

~~11057~~
~~5.55~~
P.4/25

ACTA PHYSICA POLONICA

Dawniej

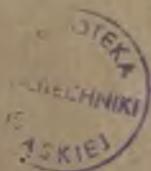
„SPRAWOZDANIA I PRACE
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO”

Continuation des

„COMPTE RENDUS DES SÉANCES
DE LA SOCIÉTÉ POLONAISE DE PHYSIQUE”

TOM II — ZESZYT 1

VOLUME II — N° 1



WARSZAWA 1933

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ



Zarząd Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego Conseil de la Société Polonaise de Physique

Przewodniczący — Président:

Dr. Mieczysław Wölke, Profesor Politechniki Warszawskiej

Wice-przewodniczący — Vice-président:

Dr. Stefan Pieńkowski, Profesor Uniwersytetu Warszawskiego

Członkowie Zarządu — Membres du Conseil:

Dr. Władysław Kapuściński, Docent Uniwersytetu Warszawskiego

Dr. Wacław Werner, Docent Politechniki Warszawskiej

Dr. Ludwik Wertenstein, Profesor Wolnej Wszechnicy Polskiej

Członkowie Zarządu, Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa — Membres du Conseil, Présidents des Sections de la Société:

Dr. Wacław Dzieciulski, Profesor Uniwersytetu Stefana Batorego,
Przewodniczący Oddziału Wileńskiego

Dr. Mieczysław Jeżewski, Profesor Akademii Górniczej, Przewodni-
czący Oddziału Krakowskiego

Dr. Tadeusz Pęczalski, Profesor Uniwersytetu Poznańskiego, Prze-
wodniczący Oddziału Poznańskiego

Dr. Czesław Reczyński, Profesor Politechniki Lwowskiej, Przewodni-
czący Oddziału Lwowskiego

Dr. Ludwik Wertenstein, Profesor Wolnej Wszechnicy Polskiej, Prze-
wodniczący Oddziału Warszawskiego

Adres Zarządu Głównego Towarzystwa

Adresse du Conseil de la Société

Warszawa, Zakład Fizyczny I Politechniki, ul. Koszykowa 75
Varsovie, Institut de Physique I de l'École Polytechnique, 75, rue Koszykowa.

Adres Redakcji „Acta Physica Polonica“

Adresse de la Rédaction des „Acta Physica Polonica“

Warszawa, Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu, ul. Hoża 69
Varsovie, Institut de Physique Expérimentale de l'Université, 69 rue Hoża.

ACTA PHYSICA POLONICA

Dawniej

„SPRAWOZDANIA I PRACE
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO”

Continuation des

„COMPTE RENDUS DES SÉANCES
DE LA SOCIÉTÉ POLONAISE DE PHYSIQUE”

TOM II — ZESZYT 1

VOLUME II — № 1



WARSZAWA 1938

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ



Drukiem Zakł Graf. „Biblioteka Polska“ w Bydgoszczy

O D R E D A K C J I.

Począwszy od r. 1932, czasopismo Polskiego Towarzystwa Fizycznego, wychodzące dotychczas pod tytułem „Sprawozdania i Prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego” (tomy I—V w latach 1920—1931), ukazuje się pod nowym nagłówkiem, jako

Acta Physica Polonica.

Zeszyt niniejszy jest pierwszym II tomu nowego wydawnictwa.

C O M M U N I Q U É D E L A R É D A C T I O N .

A partir de l'année 1932 le journal de la Société Polonaise de Physique paraissant jusqu'à présent sous le titre de „Comptes Rendus des Séances de la Société Polonaise de Physique“ (volumes I—V, 1920—1931) sera intitulé à l'avenir

Acta Physica Polonica.

Le présent numéro est le premier fascicule du tome II de notre journal.

O D R E D A K C J I.

Wobec trudnego stanu finansowego wydawnictwa Polskiego Towarzystwa Fizycznego, i w związku z uchwałą Zarządu Głównego, Redakcja „Acta Physica Polonica“ zwraca się do PP. Autorów z uprzejmą prośbą, by zechcieli ograniczyć rozmiary artykułów, nadsyłanych do druku w „Acta“ do granic istotnie niezbędnych, nie przekraczających 10 stronic druku (łącznie ze streszczeniem w języku obcym). Koszty druku stronic nadliczbowych pokrywać będą sami PP. Autorowie.

Jednocześnie Redakcja zwraca się do PP. Współpracowników z gorącym apelem, aby streszczenia prac w językach obcych redagowane były możliwie obszernie, gdyż tylko w tym przypadku mogą osiągnąć swój cel, t. j. możliwie dokładne zapoznanie czytelników zagranicznych z metodami i wynikami prac fizyków polskich.

S P I S R Z E C Z Y

T A B L E D E S M A T I È R E S

	Strona Page
<i>Klarner Bogna. — Woszczewicz Saturnina.</i> Über die Absorptions- und Fluoreszenzspektren des Dekacyklens und des Tribenzildekacyklens. — Z badań nad widmami pochłaniania i fluorescencji dekacyklu i tribenzylodekacyklu	I
<i>J. Kreissler.</i> Über die Verteilung der Photoelektronen der <i>M</i> -Schale wasserstoffähnlicher Atome. — O rozmięszczaniu kierunkowem fotoelektronów z warstwy <i>M</i>	7
<i>Felix Joachim Wiśniewski.</i> La susceptibilité diamagnétique de l'hélium. — O stałej diamagnetycznej helu	23
<i>L. Job.</i> Ein Beitrag zur Lösung der Frage nach dem Träger der im Quecksilberspektrum bei der Linie $\lambda = 2482,07 \text{ \AA}$ auftretenden Banden. — Przyczynek do zagadnienia o nośnikach pasm widma rtęci w pobliżu prążka $\lambda = 2482,07 \text{ \AA}$	31
<i>J. Rolniński.</i> Badania nad lukiem dużej mocy w polu magnetycznym. — Étude de l'arc électrique de grande puissance dans le champ magnétique	39
<i>W. Daniewski.</i> Étude sur la formation d'émulsions sous l'influence de vibrations ultra-sonores. — Badania nad szybkością powstawania emulsji pod wpływem drgań ultra-akustycznych	45
<i>H. Dzwieulski.</i> Arcs dans l'air entre électrodes métalliques. — Łuki o elektrodach metalowych w powietrzu	51
<i>J. Pawlikowski.</i> Sur la distribution des charges spatiales dans l'arc électrique à mercure. — Badania nad rozkładem ładunków przestrzennych w luku rtęciowym	59
<i>T. Toniszewski i T. Maciejewski.</i> Badania nad lukiem elektrycznym przy elektrodach metalowych. — Étude sur l'arc électrique entre électrodes métalliques	67
<i>Stanisław Wachowski.</i> Étude des miroirs réflecteurs. — Badania luster reflektorowych	75
<i>I. Mrozowska.</i> Sur la répartition des intensités dans les bandes de fluorescence de la vapeur de mercure. — Rozkład natężeń w pasmach fluorescencji pary rtęci	81
<i>W. Kessel.</i> Sur le rôle de l'absorption de la raie excitatrice dans les spectres de résonance. — O roli pochłaniania prążka wzbudzającego w widmach rezonansowych	91
<i>A. Jabłoński.</i> Über die Fluoreszenzausbeute in wässerigen Fluoreszeinlösungen bei antistokescher Erregung. — O wydajności fluorescencji roztworów wodnych fluoresceiny przy wzbudzeniu antistokesowskim	97

<i>S. Pieńkowski et J. Starkiewicz.</i> Sur l'essai de la constatation par la photographie de l'émission spontanée des neutrons. — Próba stwierdzenia metodą fotograficzną spontanicznej emisji neutronów	105
<i>E. Kalinowska.</i> Über die Erregung der Atomlinien bei der molekularen Absorption im Cd-Dampf. — O wzbudzaniu prażków atomowych przy pochłanianiu cząsteczkowym w parze kadmu	111
<i>St. Rafałowski.</i> Über die Kernmomente der Te- und Se-Isotopen. — O momen- tach jądrowych izotopów telluru i selenu	119
<i>Ludwik Natanson.</i> Sur la distribution des niveaux de vibration dans la vapeur d'iode. — O rozkładzie stanów oscylacyjnych w parze jodu	125
<i>Ludwik Wertenstein.</i> Ciśnienie pary nasyconej radonu (notatka przedwstępna). — Saturation pressure of radon at low temperatures (preliminary note) . .	131
<i>Henryk Jędrzejowski.</i> O pewnym przykładzie ruchliwości atomów promieniotwórczych na powierzchni ciał stałych. — Mobilité des atomes radioactifs sur la surface des corps solides	137
<i>Józef Rotblat.</i> Przyczynek do znajomości dyfuzji w gazach bardzo rozrzedzo- nych. — Contribution à la connaissance de la diffusion des gaz très raréfiés .	143
<i>H. Herszpinkeil i A. Wroncberg.</i> W sprawie możliwości neutronowego rozpadu pierwiastków zwykłych. — Über die Möglichkeit des Neutronen-Zerfalls der gewöhnlichen Elemente	157

*Klarner Bogna.
Woszczerowicz Saturnina.*

Über die Absorptions- und Fluoreszenzspektren des Dekacyklens und des Tribenzildekacyklens.¹⁾

Z badań nad widmami pochłaniania i fluorescencji dekacyklu i trójbenzylodekacyklu.²⁾

Streszczenie.

Praca niniejsza wiąże się z zagadnieniem podziału i przetwarzania przez cząsteczkę energii pochłoniętej. Badane były widma roztworów benzenowych dwóch węglowodorów: dekacyklu i trójbenzylodekacyklu. Stwierdzono w widmach pochłaniania istnienie 8 pasm podanych w tablicy 1 i 2. Pomiary wykazują:

1. Przybliżoną zgodność położenia pasm absorbcji roztworów benzenowych dekacyklu i trójbenzylodekacyklu.

2. Istnienie wspólnych pasm z naftalenem.

3. Przy naświetlaniu roztworów związków badanych światłem o dłuższych fali, odpowiadających pasmom absorbcji grupy naftalenowej, nie można było stwierdzić śladów fluorescencji.

Stąd można wnioskować o pewnego rodzaju niezależnym działaniu grup występujących w cząsteczkach, a więc w danym przypadku grupy naftalenowej, zgodnie z wynikami pracy p. Hurwicznego, oraz pozostałą grupą wspólnej cząsteczką obu związków.

Stwierdzono w widmach fluorescencji istnienie 4 pasm podanych w tablicy 3 i 4. Pomiary wykazują niewielkie przesunięcia maximów pasm w stronę fal dłuższych wraz ze wzrostem cząsteczką.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

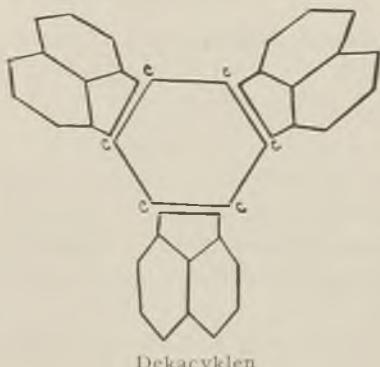
Rękopis otrzymany dn. 6 grudnia 1932.

¹⁾ Ein Teil der Resultate dieser Arbeit wurde der VI. Tagung der Polnischen Physiker in Warschau, Oktober 1932, vorgelegt.

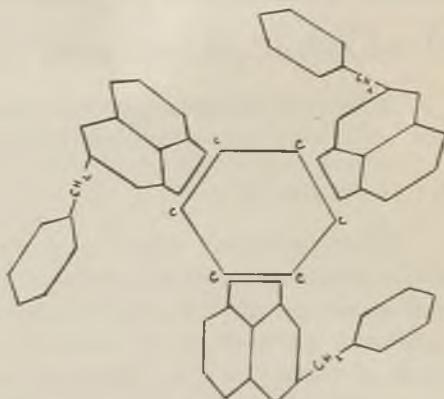
²⁾ Część wyników tej pracy przedstawiono na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, w październiku 1932.

Das Auftreten von Bandenstruktur in den Absorptionsspektren der organischen Lösungen drängt die schon von H u r w i c z¹⁾ behandelte Frage auf, welcher Anteil den einzelnen Atomgruppen in der Gesamtabsorption zufällt und wie die absorbierte Energie im Molekül umgebildet wird. In der vorliegenden Arbeit wurden zwei Kohlenwasserstoffverbindungen von ähnlicher Molekülstruktur untersucht und zwar Dekacyklen und Tribenzildekacyklen, welche sich voneinander nur durch das Auftreten von zusätzlichen Benzolgruppen in einer der Verbindungen unterscheiden.

Das Dekacyklen ($C_{36} H_{18}$)



Dekacyclen



Tribenzildekacyclen

tritt in Gestalt von kleinen, dunkelgelben Nadeln auf. Sein Schmelzpunkt beträgt $387^{\circ} C$; es ist in siedendem Alkohol und Äther gar nicht, schwer in Benzol und Toluol, leicht dagegen in siedendem Nitrobenzol und Naphtalin löslich.

Das Tribenzildekacyclen ($C_{12} H_{36}$), Schmelzpunkt $270^{\circ} C$, tritt in Gestalt hellgelber kleiner Kristalle auf und ist in Alkohol, Äther und Essigsäureanhydrid unlöslich, löslich dagegen in Benzol und Toluol, leicht löslich in Xylool, Naphtalin und Anilin. Beide Substanzen wurden von Prof. D z i e w o n s k i hergestellt.

V e r s u c h s m e t h o d e u n d E r g e b n i s s e .

Zur Untersuchung wurden Benzollösungen beider Substanzen verwendet, so dass das Spektralgebiet bis 2850 \AA nach kurzen Wellenlängen den Messungen zugänglich war, da das kurzwelligere Gebiet vollständig durch das Benzol absorbiert wurde.

¹⁾ Acta Phys. Pol. I, 340, 1932.

Als Lichtquelle, die ein weit ins Ultraviolett reichendes, kontinuierliches Spektrum ergab, diente eine Quarzlampe mit glühendem Wolframband, die sich im Brennpunkt einer Quarzlinse befand. Das so erhaltene parallele Lichtbündel fiel auf ein mit planparallelen Quarzfenstern versehenes Absorptionsgefäß mit der zu untersuchenden Substanz und nach Durchgang desselben auf den Spalt eines Spektrographen.

Bei entsprechend gewählter Konzentration der Lösungen und Absorptionsschichtdicke gelang es, Absorptionsbanden der Substanzen zu erhalten.

Absorption.

a) Das Absorptionsspektrum des Dekacyklens setzt sich aus 8 Banden zusammen, deren Maxima bei folgenden Wellenlängen gelegen sind:

4480 Å	3830 Å	3230 Å
4230 Å	3620 Å	3125 Å
4040 Å	3415 Å	

Ausserdem tritt im Spektrum ein nicht in Banden zerlegtes Absorptionsgebiet auf, das sich von 3125 Å nach kurzen Wellenlängen hin bis zur Absorptionsgrenze des Benzols erstreckt. Die einzelnen Banden weisen verschiedene Breite und Intensität auf, auch sind sie nicht gleich deutlich sichtbar.

b) Das Absorptionsspektrum des Tribenzildekacyklens setzt sich ebenfalls aus 8 Banden zusammen und aus einem kontinuierlichen Absorptionsgebiet, das von 3125 Å bis zur Absorptionsgrenze des Benzol reicht. Die Maxima der Banden betragen:

4520 Å	3840 Å	3240 Å
4265 Å	3650 Å	3125 Å
4060 Å	3430 Å	

Die einzelnen Banden unterscheiden sich von einander in Hinsicht auf ihre Breite und Intensität.

Aus den oben angegebenen Wellenlängen der Absorptionsmaxima ist ersichtlich, dass diese für beide Substanzen sehr ähnlich sind, jedoch scheinen in dem grösseren Molekülkomplex des Tribenzildekacyklens die Banden nach Rot hin verschoben zu sein. Eine genaue Feststellung dieser Erscheinung ist zufolge des diffusen Charakters der Banden schwierig.

Was den Vergleich der einzelnen, sich in beiden Verbindungen entsprechenden Banden betrifft, so sind sie einander sehr ähnlich. Den schmalen, schärferen Banden der einen Substanz entsprechen Banden von ähnlichem Charakter in der zweiten Substanz. Wie aus den Strukturformeln beider Verbindungen zu ersehen ist, weisen beide gemeinsame

Atomgruppen, nämlich die Naphtalingruppen, auf. Es bestätigen sich hier die von B. H u r w i c z erhaltenen Ergebnisse, dass diese Gruppen die ihnen eigenen Spektralgebiete sozusagen unabhängig von den übrigen, das Molekül bildenden Gruppen, absorbieren. Die zwei kurzwelligsten Banden, deren Wellenlängen 3230 Å, 3125 Å im Dekacyklen und 3240 Å, 3125 Å im Tribenzildekacyklen betragen, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den den Absorptionsbanden des Naphtalins entsprechenden Wellenlängenmaximis (3235 Å, 3130 Å) überein.

Auch ist der Charakter der Banden in reinem Naphtalin und in den hier untersuchten Verbindungen derselbe.

Es ist wahrscheinlich, dass auch die übrigen Naphtalinbanden, die in das kontinuierliche Absorptionsgebiet der untersuchten Substanzen fallen, bei Anwendung von entsprechend dünnen Absorptionsschichten auftreten würden.

Aus der Übereinstimmung der übrigen Absorptionsbanden der untersuchten Verbindungen kann man schliessen, dass die den beiden Verbindungen gemeinsamen Gruppen unabhängig voneinander wirken.

Es wäre zu erwarten, dass die im Tribenzildekacyklen auftretenden zusätzlichen Benzilgruppen auch die ihnen entsprechenden Absorptionsbanden geben sollten, jedoch wird das kurzwellige Gebiet, in welchem diese Banden gelegen sein sollten, bei Anwendung von Benzollösungen vollständig durch das Lösungsmittel absorbiert.

Fluoreszenz.

Die Fluoreszenz wurde durch Einstrahlung des Kohlebogenlichtes erregt. Das Licht fiel nach Durchquerung einer Sammellinse auf das quaderförmige Fluoreszenzgefäß aus Quarz mit der untersuchten Lösung. Die visuell grüne Fluoreszenz bildeten:

a) Beim Dekacyklen 4 deutliche Banden, deren Maxima bei folgenden Wellenlängen gelegen sind:

$$\begin{array}{ll} 5950 \text{ Å} & 5105 \text{ Å} \\ 5520 \text{ Å} & 4765 \text{ Å} \end{array}$$

b) Beim Tribenzildekacyklen ebenfalls 4 Banden, deren Maxima bei

$$\begin{array}{ll} 6080 \text{ Å} & 5195 \text{ Å} \\ 5600 \text{ Å} & 4845 \text{ Å} \end{array} \text{ liegen.}$$

Bei monochromatischer Erregung unter Anwendung eines Monochromators, der einen die Breite der Absorptionsbanden nicht überschreitenden Spektralbereich aussondert, wurde durch Erregung mit Licht von den den Naphtalinbanden entsprechenden Wellenlängen keine Fluoreszenz festgestellt.

Aus den oben angeführten Wellenlängen der Fluoreszenzbandenmaxima ersieht man eine gewisse Korrespondenz der einzelnen Banden des Dekacyklen und des Tribenzildekacyklen.

Der Charakter der Banden ist sehr ähnlich und was die Lage der Maxima betrifft, so ist diese in der dem grösseren Molekül entsprechenden Verbindung, d. h. im Tribenzyldekacyklen, nach langen Wellenlängen hin verschoben.

Da die Absorption von Wellenlängen, die im Bereich der Absorptionsbanden des Naphtalins liegen, keine Fluoreszenz erregt, so muss man annehmen, dass die für die Fluoreszenz verantwortliche Gruppe die andere, ebenfalls beiden Verbindungen gemeinsame Gruppe ist, wodurch gleichzeitig die Korrespondenz der einzelnen Banden beider Verbindungen erklärt wird.

Z u s a m m e n f a s s u n g d e r E r g e b n i s s e .

Das Dekacyklen und das Tribenzildekacyklen weisen je 8 Absorptions- und je 4 Emissionsbanden auf.

Es wurde angenäherte Deckung der Lage der Absorptionsbanden beider Verbindungen und Auftreten der dem Naphtalin entsprechenden, keine Fluoreszenz erregenden, Absorptionsbanden festgestellt. Daraus wird auf eine gewisse Unabhängigkeit der Wirkung der Atomgruppen im Molekül geschlossen, d. h. der Naphtalingruppe und der anderen, beiden Verbindungen gemeinsamen Gruppe. Die Fluoreszenz wird der letzteren Gruppe zugeschrieben, da Einstrahlung der im Bereich der Absorptionsbanden des Naphtalins gelegenen Wellenlängen keine Emission bedingt. In dem Fluoreszenzspektrum wurde eine Verschiebung der Bandenmaxima nach Rot bei Vergrösserung des Moleküls festgestellt.

Zum Schluss möchten wir Herrn Prof. Dr. S. Pieńkowski für seine wertvollen Ratschläge und das stetige Interesse an dieser Arbeit unser herzlichsten Dank aussprechen.

Herrn Prof. Dr. Dziewoński sind wir für die Überlassung der zu untersuchenden Substanzen zum Dank verpflichtet.

Institut für Experimentalphysik der Universität Warschau.

Eingegangen am 6. Dezember 1932.

J. Kreisler.

Über die Verteilung der Photoelektronen der M-Schale wasserstoffähnlicher Atome.¹⁾

*O rozmieszczeniu kierunkowem fotoelektronów z warstwy M.*²⁾

Streszczenie.

Opierając się na równaniu Schrödinger'a i posługując się metodą analogiczną do użytej przez G. Schura, autor otrzymuje wzór na rozmieszczenie kierunkowe fotoelektronów pochodzących z warstwy *M*. We wzorze tym można wyróżnić trzy części, odpowiadające trzem poziomom warstwy *M*. Jedna z nich daje fotoelektryny o rozkładzie analogicznym do fotoelektronów warstwy *K*; rozkład elektronów drugiej ma charakter, zbliżony do rozkładu fotoelektronów z jednego z poziomów warstwy *L*, ostatnia zaś daje fotoelektryny o swoistym rozkładzie przestrzennym. Autor oblicza również spółczynniki pochłaniania promieni Röntgena w warstwie *M* oraz jej podwarstwach.

Rękopis otrzymany dnia 7 grudnia 1932.

Die Raumverteilung der Photoelektronen der *K*- und *L*-Schalen wasserstoffähnlicher Atome wurde von Sommerfeld und Schur³⁾ mit Hilfe einer stationären Methode berechnet. Bethe⁴⁾ hat gezeigt,

¹⁾ Vorgetragen bei der VI. Tagung der Polnischen Physiker in Warschau, im September 1932.

²⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

³⁾ A. Sommerfeld und G. Schur. Über den Photoeffekt in der *K*-Schale der Atome, insbesondere über die Verteilung der Photoelektronen. Ann. d. Phys. V, 4, 410, 1930. G. Schur, Zur Richtungsverteilung der Photoelektronen der *L*-Schale. Ann. d. Phys. V, 4, 433, 1930.

⁴⁾ H. Bethe, Über die nichtstationäre Behandlung des Photoeffektes, Ann. d. Phys. V, 4, 443, 1930.

wie dasselbe Problem auf Diracsche Weise nichtstationär behandelt werden kann. In der folgenden Mitteilung sind die Resultate einer Rechnung mitgeteilt, die einen Einblick in die Raumverteilung der Photoelektronen der M -Schale gewähren soll. Die hierbei benutzte nichtstationäre Methode ist der von Bethe sowie der von Sommerfeld und Schur gebrauchten nachgebildet¹⁾.

Wir betrachten ein wasserstoffähnliches Atom mit der Kernladung $Z e$. Auf dieses Atom falle eine elektromagnetische ebene, monochromatische, linear polarisierte Welle. Sie sei durch das skalare Potential $\varphi = 0$ und das Vektorpotential

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{U}_y = A \cos 2\pi r \left(t - \frac{x}{c} \right); A = \frac{E c}{2\pi r}$$

charakterisiert; dabei soll E die Intensität des elektrischen Vektors, r — die Frequenz der Welle bezeichnen. Es sei ausdrücklich betont, dass im Vergleich mit den Atomdimensionen die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle hinreichend gross angenommen werden soll, so, dass in der Reihenentwicklung der Exponentialfunktion $\exp \left(2\pi i \frac{x}{\lambda} \right)$ nur das Glied von der Ordnung $\frac{x}{\lambda}$ berücksichtigt zu werden braucht.

Demnach sind die hier mitgeteilten Resultate für sehr kurzwellige Röntgenstrahlung nicht mehr gültig.

Wir bezeichnen mit l' , m' , n' die Quantenzahlen des Anfangszustands des Elektrons, mit l , m zwei Nebenquantenzahlen des Endzustandes und mit W seine Energie. Es sei weiter E_0 die Ruhenergie des Elektrons und $W_{n'}$ seine Energie im Zustande, welcher der Hauptquantenzahl n' entspricht. Wir setzen noch:

$$W_0 = h\nu + W_{n'}; k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{2(W_0 - E_0)m_0}; a = \frac{h^2}{4\pi^2 m_0 e^2},$$

$$n = \frac{Z}{ia k}; \alpha = \frac{Z}{ak} \ln 2kr,$$

wobei, wie üblich, h die Planck'sche Konstante, e — die Elementarladung und m_0 die Masse des Elektrons bedeutet.

¹⁾ Unlängst wurde von J. Frenkel ein formal einfacheres Rechnungsverfahren angegeben, (J. Frenkel, Some remarks on the theory of photoelectric effect. Phys. Rev. 38, 309, 1931). Er rechnet mit ebenen Materiewellen, während Sommerfeld und Schur bekanntlich mit Kugelwellen gerechnet haben. Frenkels Methode führt zwar zu richtigen Resultaten für die Elektronen der K - und L -Schale, es wäre jedoch schwer a priori zu entscheiden, ob sie auch für die M -Schale gebraucht werden kann. Die hier mitgeteilten Resultate wurden vor dem Erscheinen der Publikation Frenkels erhalten.

Bekanntlich wird der Zustand eines durch die Lichtwelle aus dem Atom befreiten Elektrons durch den Ausdruck¹⁾:

$$u = \delta \sum_{l,m} A_{l,m}^+ \psi_{l,m}^1 \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} (W_0 + m_0 c^2) t}; \quad \delta = -i \frac{A e h}{4m_0 c},$$

oder, genauer, durch:

$$u = \delta \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} (W_0 + m_0 c^2) t} \sum_{l,m} A_{l,m,W_0}^+ \psi_{l,m,W_0}$$

beschrieben, wo

$$A_{l,m,W_0}^+ = \int \frac{\partial \psi_{l',m',n'}}{\partial y} \cdot e^{2\pi i \frac{x}{\lambda}} \psi_{l,m,W_0}^* d r \quad (1)$$

ist. $\psi_{l',m',n'}$ bezeichnet dabei die Wellenfunktion des wasserstoffähnlichen Atoms, die den Quantenzahlen l', m', n' entspricht; in derselben Weise ist ψ_{l,m,W_0} dem Energiewert W_0 im kontinuierlichen Energiespektrum zugeordnet. Mit ψ_{l,m,W_0}^* wird derjenige Teil der zu W_0 gehörenden Wellenfunktion bezeichnet, welcher der vom Atom ausgehenden Elektronenwelle entspricht.

Es sollen nun die Koeffizienten A_{l,m,W_0}^+ berechnet werden.

Durch Entwicklung der Funktion $\exp(2\pi i x/\lambda)$ in eine Potenzreihe (gemäss der früher gemachten Voraussetzung) bekommt man aus (1)

$$A_{l,m,W_0}^+ = \int \frac{\partial \psi_{l',m',n'}}{\partial y} \left(1 + 2\pi i \frac{x}{\lambda} \right) \psi_{l,m,W_0}^* d r. \quad (2)$$

Da wir nach der Raumverteilung derjenigen Elektronen suchen, die sich im Anfangszustand in der M -Schale befanden und somit durch die Wellenfunktion $\psi_{l',m',3}$ beschrieben waren, müssen wir im obigen Ausdruck $n' = 3$ setzen.

Es muss nun in Betracht gezogen werden, dass in wasserstoffähnlichen Atomen bei $n' = 3$ eine Entartung vorliegt und somit die Wellenfunktion unbestimmt wird. Diese Schwierigkeit kann offenbar behoben werden, indem man alle zu $n' = 3$ gehörenden Wellenfunktionen nacheinander zum Ausgangspunkt der Rechnungen wählt und die gesuchte Ladungsdichte durch den Mittelwert der in dieser Weise berechneten Ausdrücke $u_{l',m'} \cdot u_{l',m'}^*$ beschreibt. $u_{l',m'}^*$ bezeichnet bekanntlich den mit $u_{l',m'}$ komplex konjugierten Wert.

Die Wellenfunktionen, welche der Hauptquantenzahl $n' = 3$ entsprechen, sind:²⁾

¹⁾ H. Bethe, loc. cit.

²⁾ A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, Wellenmechanischer Ergänzungsband, Braunschweig, 1929, S. 70 u. ff.

$$\begin{aligned}
\psi_{0,0,3} = M_1 &= \frac{C'}{16} \left(27 \frac{a^2}{Z^2} - 18 \frac{a}{Z} r + 2r^2 \right) e^{-\frac{Zr}{3a}}; \\
\psi_{1,0,3} = M_2 &= C' \left(6 \frac{a}{Z} r - r^2 \right) e^{-\frac{Zr}{3a}} \cos \vartheta; \\
\psi_{1,1,3} = M_3 &= C' \left(6 \frac{a}{Z} r - r^2 \right) e^{-\frac{Zr}{3a}} \sin \vartheta \cos \varphi; \\
\psi'_{1,1,3} = M_4 &= C' \left(6 \frac{a}{Z} r - r^2 \right) e^{-\frac{Zr}{3a}} \sin \vartheta \sin \varphi; \\
\psi_{2,0,3} = M_5 &= \frac{C'}{\sqrt{3}} r^2 e^{-\frac{Zr}{3a}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{I}{2} \right); \\
\psi_{2,1,3} = M_6 &= C' r^2 e^{-\frac{Zr}{3a}} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi; \\
\psi'_{2,1,3} = M_7 &= C' r^2 e^{-\frac{Zr}{3a}} \sin \vartheta \cos \vartheta \sin \varphi; \\
\psi_{2,2,3} = M_8 &= \frac{C'}{2} r^2 e^{-\frac{Zr}{3a}} \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi; \\
\psi'_{2,2,3} = M_9 &= \frac{C'}{2} r^2 e^{-\frac{Zr}{3a}} \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi;
\end{aligned}$$

wobei

$$C' = \frac{\sqrt{2}}{8I\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a} \right)^{7/2}$$

ist. Wie ersichtlich, wurden durch $\psi'_{l,m,n}$ diejenigen Funktionen bezeichnet, in denen als Faktor $\sin m'\varphi$ auftritt, während zur Bezeichnung der analogen Funktionen, welche den Faktor $\cos m'\varphi$ enthalten, $\psi_{l,m,n}$ (ohne Strich) verwendet worden ist.

Weiterhin haben wir:¹⁾

$$\begin{aligned}
\psi_{l,m,W_0} = N_{l,m} \cdot \frac{(-2kr)^{-l-1}}{2\pi} \int \left(\xi + \frac{I}{2} \right)^{n-l-1} \left(\xi - \frac{I}{2} \right)^{-n-l-1} e^{-2ikr\xi} d\xi. \\
P_l^m(\cos \vartheta)_{\sin} m \varphi,
\end{aligned}$$

wobei

$$N_{l,m}^2 = \varepsilon_m (2l+1) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \frac{2m_0 k}{h^2} e^{\frac{\pi Z}{ak}} \left| \Gamma(n+l+1) \right|^2$$

mit:

$$\varepsilon_m = 1 \quad (m = 0); \quad \varepsilon_m = 2 \quad (m > 0)$$

¹⁾ A. Sommerfeld und G. Schurz, loc. cit.

bezeichnet. Die Integration erfolgt auf beliebiger geschlossener, die Punkte $\xi = \pm \frac{I}{2}$ umkreisender Bahn.

Man erhält weiter

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_1}{\partial y} \left(I + \frac{2\pi i x}{\lambda} \right) &= \frac{C'}{V_6} \left(10r - 27 \frac{a}{Z} - \frac{2Z}{3a} r^2 \right) e^{-\frac{Zr}{3a}} \left[P_1^I(\cos \vartheta) \cos \varphi + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\pi ir}{\lambda} \frac{P_2^I(\cos \vartheta)}{3} \cos \varphi \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_2}{\partial y} \left(I + \frac{2\pi i x}{\lambda} \right) &= C' \left(-3r + \frac{Z}{3a} r^2 \right) e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \frac{P_2^I(\cos \vartheta) \cos \varphi}{3} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\frac{2P_3^I(\cos \vartheta) \cos \varphi}{15} + \frac{P_1^I(\cos \vartheta) \cos \varphi}{5} \right] \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_3}{\partial y} \left(I + \frac{2\pi i x}{\lambda} \right) &= C' e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \left(6 \frac{a}{Z} - 2r + \frac{Z}{9a} r^2 \right) P_0^0(\cos \vartheta) + \right. \\ &\quad + \left(r - \frac{Z}{9a} r^2 \right) P_2^0(\cos \vartheta) + \left(\frac{Z}{18a} r^2 - \frac{r}{2} \right) P_2^0(\cos \vartheta) \cos 2\varphi + \\ &\quad + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\left(6 \frac{a}{Z} - \frac{16}{10} r + \frac{Z}{15a} r^2 \right) P_1^0(\cos \vartheta) + \left(\frac{3}{5} r - \frac{Z}{15a} r^2 \right) P_2^0(\cos \vartheta) + \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{Z}{90a} r^2 - \frac{r}{10} \right) P_3^0(\cos \vartheta) \cos 2\varphi \right] \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_4}{\partial y} \left(I + \frac{2\pi i x}{\lambda} \right) &= C' e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \left(\frac{Z}{18a} r^2 - \frac{r}{2} \right) P_2^0(\cos \vartheta) \sin 2\varphi + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left(\frac{Z}{90a} r^2 - \frac{r}{10} \right) P_3^0(\cos \vartheta) \sin 2\varphi \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_5}{\partial y} \left(I + \frac{2\pi i x}{\lambda} \right) &= -\frac{C'}{V_3} e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \frac{Z}{15a} r^2 P_3^I(\cos \vartheta) \cos \varphi + \right. \\ &\quad + \left(r - \frac{Z}{15a} r^2 \right) P_1^I(\cos \vartheta) \cos \varphi + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\frac{Z}{35a} r^2 P_4^I(\cos \vartheta) \cos \varphi + \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{r}{3} + \frac{Z}{63a} r^2 \right) P_2^I(\cos \vartheta) \cos \varphi \right] \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_6}{\partial y} \left(I + \frac{2\pi i x}{\lambda} \right) &= C' e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \left(r - \frac{Z}{15a} r^2 \right) P_1^0(\cos \vartheta) - \frac{Z}{90a} r^2 P_3^0(\cos \vartheta) \cos 2\varphi + \right. \\ &\quad + \frac{Z}{15a} r^2 P_3^0(\cos \vartheta) + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\frac{r}{3} \left(r - \frac{Z}{15a} r^2 \right) P_0^0(\cos \vartheta) + \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{r}{3} + \frac{Z}{63a} r^2 \right) P_2^0(\cos \vartheta) \cos 2\varphi \right] \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{2}{3}r - \frac{Z}{63a}r^2 \right) P_2^0(\cos \vartheta) - \frac{Z}{126a}r^2 P_2^2(\cos \vartheta) \cos 2\varphi + \frac{4Z}{105a}r^2 P_4^0(\cos \vartheta) - \\
& \quad - \frac{Z}{315a}r^2 P_4^2(\cos \vartheta) \cos 2\varphi \Big] \Big\}; \\
& \frac{\partial M_7}{\partial y} \left(r + \frac{2\pi ix}{\lambda} \right) = -C'e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \frac{Z}{90a}r^2 P_3^2(\cos \vartheta) \sin 2\varphi + \right. \\
& + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\frac{Z}{126a}r^2 P_3^2(\cos \vartheta) \sin 2\varphi + \frac{Z}{315a}r^2 P_4^2(\cos \vartheta) \sin 2\varphi \right] \Big\}; \\
& \frac{\partial M_8}{\partial y} \left(r + \frac{2\pi ix}{\lambda} \right) = \frac{C'}{2}e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \left(\frac{2}{3}r - \frac{2Z}{15a}r^2 \right) P_2^1(\cos \vartheta) \cos \varphi - \right. \\
& - \frac{Z}{90a}r^2 P_3^3(\cos \vartheta) \cos 3\varphi + \frac{Z}{45a}r^2 P_4^1(\cos \vartheta) \cos \varphi + \\
& + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\left(\frac{2}{3}r - \frac{2Z}{63a}r^2 \right) P_2^1(\cos \vartheta) \cos \varphi - \frac{Z}{630a}r^2 P_4^3(\cos \vartheta) \cos 3\varphi + \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{Z}{105a}r^2 P_4^1(\cos \vartheta) \cos \varphi \right] \right\}; \\
& \frac{\partial M_9}{\partial y} \left(r + \frac{2\pi ix}{\lambda} \right) = \frac{C'}{2}e^{-\frac{Zr}{3a}} \left\{ \left(\frac{2}{3}r - \frac{2Z}{15a}r^2 \right) P_2^1(\cos \vartheta) \sin \varphi + \right. \\
& + \frac{Z}{45a}r^2 P_3^1(\cos \vartheta) \sin \varphi - \frac{Z}{90a}r^2 P_3^3(\cos \vartheta) \sin 3\varphi + \\
& + \frac{2\pi ir}{\lambda} \left[\left(\frac{2}{3}r - \frac{2Z}{63a}r^2 \right) P_2^1(\cos \vartheta) \sin \varphi + \frac{Z}{105a}r^2 P_4^1(\cos \vartheta) \sin \varphi - \right. \\
& \quad \left. - \frac{Z}{630a}r^2 P_4^3(\cos \vartheta) \sin 3\varphi \right] \Big\}.
\end{aligned}$$

Um A_{l', m', W_0}^+ zu berechnen, muss man die obigen Ausdrücke in die Beziehung (2) einführen. Man sieht gleich, dass wegen der Orthogonalität der Funktionen $P_l^{m'}(\cos \vartheta)$ alle A_{l, m, W_0}^+ für $l, m \neq l', m'$ gleich Null sind, und nur die Ausdrücke A_{l', m', W_0}^+ berechnet werden müssen. Da weiterhin nur Ausdrücke mit den Indexen l', m', W_0 auftreten werden, können wir ohne Gefahr irgendwelcher Zweideutigkeit die ungestrichenen Indexe anstatt der gestrichenen verwenden. Nach Ausführung der in der Beziehung (2) angezeigten Integrationen in Bezug auf ϑ und φ kommen wir auf Integrale der Form¹⁾:

$$Q_{l, m}^2 = \int \int \left[P_l^{m'}(\cos \vartheta) \right]^2 \sin \vartheta d\vartheta \frac{\cos^2 \vartheta}{\sin^2 \vartheta} m \varphi d\varphi = \frac{4\pi(l+m)!}{(2l+1)(l-m)!} \cdot \frac{I}{\varepsilon_m}.$$

¹⁾ A. Sommerfeld und G. Schur, loc. cit.

