results by the magnetometer method.* In the experiments the rotors were driven at four speeds, ranging from 9 to 61 revolutions per second. As in the earlier work, but much more precisely and more generally, the results, whose means are plotted in Fig. 5,

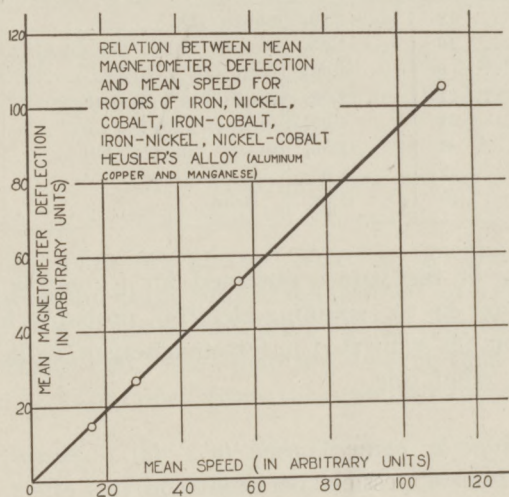


Fig. 5.

show that the deflection, and therefore the magnetization, is, within the small experimental error, strictly proportional to the speed.

The results obtained at the highest speed are the most precise. The values of the gyromagnetic ratio for this speed are given in Table I. There is no certain evidence that the value of ρ differs from substance to substance, as the differences for different rotors¹⁾ of the same material are as great as those for rotors of different materials. The mean value of the ratio is $1.05_9 \times m/e$, and is probably correct with 1 or 2 percent. This is entirely consistent with the results of the earlier investigation, in which the possible error was considerably greater.

The results obtained for iron in the earlier investigation were thus made more precise and were extended to many other magnetic substances.

1) It is of course possible that the apparent differences are real, and not accidental since the crystalline states of the different rotors are undoubtedly different.

TABLE I
MAGNETIZATION BY ROTATION.
GYROMAGNETIC RATIO FROM OBSERVATIONS AT THE HIGHEST SPEED 1923—1924-

Rotor	No. Sets		Rotor	No. Sets	
Yensen's iron	18	$m/e \times 1.10_1$	Cobalt II	13	1.08 ₁
Armco iron	10	1.03 ₃	Heusler's alloy (Mn-Cu-Al) . .	10	1.01 ₉
Norway iron	6	1.03 ₃	Permalloy (Ni-Fe)	16	1.06 ₄
Steel III	17	1.05 ₉	Hopkinson's alloy (Fe-Ni) . .	10	1.02 ₂
Steel IV	21	1.07 ₂	Preuss's alloy (Fe-Co)	6	1.07 ₈
Steel I	9	1.05 ₅	Bloch's alloy (Co-Ni)	4	1.07 ₈
Nickel I	9	1.05 ₅			
Nickel III	10	1.02 ₄	Mean	159	1.05 ₉

The excess of the values obtained for g over m/e , the value of g for a Lorentz spinning electron, probably indicates that orbital motion has some part in ferromagnetism, while the electron spin has the chief role.

§ 13. *Rotation by magnetization* (§ 3, (3)). *General experimental methods and theory.* In all experiments on this effect a round cylinder of the substance under investigation is hung with its axis vertical in a fixed framework by means of a vertical wire or fiber along the axis extended, or by two wires or fibers, one above and one below. Surrounding the cylinder coaxially, and fixed either to the cylinder or to the framework, is a coaxial magnetizing coil of insulated wire. The motion of the cylinder produced by changes in axial magnetization is studied.

When the axial magnetic moment μ changes at the rate $\dot{\mu}$ the concealed angular momentum $M = g\mu$ changes at the rate $\dot{M} = g\dot{\mu}$; hence the angular momentum J of the rotor will change at the rate

$$g = \dot{J} = -\dot{M} = -g\dot{\mu} \quad (13-1)$$

which is the *gyromagnetic torque on the rotor and magnetizing coil together*. In most work it has been assumed, on the basis of probable theory, that the torque on the magnetizing coil vanishes. The frictional torque is taken (consistently with experiment) as proportional to the angular velocity of the rotor.

If disturbing torques, also producing changes in J , are present, equation (13-1) will of course not be valid. In what follows such

disturbing torques, all of which can be eliminated or corrected by suitable methods, will at first be assumed absent.

Two general methods of investigating the effect have been tried, ballistic methods and resonance methods. Resonance methods are of two kinds, single torque and multiple torque.

§ 14. *Ballistic methods* (Richardson¹), (J. Q. Stewart²). In ballistic methods equation (13—1) is used in the integral form

$$\delta J = \int g dt = -\varrho \delta \mu \quad (14-1)$$

the rotor being initially at rest. That is, the change δJ in the angular momentum of the rotor is determined for a given change $\delta \mu$ in the magnetic moment produced by altering the current³) in the magnetizing coil. The quantity $-\varrho$ is then calculated as $(\delta J = J)/\delta \mu$. J is obtained from the standard formula

$$J = \sqrt{AK} \cdot e^{-\frac{\lambda}{\pi} \tan^{-1} \frac{\pi}{\lambda}} \cdot \vartheta \quad (14-2)$$

where ϑ is the angular throw (first elongation) due to $\delta \mu$, K the moment of inertia of the suspended system, A the torsional constant, and λ the logarithmic decrement.

§ 15. *Single-torque resonance methods* (Einstein and De Haas⁴). In these methods the only torque deliberately impressed on the system is the gyromagnetic torque $g = -\varrho \dot{\mu}$.

Method (1). The system, whose natural frequency will be denoted by ν_0 , is magnetized by an alternating current the frequency ν of whose first harmonic, of constant amplitude, is adjustable over a small range including ν_0 . The semi-angle α through which the system vibrates is determined as a function of ν . From α_0 (the value of α at resonance), K , λ , and ν_0 , J , the amplitude of the

1) O. W. Richardson, *l.c. ante*.

2) J. Q. Stewart, *Phys. Rev.*, 11, 1918, p. 100.

3) Or in any other manner. For example, Prof. Kerr Grant once suggested to me that the magnetization might be destroyed by an intense beam of radiation.

4) A. Einstein and W. J. de Haas, *l.c. ante*.

angular momentum at resonance, can be obtained by means of the standard formula

$$J = \pi\lambda K\nu_0 a \quad (15-1)$$

and from $J (= \delta J)$ and $\mu (= \delta\mu)$, the amplitude of the first harmonic of the magnetic moment, $-\varrho$ can be calculated by means of equation (14-1).

Method (2). By measuring additional values of a on the resonance curve beside a_0 , together with the corresponding values of ν , λ can be eliminated and its measurement therefore made unnecessary.

§ 16. *Multiple torque resonance methods (Chattock¹, Barnett²).* In these methods, there is attached to the lower end of the rotor, as suggested by Chattock, a vertical brass rod which carries a small permanent magnet (moment μ') with its axis horizontal. The rotor is driven at the resonance frequency ν_0 by the gyromagnetic torque as before. But by means of a small coil of wire (the *torque coil*, constant I') surrounding the permanent magnet, and with axis normal thereto, and traversed by a current i with frequency ν_0 , an extra torque c may be applied to the vibrating system. (A second torque coil, wound twin with the first, has been used by the author in some of his work, for reasons given below). By a suitable arrangement, in the original method, c is made equal in magnitude and opposite in phase to g , and the amplitude of the vibration is thus made to vanish provided no disturbing torques are present.

For this purpose the rotor is surrounded with a long coaxial solenoid fixed to the earth, the *induction solenoid*, whose constant is γ . This coil is connected in series with the torque coil through an adjustable resistance box, the total conductance of the circuit being X . If the connections between the two coils are properly made (depending on the sign of ϱ), and if X is given a suitable value X_0 , the amplitude of vibration (provided no disturbing torques are present) will vanish. To show this and derive the formula for ϱ , we may proceed as follows.

Let φ denote the magnetic flux through the induction circuit

1) A. P. Chattock, quoted by W. Sucksmith and L. F. Bates, *Roy. Soc. Proc. A.*, 104, 1923, p. 499.

2) S. J. Barnett, *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences* 66, No. 8, 1931, pp. 273-348.

produced by μ (that due to the magnetizing coil being supposed negligible or compensated). Then $\varphi = \mu\gamma$; and the current in the induction circuit, if X is sufficiently small in comparison with the reactance, which can always be made the case in practice, will be

$$-X\dot{\varphi} = -\gamma X\dot{\mu}.$$

Thus the coil torque will be

$$c = -\Gamma\gamma\mu'X\dot{\mu}.$$

The two torques c and g (13—1) will thus be equal in magnitude and opposite in phase, giving an amplitude of vibration 0, for the value X_0 of X determined by the equation

$$-g = \Gamma\gamma\mu'X_0. \quad (16-2)$$

In the experiments of Sucksmith and Bates¹⁾ by this method μ' was eliminated by making certain dynamical measurements. In those of the author, μ' was measured with precision.

The method has been modified in a number of ways by the author²⁾, including the following. In one of these (but little used) the two torques c and g are applied separately, and the two vibration amplitudes, proportional to the amplitudes of the torques, are observed. In another, used extensively, c is produced as in the original method, but is made twice as great as g , the resultant torque $c - g$ thus giving the same amplitude as g for $X = 2X_0$. In another modification, necessary in the case of certain rotors, and referred to above, a second torque coil, wound twin with the first, is used. It is connected through a high (adjustable) resistance to the terminals of the commutator, or generator, producing the torque g . The torque it produces, when rectangular waves are used³⁾, as in the author's experiments, is in quadrature with g ; thus by making the connections properly and adjusting the resistance suitably, troublesome disturbing torques in quadrature with g can be compensated, as shown in a forthcoming paper.

1) See W. Sucksmith and L. F. Bates, Roy. Soc. Proc. A. 104, 1923, p. 499; W. Sucksmith, *ibid.* 108, 1925, p. 638.

2) S. J. Barnett, *l.c.* ante in § 16.

3) In this case the first harmonics of the electromotive force, current, and magnetic moment can be made almost exactly cophasal.

When a quadrature torque is present the amplitude passes through a minimum, but does not vanish, when $X = X_0$, the residual amplitude being that due to the quadrature torque alone. This does not affect the computed value of ϱ in the null (minimum) or equal-amplitude methods; but the precision in determining X_0 is greatly reduced when the quadrature torque is not small in comparison with g . In unequal-amplitude methods, the effect of a quadrature torque can be eliminated by replacing an observed amplitude a by $\sqrt{a^2 - \delta^2}$, where δ is the minimum amplitude and need be only roughly observed when small.

When there is a disturbing torque in phase with g (or in opposition to g) the value of X necessary to produce the minimum will be greater (or less) than X_0 by a certain amount. If means can be found, as is often the case, of reversing the phase of such a torque without altering its magnitude, the true value of X_0 can be found by taking the mean of the two observed values of X producing the minima.

The methods described in this section offer great advantages over the others for the detection and elimination of systematic errors due to disturbing torques.

§ 17. *Disturbing torques.* In practice the gyromagnetic torque never exists alone, or its measurement would be a comparatively simple matter. Most of the disturbing torques would vanish if the vibrating body, and the magnetizing coil in case it is fixed to the framework, could be made exactly symmetrical, geometrically, mechanically, and magnetically, about a vertical through the point of suspension. The most serious disturbing torques belong in four classes as follows ¹):

A. *Torques due to the earth's magnetic field.* This field can be approximately neutralized by means of electric coils or magnets placed about the apparatus; but it is doubtful whether the neutralization has been so good in any investigation as to make all of these torques negligible.

B. *Torques due to the magnetizing coil.* These vanish completely when the coil is rigidly wound upon the rotor, as in the investi-

1) See A. Einstein and W. J. de Haas, *l.c. ante*; J. Q. Stewart, *l.c.* in § 18; and especially S. J. Barnett, *l.c. ante* in § 16.

gation by De Haas and in the author's principal experiments on the Einstein and De Haas effect. When the coil is fixed to the framework, the torques may be very serious.

Some of the torques A and B , when present, can be eliminated by certain processes; for example, by making observations with the rotor in two azimuths, 180° apart, or by reversing the connections between magnetizing coil and generator. All of them can either be eliminated or made negligibly small. But a discussion of the details would be out of place in this paper.

C. *Torques due to magnetostriction.* This gives rise to vertical motions which through asymmetry or variation of the suspension twist with tension are partially converted into axial vibrations. In the ballistic method the effect can be eliminated only by making observations for both directions of the magnetization — the magnitudes of the vertical magnetic moment of the rotor being made identical before the throws, and again after the throws. In resonance methods, that part of the effect in phase with g (or in opposition) can be eliminated by making observations with the connections between the magnetizing coil and the generator in both possible ways.

D. *Electron inertia.* On account of this, the change of current in the magnetizing coil, if wound integral with the rotor, or the change of magnetic flux through the rotor inducing currents therein, produces an axial torque. This is negligible except when the magnetizing coil is wound upon the rotor. In this case it is small, but in general by no means negligible. It has, however, been measured, and can readily be allowed for ¹).

§ 18. *Early experiments on rotation by magnetization.*

The first experiments to yield any results on this effect were made on iron by A. Einstein and W. J. de Haas²) early in 1915 by the methods of resonance (1) and (2), § 15. They obtained for the magnetude of g a value close to $2 m/e$, which they judged correct to within some ten per cent; and they thought they had proved its sign to be negative. But Lorentz³) soon poin-

1) See S. J. Barnett, *Phil. Mag.* 12, 1931, p. 349 (*A new electron-inertia effect and the determination of m/e for the free electrons in copper*).

2) A. Einstein and W. J. de Haas, *l.c. ante*.

3) See A. Einstein, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 17, 1915, p. 203.

ted out that the experiments were not sufficient to determine the sign. In 1916 Einstein¹⁾ and De Haas¹⁾, working separately, made resonance experiments, chiefly qualitative, and at very low frequencies, of the order of one per second or two, in which they found ρ negative and of the order of magnitude determined in their joint work.

Einstein and De Haas were forced to limit their work to a few experiments on iron. The first extensive investigation of their effect, on both iron and nickel, was made by the ballistic method in 1918 in Richardson's former laboratory by J. Q. Stewart²⁾, who found for iron $\rho = m/e \times 1.02$ and for nickel $\rho = m/e \times 0.94$, with a mean error of about 15% — values equal, within the experimental errors, to that found earlier in the work on magnetization by rotation, and half the value found by Einstein and De Haas. This investigation was very thorough, and is one of the three in which the vertical component of the earth's magnetic field was annulled, and one of the two in which a deliberate effort was made to eliminate the effects of magnetostriction.

In 1919 E. Beck³⁾, by resonance methods (1) and (2), found $\rho = 1.06 \times m/e$ for iron and $\rho = 1.14 \times m/e$ for nickel; but the errors were such that he considered the excess of the numbers above m/e to be meaningless. In the same year Arvidsson⁴⁾, by resonance method (2), and annulling all the components of the earth's field, found for iron $\rho = 0.94 \times m/e$.

§ 19. *Later experiments on the rotation of ferromagnetic substances by magnetization.* The work described in § 18 made no claim to great precision. A more elaborate investigation, by the ballistic method, was published in 1923 by Chattock and Bates⁵⁾, in which they found for iron and nickel $\rho = 1.005 \times m/e$ and $\rho = 1.01 \times m/e$, respectively. This was followed in the same year by another elaborate investigation on iron, nickel, and Heusler's alloy, in which, by Chattock's null method, Sucksmith and

1) A. Einstein, *ibid* 18, 1916, p. 173; W. J. de Haas, *ibid*, 18, 1916, p. 423.

2) J. Q. Stewart, *Phys. Rev.* 11, 1918, p. 100.

3) E. Beck, *Ann. d. Phys.* 60, 1919, p. 109.

4) G. Arvidsson, *Phys. Zeit.* 21, 1920, p. 88.

5) A. P. Chattock and L. F. Bates, *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 233, 1923, p. 257.

Bates¹⁾ found for the three substances, respectively, $g = 1.006 \times m/e$, $g = 1.002 \times m/e$, and $g = 1.002 \times m/e$. In 1925 Sucksmith²⁾ found by the same method for cobalt and magnetite, respectively, $g = 1.03 \times m/e$ and $g = 0.99 \times m/e$. The authors believed that in the first two of these investigations the results were correct to within one per cent; the results of the last were not considered so precise.

There is thus a discrepancy of five or six per cent between the results of the English work on the Einstein and De Haas effect and the results of the elaborate investigation by L. J. H. Barnett and the author on the Barnett effect³⁾, which gave $g = 1.06 \times m/e$ as a mean value.

§ 20. *Barnett's experiments on the Einstein and De Haas effect.* It appeared that the discrepancy just mentioned must be due to one or more of the following causes: (1) undiscovered systematic errors in the English work or in our own; (2) partial inapplicability of the simple theories used in discussing the two converse phenomena; (3) failure of the English physicists to measure the *total momentum* acquired by the rotor and the magnetizing coil, since they (in common with all earlier investigators except De Haas, whose work was not precise) measured only the *momentum acquired by the rotor*, the magnetizing coil being fixed to the earth in their experiments, while the total momentum acquired by both rotor and coil is all that can be calculated from the theory.

On account of the discrepancies the author, several years ago, undertook to prosecute thoroughly an investigation of the Einstein and De Haas effect which had been started many years ago, but temporarily abandoned on account of more pressing work.

In this work⁴⁾, which is the most elaborate yet done on this effect, multiple-torque resonance methods have been used. Every effort has been made to discover and eliminate systematic errors.

1) Sucksmith and Bates, *l.c. ante*.

2) W. Sucksmith, *l.c. ante*.

3) S. J. Barnett and L. J. H. Barnett, *l.c. ante*.

4) S. J. Barnett, *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences*, vol. 66, No. 8, 1931, pp. 273—348; *Phys. Rev.* 42, 1932, p. 147. Earlier reports in *Phys. Rev.* 30, 1927, p. 964; *ibid.* 31, 1928, p. 1116; *ibid.* 36, 1930, p. 789.

In most of the work, and all whose results are quoted below, the magnetizing solenoid was wound rigidly on the rotor, so that the total momentum was certainly measured. The resulting values of $g \times e/m$ for iron, permalloy, nickel and cobalt are, respectively, 1.037 ± 0.003 ; 1.049 ± 0.003 ; $1.06 \pm < 0.01$; $1.07 \pm \text{ca. } 0.01$. The first two are probably correct within one-half per cent; the last two, on account of the greater difficulties involved, are less certain. Additional experiments on iron and permalloy made with the magnetizing coil fixed to the earth agreed closely with the others, but they are not so certainly free from systematic errors.

It is probable that the discrepancy between the English work and this work is due to the fact that in the former (1) the vertical part of the earth's intensity was not neutralized, (2) the effects of magnetostriction were not completely eliminated, and (3) the effects of inequality of half-cycles of current in the magnetizing coil (in the alternating current method) were not completely eliminated. The author's work has shown that serious errors can arise from any one of these causes (which are not completely mutually exclusive); and no one of them was recognized by the English physicists as a source of error.

The author's work on this effect is in complete accord with the elaborate work of S. J. and L. J. H. Barnett on the Barnett effect (§§ 9, 10).

§ 21. *Sucksmith's experiments on paramagnetic substances.* Resonance method (1) has recently been applied by Sucksmith¹⁾ to salts of some of the elements of the rare earth group and to salts of most of the elements in the iron group. He has determined from experiment the values of Landé's splitting factor

$$g = \frac{2m}{e} \cdot \frac{1}{g},$$

and compared these with the values of g calculated from the theories which are found to be in best agreement with them, on the most probable assumptions with reference to the states of the ions. The state is doubtful for one ion in each group. For the others the

1) W. Sucksmith, *Proc. Roy. Soc. A* 128, 1930, p. 276; *ibid.* 133, 1931, p. 179; *ibid.* 135, 1932, p. 276.

agreement of experiment with Van Vleck's theory in the case of the rare earths, and with Stoner's theory in the case of the iron group, is within the limits of the experimental error of (usually) five to ten per cent.

§ 22. *Gyromagnetic magnetization by rotating fields* (See § 3, (4)). The gyromagnetic effects considered in what precedes, while they give most fundamental information on the nature of the magnetic elements, show nothing about the process of magnetization, which is still obscure and uncertain. There are indications that in the early part of the process, i.e., in weak fields, the magnetization proceeds by quantum *jumps*, or *reversals*, of the elements, and not by changes in their orientation, as required by the classical theories; and the investigations by Fisher and by the author, referred to in § 3, (4), and made with weak fields, favor this hypothesis. It was shown by the author in 1925¹⁾, however, on the hypothesis most favorable to an explanation of the results by rotation of the elements, that Fisher's expectation of the magnetization which would result if rotation occurs should be multiplied by a small factor equal approximately to $\frac{3}{2}$ times the ratio of the cross-magnetization to the saturation magnetization of the material. Fisher's combined errors were of the same order as this reduced result. The expectation on the rotation hypothesis should probably be reduced much further, because the torques opposing axial alignment of the elements are probably much greater when they rotate with respect to the remaining atomic structure than when they and the rest of the structure all rotate together. In the calculation referred to the torques opposing alignment were assumed identical in the two cases.

Fisher's later experiments were made on powdered iron and magnetite and solid magnetite; the author's later experiments on Bell Telephone compressed iron and permalloy dust. Both were made by magnetometer methods analogous to that of the author's later work on magnetization by rotation.

In the author's work, with impressed fields of about 15 gaussess rotating about 15,000 revolutions per second, the mean magnetometer deflection on reversal of the direction of rotation (all cor-

1) See footnote 4, § 3 (4).

rections being applied) was about 0.2 mm (in the wrong direction), with a mean error of about 1 mm; while the deflections predicted from the modified formula mentioned above are about 2.0 cm and 0.7 cm for permalloy and iron, respectively. Fisher's rotation hypothesis formula, or the Barnett effect at the same frequency, would give about 5 meters and $3\frac{1}{2}$ meters, respectively. Similar results were obtained with permalloy dust at the frequency 21,000 per second. Systematic errors due to residual magnetization of the rods, to heat, to leakage between the plate circuits of the vacuum tube generator and the magnetizing coils (linked together with transformers), and to eddy currents were all eliminated.

The evidence available at present indicates that in strong fields changes of magnetization are due to changes in the orientation of the elements. If this is the case, a repetition of the investigation described here with fields strong enough nearly to saturate the material should yield positive results instead of null effects; but there are obviously great difficulties in the way of such an investigation.

Los Angeles, June, 1933.

BOEKBESPREKING ¹⁾

Oeuvres Complètes de Christiaan Huygens publiées par la Société hollandaise des Sciences. Tome XVII. La Haye, Martinus Nijhoff, 1932.

Verreweg het meeste van wat dit 17de deel bevat, is uit de handschriften van Huygens opgedolven en wordt hier voor het eerst gepubliceerd; alleen het „Horologium” (1658) en het „Kort Onderwijs” (1665) werden tijdens Huygens' leven uitgegeven, de verhandeling „De coronis et parheliis” na Huygens' dood door De Volder en Fullenius in de Opuscula postuma (1703).

De inhoud van dit boek bestaat uit 9 hoofdstukken, alle van Avertissements voorzien:

1°. het slingeruurwerk van 1657 (eigenlijk door Huygens reeds in December 1656 gevonden), bevattend eenige schetsen en opmerkingen van Huygens, waaruit o.a. blijkt, dat hij toen reeds boogjes naast het ophangpunt van den slinger, die de slingeren streng isochroon zouden maken, overwoog, zonder echter den juisten vorm van deze boogjes te kennen; het oudste slingerklokje dat bekend is (van 1657, tot voor eenige jaren in het Rijksmuseum te Amsterdam, thans in het Nederlandsch Historisch Natuurwetenschappelijk Museum te Leiden) bezit ook reeds boogjes;

2°. het „Horologium” van 1658, nl. de brochure, die Huygens in dat jaar over zijne uitvinding gepubliceerd heeft; gevolgd door 6 aanhangsels, bevattende teekeningen, contracten en dergelijke;

3°. een, vermoedelijk nooit uitgevoerd, ontwerp voor een uurwerk met conischen slinger; deze slinger is niet te verwarren met den later door Huygens gevonden streng isochronen conischen slinger (zie Hor. osc. 1673, voorts Oeuvr. compl. XVI, p. 280, 307, 242, VII, p. 314, XVII, p. 153);

4°. schetsen en aanteekeningen over den cycloïdalen slinger (dat deze zuiver isochroon is vond Huygens in 1659) en over het regelen van den slingertijd met een looppewicht;

5°. stukken betrekking hebbend op eene vermeerderde uitgave van het „Horologium” (die intusschen nooit is verschenen) en andere (1659—1666), betreffende onderwerpen die Huygens later, in 1673, in zijn Hor. osc. zou behandelen;

6°. allerlei stukken, teekeningen enz. over slingeruurwerken, die geschikt zouden zijn om aan boord van schepen mee te nemen, waaruit blijkt, hoe het vraagstuk van de lengtebepaling op zee in het middelpunt der belangstelling, ook van Huygens' eigen belangstelling stond; in 1663 en 1664 en later zijn zeereizen met op vernuftige wijze opgehangen slingeruurwerken gemaakt, doch steeds met weinig, of hoogstens matig succes, de definitieve oplossing van dit vraagstuk moest nog wachten op de uitvinding (eveneens van Huygens in 1675) van het uurwerk met de onrust; tenslotte stukken betreffende den wederzijdschen invloed van twee mechanisch gekoppelde uurwerken op elkaars gang (sympathie des horloges);

7°. het „Kort onderwijs angaende het Gebruyck der Horologien tot het vinden der lengten van Oost en West”, een klein boekje, door Huygens in het Hollandsch geschreven, en in 1665 uitgegeven ten dienste van zee-

1) De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

varenden, die zich voor de lengtebepaling van zijn uurwerken wilden bedienen. Dit boekje is thans uiterst zeldzaam, ja er is zelfs maar één exemplaar van bekend, n.l. dat in de bibliotheek van de Sterrewacht te Pulkowa. In Latijnsche vertaling was het door 's G r a v e s a n d e opgenomen in de *Opera Varia* (1724);

8°. verschillende stukken over natuurkunde, mechanica en techniek (1650—1666), een rijke verzameling, zooals uit de ondertitels blijkt: hydrostatica, zwaartekracht, vrije val, lenzen slijpen, proeven met de luchtpomp, het geluid van een kerkklok, de (later aldus genoemde) ringen van N e w t o n (door H u y g e n s reeds waargenomen maar niet verklaard) en thermometrie, een bonte rij van de meest verschillende onderwerpen; tenslotte:

9°. de verhandeling „De coronis et parheliis” gevolgd door niet minder dan 15 Appendices. Deze gedeeltelijk in het Hollandsch, gedeeltelijk in het Latijn geredigeerde verhandeling werd door H u y g e n s voltooid in het einde van 1662 of in den aanvang van 1663, doch tot een publicatie is H u y g e n s, zooals zoo dikwijls, niet gekomen. Zij werd, gelijk reeds gezegd, in Latijnsche vertaling afgedrukt in de *Opuscula postuma* van 1703.