Die Integration in Bezug auf r führt zu Integralen folgender Gestalt:

$$K_l(r) = \frac{(-2k)}{2\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{Zr}{3a}} r^{l-1} \oint \left(\xi + \frac{i}{2}\right)^{n-l-1} \left(\xi - \frac{i}{2}\right)^{-n-l-1} e^{-2ikr\xi} d\xi r^2 dr. \quad (3)$$

Zur Vereinfachung werden wir nun folgende Bezeichnung einführen:

$$N_{l,m} Q_{l,m}^2 = Q_{l,m} \cdot F_l; \quad F_l = \sqrt{\frac{8\pi k m_o}{h^2}} e^{\frac{\pi Z}{2a k}} |\Gamma(n+l+1)|$$

Für diejenigen Koeffizienten A_{l,m,W_0}^+ , die beim Integrieren in Bezug auf ϑ und y nicht verschwinden, erhält man die Ausdrücke:

$$\begin{aligned} A_{1,1}^c &= \frac{C'}{\sqrt{6}} Q_{1,1} F_1 \left[10 K_1(1) - 27 \frac{a}{Z} K_1(0) - \frac{2Z}{3a} K_1(2) \right]; \\ A_{2,1}^c &= \frac{C'}{\sqrt{6}} Q_{2,1} F_2 \cdot \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{10}{3} K_2(2) - 9 \frac{a}{Z} K_2(1) - \frac{2Z}{9a} K_2(3) \right]; \\ B_{1,1}^c &= C' Q_{1,1} F_1 \left[-\frac{3}{5} K_1(2) + \frac{Z}{15a} K_1(3) \right] \frac{2\pi i}{\lambda}; \\ B_{2,1}^c &= C' Q_{2,1} F_2 \left[-K_2(1) + \frac{Z}{9a} K_2(2) \right]; \\ B_{3,1}^c &= C' Q_{3,1} F_3 \cdot \frac{2\pi i}{\lambda} \left[-\frac{2}{5} K_3(2) + \frac{2Z}{45a} K_3(3) \right]; \\ C_{0,0} &= C' Q_{0,0} \cdot F_0 \left[6 \frac{a}{Z} K_0(0) - 2 K_0(1) + \frac{Z}{9a} K_0(2) \right]; \\ C_{1,0}^c &= C' Q_{1,0} F_1 \cdot \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{6a}{Z} K_1(1) - \frac{16}{10} K_1(2) + \frac{Z}{15a} K_1(3) \right]; \\ C_{2,0}^c &= C' Q_{2,0} F_2 \left[K_2(1) - \frac{Z}{9a} K_2(2) \right]; \\ C_{2,2}^c &= C' Q_{2,2} F_2 \left[\frac{Z}{18a} K_2(2) - \frac{1}{2} K_2(1) \right]; \\ C_{3,0} &= C' Q_{3,0} F_3 \left[\frac{3}{5} K_3(2) - \frac{Z}{15a} K_3(3) \right] \frac{2\pi i}{\lambda}; \\ C_{3,2}^c &= C' Q_{3,2} F_3 \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{Z}{90a} K_3(3) - \frac{1}{10} K_3(2) \right]; \\ D_{2,2}^s &= C' Q_{2,2} \cdot F_2 \left[\frac{Z}{18a} K_2(2) - \frac{1}{2} K_2(1) \right]; \\ D_{3,2}^s &= C' Q_{3,2} F_3 \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{Z}{90a} K_3(3) - \frac{1}{10} K_3(2) \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{1,1}^c &= -\frac{C'}{\sqrt{3}} Q_{1,1} F_1 \left[K_1(1) - \frac{Z}{15a} K_1(2) \right]; \\
E_{2,1}^c &= -\frac{C'}{\sqrt{3}} Q_{2,1} F_2 \left[\frac{K_2(2)}{3} + \frac{Z}{63a} K_2(3) \right] \frac{2\pi i}{\lambda}; \\
E_{3,1}^c &= -\frac{C'}{\sqrt{3}} Q_{3,1} F_3 \frac{Z}{15a} K_3(2); \quad E_{4,1}^c = -\frac{C'}{\sqrt{3}} \cdot Q_{4,1} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} K_4(3); \\
F_{0,0}^c &= C' Q_{0,0} F_0 \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{K_0(2)}{3} - \frac{Z}{45a} K_0(3) \right]; \\
F_{1,0}^c &= C' Q_{1,0} F_1 \left[K_1(1) - \frac{Z}{15a} K_1(2) \right]; \\
F_{2,0}^c &= C' Q_{2,0} F_2 \cdot \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{2}{3} K_2(2) - \frac{Z}{63a} K_2(3) \right]; \\
F_{2,2}^c &= -C' Q_{2,2} F_2 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{126a} K_2(3); \quad F_{3,0}^c = C' Q_{3,0} F_3 \frac{Z}{15a} K_3(2); \\
F_{3,2}^c &= -C' Q_{3,2} F_3 \cdot \frac{Z}{90a} K_3(2); \quad F_{4,0}^c = C' Q_{4,0} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{4Z}{105a} K_4(3); \\
F_{4,2}^c &= -C' Q_{4,2} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{315a} K_4(3); \quad G_{2,2}^s = -C' Q_{2,2} F_2 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{126a} K_2(3); \\
G_{3,2}^s &= -C' Q_{3,2} F_3 \frac{Z}{90a} K_3(2); \quad G_{4,2}^s = -C' Q_{4,2} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{315a} K_4(3); \\
H_{1,1}^c &= \frac{C'}{2} Q_{1,1} F_1 \left[2 K_1(1) - \frac{2Z}{15a} K_1(2) \right]; \\
H_{2,1}^c &= \frac{C'}{2} Q_{2,1} F_2 \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{2}{3} K_2(2) - \frac{2Z}{63a} K_2(3) \right]; \\
H_{3,1}^c &= \frac{C'}{2} Q_{3,1} F_3 \frac{Z}{45a} K_3(2); \quad H_{3,3}^c = -\frac{C'}{2} Q_{3,3} F_3 \frac{Z}{90a} K_3(2); \\
H_{4,1}^c &= \frac{C'}{2} Q_{4,1} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{105a} K_4(3); \quad H_{4,3}^c = -\frac{C'}{2} Q_{4,3} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{630a} K_4(3); \\
I_{1,1}^s &= \frac{C'}{2} Q_{1,1} F_1 \left[2 K_1(1) - \frac{2Z}{15a} K_1(2) \right]; \\
I_{2,1}^s &= \frac{C'}{2} Q_{2,1} F_2 \frac{2\pi i}{\lambda} \left[\frac{2}{3} K_2(2) - \frac{2Z}{63a} K_2(3) \right]; \\
I_{3,1}^s &= \frac{C'}{2} Q_{3,1} F_3 \frac{Z}{45a} K_3(2); \quad I_{3,3}^s = -\frac{C'}{2} Q_{3,3} F_3 \frac{Z}{90a} K_3(2); \\
I_{4,1}^s &= \frac{C'}{2} Q_{4,1} F_4 \frac{Z}{105a} \cdot \frac{2\pi i}{\lambda} K_4(3); \quad I_{4,3}^s = -C' Q_{4,3} F_4 \frac{2\pi i}{\lambda} \frac{Z}{630a} \cdot K_4(3).
\end{aligned}$$

In diesen Ausdrücken wurden durch die Buchstaben $A_{l,m}$; $B_{l,m} \dots$ die Koeffizienten bezeichnet, die entsprechend mit den Funktionen M_1 , $M_2 \dots$ verknüpft sind. Durch die Indexe c und s wird dabei angezeigt, dass der entsprechende Koeffizient einer Funktion angehört, die als Faktor $\cos m\varphi$ oder $\sin m\varphi$ enthält.

Indem wir nun zur Berechnung der Funktionen u_1 , $u_2 \dots$, die den Funktionen M_1 , M_2, \dots zugeordnet sind, übergehen, können wir unter Berücksichtigung des Umstandes, dass der radiale Teil der Funktion ψ_{l,m,W_0}^I sich mit genügender Annäherung in der Form¹⁾:

$$\psi_{l,m,W_0}^I = N_{l,m} \frac{C^* e^{i(kr + \alpha)}}{r}$$

mit

$$C^* = \frac{i}{k} e^{-\frac{\pi Z}{2ak}} e^{-\frac{i\pi l}{2}} \frac{I}{\Gamma(-n+l+I)}$$

darstellen lässt, aus den Ausdrücken $A_{l,m} \dots$ den Faktor $C' Q_{l,m}$ abtrennen und zusammen mit dem Faktor $N_{l,m} C_l^*$ folgendermassen schreiben:

$$C' Q_{l,m} F_l N_{l,m} C_l^* = C' F_l^2 C_l^* = C' \frac{8\pi m_0 k}{k \cdot h^2} e^{\frac{\pi Z}{ak}} \cdot \frac{\pi Z}{2ak} e^{-\frac{i\pi l}{2}(l+1)} \cdot \frac{|\Gamma(n+l+I)|^2}{\Gamma(-n+l+I)} e^{-\frac{\pi Z}{2ak}} e^{-\frac{i\pi l}{2}(l+1)} = F \cdot \Gamma(n+l+I) (-i)^l,$$

wobei

$$F = C' \frac{8\pi m_0 i}{h^2} e^{\frac{\pi Z}{2ak}}$$

ist.

Zur Weiterführung der Rechnung ist nun die Auswertung der Integrale $K_l(r)$ erforderlich. Die kann auf folgende Weise ausgeführt werden: Wir integrieren den Ausdruck (3) in Bezug auf r und erhalten für $r+2 \geq l+1$

$$K_l(r) = \frac{(-2k)^{-l-1}}{2\pi} \int \frac{(\xi + \frac{l}{2})^{n-l-1} (\xi - \frac{l}{2})^{-n-l-1} (r+i\sqrt{a}\xi)^{r+2-l}}{(\frac{Z}{\sqrt{a}} + 2i\sqrt{a}\xi)^{r+2-l}} d\xi$$

Durch Anwendung der Cauchyschen Formel folgt daraus:

$$K_l(r) = \frac{(-i)^{l+2}}{(2i\sqrt{a})^{r+3}} \frac{d^{r+2-l}}{d\xi^{r+2-l}} \left[\left(\xi + \frac{l}{2} \right)^{n-l-1} \left(\xi - \frac{l}{2} \right)^{-n-l-1} \right]_{\xi=-\frac{n}{6}}, \quad (4)$$

¹⁾ A. Sommerfeld und G. Schur, loc. cit.

Mit Hilfe dieser Formel erhalten wir alle weiterhin verwendeten Integrale $K_l(v)$, die endlich in folgender Form geschrieben werden können:

$$K_0(0) = \frac{I}{(2ik)^3} \frac{2}{3} n \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-2} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-2};$$

$$K_0(I) = -\frac{I}{(2ik)^4} \left[6 \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-2} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-2} + 2 \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-3} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-3} \right];$$

$$K_0(2) = -\frac{I}{(2ik)^5} 4 n \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-3} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-3};$$

$$K_0(3) = -\frac{I}{(2ik)^6} \left[24 \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-3} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-3} + 12 \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-4} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-4} \right];$$

$$K_1(0) = \frac{i}{(2ik)^3} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-2} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-2};$$

$$K_1(I) = -\frac{i}{(2ik)^4} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{-n-3} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-3} \frac{n}{3};$$

$$K_1(2) = -\frac{4i}{(2ik)^5} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-3} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-3};$$

$$K_1(3) = \frac{i}{(2ik)^6} 2n \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-4} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-4};$$

$$K_2(I) = \frac{I}{(2ik)^4} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-3} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-3};$$

$$K_2(3) = \frac{I}{(2ik)^6} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-4} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-4};$$

$$K_3(2) = -\frac{i}{(2ik)^5} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-4} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-4};$$

$$K_3(3) = -\frac{i}{(2ik)^6} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-5} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-5} \frac{n}{3};$$

$$K_4(3) = -\frac{I}{(2ik)^6} \left(-\frac{n}{6} + \frac{I}{2} \right)^{n-5} \left(-\frac{n}{6} - \frac{I}{2} \right)^{-n-5}.$$

Diese Integrale werden nun in die Ausdrücke für $u_1, u_2 \dots$ eingesetzt. In den Funktionen u_1, u_5, u_6, u_8, u_9 kann, wie ersichtlich, der Faktor $K_1(I) \Gamma(n+2)$ vor die Klammer gesetzt werden; dasselbe gilt

für den Faktor K_2 (1) $\Gamma(n+3)$ in den Funktionen u_2, u_4 , für den Faktor K_0 (2) $\Gamma(n+1)$ in Bezug auf die Funktion u_3 und für den Faktor K_3 (2) $\Gamma(n+4)$ in der Funktion u_7 .

Nach Ausführung der angezeigten Umformungen erhält man Ausdrücke für u_1, u_2, \dots, u_9 , mit deren Hilfe sich die Raumverteilung der Photoelektronen, die aus den M -Schalen stammen, schon verhältnismässig leicht berechnen lässt. Der Gesamtausdruck für die Raumverteilung umfasst dann Beiträge dreier Gruppen von Elektronen: der M_I -Elektronen, der $M_{II} + M_{III}$ -Elektronen und der $M_{IV} + M_V$ -Elektronen¹⁾. Dem ersten Beitrag entspricht der Ausdruck $u_1 u_1^*$, dem zweiten: $u_2 u_2^* + u_3 u_3^* + u_4 u_4^*$, dem dritten: $u_5 u_5^* + u_6 u_6^* + u_7 u_7^* + u_8 u_8^* + u_9 u_9^*$. Diese Ausdrücke schreiben wir in der Form:

$$u_1 u_1^* = \frac{|\delta F K_1(1) \Gamma(n+2)|^2}{r^2} \frac{3}{8n^4} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left\{ 49n^4 - 378n^2 + 729 + \frac{16\pi}{\lambda k} \left[729 - 189n^2 - \frac{28n^4 - 108n^2}{I - \frac{n^2}{9}} \right] \cos \vartheta \right\}; \quad (5)$$

$$u_2 u_2^* + u_3 u_3^* + u_4 u_4^* = - \frac{k^2 |\delta F K_0(2) \Gamma(n+1)|^2}{n^2 r^2} \left\{ \frac{9}{4} - \frac{5n^2}{4} + \frac{n^4}{9} + \frac{5n^4 - 17n^2}{4} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi + \frac{4\pi}{\lambda k} \cos \vartheta \frac{I}{\left(I - \frac{n^2}{9}\right)^2} \right. \\ \left. \left[\frac{n^6 + 27n^4 - 405n^2 + 729}{162} - \frac{3n^6 - 79n^4 + 261n^2 - 8I}{9} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right] \right\}; \quad (6)$$

$$u_5 u_5^* + u_6 u_6^* + u_7 u_7^* + u_8 u_8^* + u_9 u_9^* = \frac{|\delta F K_1(1) \Gamma(n+2)|^2}{r^2} \left\{ 9 - \frac{13n^2 - 9}{3 \left(I - \frac{n^2}{9}\right)} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \frac{32\pi}{\lambda k} \frac{\cos \vartheta}{(n^2 - I) \left(I - \frac{n^2}{9}\right)^2} \right. \\ \left. \left(\frac{56n^4 - 504n^2 + 648}{135} - \frac{9n^4 - 170n^2 + 26I}{15} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right) \right\}. \quad (7)$$

Die obigen Formeln erhält man nach Ausführung der angezeigten rechnerischen Umformungen mit Berücksichtigung der — voraussetzungsgemäss erlaubten — Vernachlässigung aller Ausdrücke, die den Faktor I/r^2 enthalten.

¹⁾ Bekanntlich lassen sich die Beiträge der M_{II} - und M_{III} -Elektronen, ebenso wenig wie die der M_{IV} - und M_V -Elektronen voneinander trennen, solange man unrelativistisch rechnet.



Die Formeln (5), (6) und (7) wurden für ein wasserstoffähnliches Atom mit einem äusseren Elektron erhalten. Dieselben Beziehungen bleiben offenbar gültig auch für Atome mit mehreren Elektronen, sofern man nur die gegenseitige Wirkungen der Elektronen aufeinander ausser Acht lässt. Dies ist aber, wie bekannt, immer im Falle schwerer Atome erlaubt, weil dort die Wirkung des Kernes alle Gegenwirkungen der Elektronen aufeinander stark überwiegt.

Um endlich die Raumverteilung der Photoelektronen der ganzen M -Schale auszuwerten, muss man noch jeden der Ausdrücke (5) — (7) durch den entsprechenden Wert von $(2l + 1)$ dividieren, diesen Quotient durch die Anzahl der Elektronen, d. h. nach Pauli, durch $2(2l + 1)$ multiplizieren und die Summe der auf diese Weise erhaltenen Ausdrücke bilden. Offenbar läuft das ganze Verfahren darauf hinaus, dass man alle obigen Ausdrücke durch 2 multipliziert und sie miteinander addiert. Auf diesem Wege gelangt man zu dem Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 I = & 2 \left| \frac{\delta F K_1(x) \Gamma(n+2)}{r_2} \right|^2 \left\{ \frac{3}{8n^4} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left[49n^4 - 378n^2 + 729 + \right. \right. \\
 & + \frac{16\pi}{\lambda k} \cos \vartheta \left(729 - 189n^2 + \frac{108n^2 - 28n^4}{I - \frac{n^2}{9}} \right) \left. \right] + \frac{36}{n^2(n^2 - 1)} \left[\frac{9}{4} - \frac{5}{4}n^2 + \right. \\
 & + \frac{n^4}{9} + \frac{5n^4 - 17n^2}{4} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi + \frac{4\pi}{\lambda k} \frac{\cos \vartheta}{\left(I - \frac{n^2}{9} \right)^2} \cdot \left(\frac{n^6 + 27n^4 - 405n^2 + 729}{162} \right. \\
 & \left. \left. - \frac{3n^6 - 79n^4 + 261n^2 - 81}{9} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right) \right] + \left[9 - \frac{13n^2 - 9}{3\left(I - \frac{n^2}{9} \right)} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi - \right. \\
 & \left. - \frac{32\pi}{\lambda k} \frac{\cos \vartheta}{(n^2 - 1)\left(I - \frac{n^2}{9} \right)^2} \left(\frac{56n^4 - 504n^2 + 648}{135} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{9n^4 - 170n^2 + 261}{15} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right) \right] \right\}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Wir wollen noch berücksichtigen, dass auf Grund der am Anfang eingeführten Bezeichnungen und der Einstein'schen Grundformel für den Photoeffekt die Beziehungen:

$$-n^2 = \frac{Z^2}{a^2 k^2} = \frac{9I_M}{h\nu - I_M}; \frac{4\pi}{\lambda k} \cdot \frac{I}{I - \frac{n^2}{9}} = \frac{v}{c}$$

gelten, wobei durch:

$$I_M = \frac{Z^2 e^2}{18a}$$

der Mittelwert der Ionisierungsarbeiten für die M -Schale, durch v — die Frequenz des einfallenden Lichtes und durch v — die Geschwindigkeit der Photoelektronen bezeichnet worden ist. Dann erhält man:

$$\begin{aligned}
 I = 2 \frac{\partial F K_1(I) \Gamma(n+2)}{r^2} & \cdot \frac{27}{8} \left(\frac{h\nu}{I_M} \right)^2 \left\{ \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left(I + \frac{4 I_M}{3 h\nu} \right) \left[I + \frac{4 I_M}{3 h\nu} + \right. \right. \\
 & + \frac{4v}{c} \cos \vartheta \left(I - \frac{4 I_M}{3 h\nu} \right) \left. \right] + \frac{8}{3 h\nu + 8 I_M} \left[I + 3 \frac{I_M}{h\nu} + \frac{I_M}{h\nu} \left(I + 28 \frac{I_M}{h\nu} \right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi + \right. \\
 & + \frac{2v}{c} \cos \vartheta \left(I + \frac{2 I_M}{h\nu} - 4 \frac{I_M^2}{h^2 v^2} + 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \left(I + 26 \frac{I_M}{h\nu} + 24 \frac{I_M^2}{h^2 v^2} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + 24 \frac{I_M^3}{h^3 v^3} \right) \right] + \frac{8}{9} \frac{I_M^2}{h^2 v^2} \left[3 + \left(I + 12 \frac{I_M}{h\nu} \right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi + \right. \\
 & + \frac{8}{5} \frac{h\nu}{h\nu + 8 I_M} \frac{v \cos \vartheta}{c} \left(8 \left(I + 5 \frac{I_M}{h\nu} + \frac{I_M^2}{h^2 v^2} \right) - \right. \\
 & \left. \left. - \left(29 + 112 \frac{I_M}{h\nu} - 89 \frac{I_M^2}{h^2 v^2} \right) \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right) \right] \right\}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Die Formel (9) beschreibt die Raumverteilung der Photoelektronen in ziemlich übersichtlicher Form. Der auf der rechten Seite figurierende Ausdruck ist, wie ersichtlich, aus drei in rechteckige Klammern gefassten Teilen zusammengesetzt. Der erste dieser Teile bezieht sich auf die M_I -Elektronen, der zweite stammt von den $M_{II} + M_{III}$ -Elektronen, der dritte endlich umfasst den Beitrag der $M_{IV} + M_V$ -Elektronen.

Es fragt sich nun, inwieweit der Ausdruck (9) durch die Erfahrung geprüft werden könnte. Die bis jetzt auf diesem Gebiete vorgenommenen Beobachtungen von Watson und Van den Akker¹⁾ sind qualitativer Natur. Die Folgerungen unserer Formel stimmen aber mit den Resultaten der Beobachtungen der obengenannten Autoren im Allgemeinen gut überein. Beispielsweise, besteht die von ihnen angegebene Charakteristik der Raumverteilung der Photoelektronen darin, dass einerseits eine Analogie in der Richtungsverteilung der M_I -Elektronen sowie der K - und L_I -Elektronen zu verzeichnen ist, andererseits die $M_{II} + M_{III}$ -Elektronen in Hinsicht auf ihre Raumverteilung an die $L_{II} + L_{III}$ -Elektronen erinnern. Ähnliche Schlüsse können aus unserer Endformel (9) gezogen werden. Derjenige Teil, den wir auf die M_I -Elektronen zurückgeführt haben, ist der Formel von Sommerfeld und Schur, die für die Raumverteilung der Photoelektronen der K -Schale angegeben wurde²⁾ und ebenso der Formel, die Schur für die Photoelektronen

¹⁾ Watson and Van den Akker, Differences in the directions of ejection of X-ray photoelectrons from various atomic levels. Proc. Roy. Soc., A., 126, 141, 1930.

²⁾ A. Sommerfeld und G. Schur, loc. cit.

der L_I -Schale angibt¹⁾, analog; der zweite Teil, den wir mit den $M_{II} + M_{III}$ -Elektronen verknüpft haben, zeigt unverkennbare Ähnlichkeit mit der Formel von Schur¹⁾, die für die Verteilung der $L_{II} + L_{III}$ Elektronen gilt.

Die Absorption der Röntgenstrahlung in der M-Schale.

Mit Hilfe der oben abgeleiteten Formel für die Raumverteilung der Photoelektronen, die der M -Schale entstammen, lässt sich einfach der Absorptionskoeffizient der Röntgenstrahlung in dieser Schale berechnen. Bekanntlich ist die Gesamtzahl der während einer Sekunde aus der vollen M -Schale des Atoms durch die Welle von der Frequenz v herausgeschleuderten Photoelektronen gleich²⁾

$$N_M = \frac{I}{t} \int_0^{\frac{vt}{2\pi}} r^2 dr \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} I \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = v \int_0^{\pi} d\vartheta \int_0^{2\pi} I r^2 \sin \vartheta d\varphi.$$

Der Mittelwert der durch das Atom während einer Sekunde absorbierten Strahlungsenergie ist offenbar $h\nu \cdot N_M$. Bezeichnet man mit ρ die Dichte, mit L — die Loschmidttsche Zahl und mit A — das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz, so ist die durch ein ccm. während einer Sekunde absorbierte Strahlungsenergie durch $N_M \cdot h\nu \cdot \rho \cdot L/A$ gegeben. Bezeichnet man weiter mit τ den Absorptionskoeffizient, so folgt:

$$\left(\frac{\tau}{\rho} \right)_M = \frac{L h \nu}{c A E^2} 8 \pi N_M.$$

Mit Hilfe der Formel (9) lässt sich nun die Zahl N_M berechnen. Man erhält in dieser Weise:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tau}{\rho} \right) &= \frac{9}{8} \frac{L e^2 \hbar^3}{A \nu c m_0^2} v \cdot \left(\frac{h \nu}{I_M} \right)^2 \left| F K_I(x) \Gamma(n+2) \right|^2 \left\{ \left(x + \frac{4 I_M}{3 h \nu} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{8}{3} \frac{I_M}{h \nu + 8 I_M} \left(3 + 26 \frac{I_M}{h \nu} + 28 \frac{I_M^2}{h^2 \nu^2} \right) + \frac{16}{9} \left(\frac{I_M}{h \nu} \right)^2 \left(5 + 6 \frac{I_M}{h \nu} \right) \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Berücksichtigen wir noch, dass:

$$|\Gamma(n+2)|^2 = (x - n^2) \cdot n \cdot \Gamma(n) \cdot \Gamma(x - n) = \frac{h \nu + 8 I_M \pi Z}{h \nu - I_M} \frac{x}{ak} \cdot \frac{x}{\sinh \frac{\pi Z}{ak}}$$

und, wie aus den oben gegebenen Definitionen nach einigen Umformungen gefolgert werden kann:

¹⁾ G. Schur, loc. cit.

²⁾ H. Beth e, loc. cit.

$$|F|^2 = \frac{I}{3} \cdot \left(\frac{2Z}{3ak} \right)^7 \frac{\pi m_0^2}{h^4} \cdot e^{\frac{\pi Z}{ak}};$$

$$|K_I(I)|^2 = \frac{16}{9k^8} \left(\frac{Z}{ak} \right)^2 \left(\frac{hv - I_M}{hv} \right)^6 \frac{2\pi Z}{ak} e^{\frac{4Z}{ak} \operatorname{arctg} \frac{Z}{3ak}},$$

so finden wir endlich :

$$\left(\frac{\tau}{\varrho} \right)_M = \frac{9}{8} \left(\frac{2Z}{3ak} \right)^{10} \frac{\pi Le^2}{Am_0rc} \left(\frac{hv - I_M}{hv} \right)^5 \frac{hv + 8I_M}{I_M}.$$

$$\cdot \frac{hv}{I_M} \cdot \frac{e^{\frac{3\pi Z}{ak}} \cdot e^{\frac{4Z}{ak} \operatorname{arctg} \frac{Z}{3ak}}}{\sinh \frac{\pi Z}{ak}} \left\{ \left(I + \frac{4}{3} \frac{I_M}{hv} \right)^2 + \frac{8}{3} \frac{I_M}{hv + 8I_M} \left(3 + 26 \frac{I_M}{hv} + 28 \frac{I_M^2}{h^2 v^2} \right) + \frac{16}{9} \left(\frac{I_M}{hv} \right)^2 \left(5 + 6 \frac{I_M}{hv} \right) \right\}. \quad (II)$$

Die Formel (II) gibt den Wert des Absorptionskoeffizienten der Röntgenstrahlung in der gesamten M -Schale an. Es ist klar, dass bei Berücksichtigung der Raumverteilung der Photoelektronen, welche den einzelnen Niveaus der M -Schale entstammen, die diesen Niveaus zugeordneten Absorptionskoeffizienten in der Form:

$$\left(\frac{\tau}{\varrho} \right)_{M_I} = \frac{9}{8} \left(\frac{2Z}{3ak} \right)^{10} \frac{\pi Le^2}{Am_0rc} \left(\frac{hv - I_M}{hv} \right)^5 \frac{hv + 8I_M}{I_M}.$$

$$\cdot \frac{hv}{I_M} \cdot \frac{e^{\frac{3\pi Z}{ak}} \cdot e^{\frac{4Z}{ak} \operatorname{arctg} \frac{Z}{3ak}}}{\sinh \frac{\pi Z}{ak}} \left(I + \frac{4}{3} \frac{I_M}{hv} \right)^2;$$

$$\left(\frac{\tau}{\varrho} \right)_{M_{II} + M_{III}} = 3 \left(\frac{2Z}{3ak} \right)^{10}.$$

$$\cdot \frac{\pi Le^2}{Am_0rc} \left(\frac{hv - I_M}{hv} \right)^5 \frac{hv}{I_M} \frac{e^{\frac{4\pi Z}{ak}} \cdot e^{\frac{3Z}{ak} \operatorname{arctg} \frac{Z}{3ak}}}{\sinh \frac{\pi Z}{ak}} \left(3 + 26 \frac{I_M}{hv} + 28 \frac{I_M^2}{h^2 v^2} \right);$$

$$\left(\frac{\tau}{\varrho} \right)_{M_{IV} + M_V} = 2 \left(\frac{2Z}{3ak} \right)^{10} \cdot \frac{\pi Le^2}{Am_0rc} \left(\frac{hv - I_M}{hv} \right)^5 \frac{hv + 8I_M}{hv}.$$

$$\cdot \frac{I_M}{hv} \cdot \frac{e^{\frac{3\pi Z}{ak}} \cdot e^{\frac{4Z}{ak} \operatorname{arctg} \frac{Z}{3ak}}}{\sinh \frac{\pi Z}{ak}} \left(5 + 6 \frac{I_M}{hv} \right)$$

zu schreiben sind.

Der Verfasser benutzt die Gelegenheit, um den Herren Prof. Dr. S. Loria und Prof. Dr. S. Szczeniowski, für ihre wertvollen Ratschläge und Hilfe bei der Ausführung und Verfassung dieser Arbeit herzlichst zu danken.

Physikalische Institute der Universität Lwów.

Eingegangen am 7. Dezember 1932.

Felix Joachim Wiśniewski.

La susceptibilité diamagnétique de l'hélium.

O stałej diamagnetycznej helu.

Streszczenie.

W poniższym artykule została zastosowana mechanika uogólniona przez autora¹⁾ do obliczenia stałej diamagnetycznej helu przy założeniu, że atom ma budowę zgodną z modelem, jaki podał dla niego Bohr.

W wyniku otrzymano dane liczbowe identyczne z danymi, otrzymanymi na drodze doświadczalnej.

Rękopis otrzymany dnia 19 grudnia 1932.

A. Dans la note présente on va calculer la susceptibilité diamagnétique de l'hélium en appliquant les principes de la mécanique généralisée par l'auteur au modèle de l'atome neutre d'hélium, donné par Bohr.

On verra que le résultat obtenu est tout-à-fait conforme avec les données expérimentales.

Pour simplifier les calculs, on va se restreindre au cas où le vecteur de l'intensité H du champ magnétique extérieur est normal au plan du mouvement des électrons de l'atome. Les équations de mouvement d'un électron de l'atome dans son plan de mouvement (x, y) sont:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= \frac{2\pi}{h} m\dot{y} \left(\frac{\partial M_x}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial x} \right) + \frac{2\pi^2}{h^2} m \frac{\partial M^2}{\partial x} - \frac{Z_{eff}c^2}{r^3} x, \\ m\ddot{y} &= -\frac{2\pi}{h} m\dot{x} \left(\frac{\partial M_x}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial x} \right) + \frac{2\pi^2}{h^2} m \frac{\partial M^2}{\partial y} - \frac{Z_{eff}c^2}{r^3} y, \end{aligned} \quad (\text{A})$$

où M_x et M_y remplissent l'équation:

$$\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} = 0. \quad (\text{B})$$

¹⁾ Annali di matematica pura et applicata, tomo X, 1932.

En introduisant les coordonnées polaires r et ϑ , l'équation (B) s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r M_r \right\} + \frac{\partial M_\vartheta}{\partial \vartheta} = o, \quad (\text{B}')$$

où $M_r = M_x \frac{x}{r} + M_y \frac{y}{r}$; $M_\vartheta = M_x \frac{x}{r} - M_y \frac{y}{r}$.

Si V désigne la solution de l'équation:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\partial V}{\partial r} \right\} + \frac{I}{r} \frac{\partial^2 V}{\partial \vartheta^2} = o,$$

on pourra poser: $M_r = \frac{\partial V}{\partial r} + M_{or}$; $M_\vartheta = \frac{I}{r} \frac{\partial V}{\partial \vartheta} + M_{o\vartheta}$,

où

$$V = \alpha \log r + \gamma \vartheta.$$

M_{or} et $M_{o\vartheta}$ satisfont à la relation (B').

On déterminera M_{or} et $M_{o\vartheta}$ de manière que les forces:

$$\frac{2\pi m}{h} \dot{y} \left(\frac{\partial M_{ox}}{\partial y} - \frac{\partial M_{oy}}{\partial x} \right); \quad - \frac{2\pi m}{h} \dot{x} \left(\frac{\partial M_{ox}}{\partial y} - \frac{\partial M_{oy}}{\partial x} \right)$$

soient identiques aux forces mécaniques du champ magnétique H :

$$\frac{e}{c} H \dot{y}; \quad - \frac{e}{c} H \dot{x}.$$

On aura alors l'équation:

$$\frac{e}{c} H = \frac{2\pi m}{h} \left(\frac{\partial M_{ox}}{\partial y} - \frac{\partial M_{oy}}{\partial x} \right)$$

à satisfaire.

Comme: $\frac{\partial M_{ox}}{\partial y} - \frac{\partial M_{oy}}{\partial x} = - \frac{M_{o\vartheta}}{r} - \frac{\partial M_{o\vartheta}}{\partial r}$,

on trouve: $\frac{e}{c} H = - \frac{2\pi m}{h} \left(\frac{M_{o\vartheta}}{r} + \frac{\partial M_{o\vartheta}}{\partial r} \right)$

Cette équation admet la solution:

$$M_{o\vartheta} = - \frac{h}{4\pi m c} H r.$$

Comme cette condition laisse M_{or} indéterminé, on posera dans la suite: $M_{or} = o$.

Dans un champ magnétique extérieur H normal aux plan de mouvement de l'électron, l'équation (B') admet la solution suivante:

$$M_r = \frac{a}{r}; M_\vartheta = \frac{\gamma}{r} - \frac{h}{4\pi m c} H r.$$

Par l'intermédiaire des équations (A) on trouve:

$$\frac{d}{dt} (mr^2 \dot{\vartheta}) = \frac{2\pi m}{h} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r M_\vartheta \right\} \cdot \frac{dr}{dt}.$$

En intégrant cette équation on obtient:

$$mr^2 \dot{\vartheta} = \frac{2\pi m}{h} r M_\vartheta + A.$$

En introduisant l'expression de M_ϑ on a:

$$mr^2 \dot{\vartheta} = A + \frac{2\pi m}{h} \gamma - \frac{I e}{2c} H r^2.$$

$$\text{Comme: } p_\vartheta = mr^2 \dot{\vartheta} - \frac{2\pi m}{h} r M_\vartheta,$$

on obtient, en introduisant l'expression de $mr^2 \dot{\vartheta}$:

$$p_\vartheta = A.$$

Conformément aux conditions de Wilson-Sommerfeld on a:

$$\oint p_\vartheta d\vartheta = 2\pi A = n_\vartheta \cdot h,$$

d'où il suit que

$$A = \frac{h}{2\pi} n_\vartheta \cdot h.$$

En introduisant cette valeur de A dans l'expression de $mr^2 \dot{\vartheta}$ on obtient:

$$mr^2 \dot{\vartheta} = \frac{h}{2\pi} n_\vartheta + \frac{2\pi m}{h} \gamma - \frac{I e}{2c} H r^2.$$

En introduisant la constante $\lambda = \frac{8\pi^2}{h^2} m \gamma$, on a:

$$mr^2 \dot{\vartheta} = \frac{h}{2\pi} \left(n_\vartheta + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{I e}{2c} H r^2.$$

Pour l'aire $\frac{I}{2} r^2 \dot{\vartheta}$ décrite par le rayon vecteur de l'électron dans l'unité du temps on a alors l'expression:

$$\dot{S} = \frac{I}{2} r^2 \dot{\vartheta} = \frac{h}{4\pi m} \left(n_\vartheta + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{e}{4mc} H r^2.$$

Pour la valeur moyenne de \bar{S} on a:

$$\bar{S} = \frac{\hbar}{4\pi m} \left(n_{\vartheta} + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{e}{4mc} H r^2.$$

En posant dans la relation: $\oint p_r dr = n_r h$

$$p_r = -\frac{2\pi m \alpha}{h} \frac{r}{r} + \sqrt{2m h_0 - \frac{e^2 \pi}{c} H n_{\vartheta} + \frac{2me Z_{eff}}{r} - \left\{ A^2 - \frac{4\pi^2 ma^2}{h^2} + \frac{4\pi m A \gamma}{h} \right\} \frac{1}{r^2}}$$

et en effectuant les calculs on trouve pour h_0 l'expression:

$$h_0 = \frac{\hbar}{4\pi m c} H n_{\vartheta} - \frac{N h Z_{eff}^2}{(n_r + n_{\vartheta} + d)^2},$$

où: $d = -\omega k + (\sqrt{n_{\vartheta}^2 + \omega^2 + \lambda n_{\vartheta}} - n_{\vartheta})$

et où on a posé: $\omega = -\frac{4\pi m \alpha i}{h^2}$; $\lambda = \frac{8\pi^2}{h^2} m \gamma$.

En absence du champ H l'électron décrit une ellipse, dont le grand axe a et l'excentricité ε sont donnés par les expressions suivantes:

$$a = a_0 \frac{(n_r + n_{\vartheta} + d)^2}{Z_{eff}}, \quad \varepsilon = \sqrt{1 - \frac{n_{\vartheta}^2 + \omega^2 + \lambda n_{\vartheta}}{(n_r + n_{\vartheta} + d)^2}},$$

comme on peut le montrer facilement. a_0 désigne le rayon de l'atome de l'hydrogène.

Puisque dans le cas du mouvement elliptique: $r^2 = a^2 (1 + \frac{3}{2} \varepsilon^2)$, on trouve pour \bar{r}^2 l'expression:

$$\bar{r}^2 = a_0^2 \frac{(n_r + n_{\vartheta} + d)^2}{Z_{eff}^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_{\vartheta} + d)^2 - \frac{3}{2} (n_{\vartheta}^2 + \omega^2 + \lambda n_{\vartheta}) \right\}.$$

En introduisant maintenant \bar{r}^2 dans S , on a:

$$\bar{S} = \frac{\hbar}{4\pi m} \left(n_{\vartheta} + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{e}{4mc} a_0^2 \frac{(n_r + n_{\vartheta} + d)^2}{Z_{eff}^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_{\vartheta} + d)^2 - \frac{3}{2} (n_{\vartheta}^2 + \omega^2 + \lambda n_{\vartheta}) \right\}.$$

Entre l'aire \bar{S} décrise par le rayon vecteur de l'électron en unité du temps dans son mouvement de rotation et le moment magnétique μ de l'électron en rotation il y a, comme on sait, la relation:

$$\mu = \frac{e}{c} \bar{S};$$

μ a la direction normale au plan (xy) de rotation.

En introduisant l'expression de \bar{S} on trouve pour le moment magnétique μ d'un électron en rotation:

$$\mu = \frac{he}{4\pi mc} \left(n_\theta + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{e^2}{4mc^2} a_o^2 \frac{(n_r + n_\theta + d)^2}{Z_{eff}^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\} H.$$

Dans le cas de l'hélium et de ses analogues on a obtenu dans un travail antérieur l'expression exacte du potentiel d'ionisation, en appliquant les principes de la mécanique généralisée au modèle de Bohr.

Dans ce modèle les deux électrons circulent autour du noyau de charge Ze en se trouvant toujours sur une droite qui passe par le noyau. Le noyau se trouve entre les deux électrons et à distance égale de chacun d'eux.

Pour le modèle considéré de l'hélium on a $Z_{eff} = Z - \frac{1}{4}$.

Pour le moment magnétique d'un seul électron de l'atome d'hélium et de ses analogues on a alors l'expression:

$$\mu = \frac{he}{4\pi mc} \left(n_\theta + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{e^2}{4mc^2} a_o^2 \frac{(n_r + n_\theta + d)^2}{(Z - \frac{1}{4})^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\} H,$$

si le champ H est normal au plan de rotation de l'électron.

Comme l'atome d'hélium et de ses analogues contient deux électrons circulant dans le même plan et dans le même sens, on obtient le moment μ_0 de l'atome en multipliant μ par 2, car les deux électrons ont les mêmes nombres quantiques et les mêmes défauts quantiques.

On a donc pour μ_0 :

$$\mu_0 = \frac{he}{2\pi mc} \left(n_\theta + \frac{\lambda}{2} \right) - \frac{e^2}{2mc^2} a_o^2 \frac{(n_r + n_\theta + d)^2}{(Z - \frac{1}{4})^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\}.$$

L'énergie potentielle $-\mu_0 H$ s'écrit alors:

$$-\mu_0 H = \frac{e^2}{2mc^2} a_o^2 H^2 \frac{(n_r + n_\theta + d)^2}{(Z - \frac{1}{4})^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\} - \frac{he}{2m\pi c} \left(n_\theta + \frac{\lambda}{2} \right) H.$$

On va admettre maintenant que dans un milieu de N_0 atomes contenus dans l'unité de volume tous les atomes d'hélium prennent dans

le champ extérieur H des positions telles que les plans du mouvement des électrons soient normaux au champ H .

Ces positions diffèrent seulement par la direction du moment magnétique μ_0 qui dans un cas aura la direction du champ H et dans l'autre — la direction opposée à la direction de H .

Si les deux positions sont également probables, on trouve, en sommant les énergies $-\mu_0 H$ de tous les atomes, l'expression suivante:

$$-\mu_0 N_0 H = \frac{e^2}{2mc^2} N_0 a_0^2 H^2 \frac{(n_r + n_\theta + d)^2}{(Z - \frac{1}{4})^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\},$$

puisque le terme: $-\frac{he}{2\pi mc} H (n_\theta + \frac{\lambda}{2})$

étant pour la moitié des atomes positif et pour l'autre moitié négatif donne lieu à une somme nulle.

En se servant maintenant de la définition suivante de la susceptibilité χ : $\chi = N \frac{kT}{H} \cdot \frac{\partial \log \sigma}{\partial H}$, où: $c = \exp \frac{\mu_0 H}{KT}$, on obtient pour la susceptibilité diamagnétique de l'hélium et de ses analogues l'expression suivante:

$$\gamma_d = -N_0 \frac{e^2}{mc^2} a_0^2 \frac{(n_r + n_\theta + d)^2}{(Z - \frac{1}{4})^2} \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\}.$$

En introduisant les valeurs numériques de N_0 , a_0 , $\frac{e^2}{mc^2}$:

$$N_0 = 6,062 \cdot 10^{23}; a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ cm}; \frac{e^2}{mc^2} = 2,816 \cdot 10^{-13},$$

on trouve:

$$\chi_d = -4,7796 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{(n_r + n_\theta + d)^2 \left\{ \frac{5}{2} (n_r + n_\theta + d)^2 - \frac{3}{2} (n_\theta^2 + \omega^2 + \lambda n_\theta) \right\}}{(Z - \frac{1}{4})^2}.$$

Pour le niveau $1S$ de l'hélium ($Z = 2$) on a:

$$n_r = 0, n_\theta = 1, \lambda = 0, d = 0,02743; \omega = 0,02707,$$

numbers qui, introduits dans l'expression du potentiel d'ionisation V_i de l'hélium et de ses analogues:

$$V_i = Nh \left\{ 2(Z - \frac{1}{4})^2 \cdot \frac{I}{(n_r + n_\theta + d)^2} - Z^2 \right\},$$

donnent les valeurs exactes du potentiel d'ionisation; comme cela est montré dans la suite.

Si on introduit maintenant les mêmes valeurs numériques dans l'expression de χ_d on obtient pour la susceptibilité de l'hélium la valeur numérique:

$$\chi_d = -1,874 \cdot 10^{-6},$$

tandis que d'après Hector¹⁾ on a pour la susceptibilité diamagnétique de l'hélium:

$$\chi_d = -1,88 \cdot 10^{-6}.$$

Les deux valeurs sont presque identiques.