De bewerking van dit deel, d.w.z. het uitzoeken uit de handschriften, de Fransche vertalingen der in het Hollandsch of het Latijn geschreven stukken, de Avertissements en dan vooral de zeer uitvoerige noten, dit alles is nagevoeg geheel het werk van Dr. J. A. V o l l g r a f f, die hierin slechts op enkele plaatsen (p. 242, 273—276) is bijgestaan door Dr. D i j k s t e r h u i s. Gaarne wenschen wij Dr. V o l l g r a f f geluk met de resultaten van zijn arbeid, die, als naar gewoonte, aan echt wetenschappelijke grondigheid niets te wenschen overlaat.

Met dit 17de deel is de periode van H u y g e n s' leven vóór 1666, het jaar, waarin hij zich te Parijs vestigde, afgesloten. Al zijn werk van vóór dat jaar ligt nu in de laatste zeven deelen der groote uitgave voor ons. Het volgende deel zal aan het *Horologium Oscillatorium* van 1673 gewijd zijn.

C. A. C.

Sir Arthur Eddington, The expanding Universe, 127 blz. — Cambridge University Press. London. 1933. Prijs 3/6.

Een nieuw werk van E d d i n g t o n, een feest voor den lezer! Welke andere schrijver vereenigt zoo harmonisch de kwaliteiten, die ook het kleinste geschrift van E d d i n g t o n sieren: eenvoud, klaarheid, diepte en tintelende humor? Wie verstaat het zoo buiten de draadversperringen der wiskundige hulpmiddelen te blijven en toch een overzicht te geven, ook van het moeilijkste onderwerp, dat den leek genot schenkt door de verrassende nieuwigheid van perspectieven, en dat tegelijk den vakman verbaasd doet staan door de verheldering, die er ook voor hem, zelfs al is hij deskundig op het betreffende gebied, uitgaat van E d d i n g t o n's „algemeen bevattelijke” behandeling, waarbij a.h.w. het eigenlijke wezen van het onderwerp pas goed duidelijk wordt?

Zoo is het ook weer hier in dit nieuwe werkje over de uitzetting van het Heelal. Is er één onderwerp denkbaar, dat zich minder schijnt te leenen voor niet-mathematische behandeling, dan dit, dat de algemeene relativiteits-

theorie, de leer der niet-Euclidische meerdimensionale meetkunde en de laatste resultaten der golfmechanica in samenhang brengt met de nieuwste gegevens betreffende de beweging der nevelvlekken? En toch, lezer, overtuig U er van, het is niet alleen mogelijk, maar het heeft geleid tot een geschrift, dat bovendien op iedere bladzijde boeit door litteraire schoonheid.

In vier hoofdstukken maken wij achtereenvolgens kennis met de experimenteele gegevens betreffende het terugwijken der nevels, de „hard boiled facts”, waarop de van alle metafysica warse natuuronderzoeker zich zoo graag beroept bij het opbouwen van zijn fantastische scheppingen, maar die, bij nader inzien, toch niet zóó hard gekookt blijken te zijn, als hij soms wel meent.

Daarop volgt een uiteenzetting over de sferische ruimte, een uiteenzetting, die sprankelt van vernuft, zooals moge blijken uit deze eene passage, waar E d d i n g t o n zijn lezer op de volgende origineele wijze troost over diens onvermogen zich de vierdimensionale ruimte voor te stellen:

„I see our spherical universe like a bubble in four dimensions . . .
 „Can I picture this bubble rotating? Why, of course I can. I fix on
 „one dimension in the four dimensions as axis, and I see the other
 „three dimensions whirling round it. Perhaps I never actually see
 „more than two at a time; but thought flits rapidly from one pair to
 „another, so that all three seem to be hard at it. Can *you* picture it
 „likt that? If you fail, it is just as well. For we know by analysis that
 „a bubble in four dimensions does not rotate that way at all. Three
 „dimensions can not spin round a fourth. They must rotate two round
 „two; that is to say, the bubble does not rotate about a line axis but
 „about a plane. I know that that is true; but I cannot visualise it”.

Het derde hoofdstuk is gewijd aan de eigenschappen, die een uitzettend Heelal wiskundig gesproken zou kunnen vertoonen. Het slot van het boek brengt een beschouwing, waarin de eigenschappen van het Heelal in verband worden gebracht met die van het atoom, op grond van golftheoretische overwegingen. De straal van het Heelal wordt berekend uit in het laboratorium gemeten grootheden en de uitkomst blijkt in overeenstemming te zijn met de astronomische waarnemingen. Het is vooral deze berekening, die aan E d d i n g t o n de overtuiging schonk, dat het schoone avontuur, waarover zijn boekje ons ingelicht heeft, ten slotte een geloofwaardige geschiedenis is.

Het eenige punt van belang, dat ik gemist heb, is een uiteenzetting van de nieuwste ontwikkeling van het vraagstuk door de ontdekking der oscilleerende oplossingen van D e S i t t e r met negatieve waarden van λ en R , waardoor de geldigheid, juist van de berekening van het laatste hoofdstuk wel eenigszins bedreigd wordt. Het boek is ontstaan uit lezingen, die E d d i n g t o n in September 1932 gehouden heeft — de publicaties van D e S i t t e r dateeren voor omstreeks dienzelfde tijd. De eenige uitlating, die wij aangaande deze kwestie vinden, luidt:

„These proposals are left as mathematical formulations, all doubtless
 „compatible with what we observe; but there seems nothing to prevent
 „such formulations being indefinitely multiplied”.

en deze schijnt er op te wijzen, dat E d d i n g t o n deze oplossingen slechts als pathologische gevallen wenscht te beschouwen. Maar een steviger gefundeerde argumentatie zou hier toch zeker op zijn plaats geweest zijn. Wie weet of de volgende editie van het werkje, dat er ongetwijfeld vele beleven zal, ons niet ook hieromtrent meer te vertellen zal hebben.

H. Gr.

Francis Perrin, La dynamique relativiste et l'inertie de l'énergie. 19 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 6,—.

E. Bauer, Critique des notions d'éther, d'espace et de temps. Cinématique de la relativité. 30 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 7,—.

De beide hierboven vermelde werkjes, behoorende tot de serie: Actualités scientifiques et industrielles geven den inhoud weer van twee der voordrachten over de relativiteitstheorie, die onder de auspiciën van den bekenden Franschen voorvechter van deze theorie, P a u l L a n g e v i n, gehouden zijn.

In enkele bladzijden geven zij, naast een kort historisch overzicht een samenvatting van de tegenwoordige stand van onze kennis over het betreffend onderdeel der theorie. De eerste verhandeling brengt de afleiding van de L o r e n t z-transformatie, de beschouwingen, die er toe geleid hebben en de interpretatie ervan als imaginaire draaiing. In de tweede worden de begrippen energie, impuls, traagheid, massa e.d. uit de klassieke dynamica onder de loupe van het relativiteitsbeginsel genomen.

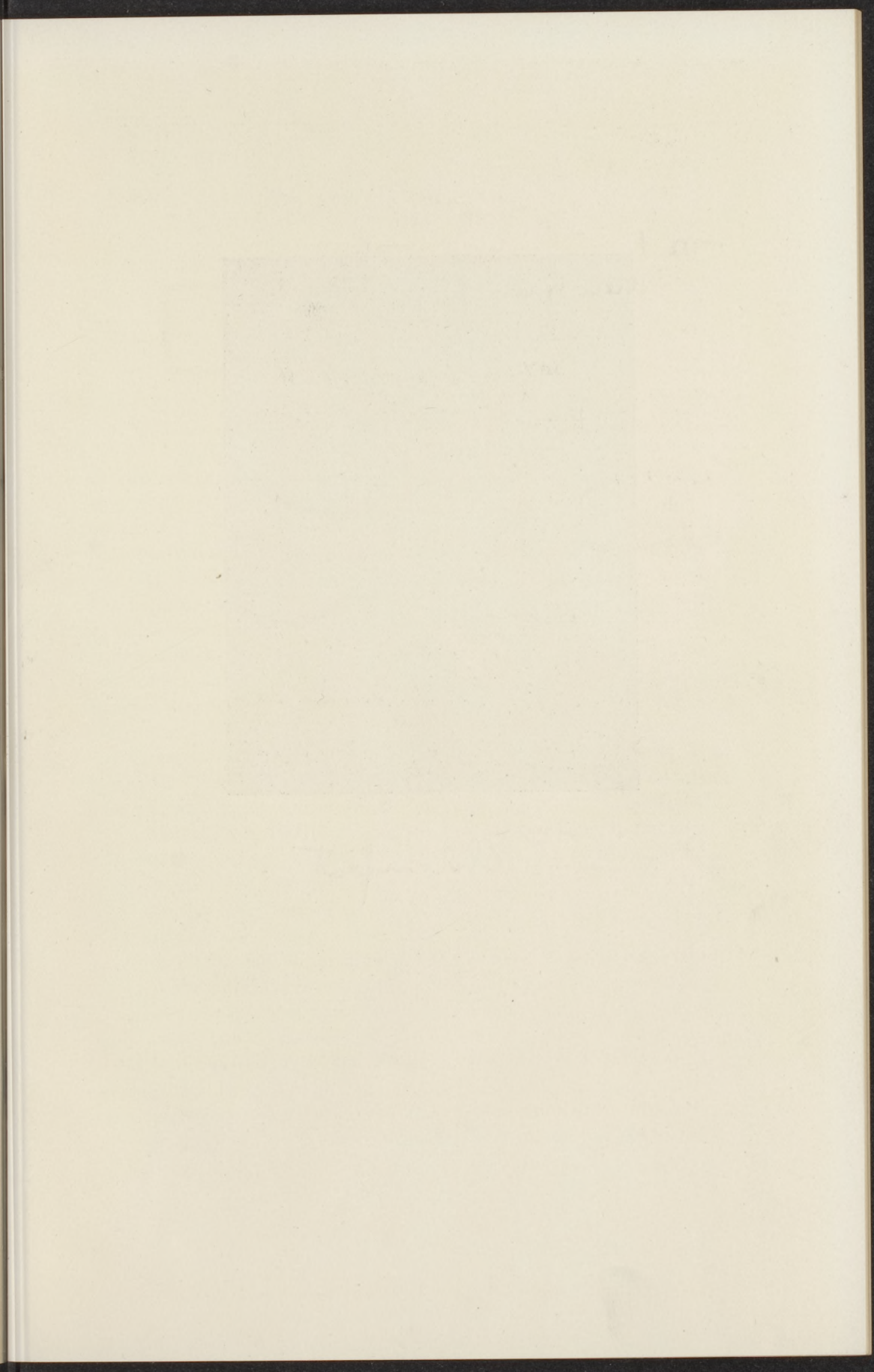
In beide voordrachten, die uit de aard der zaak fragmentarisch zijn, treft een groote mate van klaarheid en hier en daar een oorspronkelijke behandeling van het onderwerp. Ofschoon formules niet vermeden worden, stelt de wiskundige behandeling geen hooge eischen aan den lezer.

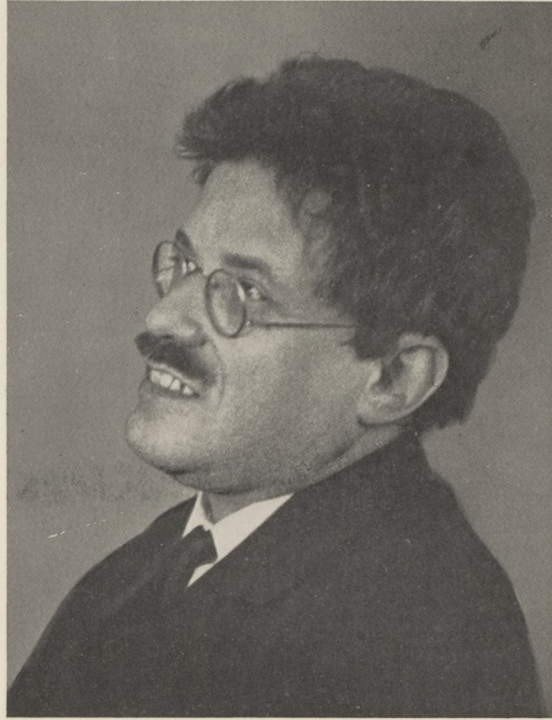
H. Gr.

Emil Warburg†. Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. 23 und 24 verbesserte Auflage. 484 blz., 453 fig. — Theodor Steinkopf. Dresden, Leipzig. 1933. Prijs geb. RM. 12.—.

Na de uitvoerige bespreking vroeger aan dit boek gewijd, (Physica X, blz. 75, 1930) kan ik over dezen nieuwen druk kort zijn. Na den dood van W a r b u r g, heeft G. H e r t z dezen druk voor de pers klaar gemaakt. Veel veranderd is er niet. Er is een nieuwe paragraaf 650a ingelascht over „Praktische Einheiten für die Magnetischen Grössen”, en dan zijn er aan § 954, die handelt over het waterstofatoom, kleine uitbreidingen gegeven, die op de golftheorie van De B r o g l i e en S c h r ö d i n g e r betrekking hebben. Alles blijft zeer beknopt. Overigens kan ik naar mijn vorige bespreking verwijzen. Dat er in zoo korten tijd alweer een nieuwe druk noodig is, wijst er wel op, dat het in Duitschland veel gebruikt wordt. Nu de prijs van het gebonden exemplaar van RM. 15.80 op RM. 12.— is teruggebracht, zal het debiet er zeker wel niet minder op worden. Vermoedelijk zal het als repetitieboek voor examens, juist door zijn beknoptheid, wel belangrijke diensten bewijzen.

T. v. L.





P. Ehrenfest

IN MEMORIAM P. EHRENFEST

† 25 SEPTEMBER 1933

door H. A. KRAMERS

Paul Ehrenfest werd in 1880 te Weenen geboren en studeerde aldaar aan de universiteit; in de theoretische natuurkunde was Boltzmann zijn leermeester. Het was Boltzmann, die bij Ehrenfest diens groote belangstelling en liefde voor de kinetische theorie der materie heeft wakker geroepen. Later trok hij naar Göttingen, waar hij zijn studie voortzette. Hier leerde hij zijn toekomstige vrouw kennen, met wie hij ook in wetenschappelijk opzicht zoo sterk resonneerde. Van de vruchtbaarheid hunner wetenschappelijke samenwerking leggen een aantal gezamenlijke publicaties duidelijke getuigenis af; deze hebben alle de critische analyse van de grondslagen der atomistische warmteleer tot onderwerp. De wijze, waarop de Ehrenfests zekere principieele bezwaren ontzenuwd hebben, die tegen Boltzmann's *H*-theoremata te berde waren gebracht (Phys. Zs. 1907), was Boltzmann waardig; hun groote artikel over de Begriffliche Grundlagen der statistischen Auffassung in der Mechanik (Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften IV 2 II, 1912) getuigt, geheel afgezien van zijn voortreffelijkheid als critisch referaat, van de minutieuse en liefderijke zorg, waarmee Ehrenfest steeds detailvragen behandelde.

Dit laatste artikel was in Rusland geschreven, waar de Ehrenfests verscheidene jaren gewoond hadden, toen hij in 1912 als Lorentz' opvolger naar Leiden geroepen werd. Bezien we de lange reeks van artikelen, die Ehrenfest vóór dien tijd gepubliceerd had, dan kan het ons niet verwonderen, dat Lorentz gaarne juist hem als zijn opvolger zag. Het was de tijd van de relativiteitstheorie en van de opkomende quantumtheorie; stond de ster van de eerste reeds hoog boven den horizon, de tweede had er

zich ternauwernood boven verheven. Op beide gebieden had Ehrenfest zich geweerd, en wel in dien zin, dat hij steeds principieele vragen, die ieder serieus physicus als uit het hart gegrepen moest medevragen, onder de loupe had genomen. De quantumtheorie heeft nog thans iets verbijsterends over zich; in die dagen gold dat in nog veel hoogere mate. Met hoeveel sympathie moet Lorentz niet Ehrenfest's artikel „Welche Züge der Lichtquantenhypothese spielen eine wesentliche Rolle in der Theorie der Wärmestrahlung?“ (Ann. d. Phys. 1911) gelezen hebben; hetzelfde heeft zeker ook gegolden voor het belangrijke artikel in Phys. Zs. 1906, waarin Ehrenfest de vraag onderzoekt, in hoeverre uit het resultaat van Planck's theorie de juistheid van de onderstellingen volgt.

Waar ik thans tot Ehrenfest's werkzaamheid in Nederland gekomen ben, wil ik eerst nog even zijn belangrijkste wetenschappelijke werk uit deze periode releveeren. In de eerste plaats zijn „adiabaten-hypothese“ (1916) die een positieve bijdrage leverde tot de vraag: „In hoeverre kunnen de klassieke theorieën in het kader van Bohr's quantumtheorie van het atoom worden gehandhaafd?“ De wortels van dit onderzoek gaan terug tot zekere beschouwingen van Boltzmann in verband met de kinetische theorie der gassen; het resultaat heeft echter slechts een zijdelingsch verband met de statistische warmtetheorie. Het is een genot het door Ehrenfest geschreven zoo persoonlijk getinte referaat over de adiabaten-hypothese in het „Bohr-Heft“ der Naturwissenschaften (1923) na te lezen. In 1915 publiceerde Ehrenfest in de Amsterdamsche Proceedings de voorspelling, dat Röntgenstralen, die in een twee- of meer-atomig gas verstrooid worden, interferentieverschijnselen moeten vertoonen. Van 1920 dateert het onderzoek van Ehrenfest en Trkal over de entropieconstante van meer-atomige gassen. Tenslotte vermelden wij het zgn. „Theorema van Ehrenfest“ in de quantummechanica (1927), dat een nauw quantitatief verband ligt tusschen de beweging van een golfpakket en de bewegingswetten der klassieke mechanica. Hiermede mogen wij volstaan; de volledige lijst zijner publicaties telt een 70-tal artikelen; verscheidene er van zijn het resultaat van gemeenschappelijke discussie's met andere physici (Kamerlingh Onnes, Breit, Einstein, Epstein, Bateman, Uhlenbeck, Rutgers).

Toen Ehrenfest in 1912 naar Leiden kwam wisten wij Nederlanders, en zijn studenten in 't bijzonder, ternauwernood waar wij aan toe waren. Een dergelijk intelligent enthousiasme was een vreemde verschijning in deze lage landen met hun flegmatische bewoners. Een dergelijk intensief beleven en naar waarde schatten van wat de wereld, wat de menschheid heeft aan te bieden, kwam ons verbijsterend voor. Wie Ehrenfest zag en hoorde kon zich niet onttrekken aan het gevoel, dat hij was blootgesteld aan een stormwind, die tot in de verste en verborgenste hoekjes van zijn geest frischheid en beloften kwam aandragen.

En waarom was dat alles zoo sterk? Het lag aan die groote eigenschap van Ehrenfest, wellicht zijn grootste, dat hij de ontembare behoefte in zich droeg om van zijn rijkdom aan anderen mede te deelen, om contact te hebben met, om te werken op allen, die in zijn omgeving waren. Vooral op jonge menschen, op zijn studenten. En alwie, na in aanraking gekomen te zijn met Ehrenfest, zich niet schuchter in zijn huisje terugtrok, half uit afkeer van dit ongewone specimen der menschheid, half angstig, dat zijn ziel dat vreemde wroeten niet zou doorstaan, hij kon geen beteren gids vinden. Met vaste hand greep hij zijn leerlingen en trok ze mede naar de grenzen van het rijk der physica, waar het gevecht tegen het groote onbekende in vollen gang was. Maar tevens vergat hij niet, met hen van tijd tot tijd een hoogen toren te beklimmen om een overzicht te geven over de gebieden, die de physica reeds veroverd had. Op zijn meesterlijke, onnavolgbare wijze kon hij ons in korten tijd de essentie van een theorie duidelijk maken. Hij maakte ons wegwijs in boeken, hij leerde ons het bestaan en het gebruik van tijdschriften, hij wees ons den weg tot wetenschappelijke zelfwerkzaamheid. Het is ijdel — zoo preekte hij — de heele wetenschap te willen grijpen; goed, eigen werk kan dan tot stand gaan komen, wanneer men eenmaal zelf door een probleem gegrepen wordt, gegrepen zóó, dat men er door bezeten is; de kwestie is dan niet of het een probleem van groot aspect is, neen, de hoofdzaak is, dat het je „eigen” probleem is geworden, waar je mee opstaat en mee naar bed gaat. Toegewijde kritiek, dat was zijn eigen „fort” in de wetenschap, en hij doordrong ons van de waarde ervan.

Ernst en verhevenheid van idealen, gepaard aan een zeer rijken geest en een diep menselijke gezindheid, waren kenmerkend voor Ehrenfest's persoonlijkheid. Dit alles klinkt zoo hoogdravend,

en toch is het zoo precies waar. Maar dan was er ook zijn groote zin voor humor; hij sprankelde van humor, en hij kon zijn medemensch op alle merken, die er van dit vocht getapt worden, onthalen. Van kinderlijke, jongensachtige vroolijkheid tot den Erasmiaanschen glimlach toe, van boertigheid tot geestigheden, die van een macabere melancholie getuigden. Inderdaad, niets menschelijks was hem vreemd, en hij droeg zijn rijkdom van gevoels- en geestesleven steeds bewust met zich mede; dat die rijkdom zijn zoo gevoelige ziel niet steeds geluk aanbracht was vooral in de laatste jaren helaas maar al te duidelijk.

DE ULTRAVIOLETTE STRALING VAN DE ZON ¹⁾

door M. MINNAERT

Zusammenfassung.

Er wird eine kurze Darstellung unserer wichtigsten Kenntnisse über die ultraviolette Sonnenstrahlung gegeben.

1. Die U. V. Sonnenstrahlung ausserhalb der Atmosphäre. 2. Die Absorption durch die Ozonschicht und die wechselnde Dichte dieser Schicht. 3. Das U. V. Strahlungsklima.

De zon is de voortdurende, bestendige bron van ultraviolette straling voor onze aarde. Een goed stuk van die ultraviolette zonnestraling wordt echter tegengehouden door een zeer ijle laag ozon op groote hoogte in onzen dampkring; en wel des te meer, naarmate de stralen schuiner invallen. Wat er dus aan ultraviolet doorkomt, hangt af van de dikte der ozonlaag, de helling der zonnestralen, en natuurlijk ook van de verdere verzwakking door de lucht, door stof en door wolken.

Men ziet dat ons onderwerp drie onderdeelen omvat: de samenstelling der zonnestraling vóór ze den dampkring bereikt; de eigenschappen der ozonlaag; het ultraviolette stralingsklimaat waarin wij leven.

De samenstelling der zonnestraling.

De zon is geen vast of vloeibaar hemellichaam, maar een gloeiende gasbol; men kan dus niet verwachten dat hij zou stralen volgens de wet van P l a n c k. De straling die wij van de zon ontvangen is afkomstig uit lagen van allerlei verschillende diepte, dus van allerlei verschillende temperaturen. De buitenste zijn vrij koud en stralen zwak; de diepere stralen meer; de straling van de nog dieper gelegen lagen wordt al zóó verzwakt door de hoogere, dat zij slechts voor een klein gedeelte ons oog bereikt. De theorie der zon leert ons, de samenwerking van al die lagen te overzien.

1) Voordracht in Den Haag, op 4 Maart 1933 (Ultraviolet-Dag).

Het blijkt dan, dat de resulterende straling min of meer „toevallig” ongeveer overeenkomt met die van een zwart lichaam van 5700° , alleen maar een weinig naar het ultraviolet verschoven.

De meting bevestigt dit in groote trekken. Eenige afwijkingen krijgt men in de blauwe en violette spektraalgebieden, waar bijna het geheele spectrum opgevuld is met Fraunhoferlijnen. In het ultraviolet is de meting moeilijk, omdat men telkens den invloed van den dampkring moet weg rekenen, en dat die bij deze golflengten de intensiteit duizenden malen verzwakt!

Het schijnt wel dat de straling van de zon, voor ze door den dampkring gaat, praktisch onveranderlijk in samenstelling is. Alleen voor het ultraviolet bestaat hieromtrent twijfel, want ook de getallen die men uit zeer goede metingen berekent, vertoonen daar nog aanzienlijke schommelingen (in de verhouding 3 : 2). Daar echter de moeilijkheden van de meting snel toenemen naarmate de golflengte korter wordt, dient men nog voorzichtig te zijn met het aannemen van de realiteit dezer veranderingen.

De ozonlaag.

Het zonnenspectrum zooals wij het op aarde waarnemen, is door de verstrooiing in de lucht en door de stofdeeltjes vrij aanzienlijk verzwakt, des te meer naarmate wij tot kortere golflengten naderen. Maar nabij λ 3000 *AE* begint ineens een veel sneller naar het ultraviolet toenemende verzwakkingsoorzaak te werken, waardoor het zonnenspectrum vrij plotseling afbreekt bij λ 2890. Deze absorptie blijkt precies bij dezelfde golflengten te liggen als die van een sterken ozonband dien wij uit laboratoriummetingen kennen, en er kan geen twijfel zijn dat de aanwezigheid van dit gas in den dampkring de oorzaak der absorptie is. Daar deze absorptieband precies in het gebied der biologisch werkzame stralen ligt, is de werking van de zonnestraling op ons lichaam sterk afhankelijk van de hoeveelheid ozon in den dampkring. Wij zullen daarom iets uitvoeriger nagaan op welke wijze dit gas in onzen dampkring gevormd wordt.

Uit hoeveel ozon bestaat de absorbeerende laag?

De hoeveelheid ozon in den dampkring wordt in beginsel door de volgende methode bepaald. Men meet de ultraviolette zonnestraling

bij een bepaalde golflengte en verschillende zonshoogten; naarmate de zon daalt, hebben de stralen een toenemend langen weg af te leggen door den dampkring en ook door de ozonlaag; de straling neemt daarbij des te sneller af naarmate zij sterker door het ozon geabsorbeerd wordt.

Men bepaalt nu met behulp van laboratoriumgegevens, hoe dik een ozonlaag moet zijn, opdat zij voor verschillend schuine stralen dezelfde intensiteitsafname zou veroorzaken als de dampkring het voor de zonnestrallen doet; dit blijkt het geval te zijn voor een laagje van slechts 3 mm dikte (bij normale temperatuur van 0° en één atmosfeer drukking)! De verzwakkende werking hangt bijna alleen af van het produkt van laagdikte en dichtheid; de ozonlaag zou dus net zoo goed een dikte kunnen hebben van 30 km bij een gemiddelden druk van 10^{-6} atm.

De methode verdient zooveel vertrouwen, omdat zij praktisch altijd hetzelfde resultaat geeft, ook al wordt zij uitgevoerd met stralen van zeer verschillende golflengte en absorbeerbaarheid.

Dergelijke metingen werden vroeger fotografisch gedaan; thans gebruikt men veel de photocel, gecombineerd hetzij met filters, hetzij met een monochromator. Men is er ook in geslaagd de hoeveelheid ozon te bepalen uit de zwakke absorptie die dit gas in het oranje gebied uitoefent, en die visueel of thermoëlektrisch meetbaar is. Een volledige meting duurt slechts 5 minuten en geeft de hoeveelheid ozon met een fout van de orde 2%.

Hoe hoog bevindt zich de ozonlaag?

Reeds een oppervlakkig onderzoek leert, dat de hoeveelheid absorptie aan het ultraviolette eind van het zonnespektrum bijna onafhankelijk is van de hoogte boven den zeespiegel waarop men waarneemt: het ozon moet zich dus zeer hoog in den dampkring bevinden.

Een direkte proef bevestigt dit. Het licht van een kwiklamp, de ééne maal van een afstand van 1,5 km, de andere maal van een afstand van 4,5 km waargenomen, bleek in het gebied van den ozonband slechts zeer weinig door den dampkring verzwakt te worden; de waargenomen absorptie komt overeen met een laagje van 0,002 cm tot 0,003 cm ozon per km dampkringslucht, of 5 milligram per 100 m³! Het aldus optisch bepaalde gehalte aan ozon komt vrij goed overeen met het chemisch bepaalde. Als het

ozon in de hogere lagen in dezelfde mengverhouding voorkwam, zou zijn absorptie in den geheelen dampkring overeenkomen met 0,02 cm, terwijl in werkelijkheid een 15-maal grooter bedrag wordt waargenomen. Het ozongehalte neemt dus in de hogere lagen snel toe. De „ozongeur”, die men ruikt in het hooggebergte en in de bosschen, schijnt wel aan heel andere verbindingen toegeschreven te moeten worden.

Een eerste methode voor de bepaling der gemiddelde hoogte is gesteund op het feit, dat de straling van een zekere golflengte bij verschillende zonshoogten op een ietwat andere wijze afneemt al naar het niveau waar de absorbeerende laag zich bevindt; deze effecten komen slechts te voorschijn bij zeer lagen zonsstand. De methode is echter weinig scherp; men vindt dat het ozonlaagje op 40 tot 50 km hoogte moet liggen indien het zeer dun is; maar evengoed zou men een laag kunnen aannemen die zich van 30 tot 60 km hoogte uitstrekt. Men bepaalt eigenlijk slechts een soort zwaartepunt.

Een tweede methode bestaat in het waarnemen van den hemel nabij het zenith terwijl de zon geleidelijk daalt. Stel dat de ozonlaag in haar geheel hooger ligt dan de luchtlagen die het zonlicht nog merkbaar verstrooien; dan ondergaan al de stralen die naar ons oog verstrooid worden dezelfde ultravioletabsorptie als de direkte zonnestrallen. Stel echter dat het ozon lager ligt, en ten deele in de verstrooiende luchtlagen doordringt: dan wordt die verzwakingswet gewijzigd, daar de verschillende stralen die van het zenith komen een verschillende ozondikte hebben doorlopen. De waarnemingen hebben nu ondubbelzinnig in den laatsten zin uitspraak gedaan; het ozon schijnt wel verdeeld te zijn over de geheele hoogte van 20 tot 80 km, er is eigenlijk geen „ozonlaag!”

De schommelingen in de hoeveelheid ozon.

Gemiddeld zijn de poolstreken rijk aan ozon, de tropen arm; hetgeen zeggen wil dat in de tropen de hoeveelheid ultraviolet grooter is. Dit brengt ons al vanzelf op de gedachte dat het ozon niet door het zonlicht *gevormd*, maar erdoor *vernietigd* wordt. De jaarlijksche schommeling is aan de polen zeer groot, in onze streken is de verhouding 4 : 3, aan den evenaar bijna onmerkbaar. Altijd is het maximum in de lente, dus na het donkere jaargetijde; het

minimum in den herfst, na den lichten zomer. Hetzelfde doet zich voor in het zuidelijk halfrond, dat een maximum heeft wanneer wij een minimum hebben.

De veranderingen van dag tot dag kunnen wel 50% bedragen. Het is nog onzeker of er een verschil is tusschen de hoeveelheid ozon bij dag en bij nacht; in dit laatste geval wordt de absorptie van de ultraviolette straling der maan bij verschillende hoogten van dit hemellichaam bepaald. Vergeleken met de metingen aan de zon bij dag, schijnt het dat de hoeveelheid ozon 's nachts iets grooter zou zijn.

Snelle schommelingen in den loop van een paar minuten, die men soms heeft gevonden, zijn van de orde der meetfouten en nog twijfelachtig.

De oorzaken van de ozonvorming.

Ultraviolette straling van golflengte kleiner dan 1800 *AE* vormt ozon, straling van 2000 *AE* tot 3000 *AE* vernietigt het. In het zonlicht is de eerste groep stralen waarschijnlijk te zwak om merkbaren invloed uit te oefenen, zoodat men de ozonvorming moeilijk aan de zonnestraling kan toeschrijven. Het reeds genoemde klimatologische onderzoek bevestigt dit.

Anderzijds is de doordringende hoogtetraling millioen maal te zwak om de waargenomen ozonvorming te verklaren.

Men komt er aldus toe, de oorzaak te zoeken in de corpusculaire stralen die de zon voortdurend uitzendt, en die waarschijnlijk ten deele geladen, ten deele ongeladen zijn. De geladen deeltjes buigen in het magneetveld der aarde op een afstand van eenige aardstralen, en bereiken alleen het poolgebied, waar zij het noorderlicht vormen. Men zou dan een correlatie verwachten tusschen de hoeveelheid ozon en de sterkte van het noorderlicht; maar noorderlichten zijn alleen zichtbaar bij afwezigheid van zon- of maanlicht, en dan kan men weer geen ozonabsorptie bepalen. De correlatie met het aantal zonnevlekken zal moeilijk aan te toonen zijn, zoolang de betrouwbare waarnemingen zich slechts over den korten termijn van een paar jaren uitstrekken.

Het schijnt wel zeker, dat het ozon voornamelijk ter plaatse gevormd wordt, en slechts voor een gering gedeelte door den aanvoer van ozonrijke poollucht te verklaren is.

*Invloed van de aanwezigheid der ozonlaag op den toestand der
hooge luchtlagen.*

Door zijn absorptie haalt het ozon ongeveer 6% der energie uit het zonnespektrum weg. Anderzijds straalt het zelf weinig in het infrarood. Aldus zou men kunnen begrijpen dat de ozonlaag de oorzaak is van de hooge temperaturen die in de stratosfeer schijnen te heerschen (onlangs is de realiteit dezer hooge temperaturen weer betwijfeld).

Dat de ozonlaag in zeer nauwe betrekking moet staan tot de meteorologische factoren die het weder bepalen, blijkt uit de sterke correlatie die men gevonden heeft tusschen de hoeveelheid ozon en den barometerdruk op 10 km hoogte. De daarvoor geldende correlatiecoëfficiënt van 0,80 behoort tot de grootste die in de meteorologie voorkomen. Het schijnt in 't geheel niet onwaarschijnlijk, dat veranderingen in de dikte der ozonlaag de oorzaak der depressies zouden zijn.

Het Ultraviolette Stralingsklimaat.

Het ultraviolette stralingsklimaat is bepaald door de factoren welke wij hiervoor besproken hebben, nog gecombineerd met den invloed van de luchtverstrooiing, de bewolking en het stof. Men dient in aanmerking te nemen dat onze kleederen het ultraviolet in hooge mate absorbeeren. Verder, dat het bestraalde oppervlak van ons lichaam sterk afhankelijk is van de richting waarin de stralen invallen. Het vraagstuk is dus zeer ingewikkeld, wil men de werkelijkheid voldoende benaderen.

Gegevens omtrent het ultraviolette stralingsklimaat zijn op tweeërlei wijze te verkrijgen.

a) Door rechtstreeksche bepalingen. Hierbij dienen wij te verlangen dat de metingen betrekking hebben op de biologisch gewichtige golflengten, en niet op het dichterbij gelegen ultraviolet dat gemakkelijker te meten is. Liefst moet geregistreerd worden, om over sterke veranderingen voldoende te kunnen middelen. Het is wel te betreuren, dat vele uitstekende onderzoekers uit hun metingen alleen de hoeveelheid ozon hebben berekend, en de stralingsintensiteiten waarop die getallen berusten niet hebben medegedeeld. Waardevolle gegevens voor de direkte berekening van het stralingsklimaat gaan aldus verloren.

Onder de beste *UV*-stralingsmetingen die gedurende langen tijd

stelselmatig zijn uitgevoerd, noemen wij die van D o r n o, V o n M ö r i k o f e r en anderen in het hooggebergte te Davos, die van H o e l p e r in de vlakke te Aken.

b) Door berekening uit de gemiddelde dikte der ozonlaag, den gemiddelden verstrooiingscoëfficiënt der lucht, de helling der zonnestrallen en den gemiddelden bewolkingsgraad. Men kan de berekende intensiteit grafisch middelen voor elken dag, voor elke maand, voor het geheele jaar. Deze methode schijnt zeer geschikt om een algemeen denkbeeld te krijgen van het *UV*-stralingsklimaat; zij behoeft echter dringend een contrôle door direkte, liefst registreerende bepalingen. Het zwakke punt der berekenende methode is het in rekening brengen van stof en neveligheid, waarvoor de statistiek geen voldoende schattingen geeft, en waarvan de absorbeerende eigenschappen in het ultraviolet slecht bekend zijn. Onzeker is ook de berekening van de *UV*-straling die de hemel ons toezendt.

Een schets van een dergelijke berekening vindt men in het verslag der Commissie voor Ultravioletbestraling van het Nederlandsch Genootschap voor Verlichtingskunde, 1932.

Het is niet goed mogelijk een beschrijving te geven van het *UV*-stralingsklimaat, zonder te vervallen in lange reeksen getallen en statistische gemiddelden. Slechts eenige algemeene opmerkingen mogen hier plaats vinden, waarbij wij ons beperken tot onze gewesten en tot het biologisch belangrijke deel der straling.

In de wintermaanden November tot Februari kan men zeggen dat geen merkbare *UV*-straling ons nog bereikt. De straling is niet symmetrisch verdeeld aan beide kanten van den 21en Juni: het voorjaar brengt altijd meer ultraviolet dan het najaar. De maand Juli brengt wel drie maal zooveel als April of September. Het maximum in den loop van den dag valt altijd om middagtijd. De bijdrage van de hemelstraling is veel aanzienlijker dan in het zichtbare gedeelte van het spectrum: volgens de berekening is zij bijna van dezelfde orde als de rechtstreeksche straling van de zon zelf, volgens bepaalde metingen zelfs grooter. De rook der groote steden schijnt alle golflengten vrijwel gelijkmatig te verzwakken en wel met 10 à 20%. Als het toegelaten is de gegevens van het dichterbijgelegen ultraviolet tot de biologisch werkzame stralingen uit te breiden, kan men zeggen dat een diepblauwe en

een donkerblauwe hemel onverwacht weinig schelen; enkele losse wolken vermeederen veeleer de *UV*-hemelstraling; nevel en stratus verminderen haar sterk.

Een systematische reeks metingen aan verschillende stations is thans dringend noodig om onze kennis van het ultraviolette stralingsklimaat te verdiepen. Het is te hopen dat de aandacht der meteorologische instituten op het belang van dergelijke onderzoekingen gevestigd zal worden.

Discussie: Dr. van Breemen, Amsterdam, behoort tot een van die medici die herhaaldelijk gevraagd worden stukken en voordrachten te schrijven over climaattherapie waarbij dan de „goede lucht”, die vooral in de prospecti der badplaatsen zooals de inleider reeds opmerkte zoo'n groote rol speelt een moeilijk punt uitmaakt. In de medische literatuur vinden wij wel alle negatieve kenmerken van een goede lucht, maar de positieve gegevens zijn uiterst schaarsch. Enkele gegevens zijn de ozon waarover de inleider sprak en de positieve en negatieve hoeveelheid electriciteit. Gaarne zou hij willen vragen of het onderzoek volgens nieuwere methode vermeederen van ozon hadden aangetoond na onweer en elk verband er tusschen de hoeveelheid electriciteit in de lucht en het ozongehalte bestaat.

Antwoord: De optische bepaling van ozon, die zooveel betrouwbaarder dan de vroegere methodes is, werd slechts in den alleraantelsten tijd op de onderste lagen van onzen dampkring toegepast. Stellig zou het zeer interessant zijn, de proeven met de kwiklamp direkt na een onweer te herhalen, en te kijken of de ozonabsorptie is toegenomen; maar zulk een onderzoek is nog niet uitgevoerd. De eigenaardige geur na onweer wordt trouwens veeleer toegeschreven aan stikstofoxyden.

Buiten ozon, radioactieve stoffen, ionisatie, kent de spreker geen andere eigenschappen die als „positieve” kenmerken van goede lucht zouden kunnen gelden. Zou echter het verwijderen van schadelijke eigenschappen al niet voldoende zijn om de gunstige hygiënische werking te verklaren die men in „gezonde” streken waarneemt?

VERMOEIDHEIDSVERSCHIJNSELEN BIJ RECEPTOREN VOOR LICHT ¹⁾

door J. H. DE BOER

Summary:

Photo-electric cathodes, consisting of a base-metal (silver), covered by a salt- or oxide-layer, to which atoms of caesium are adsorbed, have a great sensibility in the infrared region of the spectrum. When struck by light, the adsorbed caesiumatoms give off electrons and remain ions themselves. These ions must be neutralised by electrons coming from the base metal. In relatively thick caesium-oxide layers caesiumatoms have been brought into the layer to facilitate this neutralisation.

The neutralizing electrons, however, do not pass the oxide-layer without difficulties; in several cases they stick there and form a negative space-charge. The cathode will then show the phenomenon of fatigue.

To cure the cathodes from this fatigue, it is necessary and sufficient to loose the electrons from the places where they have stuck. They will loose themselves, when the cathode is not used for some time; the process can be accelerated by heating, or by irradiation with infrared light. When used in infrared light the cathode will not show any fatigue at all.

De receptoren voor licht, waarvoor ik eenige oogenblikken Uw aandacht zou willen verzoeken, zijn photo-electrisch werkzame kathodeoppervlakken, oppervlakken dus, welke op een negatieve potentiaal ten opzichte van een anode worden gebracht en welke dan bij belichting electronen emitteeren. De lichtenergie wordt dus in elektrische energie omgezet, waarbij de efficiëncy bij de in de laatste jaren geconstrueerde photocellen zeer bevredigend is; een zeer groot percentage van de lichtenergie wordt werkelijk nuttig gebruikt. De photo-electrische cellen, welke gebouwd zijn op het principe, dat het photo-electrisch gevoelige caesium in zeer dunne laag (monoatomair) is geadsorbeerd aan een zoutlaagje, speciaal die, waarbij de Cs-atomen over een dun caesiumoxydlaagje zijn verspreid, kenmerken zich door een betrekkelijk ver in het infrarood gelegen gevoeligheid. De gevoeligheidskromme begint bij ongeveer 14000 Å, bij ongeveer 8000 Å ligt een maximum, vervolgens in het geel en groen een minimum, waarna de gevoeligheid weer stijgt.

1) Voordracht in Den Haag, op 4 Maart 1933 (ultraviolet-dag).

Ik zou U dan iets willen mededeelen over eenige onderzoekingen, samen met Dr. Teves verricht, betreffende vermoeidheidsverschijnselen, welke we bij deze cellen constateerden en welke geleid hebben tot een inzicht in het gebeuren hierbij, waarop meteen de therapie van het geval kon worden aangegeven. Het ligt allerm minst in mijn bedoeling en ook niet in de bedoeling van Prof. Holst, die de stoot heeft gegeven voor het houden van deze mededeeling op deze ultravioletdag, een analogie te forceeren tusschen de vermoeidheidsverschijnselen bij deze photocellen en de vermoeidheidsverschijnselen bij het menschelijk oog; dat het echter zijn nut kan hebben, deze verschijnselen hier mede te deelen, gelooven we wel.

De *verschijnselen* dan zijn de volgende. Bij het gebruik van de cel in wit licht bemerkt men, dat de photostroom langzamerhand afneemt, om na eenige uren gebruik tot een constante waarde te naderen, welke des te lager ligt, naarmate sterker wordt belicht, d. w. z. naarmate de cel meer stroom moet leveren. Daarbij bleek het, dat voornamelijk de gevoeligheid in het rood en infrarood was afgenomen, met name was ook speciaal de infrarode grens der gevoeligheid belangrijk teruggelopen. Een cel bijv., welke na eenige uren gebruik in wit licht zoodanig is vermoeid, dat de gevoeligheid tot bijna de helft is gedaald, spreekt nu niet meer op 14000 Å aan, maar begint eerst bij 10000 Å; het boven 10000 Å gelegen golflengtegebied wordt dus niet meer gezien.

Dit gedrag nu hangt samen met veranderingen, welke zich aan het kathodeoppervlak afspelen en ook voornamelijk met wat *in* het oxydlaagje van de kathode gebeurt. Om tot een juiste *diagnose* te komen, dienen we nog eerst de opbouw der kathode iets nader te bezien. Op een metaalonderlaag (zilver) bevindt zich de caesiumoxydlaag. Dat deze in werkelijkheid niet een mooi compact laagje is, maar een sponsachtig, van een groot uitwendig oppervlak voorzien, bouwwerk is voor het begrijpen van de vermoeidheidsverschijnselen niet essentieel. Aan dit caesiumoxydlaagje zijn de caesiumatomen geadsorbeerd, welke de dragers zijn van de licht-electrische gevoeligheid. De lichtabsorptie van deze atomen is namelijk zoodanig, dat ze reeds in het infrarood (tot 14000 Å) kunnen ioniseeren, zich splitsen dus in een positief ion en een electron. Bij lichtinstraling op de kathode worden dus deze atomen getroffen, staan hun electronen af, welke naar de anode gaan, de

achterblijvende positieve caesiumionen blijven aan het kathodeoppervlak geadsorbeerd.

Indien er nu verder niets gebeurde, zou het gauw uit zijn met de gevoeligheid der kathode. Zoo gauw alle atomen geïoniseerd zouden zijn, of reeds eerder, zou er geen photo-electrische emissie meer over zijn. De positieve caesiumionen aan het oppervlak moeten worden geneutraliseerd en wel door electronen, die uit het zilvergrondmetaal komen en door de caesiumoxydlaag heen wandelen. Bij zeer dunne oxydhuidjes gaat dit zonder meer; bij dikere echter, welke noodig zijn, wil men een groote gevoeligheid bereiken, wordt deze electronendoorgang moeilijker, daar de electronen slechts bepaalde afstanden van de grootteorde 10^{-5} à 10^{-4} cm, dus eenige tiende μ 's kunnen afleggen. Om deze electronenlevering gemakkelijker te maken, hebben we reeds in het caesiumoxyd ook caesiumatomen ingebouwd. Dergelijke ingebouwde caesiumatomen nl. splitsen ook electronen af bij belichting, welke een eind in het caesiumoxydrooster lopen. Deze electronen kunnen nu gemakkelijker de positieve caesiumionen aan de buitenkant neutraliseeren terwijl de bij hun ontstaan achterblijvende positieve caesiumionen zelf weer geneutraliseerd worden door electronen, die van binnen komen. Het caesiumoxyd wordt hierdoor dus beter geleidend gemaakt bij belichting, het is photo-electrisch geleidend geworden. Toch is blijkbaar deze vergemakkelijking nog niet voldoende, gezien de geconstateerde vermoeidheidsverschijnselen.

Uit onderzoekingen van G u d d e n en P o h l over de licht-electrische geleiding van bijv. keukenzoutkristallen, waarin Na-atomen zijn gedispergeerd, weten we, dat bij belichting de Na-atomen electronen afsplitsen, dat de electronen een eind in het rooster lopen, dan aan bepaalde z.g. storingsplaatsen in het rooster blijven hechten en daar een ruimtelading veroorzaken, welke nu de licht-electrische geleiding gaat tegenwerken.

We stellen dus nu de volgende *diagnose*: het vormen van een dergelijke ruimtelading, dus het stekenblijven van electronen in het caesiumoxydlaagje, veroorzaakt de vermoeidheidsverschijnselen.

Men kan nu trachten de *therapie* af te leiden uit dat, wat uit het werk van G u d d e n en P o h l bekend is. De ruimtelading kan nl. op drieërlei wijze worden opgeheven:

1° door laten liggen in onbelichte toestand, langzamerhand laten

de electronen weer los van de storingsplaatsen en keeren naar stabiele plaatsen terug;

2° door temperatuurverhoging gaat dit proces sneller;

3° door infraroodinstraling; de electronen welke aan de storingsplaatsen zijn gebonden, veroorzaken nl. een meer naar rood gelegen absorptieband; bij instraling hierin worden ze losgemaakt en keeren naar stabiele plaatsen terug.

Het bleek nu, dat de vermoeidheid van onze photocellen kon worden opgeheven door:

1° rust in donker, 2° verwarming, 3° rood- of infraroodbestraling.

De laatste methode geeft ook een middel aan de hand, de vermoeidheid te voorkomen, dus *praeventief* te werken. Bij werken in infrarood licht wordt de cel in het geheel niet vermoeid; hoe kleiner de golflengte van het licht dan verder is, hoe sneller de vermoeidheid intreedt en hoe sterker ze is.

Men zou nog aan een andere praeventieve methode kunnen denken en wel door verhoging van de spanning tusschen anode en kathode. De afstand, waarover de electronen in het laagje loopen, is grooter, als het electriche veld grooter is en men zou kunnen verwachten, dat dan de vermoeidheid minder gauw intrad. Hier is echter het middel erger dan de kwaal. Inderdaad zijn er aanwijzingen, dat de nalevering bij hoogere spanning gemakkelijker gaat, maar erger is, dat de positieve caesiumionen aan het oppervlak zoolang ze nog niet geneutraliseerd zijn, onder invloed van het electriche veld naar binnen gaan en wel des te sterker naarmate de spanning hooger is. De oppervlakte verarmt hierdoor aan caesium en dit effect overheerscht boven het andere. Een lagere spanning blijkt beter te zijn dan een hoogere.