B. On peut aussi donner une expression analogue des potentiels d'ionisation de l'hélium neutre et de ses analogues.

Si les deux électrons circulent autour d'un noyau de charge Ze de façon que dans leur mouvement autour du noyau ils se trouvent toujours sur une droite passant par le noyau qui est situé entre les électrons à égale distance de chacun d'eux, l'énergie d'ionisation est égale à:

$$\frac{V}{Nh} = z \left(Z - \frac{I}{4} \right)^2 \frac{r}{(n+d)^2} - Z^2, \quad (J)$$

où

$$d = -\omega + \sqrt{I + \omega^2} - I.$$

Cette expression de V exprime très exactement les potentiels d'ionisation de l'hélium neutre et de ses analogues, si l'on pose pour ω l'expression:

$$\omega = \frac{I}{16Z} \left[I + \log \left(I - \frac{I}{4Z} \right) \right]. \quad (I)$$

Dans le tableau suivant sont rassemblées les valeurs de ω calculées au moyen de la formule (I) ainsi que les valeurs des potentiels d'ionisation, calculées de (J) et les valeurs V' déterminées expérimentalement.

Element	Z	ω	d	V (volts)	V' (volts)
He	2	0,02707	0,02743	24,44	24,43
Li	3	0,01902	0,01920	75,30	75,28 ²⁾
Be	4	0,01462	0,01473	153,15	153,09 ²⁾
B	5	0,01186	0,01193	258,05	258,10 ²⁾
C	6	0,00997	0,01007	389,93	389,90 ³⁾

On voit donc que les valeurs calculées V sont à très peu de chose les mêmes que les valeurs observées V' .

Manuscrit reçu le 19 décembre 1932.

¹⁾ Hector. Phys. Rev., 24, 448, 1924.

²⁾ Algot Ericson et Bengt Edlen, ZS. f. Phys., 59, 656, 1930.

³⁾ Bengt Edlen, Nature, 127, 405, 1931.

L. Job.

Ein Beitrag zur Lösung der Frage nach dem Träger der im Quecksilberspektrum bei der Linie $\lambda = 2482,07 \text{ Å}$ auftretenden Banden¹⁾.

Przyczynek do zagadnienia o nośnikach pasm widma rtęci w pobliżu prążka $\lambda = 2482,07 \text{ Å}$ ²⁾.

Streszczenie.

W pobliżu prążka $\lambda = 2482,07 \text{ Å}$ widma rtęci występuje kilka pasm o dość osobliwym charakterze. Pierwsze z tych pasm, którego krawędź odpowiada długości fali $\lambda = 2476,07 \text{ Å}$, zostało rozszczepione przez Brzozowską³⁾ przy użyciu dyspersji około 1 Å na milimetr, przy czem długości fali dały się ująć we wzór na galążkę Q . Pasmo sąsiednie, $\lambda = 2469,5 \text{ Å}$, nie zostało rozszczepione przez Brzozowską; próba rozszczepienia i tego drugiego pasma wydawała się rzeczą interesującą. To było też początkowo celem niniejszej pracy.

Pasmo badane otrzymywano przy zastosowaniu specjalnej lampy (rys. I), w której destylująca para rtęci była wzbudzana do świecenia prądem zmiennym wysokonapięciowym. Ponieważ taki strumień pary rtęci działa jak pompa dyfuzyjna — zresztą i zwykłe pompy dyfuzyjne zawsze były czynne podczas ekspozycji — i natychmiast usuwa wszelkie mogące się wydzielić gazy adsorbowane, czy też dyfundujące poprzez rtęć, można wyciągnąć wniosek, że nośnikami pasma są cząsteczki Hg_2 względnie jony Hg_2^+ lub Hg_2^{++} , a nie cząsteczki HgH , jak to możnaby przypuścić na podstawie faktu, że dodanie H_2 do łuku rtęciowego wzmacnia

¹⁾ Vorgetragen bei der VI. Tagung der Polnischen Physiker in Warschau, September 1932.

²⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

³⁾ Brzozowska, ZS. f. Ph. 63, 577, 1930.

asma. Wniosek ten daje się pogodzić z budową widmową pasma (rys. 2), sfotografowanego przy dyspersji około $1/3 \text{ \AA/mm}$. Jak widać z rysunku, pasmo to posiada conajmniej kilka członów o wyraźnym charakterze głowicowym, dalsze zaś, bardziej krótkofałowe, stają się rozmyte, przechodząc w dalszym ciągu w dość ostre prążki, położone na wyraźnie występującym tle. Pasma, których struktura rotacyjna nie uwydatniałaby się jeszcze przy dyspersji $1/3 \text{ \AA/mm}$, nie mogą być emitowane przez tak lekką cząsteczkę, jak HgH . Za jonami Hg_2 przemawiają pewne wyniki pracy Beyerlein¹⁾, który przypuszcza, że strumień destylującej pary rtęci, przechodzący przez dyszę, w bardzo znacznym stopniu składa się z jonów Hg_2^+ i Hg_2^{++} , oraz fakt, że badanego pasma nie wykryto ani we fluorescencji, ani w absorbcji.

Co się tyczy drugiego pasma o krawędzi $\lambda = 2469,5 \text{ \AA}$, występuje ono przy dużej dyspersji na kliszy bardzo słabo, prawdopodobnie jednak jest ciągłe.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dn. 10 grudnia 1932.

Im Emissionspektrum des Hg -Dampfes treten unter bestimmten Erregungsbedingungen in der Nähe der Linie $\lambda = 2482,07 \text{ \AA}$ vier Banden mit scharf ausgeprägten Bandenköpfen auf. Die Wellenlängen der Bandenköpfe betragen: I. $\lambda = 2476,07 \text{ \AA}$, II. $\lambda = 2469,5 \text{ \AA}$, III. $\lambda = 2458,0 \text{ \AA}$, IV. $\lambda = 2449,5 \text{ \AA}$. Die zwei ersten Banden sind zuerst von Stark und Wendt²⁾ und später von Nagaoaka³⁾ beobachtet und als kontinuierlich gedeutet worden, die beiden anderen entdeckte Brzozowska⁴⁾, als sie zwecks näherer Erforschung der Struktur der Bande $\lambda = 2476,07$ die günstigsten Erregungsbedingungen für diese Bande feststellen wollte. Die ersten Angaben über eine Struktur der ersten Bande ($\lambda = 2476 \text{ \AA}$), die zugleich auch die intensivste ist, finden wir bei Pieńkowski⁵⁾, dem es bei Verwendung eines Spektrographen von mittlerer Dispersion (5 bis 8 \AA pro mm) gelang, sie teilweise aufzulösen.

¹⁾ Beyerlein, ZS. f. Ph. 77, 632, 1932.

²⁾ Stark u. Wendt, Phys. ZS. 14, 562, 1913.

³⁾ Nagaoaka, Japanese Journ. of Phys., 1, 1, 1922.

⁴⁾ Brzozowska, l. c.

⁵⁾ Pieńkowski, Bull. de l'Acad. Pol., Nr. 4—5 (A), S. 171, 1928.

Lord Rayleigh¹⁾ bestimmte unter Verwendung einer grossen Dispersion noch weitere Linien der Bande, konnte jedoch auf Grund seiner Resultate nicht entscheiden, ob die gemessenen Linien als Glieder einer Rotationsbande oder einer Bandenfolge zu deuten sind. Auf die zweite Möglichkeit weisen nach Lord Rayleigh die Unschärfe der Linien und die Intensitätsverteilung innerhalb der Linien hin. Es sei noch erwähnt, dass Condon²⁾ eine wellenmechanische Deutung des eigentümlichen Charakters dieser Bande vorgeschlagen hat; es scheint jedoch, dass diese Deutung jetzt nicht mehr aufrechtzuerhalten ist³⁾.

Brzozowska gelang es bei Verwendung eines Spektrographen von grosser Dispersion (etwa 1 Å pro mm) die erste Bande ganz aufzulösen und die Wellenlängen der Linien zu bestimmen. Es ergab sich, dass diese der Formel für den Q-Zweig einer Rotationsbande gehorchen. Es blieb jedoch die augenfällige Asymmetrie der letzten Linien unerklärt. Es lag nun nahe zu versuchen, auch die zweite Bande ($\lambda = 2469,5$ Å) aufzulösen und ihre Feinstruktur zu bestimmen. In dieser Absicht wurde die vorliegende Arbeit unternommen.

Die Banden wurden in einer Quecksilberquarzlampe spezieller Bauart, die in Abb. 1 schematisch dargestellt ist, angeregt. In der Lampe befand sich durch Destillation gereinigtes Quecksilber, dessen Niveau mit Hilfe einer Barometersäule reguliert werden konnte. Der zur Pumpe führende Teil des Rohres und die Eisenelektrode E waren wassergekühlt, während das Quecksilber im linken Arm mit einem kleinen Rundbrenner B erhitzt wurde. Auf diese Weise entstand ein dauernder Strom destillierenden Quecksilberdampfes von dem linken nach dem rechten Arm des Rohres.

Da die beiden Arme miteinander kommunizierten, war nach einmaliger Einregulierung ein stets gleichbleibendes Niveau des Quecksilbers während der Dauer einer Exposition gewährleistet. Die ca 2 cm lange Verengung A, deren Durchmesser ungefähr 1 mm betrug, bewirkte infolge des Reibungswiderstandes, welchen sie auf den Dampf-

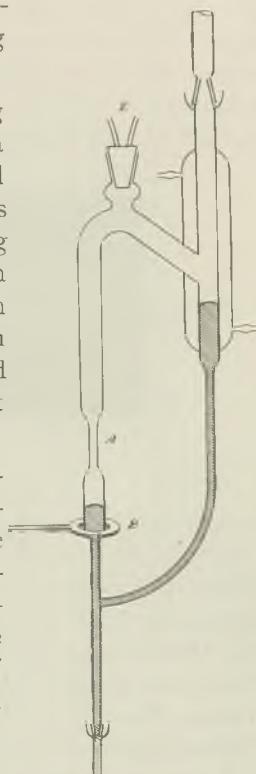


Abb. 1.

¹⁾ Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. London (A) 782, 349, 1928.

²⁾ E. Condon, Phys. Rev. 32, 858, 1928.

³⁾ Vgl. Winans, Phys. Rev. 41, 388, 1932.

strahl ausühte, eine Vergrösserung des Dampfdruckes in dem zwischen Verengung und Quecksilberniveau befindlichen Raume. Der dadurch bewirkte Niveau-Unterschied in beiden Armen der Entladungsrohre betrug 100 bis 120 mm. Der Stand des Quecksilbers, wie er sich während der Tätigkeit der Lampe durch entsprechendes Nachregulieren des Barometers herausbildete, ist in der Zeichnung durch Schraffierung angedeutet. Das Quecksilber war mit dem einen, die Eisenelektrode mit dem anderen Pol des Sekundärkreises eines Transformators von 1 kW Leistung und 15 000 V Maximalspannung verbunden. Die Entladungen fanden nur im linken, erhitzten Teil der Lampe statt; es bildete sich über dem Quecksilberniveau unterhalb von A ein intensiv leuchtender Kegel destillierenden Quecksilberdampfes. Oberhalb der Verengung war das Leuchten

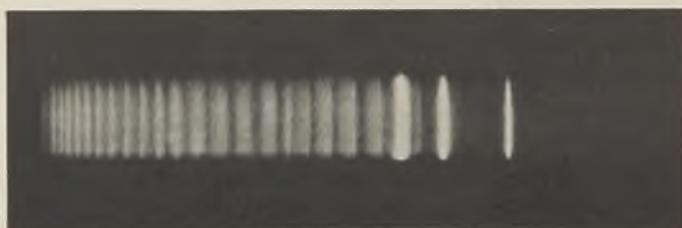


Abb. 2.

verhältnismässig schwach. Der leuchtende Kegel wurde mit einer Quarzlinse auf dem Spalt eines Spektrographen von Jobin-Yvon abgebildet (Dispersion von ungefähr $\frac{1}{3}$ Å pro mm). Da diese Dispersion dreimal grösser war, als die von Brzozowska angewandte, konnten die Wellenlängen der Feinstruktur der Bande mit grösserer Genauigkeit bestimmt werden. Ausserdem wurden die Wellenlängen zweier weiterer Linien bestimmt. Die nachstehende Tabelle enthält die gemessenen Wellenlängen neben den von Lord Rayleigh und Brzozowska bestimmten und die auf das Vakuum umgerechneten Wellenzahlen.

Wie aus der Abb. 2 ersichtlich, besitzt die Bande eine ganz eigentümliche Struktur. Die ersten, langwelligen Glieder besitzen das Aussehen von typischen Banden mit deutlich hervortretenden Bandenköpfen, während die weiteren unscharf werden und ihr Intensitätsmaximum ungefähr in der Mitte der „Teilbande“ liegt. Sie werden nach kürzeren Wellen hin immer schmäler und erhalten zuletzt das Aussehen von verhältnismässig scharfen Linien. Weil die Banden weder in der Absorption noch in der Fluoreszenz beobachtet wurden, kann man vermuten, dass der Endzustand ihrer Emission ein hoch angeregter Zustand sein muss. Es liegt der Gedanke nahe, als ihre Träger Quecksilberionen anzusehen.

Tabelle I.

l. N.	Rayleigh	Brzozowska	Verfasser	Wellenzahlen
0	2476,20	2476,07	2476,12 ²	40373,56
1	—	—	2476,15 ⁶	372,95
2	—	2476,22	2476,23 ³	371,77
3	—	2476,31	2476,33 ⁷	369,98
4	—	2476,40	2476,44 ⁰	368,35
5	—	2476,53	2476,58 ⁰	366,07
6	—	2476,66	2476,72 ⁵	375,89
7	—	2476,83	2476,89 ⁰	361,42
8	—	2477,01	2477,11 ¹	357,55
9	2477,32	2477,23	2777,29 ¹	354,50
10	2477,53	2477,46	2477,53 ⁰	350,59
11	2477,76	2477,72	2477,78 ³	346,51
12	2478,02	2477,97	2478,02 ²	342,65
13	2478,31	2478,28	2478,28 ³	338,37
14	2478,65	2478,64	2478,65 ⁷	332,18
15	2479,04	2479,06	2479,03 ³	326,17
16	2479,39	2479,56	2479,55 ³	317,71
17	2479,81	2479,87	2479,83 ⁷	313,00
18	2480,23	2480,22	2480,19 ⁷	307,55
19	2480,72	2480,64	2480,60 ⁶	300,58
20	2481,15	2481,11	2481,06 ⁰	293,16
21	2481,60	2481,64	2481,52 ⁹	285,63
22	—	2482,21	2482,20 ³	274,67
23	—	—	2482,25 ⁴	273,74

Dass man es hier überhaupt mit Hg_2 -Molekülen und nicht mit HgH -Molekülen zu tun hat, wie man es auf Grund der Tatsache annehmen könnte, dass das Hinzufügen von H_2 zum Hg -Dampf bei Bogenentladungen die Banden verstärkt (bei Erregung mit hochgespanntem Wechselstrom ist es umgekehrt), dafür spricht die vorher beschriebene Erregungsart: der Dampfstrahl des destillierenden Quecksilbers wirkt von selbst wie eine Diffusionspumpe, indem er Gase, die sich von der Gefäßwand lösen

oder durch das Quecksilber diffundieren könnten, mit fortreisst. Ausserdem waren die Diffusionspumpen während der Exposition stets im Gange. Dass etwa beim Erhitzen des Quecksilbers H_2 aus der Gasflamme durch die Quarzwände hätte dringen können, war nicht zu befürchten, da die Flämmchen des Rundbrenners die Quarzwände nicht berührten. Das Quecksilber wurde vielmehr durch einen Strom heißer Luft erhitzt.

Wie Beyerlein¹⁾ auf Grund seiner Untersuchungen annimmt, besteht ein Strahl destillierenden Quecksilberdampfes, der durch eine Düse von Glas oder Metall strömt, hauptsächlich aus Quecksilberionen, und zwar aus einfach und doppelt ionisierten Atomen und Molekülen.

Bei genügend niedrigem Druck bestehe der Dampfstrahl fast ausschliesslich aus Hg_2^{++} . Dabei beobachtete Beyerlein eine starke Bandenemission. Die Ergebnisse von Beyerlein scheinen somit die vorhin ausgesprochene Ansicht zu stützen, dass als die Träger der Banden Hg -Ionen anzusehen sind. Zu einem ähnlichen Resultat gelangt Winans²⁾, der als Träger dieser Banden Hg_2^+ -Ionen annimmt. Mit der Ansicht, dass als die Träger der Banden Quecksilbermoleküle, im Gegensatz zu HgH -Molekülen, anzusehen sind, lässt sich auch der spektrale Charakter der Banden gut vereinbaren. So könnte man, zum mindesten als Arbeitshypothese, annehmen, dass die Glieder der Bande mit deutlichem Bandenkopf wirklichen Oszillationsbanden mit unaufgelöster Rotationsstruktur entsprechen. In der Tat, nimmt man ein Hg_2 -Molekül an, dessen Kernabstand ungefähr 2 Å beträgt (Entfernung der Ionen im Kristallgitter), dann wäre ein Abstand der Linien des Rotationspektrums von der Grössenordnung einiger Hundertstel cm^{-1} zu erwarten. Man könnte dann unmöglich erwarten, dass die einzelnen Rotationslinien bei der angewandten Dispersion getrennt erscheinen, und die Teilbanden müssten kontinuierlichen Charakter aufweisen, wie das tatsächlich der Fall ist. Bei höheren Oszillationsniveaus werden die interatomaren Bindungen schwächer und die Struktur der Banden wird verwaschen. In der untersuchten Bande beobachten wir tatsächlich ein Unscharfwerden der Teilbanden. Die ersten, langwelligen Glieder besitzen deutlich ausgeprägte Bandenköpfe, die weiteren werden verwaschen; zuletzt gehen sie in immer schmäler werdende linienartige Gebilde über.

¹⁾ Beyerlein, ZS. f. Phys. 77, 632, 1932.

²⁾ Winans, Phys. Rev. (2) 41, 388, 1932. — Anmerkung bei der Korrektur: — Vor kurzem erschien eine Arbeit von Winans, Phys. Rev. 42, 800, 1932, in der eine plausible Erklärung der Struktur dieser Banden gegeben worden ist. Winans betrachtet jede der oben genannten Banden als „sequence“ ($\Delta v = \text{const}$), wobei der stärksten Bande ($\lambda = 2476,07 \text{ Å}$) $\Delta v = 0$ entspricht. Er hat ausser den bis jetzt bekannten Banden einige neue gefunden.

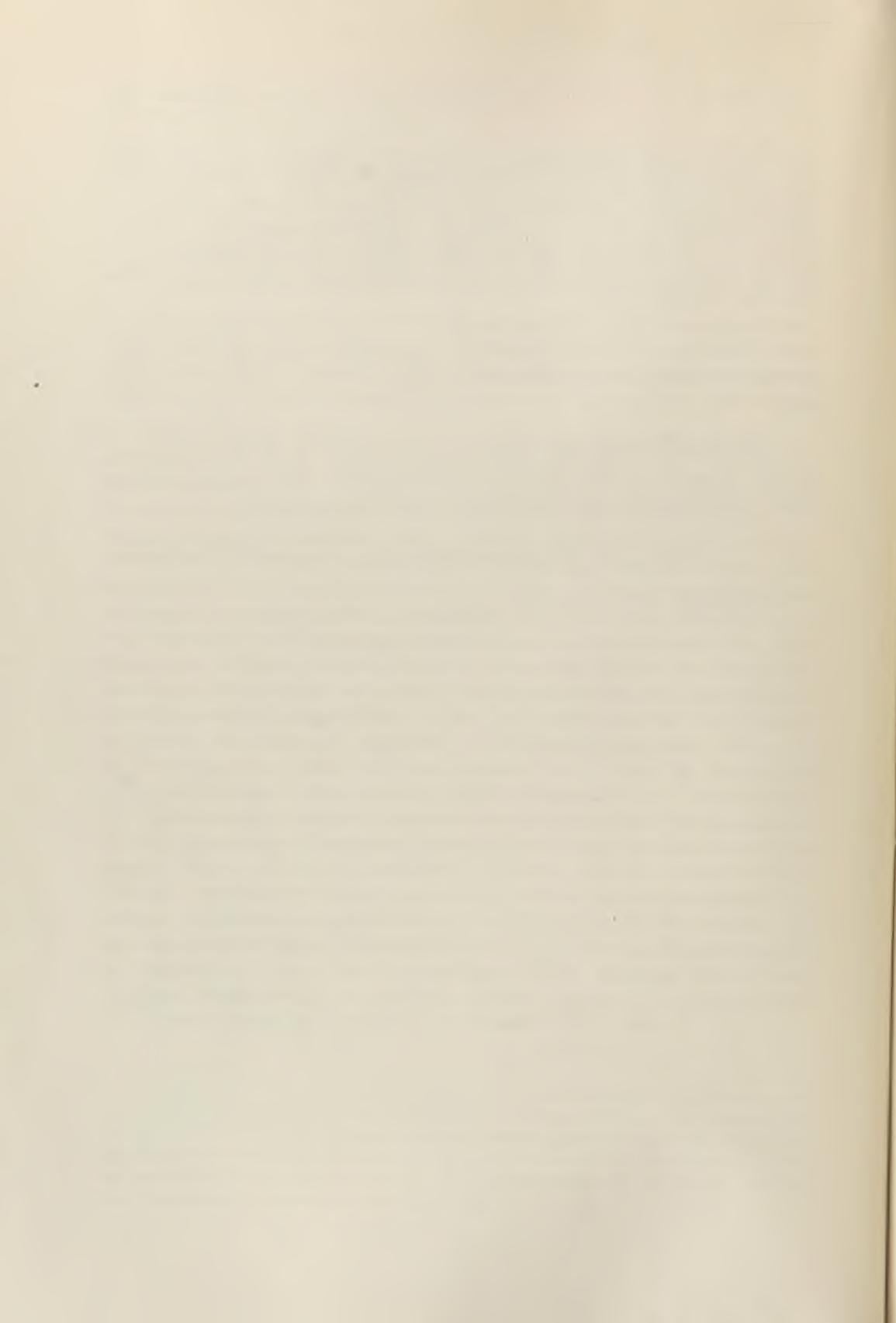
In diesem Zusammenhange sei hier noch eine Beobachtung mitgeteilt. Es erscheint nämlich in der Bogenentladung bei höheren Stromdichten ungefähr in der Mitte der Bande die verbotene Linie $\lambda = 2478,66\text{\AA}$, die dem Termübergang $2^3P_1 - 5^3F_2$ des *Hg*-Atoms entspricht. Die Intensität der Bande nimmt ab bei wachsender Intensität der Linie, bei genügend grosser Stromdichte verschwindet sie ganz und an ihre Stelle tritt die erwähnte Linie.

Die Intensität der zweiten Bande $\lambda = 2469,5 \text{ \AA}$ war zu gering, um etwas Bestimmtes über ihre Feinstruktur aussagen zu können. Sie scheint jedoch kontinuierlicher zu sein, wie das Lord Rayleigh schon festgestellt hat.

Zum Schluss sei es mir gestattet, Herrn Prof. S. Pieńkowski für die Anregung zu der Arbeit und die wertvollen Ratschläge während ihrer Ausführung meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Institut für Experimentalphysik der Universität Warschau.

Eingegangen am 10. Dezember 1932.



J. Roliński.

Badania nad łukiem dużej mocy w polu magnetycznym¹⁾.

Etude de l'arc électrique de grande puissance dans le champ magnétique²⁾.

S o m m a i r e.

On a étudié l'action d'un champ magnétique homogène, créé par un électroaimant construit d'une manière spéciale, sur un arc électrique produit dans l'air entre deux électrodes en cuivre. On a déterminé la vitesse avec laquelle les bouts de l'arc se séparaient et sa longueur maximum, en fonction de l'intensité du champ magnétique et de l'intensité du courant initial, en photographiant l'arc sur un cylindre animé d'un mouvement de rotation. L'étude a été effectuée pour des champs allant jusqu'à 320 gauss et des intensités de courant jusqu'à 435 ampères, la tension restant invariablement de 220 volts. On a déterminé la variation des tensions sur les électrodes et des intensités du courant pour les arcs en question, au moyen de photographies oscillographiques.

On a trouvé que la vitesse momentanée avec laquelle les bouts de l'arc se séparent croît linéairement avec l'accroissement des valeurs momentanées de l'intensité du courant et qu'elle croît à mesure que l'intensité du champ croît.

Je tiens à remercier cordialement M. le Professeur Dr. M. W o l f k e pour les conseils éclairés qu'il m'a prodigué pendant les expériences.

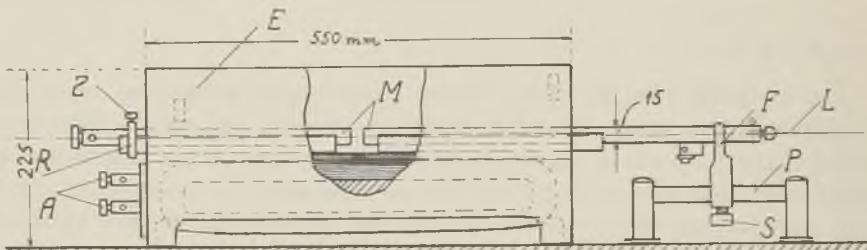
Institut de Physique de l'Ecole Polytechnique de Varsovie.

Manuscrit reçu le 14 décembre 1932.

¹⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, w październiku 1932.

²⁾ Travail présenté au VI Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, octobre 1932.

W nowszych czasach nad zagadnieniem wpływu pola magnetycznego na łuk elektryczny pracowali: J. Nicol¹⁾, E. Philipp²⁾, A. Dufour³⁾, C. E. Guye i A. Rothen⁴⁾, H. Stolt⁵⁾, N. Minorsky⁶⁾ i inni. Nicol badał szybkość wirowania łuku w poprzecznem i promienistem polu magnetycznym, i stwierdził, iż szybkość ta jest proporcjonalna do natężenia pola i do natężenia prądu. Dufour obserwował szybkości do 650 m/sek. przy 3000 gaussów. Niema jednakże prac, w których badanobędzie zachowanie się elementów łuku w jednorodnym polu magnetycznym. W pracy niniejszej zamierzeniem moim było zbadać szybkość rozchodzenia się końców łuku elektrycznego w jednorodnym polu magnetycznym przy różnych natężeniach prądu pierwotnego i różnych natężeniach pola magnetycznego, przy jednoczesnym wyznaczeniu przebiegu natężeń prądu i napięć na elektrodach zapomocą



Rys. I.

zdjęć oscylograficznych. Do wytwarzania pola magnetycznego służył przedstawiony na rys. I elektromagnes E , wykonany w Zakładzie Fizycznym I Politechniki Warszawskiej.

Biegury elektromagnesu wraz z rdzeniem stanowią jeden odlew żeliwny, długości 55 cm i szerokości 13 cm. Uzwojenie elektromagnesu stanowiło 90 zwojów drutu miedzianego o średnicy rdzenia 2 mm; końce tego uzwojenia dołączone są do zacisków A . Łuk elektryczny wytwarzał się między miedzianymi elektrodami M , których przekrój poprzeczny jest kwadratem o wymiarach 15×15 mm. Elektrody umieszczone w rowku z szyfru. Lewa elektroda (anoda) jest umocowaną nieruchomo przy pomocy ramki R , posiadającej śrubę zaciskową Z ; prawa zaś elektroda (katoda) może przesunąć się wzduł rowka przy pomocy dodatkowego

¹⁾ J. Nicol, Proc. Royal Soc., 82 (A), 29, 1909.

²⁾ E. Philipp, Über Ausschaltvorgänge und magnetische Funkenlöschung, Berlin SW 48. Verl. L. Simon Nf. 1909.

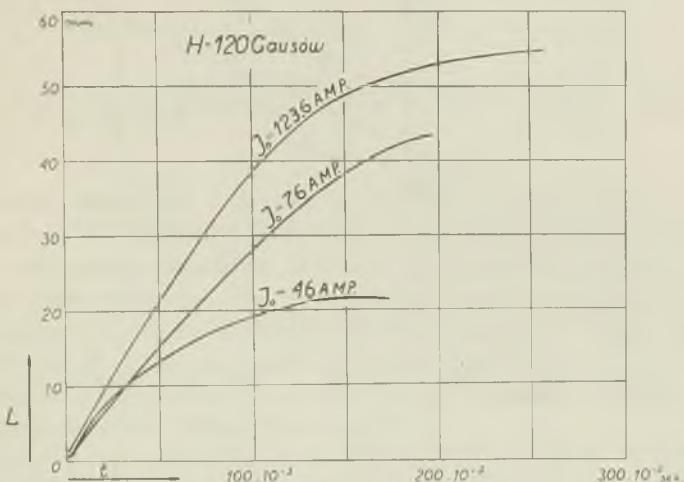
³⁾ A. Dufour, C. R. 151, 60, 1910. Ann. Chim. Phys. 22 (I), 282, 1911. Journ. d. Phys. 1 (5), 109, 1911.

⁴⁾ C. E. Guye et A. Rothen, Arch. de Sc. Phys. et Nat. (5) 3, 441, 1921.

⁵⁾ Helge Stolt, Ann. d. Phys., 74, (4), 80, 1924.

⁶⁾ N. Minorsky, Journ. de Phys. (6) 9, 127, 1928.

elektromagnesu, działającego na linkę L . Dla ograniczenia ruchu katody, a więc i dla ustalenia maksymalnej odległości między elektrodami, służy zaczep F , który daje się przesunąć w lewo lub w prawo na prowadzeniu P i, po dobraniu odpowiedniego rozsunięcia elektrod, jest umocowywany śrubą zaciskową S . Dla zabezpieczenia elektromagnesu od nagrzewania w czasie palenia się łuku, wyłożono elektromagnes od środka płytami azbestowemi. Natężenie pola magnetycznego mierzono metodą wkładania cewki, o średnicy 25 mm i o 38 zwojach, między bieguny elektromagnesu i odczytywania maksymalnego wychylenia galwanometru balistycznego. Fotografowano łuk na papierze, osadzonym na wirującym bębnie w kamierce fotograficznej. Stałość obrotów otrzymywano przez osadzenie bębna na wale silnika synchronicznego. Przebieg natężenia prądu



Rys. 2.

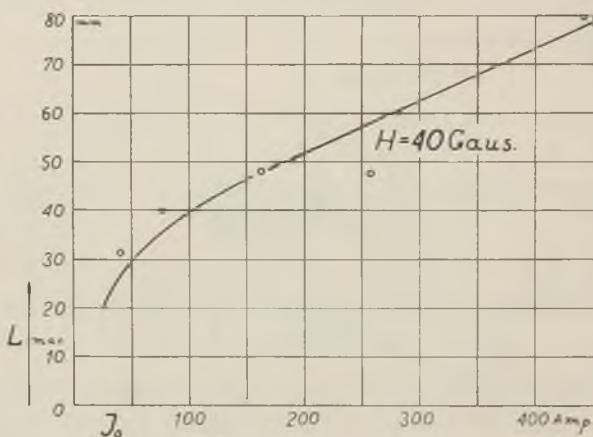
i napięcia na elektrodach łuku wyznaczano przy pomocy oscylografu wysokiej częstotliwości o trzech wibratorach (firmy Cambridge).

Opisaną metodą zbadano zachowanie się łuków elektrycznych, wytwarzanych pomiędzy elektrodami miedzianymi w poziomem położeniu ich w powietrzu, przy stałym napięciu 220 V i przy natężeniach prądu do 435 A. Najwyższe, stosowane w pracy niniejszej, natężenie pola magnetycznego między biegunami elektromagnesu wynosiło 320 gaussów. Do wytwarzania łuku rozsuwano elektrody w pierwszej serii pomiarów na odległość 8 mm, a w drugiej serii na 3 mm; przytem zapalanie łuku odbywało się każdorazowo po uprzednio wytworzonem polu magnetycznym w przestrzeni między biegunami elektromagnesu.

Fotografie łuków na wirującej taśmie fotograficznej otrzymywano w skali $1/8$ naturalnej wielkości. Szybkość obwodowa wynosiła 20,19

m/sek. Otrzymane fotografie łuków, przy różnych początkowych natężeniach prądu i różnych natężeniach pól magnetycznych, pozwalały na obliczenie drogi końców rozrywanego w polu magnetycznym łuku w zależności od czasu. Na rys. 2 przedstawiono trzy takie krzywe dla natężenia pola $H = 120$ gaussów przy prądach początkowych $I_0 = 46$ Amp., 76 Amp. i 123,6 Amp. Z przebiegu krzywych widać, iż szybkość rozchodzenia się końców łuku maleje w miarę zbliżania się do chwili zgaszenia łuku.

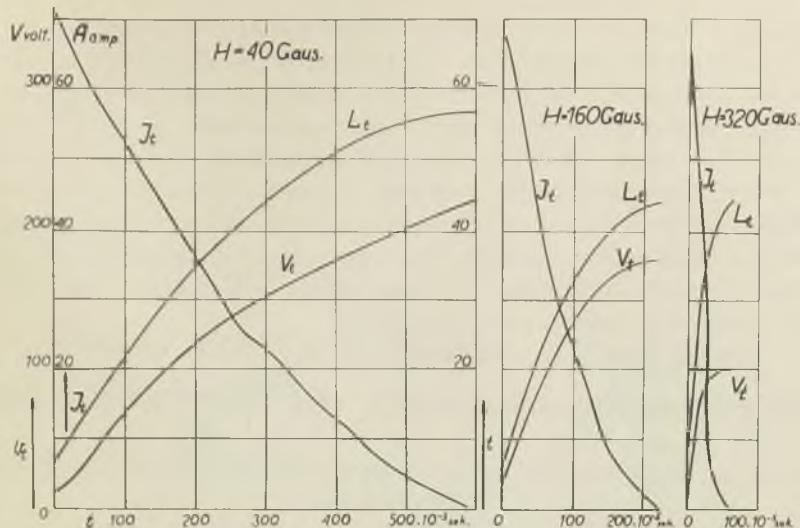
Największa odległość między końcami łuku, biegającego w polu magnetycznym, w chwili całkowitego zgaszenia zależy od natężenia pola magnetycznego i od natężenia prądu. Na rys. 3 przedstawiono maksymalną odległość między końcami łuku w zależności od natężenia prądu



Rys. 3

początkowego, przy natężeniu pola $H = 40$ gaussów. Widoczne jest, iż długość łuku rośnie wraz ze wzrostem natężenia prądu początkowego.

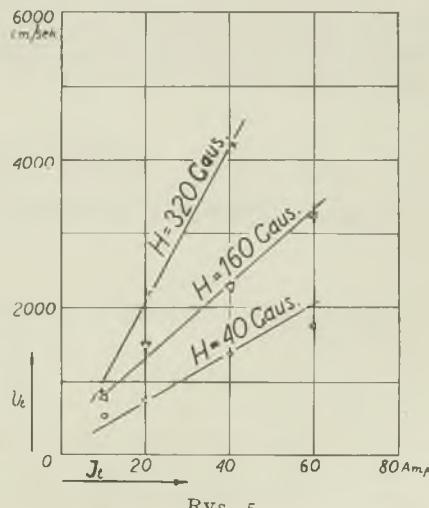
Podane wyżej zależności funkcjonalne otrzymano z pomiarów prądu początkowego oraz z pomiarów fotografij łuku. Dokonane badania oscylograficzne pozwoliły na ustalenie zależności funkcjonalnej pomiędzy chwilowymi wartościami szybkości a chwilowymi wartościami natężenia prądu i napięcia na elektrodach. Dla lepszej gwarancji stałości siły elektromotorycznej w obwodzie łuku oraz dla pewności posiadania w obwozie znikomej samoindukcji, badania z oscylografiem przeprowadziłem dla prądów $J = 23$ Amp. i $J = 75$ Amp. przy użyciu za źródło siły elektromotorycznej baterii akumulatorów o dużej pojemności, wynoszącej około 600 ampero-godzin. Pomiary, poprzednio opisane, dokonywane były przy użyciu za źródło SEM bądź przetwornicy, bądź prądnicy prądu stałego. Na rys. 4 przedstawiono wyniki badań, otrzymanych na zasadzie pomiarów z fotografij i ze zdjęć oscylograficznych.



Rys. 4.

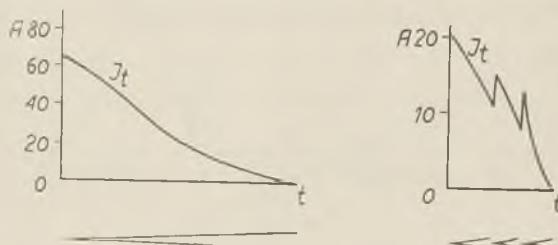
Trzy serje krzywych odnoszą się do pól magnetycznych 40, 160 i 320 gaussów. Z przebiegu krzywych, drogą różniczkowania metodą stycznych, otrzymano chwilowe wartości na szybkość rozchodzenia się łuku w polu magnetycznym. Na rys. 5 podano przebieg szybkości chwilowych w zależności od chwilowych wartości natężenia prądu I_t , przy natężeniach pól $H = 40$, $H = 160$, $H = 320$ gaussów.

Otrzymano linie proste. Dowodzi to, iż chwilowa szybkość rozchodenia się końców łuku elektrycznego rośnie liniowo ze wzrostem chwilowej wartości natężenia prądu i rośnie ze wzrostem natężenia pola magnetycznego. Według udzielonych mi ustnych informacji, do tych samych wyników doszedł prof. M. W olf k e w teoretycznej interpretacji wyników doświadczeń, przeprowadzonych w 1919 r. w laboratorium firmy Brown, Boveri et Co w Baden (Szwajcarja) nad rozrywaniem łuków wielkiej mocy w polu magnetycznym. Ustalenie ilościowe tych zależności wymaga jeszcze dalszych pomiarów dla szerszego zakresu prądów i pól magnetycznych.



Rys. 5.

Podczas badania łuków metodą fotografowania otrzymywano naogół dwa typy zdjęć fotograficznych. W jednym wypadku przebieg rozchodzenia się końców łuku w polu magnetycznym zachodził regularnie i na fotografii łuku otrzymywano dwie linie, wychodzące z jednego punktu i tworzące kąt ostry. W wielu jednakże wypadkach fotografie wykazywały bardziej skomplikowane przebiegi: krzywe rozchodzenia się końców łuku były przerwywane. Jeżeli zestawimy ze sobą krzywe z fotografii łuków z oscylogramami i odniesiemy wyniki do jednakowej skali czasu, wówczas procesy, zachodzące w łuku, stają się bardziej zrozumiałe. Na rys. 6 podano dwa typowe przykłady.



Rys. 6.

Krzywe z lewej strony dotyczą normalnego przebiegu w rozrywaniu łuku: natężenie prądu maleje w sposób ciągły. Krzywe z prawej strony uwidoczniają wielokrotne zapalenie się i gaśnięcie łuku. Warunki powstania i zanikania łuków ostatniego typu wymagały dalszych badań.

Panu Profesorowi D-rowi Mieczysławowi W o l f k e m u wyrażam na tem miejscu serdeczne podziękowanie za udzielane mi rady i za to żywe zainteresowanie, z jakim śledził postępy mej pracy podczas jej wykonywania.

Zakład Fizyczny I Politechniki Warszawskiej.

Rękopis otrzymany dn. 14 grudnia 1932

W. Daniewski.

Etude sur la formation d'émulsions sous l'influence de vibrations ultra-sonores.¹⁾

Badania nad szybkością powstawania emulsji pod wpływem drgań ultra-akustycznych^{2).}

Streszczenie.

Zbadano wpływ drgań ultraakustycznych o częstotliwościach 150, 395, 1160, 3000 i 9000 kc na szybkość tworzenia się emulsji wody z naftą, w zależności od energii drgań.

Znaleziono, że szybkość tworzenia się emulsji rośnie wraz z mocą przy stałej częstotliwości drgań, z początku wolniej, a od pewnej granicy szybciej, linjowo. Ze wzrostem częstotliwości, przy tej samej mocy drgań, szybkość tworzenia się emulsji maleje, tak, że przy 1160 kc tworzenie się emulsji przy mocach poniżej 1 kW jest już prawie niedostrzegalne; najszybsze tworzenie się emulsji zachodzi przy 150 kc. Lampa generacyjna Philipsa TA 4/1500 dawała około kilowata mocy drgań ultraakustycznych.

Panu Prof. Dr. M. W o l f k e m u składam i na tem miejscu podziękowanie za wskazanie mi tego interesującego tematu i za liczne cenne rady podczas samej pracy.

Zakład Fizyczny I Politechniki Warszawskiej.

Rękopis otrzymany dn. 19 grudnia 1932.

¹⁾ Travail présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, octobre 1932.

²⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, w październiku 1932.

Parmi les nombreuses propriétés des vibrations ultra-sonores c'est celle de leur faculté d'activer la formation d'émulsions qui prend le premier rang¹⁾. Dans le présent travail la question a été posée d'étudier la relation entre la vitesse de la formation de l'émulsion et la densité de l'énergie ainsi que la fréquence des vibrations. On a étudié le pétrole et l'eau en appliquant des fréquences de 9 000 000, 3 000 000, 1 160 000, 395 000, 150 000 périodes par seconde. On produisait des vibrations ultra-sonores au moyen de pièces de quartz piézoélectriques de Zeiss et d'un générateur à lampe de haute fréquence, le tout disposé de la manière connue; on employait une lampe de Philips TA 4/1500 (1 : 5 kW). Les lames de quartz, découpées perpendiculairement à l'axe électrique, avaient la forme de rectangles avec des angles arrondis, conformément à l'enveloppe des vecteurs de vitesse des ondes ultra-sonores dans le quartz dans les différentes directions²⁾. On a employé des lames dont les épaisseurs étaient d'environ: 0,9, 2,4, 7,0, 18,0 mm, et les fréquences relatives étaient: 3000, 1160, 395, 150 kC. La fréquence de 9000 kC était la deuxième harmonique pour un quartz de 0,9 mm d'épaisseur. En général, on évitait les harmoniques, car leur énergie est considérablement inférieure à celle des vibrations fondamentales.