Met de volgende opmerking wil ik dan eindigen. Dikwijls constateerden we, dat een cel, die in het licht had gelegen, ook zonder spanning al eenige vermoeidheid vertoonde. Gebruikt men zoo'n cel in infrarood licht, dan neemt de gevoeligheid toe, gebruikt men ze in blauw of violet licht, dan neemt de gevoeligheid af. Men constateert dus een antagonistische werking van rood en infrarood tegenover blauw en violet, welke antagonistische werking geheel haar verklaring vindt in het hier medegedeelde.

Eindhoven, 2 Maart 1933. Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

INTENSITEITSMETINGEN AAN KUNSTMATIGE ULTRAVIOLETLICHTBRONNEN ¹⁾

door A. VAN WIJK en E. H. REERINK

Summary:

Attention is drawn to the fact that photoelectrical or photochemical processes and the like only permit to compare the „biological” effects of Ultraviolet lightsources in case the relative energydistributions over the wavelenhts are the same. The advisability of measurements of the absolute energydistribution in the U.V. of the lightsources in use is set forth. A method is described, while also an outline is given for practical intensity measurements of lamps in use at the physicians'. The necessity is emphasized to establish the sensitivity-curves of all kinds of photobiological effects; the difficulties of this problem are discussed, while two new accessories are proposed that can be helpful. Those are lamps emitting the greater parts of their energy in one or some few lines far apart and the Christiansen-filter for the ultraviolet.

Bij het spreken over intensiteitsmetingen aan ultravioletlichtbronnen denkt de medicus in het algemeen aan iets anders dan de physicus. Voor den physicus geldt het hier een opgelost probleem, dat slechts vrij omslachtige metingen met zich brengt, doch geen principieele of speciale technische moeilijkheden biedt, tenminste niet zoolang geen zeer hoge eischen aan de nauwkeurigheid gesteld worden.

In principe komt de weg, dien de physicus bij de uitvoering zal bewandelen, hierop neer, dat hij door een spectraalapparaat de straling zal ontleden en door een of ander hiertoe geschikt instrument (thermozuil, bolometer, photocel) voor elke golflengte afzonderlijk de lichtsterkte zal bepalen.

De medicus denkt echter in het algemeen aan een of andere methode, die hem in staat moet stellen, een oordeel over de biologische werking van een lichtbron te verkrijgen. Dit is voor hem vooral van belang in die gevallen, waarin hij een lamp wil toepas-

1) Voordracht in Den Haag, op den 4den Maart 1933 (ultraviolet-dag).

sen, zonder dat het gewenschte effect gemakkelijk direct te constateeren valt. Een groot aantal verschillende voorstellen zijn in den loop der laatste jaren gedaan, om een of ander photochemisch, photo-electrisch of ook wel eenvoudig biologisch proces als maat voor de „biologische” werking van een U. V. lichtbron te kiezen.

Al deze methoden hebben hetzelfde principieele bezwaar. Hierdoor zijn ze slechts in zeer beperkte mate bruikbaar, n.l. slechts in die gevallen, waarin lichtbronnen die dezelfde relatieve intensiteitsverdeling over het spectrum vertoonen, vergeleken moeten worden. Immers, zoowel elke biologische werking van U. V. licht, als elk photochemisch of photo-electrisch effect, vertoont een golflengteafhankelijkheid, welke afhankelijkheid voor de verschillende processen verschillend is. Hierdoor bestaat in het algemeen geen evenredigheid tusschen de werking van twee verschillende lichtbronnen op twee verschillende van bedoelde processen, b.v. een biologisch en een photochemisch. Hieruit volgt, dat het photochemische effect dan niet als maat voor het biologische gebruikt kan worden. Een iets nadere beschouwing moge een en ander duidelijk maken.

Een ultravioletlichtbron zendt in het algemeen licht van verschillende werkzame golflengten uit. Bij de biologische toepassing van dit licht zullen deze verschillende golflengten verschillend actief zijn. Voor elke golflengte hangt het effect af van:

- 1) de intensiteit, en
- 2) de gevoeligheid van het betreffende proces voor de beschouwde golflengte.

Het totale effect kan men dus als volgt voorstellen:

$$(1) \quad \dots E = g_1 I_1 + g_2 I_2 + g_3 I_3 + \dots,$$

waar I_n , g_n resp. de intensiteit van de golflengte n en de gevoeligheid van het betreffende proces voor deze golflengte voorstellen.

Beschouwt men nu hiernaast een photochemisch of photo-electrisch effect onder invloed van hetzelfde stralenmengsel, dan geldt dezelfde redeneering, alleen zijn natuurlijk de gevoeligheden voor de verschillende golflengten thans anders. Het totale effect kan men voorstellen door

$$(2) \quad \dots W = h_1 I_1 + h_2 I_2 + h_3 I_3 + \dots,$$

waar h_n de gevoeligheid van het b.v. photo-electrische proces voor golflengte n voorstelt.

Gaat men nu over tot het gebruik van een ander stralenmengsel, d. w. z. een mengsel waarvan de intensiteiten voor de verschillende golflengten andere waarden I_1', I_2' enz. hebben, dan wordt het effect bij de biologische toepassing

$$(1a) \quad \dots E' = g_1 I_1' + g_2 I_2' + g_3 I_3' + \dots$$

en voor het photo-electrische proces

$$(2a) \quad \dots W' = h_1 I_1' + h_2 I_2' + h_3 I_3' + \dots$$

Wil men nu het photo-electrische effect als maat voor het biologische kunnen gebruiken, dan moet evenredigheid tusschen beide effecten bestaan, d. w. z. dan moet:

$$\frac{E}{W} = \frac{E'}{W'} \text{ zijn.}$$

Hieraan is voor willekeurige mengsels slechts voldaan indien $g_1 = ch_1$; $g_2 = ch_2$ enz., dus als het photo-electrische effect precies dezelfde relatieve gevoeligheid voor de verschillende golflengten heeft als het biologische. Dat aan dezen eisch nooit exact voldaan kan worden, vooral niet waar men omtrent de gevoeligheid van alle photobiologische processen nog vrijwel niets weet, is duidelijk.

Er is echter nog wel een ander geval, waarin voldaan is aan den eisch

$$\frac{E}{W} = \frac{E'}{W'}$$

n.l. indien geen willekeurige stralenmengsels vergeleken worden, doch mengsels, die dezelfde relatieve intensiteitsverdeeling over de golflengten hebben, d. w. z., waar

$$I_1' = p I_1, I_2' = p I_2 \text{ enz. is,}$$

waar p een constant getal, onafhankelijk van de golflengte. Immers dan is

$$E' = p (g_1 I_1 + g_2 I_2 + \dots) \text{ en}$$

$$W' = p (h_1 I_1 + h_2 I_2 + \dots) \text{ en dus}$$

$$\frac{E'}{W'} = \frac{g_1 I_1 + g_2 I_2 + \dots}{h_1 I_1 + h_2 I_2 + \dots} = \frac{E}{W}$$

De conclusie, die we uit het voorgaande trekken moeten, is deze, dat vele eenvoudig uitvoerbare photochemische of dergelijke methoden zeer goed gebruikt kunnen worden om b.v. de intensiteit van de straling van een bepaalde lamp in verschillende omstandigheden (verschillende afstanden, reflectorstand e.d.) te vergelijken (of verschillende lampen van één type) zoolang slechts de zekerheid bestaat, dat de relatieve samenstelling van de straling niet gewijzigd is.

Anderzijds volgt echter, dat, om de werking van verschillende stralenmengsels te kunnen vergelijken, noodig zal zijn:

- 1e kennis van de intensiteit van alle voorkomende golflengten en
- 2e kennis van de golflengteafhankelijkheid van het interesseerende biologische proces.

Zooals reeds in den aanhef gezegd is, is de physicus in staat in elk voorkomend geval de onder 1) gevraagde kennis te leveren. Anders is het echter gesteld met de kennis omtrent de golflengteafhankelijkheid van de verschillende biologische processen. Op een heel enkele uitzondering na is hieromtrent nog slechts zeer weinig bekend. De oorzaak van dit gebrek aan kennis is voor een groot deel aan experimenteele moeilijkheden toe te schrijven. Immers voor de bepaling van zoo'n golflengteafhankelijkheid is noodzakelijk het effect in kwestie quantitatief te bestudeeren onder invloed van monochromatisch licht van verschillende golflengten en van bekende sterkte. Het verkrijgen van monochromatisch licht van voldoende sterkte is nu echter niet zoo'n eenvoudige zaak. Spectraalapparaten zijn hiertoe in het algemeen veel te lichtzwak, terwijl ook met absorptiefilters gemeenlijk niet veel te bereiken is. Indien het al gelukt in een enkel geval het doorgelaten spectraalgebied voldoende smal te houden om het licht als monochromatisch te mogen aanzien, dan blijkt het filter te veel van het doorvallende licht te absorbeeren. Anders wordt dit echter indien men filters combineeren kan met lichtbronnen, waarbij de hoofdzak van de uitgezonden energie in één enkele of enkele ver uiteengelegen lijnen geëmitteerd wordt. In zoo'n geval behoeft het doorlatingsgebied niet smal gemaakt te worden, en kan daardoor gemakkelijker een voldoende doorlating verkregen worden. Thans, nu het zoo langzamerhand gelukt, meerdere van dergelijke lampen met bijna monochromatische straling te construeeren,

kan men gemakkelijker tot onderzoekingen omtrent de golflengteafhankelijkheid overgaan, die dan ook ongetwijfeld in de naaste toekomst meer en meer gedaan zullen worden.

Een ander belangrijk hulpmiddel bij dergelijk soort onderzoekingen kan het z.g. *Christiansen*-filter worden. Dit bestaat uit een cuvette, gevuld met een poeder als glas of kwarts, en aangevuld met een geschikte vloeistof. Een dergelijk cuvet verstrooit het opgevallen licht zeer sterk door de ontelbare reflecties en brekingen, die het licht bij het doorlopen ervan op de scheidingsoppervlakken van vloeistof en vaste stof ondergaat. Wordt nu echter de vloeistof zoodanig gekozen, dat bij één golflengte geen verschil in brekingsindex tusschen vloeistof en vaste stof bestaat, dan ondergaat voor deze golflengte het licht geen breking of reflectie, en valt dus zonder verstrooiing normaal door. De mate, waarin aansluitende golflengten verstrooid worden, hangt, bij overigens gelijkblijvende condities van het relatieve verloop van de brekingsindexkrommen van vaste stof en vloeistof af. Bij een juiste keuze van vaste stof en vloeistof kan zoo'n cuvette dus als zeer geschikt filter dienen, dat slechts een smal spectraalgebied ongehinderd doorlaat, terwijl het verstrooide licht van andere golflengten door diafragma's kan worden onschadelijk gemaakt. In het zichtbare gebied zijn dergelijke filters reeds langer in gebruik; ook voor het ultraviolet kan men ze pasklaar maken, zooals voor korten tijd *Kohn* en *Fragstein* gepubliceerd hebben, en zooals ook wij gelegenheid hadden te constateeren. Met behulp van zoo'n filter kan men behoorlijk sterk U. V. licht van voldoende spectrale zuiverheid verkrijgen, waarmee zeker met succes experimenten omtrent golflengteafhankelijkheid te doen zijn.

Er is echter nog een andere mogelijkheid, nader inzicht omtrent de golflengteafhankelijkheid van verschillende biologische processen te verkrijgen, en wel op grond van de statistiek van de toepassingen in de practijk. Vergelijking van de resultaten op verschillende plaatsen en met verschillende lichtbronnen verkregen, kan veel leeren, doch slechts indien niet alleen deze resultaten opgegeven worden, doch ook de samenstelling van het gebruikte licht meegedeeld wordt. In het huidige stadium zal men nog niet op grond van een aan een lichtbron gemeten intensiteitsverdeling v. h. U. V. licht de waarde van deze lichtbron voor elk geval kunnen afleiden; wel kan men echter b.v. elders be-

haalde therapeutische resultaten trachten te reproduceeren, door licht van eenzelfde intensiteitsverdeeling te kiezen, en wel kan men bij eventueel verschil in effect in verschillende gevallen trachten dit verschil te verklaren op grond van afwijkende samenstelling van de straling. Dit nu is eigenlijk het hoofddoel, waarvoor de medicus behoefte aan intensiteitsmetingen heeft. Wanneer het in de toekomst ertoe geleid kan worden, dat bij elke toepassing rekening gehouden wordt met de samenstelling van het licht, is reeds veel vooruitgang bereikt.

Het is vanzelfsprekend ondenkbaar, dat elke medicus bij elke toepassing van zijn U. V. lampen hiervan de intensiteitsverdeeling in absolute waarde bepaalt. Dit is natuurlijk ook overbodig. De man van de practijk zal van de door hem gebruikte lamp moeten weten, wat de relatieve samenstelling van het uitgezonden licht is. Door middel van een of andere eenvoudige methode zal hij dan bij elke toepassing in staat moeten zijn, de absolute intensiteit, d. w. z. de geapliceerde dosis, vast te leggen. In principe is bij bekende relatieve intensiteitsverdeeling elke reactie voor de absolute meting bruikbaar, zonder dat hierbij de golflengteafhankelijkheid een rol speelt. Zoo nu en dan zal de relatieve intensiteitsverdeeling van de lamp gecontroleerd, resp. bepaald moeten worden, wat geen erg groote moeilijkheden behoeft te geven als deze bepaling kan geschieden door vergelijking met een geijkte standaardlamp. Voor het ijken van dergelijke standaardlampen zal men dan gebruik moeten maken van een tamelijk ingewikkelde methode, als reeds boven werd aangeduid. Ik kan misschien besluiten door kort mede te deelen, op welke wijze wij dergelijke absolute ijkingen verricht hebben.

In principe komt de door ons gebruikte methode op het volgende neer. Het licht van de te onderzoeken lamp valt op de spleet van een kwartsmonochromator. Het uittredende licht, dat eenkleurig is, valt op een photo-electrische cel. De hierdoor veroorzaakte stroom is een maat voor de op de cel vallende lichtintensiteit. Daar de photocel voor verschillende golflengten een zeer verschillende gevoeligheid heeft, is van tevoren de gevoeligheidskromme bepaald. Hiertoe is een zeer lichtsterke hulplamp voor den monochromator geplaatst; de intensiteit van het uittredende monochromatische licht was hierbij zoo groot, dat meting met een gevoelige thermozuil-galvanometer combinatie mogelijk was. De

thermozuil heeft, afgezien van enkele kleinere correcties, geen golflengteafhankelijkheid van de gevoeligheid. Daardoor is het eenvoudig mogelijk deze thermoziil in absolute maat te ijken, en wel door middel van een H e f n e rkaars, waarvan de totale straling bekend is. De thermoziilmeting leert dan dus de intensiteit van het monochromatische hulplicht van verschillende golflengte in absolute maat kennen. Door waarneming van den hierdoor veroorzaakten photo-electrischen stroom, met electrometer gemeten, is daarna de photocel geijkt. Men kan zich afvragen waarom deze extra stap gedaan is, waarom n.l. eerst apart de photocel geijkt is met gebruikmaking van een thermoziil, en niet direct de gewenschte metingen met de thermoziil verricht worden. De reden hiervoor is tweeledig. In de eerste plaats is het veel gemakkelijker een hooge gevoeligheid te bereiken met een photocel dan met een thermoziil. In ons geval konden we, zooals gemeld, slechts met de thermoziil meten wanneer een zeer lichtsterke lamp voor den monochromator geplaatst was, terwijl photo-electrisch nog zeer goed te meten was bij lichtbronnen, die vele honderden malen zwakker waren. Voorts vertoont het photo-electrisch effect een typische eigenschap, waarvan met groot nut in verschillende gevallen gebruik gemaakt kan worden: slechts licht met golflengte korter dan een bepaalde grens, de z.g. roodgrens, is werkzaam. Door nu een soort photocel te kiezen, waarbij de roodgrens geschikt ligt, n.l. dicht bij de langstgolvlige grens van het gebied, waarvoor metingen gedaan moeten worden, wordt bereikt, dat al het valsche licht — dat door elken ook nog zoo goeden monochromator doorgelaten wordt — van langer golflengte absoluut onwerkzaam is, en dus bij de meting niet storend. Dit speelt b.v. een groote rol, wanneer men lampen wil meten, die, naast zwakke straling in het interesseerende gebied, in een langergolvlige gebied zeer veel sterkere straling emitteeren. Als voorbeeld hiervoor mogen genoemd worden de gloeilampen, die zelfs bij hooge draadtemperatuur slechts weinig emissie bij $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ b.v. hebben ten opzichte van relatief veel en veel sterkere straling bij $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ b.v.

In ons onderzoek, waar we speciaal de straling met golflengte kleiner dan ca. 3200 \AA wilden onderzoeken, daar aan dit gebied de grootste biologische beteekenis wordt toegekend, kozen we cadmium als photo-electrisch materiaal. De roodgrens hiervan ligt, afhankelijk van de zuiverheid van het metaal, bij ongeveer

deze golflengte. Het is door deze voorzorg inderdaad mogelijk gebleken behoorlijk het spectrum van gloeilampen in het interesseerende gebied te meten. Valsch licht van korter golflengte dan het te meten licht is veel minder hinderlijk, daar dit, waar noodig, steeds eenvoudig door filters onschadelijk te maken is.

De ijking, voor zoover tot nu toe besproken, laat slechts toe, de intensiteit van het licht te bepalen, zooals deze na het passeeren van den monochromator is. Om deze intensiteit om te kunnen rekenen op die op de intreespleet van den monochromator, is nog de kennis van de doorlating van de laatste noodig. Deze doorlating, die ook weer van de golflengte afhangt, is apart bepaald, en wel, door met behulp van een spectrograaf de intensiteit van het licht van een constant brandende lamp relatief te bepalen nadat het alleen de intreespleet van den monochromator gepasseerd is en nadat het den geheelen monochromator doorloopen heeft. Dat bepaling van deze correctie voor de doorlating van den monochromator zeer essentieel is, volgt wel duidelijk uit het resultaat, dat, afhankelijk van de golflengte, in het bestudeerde gebied (ca. 3200 Å—ca. 2480 Å) waarden varieerend tusschen 20 en 8% gaf.

Eindelijk geeft nog bepaling van het oppervlak van de intreespleet van den monochromator het benodigde gegeven om de gemeten energie per tijdseenheid, vallend door de intreespleet, om te rekenen in intensiteit per oppervlakte-eenheid daar ter plaatse.

Nadat deze opstelling eenmaal geijkt is, is de meting ermee van verschillende lichtbronnen een vrij eenvoudige zaak. Eisch is slechts een voortdurende contrôle van alle onderdeelen en zeer zorgvuldig werken. Zoowel de gevoeligheid van de photocel, die nooit overbelast wordt, als die van den electrometer zijn voldoende constant gebleken, terwijl ook de reproduceerbaarheid van de instelling van den monochromator voldoende is. De fout in relatieve bepalingen met deze opstelling, ook al liggen deze in tijd vrij ver uiteen, behoeft nauwelijks enkele procenten te bedragen, terwijl ook de absolute waarde geen zeer groote fout vertoont, zooals verschillende contrôlebepalingen leerden.

Als voorbeeld van de resultaten van dergelijke metingen mogen hier die aan een kwartskwiklamp en een ultrasollamp (Type nr. 5023) vermeld worden.

TABEL
 in ergs/cm² sec.

λ	Kwartskwiklamp afst. 1 m		Ultrasol 5023 zonder reflector afst. 40 cm
	<i>Nieuw</i>	<i>Oud</i>	
313,0	530	186	30,8
302,2	207	75,5	7,1 ⁵
296,7	102	37,5	4,3 ⁵
289,4	38,7	14,8	1,16
280,4	59,1	24,0	0,66
275,3	18,6	8,1	0,18
270,0	niet gemeten	10,7	0,10 ⁵
265,5	126	41,5	0,22
253,7	150	48,0	0,036
248,0	45	16,2	0,007 ⁸

3 Maart 1933.

 Natuurkundig Laboratorium der
 N.V. Philips' GloeilampenFabrieken.

Naar aanleiding van eenige discussie-opmerkingen werd door Dr. A. van Wijk het volgende geantwoord.

Naar mijn idee is aan het overmatig gebruik van de uitdrukking „antagonistische werking van verschillende golflengtegebieden” een zeker gevaar verbonden, n.l. daar hierdoor de schijn gewekt wordt, dat men met iets zeer bizonders te doen heeft. Inderdaad geloof ik ook wel, dat vaak aan een geheimzinnige gelijktijdige werking van de beide lichtsoorten gedacht wordt, terwijl wat zich in werkelijkheid meestal afspeelt is, dat een reactieproduct, ontstaan door de primaire werking van een der beide stralensoorten, secundair door de andere stralensoort beïnvloed wordt. Voorbeelden hiervan zijn groot in aantal, b.v. bij de omzetting van ergosterine door ultraviolet licht, bij de solarisatie van u. v. doorlatend glas, bij phosphorescentie-verschijnselen, bij de vermoeidheidsverschijnselen van fotocellen, waarover Dr. de Boer juist sprak enz. In sommige gevallen, zooals b.v. bij de regeneratie van u. v. doorlatend glas door middel van ultrarood licht, wordt de oorspronkelijke toestand weer hersteld; in andere

gevallen, zooals b.v. bij de omzetting van ergosterine, gaat het reactie-product niet weer in het uitgangproduct over, doch in een volgend product.

Ik ben niet van meening, dat dezelfde resultaten, die men met behulp van het Christiansen-filter kan verkrijgen, ook niet door een geschikten monochromator verkregen kunnen worden, zooals Dr. v. Heel poneert, doch ik geloof, dat in een aantal gevallen het Christiansen-filter minder kosten met zich mee zal brengen dan met een even geschikten monochromator gemoeid zouden zijn.

Wat betreft de doorlating van het Christiansen-filter voor de golflengte waarvoor het ingesteld is: bij een goed vervaardigd en niet door ultravioletstraling bedorven exemplaar is deze veel hooger dan in de publicatie van Kohn en Fragstein is opgegeven. Bij de combinatie Alcohol/Benzol met kwarts is ook voor golflengte $\pm 3000 \text{ \AA}$ (b.v. 2967 \AA) zeer goed een doorlating van tenminste 80% te verwezenlijken.

Inderdaad moet ook volgens de methode, door Dr. Wiersma genoemd, in analogie met wat in het ultrarode gebied een gebruikelijke methode is, n.l. een lens met sterk sferische aberratie te gebruiken, een zekere monochromasie te bereiken zijn. Bij vroegere proeven in deze richting heb ik echter nog niet veel succes gehad.

Eindhoven, 30 Maart 1933.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN ¹⁾

- Victor Henri, Matière et énergie, 436 blz., 90 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 110.
- Albert Einstein, Théorie de la relativité, les fondements de la théorie de la relativité générale, théorie unitaire de la gravitation et de l'électricité sur la structure cosmologique de l'espace, 109 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 35.
- Émile Meyerson, Réel et déterminisme dans la physique quantique, 49 blz. — Prijs Frs. 10.
- Henri Mineur, L'univers en expansion, 41 blz., 4 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 12.
- L. Goldstein, Les théorèmes de conservation dans la théorie des chocs électroniques, 26 blz. — Hermann. Paris. Prijs Frs. 9.
- S. W. Tromp, Het mechanisme en de oorzaken der gebergtevorming, 137 blz. — Martinus Nijhoff. Den Haag. 1933. Prijs f 5.—.
- M. A. Magnan, Premiers essais de cinématographie rapide, 26 blz., 32 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 15.
- Théophile Cahn, Les phénomènes biologiques dans le cadre des sciences exactes, 20 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 7.
- M. Chatelet, Spectres d'absorption visibles et ultra-violets des solutions, 24 blz. — Paris. 1933. Prijs Frs. 7.
- Néda Marinesco, Influence des facteurs électriques sur la végétation, 27 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 7.
- A. Magnan, Cinématographie jusqu'à 12000 vues par seconde (avec application à l'étude du vol des insectes), 19 blz., 20 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 15.
- A. Magnan et A. Sainte-Laguë, Le vol au point fixe, 31 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 10.
- Emil Warburg, Experimentalphysik, 23 und 24 verbesserte Auflage, 484 blz., 453 fig. — Steinkopff. Dresden und Leipzig. 1933. Prijs R.M. 12.
- G. Urban, La coordination des atomes dans la molécule, deel I, 51 blz., deel II, 54 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 12 en Frs. 13.

1) De Redactie behoudt zich het recht voor, aan de boeken een bespreking te wijden, of het bij een enkele aankondiging te laten.

- Pierre Urbain, Les sciences géologiques et la notion d'état colloidal, 60 blz., 8 platen. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 15.
- M. Prettre, L'inflammation et la combustion explosive en milieu gazeux, 1 deel, 60 blz., 10 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 15.
- G. Champetier, La structure de la cellulose dans ses rapports avec la constitution des sucres, 27 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 8.
- R. A. Watson Watt, The cathode ray oscillograph in radio research, 290 blz., 113 fig. — His Majesty's Stationery Office. London. 1933. Prijs 10 sh. net.
- S. C. Bokhorst, Scheikunde in het dagelijksch leven, 368 blz., verschillende platen. — Wereldbibliotheek. Amsterdam. 1933.
- Adam Hilger, The practice of spectrum analysis with Hilger instruments, 6th edition, 58 blz., 7 fig. — Adam Hilger. London. 1933. Prijs 3 sh. 6 d. net.
- K. F. Bonhoeffer und P. Harteck, Grundlagen der Photochemie, 295 blz., 73 fig. — Steinkopff. Dresden und Leipzig. 1933. Prijs R.M. 24, geb. R.M. 25.
- Mondelinge Examens Physica, toegelicht en uitgewerkt ten behoeve van Hoofdakte-candidaten, 213 blz. — Muusses. Purmerend. 1933. Prijs f 2.75.
- Martin Kröger, Grenzflächen-Katalyse, 387 blz., vele fig. — Hirzel. Leipzig. 1933. Prijs R.M. 10.50, geb. R.M. 12.50.
- Leipziger Vorträge 1933, Magnetismus, herausgegeben von Professor Dr. P. Debye, 110 blz., 47 fig. — Leipzig. 1933. Prijs R.M. 6.