Les lames de commerce avaient des armatures en argent déposé par la voie chimique et doré ensuite par la voie électrique. On devait surmonter une grande difficulté: celle de faire passer le courant dans les armatures; le procédé de coller des bandes de feuille d'étain, d'après la recette de Zeiss, n'était pas pratique, car les armatures étaient très rapidement abîmées. Après maints essais sans succès on a adopté un serrage à ressort en maillechort (fig. 1), fixé dans un tube en pyrex U. Pour relier ce serrage avec le quartz K on a employé deux disques en laiton C dont le diamètre était de 12 mm, avec des rainures. Les disques étaient collés aux armatures du quartz au moyen d'une colle conductrice.

On plaçait le quartz avec le dispositif de serrage dans un vase contenant du pétrole, sur un support P. On faisait marcher l'expérience, la lampe étant portée à sa pleine incandescence, mais la tension anodique étant considérablement diminuée; ensuite on accordait au moyen du condensateur, jusqu'à ce que la résonance avec le quartz fut atteinte.

Pour mesurer la densité de l'énergie des ondes ultra-sonores qui émanaient du quartz, on appliquait le manomètre M (fig. 1), lequel permettait de mesurer la pression de ces ondes, celle-ci étant proportion-

¹⁾ R. W. Wood and Alfred L. Loomis, Phil. Mag., (7) 4, 14, 1927.

²⁾ W. T. Richards and A. L. Loomis, Journ. Am. Chem. Soc. 46, II, 3086, 1927.

H. Straubel, Phys. ZS., 32, 222, 1931.

nelle à la densité de l'énergie. Les mesures n'étaient pas faciles, c'est pourquoi on a établi la relation qui existe entre les indications du watt-

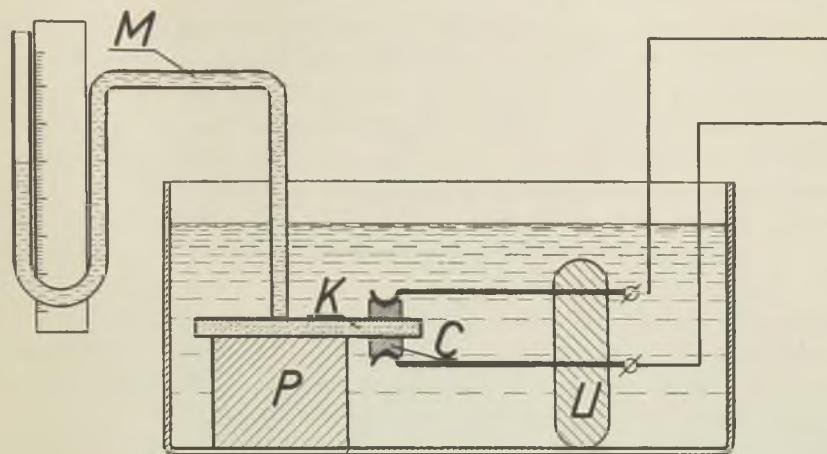


Fig. 1.

mètre placé sur l'enroulement primaire du transformateur qui alimentait le circuit et la pression des ondes, pour pouvoir déterminer cette pression à chaque moment, d'après les indications du wattmètre. On a établi cette relation seulement pour les fréquences 1160, 395 et 150 kC, car pour les autres elle n'était pas nécessaire. Le graphique (fig. 2) fait voir cette relation, laquelle est, comme nous l'apercevons, à peu près linéaire.

Si nous plaçons sur le trajet des ondes un petit flacon sphérique à parois très minces (0,05 à 0,1 de mm), rempli de pétrole, et si nous introduisons un manomètre dans le flacon, la pression des ondes ne varie pas d'une manière appréciable; nous pouvons donc admettre avec une grande

approximation que la densité de l'énergie à l'intérieur du flacon est la même qu'en dehors, ce qu'on pouvait d'ailleurs prévoir, comme

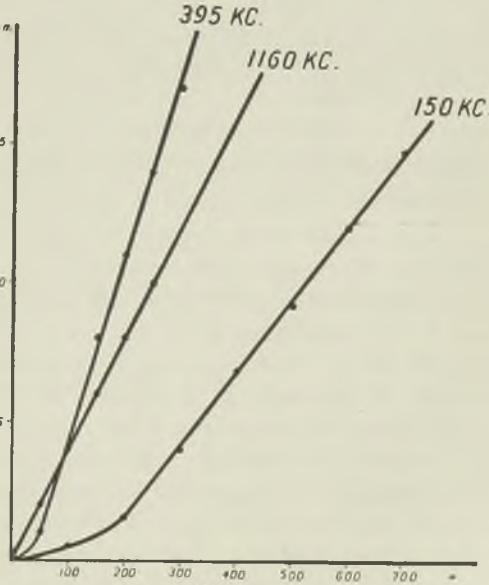


Fig. 2.

l'épaisseur des parois du flacon est à peine une fraction insignifiante de la longueur de l'onde ultra-s sonore.

Si nous versons dans le flacon du pétrole et de l'eau en égales quantités et si nous renforçons les vibrations jusqu'à ce qu'elles atteignent leur intensité maximum, voilà ce qui va se produire au bout de quelques minutes dans le cas des différentes fréquences. Lorsque la fréquence est 9000 kC ou bien 3000 kC, il n'y a pas de trace d'émulsion, seulement on a de nouveau deux phases transparentes des deux liquides. Lorsque la fréquence est 1160 kC, la couche d'eau est fortement troublée, cependant les quantités relatives des deux phases n'ont pas subi de changement visible. Lorsque la fréquence est 395 kC, nous apercevons déjà une quantité notable d'émulsion de pétrole et d'eau et au-dessus le reste de pétrole qui n'a pas subi de changement. Lorsque la fréquence est 150 kC, la transformation des liquides en émulsion est presque complète. Pour expliquer ces phénomènes j'ai étudié la vitesse de formation de l'émulsion en fonction de l'énergie des vibrations pour les trois dernières fréquences.

On a admis comme unité de la vitesse de formation de l'émulsion la disparition de 1 cm³ de pétrole en 1 minute. L'exécution technique des mesures consistait en ceci: on versait dans le flacon déjà décrit (dont le diamètre était d'environ 5 cm) 6 cm³ d'eau et 6 cm³ de pétrole et on le maintenait sur le trajet des ondes jusqu'à ce qu'on ait obtenu environ 7 cm³ d'émulsion et 5 cm³ de pétrole; la quantité de pétrole disparu est approximativement proportionnelle au temps, ce qu'on a vérifié à beaucoup de reprises. Les résultats obtenus sont représentés dans le graphique (fig. 3).

Les points du graphique correspondent aux valeurs moyennes données par les mesures; on a porté en abscisses, non pas l'énergie primaire, mais la pression des ondes, déterminée au moyen du graphique de la fig. 2. Le graphique de la fig. 3 fait voir que pour les fréquences 150 et 395 kC on a, à partir d'un certain point, une relation linéaire entre la densité de l'énergie et la vitesse de formation de l'émulsion. Si nous prolongeons les tangentes à ces courbes jusqu'à l'intersection avec l'axe des densités de l'énergie, nous remarquerons que les distances des points d'intersection à l'origine du système de coordonnées, analogues à l'„inertie“ de Hurter et Driffield, et qui caractérisent la faculté de former une émulsion pour une fréquence donnée, sont proportionnelles à cette faculté. Si nous généralisons ceci pour toutes les fréquences, nous comprendrons aisément, pourquoi on n'a pas obtenu d'émulsion avec des fréquences de 9000 et de 3000 kC et pourquoi avec une fréquence de 1160 kC on a obtenu à peine des traces d'émulsion; en effet,

dans les deux premiers cas les tangentes à la courbe de formation d'émulsion se trouveraient très loin en dehors du graphique, dans le troisième

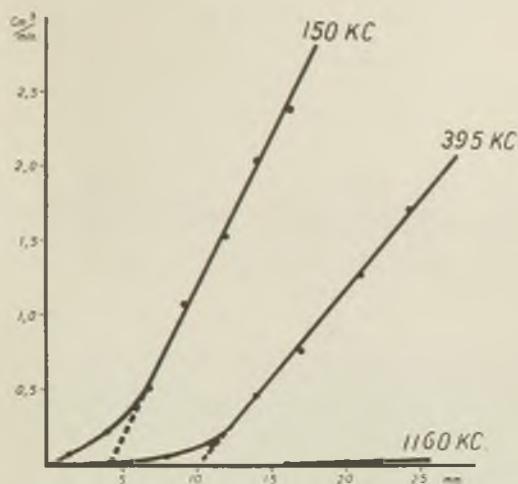


Fig. 3.

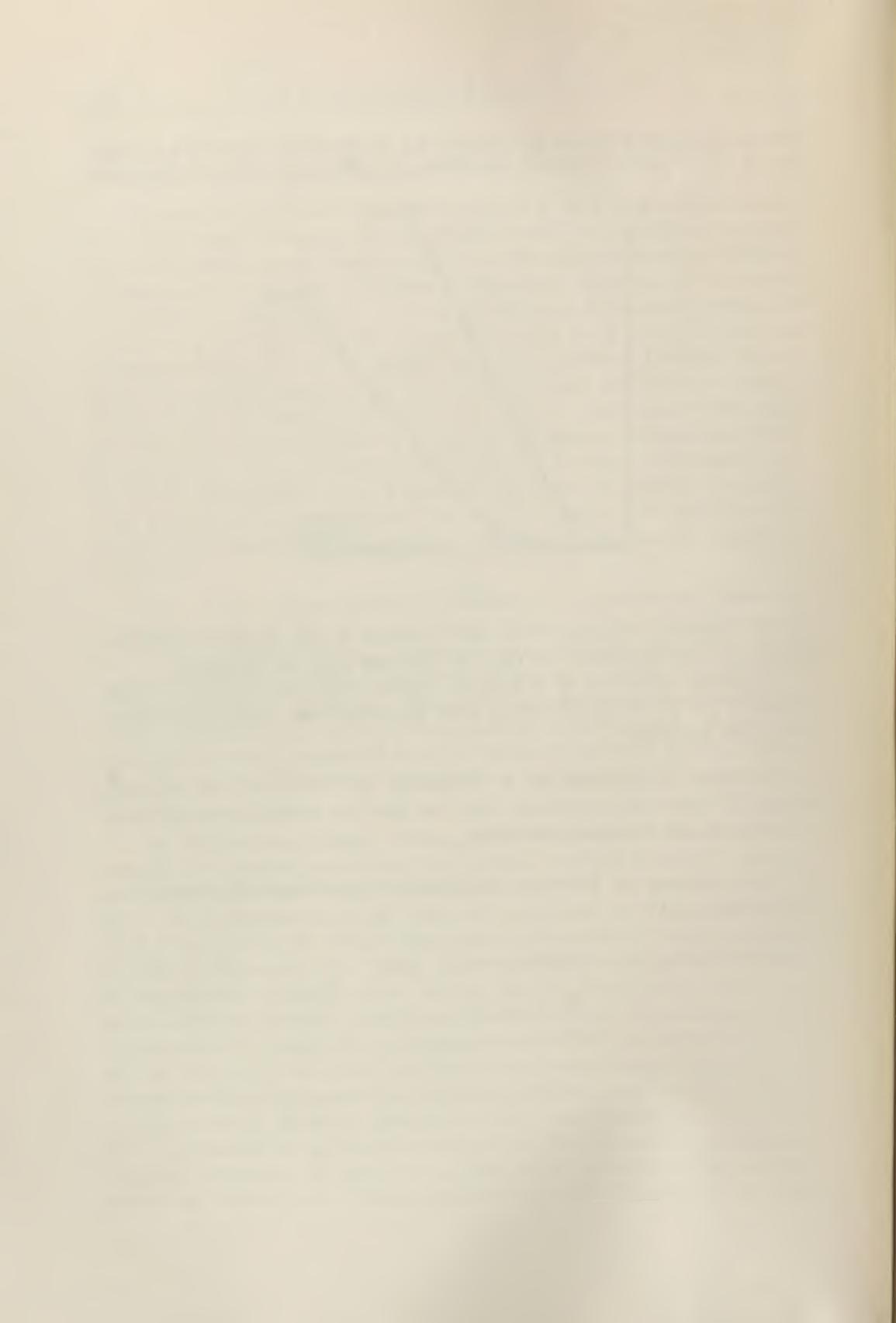
cas la tangente couperait l'axe des abscisses à une pression d'environ 31,0 mm, donc également au delà de l'énergie dont on disposait.

Il serait désirable de continuer l'étude avec des fréquences inférieures à 150 kC et supérieures à 1000 kC, mais avec des énergies beaucoup plus grandes.

Je tiens à remercier M. le Professeur M. W o l f k e de m'avoir indiqué le sujet de ce travail, ainsi que pour les précieux conseils qu'il m'a donnés pendant son exécution.

*I Institut de Physique de l'Ecole Polytechnique de Varsovie.
Octobre 1932.*

Manuscrit reçu le 19 décembre 1932.



H. Dziewulski.

Arcs dans l'air entre électrodes métalliques.¹⁾

Luki o elektrodach metalowych w powietrzu.²⁾

Streszczenie.

Po raz pierwszy zmierzono siłę przeciwelektromotoryczną w łukach o elektrodach jednakożnego kształtu, wolframowych, tantalowych, molibdenowych, miedzianych, niklowych i żelaznych w kombinowanych układach i zbadano jej zależność od materiału elektrod, długości łuku, średnicy elektrod i natężenia prądu i otrzymano następujące wyniki: 1. siła przeciwelektromotoryczna nie zależy wcale lub zależy bardzo nienaznacznie od długości łuku i w obszarach natężen prądu od 3 do 4 amperów nie zależy od natężenia prądu; 2. obliczono siły przeciwelektromotoryczne na katodzie i anodzie przy długości łuku w powietrzu 5 mm i natężeniu prądu 3 A dla wolframu, tantalum, molibdenu, miedzi, niklu i żelaza, przyjmując dla żelaza $E_K = 10$ woltów; 3. siły przeciwelektromotoryczne na katodzie E_K oraz na anodzie E_A w jednakowych warunkach palenia się łuku, jako to: prędkość, długość łuku, natężenie prądu, rodzaj łuku, temperatura otoczenia, kształt i stan powierzchni elektrod, są dla każdego ze zbadanych metali stałe co do wartości i znaku, niezależnie od tego, w jakim układzie łuk występuje. Na podstawie otrzymanych wyników wywnioskowano, że siła przeciwelektromotoryczna jest zlokalizowana w warstwie bezpośrednio przylegającej do elektrody, co potwierdza przypuszczenie D u d d e l l a, H a g e n b a c h a i W e h r l i 'ego.

Panu Profesorowi Dr. M. W o l f k e m u składam serdeczne podziękowanie za wskazanie tematu oraz za cenne rady i wskazówki przy wykonywaniu pracy.

Zakład Fizyczny I Politechniki Warszawskiej.

Rękopis otrzymany dn. 19 grudnia 1932.

¹⁾ Ce travail a été présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie (octobre 1932).

²⁾ Praca ta była referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie w październiku 1932 r.

En continuant l'étude de la force contre-électromotrice dans les arcs électriques¹⁾, on a mesuré la force contre-électromotrice dans des arcs entre différentes électrodes métalliques dans l'air.

Il est clair, d'après les mesures, effectuées par MM. Schulze²⁾, Hagenbach et Veillon³⁾, Stark⁴⁾, Banderet⁵⁾, Grotrian⁶⁾ et d'autres, que les chutes de potentiel à la cathode dans des arcs à électrodes en métal, trouvées par des mesures indépendantes, ont des valeurs rapprochées, lorsqu'il s'agit de la même substance de la cathode et lorsque les conditions sont semblables. Dans le présent travail on a mesuré la force contre-électromotrice dans des arcs entre électrodes de divers métaux, comme le fer, le nickel, le cuivre, le tantale, le tungstène, le molybdène; l'anode et la cathode étaient ou bien pareilles ou bien différentes. Chacun des métaux a été employé d'abord comme anode, ensuite comme cathode; l'autre électrode était successivement de chaque autre métal.

Lorsque les conditions de l'arc, telles que: son genre, sa longueur, l'intensité du courant qui le traverse, la température ambiante etc., sont les mêmes, la valeur de la force contre-électromotrice pour chaque combinaison d'électrodes doit satisfaire à l'équation $E = E_K + E_A$, quelle que soit cette combinaison; les résultats des mesures ont confirmé ceci.

La méthode des mesures de la force contre-électromotrice est restée la même que dans le travail avec des arcs de mercure^{*)}. Les électrodes faites avec les métaux étudiés, placées dans des gaines cylindriques, étaient fixées à des supports au moyen de serrages à vis; l'un de ces supports pouvait être déplacé au moyen d'une vis micrométrique dont le pas était de 1 mm le long d'une glissière munie d'une division, ce qui permettait de déterminer exactement la distance des électrodes. Après avoir employé les électrodes, on les nettoyait pour enlever les oxydes qui avaient recouvert leurs surfaces pendant que l'arc brûlait. On effectuait les mesures seulement lorsque l'intensité du courant et la tension avaient pris des valeurs constantes. Les arcs dans l'air entre électrodes métalliques sont considérés comme agités, c'est-à-dire la tension dans l'arc ainsi que l'intensité du courant sont considérées comme variables, oscillantes, parce que en général la longueur de l'arc ne reste

¹⁾ H. Dziewulski, C. R. Soc. Polon. de Phys., 5, 317, 1931; Przegl. Elektr., 9, 266, 1931; ZS. f. Phys., 69, 366, 1931.

²⁾ G. Schulze, Ann. d. Phys., 12, 828, 1932.

³⁾ A. Hagenbach u. H. Veillon, Phys. ZS., 11, 833, 1910; 12, 1015, 1911.

⁴⁾ J. Stark, Phys. ZS., 5, 56, 1903.

⁵⁾ E. Banderet, Verh. d. Nat. Ges., 23, 28, 1912.

⁶⁾ W. Grotrian, Ann. d. Phys., 12, 282, 1903; 18, 213, 1905.

pas constante, mais varie, en même temps que l'endroit auquel l'arc pénètre dans la cathode. Il y a cependant certaines limites de l'intensité du courant, entre lesquelles l'arc reste relativement invariable, c.-à-d. alors les points de sortie de l'arc à l'anode et d'entrée à la cathode ne se déplacent pas, donc la longueur de l'arc reste presque constante et il n'y a pas de fluctuations de la tension. Ces limites de la stabilité de l'arc sont différentes pour les différentes substances dont les électrodes sont faites; c'est pourquoi, avant d'entreprendre les mesures proprement dites, il a fallu établir, ne fusse qu'approximativement, cet intervalle des intensités du courant, commun pour les différentes électrodes, pour la même longueur de l'arc. C'est surtout la limite inférieure de l'intensité du courant qui diffère pour les divers métaux et varie de 1,4 A pour le molybdène jusqu'à 2,8 A pour le tungstène; lorsque les intensités croissent, par ex. à partir de 4 A pour le tantale, les électrodes deviennent plus incandescentes, elles brûlent plus rapidement, bien que, par ex. pour le fer, le tungstène et le cuivre, même 5 ou 6 A ne produisent pas encore de sifflement de l'arc, ni de combustion considérable.

C'est pourquoi c'étaient les mesures de la force contre-électromotrice, effectuées lorsque l'intensité du courant était de 3 à 4 ampères, qui se prêtaient le mieux à des comparaisons; 3 A offraient les conditions de mesure les plus commodes au point de vue de la stabilité et de la durée de l'arc pour toutes les combinaisons possibles des 6 métaux étudiés.

Le dispositif de serrage des électrodes permettait de les fixer de manière à ce que leur distance fut exactement celle qu'on voulait, bien que la longueur de l'arc a sur la mesure de E peu d'influence, si le genre de l'arc reste le même.

Dans le travail présent on a mesuré E pour des distances des électrodes allant de 3,5 mm jusqu'à 5,5 mm, en augmentant la distance chaque fois de 0,5 mm; E ne différait que dans les limites de la précision des mesures, évidemment lorsque l'intensité du courant restait invariable; lorsque la longueur de l'arc varie, ce n'est que la tension dans l'arc qui varie. On a par ex. trouvé les valeurs suivantes pour le fer:

$E = 28,5$ V,	la longueur de l'arc L étant 3,6 mm
28,2 V,	" " " " " L " 4,2 mm
29,2 V,	" " " " " L " 4,8 mm
29,1 V,	" " " " " L " 5,0 mm
28,9 V,	" " " " " L " 5,4 mm.

La force contre-électromotrice mesurée ne dépend pas non plus du diamètre des électrodes, lorsque les autres conditions, telles que la tension et l'intensité du courant, restent les mêmes; ceci a été démontré par des mesures, effectuées au moyen d'électrodes de divers diamètres (5,6 et

10 mm). Des électrodes plus minces s'échauffent et fondent plus rapidement que des électrodes plus épaisses; c'est pourquoi, lorsque les électrodes étaient portées à l'incandescence, à tel point qu'elles brûlaient intensivement et fondaient, on n'effectuait pas de mesures, car il était alors impossible de réussir à avoir des conditions stables de l'existence de l'arc, et lorsque l'intensité du courant dans l'arc subit des fluctuations, la déviation du galvanomètre dans le circuit de mesure ne peut pas être compensée.

L'influence de l'intensité du courant dans l'arc sur l'allure de la fonction $E = f(J)$ était différente selon la combinaison d'électrodes choisie: pour la plupart de ces combinaisons $E = f(J)$ est indépendante de l'intensité du courant,

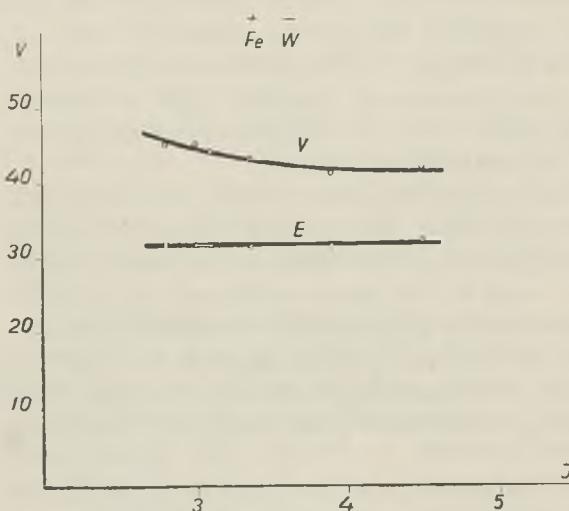


Fig. 1.

ce qui s'accorderait encore avec la définition de M. Duddell de la force contre-électromotrice dans les arcs; cependant pour certaines combinaisons on remarque que la force contre-électromotrice tend à baisser lorsque l'intensité du courant croît, comme dans le cas de l'arc de mercure, mais la baisse est moins prononcée que dans le cas de ce dernier.

Avec six métaux on peut former trente six combinaisons, dans les

quelles chaque métal joue six fois le rôle d'anode et six fois celui de cathode; par ex. l'anode en nickel forme six combinaisons avec des cathodes en fer, en cuivre, en nickel, en tungstène, en molybdène et en tantale. On a tracé des courbes représentant $V = f_1(J)$ ainsi que $E = f(J)$ pour toutes les 36 combinaisons, dans les limites de l'intensité du courant de 2 jusqu'à 6 ampères. L'allure de ces courbes ressemble en général à celles de la paire (Fe^+, Tu^-) qui sont représentées dans la fig. 1. Pour la plupart des combinaisons $E = f(J)$ est représentée par une droite: $E = f(J) = \text{const.}$

Pour certaines combinaisons la courbe s'écarte quelque peu de la droite $E = \text{const.}$, comme on le voit dans la fig. 2 pour la paire (Mo^+, Mo^-). Ces courbes sont données ici pour caractériser des allures typiques. D'après les relations fonctionnelles ainsi trouvées on a établi les valeurs

de E sous la forme de 36 équations ayant la forme suivante (par ex. pour le cuivre et le fer):

$$\begin{aligned}E_A Fe + E_K Fe &= 29,0, \\E_A Fe + E_K Cu &= 33,4, \\E_A Cu + E_K Fe &= 24,0, \\E_A Cu + E_K Cu &= 28,4.\end{aligned}$$

Pour résoudre ces équations, on a admis que $E_{KFe} = 10$ V, puisque

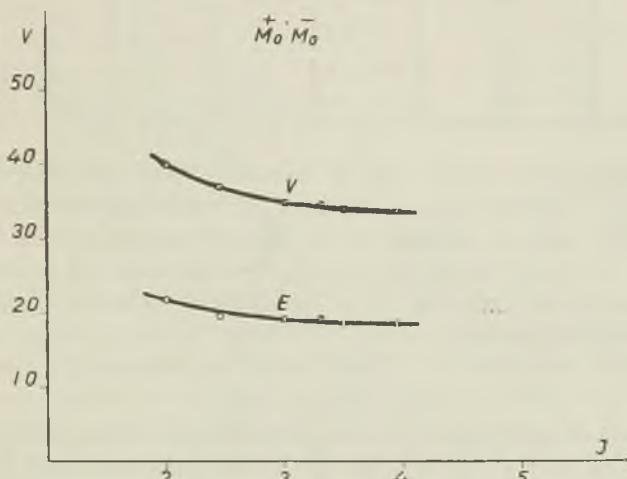


Fig. 2.

c'est cette valeur qu'on trouve le plus souvent dans la littérature (Hagenbach et Veillion, Schulze, Banderset et d'autres).

Les valeurs E_A et E_K , calculées d'après ces équations, sont les suivantes:

Tableau I.

Métal	E_A	E_K
Fer	19	10
Nickel	19	8
Cuivre	14	14
Tungstène	20	12
Tantale	6	12
Molybdène	13,3	5,2

La méthode du calcul est facile à comprendre d'après les données du tableau II. La colonne E comprend les valeurs obtenues directement au moyen des mesures, la colonne E_A les valeurs calculées d'après les équations; $E_K = E - E_A$; la valeur E_{Km} est la moyenne des 5 valeurs.

Tableau II.

Anode	Cathode	E	E_A	E_K	E_{Km}	$E_K - E_{Km}$
Fe	Mo	24,6	19	5,6	5,2	+0,4
Ni	Mo	24,0	19	5,0	5,2	-0,2
Cu	Mo	19,3	14	5,3	5,2	+0,1
Tu	Mo	25,0	20	5,0	5,2	-0,2
Ta	Mo	11,2	6	5,2	5,2	0

Les résultats contenus dans le tableau I ont été substitués dans l'équation $E_A + E_K = E_2$ pour toutes les combinaisons des électrodes et sont insérés dans le tableau III à côté de la colonne E_2 , c.-à-d. des valeurs de la force contre-électromotrice mesurée directement: ΔE désigne la différence entre la valeur mesurée et la valeur calculée de la force contre-électromotrice.

Tableau III.

Anode	Cathode	E_1	E_2	ΔE	Anode	Cathode	E_1	E_2	ΔE
Fe	Fe	29,0	29,0	0	Tu	Tu	31,6	32,0	-0,4
Fe	Ni	28,2	27,0	+1,2	Tu	Fe	30,0	30,0	0
Fe	Cu	33,4	33,0	+0,4	Tu	Ni	28,5	28,0	+0,5
Fe	Tu	31,0	31,0	0	Tu	Cu	35,4	34,0	+1,4
Fe	Mo	24,6	24,2	+0,4	Tu	Mo	25,0	25,2	-0,2
Fe	Ta	31,0	31,0	0	Tu	Ta	34,1	32,0	+2,1
Ni	Ni	27,2	27,0	+0,4	Mo	Mo	18,8	18,5	+0,3
Ni	Fe	28,5	29,0	-0,5	Mo	Fe	23,4	23,3	+0,1
Ni	Cu	32,5	33,0	-0,5	Mo	Ni	23,2	21,3	+1,9
Ni	Tu	31,1	31,0	+0,1	Mo	Cu	26,0	27,3	-1,3
Ni	Mo	24,0	24,2	-0,2	Mo	Tu	24,1	25,3	-1,2
Ni	Ta	32,4	31,0	+1,4	Mo	Ta	26,2	25,3	+0,9
Cu	Cu	28,4	28,0	+0,4	Ta	Ta	17,5	18,0	-0,5
Cu	Fe	24,0	24,0	0	Ta	Fe	15,8	16,0	-0,2
Cu	Ni	21,5	22,0	-0,5	Ta	Ni	14,8	14,0	+0,8
Cu	Tu	25,7	26,0	-0,3	Ta	Cu	18,7	20,0	-1,3
Cu	Mo	19,3	19,2	+0,1	Ta	Tu	18,6	18,0	+0,6
Cu	Ta	25,0	26,0	-1,0	Ta	Mo	11,2	11,2	+0,2

La différence moyenne entre la valeur E_1 , trouvée immédiatement par les mesures, et la valeur E_2 égale à la somme $E_K + E_A$, composantes à la cathode et à l'anode, calculées par la solution des 36 équations, est 0,7 de 1 pour cent de la valeur moyenne de E_2 . La plus grande différence atteint dans deux cas 9 pour cent, dans 8 cas elle est d'environ 5 pour cent, les 26 autres solutions s'accordent avec une précision telle que les écarts sont inférieurs à 3 pour cent.

Les nombres insérés au tableau III permettent de conclure que la force contre-électromotrice totale d'un arc à électrodes de différents métaux est égale à la somme des composantes à la cathode et à l'anode pour la substance donnée de l'électrode, et que ces composantes sont les mêmes lorsque les conditions dans lesquelles l'arc brûle sont les mêmes et ne dépendent pas de la combinaison dans laquelle les électrodes sont employées; par conséquent elles sont liées à la substance des électrodes.

Résumé des résultats.

On a mesuré pour la première fois la force contre-électromotrice dans des arcs à électrodes de forme pareille, en tungstène, tantale, molybdène, cuivre, nickel et fer, les systèmes formant tout espèce de combinaisons, et on a étudié comment la f. c.-é. dépend de la nature des électrodes, de la longueur de l'arc, du diamètre des électrodes et de l'intensité du courant, et on a obtenu les résultats suivants:

1. la force contre-électromotrice ne dépend pas du tout, ou dépend tout au plus fort peu de la longueur de l'arc et, dans les limites de l'intensité du courant de 3 à 4 ampères, ne dépend pas de cette intensité;
2. on a calculé les forces contre-électromotrices à la cathode et à l'anode, la longueur de l'arc dans l'air étant de 5 mm et l'intensité du courant de 3 A, pour le tungstène, le tantale, le molybdène, le cuivre, le nickel et le fer, en admettant que pour le fer $E_K = 10$ volts;
3. les forces contre-électromotrices à la cathode E_K et à l'anode E_A sont pour chacun des métaux étudiés constantes, comme valeur et comme signe, indépendamment de la combinaison dans laquelle l'arc a lieu, pourvu que les conditions de l'arc, c.-à-d. la pression, la longueur de l'arc, l'intensité du courant, le genre de l'arc, la température ambiante, la forme et l'état de la surface des électrodes soient les mêmes.

D'après ces résultats on a conclu que la force contre-électromotrice est localisée dans la couche qui adhère immédiatement à l'électrode,

ce qui confirme les hypothèses de MM. Duddell¹⁾, Hagenbach et Wehrli²⁾.

Je tiens à remercier cordialement M. le Professeur Dr. M. Wölfe de m'avoir indiqué le sujet de ce travail, ainsi que pour les précieux conseils qu'il m'a prodigués pendant l'exécution des expériences.

I Institut de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie;
Octobre 1932.

Manuscrit reçu le 19 décembre 1932.

¹⁾ W. Duddell, Phil. Trans., 203, A, 305, 1904; A. Hagenbach, Hdb. d. Rad., 4, 102.

²⁾ A. Hagenbach u. M. Wehrli, ZS. f. Phys., 20, 96, 1923; 26, 23, 1924.

J. Pawlikowski.

Sur la distribution des charges spatiales dans l'arc électrique à mercure¹⁾.

Badania nad rozkładem ładunków przestrzennych w łuku rtęciowym²⁾.

Streszczenie.

Zostały przeprowadzone badania nad rozkładem ładunków przestrzennych i związanemi z niemi prędkościami elektronów w łuku rtęciowym przy niskiej prężności pary rtęci zapomocą metody sond Langmurowskich.

Zgodnie z wynikami innych doświadczeń, na całej długości smugi dodatniej średnia prędkość wszystkich elektronów jest stała, natomiast w bezpośrednim otoczeniu katody stwierdzono dwie grupy prędkości elektronów. Drugi wynik jest w sprzeczności z rezultatami niektórych publikacji, ogłoszonych w ostatnich czasach.

Panu Profesorowi Dr. M. W o l f k e m u składam serdeczne podziękowanie za wskazanie mi tematu tej pracy i za cenne wskazówki.

Zakład Fizyczny I Politechniki Warszawskiej.

Rękopis otrzymany dn. 19 grudnia 1932.

L'une des questions fondamentales qui se présentent lorsqu'on étudie les arcs électriques c'est la détermination de la distribution des charges spatiales et des vitesses des électrons, lesquelles sont en rapport avec ces charges.

¹⁾ Ce travail a été présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie (octobre 1932).

²⁾ Praca ta była referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie w październiku 1932.

L'étude de cette question est notablement facilitée depuis que nous disposons de la méthode de ce qu'on appelle les sondes de Langmuir.

M. Irving Langmuir¹⁾ et M. Mott Smith²⁾ ont réussi à établir en 1924, au moyen de ces sondes, des nouvelles valeurs de la chute cathodique au lieu de celles qu'on admettait depuis 1905 et qui avaient été déterminées par MM. J. Stark, T. Retschinsky et A. Schaposhnikoff³⁾, et à former de nouvelles hypothèses concernant l'origine et la durée de l'arc lui-même.

On peut résumer le principe de la méthode des sondes de Langmuir de la manière suivante.

Une sonde normale introduite dans un certain milieu, ne prend pas le potentiel de ce milieu, mais un potentiel qui diffère de celui du milieu d'une grandeur égale au potentiel correspondant à la vitesse moyenne des électrons dans ce milieu.

Si nous communiquons à la sonde un certain potentiel et si nous le varions dans les limites de ceux de la cathode et de l'anode, nous remarquerons sur la sonde trois états fondamentaux.

1. La sonde a un potentiel négatif par rapport à celui du milieu; la différence de ces deux potentiels est très considérable. La sonde n'attire que les ions positifs. Le courant se dirige vers la sonde et son caractère est celui d'un courant de saturation.

2. Le potentiel de la sonde est négatif par rapport à celui du milieu, mais la différence de ces potentiels est insignifiante. Des électrons commencent à arriver jusqu'à la sonde, leur nombre croît à mesure que le potentiel de la sonde croît. Par rapport à la première période le courant change de sens et croît rapidement.

3. Le potentiel de la sonde est positif par rapport à celui du milieu. Les électrons seuls arrivent jusqu'à la sonde.

Le caractère du courant est de nouveau celui d'un courant de saturation, mais, au moment où le potentiel passe par une valeur critique, la sonde devient une anode additionnelle et l'intensité du courant croît brusquement.

La courbe qui représente l'accroissement de l'intensité du courant en fonction du potentiel de la sonde, c'est-à-dire ce qu'on appelle la caractéristique de la sonde, permet, d'après la théorie de M. Langmuir, pendant la seconde période: en premier lieu, de vérifier que la distribution des vitesses des électrons dans l'arc a lieu en réalité confor-

¹⁾ I. Langmuir, Gen. El. Review, 26, 131, 1926.

²⁾ I. Langmuir and H. Mott Smith, Gen. El. Review, 27, 449, 816, 1924.

³⁾ J. Stark, T. Reschinsky, A. Schaposhnikoff, Ann. d. Physik, 18, 213, 1905.

mément à la loi de Maxwell, en second lieu, de déterminer la température électrique et par là la vitesse moyenne des électrons.

Par contre, l'infexion de la courbe permet de déterminer le potentiel du milieu, car elle témoigne de la transition de la deuxième période à la troisième.

La méthode des sondes de M. Langmuir devient ainsi l'un des procédés classiques pour effectuer des mesures de ce genre. La description de cette méthode se trouve dans tous les manuels sérieux de la physique¹⁾, de même que dans des publications spéciales, comme par exemple celles de MM. Kilian²⁾, Seeliger³⁾, Seeliger et Straehler⁴⁾, Carmichael et Emelans⁵⁾, Harrison⁶⁾, L. Lamar et K. Compton⁷⁾, dans lesquelles les auteurs ont ou bien exposé la théorie de M. Langmuir, en l'interprétant chacun à sa manière ou bien décrit des nouvelles applications des sondes de M. Langmuir à l'étude de l'ensemble des phénomènes de l'arc, basées sur des expériences nouvelles dans ce domaine.

Outre les travaux cités ci-dessus, le travail de MM. K. T. Compton et C. Eckart⁸⁾, qui contient un calcul très simplifié du potentiel du milieu d'après les données obtenues au moyen des sondes de M. Langmuir, et dernièrement la monographie de MM. M. Leblanc et M. Demontvignier⁹⁾ qui expose les théories de M. Langmuir à la lumière des données générales que fournissent les recherches contemporaines sur l'arc électrique, méritent une attention particulière. En continuant ses travaux sur l'arc électrique au mercure à de basses pressions, M. Langmuir a trouvé en 1925¹⁰⁾ un phénomène très curieux, notamment la diversité de groupes d'électrons dans l'arc.

On a d'après lui dans l'arc électrique trois groupes d'électrons: des électrons appelés primaires qui reçoivent l'énergie au passage de la gaine des ions positifs qui entourent la cathode, des électrons secondaires dont les vitesses suivent la loi de distribution de Maxwell et ne dé-

¹⁾ R. Seeliger, Einf. i. d. Physik d. Gasentlad., 58, 207, 1927. R. Bar, Theorie d. Sonden. Handb. d. Physik, XXV, 284, 1927. G. Mierdel, Theorie d. Sonden. Handb. d. Exp. Physik., XIII, 427.

²⁾ T. J. Kilian, Phys. Review, 31, 1122, 1928.

³⁾ R. Seeliger, Phys. Ztschr., 30, 527, 1929.

⁴⁾ R. Seeliger u. H. Straehler, Phys. Ztschr., 30, 30, 1929.

⁵⁾ N. Carmichael and K. G. Emelans, Phil. Mag., (7) 8, 909, 1929.

⁶⁾ Z. Harrison, Phys. Review, (2) 35, 133, 1930.

⁷⁾ E. S. Lamar and K. T. Compton, Phys. Review, 37, 1069, 1931.

⁸⁾ K. T. Compton and C. Eckart, Phys. Review, 25, II, 139, 1925.

⁹⁾ M. Leblanc et M. Demontvignier, Revue Gén. d'Electr., 24, 891, 1931.

¹⁰⁾ I. Langmuir, Phys. Review, 26, 585, 1925.

pendent ni de la nature du gaz, ni de la pression ou de la densité du courant, et enfin des électrons dits tertiaires, dont les vitesses suivent également la loi de distribution de Maxwell, la température étant cependant notablement inférieure à celle des électrons secondaires; les vitesses ne dépendent pas de la densité du courant, mais dépendent seulement de la nature du gaz et de la pression.

La caractéristique classique de la sonde à une seule inflexion a reçu

encore quelques inflexions qui correspondent aux différents groupes d'électrons.

En 1930 M. M. Wehrli¹⁾ et ensuite MM. Wehrli et Bächtiger²⁾, en étudiant le potentiel du milieu dans un arc de tungstène au moyen des ondes de M. Langmuir, ont trouvé un phénomène semblable: l'existence de divers groupes d'électrons dans cet arc; M. Wehrli considère l'existence de deux groupes comme certaine, l'existence d'un troisième comme vraisemblable. Les courbes qui forment les caractéristiques des sondes d'après les mesures de M. Wehrli présentent également plusieurs inflexions et ce n'est que la dernière inflexion qui correspond au potentiel du milieu, ce que M. Wehrli a vérifié au moyen d'une sonde portée à l'incandescence (*Glühsonde*), tandis que l'inflexion intermédiaire, d'après l'hypothèse qu'il énonce, lui aussi, se rapporte à des groupes d'électrons dont les vitesses moyennes sont diverses. Cependant, d'après l'une des plus récentes publications qui traitent l'arc électrique au mercure et qui contient les résultats de recherches, effectuées au commencement de cette année par M.M. Kömmnick et Lübbe³⁾, également au moyen de la méthode des sondes de M. Langmuir, on a trouvé les caractéristiques des sondes sous leur forme initiale, classique, avec

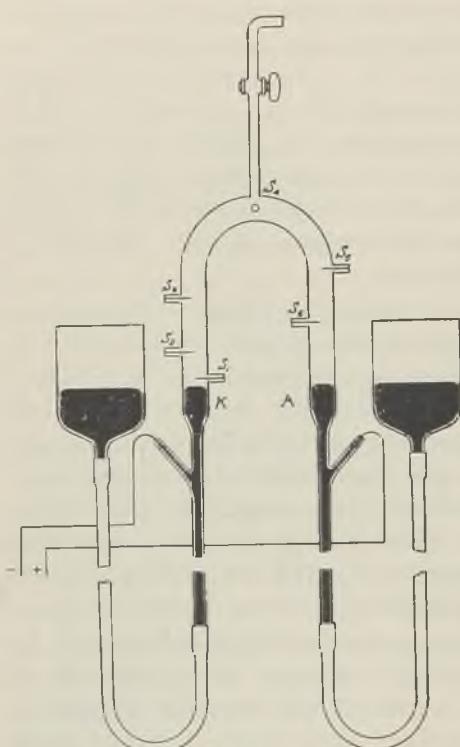


Fig. 1.

pothèse qu'il énonce, lui aussi, se rapporte à des groupes d'électrons dont les vitesses moyennes sont diverses. Cependant, d'après l'une des plus récentes publications qui traitent l'arc électrique au mercure et qui contient les résultats de recherches, effectuées au commencement de cette année par M.M. Kömmnick et Lübbe³⁾, également au moyen de la méthode des sondes de M. Langmuir, on a trouvé les caractéristiques des sondes sous leur forme initiale, classique, avec

¹⁾ M. Wehrli, Phys. Helv. Acta, 3, 180, 1930.

²⁾ M. Wehrli u. P. Bächtiger, Phys. Helv. Acta, 5, 106, 1932.

³⁾ J. Kömmnick u. E. Lübbe, Phys. Zs., 33, 215, 1932.

une seule inflexion. Ces recherches, malgré leur précision, n'ont pas confirmé l'existence de différents groupes d'électrons. Le travail présent a été entrepris dans le but d'expliquer cette divergence de résultats.

On a effectué les mesures au moyen d'une lampe spéciale (fig. 1), munie de 6 sondes cylindriques, construites de manière à pouvoir être déplacées perpendiculairement à l'axe de l'arc. La sonde étudiée était placée sur le circuit, en guise de potentiomètre. La tension entre la sonde et les différents électrons était mesurée au moyen d'un voltmètre de la *M^{on} Carpentier* dont la résistance intérieure était de 250 000 ohms.

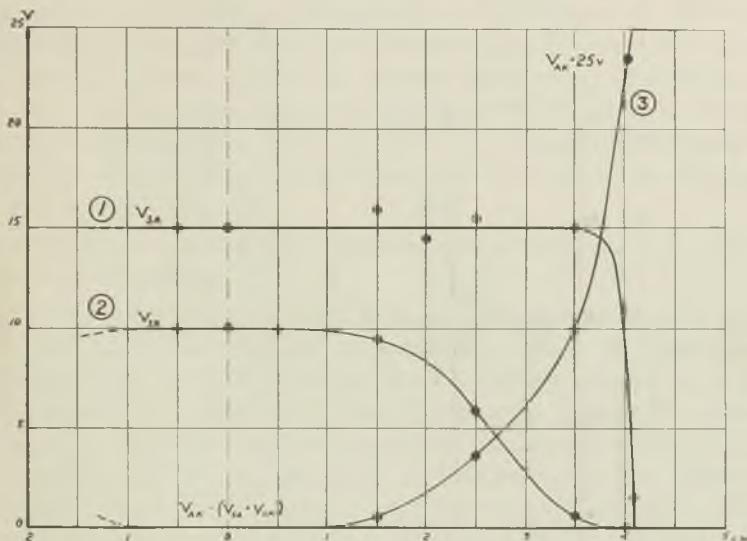


Fig. 2.

Il s'agissait d'établir dans les mesures préliminaires l'endroit où devait se trouver la pointe de la sonde par rapport à l'arc, ainsi que le moment auquel les phénomènes de l'arc se stabilisent, en d'autres termes quand les conditions de l'expérience deviennent invariables ou tout au moins quasi-invariables. Les premières mesures ont montré (fig. 2) que, dans les limites allant jusqu'à 1 cm de distance de l'axe géométrique de l'arc, les déplacements de la sonde ne jouent aucun rôle. Des mesures d'un autre genre ont permis d'établir qu'on peut obtenir des conditions quasi-invariables au bout d'une heure après que la lampe a été allumée.

Cependant on a trouvé en même temps que l'établissement des périodes de stabilisation des conditions n'est pas du tout facile.

Les mesures proprement dites ont donné comme résultat que les caractéristiques des sondes, promenées le long de l'arc entier, présentent deux formes fondamentales.

Ces deux formes des caractéristiques des sondes sont représentées dans la figure 3, où elles portent les numéros respectifs 1 et 2. La première présente une seule inflexion, la seconde a deux inflexions distinctes et des traces (cependant pas toujours) d'une troisième inflexion.

Les deux courbes sont représentées par rapport aux ampères, en même temps à deux échelles. Les courbes avec des points se rapportent à une échelle dont la division est de 0,005 Amp. Les courbes sans points se rapportent à l'échelle dont les divisions sont de 0,2 Amp.

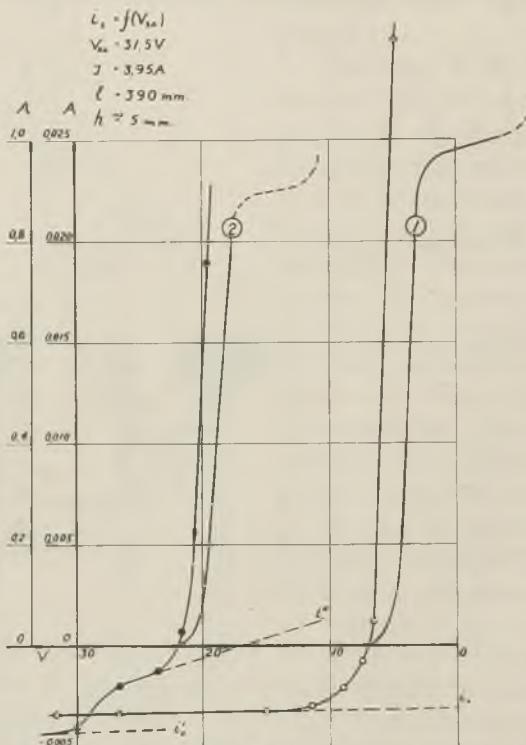


Fig. 3.

Si nous considérons de près la courbe 1, nous pourrons remarquer qu'elle présente les trois périodes fondamentales de la caractéristique de la sonde classique de M. Langmuir : la période de saturation (courant négatif), l'accroissement de l'intensité du courant et changement de signe; la deuxième période qui a lieu quand le potentiel de la sonde se rapproche de celui du milieu; enfin la troisième période, celle de la saturation électronique. Cette troisième période n'est apercevable que sur la courbe dont l'échelle est diminuée. La courbe composée de traits qui forme le prolongement de celle qui correspond à cette période, cor-

respond elle-même au moment du passage du potentiel de la sonde par la valeur critique dont il a été question plus haut.

Le prolongement (ligne formée de traits) qui correspond à la première période, celle de saturation (marqué par la lettre $+i$) permet de déterminer le courant de ions positifs pendant la deuxième période qui comprend la variation du potentiel de la sonde.

Lorsqu'on connaît l'intensité de ce courant, il est facile de déterminer l'intensité du courant formé par les électrons seuls pendant cette période et, en appliquant la formule pour ce courant, de déterminer la température électronique, la vitesse moyenne des électrons et leur nombre dans 1 cm^3 de l'espace. Un calcul, effectué pour le cas représenté dans la fig. 8, de la même manière que celui qu'on trouve dans le travail déjà cité de MM. K ö m m n i c k et L ü b k e, a donné comme température électronique $13\ 220^\circ K$, ce qui correspond à une vitesse moyenne des électrons de $1,7 \text{ V/cm}$.

La courbe du second type présente trois inflexions, il y a donc trois périodes de saturation.

La première est due, comme dans la première courbe, aux ions positifs. L'intensité de ce courant de saturation donne la courbe $+i$. On peut éliminer (retrancher) ce courant pour la période entière, en ne laissant que le courant électronique. Nous déterminons ensuite le courant de saturation $-i'$ des électrons plus rapides et nous le retranchons du courant entier qui traverse la sonde pendant la deuxième période. Les électrons qui forment le courant ainsi obtenu auront, comme le calcul l'a démontré, des vitesses et une température tout à fait analogues à la température et aux vitesses des électrons de la première courbe, mais fois cette on aura encore de plus un groupe d'électrons plus rapides (qui correspondent à la courbe composée de traits $-i''$), dont la température T sera d'environ $30\ 000^\circ K$, ce qui correspond à une vitesse de $4,5 \text{ V/cm}$, c'est-à-dire presque trois fois plus grande. Les vitesses et les températures des autres groupes d'électrons dont on a trouvé des traces au moyen des courbes du deuxième type n'ont pas pu être déterminées, comme on n'a pas eu des données suffisantes.

Le premier genre de courbes correspond à tous les points le long de l'arc entier, sauf l'espace noir à la cathode, l'autre correspond aux environs les plus rapprochés de la cathode. Comme résultat des mesures effectuées on a donc confirmé la thèse de MM. K ö m m n i c k et L ü b k e que la vitesse moyenne des électrons est constante et qu'ils forment un seul groupe le long de l'arc entier, cependant avec la restriction que dans le voisinage immédiat de la cathode il y a en outre des groupes indépendants d'électrons, dont les vitesses sont beaucoup plus grandes

et qui correspondent en principe aux groupes d'électrons découverts par MM. Langmuir et Wehrli.

Je tiens à exprimer à M. le Professeur Dr. M. Wolff mes remerciements pour m'avoir indiqué le sujet du présent travail ainsi que pour les précieux conseils qu'il m'a prodigués pendant son exécution.

Varsovie, octobre 1932.

I Institut de Physique de l'École Polytechnique.

Manuscrit reçu le 19 décembre 1932.

T. Toniszewski i T. Maciejewski.

Badania nad łukiem elektrycznym przy elektrodach metalowych.¹⁾

Etude sur l'arc électrique entre électrodes métalliques.²⁾

S o m m a i r e.

On a tracé les caractéristiques statiques en appliquant des électrodes métalliques terminées en hémisphère et planes, pour toutes les combinaisons possibles des métaux employés, c.-à-d. de fer, de cuivre, de molybdène, de tungstène et de laiton; on traçait deux caractéristiques pour chaque paire de métaux, en changeant le sens du courant.

On a étudié de cette manière l'asymétrie dans les arcs et on a déterminé le coefficient de cette asymétrie, notamment:

$$\Theta = \frac{e_1 - e_2}{e_2} \cdot 100\% \quad . \quad (1)$$

où e_1 désigne la tension de la caractéristique supérieure, e_2 celle de la caractéristique inférieure.

On a disposé les métaux étudiés, par rapport à la grandeur Θ , en trois groupes:

1. Le coefficient d'asymétrie a, dans les limites des intensités du courant étudiées, une valeur presque constante.
2. Le coefficient d'asymétrie diminue, tout en restant positif.
3. Le coefficient d'asymétrie change de signe.

On a déterminé en outre, au moyen de la méthode graphique, les valeurs des constantes α , β , γ et δ dans l'équation de Mme Ayrton, pour les paires: *Cu-Cu*, *Mo-Mo*, *Tu-Tu*.

¹⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, w październiku 1932.

²⁾ Travail présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, octobre 1932.

On a trouvé comme résultat de l'étude que le cuivre et le tungstène présentent deux intervalles d'intensités du courant, dans lesquels les valeurs de leurs constantes sont différentes, alors que les constantes du molybdène ont la même valeur pour toutes les intensités du courant qu'on a étudiées.

Nous nous empressons de remercier cordialement M. le Professeur Dr. M. Wolfke pour ses précieux conseils qui ont guidé notre travail.

I Institut de Physique de l'Ecole Polytechnique de Varsovie.

Manuscrit reçu le 19 décembre 1932.

Z łuków elektrycznych najmniej zostały zbadane łuki metali, które są jednak ciekawe ze względu na możliwości zastosowania ich w technice (prostowniki, wyłączniki wysokoamperowe prądu stałego i t. p.).

Praca, której wyniki podano niżej, polegała na zbadaniu spadków napięć na kilku metalach. W tym celu zdjęto charakterystyki statyczne i wyznaczono asymetrię przy różnych elektrodach. Badania zostały przeprowadzone z elektrodami poziomemi, z których jedna była zamocowana, druga — ruchoma — na suwaku. Użyto elektrod: z żelaza, miedzi, mosiądzu, niklu, wolframu i molibdenu. Przed przystąpieniem do pomiarów starano się ustalić najlepsze warunki dla nich. Zbadano mianowicie wpływ kształtu elektrod, długości łuku, czasu trwania odczytań i innych czynników. Środowisko oraz średnice elektrod były dane zgory: badano łuk w powietrzu bez chłodzenia i przy średnicy elektrod = 10 mm. Celem wyboru kształtu zbadano elektrody o zakończeniu ostrem, płaskiem i półkulistem. Jak wynika z pomiarów, przeprowadzonych dla pary miedź-molibden, kształt elektrod ma wpływ minimalny na przebieg łuku, wpływa jedynie na wielkość napięcia na łuku i to niewiele. Do badań obrano kształt: półkula-płytki.

Przy ustalaniu długości łuku kierowano się następującymi względami:

1. Otrzymanie łuku możliwie spokojnego.
2. Zmniejszenie błędu odczytania długości łuku (błąd bezwzględny 0,5 mm).
3. Otrzymanie możliwie największego zakresu natężenia prądu.
4. Możliwość obserwacji zmian, zachodzących w łuku przy zmianie natężenia prądu.

Jak wynika z pomiarów porównawczych, przeprowadzonych dla pary: miedź — żelazo, odległość elektrod wpływa mało na kształt łuku, zmienia się tylko napięcie na łuku. Ostatecznie ustalonono $l = 4$ mm,

przy tej bowiem odległości elektrod łuki wszystkich par metali dały się stosunkowo łatwo badać dla największej rozpiętości natężenia prądu.

Podczas pomiarów wstępnych zaobserwowano, że czas palenia się łuku ma wpływ na wzajemne położenie charakterystyk.

Reasumując powyższe, przyjęto za najlepsze warunki pomiaru:

1. Kształt elektrod: półkula-płytki.

2. Długość łuku $l = 4$ mm.

3. Czas dokonywania pomiarów — 20 minut od chwili zapalenia łuku.

Prócz tego, dla uzyskania możliwie największej dokładności odczytania, robiono je, idąc wgórę od najmniejszego możliwego natężenia prądu do największego (3 Amp), a później powracano aż do zerwania się łuku. Jako właściwą wartość napięcia brano średnią z tych dwóch odczytań. Badania przeprowadzono zapomocą prądu stałego o napięciu 220 woltów.

O własnościach prostowniczych danej pary metali rozstrzyga wzajemne położenie charakterystyk. Jak wynika z otrzymanych wykresów, nie wszystkie metale mają jednakowo przesunięte charakterystyki; najczęstsze są te pary, których charakterystyki przecinają się; świadczy to o tem, że dana para metali ma własności prostownicze w dwu kierunkach, zależnie od natężenia prądu.

Liczbe, charakteryzującą wielkość prostowania, nazwano *stopniem asymetrii* i oznaczono ją następującą zależnością:

$$\Theta = \frac{(e_1 - e_2)}{e_2} \cdot 100 = \frac{\Delta e}{e_2} \cdot 100\%,$$

gdzie e_1 — napięcie na łuku dla charakterystyki położonej wyżej, e_2 — dla niższej.

Korzystając z zależności, podanej przez panią A y r t o n, można napisać:

$$\Theta = \frac{e_1 - e_2}{e_2} = \left(\frac{e_1}{e_2} - 1 \right) 100 = \left[i \frac{(\alpha_1 + \beta_1 l) + \gamma_1 + \delta_1 l}{(\alpha_2 + \beta_2 l) + \gamma_2 + \delta_2 l} - 1 \right] \cdot 100\%.$$

Otrzymane wartości dla Θ w % są podane w tabeli na str. 70.

Jak widać z tablicy, badane metale dałyby się podzielić pod względem asymetrii na trzy grupy:

1. Współczynnik asymetrii dla badanego obszaru ma wartość stałą.
2. Współczynnik asymetrii maleje, zachowując wartość dodatnią.
3. Współczynnik asymetrii zmienia znak.

Poza asymetrią zbadano również spadki napięć przez graficzne wyznaczenie stałych charakterystyk łuków, według równań pani A y r t o n:

$$e = \alpha + \beta l + \frac{\gamma + \delta l}{i},$$

przyczem spadek anodowy wyraża się wzorem:

$$e_a = \frac{4\alpha}{5} + \frac{\gamma}{l},$$

zaś spadek katodowy:

$$e_k = \frac{\alpha}{5} + \frac{\gamma}{i}.$$

Stałe α , β , γ , δ zależą od rodzaju metalu, średnicy elektrod, długości łuku, natężenia prądu, środowiska i innych czynników.

Równanie to zostało podane dla elektrod węglowych, późniejsze badania dopiero wykazały jego słuszność i dla metali.

Użyto elektrod z tego samego metalu o zakończeniu płaskiem. Badano:

1. Miedź — Miedź.
2. Molibden — Molibden.
3. Wolfram — Wolfram.

Średnica elektrod wynosiła 10 mm.

Robiąc takie same odczytania jak przy zdejmowaniu charakterystyki statycznej (większy zakres natężenia prądu), można wykreślić zależność $e = \varphi \left(\frac{l}{i} \right)$, która będzie linją prostą. Stosując następnie znaną metodę graficzną, można z łatwością wyznaczyć stałe α , β , γ , δ .

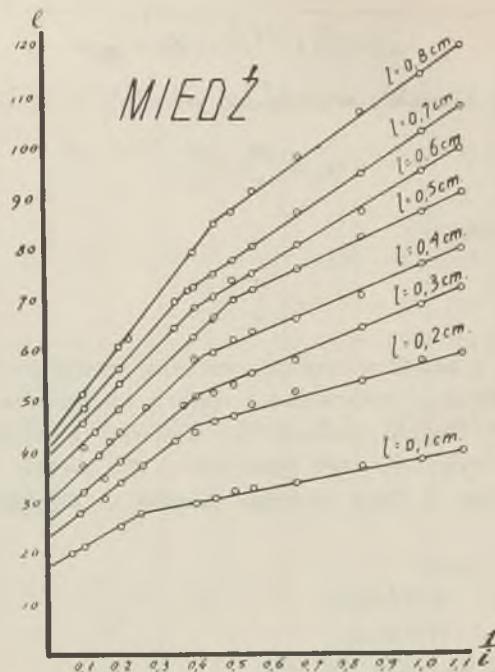
Poniżej podajemy opis zachowania się łuku dla wymienionych metali, wykresy zależności $e = \varphi \left(\frac{l}{i} \right)$, oraz zestawienie wielkości α , β , γ , δ .

1. Miedź — Miedź.

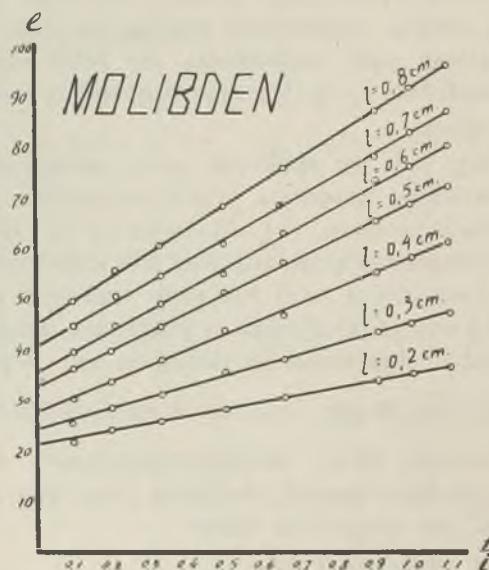
Łuk miedziowy pali się spokojnie przy mniejszych odległościach, bez względu na wielkość natężenia prądu (oczywiście jest tutaj mowa o prądzie w granicach pomiaru, t. j. od 0,9 do 24 A). Kolor łuku zielonkawy. Elektrody rozgrzewają się znacznie (nie chłodzone). Ze wzrostem odstępu elektrod (powyżej 4 mm) łuk przy większym natężeniu prądu silnie dymi. Od 18 A wzwyż odczytania są już trudne, gdyż strzałka woltmierza stale się waha. Jak widać na podanym niżej wykresie, zależność $e = \varphi \left(\frac{l}{i} \right)$ nie jest linią ciągłą, lecz składa się z dwóch prostych, przecinających się w punkcie, który charakteryzuje pewne natężenie prądu. To dowodzi, że charakterystyka statyczna ma dwa obszary prądu, w których wartości jej stałych są różne.

Łuk zrywa się przy $l = 9$ mm.

2. Molibden — Molibden.



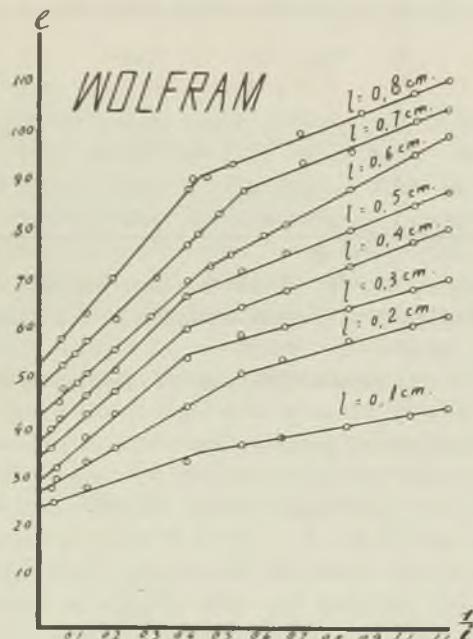
Rys. 1.



Rys. 2.

Łuk molibdenowy pali się spokojnie; daje się łatwo zapalić przy słabym natężeniu prądu. Łuk ma barwę jasną. Anoda rozgrzewa się silniej. Metal wyżarza się znacznie w głębi; przy większych odstępach elektrod i większym natężeniu prądu elektrody rozgrzewają się do koloru czerwonego.

Zależność $e = \varphi \left(\frac{I}{l} \right)$ w badanym obszarze jest zobrazowana przez jedną prostą, co dowodziłoby, że stałe metalu nie zależą od natężenia prądu. Zaobserwowano, że przy większym natężeniu prądu powierzchnia metalu spala się. Przy 8 mm łuk się zrywał.



Rys. 3.

3. Wolfram — Wolfram.

Łuk wolframowy pali się bardzo niespokojnie; bardzo trudno zapalić łuk przy małym natężeniu prądu. Początkowo, przy zwartych elektrodach, przepuszczano prąd, dochodzący do 30 A; w ten sposób ogrzewano elektrody. Po pewnym czasie zmniejszano wartość natężenia prądu do minimalnego i zapalano łuk, rozsuwając elektrody. Przy większym natężeniu prądu i większych odstępach (około 5 mm) łuk wędrował ku górze, wchodził na krawędzie elektrod i łatwo się zrywał. Bardzo niespokojnie zachowywał się voltmierz (wahania wynosiły do 5 woltów).

Poprawkę odczytań robiono w ten sposób, że, nie zmieniając wartości prądu, zwierano elektrody i po pewnym czasie rozsuwano je. Pozwoliło to dokonywać dokładniejsze odczytania.

Wolfram wykazuje również dwa obszary. Stałe wolframu, taksamo, jak dla miedzi, zależą od natężenia prądu. Zaobserwowano dwa obszary: od 24 do 1,82 A i od 1,82 do 0,9 A. Łuk zrywał się przy 9 mm. Zużycie metalu bardzo małe.

Wyniki pomiarów przedstawia poniższa tablica:

	Natęż. prądu (A)	α	β	γ	δ
Miedź	24,0—2,0	16,5	3,9	9,2	8,8
	2,0—0,9	33,5	5,7	0	3,3
Molibden	24,0—0,9	17,5	4,38	—1,55	6,63
Wolfram	24,0—1,82	20,0	4,6	—7,0	11,0
	1,82—0,9	34,5	7,1	0,5	1,3

Panu Profesorowi Dr. M. W o l f k e m u na tem miejscu składamy serdeczne podziękowanie za cenne wskazówki i kierownictwo.

Zakład Fizyczny I Politechniki Warszawskiej.

Rękopis otrzymany dn. 19 grudnia 1932.

Stanisław Wachowski.

Etude des miroirs réflecteurs.¹⁾

Badanie luster reflektorowych.²⁾

S t r e s z c z e n i e.

Jedną z najważniejszych części składowych reflektora jest lustro, i dlatego należy przy projektowaniu reflektorów zwrócić uwagę na jakość luster. Dla oceny luster istnieje kilka metod. Metoda C i k o l e w a polega na fotografowaniu odbicia w lustrze foremnego obrazu geometrycznego. Metoda ta daje tylko ocenę jakościową, lecz jest bardzo dogodna. Ocenę ilościową daje metoda S ch u c k e r t a. Wadą jej było to, że podawała wyniki średnie dla całych wycinków pierścieniowych. Zasada tej metody polega na określaniu położenia średniego ogniska dla poszczególnych pierścieni lustra. Skonstruowano w Zakładzie Fizycznym I Politechniki Warszawskiej dwa aparaty, pozwalające na przeprowadzenie badań według obu powyższych metod (rys. 1, 2, 3, 4 i 5), przy czem metodę S ch u c k e r t a zmieniono tak, by można było badać każdą dowolną część lustra. Wyniki badań zapomocą obu metod zestawiono dla 3 typowych luster: typów *KA*, *PA* i *R*. Miejscom największych zniekształceń fotografii siatki odpowiada dodatnia aberacja sferyczna, czyli dodatnie odchylenie w ogniskowych od wartości średniej. Dla luster typu *KA* dodatnia aberacja występuje w częściach środkowych luster (rys. 6), dla typu *PA* w zewnętrznych częściach (rys. 7). Lustra typu *R* wykazują bardzo nieznaczną aberację, fotografie zaś prawie niewidoczne zniekształcenie siatki (rys. 8).

Panu prof. dr. M. W o l f k e m u składam serdeczne podziękowanie za udzielenie mi cennych rad i wskazówek.

Zakład Fizyczny I Politechniki Warszawskiej.

Rękopis otrzymany dn. 19 grudnia 1932.

¹⁾ Travail présenté au VI-te Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, octobre 1932.

²⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polsk. w Warszawie w październiku 1932.

En projetant et en construisant des réflecteurs il est indispensable d'avoir le plus grand soin du miroir, celui-ci étant la partie la plus essentielle du réflecteur. La portée du réflecteur ne dépend pas seulement de l'intensité lumineuse spatiale de la lampe; le miroir lui-même, donc surtout le genre de sa courbure ainsi que l'état de sa surface, non seulement de celle qui réfléchit, mais aussi de celle qui réfracte, y jouent le rôle décisif. L'angle d'ouverture du faisceau des rayons réfléchis doit être aussi petit que possible, car l'intensité lumineuse maximum du réflecteur est inversement proportionnelle à cet angle et la portée du réflecteur dépend de la racine carrée de l'intensité lumineuse maximum. On aurait le cas idéal, si l'angle en question était zéro, c'est-à-dire si le faisceau réfléchi était composé seulement de rayons parallèles. Pour un point

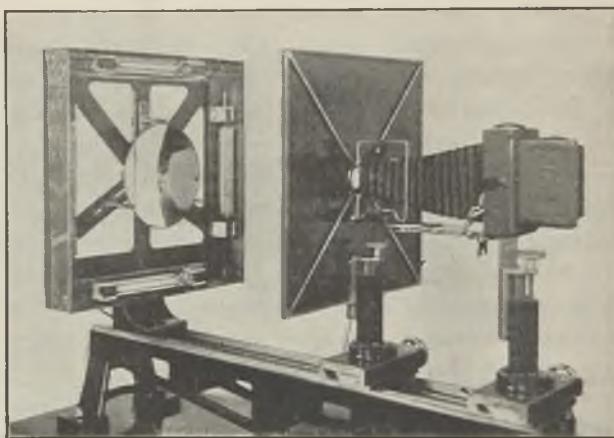


Fig. 1.

lumineux on aurait une surface paraboloidale. Cependant, comme il est impossible de réaliser un point lumineux et qu'on a toujours une certaine surface lumineuse, une seule surface réfléchissante ne donne pas de résultats satisfaisants; il faut utiliser également la surface qui réfracte.

On emploie dans la pratique plusieurs types de miroirs réflecteurs. Pour apprécier la qualité des miroirs on emploie plusieurs procédés d'étude. L'une des premières méthodes a été celle de Czikolew qui a été appliquée vers 1890. Cette méthode a le défaut de ne donner qu'une appréciation qualitative du miroir, en mettant souvent en relief d'une manière exagérée des défauts non essentiels du miroir. Par contre elle présente l'avantage d'être visuelle, objective et de laisser un document de l'étude sous la forme d'une photographie, ce qui est important lorsqu'on

reçoit le miroir livré. La méthode consiste à photographier l'image d'un réseau régulier réfléchi par le miroir.

L'appareil qui a été construit à cet effet est composé d'une glissière et de trois supports mobiles (fig. 1).

Le support gauche est muni de trois dispositifs de serrage pour fixer le miroir et de quatre lampes allongées qui éclairent une plaque fraisée de manière à former un quadrillage régulier; cette plaque est fixée au support du milieu. Au centre de la plaque se trouve une ouverture à travers laquelle on peut photographier l'image de la surface quadrillée de la plaque, que donne le miroir. L'appareil photographique à courte distance focale est fixé au support droit. Outre le mouvement longitudinal, le disque et l'appareil peuvent se mouvoir transversalement et verti-

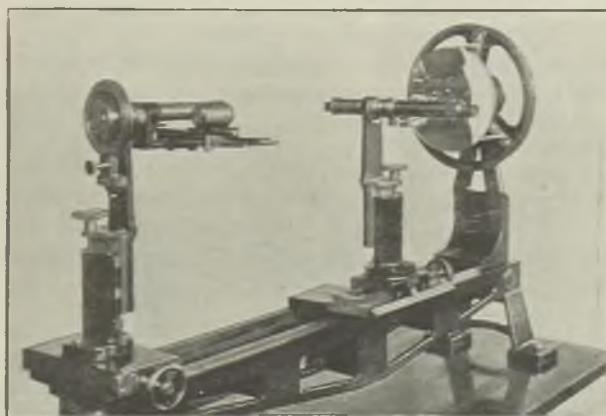


Fig. 2.

calement, de manière qu'on peut les ajuster à l'axe, passant par le centre du miroir. On règle l'axe optique du miroir de manière à le faire coïncider avec l'axe du disque et de l'appareil, en ajustant les dispositifs de serrage du support gauche. On peut étudier des miroirs ayant des diamètres différents, en déplaçant convenablement les dispositifs de serrage.

On a obtenu comme résultat des études une série de photographies qui présentent des distorsions de divers types. Étant donnés les avantages de cette méthode, on a essayé d'interpréter les résultats obtenus au moyen des résultats qu'on a trouvés par la méthode quantitative.

La méthode de Schuckert permet une appréciation quantitative des miroirs réflecteurs. Le défaut de cette méthode consistait en ceci que, pour déterminer la position du foyer, on employait un faisceau de rayons divergents et, de plus, qu'on étudiait à la fois l'entier secteur de cercle d'un certain rayon et qu'on ne pouvait pas par conséquent

déceler des défauts locaux du miroir. C'est pourquoi cette méthode a été modifiée, de manière qu'on a employé un faisceau de rayons rendus parallèles par un collimateur et qui pouvait être dirigé sur un point quelconque du miroir, ce qui permet d'étudier exactement tous les défauts locaux de la surface de celui-ci.

L'appareil est composé, de même que celui dont on a parlé, d'une glissière et de trois supports (fig. 2).

Le support droit, muni de dispositifs de serrage réglables, sert à maintenir et à ajuster axialement les miroirs. Le support au milieu est muni d'une lunette, d'une vis micrométrique et d'un vernier en bas pour faire les lectures des déplacements longitudinaux de la lunette sur une échelle divisée en millimètres.

Pour fixer le support sur la glissière à la place voulue on ne se sert pas de la vis micrométrique, mais on desserre le dispositif de serrage convenable et on déplace librement le support le long de la glissière. Le support gauche porte une lunette qu'on peut déplacer sur une glissière transversale munie d'une division. Ce support peut se déplacer non seulement longitudinalement, mais aussi transversalement. La lunette et le collimateur peuvent être réglés au moyen de vis spéciales, afin que leurs axes se confondent avec celui du miroir. Le miroir fixé au support droit peut tourner autour de son axe et les différentes positions peuvent être déterminées au moyen d'une division angulaire. On immobilise le miroir dans une certaine position au moyen d'un dispositif de serrage à frottement. Dans le collimateur du support gauche se trouve une lampe et un diaphragme ayant la forme d'une croix. On place le diaphragme dans le plan focal de la lentille. La glissière transversale avec la lunette et un contrepoids peut être tournée autour d'un axe, chaque position pouvant être déterminée au moyen d'une division angulaire. On fait arriver le courant au moyen de brosses et d'un anneau de contact à frottement. Après avoir réglé le collimateur du support gauche pour un certain rayon, on reçoit sur la plaque dépolie de la lunette du support du milieu l'image de la croix. La lecture donne la position du foyer. En changeant la position du collimateur du support gauche, sa position angulaire étant donnée et la position angulaire du miroir restant invariable, on peut ainsi trouver les positions des foyers pour la surface entière du miroir. On détermine la distance focale au moyen d'un compas arqué. Les rapports des différences des distances focales et de la distance focale moyenne à cette dernière donnent une mesure de l'aberration sphérique. La précision des mesures est de moins que 1 %. On a comparé les résultats des études effectuées par la méthode de Czikolew et celle de Schuckert, de trois types de miroirs: du type KA dont les deux surfaces sont sphériques, concentriques, mais dont la seule surface réfléchis-

sante est polie, du type *PA*, dans lequel les deux surfaces sont paraboloidales à foyer commun, la surface réfléchissante étant polie, enfin de miroirs du type *R*, dans lequel la surface réfléchissante est paraboloidale, la surface réfringente est corrigée, les deux surfaces étant polies. On a comparé les résultats des mesures, de manière que, à côté de la photographie de l'image de la surface quadrillée donnée par le miroir, on a tracé la courbe de l'aberration, en portant en abscisses l'aberration sphérique moyenne, calculée pour la surface annulaire entière, et en ordonnées le rayon de cet anneau.

Les miroirs du type *KA* présentent au milieu une aberration positive; la photographie présente dans cette partie la plus grande distorsion du quadrillage (fig. 3, miroir *KA*-255, diamètre 17 cm, distance focale 95 mm).

Les miroirs du type *PA* présentent une aberration positive vers

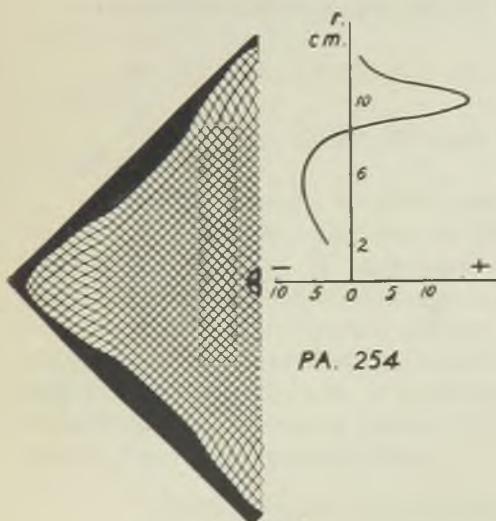


Fig. 4.

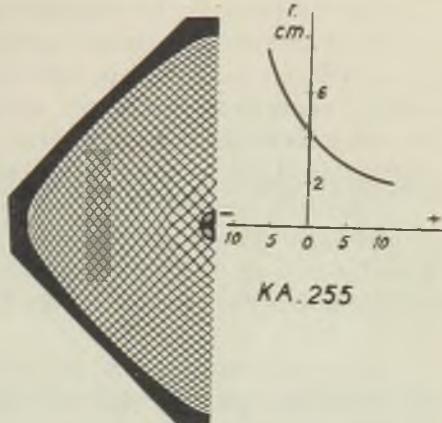


Fig. 3.

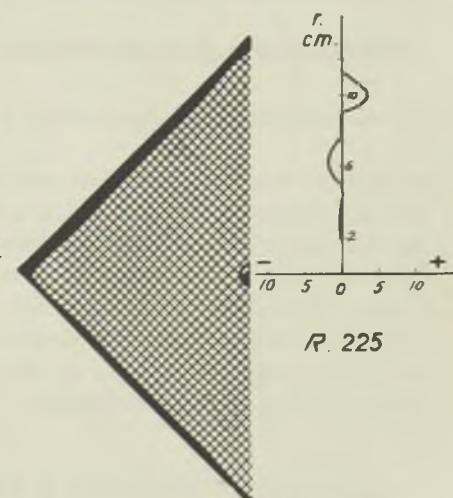


Fig. 5.

les bords. C'est là aussi que la photographie présente la plus grande distorsion (fig. 4, miroir *PA*-254, diamètre 26 cm, distance focale 106 mm).

Les miroirs du type *R* présentent une aberration tout à fait insignifiante; la photographie présente une distorsion à peine perceptible (fig. 5, miroir *R*—225, diamètre 25 cm, distance focale 106 mm).

La comparaison de ces deux méthodes fait voir comment elles dévoilent les défauts des miroirs, ce qui permet une appréciation plus précise de ces défauts lorsqu'on se sert de la méthode de Czikolew, plus simple, cependant seulement qualitative. On élaborera une théorie des deux méthodes qui permettra d'étudier les miroirs par la méthode de Czikolew d'une manière quantitative.

Les deux appareils décrits ci-dessus ont été construits par moi-même en collaboration avec M. Cz. Skłodowski, mécanicien de précision du I Institut de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie, et ont été exécutés dans l'atelier de cet Institut.

Je tiens à remercier M. le Professeur Dr. M. Wolfke, Directeur du I Institut de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie, de m'avoir indiqué le sujet du présent travail, ainsi que pour les précieux conseils qu'il m'a prodigués pendant son exécution.

Octobre 1932.

I Institut de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie.

Manuscrit reçu le 19 décembre 1932.

I. Mrozowska.

Sur la répartition des intensités dans les bandes de fluorescence de la vapeur de mercure.¹⁾

Rozkład natężeń w pasmach fluorescencji pary rtęci.

Streszczenie.

Wzbudzano fluorescencję pary rtęci prązkiem iskry $Zn \lambda 2558 \text{ \AA}$ i otrzymywano widmo pasmowe (pasma o maximach w pobliżu $\lambda 4850 \text{ \AA}$, $\lambda 3350 \text{ \AA}$ i dla niższych ciśnień 2539 \AA) z zupełniem wykluczeniem prążków atomowych.

Wykreślono krzywe rozkładu natężeń w pasmach $\lambda 4850 \text{ \AA}$ i $\lambda 3350 \text{ \AA}$ (rys. 4, 5, 6), fotografowanych w następujących warunkach:

1. w temperaturze stałej $360^\circ C$, a dla ciśnienia zmieniającego się od 85 mm do 640 mm;

2. dla ciśnienia stałego 157 mm i kilku temperatur między $300^\circ C$ a $520^\circ C$;

3. dla ciśnienia stałego 500 mm i kilku temperatur między $400^\circ C$ a $640^\circ C$.

Obliczone stosunki natężeń powyższych pasm zebrano w tablicy str. 86. Przy wzroście ciśnienia od 85 mm do 658 mm stosunek natężeń zwiększa się 23 razy. W przypadku ciśnienia 157 mm stosunek natężeń pasm widzialnego i nadfiołkowego jest przy $300^\circ C$ 800 razy większy niż przy $510^\circ C$, w przypadku 500 mm jest przy $400^\circ C$ 1250 razy większy niż przy $640^\circ C$. Rezultaty pomiarów nie stoją w sprzeczności z poglądem na powstawanie pasm, przypisującym je częsteczkę złożonej z atomu normalnego oraz atomu w stanie 2^3P_0 , względnie 2^3P_1 , opartym poza tem na teorji kinetycznej gazów.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dn. 17 grudnia 1932.

¹⁾ Travail présenté au VI Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, en septembre 1932.

²⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

Dans le spectre de fluorescence de la vapeur de mercure on observe deux larges bandes continues dont les maxima sont $\lambda 4850 \text{ \AA}$ et $\lambda 3350 \text{ \AA}$.

Niewodniczanski¹⁾ le premier les a étudiés dans des conditions bien déterminées de densités et de températures de la vapeur. Plusieurs auteurs²⁾ se sont ensuite occupés de l'influence de la température et de la densité ou de la pression de la vapeur sur les intensités de ces deux bandes; les observations ont montré que les deux bandes se comportent différemment. A température constante les intensités de deux bandes croissent avec la pression; toutefois, l'accroissement d'intensité de la bande visible est plus rapide que celui de la bande ultraviolette. Sous pression constante, si elle n'est pas trop basse, l'accroissement de la température amène une diminution de l'intensité de la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$. Quant à la bande 3350 \AA , son intensité augmente au début pour décroître ensuite.

Ces résultats d'ordre qualitatif constituent un renseignement de plus intéressant. En effet, si les conditions d'émission influent en un degré tellement différent sur les deux bandes, cela montre que ces dernières ne forment pas un système lié d'une façon indissoluble au même phénomène élémentaire.

Dans le but de fixer quantitativement les variations des intensités relatives des bandes dans les diverses conditions on mit en oeuvre la méthode expérimentale suivante.

La vapeur de mercure était enfermée dans un tube en silice de forme représentée par les fig. 1 et 2 et qui permettait de faire varier indépendamment la pression et la température de la vapeur. La partie supérieure *A*, dans laquelle on excitait la fluorescence se trouvait dans un four électrique *B*, permettant de maintenir la vapeur à une température voulue. La partie inférieure *C* contenait le mercure liquide, introduit par distillation avec des précautions habituelles. Le four électrique *D* entourant cette partie du tube permettait de régler la pression de la vapeur étudiée.

On déterminait les températures à l'aide d'un thermomètre *T₁*, et d'un couple thermoélectrique *T₂*. Le thermomètre était placé juste au dessus de la partie photographiée de la trainée fluorescente. La partie inférieure du tube possédait une cavité *F*, destinée à la soudure du couple thermoélectrique, ce qui assurait la détermination précise de la température du mercure liquide.

¹⁾ C. R. Soc. Pol. de Phys., III, 31, 1927.

²⁾ Pringsheim und Terenin, ZS. f. Phys. 47, 330, 1928. Wood and Voss, Nature, 121, 418, 1928. Niewodniczanski, ZS. f. Ph. 49, 59, 1928. Mrozowski, ZS. f. Ph., 50, 657, 1928; 55, 338, 1929. Rayleigh, Proc. Roy. Soc. 132, 650, 1931.