BOEKBESPREKING¹⁾

J. Rezelman, **Les machines électriques et la prédétermination de leur puissance spécifique maximum.** 58 blz., 16 fig. — Teubner, Leipzig 1933. Prijs R.M. 2.—.

De schrijver gaat uit van den door Sumec (en ook door Steinmetz) gebezigden vorm der dimensieformule

$$P = (\alpha \pi A S \cdot B_l \cdot 10^{-11}) D l v$$

en noemt het quotiënt

$$\frac{P}{\pi D l v} = \alpha B_l A S \cdot 10^{-11}$$

het specifiek vermogen per cm² oppervlak van het anker bij de snelheid

1) De Redactie wijdt zorg aan de keuze van deskundige recensenten. De verantwoordelijkheid voor het uitgesproken oordeel rust echter op den beoordeelaar.

$v = 1$ cm/sec. In deze formule is P het vermogen van een elektrische machine in kW, D de diameter, l de axiale lengte van den rotor, a de verhouding van poolboog tot poolsteek. Men ziet onmiddellijk dat het specifiek vermogen toeneemt met het product der inductie in het entrefer B_i en de ampère staven AS per cm omtrek.

Hij bespreekt op grond van zijn rijke ervaring, en steunende op tal van uit die ervaring geputte gegevens voor toelaatbare waarden van B_i en AS , van de maximum inductie in de tanden enz., hoe men tot een doelmatig ontwerp van een kleine of groote gelijkstroomdynamo, voor een turboalternator, van wisselstroommachines met geprononceerde polen en transformatoren kan geraken en vertelt daarbij voor hem, die volkomen met de details vertrouwd is, veel wetenswaardige dingen.

Ingenieurs en studenten, die met het ontwerpen van machines vertrouwd zijn, zullen het boekje met veel nut kunnen bestudeeren. Men kan dit boek ook warm aanbevolen worden. Voor beginners is het niet geschikt, omdat te veel als bekend verondersteld wordt en bij den beperkten omvang verondersteld moest worden.

C. F.

A. Sainte-Laguë, Probabilités et Morphologie, 30 blz., 7 fig. — Hermann, Paris, 1933, Prijs frs 6.—

Deze korte verhandeling is als inleiding bedoeld voor hen, die nog niet bekend mochten zijn met de wijze waarop de waarschijnlijkheidsleer in de biologische wetenschap kan worden toegepast, zoowel bij de studie van in rust, als van in beweging zijnde lichamen.

Na aan eenige eenvoudige voorbeelden de wetten van het toeval te hebben toegelicht, wordt de kromme van Gauss met de daarop betrekking hebbende parameters besproken en toegelicht met een voorbeeld betreffende de lichaamslengte van den mensch. Dat verschijnselen, waarin het toeval een rol speelt, niet van aard veranderen, indien nog een nieuwe van het toeval afhankelijke factor in het spel komt, wordt vervolgens nader uitgewerkt. Hierna wordt besproken op welke wijze men boordeelen kan of de statistische gegevens welke men bij een morphologisch onderzoek verkregen heeft, inderdaad voldoen aan de wet van Gauss, door na te gaan of de verkregen kromme inderdaad een parabool is; de beteekenis van de 3 parameters van de wet van Gauss wordt nader uitgewerkt. Nadat het begrip coëfficiënt van de variabiliteit aan de hand van eenige krommen is toegelicht, worden afwijkingen van de kromme van Gauss besproken en wel speciaal de tweetoppige kromme die men als gevolg van rassenvermenging verkrijgen kan. Vervolgens wordt besproken hoe men ook periodieke verschijnselen met behulp van de wetten der waarschijnlijkheid nader kan onderzoeken als ook de morphologische veranderingen die in den loop van den tijd bij een bepaald individu door den groei kunnen optreden, door de afmetingen van een groot aantal individuen van dezelfde soort op één bepaald tijdstip gemeten, statistisch te bewerken. Tenslotte wordt beschreven hoe uit een enkele momentopname van eenige honderden vliegende meeuwen door statistisch bewerken van de verschillende stadia van den vleugelstand de wetten van den vleugelslag vastgesteld kunnen worden.

A. Kl.

L. Brillouin, *La diffraction de la lumière par les Ultra-sons*, 30 blz. — Hermann. Paris. 1933. Prijs Frs. 10.

Een zeer lezenswaardig boekje over een zeer belangrijk onderwerp, dat op zichzelf echter niets met de quantentheorie te maken heeft, ofschoon het opgenomen is in de bekende serie „Exposés sur la théorie des quanta”. Het behandelt namelijk den invloed van geluidsgolven op de voortplanting van licht. Reeds elf jaar geleden had B r i o u l l i n hierbij een merkwaardig effect voorspeld, een soort D o p p l e r - effect, dat men nu ook wel een soort R a m a n - effect kan noemen. Wanneer licht zich in een medium voortplant, waardoor men een elastische golf laat loopen, wordt het van zijn oorspronkelijke baan in twee richtingen afgebogen, langs de eene komt de som- en langs de andere de verschilfrequentie. De afbuigingshoeken voldoen aan de Braggsche reflectieformule en kunnen al naar de keuze van de electromagnetische en de elastische frequentie bedragen van 0 tot π aannemen. De elastische golven, die volgens D e b y e 's soortelijke warmte-theorie in ieder lichaam in alle richtingen aanwezig zijn met frequenties tusschen 0 en 10^{12} à 10^{13} , zouden een invallenden bundel gewoon licht naar *alle* richtingen, doch een invallenden bundel Röntgenlicht van golflengte $\lambda \sim 10^{-8}$ cm slechts over uiterst kleine hoeken kunnen verstrooien. Dit laatste komt door het ontbreken van elastische frequenties hooger dan 10^{13} en is zoodoende een quanteneffect. Helaas is de voor dit richteffect van het verstrooide licht benooidigde golflengte van de primaire straling ($\lambda \sim 10^{-8}$ cm) zoo klein, dat de grootte der moleculen een rol gaat spelen en een soort D e b y e - S c h e r r e r verstrooiing geven, die het bovenstaande effect te niet zou doen.

Beschouwt men, zooals B r i o u l l i n nu doet, verstrooiing van gewoon licht door geluidsgolven of supergeluidsgolven ($\gamma \sim 10^8$), dan gaat door deze beperking het quantenaspect verloren. Een (doch wel eenigszins verwijderd) verband met de quantentheorie kan men ook nog zien in het feit, dat soortgelijke berekeningen ook optreden in de golfmechanische theorie van het C o m p t o n effect en de moderne theorie van het geleidingsvermogen van metalen bij lage temperatuur, maar an und für sich is het hier behandelde een zuiver klassiek probleem. Licht valt loodrecht op een lange buis met vloeistof, waar een kwartskristal een supergeluidsgolf doorheen stuurt. De B r a g g s c h e reflectieformule gaat bij deze beperking der frequenties over in de gewone buigingsformule voor een rooster, dat door de geluidsgolf in de buis wordt opgewekt. De som- en verschilfrequentie van zoeven gaan over in de beide eerste maxima aan weerskanten van de primaire straling. Er worden echter meerdere maxima van hooger orde aan beide zijden waargenomen. Deze nu verklaart B r i o u l l i n door in plaats van zijn eerste benaderingstheorie een nauwkeurigere te schetsen, waar Mathieusche functie's in plaats van cosinussen optreden. Ook hier moet hij zich beperken tot een oneindig breed invallenden bundel.

Daar hier een zeer belangrijke en weer up to date geworden kwestie behandeld wordt, zij dit boekje nogmaals aanbevolen.

K. F. N.

Sir James Jeans, The background of Science, 303 blz. — Cambridge Un. Press, London 1913. Prijs 7 sh. 6 d.

Jeans zet met dit werk de lijn der beschouwingen voort, die hij reeds in *The mysterious Universe* begonnen was. Het gaat om de vraag naar de beteekenis der natuurkundige vondsten van den laatsten tijd, niet als onderdeel der natuurkunde in engeren zin, maar als bouwstenen van onze wereldbeschouwing. In het bijzonder behandelt hij de verklaringen van de dubbelnatuur, zoowel van het licht als van de materie, waardoor de lang onoverbrugbare scheiding tusschen de begrippen „golf” en „deeltje” in de golfmechanica opgeheven wordt.

De verschillende hoofdstukken zijn achtereenvolgens: I. The approach of the External World; II. The Methods of Science; III. The framework of the External World-Space and Time; IV. Mechanisme; V. The texture of the External World — Matter and Radiation; VI. Wave - Mechanics; VII. Indeterminacy; VIII. Events. Hiervan behooren VI en VII tot de best geslaagde, met dit voorbehoud, dat de lezer eenigermate met de wiskundige notaties en begrippen op de hoogte zijn, daar anders de vergelijkingen der electron- of proton-golven hem weinig zullen zeggen. In zijn voorrede verklaart Jeans dan ook: „Unhappily I found it impossible to attain the necessary precision of thought and statement without occasionally using a few mathematical symbols and formulae”. Voor de lezers voor wie dit boek bedoeld is kan deze eisch geen bezwaar zijn. Ook wordt van de wiskundige hulpmiddelen slechts spaarzaam gebruik gemaakt.

Het komt mij voor, dat deze semi-populaire behandeling der fundamenteele problemen van het fysisch wereldbeeld de aandacht verdient van allen, die op de hoogte willen blijven van den voortgang der wetenschap. Welke conclusies zij er uit zullen trekken is een tweede: het behoeven niet die van Jeans te zijn.

H. GR.

P. Swings, Les bandes moléculaires dans les spectres stellaires, 28 blz. — Hermann. Paris. 1932. Prijs frs. 7.

Bijna alles wat we weten over de spectra der sterren heeft betrekking op de atoomlijnen, terwijl onze kennis van hun molecuulbanden nog zeer gebrekkig is. Onvoldoende dispersie en overdekking van de banden door talrijke atoomlijnen bemoeilijken dit onderzoek in hooge mate. Anderzijds echter zijn hier nieuwe mogelijkheden voor de analyse van ster-atmosfeeren, die vooral voor de sterren van lage temperatuur een groote beteekenis kunnen krijgen.

De schrijver heeft de beschikbare gegevens bijeengegaard en die op beknopte en overzichtelijke wijze gerangschikt. Vooreerst krijgen we voor elk molecuulspectrum een overzicht van de sterren waarin het voorkomt. Vervolgens wordt het gedrag der banden van *CH* en *CN* in bijzonderheden nagegaan, en bewezen dat dit begrijpelijk is als men rekening houdt met de groote hoeveelheid waterstof in ster-atmosfeeren. Dit tweede gedeelte, dat misschien ietwat onevenwichtig groot kan lijken, vergeleken met de behandeling der overige bandenspectra, is bijzonder welkom, omdat de schrijver hier zijn persoonlijk werk verzameld heeft. Men kan nu aan dit bepaalde voorbeeld zien hoe het probleem ook in andere gevallen aangepakt moet worden.

Over de instrumenten en de waarnemingstechniek vindt men hier niets; alle aandacht wordt gericht op de resultaten, en elke neiging tot populariseeren is geheel vermeden. Het boekje ademt een modernen geest, en zal stellig vruchtbaar inwerken op het astrophysisch onderzoek. M. M.

L. Leprince-Ringuet, Les transmutations artificielles, 44 blz., 12 fig. — Hermann. Paris. 1933. Prijs frs. 15.

Dit werkje, verschenen als no. 55 van de serie „actualités scientifiques”, beantwoordt geheel aan zijn doel: den lezer op de hoogte te brengen van hetgeen, in het afgelopen jaar vooral, aan nieuwe gezichtspunten gewonnen is op het gebied der kernphysica, dank zij de pas ontdekte verschijnselen, die betrekking hebben op de kunstmatige transmutatie van elementen. Het eerste hoofdstuk is gewijd aan theoretische beschouwingen over den bouw van de atoomkern; veel hierin is nog hypothetisch en dit deel zal dengene, die de experimenten niet reeds uit de literatuur gevolgd heeft, een weinig als met de deur in huis vallen voorkomen. Hierna volgen pas de experimenten en wel eerst de waarnemingsmethoden (scintillatie, Wilsoncamera, telbuis, ionisatieversterking). Dan volgt de beschrijving van de afzonderlijke verschijnselen, waargenomen bij botsing van atoomkernen achtereenvolgens met alphadeeltjes, protonen, neutronen en kosmische straling. Deze beschrijvingen zijn ondanks hun korthed zeer volledig. Een aantal platen buiten den tekst vertoonen in een serie karakteristieke foto's, hoe de besproken verschijnselen zich in de Wilson-camera aan het oog voordoen. D. G.

MEDEDEELING

Op 14 October 1933 is in een bijeenkomst van physici te Haarlem besloten tot de oprichting van een nieuw Nederlandsch natuurkundig tijdschrift, dat het publicatie-orgaan zal worden voor, practisch gesproken, al het in ons land verrichte oorspronkelijk werk, in de drie meest gangbare talen, zoodat het voor het buitenland gemakkelijk toegankelijk is.

Dit heeft voor het tegenwoordige *Physica* belangrijke gevolgen waarvan wij er twee releveeren. Dit zal ten eerste voortaan minder mededeelingen van oorspronkelijke resultaten opnemen, en meer overzichten en referaten van actueele vraagstukken geven. Het zal in de tweeden plaats de naam „*Physica*”, die in het buitenland een goede bekendheid heeft verworven, afstaan aan het nieuwe tijdschrift, en te beginnen met 1934 onder den vroegeren bijtitel, nl. „Nederlandsch Tijdschrift voor Natuurkunde”, thans als hoofdtitel, verschijnen. De uitgever en redactie blijven dezelfde, met uitzondering van Prof. F o k k e r, die uittreedt en de zorg voor het nieuwe tijdschrift op zich neemt. De Redactie gelooft, dat wanneer het oude *Physica* zijn taak als publicatie-orgaan aan een ander overlaat, het beter tegemoet zal kunnen komen aan andere behoeften van de Nederlandsche lezers: informatie en voorlichting. DE REDACTIE.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912 uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 11 November 1933.*

EEN MODEL VAN HET OOG MET VERVORMBARE LENS. BEELDJE VAN PURKINJE

door U. PH. LELY

Summary.

A model of the human eye has a lense, consisting in an immense drop $\phi = 7$ cm of some liquid floating in water. The power of the lens may be varied continuously by supplying liquid to the drop. Different curvatures may be given to both sides of the lens by choosing different pressures of the water in which the drop floats. The images of Purkinje and their movements are demonstrated; the curve along which the image of the lens front moves is calculated, and it is demonstrated, that the relative movement of these images depends on the point of view of the observer. The model is 10 times as large as the natural eye.

Leg het den jongens maar duidelijk uit. Het oog heeft een hoornvlies, een kristallens, een glasachtig lichaam, een netvlies. Maar meen niet, dat er dan een juiste voorstelling ontstaat van wat het oog werkelijk is. Wijt het vooral niet aan de beperktheid van uw leerling, als hij allerlei rare dingen denkt bij uw uitleg. Denk eraan, dat gij zelf tot de hardleerschen behoort. Tenminste mij ging het zoo. Want de functies der onderdeelen van het oog zijn gedeeltelijk geheel anders dan wij het gewend zijn in de door ons vervaardigde optische toestellen. En ook de bouw en het materiaal is onvergelykbaar anders. Nadat eerst anderen het met klem ontraden hadden, en na eenige onbevredigende lessen, werd besloten eerst met behulp van een oogarts, later alleen, maar toch liever nog door een medisch student een koeienoog in de klas te openen. Het resultaat was een groote winst. Voor den leeraar in de eerste plaats. Want de wanvoorstellingen over het hoornvlies, dat maar een slap velletje is, gingen op de vlucht. Het glasachtig lichaam, dat met glas niets te maken heeft, noch wat den brekingsindex noch wat vastheid aangaat had een heel misleidenden naam. En zoo ook is de naam kristallens niet gelukkig. Want maar al te gauw associeert de leerling hieraan de gedachte van groote stugheid. En als men dan spreekt over accom-

modatie, dan wil het er toch maar weinig in, dat de vormverandering van de kristallens bij menschen en sommige dieren voor de accommodatie zorgt; immers in *alle* optische toestellen geschiedt de accommodatie door verschuiving van lens, voorwerp of beeldvlak.

Daarom werd een inrichting met vervormbare lens wel zeer gewenscht. En de natuurkunde les hielp in deze zichzelf weer, zoo als zoo dikwijls, uit den nood. Want elk jaar behandelt men iets van oppervlaktespanningen en druppels. En als elk nieuw jaar nieuwe en grootere druppels brengt, dan ontstaat de associatie van zelf: Maak een heel grooten druppel en gebruik dien voor een model van het oog.

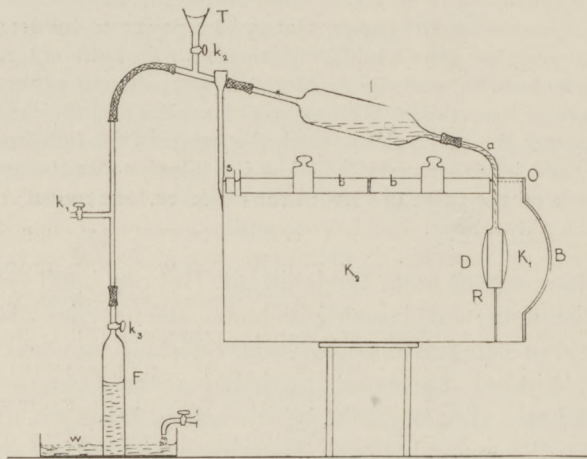


Fig. 1.

Er is een bak $32 \times 18 \times 18$ cm³, met een zijwand van glas, aan den voorkant afgesloten door een bol glas *B* van 14 cm diameter en een kromtestraal van 8 cm, welke als hoornvlies fungeert. Door een tusschenschot is de bak verdeeld in twee kamers *K*₁ en *K*₂. Het tusschenschot heeft een ring van 2 cm breed en een diameter van 7 cm; in den ring mondt een koperenbuis *A* uit, waaraan een pipet *P* verbonden is.

In den ring wordt de druppel aangebracht; is de druppel aanwezig dan scheidt deze de beide kamers gevuld met water. Een mengsel van benzol en tetra, of liever — maar het is moeilijker bij het inbrengen — van vloeibare paraffine en zwavelkoolstof met een soortelijk gewicht, dat *nauwkeurig* gelijk is aan dat van water, wordt

geschonken in den trechter T ; voorzichtig opent men de afvoerkraan en zorgt, dat overtollige lucht kan ontsnappen door een kraan k_1 . *Langzaam* stroomt de vloeistof door de pipet P naar het buisje A ; zij drijft het water voor zich uit en in den ring vormt zich allengs de druppel. Vóór het vullen van den bak met water smeert men den ring aan den binnenkant krachtig in met zeer weinig vloeibare paraffine. De vloeistof van den druppel volgt dan vanzelf geleidelijk dezen ring om hem tenslotte geheel te vullen. De druppel is dan dik; dan sluit men de kraan k_1 en k_2 ; de bodemlooze flesch F , gedeeltelijk gevuld met water, wordt door het voorzichtig openen van de kraan h_3 met de pipetruimte in verbinding gebracht. Daardoor wordt wat van de druppel vloeistof bij het uitzakken van het water uit de flesch F teruggezogen. Door wat voorzichtigen luchttoevoer bij kraan k_1 kan men de gewenschte afstelling krijgen, waarna k_1 gesloten wordt en h_3 geheel geopend. Nu kan men door regeling van den waterstand in den waterbak w de hoeveelheid vloeistof in den druppel soepel en gemakkelijk varieeren naar wensch.

Door de drukkingen van het water in de kamers ongelijk te maken moeten de krommingen van het vloeistofoppervlak ook ongelijk worden. Giet men dus water bij in de kamer K_1 dan wordt de druppel rechts vlakker, links boller. Men kan den druppel hiermede in wijde grenzen van vorm doen veranderen; zelfs kan men een hol-bollen druppel maken, waarbij de rechter holle kant aan den linkerkant door den ring nog ongeveer één cm heen komt, terwijl de linkerkant sterk gekromd is. Ook kan men dubbel-holle druppels maken, maar deze doen thans niet ter zake.

Zijn de bakken K_1 en K_2 beiden geheel open, en heeft men den druppel aan den linker en rechter kant gelijke krommingen gegeven, dan zal men zien, dat bij het laten toevloeien van vloeistof de linkerkant uit gaat puilen. Want namen beide kanten gelijk in kromming toe, dan zou het water aan beide kanten gelijk verdrongen worden; maar het water in de kamer K_1 met den kleineren waterspiegel stijgt dan meer dan dat in K_2 ; de overdruk in K_1 drijft den druppel naar links en hij kromt zich sterker aan den linkerkant. Practisch gaat het dan zoo, dat bij het toevloeien de druppel aan den linkerkant uitzet en aan den rechterkant bijna niets.

Het oog heeft een kristallens, die aan den achterkant sterk gekromd is (kamer K_2), aan den voorkant in ontspannen toestand slechts half-zoo sterk, bij accommodatie op nabij zoowat even sterk.

Bij het accommodeeren verandert de kromming aan den achterkant zeer weinig.

Om nu dit zelfde bij het model te verwezenlijken, wordt het water aan den bovenkant bijna geheel afgesloten door twee bakjes *b*, door gewichten bezwaard, om drijven te beletten. En het water uit de kamer K_1 laat men communiceren met een wijd heveltje met een wijden waterbak (opp. $\pm 4 \text{ dm}^2$). Dan zijn blijkens het voorgaande de verhoudingen omgekeerd en de druppel vervormt zich bij het toevloeien der druppelvloeistof *hoofdzakelijk* aan den K_1 kant.

Het aanbrengen der bakjes *b* vereischt wat overleg. Laat eerst uit beide kamers met een hevel wat water wegloopen, zoodat de bodem der bakjes het water bij het inbrengen niet raken zal en voer daarna water in van de gewenschte hoeveelheid.

Nu is het model voor het experimenteren over de beeldjes van *Purkinje* ingesteld.

Een ¹⁾ langen tijd heeft men getwist over de wijze, waarop het oog accommodeerde. De strijd, waarin *Young* zich reeds uitgesproken had in dezen zin, dat de lens accommodatie verzorgde, werd beslist door de school van *Donders*; een leerling van hem, *Cramer*, bewees in 1851 met behulp van de reflectiebeeldjes in hoornvlies, lensvoervlak en lensachtervlak, — de beeldjes van *Purkinje* — die bij accommodatie van plaats veranderen, dat de lens van vorm veranderde. *Von Helmholtz* heeft dit even later eveneens nagegaan, en wel quantitatief. Dit is de beteekenis voor het wetenschappelijk onderzoek van de *Purkinje* beeldjes, ook beeldjes van *Sanson* genoemd. Het belangrijke is, dat men de dingen beoordeelen kan aan het ongestoorde oog.

Zet men een lichtbron voor het oog, dan wordt het licht teruggekaatst in het voorste hoornvliesvlak. Achter het hoornvlies ziet men het virtueele rechtopstaande beeldje liggen, zie fig. 2, beeld 1. Het is zeer helder, daar er bij het terugkaatsende vlak een groote sprong der brekingsindices is (lucht-hoornvlies). Op het achterste hoornvlies wordt ook licht teruggekaatst; hierdoor ontstaat een lichtzwak *Purkinje*-beeldje bijna op dezelfde plaats als de eerste. Is het model niet gevuld met water, dan zijn beide beeldjes even lichtsterk en gemakkelijk waarneembaar. Over dit beeldje wordt verder niet gesproken.

1) Zie H. *Zwaardemaker*, Leerboek der Physiologie, deel II, 2de deel blz. 402, seq 420 seq.

Op het bolgekromde voorvlak van de lens wordt een rechtopstaand beeldje gevormd, dat bij geringe kromming der lensvoorvlakte wat grooter en bij sterkere kromming wat kleiner is: fig. 2, beeld 2. Het ligt een eindje achter de hoornvliesbeeldjes, op een plaats, die van de kromming afhankelijk is. Het beeldje in het natuurlijke oog is vaag, omdat de lens opgebouwd is uit lagen met een telkens stijgenden brekingsindex. In het model is er een abrupte sprong der brekingsindices. Hier is het beeld goed gevormd en helder. Het kan grooter of kleiner zijn dan het hoornvliesbeeldje.

Het achtervlak van de lens vormt een omgekeerd, klein beeldje: fig. 2, beeld 3. Bij het natuurlijke oog ligt dit tusschen de andere in,

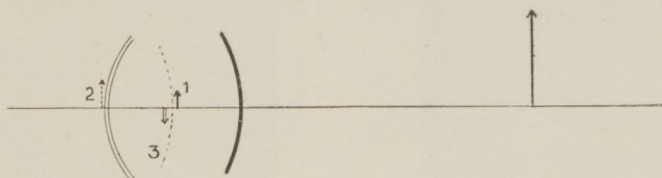


Fig. 2.

bij het model kan men het voorvlakbeeldje zoo verschuiven dat de ligging tegengesteld wordt.

Er zijn nu twee principieele hoofdstanden mogelijk; deze te onderscheiden zou van veel betekenis zijn voor de overwegingen en conclusies. Volgens de litteratuur die mij in handen kwam, schenkt men hieraan te weinig aandacht en zijn de schetsen van de waarneming daardoor onderling tegenstrijdig, ofschoon wel goed waargenomen.

De eerste hoofdstand, in de physiologie boeken niet genoemd, is die, waarbij de lichtbron recht voor het oog in de vizierlijn geplaatst wordt. De waarnemer stelt zich flink terzijde. Bij het model ziet men bij vlakke lensvoorzijde de drie beeldjes op een rechte lijn — de vizierlijn — en wel in de volgorde van achter naar voren: lensvoorvlakbeeldje, lensachtervlakbeeldje en hoornvliesbeeldje. De lichtbron bestaat uit een matglazen plaat met een recht omhoog wijzenden pijl, voor de projectielantaarn gezet. Op de foto van deze opstelling (fig. 3) is het hoornvliesbeeldje het meest rechtsche. Bij aandachtige beschouwing ziet men dit een eind achter het hoornvlies liggen. De werkelijkheid laat dit heel duidelijk zien.

De pijl op het hoornvliesbeeldje is op de foto bijna niet te zien door de overbelichting, in werkelijkheid ziet men het heel duidelijk. De pijl staat ook hier recht op, en evenzeer op het meest linksche;

dit laatste toch is het voorvlaklensbeeldje. Het achtervlaklensbeeld is tusschen de twee eerste en omgekeerd. Zoo is het ook bij het natuurlijke oog.

Bij de instelling van Fig. 4 is de kromming van den lens-voorkant zoo vergroot, dat het voorkant- en achterkant-lensbeeldje verwisseld zijn. Men kan, door geleidelijk den druppel te vergrooten, *de beeldjes door elkaar heen laten schuiven* en in de werkelijkheid kan men gemakkelijk en fraai de ruimtelijke verschuiving — zij wordt nog wat plastischer door een geringe kromming der beeldvlakjes — van het voorvlakbeeldje door het andere heen volgen. Op de foto

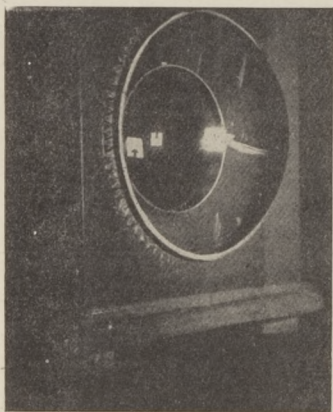


Fig. 3.

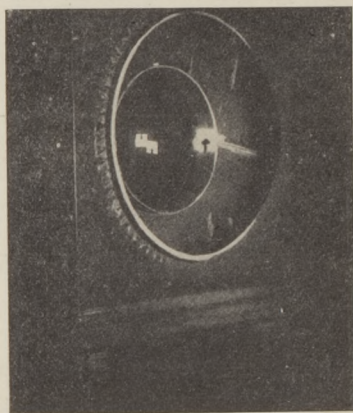


Fig. 4.

ziet men ook de verkleining, die daarmede gepaard gaat. Voor het gemakkelijke overzicht werd in deze laatste foto de pijl in het hoornvliesbeeldje geretoucheerd.

Bij den eersten hoofdstand zien we, dat bij het krommen van den lensvoorkant het voorkantbeeldje een verschuiving maakt naar het hoornvliesbeeld toe. Zie hierover straks.

Nu de tweede hoofdstand. De lichtbron wordt op zij gesteld, men ziet naar het oog in de richting van de vizierlijn.

In Fig. 5 (voorvlak lens weinig gekromd) is geheel rechts het hoornvliesbeeldje, half daarachter en zeer groot (en wat vertee-kend) het voorkant-lensbeeldje (beide pijlen rechtop) en linksch het achtervlakbeeldje (pijl omgekeerd). In Fig. 6 (voorvlak lens sterk gekromd) het zelfde, maar hier is het voorvlaklensbeeld verschoven en kleiner geworden.

In dezen hoofdstand beweegt zich het voorvlaklensbeeldje opzijde en wel van het hoornvliesbeeldje af naar het achterlensvlakbeeldje toe. Deze beweging is ook op de foto Fig. 7 aardig zichtbaar. Het

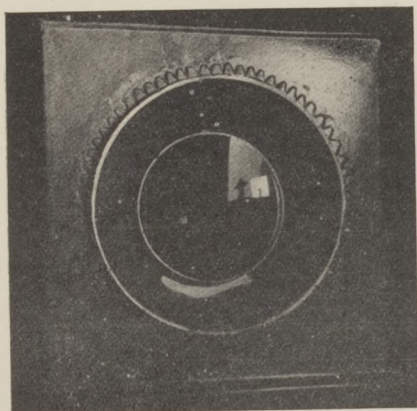


Fig. 5.

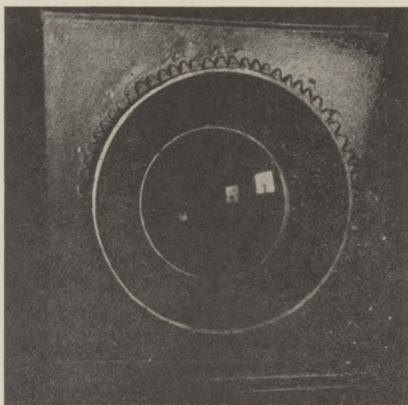


Fig. 6.

fototoestel werd open gezet en de accommodatie geschiedde onder het fotografeeren. De evenwijdig aan zichzelf verschuivende en

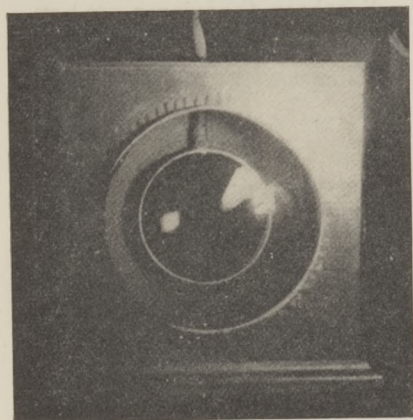


Fig. 7.



Fig. 8. Voorkant lens platter.

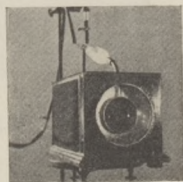


Fig. 9. Voorkant lens, sterker gekromd.

allengs kleiner wordende vierkanten van het voorvlakbeeldje geven tezamen een komeetachtige figuur. Ook het achtervlak-lensbeeldje heeft wat mee gedaan.

Bij Fig. 8 en 9 is de lichtbron verder weg geplaatst en heeft men een tussenstand.

De beide bakken B_1 en B_2 (Fig. 1) worden nu verwijderd (eerst het water laten dalen!). De beeldvorming op een netvlies wordt gedemonstreerd; op de foto (Fig. 10) herkent men hoe fraai dit is. Im-

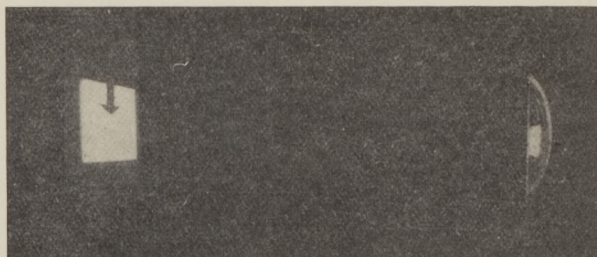


Fig. 10.

mers de druppel-lens is van uitnemende kwaliteit. Een diafragma beperkt de sferische aberratie.

Men verschuift de lichtbron; het beeld wordt onscherp gemaakt. Dan laat men den druppel weer varieren en de jongens zien het scherper worden met het dunner of dikker worden van den druppel.

Voorts neemt men een puntvormige lichtbron (booglamp etc.) en

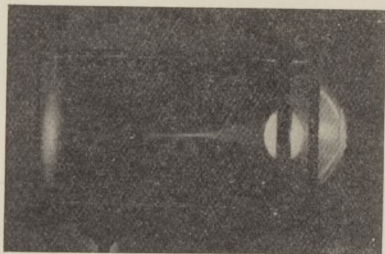


Fig. 11.



Fig. 12.

demonstreert de diacaustische lijn (Fig. 11). Ook hierbij laat men den druppel varieren en de fijne spits der diacaustica verschuift zich geleidelijk door den geheelen bak tot ± 8 cm van af den druppel. Een prachtig gebeuren! Toen we bezig waren met deze dingen en de lesgever bij zichzelf dacht: „man, maak je toch niet zoo druk om je les; zou het wel der moeite loonen?” kwam de belooning vanuit de

klas — O klas, uit U komt de animeering! — „Meneer, ik begrijp het niet heelemaal.” Intens was het oog behandeld, alles voorgezegd en uitgelegd en ze hadden een les geleerd en de jongen behoorde tot de meer intelligente — „bedoelt u nu ons te laten zien, dat de scherpstelling bereikt wordt door vormverandering van de lens?” „Ja inderdaad!” „Dus is dat ook zoo in het werkelijke oog?” „Ja, zoo gaat het ook bij het werkelijke oog”. „Ha, nu snap ik het!”

Hieruit blijkt wel hoe ver de wijze van accomodeeren bij het levende oog ligt buiten de gewone.

Een beeld van den druppel zelf is Fig. 12. De druppel is aan den voorkant een weinig onbolvormig, wat uitgezakt, ten gevolge van af-

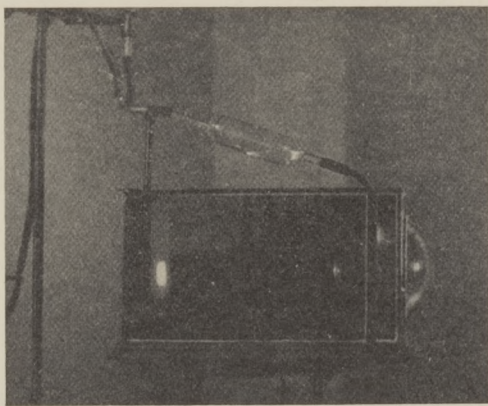


Fig. 13.

koeling van het water in de voorste oogkamer. Hierover straks meer.

In Fig. 13 ziet men den druppel zeer uitpuilen naar links, heel flauw is aan denzelfden kant het holle oppervlak grenzende aan het water van de voorkamer te zien. Het oppervlak kijkt aan den verkeerden kant om den hoek heen.

Entoptische verschijnselen zijn aardig te demonstreeren. Men brengt in de lens een druppel water aan, die daarin blijft zweven. Een puntvormige lichtbron zet men in het voorste brandpunt van het oog. Op het netvlies komt een scherp afgeronde schaduw, zonder vergrooting, van den waterdruppel, zwevende in de lens.

Het is niet ondienstig eens na te gaan langs welke baan het lensvoorvlakbeeldje zich beweegt, wanneer de kromming van de lens

zich verandert. Bij het werkelijke oog is dit niet zoo gemakkelijk aan te geven, omdat het beeldje niet nauwkeurig gedefinieerd is, en ook omdat de vormverandering en de verschuiving van het voorvlak, gepaard aan deze vormverandering niet geheel bekend zijn. Maar bij het model is hierover een gemakkelijke berekening te maken.

De lichtbron worde op zoodanigen afstand in de richting, welke in het water met de vizierlijn de hoek α maakt, geplaatst, dat de stralen na de breking door het hoornvlies h evenwijdig binnen komen. De bollen, die het voorvlak der lens bepalen, gaan steeds door de twee vaste punten A en B en voor de bepaling der ligging der beeldjes denken wij deze bollen voltooid tot voorbij A en B . Dan trekken we door het middelpunt M van zoo'n bol een lijn MC , onder den hoek α . $MA = 2y$ is de straal van den bol en het beeldje wordt gevormd in C op een afstand $MC = \frac{1}{2} MA = y$. Want het voorwerp staat in het oneindige, het beeld in het brandpunt op halven straalafstand van het middelpunt.

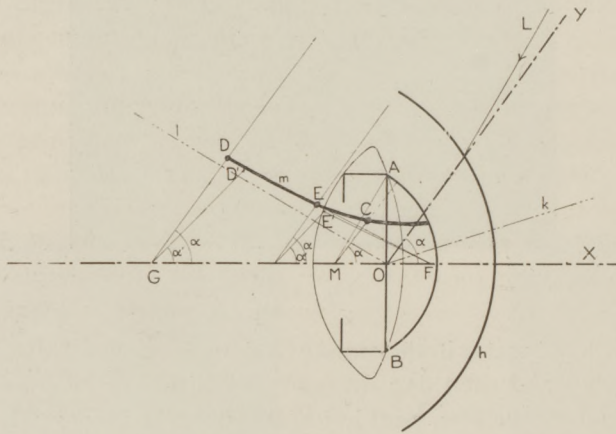


Fig. 14.

We kiezen nu scheefhoekige coördinaten assen; het midden O van AB is de oorsprong, de vizierlijn is de X -as, de lijn, die een hoek α hiermede maakt, de Y as.

Van C is de abscis $MO = x$ (hier een negatief getal, maar dit doet er niet toe). Zij $AB = 2a$; in driehoek MOA is dan $MA^2 =$

$$4y^2 = x^2 + a^2 \text{ of } \frac{y^2}{(a/2)^2} - \frac{x^2}{a^2} = 1.$$

Dit is de vergelijking van een hyperbool m op scheefhoekige assen. De Y as wordt voor alle a -richtingen gesneden bij $y = \frac{1}{2}a$. De asymptoten k en l zijn de lijnen met de vergelijkingen $y = +\frac{1}{2}x$ en $y = -\frac{1}{2}x$.

De hyperbool wordt des te gestrekter naarmate a kleiner wordt; bij $a = 0$ wordt zij een rechte samenvallende met de vizierlijn. Heeft men een bepaalde a gekozen en *ziet de waarnemer het beeldje liggen in een lijn rakend aan de hyperbool, dan verschuift dit beeldje in eerste benadering zijdelings niet. Kijkt men meer van uit de richting van de lichtbron naar het beeldje, dan beweegt het zich van het hoornvliesbeeldje af, anders gaat het er naar toe.* Dit houde men wel in het oog bij de beoordeeling der figuren in verschillende physiologieboeken, een zaak, waar men niet op wijst.

De gegeven beschouwing gaat slechts op voor niet al te groote waarden van a , daar de beeldvorming gewijzigd wordt, als de stralen zeer scheef op het boloppervlak in vallen. Maar voor kleinere a 's geeft het een aanwijzing. Het scheeve invallen is ook oorzaak van de verteekening te zien in Fig. 4. De vergrooting is direct afhankelijk van de kromming. De kleinere kromming geeft het kleinere beeld.

Van deze beschouwing geeft Fig. 6 een bevestiging. Zij D een willekeurig punt van de hyperbool. D wordt gevonden door middel van de lijn GD , die met de X -as den hoek α maakt en die gelijk is aan $\frac{1}{2}GA$. Verandert men nu α , dan kan men, van hetzelfde punt G uitgaande GD laten draaien om G , totdat men met de X -as den hoek α' heeft. Voor alle punten heeft men deze constructie. Dit komt neer op een perspectivische transformatie, waarbij de X -as op zijn plaats blijft. Trekt men nu door twee punten D en E een rechte lijn dan zal ook deze lijn getransformeerd worden in een lijn $D'E'$, waarvan echter het snijpunt F met de X as zich niet verplaatst. Dat wil zeggen: bewegen zich twee punten van het Purkinje-beeldje langs hunne hyperbolen, op stukken die tamelijk recht zijn, dan zal het eene punt correspondeeren met α_1 , het andere met α_2 , de beide banen snijden elkaar op de X -as in F . Staat het fototoestel in de vizierlijn, dan moeten deze lijnen convergeeren naar het midden van het oog: dit vertoont de foto merkwaardig juist. Want men trekke de randen van de lichtstreep, gevormd door het bewegende beeldje, door, dan vindt men F . Men bedenke voorts bij de beoordeeling van de foto, dat het toestel iets van boven naar beneden ziet — anders moesten de 3 beeldjes op een lijn liggen, wat niet

het geval is — zoodat F iets beneden het midden gezien wordt.

Wanneer het voorwerp dichter bij geplaatst is, echter ook in de richting a , zoodanig dat de stralen naar den doorgang in het hoornvlies niet evenwijdig zijn maar divergent, dan ligt het beeld dichter bij het middelpunt van het lensvoorvlak. Dan is de meetkundige plaats van het beeld een niet hyperbolische kromme, gelegen tusschen de vizierlijn en de hyperbool; de lensvoorvlakken met geringere krommingen geven sterkere verschillen.

Ligt het voorwerp verder af, dan ligt de meetkundige plaats aan den anderen kant van de hyperbool. Ook deze dingen moeten in rekening gebracht worden bij het beoordeelen der verschuivingen. De foto's zijn genomen met een plaatsing van de lichtbron op een afstand, die kleiner is dan die, waarbij de stralen na den doorgang door het hoornvlies evenwijdig zijn. Hierdoor komt het punt F ook wat anders te liggen.

Over het aanbrenge van den druppel en de vloeistof waaruit de druppel bestaat valt een en ander te zeggen.

Een mengsel van benzol en tetra (19 volume deelen tetra op 100 volume deelen benzol) heeft het voordeel van metaal niet gemakkelijk te bevochtigen, vooral als het in concurrentie met water is. Slechts dáár hecht zich de druppel vast aan het metaal van den ring, waar deze van te voren krachtig is ingesmeerd met vloeibare paraffine. Een nadeel is de temperatuurgevoeligheid. In tienden van graden Celsius moet deze constant gehouden worden. Bij het stijgen van de temperatuur krijgt de druppel grootere opstuwing, daar hij meer uitzet dan water. Bij de preciese afstelling van het mengsel moeten de temperatuur van het water en van het mengsel nauwkeurig gelijk zijn. Men maakt een groote massa van het mengsel gereed op een temperatuur van bijv. 19.0° C, dat is ongeveer kamertemperatuur en wat warmer dan het leidingwater in den zomer. Het afstellen is nauwkeurig genoeg als druppels van 2 cm diameter zich slechts zeer langzaam ten gevolge van de zwaartekracht bewegen. De beweging naar den bodem, die een te groot gewicht verraadt, is voor het inbrengen van den druppel in het toestel wat gunstiger. Bij het inbrengen moet de temperatuur van het water in den bak en die van den druppel beiden 19.0° C zijn. Verandert de temperatuur gedurende de proef, nadat de druppel is aangebracht, dan kan het wel iets van verschillen lijden, ± 0.5 graad, daar de ring den druppel stevig vast houdt. Maar de verticale doorsnede vertoont bij een te

zwaren druppel een peervorm, beneden dikker, en bij een te lichten druppel omgekeerd.

Een nadeel van dit mengsel is, dat de gummislangetjes aangetast worden. Het is goed daarom van te voren de koperen buis en de gummislangetjes door te vegen met een watje met paraffine. Anders is de druppel troebel en het derde beeldje van *P u r k i n j e* nauwelijks te zien. Ook een nadeel is de groote beweeglijkheid, waardoor de beeldvorming en de diacaustica slechter zijn. Trillingen van den vloer zijn dan hinderlijk. Een voordeel is, dat bij het verwijderen uit de bak alle restjes verdampen, zoodat men bij herhaling van de proef te maken heeft met een bak, die ook ten opzichte van de druppelvloeistof volkomen droog is. De oplosbaarheid in water is zoo gering, dat men den druppel dagen kan laten staan, zonder dat hij neiging heeft eruit te vallen. Met het wisselen der kamertemperatuur wisselt de vorm; maar de druppel wordt troebel, tenzij men alles van glas maakte, zonder gummiverbindingen. Het mengsel moet in donker bewaard worden, anders wordt het troebel.

Een andere vloeistof, die in verschillende opzichten te verkiezen is, is een mengsel van ongeveer 100 vol. deelen vloeibare paraffine en 83 vol. deelen zwavelkoolstof¹⁾. De voordeelen hiervan zijn in sommige opzichten groot. Deze stof is namelijk veel dikker vloeibaar, zoodat alle beeldvorming aanzienlijk rustiger is. Ook de temperatuurgevoeligheid is tienmaal kleiner. De afstelling bij het inbrengen luistert echter zeer nauw. Want de paraffine bevochtigt licht alle metaaldeelen, waarmede het in aanraking komt. Daarom zoekt de druppel minder zeker zijn weg in den ring. En de temperatuurstelling moet ook goed zijn, daar de druppel door zijn taai-vloeibaarheid en zijn slecht warmtegeleidingsvermogen moeilijk de temperatuur van het water overneemt. Maar heeft men voor de afstelling goed gezorgd, dan gaat het ook goed, waarbij ook de ring van te voren met paraffine goed ingesmeerd moet zijn. Is de druppel eenmaal ter plaatse dan is ook hier groote vastheid en de ring wordt, daar, waar water is, door de olie niet bevochtigd. De brekingsindex is ongeveer 1.52. Het verwijderen van de druppels is een kunst op zichzelf. Bij de paraffinevloeistof moet de druppel via de koperen

1) Later bleek, dat tetra met paraffine (zuiver!) veel beter is. Tetra lost in water heelemaal niet op; daarom geen langzame concentratieverandering. Geen hinderlijke reuk. Gunstige brekingsindex (1,44). Zeer taai, de bak kan zelfs verschoven worden. Het experiment kan eenige dagen blijven staan. De temperatuurgevoeligheid is kleine.

buis langzaam teruggezogen worden, waarbij hij bijna geheel verdwijnt. Voordat echter de druppel verdwijnt vormt hij in het midden een uiterst dun maar sterk, zeer helder vlies, soms van 4 à 5 cm diameter, aan beide kanten plat. Het vlies is echter niet een of een paar moleculen dik, want een voorwerp, daarin gespiegeld, verraadt door beeldverdubbeling een prismatischen vorm, die van plaats tot plaats anders is.

Is de druppel weggezogen, en heeft men nog flink wat water door laten stroomen, hierbij ook water in den bak invoerend, dan nemen verder den bak en zette dezen in een gootsteen en laat een royalen waterstroom in den bak loopen. De olie in den bak komt naar boven en spreidt zich aan het oppervlak uit en stort zich met het water over den rand. Is de olie van het oppervlak weg, dan keert men den bak om en spoelt krachtig uit. Vervolgens droogt men den bak met oude kranten vast wrijvende. Zoo wordt de bak ook oliedroog.

Doet men het anders dan zal de paraffine bij het ledigen van den bak alles bedekken en den experimentator bij herhaling de mislukking waarborgen. Men moet bij dergelijke proeven uitgeslagen zijn op alle chicanes van oppervlakte spanningen en dunne vliezen.

De zwavel-koolstof is iets oplosbaar in water. Daardoor wordt het soortelijk gewicht zeer langzaam lichter. Daalt daarbij de temperatuur iets (1° à 2° C) dan kan men den druppel ook een dag laten staan. Misschien, dat iets keukenzout in het water het oplossen tegengaat.

De druppel kan gebruikt worden voor experimenteel onderzoek over verandering van de sferische aberratie met de krommingen, waarbij alle mogelijke combinaties gemaakt kunnen worden.

Ten besluite mogen hier nog enkele getallen gaan, die den lezer te pas kunnen komen. De constanten voor het menschenoog zijn, bij accommodatie in de verte (Gullstrand)¹⁾

Afstand voorkant hoornvlies tot voorkant lens	3.6 mm.
Afstand van voorkant der lens tot den achterkant	3.6 mm.
Afstand achterkant lens tot netvlies	24 mm.
Kromtestralen: voorkant van het hoornvlies	8 mm.
voorkant der lens	10 mm.
achterkant der lens	6 mm.

Bij accommodatie op het nabijheidspunt echter wordt de kromte-

1) De getallen werden overgenomen uit: R. Höber, Lehrbuch der Physiologie des Menschen.

straal van den lensvoorkant 6 mm, die van den lensachterkant 5.5 mm.

Het voor de experimenten gebruikte model heeft een lens, die iets te ver van het hoornvlies afstaat. Dit heeft een voordeel van betere zichtbaarheid van den druppel, van opzij kijkende. Het nadeel is echter een wat onjuiste ligging der beeldjes.

Het model is ongeveer 10 maal zoo groot als het werkelijke oog. De druppelring heeft een diameter van 7 cm.

De brekingsindex van de lens is gemiddeld, of liever fictief, 1,4085; hij varieert echter van 1,376 aan den buitenkant tot 1,406 in de kern; dit is oorzaak, dat bij krommingswijziging der oppervlakken het convergeerende vermogen meer stijgt, dan zou volgen uit een lens met dezelfde vormverandering en gelijken brekingsindex, die echter dezelfde waarde heeft op alle plaatsen. Deze zaak is in het model niet verwezenlijkt.

In Fig. 14 zijn de verhoudingen ten opzichte van het werkelijke oog op juiste schaal geteekend; de figuur is dus niet geheel overeenstemmend met het model.

De brekingsindex van het mengsel benzol met tetra is ongeveer 1,5; die van het mengsel paraffine met zwavel koolstof 1,52; de verschillen in brekingsindex hebben grooten invloed; men bedenke dat het gaat om de verhoudingen ten opzichte van den brekingsindex van water; de kleuren dispersie van het laatste is minder dan die van het eerste.