La fluorescence était observée dans une direction perpendiculaire au faisceau exciteur. Pour éliminer la lumière diffusée sur les parois, le tube utilisé était muni de deux fenêtres planes, en face desquelles se trouvaient des cônes recourbés.

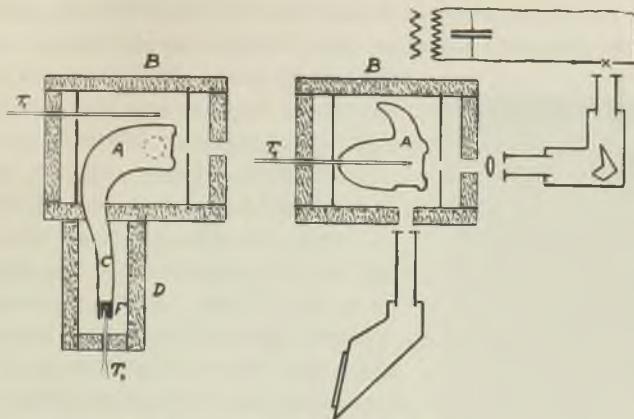


Fig. 1.

Fig. 2.

Dans le but de simplifier autant que possible le mode d'excitation de la lumière de fluorescence, la vapeur était illuminée par une raie isolée. De plus, cette raie a dû être choisie de façon à exciter le moins de bandes et si possible à l'exclusion complète des raies atomiques. Les raies situées dans la bande d'absorption $\lambda 2539 \text{ \AA}$ doivent satisfaire à ces conditions. La raie choisie après quelques essais, était une raie intense du spectre de l'étincelle de Zn $\lambda 2558 \text{ \AA}$. Cette raie était isolée au moyen d'un monochromateur à l'optique en quartz. Remarquons que l'excitation par la raie intense $\lambda 2502 \text{ \AA}$ de Zn , se trouvant déjà au delà de la bande d'absorption, n'a pas donné de fluorescence appréciable. Cette constatation a permis d'utiliser les fentes du monochromateur relativement larges sans craindre l'influence eventuelle de la raie $\lambda 2502 \text{ \AA}$.

Malgré cela, le monochromateur affaiblissait fortement la lumière excitatrice. La durée des expositions montait à des dizaines d'heures et on rencontrait par conséquent des difficultés pour maintenir la pression et la température constantes.

Toutes les photographies ont été prises au moyen d'un spectrographe à l'optique de quartz de F u e s s et sur des plaques Opta anti-halo.

Pour déterminer les intensités relatives de deux bandes on les compare avec le spectre d'une lampe à ruban de tungstène. Dans ce but on photographiait sur chaque plaque une série des spectres continus (de la lampe ci-dessus), affaiblis à des proportions connues par un filtre à échelons de Z e i s s (couches de platine sur quartz). Cette série des

spectres ainsi que les spectres de fluorescence, étaient soumis aux mesures photométriques à l'aide d'un microphotomètre thermoélectrique enregistreur de Molli. La série des spectres continus servait à construire des courbes de noircissement pour une suite des longueurs d'onde. A l'aide de ces courbes on trouvait les intensités relatives pour de différents points du spectre de fluorescence correspondant aux noircissements calculés des courbes

photométriques. La connaissance de la distribution de l'énergie dans le spectre du ruban de tungstène (assimilé au corps gris) permettait de calculer ensuite la distribution de l'intensité dans le spectre de fluorescence.

On photographiait sur chaque plaque une série des spectres de fluorescence, pris dans de diverses conditions, une série des spectres continus, celui de l'étincelle de Zn , ainsi que celui d'une lampe à mercure. Le spectre de l'étincelle servait à fixer les longueurs d'onde de long du spectre du ruban de tungstène. Les raies de mercure ont été photographiées à mi-hauteur du spectre de la fluorescence à titre de repères de longueurs d'onde dans les bandes.

Fig. 3. $p = 500$ mm.

a) $t = 640^\circ C$; b) $t = 400^\circ C$; c) $t = 470^\circ C$.

Les fig. 3 et 4 donnent l'exemple des spectres destinés aux mesures.

La fig. 3 représente les spectres de fluorescence pris à pression constante. Les trois photographies de fluorescence correspondent à la pression de 50 cm et aux températures de 400° , 470° et $640^\circ C$. On voit clairement que la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$ est la plus intense à $400^\circ C$ et la plus faible à $640^\circ C$; la bande $\lambda 3300 \text{ \AA}$ se comporte inversement.

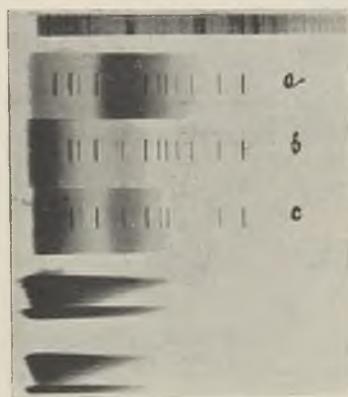
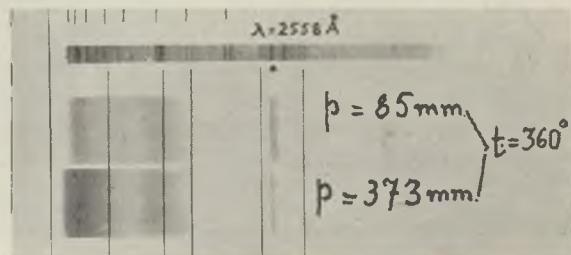


Fig. 4.



La fig. 4 représente les spectres de fluorescence pris à une température constante de $360^\circ C$, et pour les pressions de 85 mm et de 373 mm.

Ces photographies montrent d'une façon manifeste que le rapport de l'intensité de la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$ à celle de $\lambda 3350 \text{ \AA}$ augmente avec la pression.

Outre ces deux bandes on remarque dans le domaine des ondes courtes deux raies diffusées $\lambda 2558 \text{ \AA}$ et $\lambda 2502 \text{ \AA}$. Entre ces deux raies apparaît aux pressions plus basses une sorte de raie floue et qui par sa position se rapproche de la raie de résonance $\lambda 2537 \text{ \AA}$ (fig. 4). Or, en déterminant la position λ_0 du centre de cette raie floue obtenue sous diverses pressions de la vapeur de mercure on constate qu'à mesure que p augmente, λ_0 se déplace d'une façon continue vers les parties moins réfrangibles du spectre. Ainsi par ex. pour une pression $p = 30 \text{ mm}$ $\lambda_0 = 2540 \text{ \AA}$, pour $p = 80 \text{ mm}$ $\lambda_0 = 2545 \text{ \AA}$. Ce noircissement n'est provoqué que par une faible émission de la bande bien connue de mercure $\lambda 2539 \text{ \AA}$ déformée un peu par l'absorption. Quant à la raie de résonance, une exposition prolongée n'a pu mettre en évidence aucune trace de son émission et cela même pour la pression de 1 mm. Ainsi nous avons ici le spectre moléculaire pur sans aucune raie atomique.

La répartition des intensités dans les bandes de ce spectre a été étudiée dans diverses conditions. En particulier, on s'est occupé de ses modifications en fonction de la pression ($t = \text{const.}$) et de la température ($p = \text{const.}$) de la vapeur luminescente. De multiples mesures ne seront citées ici que les suivantes, se rapportant aux spectres pris:

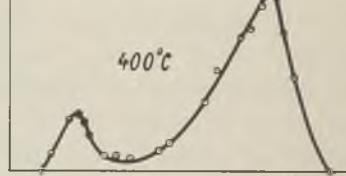
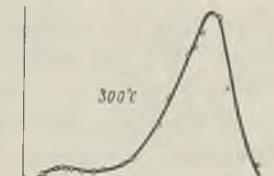
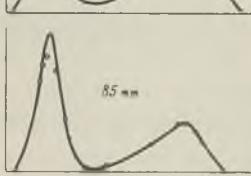
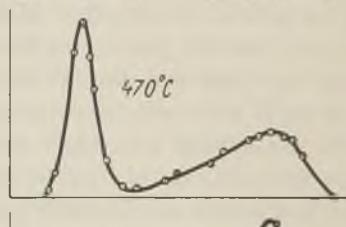
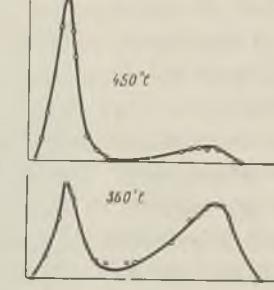
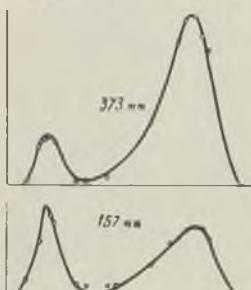
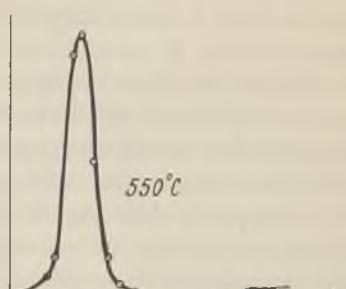
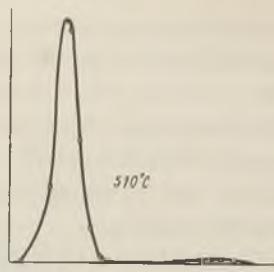
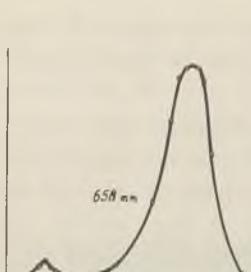
I. A température constante $t = 360^\circ C$ et pour les pressions variant de $p_1 = 85 \text{ mm}$ à $p_2 = 658 \text{ mm}$.

II. A une pression constante $p = 157 \text{ mm}$ et les températures variant de $t_1 = 300^\circ C$ à $t_2 = 520^\circ C$.

III. A une pression constante $p = 500 \text{ mm}$ et les températures variant de $t_1 = 400^\circ C$ à $t_2 = 640^\circ C$.

Quelques courbes de répartition des intensités construites d'après les mesures microphotométriques sont représentées sur les fig. 5, 6 et 7. Elles montrent clairement les variations se manifestant dans le spectre étudié de fluorescence de la vapeur de mercure.

On comprend ici par l'intensité de la bande l'énergie totale émise pendant l'unité de temps dans toute l'étendue de la bande. Cette énergie est partagée entre les différentes longueurs d'onde comme cela est déterminé par les courbes des fig. 5, 6 et 7. L'intensité ainsi définie est proportionnelle à l'aire limité par les courbes de distribution des intensités. C'est donc d'après ces courbes, par les quadratures, qu'ont été calculées les valeurs du rapport de l'intensité I_1 de la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$ à celle I_2 de la bande $\lambda 3350 \text{ \AA}$ dans les conditions données.

Fig. 5. $t = 360^\circ\text{ C.}$ Fig. 6. $p = 157 \text{ mm.}$ Fig. 7. $p = 500 \text{ mm.}$

Les résultats sont réunis dans les tableaux suivants.

$t = 360^\circ\text{ C}$

$p \text{ mm}$	$I_1 I_2$	$\log I_1 I_2$
85	0,93	1,97
96	1,16	0,06
157	{ 2,07 2,05 2,56 } { 0,32 0,31 0,41 }	{ 0,32 0,31 0,41 }
246	5,42	0,73
373	{ 9,63 7,50 } { 0,98 0,87 }	{ 1,40 1,23 }
658	{ 31,0 15,1 19,2 } { 1,49 1,18 1,28 }	{ 2,51 2,20 }

$p = 157 \text{ mm}$

$t^\circ\text{ C}$	$I_1 I_2$	$\log I_1 I_2$
300	25,6	1,41
360	{ 2,07 2,05 2,56 } { 0,32 0,31 0,41 }	{ 0,32 0,31 0,41 }
370	2,40	0,38
380	1,83	0,26
450	{ 0,25 0,17 } { 1,40 1,23 }	{ 1,40 1,23 }
510	0,032	2,51
520	0,016	2,20

$p = 500 \text{ mm}$

$t^\circ\text{ C}$	$I_1 I_2$	$\log I_1 I_2$
400	{ 7,36 5,00 } { 0,86 0,69 }	{ 0,86 0,69 }
470	{ 1,12 0,80 } { 0,05 1,90 }	{ 0,05 1,90 }
550	0,079	2,89
640	0,005	3,69

On voit que les variations de $\frac{I_1}{I_2}$ sont considérables. Lorsque la pression s'élève de 85 mm à 658 mm, le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ augmente à peu près 23 fois. L'influence de la température est encore plus forte. Ainsi pour une pression de 157 mm le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ diminue dans la proportion de 800 à 1 lorsque la température passe de $300^\circ C$ à $510^\circ C$. On remarque une diminution aussi forte pour la pression de 500 mm. Entre $400^\circ C$ et $640^\circ C$ le rapport mentionné $\frac{I_1}{I_2}$ diminue à peu près 1250 fois.

Aux températures plus hautes la détermination du rapport des intensités des bandes de fluorescence a été rendue impossible à cause du rayonnement intense du four qui se superposait sur la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$.

Aux pressions plus basses la fluorescence devient trop faible pour permettre les mesures correctes des intensités.

Il est intéressant de constater que le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ est une fonction exponentielle de la température. En effet, en portant sur le diagramme les valeurs de $\log \left(\frac{I_1}{I_2} \right)$ en fonction de la température, on obtient les lignes droites comme le montre la fig. 8. A correspond à la pression $p = 157 \text{ mm}$ et B à la pression $p = 500 \text{ mm}$. Toutefois, la signification de ce caractère particulier n'est pas claire.

La fluorescence étudiée était excitée par une raie se trouvant dans le domaine de la bande $\lambda 2539 \text{ \AA}$ (apparaissant aussi bien dans l'absorption que dans l'émission), donc en dehors des raies d'absorption atomique. Dans l'émission nous ne trouvons aucune raie atomique, pas même la raie de résonance. Il n'y avait que les bandes continues dont d'ailleurs aucune trace dans l'absorption n'a pu être décélée jusqu'à présent. Tout phénomène de luminescence est donc lié à des complexes non-atomiques, disons aux molécules plutôt instables et dont les atomes sont réunis temporairement par des liaisons faibles.

Le caractère des bandes ainsi que leur absence dans l'absorption font penser d'associer leur émission au phénomène de dissociation. On

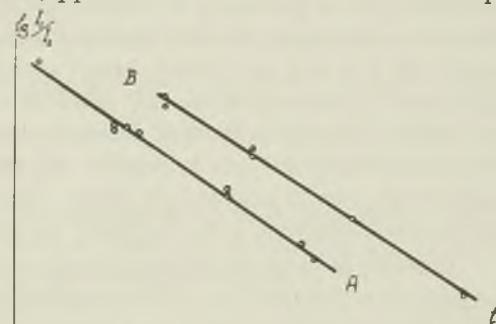


Fig. 8. A: $p = 157 \text{ mm}$. B: $p = 500 \text{ mm}$.

peut également chercher l'interprétation dans les modification moléculaires qui ne seraient nullement liées à la séparation des atomes formant la molécule.

Le dernier point de vue est surtout soutenu dans les travaux de K u h n.¹⁾ Il suppose que les molécules émettant les bandes sont formées d'un atome neutre et d'un autre qui hors de la molécule serait excité à l'état 2^3P_0 ou 2^3P_1 . Une molécule de première espèce serait responsable de la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$, celle de seconde espèce de la bande $\lambda 3350 \text{ \AA}$. Dans une molécule excitée les liaisons des atomes deviennent beaucoup plus fortes. L'émission des bandes ne peut avoir lieu qu'après un grand nombre des chocs de la molécule excitée, car elle doit perdre le surplus de son énergie d'oscillation. D'après l'hypothèse de K u h n, l'absorption produit des molécules excitées à l'état correspondant à 2^3P_1 en nombre beaucoup plus grand que les molécules excitées à 2^3P_0 . Le nombre de ces dernières augmente grâce aux chocs, qui changent plus facilement l'état 2^3P_1 en état 2^3P_0 qu'inversement.

Les variations de la pression et de la température entraînent le changement de la concentration des molécules et le changement du nombre de chocs ainsi que de l'énergie mise en jeu dans ces derniers. L'influence de ces trois facteurs sur les porteurs des bandes étudiées devrait expliquer les modifications observées de celles-ci lorsque la pression et la température varient. La concentration des molécules ne détermine que l'énergie totale émise dans les bandes. La distribution de l'énergie entre les bandes dépend du nombre des chocs ainsi que de leur énergie.

A température constante, la densité et le nombre de chocs sont proportionnels à la pression; la vitesse moyenne de l'atome ne change pas. En se basant sur la théorie cinétique des gaz et en admettant les hypothèses de K u h n on déduit que l'accroissement du nombre de chocs augmente la concentration des molécules émettant la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$ en rapport à la concentration des molécules émettant la bande $\lambda 3350 \text{ \AA}$. Les calculs montrent que le rapport des intensités des bandes varie moins rapidement que le nombre de chocs. Les résultats des mesures ne sont pas en contradiction avec le point de vue admis plus haut.

Lorsque la pression reste constante et la température croît, la densité diminue en raison inverse de la température. Quoique la vitesse moyenne augmente, le nombre des chocs diminue. Cependant l'énergie des chocs devient plus grande. Le rapport du nombre de chocs ayant l'énergie suffisante pour amener la transformation de la molécule de l'état 2^3P_0 à l'état 2^3P_1 au nombre de chocs amenant la transformation inverse augmente avec la température. Cette augmentation favorise les molé-

¹⁾ K u h n, ZS. f. Phys., 72, 462, 1931.

cules à l'état 2^3P_1 . C'est ainsi que K u h n explique le déplacement de l'intensité de l'émission vers les ondes courtes lorsque la température s'élève. D'après les calculs analogues aux précédents, la variation du rapport des intensités des bandes ne peut surpasser, en cas de pression constante, la variation du rapport du nombre des chocs des atomes à vitesse donnée avec le nombre total des chocs. La valeur de l'énergie nécessaire pour changer l'état 2^3P_0 de la molécule en 2^3P_1 et la comparaison des aires limités par les courbes de Maxwell de la distribution de vitesse donnent la variation cherchée du rapport des nombres du chocs entre les températures données. Entre $300^\circ C$ et $510^\circ C$ ($\phi = 157$ mm) le rapport des intensités des bandes étudiées diminue 800 fois. Afin que le rapport du nombre de chocs dont l'énergie est suffisante pour transformer l'état moléculaire émettant la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$ en état émettant la bande $\lambda 3350$ avec le nombre total de chocs augmente au moins 800 fois, il faut admettre que cette énergie n'est pas moindre que 1,2 volts.

S o m m a i r e.

1. On excitait la fluorescence de la vapeur de mercure par une raie isolée de l'étincelle de $Zn \lambda 2558 \text{ \AA}$ et on trouvait dans l'émission le spectre de bandes pur sans aucune raie atomique.

2. A température constante $t = 360^\circ C$ lorsque la pression s'élève de 85 mm à 658 mm, le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ des intensités de la bande $\lambda 4850 \text{ \AA}$ et de la bande $\lambda 3350 \text{ \AA}$ augmente 23 fois.

3. A une pression constante $\phi = 157$ mm le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ diminue 800 fois lorsque la température passe de $300^\circ C$ à $510^\circ C$. A une pression $\phi = 500$ mm le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ diminue entre $400^\circ C$ et $640^\circ C$ 1250 fois.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance la plus profonde à M. le Prof. Dr. S. Pieńkowski sous la direction duquel ce travail a été exécuté, pour sa bienveillance et ses conseils éclairés.

Institut de Physique Experimentale de l'Université de Varsovie.

Manuscrit reçu le 17 décembre 1932.

W. Kessel.

Sur le rôle de l'absorption de la raie excitatrice dans les spectres de résonance.¹⁾

O roli pochłaniania prążka wzbudzającego w widmach rezonansowych.²⁾

Streszczenie.

W zjawiskach rezonansu cząsteczkowego par dwuatomowych występują kolejno trzy momenty zasadnicze. Cząsteczka pochłania energię promienistą, trwa pewien czas w stanie wzbudzonym i wreszcie wyprzemienniuje energię. Dany prążek może wzbudzić promieniowanie rezonansowe wtedy tylko, gdy pokrywa się on z jednym z prążków absorbacyjnych pary wzbudzanej.

Zwykle jednakże prążki widmowe posiadają mniej lub więcej złożoną budowę subtelną. Naprzkład zielony prążek $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ Hg I posiada kilkanaście składowych. Jeżeli więc prążek ten wzbudza serię, powstaje pytanie, które i ile jego składowych wzbudzają tę serię. Można zgórą na to odpowiedzieć, że te tylko, które są przez daną parę pochłonięte.

Prążek ten wzbudza znane serię w parach dwóch pierwiastków: jodu i telluru.

Aby postawione w ten sposób zagadnienie rozwiązać, posługiwano się aparaturą przedstawioną na rys. I.

Lampa rtęciowa, specjalnie w tym celu zbudowana, oświetlała rurę kwarcową z tellurem, albo siborową z jodem. Światło było obserwowane po przejściu przez odpowiedni układ optyczny zapomocą multiplex-interferometru G e h r k e - L a u. Monochromatyzowanie światła osiągano w ten sposób, że bardziej krótkofalową część widma rtęci odcięto przy pomocy żółtego filtru S c h o t t a, który przepuszczał zie-

¹⁾ Travail présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, septembre 1932.

²⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

lony prążek rtęci bez widocznego osłabienia, żółte zaś prążki zatrzymywały stężony roztwór azotanu dydymu. Pozostała do wygaszenia jeszcze czerwona część widma rtęci. Wobec tego jednak, że używane podczas pracy filmy „Persenso“ Perutza nie są czułe na barwę czerwoną, nie zachodziła potrzeba używania filtra na tę część widma.

Para badana znajdowała się w rurze umieszczonej w piecu elektrycznym. Tellur obserwowano przy temperaturze około $750^{\circ} C$ w rurze o długości 60 cm. Dla jodu wystarczyła rura o długości 15 cm przy temperaturze pokojowej.

W ten sposób otrzymywane pierścienie interferencyjne fotografowano przy pomocy komory fotograficznej zapatrzonej w obiektyw o odległości ogniskowej 85 cm. Czas naświetlania wynosił, zależnie od okoliczności, od 5 sek. do 1 godziny.

Naświetlano odcinki jednego i tego samego kawałka taśmy bezpośrednio i przez parę badaną, uważając, aby czas ekspozycji zachować ten sam.

Fotografie otrzymane fotometrowano i obliczano stosunki natężeń.

Pewną trudność sprawiło badanie składowej głównej, rozkładającej się na pięć bardzo zbliżonych składowych. Ponieważ lampa była chłodzona tylko zimną wodą, składowe te nie były dostatecznie ostre i zlewały się na kliszach. Przy przepuszczeniu światła przez rurę z parą badaną widać wyraźnie pochłanianie niektórych składowych, co zostało przedstawione na mikrofotogramie (rys. 2). Z lewej strony znajduje się mikrofotogram głównej grupy fotografowanej bezpośrednio, z prawej — przez parę telluru. Drogą porównania zarówno tych mikrofotogramów jak i klisz można było ustalić, że zostały prawie całkowicie pochłonięte składowe:

$$10^3 \Delta v = +30, -36, -90 \text{ cm}^{-1}.$$

Podobne doświadczenia wykonane z jodem wykazały pochłanianie składowych:

$$10^3 \Delta v = +30, 0, -90 \text{ cm}^{-1}.$$

Oprócz tego zauważono, że pozostałe składowe są osłabiane, nie w jednakowym stopniu u różnych składowych.

Zachodzi pytanie, czy wszystkie składowe są absorbowane przez jeden i ten sam prążek absorbcyjny, czy też przez różne. W każdym z tych przypadków budowa widma absorbcyjnego byłaby różna, co dałoby się stwierdzić przez zbadanie budowy nadsubtelnej wyrazów serii. Przeprowadzona analiza absorbcji wykazuje, że w wypadku wzbudzania zwanego pospolicie monochromatycznem mamy do czynienia ze wzbudzeniem bardzo złożonym.

Panu Profesorowi D-rowi St. Pieńkowskemu składam serdeczne podziękowanie za udzielenie mi miejsca w Zakładzie, za wskazanie tematu oraz za życzliwe rady i wskazówki udzielane mi przy pracy.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dn. 22 grudnia 1932.

Le phénomène de la résonance moléculaire est interprété de la façon suivante. Lorsque un faisceau monochromatique éclaire un gaz diatomique ses molécules absorbent l'énergie de radiation servant à les faire passer à l'état excité. Le retour à divers états inférieurs est accompagné de l'émission d'une série de résonance. Or, la raie excitatrice, en rapport avec sa largeur et structure, peut couvrir plusieurs raies d'absorption du gaz étudié. Il en résultera nécessairement la formation de plusieurs états excités.

Mais on sait que le plupart des raies des sources excitatrices ordinaires ne sont pas simples dans leur structure hyperfine. En particulier la raie verte de *Hg I* comprend treize composantes dont les longueurs d'onde et les intensités relatives ont été mesurées dernièrement par Görtich et Lau¹⁾.

Cette raie excite des séries bien connues dans les vapeurs d'iode et de tellure. Il était nécessaire d'éclaircir la question par combien des composantes sont excitées les séries mentionnées ci-dessus. Dans ce but on se servait de dispositif présenté sur la fig. I.

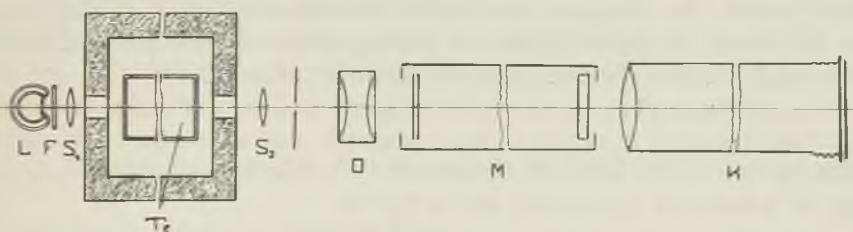


Fig. I.

Une lampe *L* à mercure, bien refroidie, donnait des raies assez fines pour être étudiées à l'aide d'un interféromètre, même quand l'amperage était assez fort (20 Amp.).

¹⁾ Görtich und Lau. Quantitative Messungen mit dem Multiplexinterferenzspektroskop, ZS. f. Phys. 77, 746, 1932.

La lumière de cette lampe traversait une couche de la vapeur étudiée se trouvant dans un tube d'absorption porté à la température convenable par un four électrique. Le faisceau était ensuite dirigé sur un interféromètre multiple de Gehrke - Lau¹⁾.

Pour monochromatiser la lumière on se servait de deux filtres superposés. Le premier consistait en une lame en verre jaune absorbant la partie violette et bleue du spectre, le second en une couche de la solution de nitrate de didyme contenue dans une vase parallélépipédique. Cette solution absorbe très fort les deux raies jaunes du mercure. Il restait à supprimer la partie rouge du spectre de mercure. Or les films „Persenso“ de Perutz dont on se servait habituellement ne sont pas sensibles au rouge. Le troisième filtre absorbant n'était donc pas nécessaire.

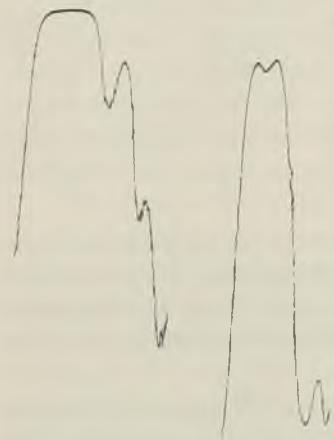


Fig. 2

Les anneaux d'interférence étaient photographiés à l'aide d'un objectif de distance focale de 85 cm. Le temps de pose variait de 5 secondes jusqu'à une heure. Ce dernier temps était nécessaire dans le cas de l'absorption par la vapeur de tellure à cause de la longueur assez considérable du tube d'absorption (60 cm).

Les vapeurs étudiées étaient toujours saturantes. Le four électrique contenant le tube avec le tellure était échauffé jusqu'à 750° C. L'iode se trouvait à la température de la chambre.

Chaque série de poses destinée aux mesures se composait d'une photographie des anneaux provenant du faisceau n'ayant pas passé par la couche absorbante, d'une photographie obtenue par le faisceau ayant subi l'absorption et, enfin, des marques d'intensité.

Les photographies prises ainsi étaient soumis aux mesures microphotométriques et le rapport des intensités des anneaux était calculé en se servant de la méthode habituelle. Un microphotogramme obtenu pour le tellure est représenté sur la fig. 2.

On sait que dans le voisinage le plus proche de la raie $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ se trouvent encore quatre satellites. Ces satellites n'étaient pas séparés parce que les raies de la lampe utilisée n'étaient pas assez fines. Néanmoins, on pouvait déterminer dans l'absorption quelles composantes du groupe principal étaient absorbées. Il est très facile de comparer les courbes microphotométriques des raies obtenues sans absorption (à gauche)

¹⁾ Gehrke und Lau. Phys. ZS. 31, 973, 1930.

et avec absorption (à droite). On voit qu'une composante est absorbée presque complètement. On voit en outre que la courbe de droite est plus étroite. Il est évident que ce fait est dû à l'absorption des composantes latérales. Il était possible, en traçant la courbe de dispersion, de déterminer exactement que la vapeur du tellure a absorbé quasi-complètement les composantes suivantes:

$$10^3 \Delta v = +30, -36, -90 \text{ cm}^{-1}.$$

Il est facile de remarquer sur le même microphotogramme que les autres composantes ne sont pas également affaiblies. On a étudié l'affaiblissement des composantes suivantes:

$$10^3 \Delta v = +302, +192, +30, 0, -36, -60, -90, -316, -454 \text{ cm}^{-1}.$$

Les calculs ont montré que le rapport d'affaiblissement est différent pour les différentes composantes.

En étudiant de la même façon l'absorption de la vapeur d'iode on a constaté que les satellites:

$$10^3 \Delta v = +30, 0, -90 \text{ cm}^{-1}$$

sont absorbés presque complètement. Les restants sont affaiblis par la vapeur d'iode également comme dans le cas du tellure dans un rapport variable d'une raie à l'autre.

Il est difficile pour le moment de constater si l'absorption examinée est produite par la même raie ou bien par les raies différentes du spectre d'absorption de la vapeur étudiée. La structure hyperfine des raies dans les termes de la série de résonance devait être dans ces deux cas différente. Mais en tous cas l'analyse ci-dessus a montré que dans le cas actuel nous avons une excitation multiple.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur D-r St. Pieńkowski de m'avoir admis dans son institut et suggéré l'idée de ce travail. Je lui suis profondément reconnaissant de conseils éclairés qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Varsovie.

Manuscrit reçu le 22 décembre 1932.

A. Jabłoński.

Über die Fluoreszenzausbeute in wässerigen Fluoreszeinlösungen bei antistokescher Erregung.

O wydajności fluorescencji roztworów wodnych fluoresceiny przy wzbudzeniu antistokesowskim.

Streszczenie.

Nawiązując do pomiarów wydajności fluorescencji roztworów fluoresceiny wykonanych przez Szczeniowskiego¹⁾ przy wzbudzeniu monochromatycznem falami o długościach od 4 400 do 5 100 Å (wzbudzenie stokesowskie), autor wyznaczył metodą fotograficzną wydajności względne przy wzbudzaniu falami od 5 100 do 5 500 Å (wzbudzenie antistokesowskie). Badania te potwierdziły znalezione przez S. Valentiner i M. Rössigera²⁾ spadek wydajności przy wzbudzeniu falami dłuższemi niż fala, przy której leży maximum w pasmie fluorescencji. Wyniki pracy niniejszej są zebrane w tabelce oraz przedstawione zapomocą wykresu. Wykazują one całkowitą zgodność z pomiarami wykonanemi metodą subjektywną przez Wawilowa³⁾.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dnia 28 grudnia 1932

Die Fluoreszenzausbeute in Farbstofflösungen als Funktion der erregenden Wellenlänge wurde schon von verschiedenen Autoren mehr-

¹⁾ Bull. int. de l'Acad. Pol. (A), 1927, str. 127 i Spr. i Pr. P. T. F., zesz. VIII, 53, 1927.

²⁾ ZS. f. Phys. 36, 81, 1926.

³⁾ ZS. f. Phys. 42, 311, 1927.

fach behandelt¹⁾. S. Valentiner und M. Rössiger²⁾ haben speziell die Ausbeute bei der antistokesschen Erregung in Fluoreszenzlösung untersucht. Es hat sich erwiesen, dass die Ausbeute bei antistokescher Erregung (Hg -Linien 546 und 578 $\mu\mu$) viel kleiner ausfällt, als bei der Stokeschen (Erregung 436 $\mu\mu Hg$). Den genaueren Verlauf des Nutzeffektes als Funktion der erregenden Wellenlänge geben die genannten Autoren nicht an. Dazu haben sie ja zu wenig Messpunkte. Die Messung wurde mit einer Photozelle ausgeführt, indem die Fluoreszenzintensität an verschiedenen Stellen im abklingenden, monochromatisch erregten Fluoreszenzbündel gemessen und dadurch der Absorptionskoeffizient sowie auch die Ausbeute bestimmt wurde.

Eine andere Methode hat Wawilow³⁾ benutzt. Die Fluoreszenz einer verhältnismäig konzentrierten Farbstofflösung wurde mit durch einen Monochromator monochromatisiertem Licht erregt und die Intensität im langwelligen Teile der Fluoreszenzbande, wo keine merkliche Selbstabsorption stattfindet, mit dem König-Martenischen Spektralphotometer gemessen. Dabei konnte er den Verlauf der relativen Ausbeute bei Erregung mit Wellenlängen von 2537 bis 5500 Å verfolgen. Im kurzweligen Gebiet gehorchte die Fluoreszenzausbeute dem Quantenäquivalentgesetz⁴⁾, wenn aber die Wellenlänge des erregenden Lichtes die des Maximums der Fluoreszenzbande überstieg, sank die Ausbeute sehr schnell ab.

Dieser Sachverhalt lässt sich auf Grund der bisher entwickelten Vorstellungen über das Entstehen der Absorptions- und Fluoreszenzbanden in Farbstofflösungen allein ohne weitere Annahmen nicht erklären⁵⁾. Verschiedene Erklärungsmöglichkeiten gibt es gewiss, es schien mir jedoch wünschenswert, vor allem die Frage nochmals experimentell zu untersuchen.

¹⁾ Literatur hierüber siehe: Peter Pringsheim, Fluoreszenz u. Phosphoreszenz u. s. w. und Handb. d. Phys. Bd. XXIII, 1. Teil, 2-e Auflage, 1932, Artikel von P. Pringsheim.

²⁾ ZS. f. Phys. 36, 81, 1926.

³⁾ ZS. f. Phys. 42, 311, 1927.

⁴⁾ Das Quantenäquivalentgesetz ergibt sich dagegen nicht aus den Messungen von S. Szczeniowski (Bull. de l'Acad. Pol. (A), 1927, S. 127 und C. R. Soc. Pol. phys. Heft 8, 53, 1927; siehe auch A. Jabłoński, ZS. f. Phys. 73, 460, 1931). In neuerer Zeit konnten G. R. Harrison u. P. A. Leighton (Phys. Rev. (2), 38, 899, 1931) zeigen, dass für manche Stoffe das Quantenäquivalentgesetz sehr genau erfüllt ist, für andere dagegen gar nicht. Nach einer brieflichen Mitteilung von Herrn Prof. Wawilow ergaben die Messungen von Herrn W. A. Fabrikant eine gute Übereinstimmung mit dem Quantenäquivalentgesetz.

⁵⁾ Vgl. A. Jabłoński, ZS. f. Phys. 73, 460, 1931; auf diese Schwierigkeit hat Herr Prof. Peter Pringsheim meine Aufmerksamkeit gelenkt.

Zuerst wollte ich die Messungen von W a w i l o w nach seiner Methode wiederholen und nur dabei, wenn nötig, eine Korrektion für die Absorption des Fluoreszenzlichtes in der emittierenden Substanz einführen. Es erwies sich aber, dass, wenn die Monochromasie des erregenden Lichtes und des durch das K ö n i g - M a r t e n s sche Spektralphotometer ausgesonderten, zur Messung benutzten Fluoreszenzlichtes einigermassen befriedigend wurde, das Fluoreszenzlicht im Spektralphotometer schon vollkommen unwahrnehmbar war.

Es wurde daher eine photographische Methode angewandt. Das Prinzip der Methode ist sehr einfach und nicht neu: man photographiert mittels einer photographischen Kamera ein abklingendes, monochromatisch erregtes, paralleles Fluoreszenzbündel, das parallel zur Wand, durch die man das Bündel photographiert, verläuft¹⁾. Da die Fluoreszenzintensitätsverteilung in dünnflüssigen Lösungen unabhängig von der erregenden Wellenlänge ist²⁾, so genügt es, das gesamte spektral unzerlegte Fluoreszenzlicht zu untersuchen.

Die relative Intensität des Fluoreszenzlichtes längs des monochromatisch erregten Fluoreszenzbündels lässt sich auf folgende Weise ausdrücken:

$$F(\lambda, x) dx = I(\lambda) \eta(\lambda) \mu(\lambda) e^{-\mu(\lambda)x} dx, \quad (1)$$

wo x — der Abstand der emittierenden Schicht von der Eintrittsstelle des erregenden Strahlenbündels, $F(\lambda, x)dx$ — die Intensität des durch die Schicht dx emittierten Fluoreszenzlichtes, $I(\lambda)$ — die des erregenden Lichtes (von der Wellenlänge λ), $\eta(\lambda)$ — die Fluoreszenzausbeute bei Erregung mit λ , $\mu(\lambda)$ — der Absorptionskoeffizient dieser Wellenlänge ist.

Das aus verschiedenen Stellen des Fluoreszenzbündels in die photographische Kamera fallende Licht wird in gleichem Verhältnis durch die Absorption geschwächt und seine spektrale Zusammensetzung in gleicher Weise geändert, es wird also nur der Proportionalitätsfaktor in der Formel (1) beeinflusst.

Das Verhältnis der Ausbeuten bei monochromatischer Erregung mit λ_1 und λ_2 ist:

$$\frac{\eta(\lambda_1)}{\eta(\lambda_2)} = \frac{F(\lambda_1, x_1) I(\lambda_2) \mu(\lambda_2)}{F(\lambda_2, x_2) I(\lambda_1) \mu(\lambda_1)} \cdot e^{\mu(\lambda_1)x_1 - \mu(\lambda_2)x_2}. \quad (2)$$

¹⁾ Vgl. R. W. Wood, Phil. Mag., 23, 689, 1912, S. Pieńkowski und A. Jabłonński, Journ. d. phys. S. VI, B. VI, 177, und C. R. Soc. Pol. phys. Heft 3, 9, 1925; A. Terenin, ZS. f. Phys. 31, 26, 1925, S. Valentiner und M. Rössiger, l. c.

²⁾ A. Jabłonński, C. R. Soc. Pol. phys. Heft 7, 1, 1926 und J. Starkiewicz, C. R. Soc. Pol. phys. 4, 73, 1929.

Kennt man die Absorptionskoeffizienten $\mu(\lambda_1)$ und $\mu(\lambda_2)$ und die relative Intensität des erregenden Lichtes $\frac{I(\lambda_2)}{I(\lambda_1)}$, so kann man leicht das Verhältnis $\frac{\eta(\lambda_1)}{\eta(\lambda_2)}$ bestimmen, indem man in den zwei in Betracht kommenden Fluoreszenzbündeln x_1 und x_2 so wählt, dass $F(\lambda_1, x_1) = F(\lambda_2, x_2)$ wird. Bei dieser Methode braucht man keine Intensitätsmarken auf der photographischen Platte mitaufzunehmen; es genügt blos die Stellen gleicher Schwärzung auf zwei verschiedenen Bündelbildern auszusuchen¹⁾. Dieses Verfahren wurde anfänglich angewandt. Zuletzt habe ich aber immer die Intensitätsmarken aufgenommen und das Verhältnis $\frac{F(\lambda_1, x_1)}{F(\lambda_2, x_2)}$ für $x_1 \approx x_2 \approx o$ ²⁾ bestimmt und gleichzeitig aus derselben Aufnahme auch die Absorptionskoeffizienten des erregenden Lichtes nach der Formel

$$\mu(\lambda) = \frac{\log F(\lambda, x_1) - \log F(\lambda, x_2)}{(x_2 - x_1) \cdot M} \quad (3)$$

ermittelt.

Die Messungen wurden an alkalisch-wässerigen Fluoreszeinlösungen von den Konzentrationen $8 \cdot 10^{-4}$ gr/cm³ und $1 \cdot 10^{-4}$ gr/cm³ ausgeführt. Das Bild des Fadens einer Niedervoltglühlampe, die mit einer speziellen Akkumulatorenbatterie gespeist wurde (auf möglichst gute Konstanz der Spannung wurde geachtet), wurde mittels einer Linse auf den Spalt eines Monochromators (von C. Leiss, mit Glasoptik) projiziert. Unmittelbar vor dem Monochromatorspalt befand sich noch ein Zeiss-scher Stufenabschwächer, so angebracht, dass das Licht nur durch eine bestimmte Stufe desselben hindurchgehen konnte. Das aus dem Monochromator austretende Lichtbündel wurde mittels einer Linse parallel gemacht. Durch zwei enge Blenden, die die Parallelität des Bündels noch verbesserten, gelangte das erregende Licht in den mit Fluoreszenzlösung gefüllten Leyboldstrog. Die optische Achse der photographischen Kamera („Maximar“ von Zeiss-Ikon mit dem „Tessar“-Objektiv von 13,5 cm Brennweite) wurde senkrecht zur Bündelrichtung gerichtet. Durch Verschieben der Kassette konnte man auf einer Platte mehrere Aufnahmen in ganz gleichen Bedingungen machen. Die Expositionszeiten der auf einer Platte gemachten Aufnahmen waren bis auf etwa 0,5 Sek. genau gleich für alle Aufnahmen und variierten von 3 bis 15 Min. für die einzelnen Platten (es wurden die Ilford-Soft-Gradation-Plates benutzt). Jede Platte enthielt einerseits eine Reihe von Aufnahmen

¹⁾ Vrgl. auch S. Valentiner und R. Rössiger, l. c.