De grootte van de beeldjes van *Purkinje* en hun onderlinge afstanden zijn zoodanig, dat men ze gemakkelijk aan elkander met den vinger kan aanwijzen. De beweeglijkheid der lensoppervlakken bij geringe bodemtrilling maakt ze gemakkelijk herkenbaar.

Een inrichting op groote schaal ter verduidelijking van den ophthalmometer van *Gullstrand*, waarbij de lichtstralen, afkomstig van de *Purkinje*-beeldjes, worden opgevangen, voordat ze den waarnemer bereiken en hinderen, is met het model mogelijk.

Aan het Christelijk Gymnasium mijn dank voor de mogelijkheden van het probeeren van een en ander, aan *J. Sakkers* mijn dank voor het vlotte maken van al het gewenschte; aan mijn leerling *W. van Dedem* mijn dank voor de fraaie foto's.

Den Haag, Juli 1933.

Christelijk Gymnasium.

OVER DE BEPALING VAN DE SAMENSTELLING VAN KLEINE HOEVEELHEDEN VAN EEN NEON- ARGON-MENGSEL

door P. CLAUSING

Sommaire.

La concentration relative d'argon $\phi = y/(x + y)$ d'une petite quantité (approximativement d'un milligramme) d'un mélange de néon et d'argon (x molécules-gramme de néon et y molécules-gramme d'argon) est déterminée par une condensation partielle de l'argon à $90^\circ K$ et sous une haute pression $p_1 + p_2$.

La figure 2 donne la surface S de section du tube capillaire en fonction de h , la coordonnée de longueur le long du tube. C'est dans ce tube, que d'abord la quantité $x + y$ est déterminée par la compression du gaz dans le volume v_0 sous la pression p_0 et à la température normale T_0 , et dans lequel plus tard l'argon est condensé dans le volume v_c (voir la figure 1 pour la disposition du tube).

Les résultats donnés dans le tableau montrent un accord peu satisfaisant entre la concentration déterminée ϕ et la concentration connue ϕ' , si on prend pour la tension saturée de la vapeur de l'argon la valeur normale (p_2) à la température T_c du liquide dans l'absence de néon. Les valeurs de p_2 , qui seront substituées dans la théorie simple du § 2 pour donner un accord parfait entre ϕ et ϕ' , sont désignées par p_2' . Ces valeurs nous amènent à prendre pour p_2 la valeur constante plus ou moins arbitraire $p_2'' = 2200$ mm Hg. En calculant avec p_2'' on obtient des concentrations ϕ'' , qui s'accordent relativement bien avec les valeurs de ϕ' . La différence entre p_2'' et p_2 est attribuée à l'influence de trois effets connus.

En estimant le temps nécessaire à l'établissement de l'état stationnaire final dans la colonne de gaz de longueur L , on trouve une valeur du même ordre de grandeur que la durée de la condensation (voir t (en heures) dans le tableau).

§ 1. Inleiding.

In de lampentechniek komt het meermalen voor, dat men achteraf de samenstelling wil bepalen van de edelgasvulling van een of andere lichtbuis. Voor het geval, dat deze vulling een neon-argon-mengsel is, heb ik een methode uitgewerkt, die het veroorlooft, die

samenstelling met voor de praktijk meestal voldoende nauwkeurigheid te bepalen. Men moet hierbij bedenken, dat het in den regel om zeer kleine gashoeveelheden gaat, veelal van niet meer dan ongeveer een milligram.

De methode berust hierop, dat men het gasmengsel samenperst in een capillaire buis, bij kamertemperatuur de hoeveelheid gas uit volume en druk berekent en bij indompelen van het ondereinde van de buis in vloeibare zuurstof nagaat, hoeveel argon er condenseert.

§ 2. *Theorie.*

In de onderstelling, dat bij al de aan te wenden drukken de wet van Boyle en Gay-Lussac volstreckte geldigheid bezit, dat practisch geen neon in de vloeibare argon is opgelost en dat de verzadigingsdruk van de argon onafhankelijk is van de aanwezigheid van de neon, is de theorie al zeer eenvoudig.

Door — p_0 , v_0 en T_0 — zullen wij de druk, het volume en de absolute temperatuur van het gasmengsel bij de persproef bij kamertemperatuur voorstellen. — R — zij de gasconstante, — x — het aantal grammoleculen neon en — y — het aantal grammoleculen argon. De persproef bij kamertemperatuur levert dan voor de totale gashoeveelheid

$$x + y = \frac{p_0 v_0}{R T_0} = A \dots \dots \dots (1)$$

Is bij de condensatieproef — v_c — het volume en — δ — de dichtheid van de gecondenseerde argon, dan zijn er bij deze proef

$$\frac{\delta v_c}{M} = B \dots \dots \dots (2)$$

grammoleculen gecondenseerd, indien — M — het moleculegewicht (= atoomgewicht) van de argon voorstelt.

De gasphase is bij de condensatieproef niet op één bepaalde temperatuur. Immers, het ondereinde van de capillair steekt in vloeibare zuurstof, terwijl het gas naar boven afgesloten moet worden door kwik van op zijn laagst — 39° C, zal het als vloeistof de druk op het gas kunnen overbrengen. Verwaarloozen wij de temperatuurafhankelijkheid van de plaatselijke samenstelling van het gasmengsel, dan komt dit hierop neer, dat wij de partieele druk van de neon — p_1 — en de partieele druk van de argon — p_2 — ieder

voor zich over de geheele gasphase constant aannemen. Denken wij ons verder het volume in elementen — dv — met — dx en dy — grammoleculen neon en argon verdeeld, dan wordt de toestand der gasphase beschreven door de vergelijkingen

$$p_1 dv = RTdx \dots \dots \dots (3)$$

en

$$p_2 dv = RTdy \dots \dots \dots (4)$$

Integratie van (3) en (4) geeft

$$x = \frac{p_1}{R} \int \frac{dv}{T} \dots \dots \dots (5)$$

en (vgl. (2))

$$y - B = \frac{p_2}{R} \int \frac{dv}{T}, \dots \dots \dots (6)$$

waaruit door deeling

$$\frac{x}{y - B} = \frac{p_1}{p_2} \dots \dots \dots (7)$$

volgt. Oplossing van de vergelijkingen (1) en (7) levert voor de relatieve argonconcentratie — φ —

$$\varphi = \frac{y}{x + y} = \frac{1 + \frac{B}{A} \cdot \frac{p_1}{p_2}}{1 + \frac{p_1}{p_2}} \dots \dots \dots (8)$$

met

$$\frac{B}{A} = \frac{\delta v_c RT_0}{M p_0 v_0} \dots \dots \dots (9)$$

Nemen wij $\delta = 1,3845$ ¹⁾ bij — 183° C, dan gaat (9) met behulp van de bekende waarden van R en M over in

$$\frac{B}{A} = 2164 \frac{v_c T_0}{p_0 v_0}, \dots \dots \dots (10)$$

indien wij de druk p_0 in mm Hg-zuil en het volume v_0 in cm³ uitdrukken.

Dank zij de gemaakte onderstellingen kan men na de bepaling

1) Smithsonian physical tables, blz. 110, 1923.

van de temperatuur van de vloeibare zuurstof de partieele argondruk p_2 aan de gegevens der literatuur ¹⁾ ontleenen. Uit aflezing van de totale druk, waarbij de condensatie plaats heeft, volgt door aftrekken van p_2 de partieele neondruk p_1 . Heeft men dus eerst p_0 , v_0 , T_0 en ook v_c gemeten, dat zijn nu alle grootheden bekend, noodig om de relatieve argonconcentratie φ met behulp van (8) en (10) te berekenen.

§ 3. *Apparatuur.*

Het te onderzoeken gasmengsel werd gebracht in een reservoir met capillaire buis, zooals in fig. 1 door G en H_3 is aangeduid. Dit inbrengen van het gas geschiedde met behulp van een hiertoe bijzonder uitgewerkt „kantel-apparaat” met kwikafsluitingen, voorzover het het overbrengen van een gasmengsel van onbekende samenstelling uit een of andere lamp in het bedoelde reservoir betrof.

Bij de contrôleproeven, die hier natuurlijk alleen besproken zullen worden, was het reservoir eerst verbonden aan een pipettensysteem, waarmee het mogelijk was, een neon-argon-mengsel te maken van nauwkeurig bekende samenstelling. De fout in de bepaling van deze samenstelling was zeker niet grooter dan ca. 2 $\frac{0}{100}$. Bij het gebruik van het pipettensysteem moest erop gelet worden, dat voldoende tijd gelaten werd voor een volledige menging en dat geen koeler met vloeibare lucht gekoeld werd om eventueel vocht uit te vriezen. Een schatting aan de hand van mijn vroegere metingen over de adsorptietijd van neon en argon aan glas ²⁾ leerde nl., dat men anders ten gevolge van de selectieve argonadsorptie aan het glas van de koeler fouten van zelfs eenige procenten in de bepaling van de mengverhouding zou kunnen maken. Het gas in het reservoir werd door kwik (met behulp van een kwikpeer) van het gas in het pipettensysteem afgesloten en bij voldoende hoog geheven kwikpeer werd het slijpstuk, waarmee het reservoir aan het pipettensysteem verbonden was, losgemaakt.

De capillair van het reservoir is vastgelakt in een messing bus,

1) Vgl. Landolt-Börnstein, *Physikalisch-chemische Tabellen* II, blz. 1332 en 1336, 1923.

2) P. Clausing, Over den verblijftijd van moleculen en de strooming van zeer verdunde gassen, *Proefschrift Leiden*, blz. 86—87, 1928; *Ann. d. Phys.* [5] 7, blz. 489, 1930: tabellen 6 en 8.

die zelf met een conisch vlak past op een tweede bus, die nauw pas-

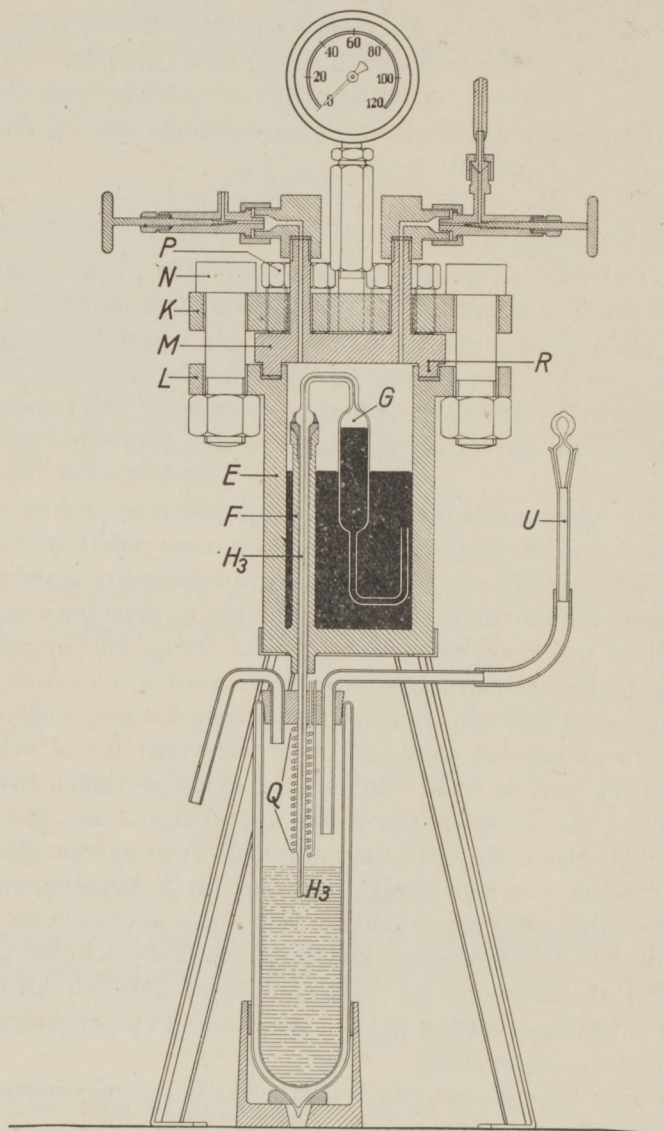


Fig. 1. Opstelling voor de bepaling van de hoeveelheid gecondenseerde argon.

send in de buis *F* van de pot *E* is vastgezet (zie fig. 1). De pot *E*, die ontworpen is voor drukken tot ca. 100 atmosferen, is afgesloten

door een dubbele deksel K , M . M draagt een ring R , die rust op de pakking in een groef in de flens L van de pot. K is met bouten N aan die flens verbonden. Met behulp van de met schroefdraad in K passende bouten P wordt de deksel M met zijn ring tegen de pakking gedrukt ¹⁾.

De capillair steekt onder de pot uit en reikt bij de condensatieproef in een vacuumglas, zooals in de figuur is aangeduid. Aangezien een dergelijke condensatieproef, zooals in het volgende nog zal blijken, veel tijd in beslag neemt, moet ervoor gezorgd worden, dat de aflezing van de hoogte van het condensaat niet door ijsafzetting op het uiteinde van de capillair op den duur onmogelijk wordt. Dit brengt mee, dat het vacuumglas van boven practisch gesloten moet zijn. Maar een gevolg hiervan is, dat de kwikkolom zonder meer boven in het vacuumglas al zou bevriezen. Ten einde dit te vermijden is een verwarmingsspiraal Q uit constantaan los om de capillair heen gewonden. Deze maakt het mogelijk, het kwik tot op eenige centimeters boven het niveau van de vloeibare zuurstof vloeibaar te houden.

De zuurstof werd zoo nu en dan ijsvrij bijgeschonken door de buis U , waarvan de ingeslepen stop even door een ingeslepen glazen trechter met filtreerpapier vervangen werd. Het ijsvrij houden ging zoo wel vrij goed, maar was toch nog niet geheel bevredigend. Met het oog hierop is nog een opstelling met geheel gesloten vacuumglas en een verbeterde inrichting voor het bijvullen van de vloeibare zuurstof in ontwikkeling.

De gaszuil in de capillair moet bij de condensatieproef steeds kort zijn met het oog op een zoo snel mogelijk bereiken van de evenwichtstoestand. Anderzijds moet de hoogte van het condensaat zoo groot mogelijk gemaakt worden om het volume van het condensaat voldoende nauwkeurig te kunnen bepalen. Deze uiteenlopende eischen voeren als vanzelf tot het gebruik van een tamelijk wijde capillair met nauw aanhangsel. Voor de capillair H_3 , die bij de hier beschreven proeven uitsluitend gebruikt is, is de doorsnede S in fig. 2 tegen de lengte-coördinaat h uitgezet.

Aangezien de kegelvormige punt van de buisruimte uitstak in het halfbolvormig gesmolten uiteinde van de capillair was het noodig,

1) Ik dank hier gaarne Ir. H. C. A. Holloman voor zijn advies in zake deze afsluiting.

die punt en haar ligging uit te meten met immersie in cederhoutolie ¹⁾. Deze microscopische uitmeting van de punt sloot aan bij

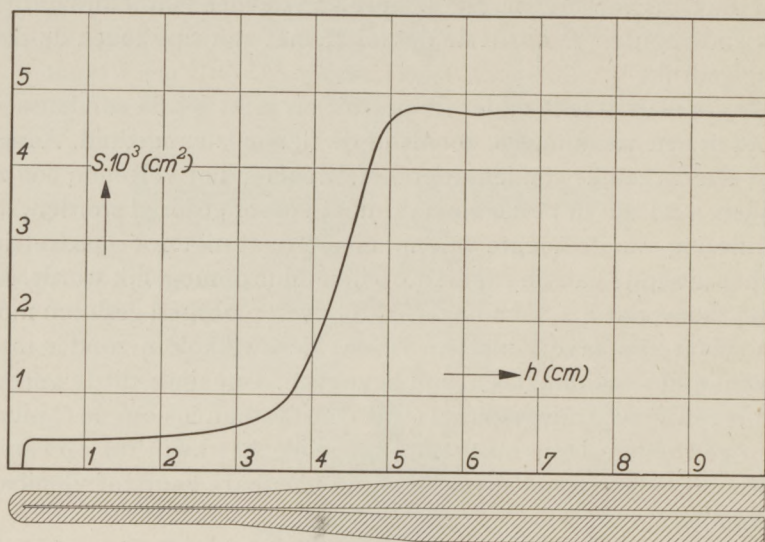


Fig. 2. Doorsnede S van de capillair H_3 in afhankelijkheid van de lengte-coördinaat h .

doorsnedebevestigingen met behulp van kwikdruppels. Zoowel het nauwe, als sterk verloopende, als het wijde deel van de capillair werden met verschillende druppels uitgemeten en tenslotte werden ter contrôle het wijde en nauwe gedeelte nog eens met nieuwe druppels onderzocht. Al deze metingen stemden onderling zeer goed overeen en mijn indruk is dan ook, dat de fouten in de volumebepalingen te verwaarloozen zijn ten opzichte van de verschillende fouten, wier bronnen in § 5 nog ter sprake zullen komen.

Alle standen der menisci (zoowel van het kwik als van de gecondenseerde argon) werden steeds ten opzichte van het onderuiteinde van het glas van de capillair tot op 0,01 mm nauwkeurig met een

1) Alleen bij proef 7 (zie tabel I in § 4) was zoo weinig condensaat aanwezig, dat de kromming van het uiteinde van de capillair in aanmerking genomen moest worden. Dit geschiedde door na afloop der proef een wolframdraad zoo ver in de in vloeibare zuurstof gedompelde capillair te steken, dat zijn uiteinde op dezelfde hoogte was als de argonmeniscus bij de proef. De capillair met draad werd hierna in cederhoutolie gedompeld en opnieuw gemeten. Zonder deze correctie ware $h = 0,148$, $10^5 v_e = 0,59$ en $\phi = 0,0233$ in plaats van 0,156, 0,81 en 0,0257 geweest.

kathetometer bepaald. Aan een uit de doorsneden berekende inhoudsgraphiek werd het volume ontleend, dat in het geval van het argoncondensaat een kleine correctie onderging voor de inhoud van de halfbolvormig gedachte meniscus. Met de kwikmeniscus hoefde geen rekening gehouden te worden. Steeds werd midden op deze meniscus ingesteld.

Voor het aflezen van de overdrukken, die op de pot met het reservoir werden gezet, diende een manometer van Sch ä f f e r en B u d e n b e r g tot 120 kg/cm². Met zekerheid mag aangenomen worden, dat de aflezingen hierop binnen ca. 1 % goed waren.

De temperatuur van de vloeibare zuurstof werd na afloop van een condensatieproef met behulp van een geijkte platinaweerstandsthermometer bepaald.

§ 4. *Langzame instelling der evenwichtstoestanden.*

Bij het nemen van de condensatieproeven doet zich de moeilijkheid voor, evenwichtstoestanden te bereiken. Door het eerste condenseeren van argon verandert plaatselijk de samenstelling van het gas en alleen door een langzame diffusie kan de verdere argon naar de top van de capillair komen om daar neer te slaan. Deze diffusie gaat uiterst langzaam en de condensatieproeven gaan daarom veel tijd vergen. Hierbij komt, dat men de zaak niet aan zichzelf kan overlaten; kleine lekkages van de pot en zijn ventielen maken een voortdurende drukregeling noodig, terwijl vloeibare zuurstof met betrekkelijk korte tusschenpoozen bijgevuld moet worden. Immers, het capillairuiteinde moet steeds in de zuurstof blijven, terwijl anderzijds de zuurstof niet hoger dan ca. 1 à 1½ cm om dat uiteinde heen mag staan.

Een goed idee van de tijd, die noodig is om evenwichtstoestanden te bereiken, krijgt men door gebruik te maken van de formule

$$a = 2 \left(e^{-\frac{t}{\vartheta}} - e^{-\frac{4t}{\vartheta}} + e^{-\frac{9t}{\vartheta}} - \dots \right) \dots (11)$$

met

$$\vartheta = \frac{L^2}{\pi^2 D} \dots \dots \dots (12)$$

(11) geeft door de fractie — a — aan, in hoeverre een concentratiever storing ten tijde $t = 0$ aan het begin van een buis ($z = 0$) ten

tijde — t — aan het einde van de buis ($z = L$) nog niet vereffend is. In (12) is — D — de diffusiecoëfficiënt. In een vroegere publicatie ¹⁾ heb ik een bewijs van deze formule gegeven. Hier zullen wij haar alleen op een numeriek geval toepassen.

Stel, dat wij een 5 cm lange buis beschouwen, gevuld met neon. Ten tijde $t = 0$ denken wij aan het eene uiteinde ($z = 0$) zoo'n klein spoor argon ingebracht (— N — moleculen), dat hierdoor geen merkbare drukverschillen en dus stroomingen ontstaan. De concentratie in moleculen per cm buislengte aan het andere uiteinde van de buis ($z = L = 5$) zullen wij door — γ_5 — voorstellen. Voor $t = \infty$ zal $\gamma_5 = N/5$ zijn. Wij zullen nu een schatting maken van de tijd, waarin

$$a = \frac{\frac{N}{5} - \gamma_5}{\frac{N}{5}} \dots \dots \dots (13)$$

volgens (11) en (12) op de waarde 0,01 is teruggevallen. De gemiddelde vrije weglengte van de argonmoleculen stellen wij bij 80 atmosferen druk ruw op 10^{-7} cm, hun gemiddelde moleculaire snelheid (bij ongeveer de gemiddelde temperatuur van het gas bij een condensatieproef) ruw op $3 \cdot 10^4$ cm/sec. Dan wordt $D = 1/3 \cdot 10^{-7}$, $3 \cdot 10^4 = 10^{-3}$ en volgens (12) $\vartheta \approx 2500$. Volgens (11) is $t/\vartheta = 5,3$ voor $a = 0,01$ en er komt dus $t = 13200$ sec = 3,7 uur.

Maar deze schatting geldt voor een buis met constante doorsnede en het is duidelijk, dat voor een buis van het type als in fig. 2 tot uitdrukking komt de zaak nog veel ongunstiger wordt. Het is dan ook gebleken, dat het onder omstandigheden als in de schatting en bij gebruik van de beschreven capillair H_3 tot ca. 13 uur toe kan duren, voordat de eindtoestand zich voldoende heeft ingesteld. Merkwaardig hierbij was nog, dat de eindtoestand in proeven met lager argongehalte (proeven 3 en 7) aanzienlijk sneller bereikt was dan in die met hooger gehalte (proeven 4—6), zooals duidelijk blijkt uit de waarden van t en L in tabel I.

§ 5. Proeven en discussie.

De eerste 13 kolommen van tabel I geven een volledig beeld van de verschillende contrôleproeven en na het over de langzame diffusie

1) P. Clausing, Physica 13, blz. 225, 1933.

TABEL I

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
proef	\overline{p}_0	$\overline{p}_0 v_0$	T_0	t	$\frac{L}{\text{ca.}}$	h	$10^5 \cdot v_c$	T_c	p_2	p_1	ϕ	ϕ'	p_2'	p_2''	ϕ''
3	37400	7 62	293,1	8,5	5,6	0,240	3,73	90,1	1015	65800	0,046	0,067	2451	2200	0,063
4a	41300	606	291,5	8,5	5,4	0,292	5,76	90,0	1005	59500	0,076	0,098			
4b	45800	597	293,2	8	5,2	0,292	5,76	89,8	986	58150	0,077	0,098			
				15	5,2	0,310	6,46	89,8	986	58200	0,084	0,098			
				23	5,2	0,311	6,50	89,8	986	57950	0,085	0,098	1818	2200	0,104
5	45700	576	291,2	13,5	4,8	0,545	15,91	90,0	1005	57700	0,188	0,201	1905	2200	0,205
6	44700	615	292,2	13	4,6	0,760	24,7	89,8	986	58000	0,266	0,270	1241	2200	0,282
7	45000	573	294,7	6	5,3	0,156									
				8	5,3	0,156	0,81	89,9	995	58100	0,0257	0,0461	2210	2200	0,0458
8	46000	546	290,3	5	5	—	0	ca. 90	$p_1 + p_2 = 59000$		—	0,0362	>2130	2200	< 0,0373

\overline{p}_0 (mm Hg) = gemiddelde druk bij het persen op kamertemperatuur.

$\overline{p}_0 v_0$ (mm Hg · cm³) = gemiddelde van druk maal volume bij dit persen.

T_0 (°K) = kamertemperatuur.

t (uren) = duur van het condenseeren.

L (cm) = lengte van de gaskolom bij het condenseeren.

h (cm) = hoogte van het condensaat boven het uiteinde van het glas van de capillair.

v_c (cm³) = volume van het condensaat.

T_c (°K) = temperatuur van het condensaat.

p_2 (mm Hg) = normale argondampdruk bij T_c , bij afwezigheid van neon.

p_1 (mm Hg) = neondruk bij het condenseeren, zooals die volgt uit de totale druk vermindert met p_2 .

ϕ = relatieve argonconcentratie, zooals die volgt uit de persproef en p_2 .

ϕ' = " " " " van tevoren bepaald is.

p_2' (mm Hg) = argondampdruk, zooals die volgt uit de persproef en ϕ' .

p_2'' (mm Hg) = naar aanleiding van de waarden van p_2' aangemomen en slechts als rekengrootheid te beschouwen verzadigingsdampdruk van argon bij ca. 90° K en bij aanwezigheid van neon onder een druk van ca. 60 000 mm Hg.

ϕ'' = relatieve argonconcentratie, zooals die volgt uit de persproef en p_2'' .

gezegde is het duidelijk, dat alleen de vet gedrukte waarden der relatieve argonconcentraties in de kolommen 12 en 13 vergeleken moeten worden.

Laten wij proef 8 voorloopig buiten beschouwing en rangschikken wij de overige proeven naar opklimmende argonconcentratie, dan blijkt de uit de persproef gevonden — φ — respectievelijk 44, 31, 13, $6\frac{1}{2}$ en $1\frac{1}{2}$ % kleiner dan de — φ' —, die men volgens de instelling met het pipettensysteem zou moeten verwachten. Deze aard van het verloop van de afwijking tusschen φ en φ' maakt het direct duidelijk, dat de afwijking te danken moet zijn aan het achterblijven van steeds eenzelfde extra hoeveelheid argon in de gasphase, die dank zij de gemaakte onderstellingen bij de berekening van φ in § 2 niet in rekening is gebracht. Immers, in den eindtoestand was bij alle proeven de toestand der gasphase in eerste instantie dezelfde, aangezien de geheele opstelling, de druk en de temperatuurverdeling practisch steeds dezelfde zijn geweest. Het eenige verschil tusschen de proeven was de hoeveelheid van de gecondenseerde argon.

Inderdaad zijn er nu 2 effecten bekend, die voor het achterblijven van zoo'n extra hoeveelheid argon in de gasphase, dus voor de vergroting van de dichtheid van de argon in de gasphase, verantwoordelijk gesteld kunnen en moeten worden ¹⁾.

In de eerste plaats volgt uit de tweede hoofdwet der thermodynamica, dat de verzadigingsdampdruk — p_2 — door de aanwezigheid van een indifferent gas onder de hooge druk — p_1 — merkbaar vergroot wordt, zeggen wij tot — $p_2 + \Delta p_2$ —. Hiervoor geldt in het geval van een ideaal gas

$$\log \text{nat} \frac{p_2 + \Delta p_2}{p_2} = \frac{p_1 v_2}{RT}, \dots \dots \dots (14)$$

indien — v_2 — het volumen van een grammolecule van het condensaat voorstelt. Voor de hier beschreven proeven met $p_1 = 60000 \text{ mm Hg} = 8.10^7 \text{ dyne/cm}^2$, $v_2 = 28,8 \text{ cm}^3$, $T = 90^\circ \text{ K}$ en $R = 8,315.10^7 \text{ erg}^\circ \text{ K}$ geeft (14) $(p_2 + \Delta p_2)/p_2 = 1,36$ en met $p_2 = 1000 \text{ mm Hg}$ volgt $\Delta p_2 = 360 \text{ mm Hg}$.

In de tweede plaats oefent de sterk verdichte neon een zekere oplossende werking op de argon uit en hieraan beantwoordt een ver-

1) Vgl. b.v. Müller Pouillet's Lehrbuch der Physik III, 1, blz. 773, 1926; W. Nernst, Theoretische Chemie, blz. 557 en 748, 1921; en vooral F. Pollitzer en E. Strebel, Zeitschr. f. phys. Chem. 110, blz. 768, 1924.

hooging van de dichtheid van de argondamp, waarmee geen drukverhoging gepaard gaat.

Dit oploseffect kan het eerste effect in grootte vele malen overtreffen. Zoo vonden *Pollitzer* en *Strebel* (l.c.), dat in het systeem water + waterdamp + kooldioxyde het oploseffect bij $T = 343,2^\circ K$ en een CO_2 -druk van 50 kg/cm^2 ca. 20 keer grooter was dan het drukeffect; bij vervanging van de CO_2 door lucht bleek het onder overigens gelijke omstandigheden nog ruim 3 keer grooter.

Naast deze twee effecten, die een vergrooting van de in de gasphase achterblijvende hoeveelheid argon veroorzaken, moet nog het effect der thermische diffusie, het zoogenaamde *Ludwig-Soret-effect*¹⁾, genoemd worden, dat een verkleining van die hoeveelheid ten gevolge heeft. Het bestaat in ons geval hierin, dat de relatieve concentratie van de argon op de plaatsen van lage temperatuur grooter is dan op de plaatsen van hogere temperatuur. Aangezien de toestand der dampphase op de plaats van de laagste temperatuur aan die van de vloeistofphase is aangepast, is in de warmere gedeelten der buis minder argon dan men verwachten zou.

Deze drie effecten in aanmerking nemende, lag het voor de hand, te berekenen, wat als verzadigingsdampdruk van de argon aangenomen had moeten worden om als resultaat van de persproef juist φ' te vinden. Het resultaat van deze berekening is in kolom 14 onder — p_2' — weergegeven. Hierbij dient opgemerkt, dat wij op deze wijze de geheele dichtheidsverandering van de argondamp als een drukverandering waardeeren. Dank zij de andere onnauwkeurigheden bij de proeven bestaat hiertegen geen al te groot bezwaar, aangezien dit alleen een fout van ruim 1 % in de bepaling van de neondruk p_1 ten gevolge heeft.

Bezien wij de waarden van dit „drukaequivalent der verzadigingsdampdichtheid van de argon” p_2' nu nader, dan is het duidelijk, dat de meeste beteekenis moet worden toegekend aan de proeven met lage argonconcentratie. Nemen wij b.v. proef 6 met de hooge concentratie $\varphi' = 0,270$, dan is daarbij vrijwel alle argon gecondenseerd geweest. Een relatief kleine fout in de bepaling van de hoeveelheid van het condensaat kan dus gemakkelijk een relatief groote fout in de bepaling van de hoeveelheid argon in de gasphase, dus

1) *Wien-Harms*, Handbuch der Experimentalphysik **VIII**, 2, blz. 633, 1929; *Müller* *Pouillet's Lehrbuch der Physik* **III**, 2, blz. 110, 1925.

in p_2' veroorzaakt hebben. Verder valt proef 3 eenigszins uit het kader der andere proeven wegens de ca. 10 % grootere tOTAALDRUK $p_1 + p_2$.

Op grond van dit alles viel aan te nemen, dat het drukaequivalent onder de gegeven omstandigheden ca. 2200 mm Hg zou be- dragen. Naar aanleiding hiervan is proef 8 genomen in de verwach- ting, dat hier geen argon zou condenseeren. Dit bleek ook inderdaad het geval, zoodat met zekerheid gezegd kan worden, dat p_2' boven ca. 2130 mm Hg moet liggen. De speciale waarde — $p_2'' = 2200$ mm Hg — van p_2' heb ik dientengevolge aangenomen als die waarde van het drukaequivalent van de verzadigingsdampdichtheid van argon voor $T = 90^\circ K$, $p_1 =$ ca. 60000 mm Hg en de hier be- schreven apparatuur, wier substitutie voor p_2 in het rekenschema van § 2 de betrouwbaarste resultaten voor de argonconcentratie moet geven. De aldus met behulp van $p_2 = p_2'' = 2200$ uit de persproeven afgeleide argonconcentraties zijn in tabel I onder — φ'' — weergegeven. Het zijn tenslotte dus deze waarden, die met φ' vergeleken moeten worden. Het blijkt, dat deze voor de verschillende proeven (weer naar opklimmende φ' gerangschikt) nu ca. —1, —6, +6, +2 en +4 % van de φ' afwijkt. Van een systematische afwijking schijnt dus geen sprake meer.

Samenvattend mogen wij hieruit wel besluiten, dat de relatieve argonconcentratie van een neon-argon-mengsel, waarvan niet meer ter beschikking staat dan ca. 1 mg, met de hier beschreven appa- raatuur bepaald kan worden met een fout, die 5 % practisch niet te boven gaat.

Deze fout is de resultante van eenige meetfouten (in drukken en volumina ¹⁾) en van de verschillende fouten, die voortspruiten uit

1) Hierbij is o.a. te denken aan de mogelijkheid, dat de wand van de capillair door de vloeibare argon bevochtigd wordt en dat dus een klein deel der gecondenseerde argon zich aan het oog zou onttrekken. In dit geval zou bij alle proeven in eerste instantie even veel aan de wand gecondenseerd geweest moeten zijn en het ligt daarom voor de hand te vragen, of de groote afwijkingen tusschen ϕ en ϕ' althans voor een belangrijk deel niet hierdoor verklaard zouden moeten worden. Dit lijkt echter niet het geval, omdat deze aan de wand gecondenseerde hoeveelheid onwaarschijnlijk groot geweest zou moeten zijn in vergelijking met de hoeveelheid condensaat (in het geval van proef 7 b.v. ongeveer $2 \times$ zooveel aan de wand als in het condensaat) en omdat nooit eenige invloed is gevon- den van de hoogte van de spiegel der vloeibare zuurstof op de hoogte van het condensaat. Overigens zou dit slechts betekenis hebben voor de interpretatie van het verschil tusschen ϕ en ϕ' . Voor het hier gestelde doel der ϕ -bepaling bij onbekende samenstelling is het nl. onverschillig, of de argon in de neon opgelost of op de wand gecondenseerd is (of even- tueel aan de wand selectief geadsorbeerd is).

ons gebrek aan kennis betreffende het systeem neon-argon en de compressibiliteit van vloeibare argon. Kennis van het systeem neon-argon is noodig om een oordeel te kunnen vellen over de afwijkingen van de wet van Boyle en Gay-Lussac en over de grootte van de 3 genoemde effecten, waarbij dan in het oog gehouden dient te worden, dat men over een ruimte moet integreeren, waarin zeer grootte temperatuurverschillen optreden.

Het heeft hier alleen nog zin, even stil te staan bij de afwijkingen van de wet van Boyle en Gay-Lussac, aangezien de voornaamste hieraan beantwoordende fout principieel te vermijden ware geweest. Wij hebben nl. steeds p_0v_0 (zie (1)) bepaald door het gas in de gecalibreerde capillair te persen. Dit had het grootte voordeel, dat wij bij overgang naar de condensatieproef steeds al het gas onder druk in de capillair konden houden. Het eventueel achterblijven van een gasbel in het reservoir kon dus op het resultaat geen invloed hebben. Wij hebben den indruk gekregen, dat deze voorzorg inderdaad gewenscht is. Zou men echter rechtstreeks kunnen controleeren, dat bij de condensatieproef al het gas uit het reservoir in de capillair is gekomen, dan zou men het reservoir kunnen calibreeren en p_0v_0 bij een druk van ongeveer 1 atmosfeer kunnen bepalen. Een belangrijke fout ware hiermee dan geëlimineerd. De ijking van de capillair zou zich bovendien alleen over het nauwe uiteinde behoeven uit te strekken.

Dat de fout in de p_0v_0 -bepaling, zooals wij die verricht hebben, vrij groot kan zijn, moge hieruit blijken, dat de compressibiliteit van het weinig argon houdende mengsel van proef 7 in eerste benadering wel gelijk gesteld mag worden aan die van zuiver neon. Maar dan zouden wij p_0v_0 ca. 3 %¹⁾ te groot genomen hebben en dienovereenkomstig φ ca. 3 % te klein gevonden hebben. Voor grootere argonconcentraties laat zich echter weinig van de grootte der afwijkingen met zekerheid voorspellen.

Gaarne breng ik dank aan den Heer G. Moubis voor het calibreeren van de capillair en zijn hulp bij de proeven.

Eindhoven, 25 Mei 1933.

Natuurkundig Laboratorium der
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven—Holland.

1) Vgl. Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen I. Erg., blz. 65 (1927). Stelt men bij 0° C en $p = 1000$ mm Hg het product pv voor zuiver neon = 1, dan is het bij $p = 40000$ mm Hg 1,0252 en bij 50000 mm Hg 1,0319. Voor zuiver argon zijn de overeenkomstige waarden van pv 0,956 en 0,947.

BOEKBESPREKING

C. Zwikker, met medewerking van *A. C. S. van Heel*, **Leerboek der Optiek**. 483 blz., 220 fig. — Noordhoff. Groningen. 1933. Prijs f 14.75, geb. f 16.—

Wanneer iemand zich voorneemt, over een uitgebreid gedeelte van de natuurkunde een leerboek — niet een handboek — te schrijven, is hij in de al ereerste plaats voor de moeilijke vraag gesteld, welke onderwerpen hij in de ter beschikking staande beperkte ruimte op den voorgrond wil laten treden, welke problemen alleen geraakt zullen worden, en wat als te gedetailleerd geheel buiten beschouwing mag blijven. In het hier te bespreken boek is deze vraag op een gelukkige manier opgelost. Het brengt in zijn eerste gedeelte „de lichtvoortplanting” de verklaring van reflectie en breking met behulp van de theorie van *Maxwell*, een overzicht over refractometers en interferentieapparaten, de behandeling van breking, dispersie en lichtverstrooiing op grond van de moleculaire opvatting der materie, kristal- en metaaloptiek, buiging en spectroscopie. In het tweede gedeelte „straling en absorptie” worden op een heldere wijze de grondslagen der quantummechanica benevens de golfmechanische behandeling van het waterstofatoom, de overige atoomspectra, de molecuulspectra en de zwarte straling in het kort weergegeven. Aan het laatstgenoemde onderwerp sluit zich een beschrijvend hoofdstuk over photometrie aan. Het derde gedeelte „afbeeldingsleer”, door *Dr. van Heel* geschreven, houdt zich bezig met de constructie van de stralengang bij spiegels en lenzen, de verschillende vormen van aberratie benevens de methoden om ze op te heffen en de theorie der belangrijkste optische instrumenten.

De student, en voor hem is het boek natuurlijk in de eerste plaats bedoeld, zal een goed algemeen overzicht kunnen krijgen over het geheele gebied en door de boeiende behandeling tot eigen studie van de onderdeelen, die voor hem van belang zijn, aangespoord worden. In dit verband is het te betreuren, dat in de aanhaling van litteratuur geen uniform plan is gevolgd. Terwijl in het derde gedeelte aan het eind van de paragrafen, waar dit noodig bleek, en tevens nog aan het slot de meest belangrijke boeken en handboekartikelen, in enkele gevallen ook tijdschriftartikelen, zijn vermeld, vindt de referent in de eerste twee gedeelten de keuze der hier in voetnoten ondergebrachte citaten weinig representatief. Bij alle eer, die de Nederlandsche natuurkunde juist op het gebied der theoretische en experimenteele optica met namen als *Huygens*, *Lorentz* en *Zeeman* steeds zal kunnen opeischen, wekt het toch een verkeerden indruk, als bijna de helft der citaten op Nederlandsche publicaties betrekking heeft, waarvan ongeveer een derde deel dissertaties, terwijl ook bij de buitenlandsche citaten de selectie geen gelukkige is. Bij de zeer beknopte beschouwingen over de spectroscopie der Röntgenstralen bv. zou men den lezer een grootere dienst bewijzen door hem op de boeken van *Bragg* en *Siegbahn* opmerkzaam te maken, dan een speciaal artikel van *Bearden* te noemen.

Een ander punt, waar volgens den referent een verandering aanbeveling verdient, is de keuze van eenheden bij de korte uiteenzetting der theorie van M a x w e l l in de eerste paragrafen. Reeds uit paedagogisch standpunt lijkt het den referent noodzakelijk, de studenten zoo vroeg mogelijk er aan te wennen, dat bij het werken met de fundamenteele vergelijkingen der natuurkunde *cgs*-eenheden de eenige aannemelijken zijn. Concessies te doen aan studenten, die nog op de universiteit altijd moeilijkheden hebben met het omrekenen van verschillende eenheden, is principieel verkeerd. Dergelijke personen hooren evenmin aan een universiteit als lieden, die zich het notenschrift *n* et eigen kunnen maken, aan een conservatorium. Het gebruik van bedoelde eenheden heeft buitendien onesthetische gevolgen, zooals bv. de factor 5 in de vergelijking (2a) op pag. 123.

Tenslotte zij het geoorloofd op een reeks kleinere onnauwkeurigheden te wijzen, die ook in een boek als dit, waar vanzelfsprekend de strengheid ten koste van den paedagogischen opzet zal moeten lijden, gemakkelijk hadden kunnen worden vermeden. In verband met de figuren 5, 6 en 7, waar (zie den voorlaatsten zin op pag. 9) *H* als naar voren wijzend is gedacht, heeft de lichtvoortplanting niet, zooals in den tekst beweerd, naar rechts maar naar links plaats. Op pag. 78 worden oscillatorsterkten van spectraallijnen, die kleiner dan 1 zijn, aan het feit toegeschreven, dat maar een gedeelte der moleculen meedoet aan de absorptie. Op pag. 79 is de manier, waarop de formule van B o l t z m a n n voor de afleiding der diëlectrische polarisatie wordt gebruikt, niet juist, omdat van de kinetische energie der dipolen geheel is afgezien. Het argument op pag. 83 voor de vermindering der phasesnelheid van licht door materiele media was beter ongeschreven gebleven. In vele gevallen (röntgenstralen) is de phasesnelheid zelfs grooter dan in vacuo. Met de laatste alinea op pag. 130 kan zich de referent in het geheel niet vereenigen. Op pag. 185 is het *exponentieel* naar nul gaan van de golf-functies in het oneindige geen vereischte voor het bestaan van een eigenwaarde. Op pag. 193 is de bewering misleidend, dat in plaats van de baan der klassieke mechanica in de quantummechanica een ensemble van banen treedt, die door het deeltje met verschillende waarschijnlijkheid worden doorlopen. Immers verliest in de quantummechanica het begrip baan evenals in de physische optica het begrip lichtstraal zijn beteekenis *volkomen*. Op pag. 194 van banen der lichtquanten te spreken is eveneens niet geoorloofd. Op pag. 220 en 278, 279 moet de uitdrukking voor de stralingsintensiteit, resp. de overgangswaarschijnlijkheid nog met een factor 4 vermenigvuldigd worden. In het laatste gedeelte zou de referent het ten zeerst hebben gewaardeerd als ook aan de buigingstheorie der optische afbeelding van A b b e eenige aandacht was geschonken en als hier, of eventueel in het hoofdstuk over spectroscopie, de belangrijkste feiten betreffende geesten van tralies waren vermeld.

Natuurlijk doen deze en eenige andere kleine tekortkomingen aan de waarde van het boek niets af, dat, keurig gedrukt en met talrijke illustraties voorzien, warm kan worden aanbevolen.

R. DE L. K.

MEDEDEELINGEN

BATAAFSCH GENOOTSCHAP DER PROEFONDERVINDELIJKE WIJSBEGEERTE.

Directeuren van het Bataafsch Genootschap der Proefondervindelijke Wijsbegeerte te Rotterdam maken bekend, dat een bedrag beschikbaar is, waarmede onderzoekers op het gebied der Proefondervindelijke Wijsbegeerte bij hun wetenschappelijk onderzoek kunnen worden gesteund. Zij, die voor een toelage in aanmerking willen komen, worden verzocht vóór 20 December 1933 een schriftelijke aanvraag in te zenden aan den 1en Secretaris van het Genootschap, Beurssteeg 4, Rotterdam, met opgave van het doel, waarvoor de toelage moet dienen, van de reden der aanvraag en van het gewenschte bedrag.

Het strekt in het belang van den aanvrager om daaraan c.q. toe te voegen afdrukken van vroegere publicaties van den aanvrager, voor zoover deze met het onderwerp der aanvraag verband houden.

De namen van hen, die een toelage ontvangen, worden bekend gemaakt. Aanvragers blijven geheel vrij in de wijze, waarop — of het tijdschrift waarin — zij het onderzoek publiceeren, hetwelk met steun van het Genootschap is verricht; slechts zij melding gemaakt van het feit, dat door het Genootschap eenige steun is verleend. Directeuren zullen er prijs op stellen, enkele exemplaren van de desbetreffende publicatie te ontvangen.

Zegt dit voort!

Dr. H. K. de Haas,
h.t. Directeur 1e Secretaris

25STE NEDERLANDSCH NATUUR- EN GENEESKUNDIG CONGRES.

Het algemeen bestuur van het 25ste Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congres, dat op 23, 24 en 25 April 1935 (Di., Wo., en Do. na Paschen) te Leiden zal worden gehouden, is samengesteld als hieronder vermeld.

Prof. Dr. J. van der Hoeve te Leiden, algemeene voorzitter.

Prof. Dr. W. A. Kuenen te Leiden, algemeene ondervoorzitter.

Dr. D. Coeligh te Bussum, 1e algemeene secretaris.

Dr. N. R. Pekelharing Azn. te Bussum, 2e algemeene secretaris.

Prof. Dr. L. P. de Bussy te Amsterdam, algemeene penningmeester.

Prof. Dr. W. van der Woude te Leiden, voorzitter der afd. v. wis- en natuurkundige wetenschappen.

Prof. Dr. L. G. M. Baas Becking te Leiden, voorzitter der afd. v. biologische wetenschappen.

Prof. Dr. E. Gorter te Leiden, voorzitter der afd. v. geneeskundige wetenschappen.

Prof. Dr. B. G. Escher te Leiden, voorzitter der afd. v. geologisch-geographische wetenschappen.

Prof. Dr. W. H. Keesom te Leiden.

Ir. Wouter Cool te 's-Gravenhage.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912 uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 20 December 1933.*

ALPHABETISCH REGISTER

	Blz.		Blz.
A ddink, C. C. J., zie F. M. Penning.		E hrenfest, P., In Memoriam	273
A rkel, A. E. van, en W. Koopman, Electricch geleidingsvermogen van dunne koolwaterstoflaagjes	189	F okker, A. D., De beteekenis der atoomkleuren	97
A toomkleuren	97	—, Kristallsymmetrie und Gitterschwingungen	1
B arnett, S. J., Gyromagnetic effects: history, theory and experiments.	241	—, Symmetrische trillingen.	65
B ataafsch Genootschap der Proefondervindelijke Wijsbegeerte, mededeeling.		G eleidingsvermogen van dunne koolwaterstoflaagjes	189
B oer, J. H. de, Vermoeidheidsverschijnselen bij receptoren voor licht	336	G esamtstrahlung von Oxydkathoden	193
—, Over de bepaling van de samenstelling van kleine hoeveelheden van een neon-argon mengsel	320	G ezichtsscherpte	33, 231
—, und J. B. Ludwig, Über die Gesamtstrahlung von Oxydkathoden	193	G root, W. de, Das Intensitätsverhältnis der <i>D</i> -Linien in einer Natrium-Edelgas-Entladung	41
C olorimeter	77	—, en G. Holst, Demonstratieproef over den invloed van de chromatische aberratie van het oog op de gezichtsscherpte.	231
C orona-karakteristieken	209	Gyromagnetische effecten.	241
D iffusieproblemen	225	H aas, W. J. de, E. C. Wiersma en H. A. Kramers, Over het bereiken van lage temperatuur door middel van ontmagnetisatie	175
D oorslagspanningen van edelgasen en edelgasmengsels.	209	H olst, G., Photometrie en gezichtsscherpte	33
		—, zie W. de Groot.	
		I ntensiteitsmetingen aan ultravioletlichtbronnen	289
		I ntensiteitsverhouding van de <i>D</i> -lijnen.	41
		I ttman, George D., Het spectrum van koolzuurgas	177

	Blz.		Blz.
Kernsplittingsexperimenten , zeer hooge spanningen voor	145	Photometrie en gezichtsscherpte	33
Koolwaterstoflaagjes, electrisch geleidingsvermogen	189	Purkinje-beeldjes	305
Koolzuurgas, spectrum	177	Reerink , E. H., zie A. van Wijk.	
Koopman, W. zie A. E. van Arkel.		Regenboog	83
Kramers, H. A., In Memo- riam P. Ehrenfest	273	Roostertrillingen en kristalsym- metrie	1
—, zie W. J. de Haas.		Samarium oxyde , magnetisch mo- ment	171
Ledeboer , J. M., Het op- wekken van zeer hoge span- ningen voor kernsplittingsex- perimenten	145	Samenstelling van neon-argon mengsel	320
Lely, U. Ph., Een model van het oog met vervormbare lens. Beeldjes van Purkinje.	305	Schultz, B. H., zie E. C. Wiersma.	
—, Een regenboog.	83	Spanningen voor kernsplittings- experimenten	145
Ludwig, J. B., zie P. Cla- sing.		Spectrumanalyse.	116
Minnaert , M., De ultra- violette straling van de zon.	277	Striae in neon	51
Moubis, J., zie F. M. Pen- ning.		Symmetrische trillingen	65
Natrium-edelgas-ontlading	41	Teyler's Stichting , aankondi- ging voordrachten	63
Natuur- en Geneeskundig Cong- res, bestuur van het 25e Ne- derlandsche	336	Trillingen, rooster-	1
Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie, mededeeling	32	Trillingen, symmetrische	65
Ontmagnetisatie , bereiken van lage temperatuur door	175	Ultravioletdag , aankondiging.	32
Oog, model		Ultravioletdag, voordrachten 277, 285, 289	
Oosterkamp, W. J., Loo- pende striae in neon.	51	Verbeek , H. P. J., Een trichromatische colorimeter	77
Oxydkathoden, totale straling.	193	Vermoeidheidsverschijnselen bij receptoren voor licht	285
Penning , F. M., J. Mou- bis en C. C. J. Addink, Doorslagspanningen en cor- nakarakteristieken van edel- gassen en edelgasmengsels tusschen concentrische cylin- ders	209	Wiersma , E. C. en B. H. Schultz, On the magnetic moment of samarium oxide at low temperatures	171
		—, zie W. J. de Haas.	
		Wijk, A. van, en E. H. Reerink, Intensiteitsme- tingen aan kunstmatige ultra- violetlichtbronnen	289
		Zon , ultraviolette straling.	277