²⁾ Unmittelbar bis an die Eintrittsstelle konnte man die Messung nicht verfolgen, da der Kitt des Leyboldstroges, das die fluoreszierende Lösung enthielt, die Eintrittsstelle abschirmte. Eine entsprechende Korrektion wurde eingeführt.

die sich durch die erregende Wellenlänge unterschieden andererseits einige Aufnahmen, bei denen bei festgehaltener erregender Wellenlänge bloss die Intensität des erregenden Lichtes mit dem Stufenabschwächer in bekannten Verhältnissen geändert wurde. Diese Aufnahmen dienten zur Erhaltung der Schwärzungskurven. Um daraus die vollständige S.-Kurve herauszukonstruieren, genügen schon zwei solche Aufnahmen.

Alle diese Bilder von verschiedenen Bündeln wurden mit dem Mollischen Registrierphotometer ausphotometriert.

Um eine S.-Kurve aus z. B. zwei Photometerkurven der mit der selben Wellenlänge erregten Bündel, deren Intensitätsverhältnis bekannt ist, zu erhalten (wie schon R. W. Wood gezeigt hat, ist die Fluoreszenzintensität streng der des erregenden Lichtes proportional), wurden die aus den Kurven abgelesenen Galvanometerausschläge des Registrierphotometers für $x = 0$ (Eintrittsstelle) ermittelt. Bezeichnen wir die Ausschläge, die der Entfernung x von der Eintrittsstelle entsprechen mit A_x^i ($i = 1, 2$), wobei $i = 1$ der erregenden Intensität $I(\lambda) = 1$ (willkürliche Einheiten!), $i = 2$ — einer kleineren Intensität (z. B. $I(\lambda) = 0,67$) entspricht. Es seien A_0^1 und A_0^2 die Galvanometerausschläge, die $x = 0$ entsprechen. Man sucht auf der Kurve A_x^1 die Abszisse x_1 auf, bei der die Ordinate (Galvanometerausschlag) gleich A_0^2 ist: $A_{x_1}^1 = A_0^2$; dann wird die Ordinate $A_{x_1}^2$ der Intensität $0,67^2$ entsprechen. Dann sucht man wieder auf der ersten Kurve A_x^1 die Abszisse x_2 auf, bei der $A_{x_2}^1 = A_{x_1}^2$ ist; der Ordinate $A_{x_2}^2$ entspricht jetzt die Intensität $0,67^3$ und so fort. Berechnet man aus den Galvanometerausschlägen die Schwärzungen und stellt sie als Funktion des $\log F$ dar, so bekommt man die S.-Kurve.

Die die Intensitäten $I(\lambda)$ des aus dem Monochromator austretenden Lichtes verschiedener Wellenlängen wurden mit einer Mollischen Thermosäule und mit dem Zernike-Galvanometer unmittelbar bestimmt.

Bei den meisten Versuchen wurde die Spaltbreite des Monochromators so gewählt, dass die Spektralbreite des durchgelassenen Lichtes ca 40 Å betrug, in einer Messreihe (Erregung im Gebiet von 5100 bis 5200 Å) war sie sogar nur 6 bis 7 Å. Im letzten Fall waren die Intensitätsverteilungsmessungen mit der Thermosäule sehr ungenau, da die Galvanometerausschläge sehr klein wurden. Hier bediente man sich einer Extrapolation (nach Vorschlag von Herrn Kapuscinski) indem man das Verhältnis der Intensitäten (für 5100 und 5200 Å) bei verschiedenen Eintrittspaltbreiten bestimmte. Die Extrapolation ergab einen Wert, der innerhalb etwa 6% mit dem direkt gemessenen über-

einstimmte. Durch lineare Interpolation wurden die Intensitäten für $\lambda = 5126, 5150$ und 5175 \AA bestimmt. In allen übrigen Messreihen, die mit breiteren Monochromatorspalten ausgeführt waren, wurden die durchgelassenen Intensitäten unmittelbar mit der Thermosäule ausgemessen.

Da die Methode nur die Relativwerte der Ausbeute zu bestimmen gestattet, wurden die Messpunkte an den letzten Punkt (Erregung 5100 \AA) der Ausbeutekurve, die der Arbeit von S. Szczeniowski¹⁾ entnommen ist, angeschlossen. Die Messungen von Szczeniowski beschränken sich auf Erregung mit den im Spektralgebiet von $4400-5100 \text{ \AA}$ liegenden Wellenlängen, wurden also nur bei der Stokeschen Erregung ausgeführt (das Maximum der Fluoreszenzkurve liegt bei 5140 \AA).

Die Messgenauigkeit war nur dann zufriedenstellend, wenn die Steilheit der Photometerkurven sich in gewissen Grenzen enthielt. Es wurde daher eine grössere Konzentration der Fluoreszeinlösung ($8 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$) bei Erregung im Gebiet 5200 bis 5500 \AA und eine kleinere ($1 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$) bei Erregung im Gebiet 5100 bis 5300 \AA (wo die Absorptionskoeffizienten viel grösser sind, als bei längeren Wellen) benutzt. Da die Ausbeute bei diesen Konzentrationen noch konzentrationsunabhängig ist, konnte man diese Messungen ohne weiteres aneinander anschliessen.

Folgende Tabelle enthält die Ergebnisse:

Fluoreszenzausbeuten ($\eta(x)$) in alkalisch-wässerigen Fluoreszeinlösungen.

λ in \AA	Spektralbreite des erregenden Lichtes = ca 8 \AA	Spektralbreite des erregenden Lichtes = ca 40 \AA		Die Relativwerte nach Wawilo auf $\eta_{5100} \text{ \AA} = 0,71$ umgerechnet
		Konzentration $1 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$	Konz. $8 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$	
5100	0,71	0,71	—	0,71
5125	0,702	—	—	—
5150	0,696	—	—	—
5175	0,689	—	—	—
5180	—	—	—	0,71
5200	0,696	0,71	0,71	—
5240	—	—	—	0,51
5250	—	0,589	—	—
5300	—	0,523	0,461	—
5310	—	—	—	0,51
5380	—	—	—	0,31
5400	—	—	0,171	—
5460	—	—	—	0,12
5500	—	—	0,088	0,07

¹⁾ l. c.

In der letzten Vertikalreihe der Tabelle sind die Relativwerte nach W a w i l o w, die so wie auch die meinigen auf den S z c z e n i o w s k i-schen Wert der Ausbeute bei Erregung mit 5100 \AA ($\eta_{510} = 0,71$) umgerechnet sind.

Die folgende Kurve zeigt den Verlauf der Ausbeute als Funktion der erregenden Wellenlänge.

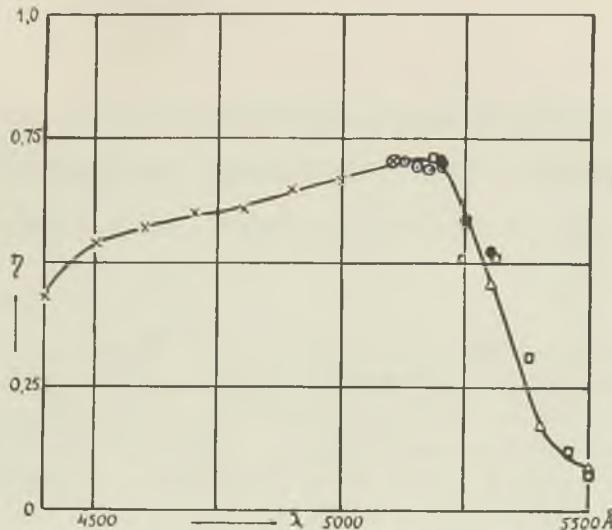


Fig. 1.

Die Ausbeute in den alkalisch-wässerigen Fluoreszeinlösungen als Funktion der erregenden Wellenlänge.

$\times - x - x$ Ausbeutekurve nach S z c z e n i o w s k i

Alle diese
Punkte sind
an denjenigen
der S z c z e -
n i o w s k i -
schen Kurve
bei 5100 \AA an-
geschlossen.

\square — nach Messungen von W a w i l o w	Nach
\bullet — Konzentration 1.10^{-4} gr/cm^3	Messun-
\triangle — Konzentration 8.10^{-4} gr/cm^3	gen des
\circ — Konzentration 1.10^{-4} gr/cm^3	Verfassers

Wie aus der Kurve ersichtlich ist, bestätigen unsere Messungen die Ergebnisse von W a w i l o w.

Dem Leiter des Instituts für Experimentalphysik der Universität Warschau Herrn Prof. Dr. S. Pieńkowski spreche ich für das Interesse an dieser Arbeit meinen besten Dank aus.

Institut für Experimentalphysik der Universität Warschau.

Eingegangen am 28. Dezember 1932.

S. Pieńkowski et J. Starkiewicz.

Sur l'essai de la constatation par la photographie de l'émission spontanée des neutrons.

Próba stwierdzenia metodą fotograficzną spontanicznej emisji neutronów.

Streszczenie.

Według doświadczeń A. Dorabialskej¹⁾ pewne ciała, jak *Sb*, *Bi*, *La*, *Sc*, wysyłają słabe promieniowanie, nieznanej natury. Kliszka fotograficzna, umieszczona w pobliżu tych ciał, podlega zaczernieniu, jeżeli między ciałem a kliszą znajduje się warstwa parafiny. To spostrzeżenie pozwalało przypuszczać, że *Sb*, *Bi* i t. d. (wg. ostatniego komunikatu W. Świętosławsiego, A. Dorabialskiej i E. Turskiej²⁾ także *Na*, *F* i *As*) emitują neutrony, które powodują zaczernienie klisy za pośrednictwem protonów, wyrzucanych z parafiny, jak w doświadczeniach Curie i Joliot.

Wobec istotnej wagi tych faktów podjęto próbę powtórzenia tych doświadczeń w warunkach możliwie prostych i z wyeliminowaniem szkodliwych wpływów (jak np. dyfuzja gazów z substancji niezupełnie czystych). W tym celu zastosowano w niniejszej pracy następujące urządzenie: cztery płaskie krążki mosiężne A_1 , A_2 , A_3 i A_4 (fig. 1), o grubości 2 mm i o średnicy wewnętrznej 20 mm ułożono jeden na drugim. Film rentgenowski („Ferrania“), o podwójnej warstwie czołowej, włożono między krążki A_2 i A_3 . Między krążkami A_1 i A_2 , oraz A_3 i A_4 wstawiono folię aluminiową grubości 0,008 mm. Otwory krążków A_1 i A_4 były częściowo zakryte ekranami z blachy mosiężnej i aluminiowej, grubości 0,5 mm. Całość, zamkniętą dwoma krążkami parafinowymi C_1 i C_2 , umieszczono w pudełku z blachy aluminiowej grubości 0,5 cm. Cztery takie pudełka ułożono jedno nad drugiem, poprzedzielane warstwami antymonu, po

¹⁾ Praca, referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

²⁾ C. R. de l'Ac. Pol., Octobre 1932, No. 8, str. 3.

200 gr *Sb* w każdej warstwie. W ten sposób na każdy z filmów działać mogło promieniowanie, pochodzące conajmniej z dwóch warstw parafiny. Filmy z tych czterech pudełek wywołano kolejno po 1, 2, 3, i 4-ch tygodniach i stwierdzono brak jakiegokolwiek zaczernienia.

Inne doświadczenie wykonano przy pomocy przyrządu przedstawionego na fig. 2. W bloku cylindrycznym z ołowiu, o średnicy 22 cm i wysokości 15 cm znajdowały się dwa cylindryczne otwory A_1 i A_2 , przykryte warstwami parafiny C_1 i C_2 . W A_1 umieszczono 0,5 kg bizmutu metalicznego. Otwór A_2 pozostawiono próżny. Film zamknięty był w kasecie kolistej *M*. Warstwa czuła filmu oddzielona była od warstwy parafiny folią aluminiową (0,008 mm) *B*.

Miedzy folią *B* i filmem wstawiono ekrany *P* z różnych metali. Całość umieszczono pod kloszem *R*, dzięki czemu można było podczas całej ekspozycji odpompowywać gazy. Ekspozycja 36-ciodniowa nie dała nawet śladów najmniejszego zaczernienia kliszy, pomimo że warunki były dogodniejsze, niż w doświadczeniach wyżej wspomnianych autorów. Należy zatem przypuszczać, że przyczyny zaczernienia kliszy, obserwowanego przez p. Dorabialska, należy szukać gdzieindziej, niż w promieniowaniu neutronowem lub o naturze zbliżonej do promieni *X*.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dnia 3 stycznia 1933.

D'après les recherches de A. Dorabialska¹⁾ certains corps comme *Sb*, *Bi*, *La*, *Sc* émettent spontanément un rayonnement particulier, de très faible intensité d'ailleurs. Ce rayonnement n'est pas capable d'impressionner la plaque photographique par lui même, mais agissant sur la paraffine il excite un rayonnement secondaire qui, lui, est capable de traverser une épaisseur de papier noir, servant d'habitude à l'emballage des plaques, et noircir ces dernières.

La première interprétation a été la suivante: les corps cités ci-dessus émettent spontanément des neutrons qui, comme les recherches de Curie et Joliot ont montré, excitent dans la paraffine des rayons *H*. Ces particules protoniques passeraient le papier noir et impressionneraient l'émulsion photographique.

Dans une note plus récente W. Świętosławski, A. Dorabialska et E. Turska²⁾ disent d'avoir constaté par la même méthode ces observations de l'émission des neutrons par *Na*, *F* et *As*.

¹⁾ La communication de Mlle A. Dorabialska au VI-ème Congrès des Physiciens Polonais, Varsovie, Septembre 1932.

²⁾ C. R. de l'Ac. Pol., Octobre, 1932, No. 8, p. 3.

Etant donnée le haut intérêt que présentaient les faits observés par M. A. Dorabialska ainsi que l'intervention possible de multiples facteurs qui se montrent actifs dans l'emploi des méthodes photographiques, nous avons tenu à reprendre ces expériences sous la forme qui nous a parue plus à l'abri de l'influence néfaste des effets secondaires.

Il s'agissait avant tout d'écartier les substances plus ou moins poreuses permettant une diffusion lente mais certaine des gaz capables d'agir sur l'émulsion photographique. D'autre part, il était raisonnable d'admettre que le rayonnement neutronique supposé est capable de traverser une couche d'*Al* de 0,5 mm d'épaisseur puisqu'il est censé de traverser même les pièces de monnaie¹⁾. La couche de paraffine a dû être laissée comme la source supposée des rayons *H*.

Voici l'arrangement expérimental employé:

Imaginons superposés quatre anneaux plats en laiton A_1, A_2, A_3, A_4 de 2 mm d'épaisseur et d'ouverture intérieure de diamètre de 20 mm (fig. 1a). Entre les anneaux A_2 et A_3 est intercalé un film sensible *F*

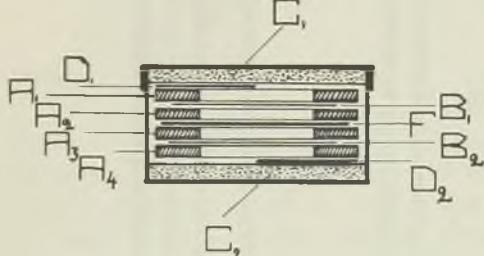


Fig. 1 a.

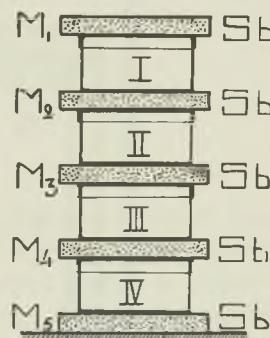


Fig. 1 b.

(„Ferrania“) à couche sensible double; entre A_1 et A_2 , A_3 et A_4 des feuilles minces B_1 et B_2 d'*Al* de 0,008 mm d'épaisseur. La colonne ainsi formée est fermée par deux couches de paraffine C_1 et C_2 de 2—3 mm d'épaisseur. Les ouvertures des anneaux A_1 et A_2 sont partiellement obturées par le écrans D_1 et D_2 en *Al* et en *Cu* dont le but était de montrer une absorption éventuelle des rayons secondaires de paraffine. Tout était fermé dans une boîte en *Al*, dont les parois étaient de 0,5 mm d'épaisseur²⁾. Quatre boîtes ainsi aménagées alternant avec les couches $M_1 \dots M_5$ de *Sb* métallique à 200 gr chacune ont formé une colonne (fig. 1b). Chacun

¹⁾ D'après la communication de Mlle A. Dorabialska, citée plus haut.

²⁾ D'après les recherches de P. Auger (C. R. 195, 234, 1932, No. 3) les neutrons de faible énergie cinétique ($30 \cdot 10^3$ eV) traversent plusieurs centimètres de *Cu* avec une petite perte de leur énergie.

des films a pu ainsi être impressionné par les rayons secondaires provenant de deux couches de paraffine.

Les films de diverses boîtes ont été développés successivement après 1, 2, 3 et 4 semaines d'exposition.

Dans aucun cas nous n'avons point constaté la moindre trace de noircissement du film.

Dans l'intention d'écartier encore la couche d'*Al* entre le métal supposé actif et la couche de paraffine nous avons installé encore un autre dispo-

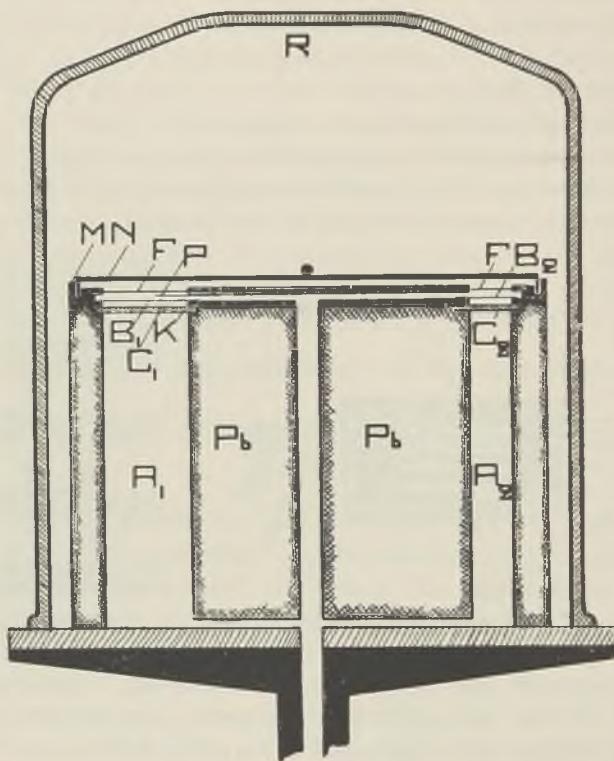


Fig. 2.

sitif (fig. 2). Dans un bloc cylindrique en *Pb* de diamètre 22 cm et de hauteur 15 cm ont été pratiquées deux ouvertures A_1 et A_2 , fermées par les couches de paraffine C_1 et C_2 . Dans A_1 on a placé 0,5 kg de *Bi* métallique. Le rayonnement éventuel de *Bi* ne pourrait agir sur la couche *C* qu'après avoir passé une couche de *Pb* de 13 cm d'épaisseur au moins. Le film *F* embrassant les deux ouvertures était enfermé dans un chassis circulaire *M* permettant séparer la couche sensible de la couche de paraffine par un écran *B* en *Al* de 0,008 mm

d'épaisseur qui fermait l'ouverture d'un diaphragme *K* en laiton de 2 mm d'épaisseur. Entre l'écran *B* en *Al* et la plaque photographique *F* ont été placés plusieurs écrans *P* de substances différentes. Le couvercle *N* fermait le châssis. Le tout était placé sur une plaque rectifiée et était couvert d'une cloche rodée *R* de façon à permettre de faire le vide.

Dans ces conditions, l'exposition d'une durée de 36 jours n'a laissé aucune trace décelable sur la plaque.

Dans les expériences décrites ici, les conditions expérimentales d'observation de faits signalés par les auteurs cités plus haut ont été sensiblement meilleures de celles, dans lesquelles ils ont travaillé eux-mêmes.

Si le rayonnement secondaire protonique ou de nature de rayons *X* était capable de noircir la plaque dans les expériences de M. A. D o r a b i a l s k a, ce noircissement devrait être plus fort dans nos conditions expérimentales. Il faut donc conclure que le noircissement observé est d'origine différente.

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Varsovie.

Manuscrit reçu le 3 janvier 1933.

Remarque.

Dans les expériences citées ci-dessus nous avons supposé les protons de vitesses suffisantes pour passer la feuille d'*Al* de 0,008 mm d'épaisseur. Cette couche d'*Al* est en effet moins absorbante que le papier noir servant pour emballage des plaques photographiques. En admettant pour la densité du papier $d_1 = 0,8$ et celle d'*Al* $d_2 = 2,7$ on obtient pour l'épaisseur du papier équivalente à la couche d'*Al* employée la valeur $\delta = 0,027$ mm. Or, l'épaisseur du papier noir est de l'ordre de 0,1 mm (0,06—0,15 mm). L'écran d'*Al* utilisé ici était donc 3,6 fois moins absorbant que le papier servant dans les expériences de Melle A. D o r a b i a l s k a.

Dans le but d'écartier encore cet écran dans le chemin des protons éventuellement extraits de la paraffine, nous avons pratiqué dans les feuilles d'*Al* des ouvertures rectangulaires. Les protons pourraient ainsi venir sur la plaque photographique en traversant 6 mm d'air sous pression inférieure à 0,01 mm de *Hg*, ce qui est équivalent au parcours de $\delta = 8,10^{-5}$ mm, sous pression normale. Dans ces conditions nous avons expérimenté en introduisant dans le canal *A*₁ (fig. 2) 500 gr de *As* métallique et dans le canal *A*₂ 25 gr de *La* (*NO₃*)₂. L'exposition de 25 jours n'a laissé aucune trace décelable de noircissement de la plaque.

En admettant la relation de Geiger (Handbuch der Physik, XXII, 1)

$$v^3 = \alpha \cdot \delta$$

on trouve (α étant égal à $1,02 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ sek.}^{-3}$) la valeur max. de v des protons et par conséquent également celle des neutrons hypothétiques

$$v \approx 10^7 \text{ cm sec}^{-1}$$

c'est-à-dire quelques centaines de e-volts.

Ainsi, en supposant que les protons aussi lents sont capables d'impressionner la plaque photographique utilisée, les expériences décrites ici montrent que si l'émission des neutrons supposée par les auteurs cités plus haut existe et est suffisamment intense, leur énergie est inférieure à quelques centaines de e-volts. Evidemment, la méthode photographique ne se prête guère à l'étude d'un tel phénomène.

14 février 1933.

E. Kalinowska.

Über die Erregung der Atomlinien bei der molekularen Absorption im Cd-Dampf.¹⁾

O wzbudzaniu prązków atomowych przy pochłanianiu cząsteczkowem w parze kadmu.²⁾

Streszczenie.

Praca niniejsza dotyczy mechanizmu wzbudzenia prązków atomowych, powstających na skutek absorpcji cząsteczkowej. Przedmiotem badań była trójka widzialna pary Cd : 5086, 4800, 4678 Å, odpowiadająca pasmowi absorpcyjnemu 2125—1990 Å. Chodziło o ustalenie, czy wzbudzenie atomu Cd ze stanu normalnego 1^1S_0 do stanu wyjściowego trójki widzialnej 2^3S_1 jest wynikiem jednorazowej absorpcji, czy też mamy tu do czynienia ze wzbudzeniem stopniowem i wielokrotnem.

Jako metodę badań zastosowano wyznaczenie zależności między natężeniem światła wzbudzającego, a natężeniem prązków wypromienowanej trójki. W tym celu osłabiano promieniowanie wzbudzające w znany sposób i badano osłabienie, jakie to powodowało w natężeniu trójki. Badań dokonano w przedziale temperatur 600°—900° C, stosując jako źródło światła wzbudzającego iskry Al i Cd .

Wyniki otrzymane stwierdziły, iż szukana zależność nie jest kwadratową, jak to wypadałoby z prac nad analogicznymi trójkami par Hg i Zn , zbliża się natomiast do linowej, przyczem w temperaturach niższych mamy pewną wartość pośrednią, w miarę zaś wzrostu temperatury zależność ta wyraźnie zdąży do postaci ściśle linowej. Zupełnie analogiczny przebieg zjawiska w przypadku wzbudzenia iskrami Al , czy Cd świadczy, że w obu tych razach przebieg wzbudzenia jest tego samego typu.

Na podstawie tych danych należałoby przypuścić, że mamy tu do czynienia z dwoma rodzajami wzbudzenia, które, zachodząc jednocześnie,

¹⁾ Vorgetragen bei der VI. Tagung der Polnischen Physiker in Warschau, im September 1932.

²⁾ Praca niniejsza została przedstawiona na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

dają wynik pośredni, przyczem w temperaturach niższych wzrasta liczbowo proces dwustopniowej absorpcji, w temperaturach wyższych — jednostopniowej, tak iż w temperaturze około $850^{\circ}C$ otrzymuje się wzbudzenie całkowicie jako skutek jednego aktu absorpcji.

Zagadnienie wymiany energii między cząsteczką, jako układem pochłaniającym, a atomem, jako źródłem promieniowania, nasuwa dwa rozwiązania: pierwsze dawałaby koncepcja cząsteczek przelotowych w rozumieniu Born'a i Francka; jeszcze prostszem wydaje się jednak przypuszczenie, iż cząsteczka pochłania foton, następnie zderza się z atomem i, przekazując mu energię, wzbudza go do stanu 2^3S_1 .

Niech mi wolno będzie przy tej sposobności złożyć Panu Profesorowi Dr. St. Pieńkowskemu gorące podziękowanie za udzielenie mi tematu pracy, serdeczną opiekę, oraz cenne wskazówki, których mi nie szczędził.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dn. 2 stycznia 1933.

Die Arbeit wurde in der Absicht unternommen, einen Beitrag zu der Frage nach dem Erregungsmechanismus der Atomlinien infolge der molekularen Absorption zu liefern. Die Feststellung dieser Erscheinung in den Fluoreszenzspektren der Metalldämpfe (*Cd*, *Zn*, *Hg*) zeigte nochmals, dass wir es in diesen Dämpfen auch mit Molekülen zu tun haben, die das Licht nur absorbieren, während die Rolle der Emissionsquellen die angeregten Atome spielen.

Es wurde das sichtbare Triplet des *Cd I*-Spektrums (5086, 4800, 4678 Å) untersucht, welches, wie Power¹⁾, Kapuściński²⁾ und Jabłonski³⁾ gezeigt haben, im Fluoreszenzspektrum des Cadmiumdampfes bei der Erregung mit verschiedenen Lichtquellen (kondensierte Funkenentladung zwischen *Al*, *Cd*, *Fe* und anderen metallischen Elektroden) entsteht und dessen Erregungsgebiet in das Absorptionsgebiet im ferneren Ultraviolet (2125—1990 Å) fällt.

Es handelte sich um die Entscheidung, ob die Erregung des *Cd*-Atoms vom normalen Zustande 1^1S_0 in den Tripletemissionszustand 2^3S_1 durch einmalige Absorption verursacht wird oder stufenweise, also dank mehrfacher Absorption, zu Stande kommt.

¹⁾ A. D. Power, Phys. Rev., 26, 762, 1925.

²⁾ W. Kapuściński, Nature, 12 Dec. 1925; C. R. Soc. Pol. de Phys., fasc. 8, 44, 1927.

³⁾ A. Jabłonski, C. R. Soc. Pol. de Phys., III, 175, 1927.

Die Untersuchungen der analogen Triplette im *Zn*- und *Hg*-Dampf von *Wood* und *Voss*¹⁾ und *Kapuscinski*²⁾ scheinen die Frage zugunsten der zweimaligen Absorption zu entscheiden. Um diese Tatsache auch für das sichtbare Triplet im *Cd*-Dampf festzustellen, wurde die Abhängigkeit untersucht, welche zwischen der Intensität des erregenden und des ausgestrahlten Lichtes besteht, da im Falle der einmaligen Absorption eine lineare, im Falle aber der zweimaligen eine quadratische u. s. w., Abhängigkeit zu erwarten ist.

Die Anordnung der Apparatur und der Verlauf der Beobachtung waren folgende. Das zylindrische Quarzgefäß (*A*) (Fig. 1) wurde mit aller Vorsicht, wie üblich in ähnlichen Arbeiten, vorbereitet; es wurde evakuiert, ausgeglüht, nach dem Hineindestillieren des reinen Cadmiums abgeschmolzen und in einen elektrischen Ofen (*P*) gebracht. Der Ofen war mit 3 Quarzfenstern versehen, von denen zwei (*O₁* und *O₂*) sich in einer Schlinie mit zwei planparallelen Quarzplatten, die an beiden Enden das Quarzgefäß verschlossen, befanden und zum Eintritt der erregenden Strahlung ins Gefäß dienten. Das dritte Fenster (*O₃*) wurde seitlich (also seine Fläche parallel zur Gefässachse) angebracht und diente zur Beobachtung des intensivsten Teiles des Fluoreszenzbündels in unmittelbarer Nähe des Fensters, durch welches die erregende Strahlung hineintrat.

Als erregende Lichtquelle diente der kondensierte Funken zwischen Aluminiumelektroden (später auch *Cd*-Elektroden), die mit den Enden der sekundären Spule eines mit Wechselstrom gespeisten Transformators verbunden waren. Das erregende Licht wurde mittels einer Quarzlinse von kleiner Brennweite kondensiert. Der Spalt eines kleinen *Fuesschen* Glasspektrographen von geringer Dispersion (1 mm — ca 50 Å) befand sich in der Entfernung von einigen cm von dem seitlichen Fenster (*O₃*) des Ofens.

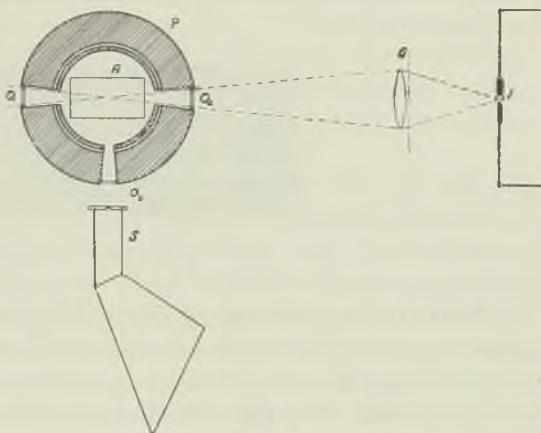


Fig. 1.

¹⁾ R. W. Wood and V. Voss, Proc. Roy. Soc. (A) 119, 698, 1928.

²⁾ W. Kapuscinski, C. R. Soc. Pol. de Phys., V, 401, 1931.

Um die Abhängigkeit zwischen den Intensitäten des erregenden Lichtes und des ausgestrahlten Triplets festzustellen, wurde ein engmaschiges Drahtnetz von bekannter Durchlässigkeit benutzt. Das Netz (*G*) wurde dicht neben die Linse gestellt, die das erregende Licht konzentrierte, und das beobachtete Triplet wurde bei möglichst denselben Bedingungen (Ofentemperatur, Lichtintensität des Funkens, Expositionsduer) auf ein und derselben Platte der Reihe nach mit und ohne Netz photographiert. Man untersuchte dann das Verhältnis der Intensitäten des Triplets auf den Aufnahmen, die mit geschwächtem und ungeschwächtem Erregungslicht erhalten wurden (Fig. 2).

Die Schwärzung der Platte wurde mittels eines Mollschen Mikrophotometers unter Benutzung eines Zeisschen Stufenfilters bestimmt.

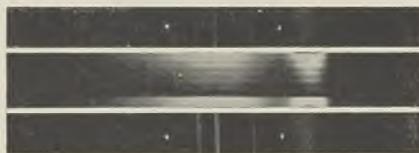


Fig. 2.

Da die Hauptbedingung der richtigen Schlüsse möglichst vollkommene Identität aller Beobachtungsumstände bei geschwächtem und ungeschwächtem Erregungslicht war, wurde darauf spezielle Aufmerksamkeit gerichtet. Was die Konstanz der Temperatur betrifft, wurde sie durch langdauerndes Erwärmen des Ofens vor dem Expositionsanfang erreicht und mit einem gut kalibrierten Thermoelement kontrolliert. Viel mehr Schwierigkeiten verursachte bei der Benutzung der Funken als Lichtquellen die Erreichung einer Konstanz der von diesen Quellen emittierten Strahlung. Deshalb wurde die Expositionsduer möglichst kurz genommen. In den günstigsten Fällen gelang es, zum Photometrieren geeignete Aufnahmen bei Expositionszeiten — je nach der Dampfdichte — von 15 Minuten bis 2 Stunden zu erhalten. Insbesondere wurden, nachdem man der Reihe nach Aufnahmen ohne, mit und endlich wieder ohne Drahtnetz gemacht hatte, mit spezieller Sorgfalt die erste und die letzte Aufnahme auf die Identität untersucht.

Eine andere Schwierigkeit bestand darin, dass im Gebiete des genannten Triplets auch das kontinuierliche Spektrum — besonders bei höheren Temperaturen des Dampfes — auftrat und dass dieses Spektrum nicht zu eliminieren war. Es blieb nichts anderes übrig, als die Intensität des kontinuierlichen Spektrums zu bestimmen und dann die Intensität der Tripletlinien auf den eigentlichen Grund der Platte zu redu-

zieren. Dies machte selbstverständlich eine spezielle Reihe von Aufnahmen mit Benutzung des oben genannten Zeiss'schen Stufen-filters nötig.

In den Untersuchungen wurden zwei Drahtnetze benutzt. Zuerst bediente ich mich eines Netzes, welches die Intensität des durchgelassenen Lichtes auf die Hälfte reduzierte. Da nämlich auf Grund der für analoge Triplette von *Zn* und *Hg* erhaltenen Resultate auch hier eine quadratische Abhängigkeit zwischen den Intensitäten der erregten und erregenden Strahlung zu erwarten war, wollte ich eine allzu langdauernde Exposition vermeiden. Als Lichtquelle diente der *Al*-Funken.

Die bei der Temperatur von ca $750^{\circ}C$ erhaltenen Resultate waren mit der Annahme der quadratischen Abhängigkeit nicht vereinbar. Auf einer Reihe von Aufnahmen erscheint das sichtbare Triplet bei visueller Beobachtung mit fast derselben Intensität im Falle der geschwächten und ungeschwächten erregenden Strahlung. Die Photometerkurven der Platten und deren Berechnung führte zu dem Schluss, dass diese Abhängigkeit (innerhalb der Fehlergrenzen) linear ist.

Eine solche Verschiedenheit der für *Cd* einerseits, für *Zn* und *Hg* andererseits erhaltenen Resultate erforderte selbstverständlich eine weitere Untersuchung und entsprechende Erklärung. Um den beobachteten Unterschied in den Aufnahmen mit und ohne Schwächung des erregenden Lichtes zu vergrössern und folglich den Einfluss der Messfehler zu verringern, wurde ein Drahtnetz mit dem Schwächungskoeffizienten 3,6 benutzt. Um festzustellen, ob der Erregungsmechanismus vom Dampfdruck der untersuchten Substanz und der Lichtquelle abhängt, habe ich zwei Serien von Aufnahmen im Temperaturintervall 600° — $900^{\circ}C$ (die erste mit *Al*-Funken, die zweite mit *Cd*-Funken als Lichtquellen) gemacht.

Die Ergebnisse sind in der Tabelle I enthalten.

T a b e l l e I.

Temperatur	Druck mm	<i>Al</i> -Funken			<i>Cd</i> -Funken			Schwächungskoeffizient des Drahtnetzes
		$\lambda = 4678$	$\lambda = 4800$	$\lambda = 5086$	$\lambda = 4678$	$\lambda = 4800$	$\lambda = 5086$	
600°	68	—	4,9	—	—	—	—	
650°		5,0	5,3	—	7,0	6,8	—	
700°	300	5,2	5,2	4,9	—	—	—	
720°		4,9	4,7	—	6,2	5,9	5,8	3,6
750°		4,2	4,3	4,0	4,6	4,8	—	
800°	1000	4,0	4,2	3,9	4,8	4,6	4,7	
850°		3,5	3,6	—	—	3,9	—	
900°	2200	3,8	3,7	—	—	—	—	

Es ist ersichtlich, dass in diesem Temperaturintervall die Abhängigkeit zwischen den der Intensitäten erregenden Strahlung und des ausgestrahlten sichtbaren Triplets im *Cd*-Dampf nicht quadratisch, sondern angehert linear ist, wobei wir bei tieferen Temperaturen, wie es scheint, einen gewissermassen mittleren Wert erhalten, wenn jedoch die Temperatur steigt, wird die Schwächung der Fluoreszenz deutlich kleiner und nähert sich dem Schwächungskoeffizienten des Drahtnetzes; endlich bei der Temperatur von ca 850°C erhalten wir, in den Fehlergrenzen, eine rein lineare Abhängigkeit. All dies ist deutlich aus den auf Grund der Tabelle gezeichneten Kurven (Fig. 3) ersichtlich.

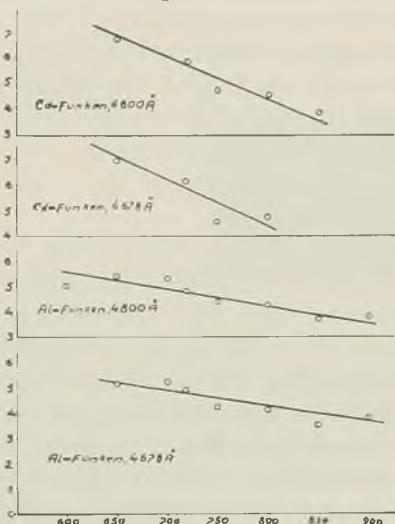


Fig. 3.

Es wäre interessant, diese Abhängigkeit bei tieferen Temperaturen zu untersuchen, als die, bei welchen es beobachtet wurde.

Leider ist es nicht gelungen, bei Temperaturen unterhalb 600°C , unter Benutzung der geschwächten erregenden Strahlung eine zum Photometrieren geeignete, genigend starke Aufnahme zu erhalten. Ein ganz analoger Verlauf der Erscheinung, unabhängig davon, ob man den *Al*-Funken oder *Cd*-Funknen benutzt, spricht zugunsten der Annahme, dass man es in beiden Fällen mit demselben Typus des Erregungsmechanismus zu tun hat.

Was diesen Mechanismus betrifft, wäre es möglich auf Grund der erhaltenen Resultate zu vermuten, dass er zweifach ist und dass beide Arten gleichzeitig stattfinden und einen resultierenden Effekt geben, wobei bei tieferen Temperaturen die Erregung durch zweimalige, bei höheren Temperaturen die durch einmalige Absorption überwiegt, so dass bei der Temperatur von ca 850°C ausschliesslich die einmalige Absorption für die Erregung massgebend ist.

Die Beantwortung der Frage, auf welche Weise die von den Molekülen absorbierte Energie auf die einzelnen Atome übertragen wird, die dann zu Strahlungsquellen werden, ist ziemlich schwierig im Falle der einmaligen Absorption. Wir haben es hier mit einem hohen Grad der Erregung zu tun, wobei die Energie der erregenden Strahlung übertragen wird. Die Erregungsenergie des *Cd*-Atoms beim Übergang vom normalen Zustand 1^1S_0 nach 2^3S_1 beträgt 6,35 V, während die Energie, die der erregenden *Al*-Linie von kürzester Wellenlänge entspricht, ledig-

lich 6,18 V ist. Infolgedessen ist es schwer von der Dissoziation im gewöhnlichen Sinne des Wortes zu sprechen¹⁾. Man kann also an zwei Möglichkeiten denken: entweder ist die Erregung unter Annahme von Quasimolekülen im Sinne der Frank-Bornschen Ideen zu erklären, oder, was viel einfacher annehmbar zu sein scheint, absorbiert das Molekül ein Photon und stösst dann mit einem Atom zusammen, wobei das Atom die Energie dem Molekül entnimmt und in den Zustand 2^3S_1 erregt wird. Bei beiden Arten des Erregungsmechanismus würde die kinetische Energie des zusammenstossenden Moleküls und Atoms teilweise in Erregungsenergie transformiert werden und auf diese Weise könnte das kleine Defizit der Energie des erregenden Lichtes erklärt werden. Ein solcher Erregungsmechanismus würde auch erklären, warum die Intensität des Triplets mit wachsender Temperatur zunimmt, wie auch die Möglichkeit der Tripletterregung mit längeren Wellen bei höheren Temperaturen.

Die Ergebnisse, die für Zn- und Hg-Dämpfe erhalten wurden, scheinen zu dem Schlusse zu führen, dass man es dort in den gegebenen Beobachtungsbedingungen mit einer anderen Erregungsart zu tun hat.

Es sei mir bei dieser Gelegenheit gestattet, Herrn Prof. Dr. S. t. Pieńkowski meinen herzlichsten Dank, sowohl für die Überlassung des Themas dieser Arbeit, als auch für seine freundliche Hilfe und angenehmen Äusserungen, auszusprechen.

Institut für Experimentalphysik der Universität Warschau.

Eingegangen am 2. Januar 1933.

¹⁾ Wäre die Dissoziationswärme des Cd-Moleküls sehr klein, dann wäre es nicht ausgeschlossen, dass die Entstehung der angeregten Atome durch Dissoziation unter Zuhilfenahme der kinetischen Energie der zusammenstossenden Moleküle verursacht sein könnte.

St. Rafałowski.

Über die Kernmomente der Te- und Se-Isotopen.

O momentach jądrowych izotopów telluru i selenu.

Streszczenie.

Badałem nadsubtelną budowę widm łukowych telluru i selenu, wzbudzając ich pary w kwarcowem naczyńku próżniowem (rys. 1) w obecności helu pod ciśnieniem 1-go do 2-ch mm *Hg* i przy użyciu prądu zmiennego pod napięciem około 1000 V. Jako przyrząd interferenceskiego użyłem kwarcowej płytki *Lummer-Gehrcke go*.

W przypadku telluru zbadałem prążki: 2769,65, 2530,73, 2385,76, 2383,24, 2259,02 Å i szereg prążków słabszych, w przypadku selenu: 2548,00 i 2413,47 Å. Z klisz przemennie otrzymanych, jak i z załączonych mikrofotogramów (rys. 2 i 3) widać, że prążki te nie wykazują złożonej budowy. Wynik ten można zinterpretować na podstawie danych *Bainbridge'a¹⁾* i *Aston'a²⁾*, dotyczących składu izotopowego telluru i selenu. Z tablic I i II widać, że izotopy nieparzyste, które muszą posiadać momenty jądrowe, a więc i związaną z niemi nadsubtelną budową, występują w obu pierwiastkach w tak małych ilościach, że linie przez nie emitowane nie mogły zaznaczyć się na kliszy.

W znacznie większych ilościach występują izotopy parzyste i ewentualna, z niemi związana, budowa widma na kliszach musiałaby wystąpić zupełnie wyraźnie. Niewystępowanie jej świadczy, że w przypadku badanych pierwiastków nie zachodzi zjawisko elektrycznego przesunięcia prążków, obserwowane w przypadku pierwiastków ciężkich (*Hg*, *Tl*, *Pb*) i że ich izotopy parzyste nie posiadają momentów jądrowych. Wyniki te, przy uwzględnieniu, że tellur i selen znajdują się w środkowych wierszach układu perjodycznego, w zupełności zgadzają się z faktami zaobserwowanymi w ostatnich latach dla szeregu innych pierwiastków.

Warszawa, Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dn. 2 stycznia 1933.

¹⁾ K. T. Bainbridge, Phys. Rev., 39, 1021, 1932.

²⁾ W. Aston, Proc. Roy Soc., A, 132, 487, 1931.

Die Linienspektren der Elemente entstehen im allgemeinen durch die Überlagerung von voneinander sehr wenig abweichenden Spektren, weil die Elemente in den meisten Fällen Mischungen von verschiedenen Isotopen darstellen. Im Fall der leichtesten Elemente werden die Spektrallinien durch den Effekt der Mitbewegung des Kernes in einzelne, verschiedenen Isotopen angehörende, Komponenten aufgespalten. Diese Aufspaltung sinkt aber sehr schnell beim Übergang zu den Elementen von höheren Atomgewichten. Die Untersuchungen der Hyperfeinstrukturen, die während der letzten Jahre durchgeführt worden sind, haben gezeigt, dass im Fall der mittelgrossen Atomgewichte (etwa von 60 bis 140) die Isotopenverschiebungen unmessbar klein sind, d. h. dass die Schwerpunkte der Hyperfeinstrukturmultiplette (deren Entstehung durch die Anwesenheit der Kernmomente bedingt ist) der verschiedenen Isotopen desselben Elementes praktisch zusammenfallen (z. B. *Cu*, *Cd*, *Sb* und v. a.). Erst bei den schwersten untersuchten Elementen, wie *Hg*, *Tl* und *Pb*, wurde diese Übereinanderlagerung der Schwerpunkte nicht erfüllt gefunden, was man durch kleine Verschiedenheiten in der elektrischen Beschaffenheit der einzelnen Isotopenkerne erklären kann.

Ein zweiter Grund für die Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Spektrallinien ist in der Anwesenheit eines Kernmomentes zu suchen. Wie man sich in den letzten Jahren überzeugt hat, haben die Isotopen von geradzahligen Atomgewichten keine Kernmomente, dagegen besitzen alle ungeraden Isotopenkerne magnetische Momente, die ungeradzahlige Vielfache des halben Bohrschen Magnetons darstellen. Eine einzige genau festgestellte Verletzung dieser Regel ist zurzeit nur im Fall des Stickstoffs bekannt, der ein Kernmoment 1 und ein Atomgewicht 14 besitzt.

In den bisherigen Untersuchungen wurden Elemente auf Hyperfeinstrukturen geprüft, die allen Spalten des periodischen Systems der Elemente angehören; eine Ausnahme macht aber die VI Spalte, in der keines der Elemente erforscht wurde. Zwecks Ausfüllung dieser Lücke wurden Beobachtungen der Hyperfeinstruktur der *Te*- und *Se*-Spektren durchgeführt. Die Bogenspektren dieser Elemente wurden in einen evakuierten Quarzröhrenchen (s. Fig. 1) bei Zusatz von 1 bis 2 mm Helium und Wechselstromerregung von ca. 1000 Volt Spannung erzeugt. Die beiden Seitenröhrenchen (*a*) dienten zur Einführung der aus dickem Kupferdraht hergestellten Elektroden. Das ganze Röhrenchen ist dem von Tolansky¹⁾ in seinen Untersuchungen der Hyperfeinstrukturen in Arsenspektrum angewandten ähnlich, mit der Abänderung, dass die

¹⁾ S. Tolansky, Proc. Roy. Soc., A, 137, 541, 1932.

Seitenröhren mit Wasser gekühlt wurden, was die Piceindichtungen (*b*) vor Erwärmung hüten sollte. Im Fall der Beobachtungen des Tellurspektrums reichten die Elektroden bis zur Hälfte der Wasserkühlung, deren oberer Teil mit feinkörnigem Tellurmetall ausgefüllt

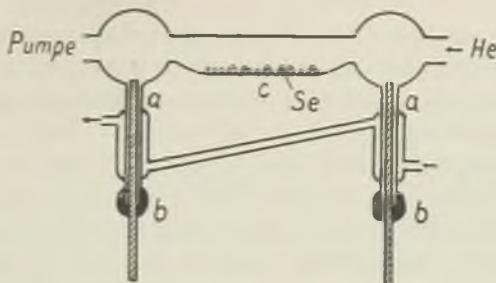


Fig. 1.

wurde. Dies Verfahren konnte im Fall des Selens nicht angewandt werden, der kleinen elektrischen Leitfähigkeit des Selens wegen, die eine starke Hemmung der Entladung bedingte. Deshalb wurden die Cu-Elektroden bis zu den oberen Rändern der Seitenröhren gehoben und das Selen in das nach unten etwas verbreiterte Mittelröhren eingeführt (*c*) (s. Fig. 1). Das untersuchte Metall (*Te* oder *Se*) erwärmt sich und verdampft während der Entladung so stark, dass nach einer kurzen Weile neben dem anfänglich einzig hervortretendem Heliumspektrum das Bogenspektrum des entsprechenden Metalls mit angenähert gleicher Intensität erscheint. Beim Selen wurde neben dem Bogenspektrum auch das Bandenspektrum beobachtet, welches im Fall des Tellurs gänzlich fehlt. Es wurden auch Versuche mit Schwefel durchgeführt, wo aber ein so starkes Bandenspektrum hervortritt, dass die Untersuchungen ohne Erfolg geblieben sind.

Als Interferenzapparat wurde eine Lummer-Gehrcke'sche Platte aus Quarz von 6,888 mm Dicke und 20 cm Länge angewandt. Die Platte wurde in einem Korkgehäuse eingerichtet¹⁾, dessen Temperatur mit einer Genauigkeit von $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$ aufrechterhalten werden konnte. Sie wurde mit einem Hilgerschen (als Nachzerleger angewandten) Quarzspektrographen in gekreuzten Stellung benutzt. Die Aufnahmen dauerten einige Stunden und wurden ausschliesslich auf „Super Press“ Platten von Gevaert gemacht.

Es wurde eine Anzahl von Linien des Tellurspektrums untersucht. Die stärksten sind: 2769,65 ($5\ ^1D_2 - 6\ ^3S_1$), 2530,73 ($5\ ^3P_1 - 6\ ^5S_2$), 2385,76 ($5\ ^3P_1 - 6\ ^3S_1$), 2383,24 ($5\ ^3P_0 - 6\ ^3S_1$), 2259,02 ($5\ ^3P_2 - 6\ ^5S_2$);

¹⁾ Vgl. S. Rafałowski, Acta Physica Polonica, I, 117, 1932.

ausserdem wurden mehrere schwächere und auch stärkere nichtklassifizierte Linien analysiert. Im Fall des Selens wurden der Intensitätsschwäche des Bogenspektrums wegen nur die Interferenzbilder der beiden stärksten Linien 2548,00 und 2413,47 Å¹⁾ mit genügender Schwärzung erhalten.

Es hat sich ergeben, dass alle analysierten Spektrallinien einfach sind. Dies ist z. B. aus den mitgeteilten Mikrophotogrammen Fig. 2 und Fig. 3 ersichtlich; die Fig. 2 stellt den Schwärzungsverlauf für die



Fig. 2. $Te - 2769 \text{ \AA}$

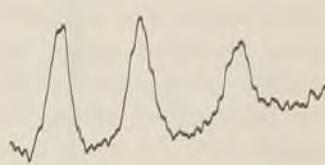


Fig. 3. $Se - 2548 \text{ \AA}$

2769,65 Å Linie des Tellurs, die Fig. 3 — für die 2548,00 Å Linie des Selens dar. Wenn es Trabanten geben sollte, so müssten sie ganz schwach sein, weil die auf den Mikrophotometerkurven hervortretenden regellosen Zacken durch die Schwankungen der Korndichte hervorgerufen sind.

T a b e l l e I. Tellurisotopen²⁾

Atomgewicht	122	123	124	125	126	127	128	130
%	2,9	1,6	4,5	6	19,0	—	32,8	33,1

T a b e l l e II. Selenisotopen³⁾

Atomgewicht	74	76	77	78	80	82	—	—
%	0,9	9,5	8,3	24,0	48,0	9,3	—	—

Betrachtet man die Tabellen der prozentischen Häufigkeiten der Tellur- und Selenisotopen, die den Arbeiten von Bainbridge (Te)²⁾ und Aston (Se)³⁾ entnommen wurden, so kann man auf Grund des obigen Befundes einige Folgerungen über die Kernmomente dieser Isotopen machen. Aus den Tabellen ist ersichtlich, dass es in beiden Fällen

¹⁾ Die Termbezeichnung dieser Linien habe ich in der mir zur Verfügung stehenden Literatur nicht gefunden. Diese Linien gehören aber wahrscheinlich zu den Hauptlinien des Bogenspektrums des Selens.

²⁾ K. T. Bainbridge, Phys. Rev., 39, 1021, 1932.

³⁾ W. Aston, Proc. Roy Soc., A, 132, 487, 1931.

weniger als 9% der ungeradzahligen Isotopen gibt. Diese müssen von Null verschiedene Kernmomente besitzen, da aber die Summe der Intensitäten der ihnen entsprechenden Hyperfeinstrukturkomponenten weniger als 9% betragen soll, so konnten diese Komponenten in den vorliegenden Untersuchungen nicht beobachtet werden. Was aber die geradzahligen Isotopen betrifft, so müsste eine ev. Anwesenheit eines Kernmoments oder einer elektrischen Linienverschiebung durch eine Aufspaltung der Bogenlinien dieser Elemente in Beobachtung treten. Deshalb scheint dem Verfasser der Schluss berechtigt, dass die geradzahligen Isotopen des Tellurs und des Selens (wenigstens die zahlreichen) Kernmomente vom Wert Null besitzen und ähnlich anderen mittelschweren Elementen keine elektrische Linienverschiebung zeigen. Diese Ergebnisse sind mit der am Anfang dieser Notiz besprochenen empirischen Regeln in Übereinstimmung.

Dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. C. Białobrzeski möchte ich auch an dieser Stelle für das Interesse an dieser Arbeit meinen aufrichtigsten Dank aussprechen.

Warschau, Institut für theoretische Physik der Universität.

Eingegangen am 2. Januar 1933.

Ludwik Natanson.

Sur la distribution des niveaux de vibration dans la vapeur d'iode.

O rozkładzie stanów oscylacyjnych w parze jodu.

Streszczenie.

Niech wiązka promieniowania rezonansowego przechodzi przez warstwę pary o tym samym składzie chemicznym, o tej samej prężności i temperaturze, co para, która je emituje. Oznaczmy przez I natężenie jednego z prążków widma rezonansowego przed wejściem do warstwy absorbującej, a przez i natężenie tegoż prążka po jej przejściu. Na podstawie prostych rozumowań dochodzimy do wniosku, że wielkość

$$C = \frac{I - i}{I} \quad (1)$$

może służyć poniekąd jako „wskaźnik koncentracji” cząsteczek, których stan kwantowy jest stanem końcowym przeskoku związanego z emisją danego prążka. „Wskaźnik” nie jest proporcjonalny do samej koncentracji, ale dla jakichkolwiek dwóch stanów, większej koncentracji odpowiada większy „wskaźnik”. Dzięki temu możemy zapomocą wzoru (1) zorientować się do pewnego stopnia w rozkładzie stanów oscylacyjnych w parze i wyznaczyć ten z nich, któremu odpowiada koncentracja największa.

Przy zastosowaniu wzoru (1) obliczono wielkości C dla pary jodu przy temperaturach $18^{\circ}C$ i $65^{\circ}C$ na podstawie pomiarów natężeniowych w widmie rezonansowem. Przy fotografowaniu widm, w których mierzono natężenia I , przepuszczano wiązkę wzbudzającą blisko ścianki naczynia tak, aby możliwie osłabić reabsorpcję. Natężenia zaś i mierzone w widmach promieniowania rezonansowego wzbudzonego wiązką, przebiegającą w głębi naczynia z parą.

Natężenia wyznaczano na podstawie krzywych wykreślonych przez mikrofotometr samopiszący Molla.

Wyniki (p. tablica w tekście francuskim) zdają się świadczyć o tem, że rozkład stanów oscylacyjnych w parze określony jest funkcją o jednym maximum, podobnie jak rozkład prędkości. Porównanie liczb otrzymanych dla $18^{\circ} C$ z liczbami otrzymanymi dla $65^{\circ} C$ prowadzi do wniosku, że maximum (stan najbardziej obsadzony) przesuwa się ze wzrostem temperatury do stanów wyższych.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Rękopis otrzymany dn. 2 stycznia 1933.

Dans une note antérieure¹⁾ nous avons fait mention d'une méthode qui semble être capable de donner certaines indications concernant la distribution des états de vibration d'une vapeur biautomique. Cette méthode utilise les mesures de réabsorption des raies du spectre de résonance.

Nous nous proposons maintenant d'examiner cette question de plus près.

On admet que l'intensité de l'absorption d'une couche de vapeur est, pour une fréquence donnée, en raison directe: 1^o de la concentration dans la couche de molécules (voire d'atomes) capables d'absorber cette fréquence et 2^o de la probabilité d'un passage quantique correspondant.

Considérons un faisceau de lumière traversant une couche de vapeur. Soit deux raies que nous allons nommer 1 et 2. Appelons respectivement I_1 et I_2 les intensités des raies 1 et 2 dans la lumière incidente et i_1 , i_2 ces intensités dans la lumière ayant traversé la vapeur.

On aura alors

$$\begin{aligned} I_1 - i_1 &= P_1 C_1 K_1, \\ I_2 - i_2 &= P_2 C_2 K_2. \end{aligned} \tag{I}$$

P_1 et P_2 désignent les probabilités des passages correspondants d'absorption, C_1 et C_2 — les concentrations de molécules (voire d'atomes) capables d'absorber respectivement la raie 1 ou 2; K_1 et K_2 sont des facteurs qui rendent compte de l'influence de l'épaisseur de la couche de vapeur ainsi qu'en général, des conditions géométriques.

¹⁾ C. R. Soc. Pol. V, 327, 1930; Zs. f. Phys., 65, 75, 1930.

Puisque les raies ν_1 et ν_2 appartiennent au même spectre, il y a

$$K_1 = K_2$$

et par conséquent on peut faire disparaître ce facteur, si ce sont les concentrations *relatives* qui nous intéressent.

Passons à un cas plus particulier. Supposons que c'est un faisceau de rayonnement de résonance qui traverse une couche de vapeur ayant la même composition chimique, pression et température que la vapeur émettrice. Choisissons comme raies ν_1 et ν_2 les composantes rouges (par exemple) de deux doublets de Wood. C_1 désigne alors la concentration dans la vapeur absorbante de molécules capables d'absorber la raie ν_1 , et C_2 — celle des molécules, capables d'absorber la raie ν_2 . Rappelons que pour pouvoir absorber une raie du spectre de résonance, une molécule doit se trouver dans un état qui est l'état final pour l'émission de cette raie. C'est justement le cas des molécules capables d'absorber les raies ν_1 ou ν_2 . D'après la théorie admise du spectre de résonance une molécule qui peut absorber la raie ν_1 ne diffère que par son nombre quantique de vibration de celle qui peut absorber la raie ν_2 .

Par des soins convenables on peut rendre négligeable l'absorption que subit le rayonnement de résonance avant de pénétrer dans la couche de vapeur en question. Les intensités I_1 et I_2 peuvent alors être considérées comme proportionnelles aux probabilités des passages correspondants à l'émission de ces raies. Si nous faisons encore l'hypothèse que le rapport des probabilités des deux passages d'émission quelconques est toujours égal au rapport des probabilités de ces passages pour l'absorption¹⁾, nous arrivons à la conclusion que P_1 et P_2 sont proportionnels respectivement à I_1 et I_2 .

Pour calculer la concentration de molécules dans un état donné de vibration nous obtenons donc la formule:

$$C_k = \frac{I_k - i_k}{I_k}. \quad (2)$$

Le raisonnement exposé ci-dessus sert de base à la méthode appliquée.

Si nous employons un spectrographe dont la dispersion ne permet pas de résoudre les composantes des doublets de Wood, on obtiendra par cette voie des valeurs qui seront moyennes pour deux niveaux de rotation. Quand la raie excitatrice est tellement large qu'elle excite plusieurs séries de résonance voisines, il en résulte évidemment quelques complications, mais il faut croire qu'en pratique on peut les négliger, surtout dans les cas où une de ces séries est beaucoup plus intense que les autres.

¹⁾ Voir G. Temple, Proc. Roy. Soc. (A), 138, 479, 1932.

Le dispositif expérimental était des plus simples, comme l'indique la fig. 1. La vapeur d'iode se trouvait dans un tube de forme cylindrique en verre Sibor. Ce tube était placé dans un four électrique et était muni d'un appendice sortant du four afin que la pression de la vapeur dans le

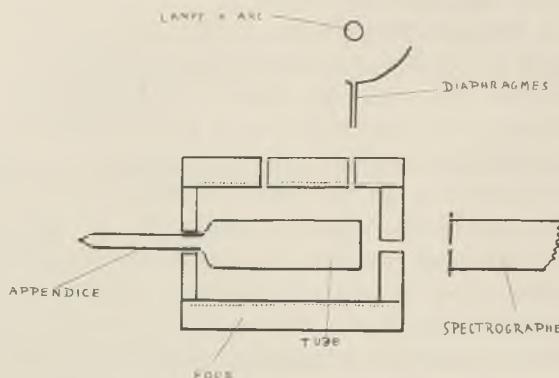
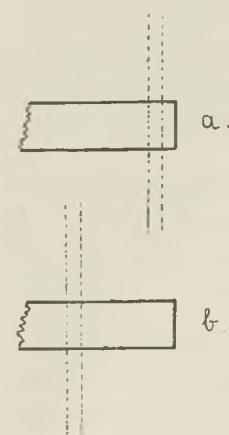


Fig. 1.

cylindre soit constamment égale à la pression de vapeur saturée à la température de la chambre. La lumière excitatrice provenait d'une lampe à arc de mercure de petite puissance construite d'après le modèle établi par M. Sołtan¹⁾. Le faisceau excitateur traversait deux fentes-diaphragmes, ce qui lui donnait une section rectangulaire de faible épaisseur. Deux orifices pratiqués dans une des parois du four permettait de diriger le faisceau excitateur des deux manières indiquées par la fig. 2. Si le faisceau passait par le tube tout près de la paroi de sortie, comme le montre la fig. 2-a, la réabsorption était réduite au minimum et les intensités déterminées dans ces conditions pouvaient prendre la place des I dans la formule (2). Dans le cas montré par la figure 2-b la réabsorption devenait plus intense et les spectrogrammes obtenus pouvaient servir à déterminer les valeurs i .

C'est la série excitée par la raie 5 461 Å du mercure, qui a été employée à ces fins. Des séries de mesures ont été exécutées pour des températures de 18° C et 65° C. On a photographié les spectres à l'aide d'un spectrographe de Fuess, petit modèle, ayant une dispersion de 50 Å/mm environ.



¹⁾ C. R. Soc. Pol. IV, 301, 1929.

Pour déterminer les intensités on se servit des courbes de noircissement tracées par un microphotomètre enregistreur de M o l l. Une lampe spéciale à incandescence fournissait les spectres-étalons. Dans ce but on a utilisé un „affaibisseur à échelons“ de Z e i s s.

Il convient d'éclaircir encore un point. Les grandeurs I_k et i_k de la formule (2) représentent les intensités de la même raie dans deux spectrogrammes différents. Or, il est pratiquement impossible que ces deux spectres soient photographiés dans des conditions rigoureusement identiques. En substituant donc nos données expérimentales à la place des I_k et i_k dans la formule (2) nous obtiendrons au lieu de la valeur correcte de C un nombre:

$$C' = \frac{\alpha I_k - i_k}{\alpha I_k},$$

où α représente l'influence d'un changement possible des conditions. Nous ne connaissons pas la valeur de α , mais elle est, bien entendu, constante pour toutes les raies du spectre. Nous pouvons alors admettre, que pour deux raies quelconques „ j “ et „ k “, l'inégalité:

$$C'_j > C'_k$$

donne forcément

$$C_j > C_k.$$

Ainsi, quoique les résultats obtenus ne permettent pas de parvenir à une connaissance exacte de la distribution des niveaux de vibrations parmi les molécules de la vapeur, on peut en déduire des conclusions intéressantes concernant cette question.

Le tableau suivant donne les valeurs de C' calculées d'après nos mesures:

Nombre quantique de vibration	C' à 18° C environ	C' à 65° C environ
3	—270	200
6	540	270
8	200	320
10	80	300
11	0	240
12	—1200	200

Les intensités des termes stokesiens 1, 2, 3, 5, 7 et 9 n'ont pu être déterminées, des raies du spectres de la lampe à arc se superposant aux raies du spectre de résonance correspondantes à ces termes.

Les données du tableau ci-dessus nous font supposer que la concentration de molécules dans la vapeur considérée en fonction de leur nombre quantique de vibration, atteint une seule fois un maximum. C'est-à-dire que la concentration croît constamment avec le nombre quantique de vibration jusqu'à une certaine valeur de celui-ci et diminue constamment ensuite. En comparant les deux dernières colonnes de ce tableau on est porté à croire que le maximum se déplace vers les nombres quantiques de vibration plus élevés, lorsque la température augmente.

En terminant je tiens à remercier M. le Professeur S. Pieńkowski pour avoir bien voulu m'aider dans ce travail par ses précieux conseils.

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Varsovie.

Manuscrit reçu le 2 janvier 1933.

Ludwik Wertenstein.

Ciśnienie pary nasyconej radonu¹⁾.

(Notatka przedwstępna).

Saturation pressure of radon at low temperatures²⁾.

(Preliminary note).

Summary.

The condensation of emanations of radium and thorium at the temperature of liquid air has been discovered by Rutherford and Soddy in 1903. In 1909 Rutherford³⁾, and Gray and Ramsay⁴⁾ have determined the saturation pressures of radon in the region of temperatures from $-127^{\circ} C$ to $-65^{\circ} C$ (Rutherford) and from $-10^{\circ} C$ to $+104^{\circ} C$ (Gray and Ramsay). The boiling point has been found at $-65^{\circ} C$, the critical temperature is $+104.5^{\circ} C$. These experiments cannot be extrapolated safely to the temperature of liquid air. One finds by analogy with other rare gases that the saturation pressure of radon at $-183^{\circ} C$ should be of the order of 0.01 bar. If this is true, the quantity of radon left in a volume of 100 cm^3 a part of which is cooled in liquid air, should be equal to 1.4 millicurie while in reality the condensation is, in usual conditions, practically complete. The explanation of this divergency is obvious. A simple reasoning shows that condensed radon is generally present in such small quantity that it does not even form a monatomic layer. We are dealing with an effect of adsorption, not with thermodynamical condensation.

The author has studied this problem using an apparatus the volume of which was so small that at each temperature (in the region investi-

¹⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

²⁾ Read at the VI-th Meeting of the Polish Physical Society in Warsaw, September 1932.

³⁾ E. Rutherford, Phil. Mag. (6), 17, 723, 1909.

⁴⁾ R. Whytlaw Gray and W. Ramsay, Trans. Chem. Soc., 95, 1073, 1909.

gated) 1) a considerable fraction of radon was to be found in the condensed phase, 2) in which the cooled surface was of a very small area so that the radon must have been deposited in a polyatomic layer. The apparatus is shown on fig. 1. It consists of a capillary tube separated by a mercury fork in two unequal parts. The greater part terminates in a tube of very small bore, on which the radon was to be condensed. By raising the mercury in the fork we separate the smaller part and the gaseous radon contained in it can expand through another fork into an auxiliary apparatus. This latter is connected to a α -ray tube which enables one to measure the quantity of radon at any given moment by means of a special differential ionisation chamber to be described in another paper.

Four series of experiments were made with quantities of radon ranging from 20 to 80 millicuries. The author is indebted to Mr. Joliot of the Institut du Radium in Paris, for sending him kindly a strong source of radon. Two apparatuses of the designed type have been used, one of which had a volume of $0,3 \text{ cm}^3$ and a cooled surface of 3 mm^2 area, and the other had a volume of $0,07 \text{ cm}^3$ and a cooled surface of 1 mm^2 area. In the first case a monatomic layer corresponded to 1,6 millicuries. The condensation tube was kept in a thermostat, the temperature of which could be kept constant to about $0,25^\circ K$. The temperatures were measured by means of a copper-constantan thermoelectric couple. Another couple was applied at the point where the tube leading to the condensation tube was bent at the right angle. The surroundings of these points were kept at $-120^\circ C$ in order to keep the vapours of Hg and H_2O off the condensation tube. The radon was purified in the usual way and its purity controlled by means of a Pirani gauge. It has been found that the concentration of gaseous radon was independent of its total quantity and a function of temperature only. Its pressure was obtained from the knowledge of volumes concerned, using the indications given by the ionisation chamber. The variation of the saturation pressure with the temperature is represented fairly well by the relation:

$$\log p = -\frac{A}{T} - 0,5 \log T + C.$$

The constant A , equal (theoretically) to $\frac{Q}{4,57}$, enables us to determine

Q , the heat of vaporisation of solid radon. The value found is 4360 cal per gramm-atome of radon while the corresponding quantities for argon, crypton and xenon are: 1800, 2500 and 3700 calories. The saturation pressure of radon at the temperature of boiling oxygen ($90^\circ K$) is equal

to 0,05 bar. These figures ought to be considered as preliminary and more precise experiments are under progress.

Miroslaw Kernbaum Radiological Laboratory of the Scientific Society of Warsaw.

Manuscript received January 23-rd 1933.

Własność emanacji radu i toru kondensowania się w temperaturze ciekłego powietrza, odkryta przez Rutherforda i Soddy'ego w r. 1903, dostarczyła jednego z głównych dowodów, że emanacje są gazami materiałnymi i tem samem potężnego poparcia sformułowanej mniej więcej w tym samym czasie teorji dezintegracji. W technice nauki o promieniotwórczości własność ta odgrywa wielką rolę i bywa często wykorzystywana w celu sporządzania skoncentrowanych preparatów radonu lub jego pochodnych. Wyjaśnieniu zjawiska kondensowania się radonu poświęcono znaczną liczbę prac. Rutherford¹⁾ oraz W. Gray i Ramsay²⁾ wyznaczyli prężność pary radonu w temperaturach od -127° do -65° oraz -10° do $+104^{\circ}C$. Doświadczenia te pozwoliły ustalić punkt wrzenia ($-55^{\circ}C$) oraz punkt krytyczny ($104,5^{\circ}C$). Nie nadają się one jednak do wyjaśnienia zjawiska kondensowania się radonu w temperaturach bardzo niskich, gdyż są zbyt mało dokładne, aby wyniki ich można było ekstrapolować na tak znaczny przedział temperatur. Opierając się na analogii z innymi gazami szlachetnymi, można było przypuszczać, że ciśnienie pary nasycionej radonu w temperaturze $-183^{\circ}C$ winno być rzędu 1 bara, a w każdym razie nie może być mniejsze od 0,01 bara. Z powyższego wynika, że skraplanie się radonu nie może być zwykłym tworzeniem się fazy skondensowanej, gdyż w takim razie w objętości np. 100 cm^3 musiałoby pozostać w stanie gazowym 1,4 mc radonu, a doświadczenie okazuje, że kondensacja przebiega ilościowo, niezależnie od ilości radonu. Jasną jest rzeczą, że rolę decydującą odgrywa tu musi adsorpcja radonu na ściankach naczynia. Jeżeli, jak to zwykle ma miejsce, powierzchnia chłodzona wynosi kilka centymetrów kwadratowych, liczba atomów, niezbędna do utworzenia na tej powierzchni warstwy monomolekularnej jest rzędu 10^{16} .

Ponieważ liczba ta równa się liczbie atomów, zawartej w 555 millicurie radonu, przeto w zwykłych warunkach doświadczalnych atomy radonu mogą osiądać, nie stykając się z sobą. Są to warunki adsorpcji, a nie

¹⁾ E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 17, 723, 1909.

²⁾ R. Whytlaw Gray and W. Ramsay, Trans. Chem. Soc. 95, 1073, 1909.

kondensacji termodynamicznej. Badając to zagadnienie od szeregu lat, autor doszedł do przekonania, że główną trudność doświadczalną stanowi wyznaczanie ilości radonu, jaka w danej chwili znajduje się jeszcze w stanie gazowym. Nie nadaje się w tym celu zużytkowanie promieni β lub γ osadu promieniotwórczego, gdyż: 1) trudno oddzielić promieniowanie części skondensowanej od części pozostającej w stanie gazowym, 2) promieniowanie danej części aparatury nie jest w danej chwili proporcjonalne do zawartego w niej w stanie gazowym radonu. Autor zużytkował promieniowanie α .

Aparatura posiada odnogę zakończoną rureczką o grubości ścianek około 0,01 mm. Promieniowanie wychodzące z tej rureczki wytwarzają jonizację w dwu komorach przyrządu różnicowego¹⁾. Dzięki zastosowaniu odpowiednich ekranów, można było, opierając się na charakterze krzywych Bragg a osiągnąć równość jonizacji w obu komorach, wytwarzanej przez promień RaC, natomiast promień α RaA oraz radonu wytwarzający, praktycznie biorąc, jonizację w jednej tylko z komór. W ten sposób usunięto konieczność wyczekiwania na osiągnięcie równowagi między RaC i radonem, i jonizacja po 10–15 minutach przyjmowała wartość proporcjonalną do zawartości radonu w rureczce, a zatem i do ilości radonu w stanie gazowym w całej aparaturze.

Przedmiotem badania było wyznaczenie prawdziwego ciśnienia nasycionego radonu w temperaturach, zbliżonych do temperatury ciekłego powietrza. W tym celu aparat, w którym zachodziła kondensacja musiał mieć: 1) objętość możliwie małą, tak aby w każdej temperaturze badanego przejęcia, możliwie znaczny ułamek całkowitej ilości radonu pozostawał w fazie skondensowanej, 2) możliwie małą powierzchnię chłodzoną, aby radon skondensowany mógł tworzyć warstwę polimolekularną. Aparat przedstawiony jest na rysunku 1. Składa się z rurki kapilarnej, podzielonej widełkami na dwie nierówne części; większa z nich zakończona jest rurką kapilarną bardzo wąską, na której odbywała się kondensacja. Podnosząc rtęć w widełkach, oddzielamy tę część od reszty i zawarty w mniejszej rurce radon przerzucamy zapomocą dalej położonych widełek do objętości pomocniczej, połączonej ze wspomnianą poprzednio rureczką, umieszczoną w komorze jonizacyjnej. W czterech serjach doświadczeń, z których pierwsza wykonana została z wielką ilością radonu uprzejmie przesłanego mi przez p. Joliot z Instytutu Radowego w Paryżu, użyłem dwóch naczynieks powyżej przedstawionego typu. Pierwsze miało objętość około 0,3 cm³, powierzchnia chłodzona wynosiła około 3 mm², drugie miało objętość 0,07 cm³ z powierzchnią chłodzoną rzędu

¹⁾ Szczegółowy opis tego przyrządu znajduje się w pracy o adsorpcji radonu (w druku).

1 mm^2 . Do wytworzenia warstwy monomolekularnej wystarczało w pierwszym przypadku 1,6, w drugim — 0,5 mc., ilości zaś użytego radonu wahały się od 80 do 20 mc. Rureczka chłodzona pogrążona była w termostacie do niskich temperatur. Temperaturę wyznaczałem skalibrowaną zapomocą wzorcowego termometru pentanowego¹⁾ parą termoelektryczną.

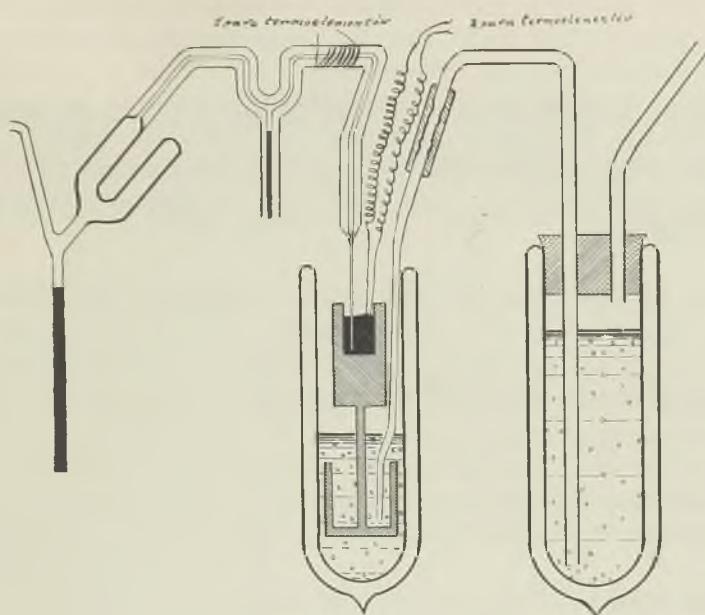


Fig. 1.

Główną trudność pracy stanowiło usunięcie od powierzchni chłodzonej par obcych, mogących skondensować się na kondensacji radonu i całkowicie zakłócić warunki równowagi. Pomijając zwykle stosowane zabiegi, mające na celu otrzymanie czystego radonu, zwracam uwagę na pomocniczą parę termoelektryczną umieszczoną na zagięciu głównej rurki kapielarnej. Ta część rurki zapomocą specjalnego urządzenia utrzymywana była w temperaturze $-120^\circ C$ i odgrywała rolę pułapki, chwytającej parę rtęci i wodną. W granicach błędów, które były dość znaczne i wywołane niewątpliwie tem, że domieszki niezawsze były całkowicie usunięte, udało mi się stwierdzić, że koncentracja radonu w stanie gazowym jest w zrealizowanych przemianie warunkach doświadczalnych funkcją tylko temperatury, że nie zależy od ilości radonu, ani od kształtu naczynia,

1) Za wypożyczenie termometru dziękuję serdecznie p. dr. J. Rolinskiemu.

ani od czasu, że zatem mamy do czynienia z prawdziwą równowagą termodynamiczną. Zależność ciśnienia pary nasyconej od temperatury daje się przedstawić dość dokładnie zapomocą wzoru:

$$\log p + 0,5 \log T = -\frac{A}{T} + C.$$

Na podstawie wartości współczynnika A wyliczam, że ciepło parowania stałego radonu wynosi 4 360 kalorji. Ciepło parowania stałego argonu, kryptonu, ksenonu, wynosi odpowiednio 1 800, 2 500 i 3 700 kal. (na gram-atom). Widzimy zatem, że liczby otrzymane są spodziewanego rzędu wielkości. Prężność pary radonu w temperaturze 90° K wynosi 0,05 bara, jednak ze względu na poprawkę K u d s e n a ciśnienie mierzone w części aparatury, która pozostaje w temperaturze pokojowej wynosi 0,091 bara.

*Pracownia Radjologiczna im. Miroslawa Kernbauma, Tow. Naukowego
w Warszawie.*

Rękopis otrzymany dn. 23 stycznia 1933.

Henryk Jędrzejowski.

Opewnym przykładzie ruchliwości atomów promieniotwórczych na powierzchni ciał stałych¹⁾.

Mobilité des atomes radioactifs sur la surface des corps solides²⁾.

S o m m a i r e.

MM. Volmer et Estermann³⁾ ont les premiers mis en évidence la mobilité des atomes des corps solides sur les surfaces des corps solides. Un essai d'étude quantitative de ce problème a été fait ensuite par Volmer et Adhikari⁴⁾ qui ont calculé la résistance de frottement de molécules de benzophénon sur la surface du verre. Melle E. Monteil⁵⁾ a expliqué la pénétration des atomes du polonium à travers les feuilles minces de plomb par la mobilité des atomes suivant les failles des cristaux de plomb.

J'ai repris l'étude de ce phénomène par le procédé expérimental suivant. Sur les feuilles minces de platine j'ai distillé du polonium en donnant au dépôt la forme d'un cercle d'environ 5 mm de diamètre, bien délimité par un diaphragme. La source préparée a été ensuite fortement appliquée contre la couche sensible d'une plaque photographique à l'aide d'un poids de quelques kilogrammes. Après la pose qui durait ordinairement deux jours, la source dont l'activité a été mesurée est transportée dans un tube de quartz placé dans un four électrique où on la laisse à une température fixe pendant trois heures; la photographie suit et on recommence l'expérience à une autre température. La série des expériences terminée (quand le polonium est déjà dispersé sur toute la surface de la

¹⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

²⁾ Travail présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, Septembre 1932.

³⁾ ZS. f. Phys. 7, 13, 1921.

⁴⁾ ZS. f. Phys. Chemie 119, 46, 1926.

⁵⁾ Journ. de Phys. 10, 78, 1929.

feuille de platine et on peut distinguer les groupements), on étudie les images de la source sur une plaque à l'aide d'un comparateur ce qui permet de suivre quantitativement la diffusion des atomes du polonium sur la surface du platine.

Le tableau I contient les résultats d'une série des expériences définitives. La première ligne contient les accroissements Δ en millimètres du diamètre des images (la moyenne de six mesures en deux directions perpendiculaires); la seconde les températures absolues T du four pendant le chauffage.

Après le chauffage à la température de $910^{\circ}K$, le polonium a été presque uniformément dispersé sur toute la surface du platine, et même il a passé de l'autre côté. Environ 0,1 de l'activité initiale a été évaporé totalement; sur la surface primitivement activée, il est resté environ 0,6 et sur la face opposée environ 0,3 de l'activité initiale. Jusqu'à $T = 873^{\circ}K$, l'activité de la source n'a pas diminué, et après le chauffage à $T = 898^{\circ}K$, l'activité est légèrement tombée, de 8,47 à 8 (unités arbitraires). L'expérience de contrôle exécutée avec une source chauffée à $970^{\circ}K$ sans chauffage à des températures intermédiaires, a donné une perte d'un tiers de l'activité initiale; un tiers a été dispersé sur chaque face de la feuille de platine. Sur la fig. 1, on a: 1a: l'image initiale, 1b: l'image après le chauffage, 1c: l'image de la source dispersée.

Ces faits semblent démontrer que nous avons ici un phénomène pendant lequel les atomes du Po diffusent véritablement sur la surface du platine sans passer par la phase gazeuse. On comprend difficilement comment les atomes de Po évaporé pourraient se déposer sur la surface du platine, et même sur la face opposée de la feuille au lieu de passer sur le quart dont la surface est beaucoup plus grande. Comme on le sait, le platine se distingue par la facilité avec laquelle il fixe les atomes de polonium, mais cette propriété ne suffit pas à expliquer les faits observés, surtout si l'on réfléchit qu'à la température de $970^{\circ}K$ la situation privilégiée du platine vis-à-vis du quartz est certainement moins accentuée qu'aux températures plus basses. Malgré cela la plus grande partie de l'activité initiale est restée sur la face opposée de la feuille.

Tableau I.

Δ	0,01	0,03	0,27	1,1
T	748	823	873	898
D	$2,10^{-6}$	$18,10^{-6}$	$17,6,10^{-4}$	$2,42,10^{-2}$

Les nombres de la troisième ligne représentent les coefficients de diffusion „à deux dimensions“ des atomes de Po sur une surface de Pt .

Ils ont été évalués de la manière suivante. En appliquant les lois de la diffusion aux phénomènes observés et en se bornant au cas où l'élargissement du cercle primitif est petit, on trouve que le carré du déplacement moyen des atomes dans le sens du rayon est égal à une expression de la forme $\alpha D t$, étant une constante, D — le coefficient de diffusion et t — le temps. La valeur de la constante α dépend de ce qu'on entend par le déplacement moyen. Dans tous le cas c'est un nombre voisin de 1. D'autre part, quelle que soit la définition du déplacement moyen, il est clair que la grandeur Δ déterminée expérimentalement est du même ordre de grandeur et peut servir par conséquent à l'évaluation approchée du coefficient de diffusion. Les nombres D de la troisième colonne ont été calculés en posant $\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 = Dt$. J'ai vérifié d'ailleurs directement la validité de la loi $\Delta^2 = ct$, c étant une constante à une température donnée. Deux sources de polonium ont été chauffées dans les mêmes conditions ($T = 873^\circ K$); l'une pendant 1 heure et l'autre pendant 4 heures. L'accroissement du diamètre de la source a été respectivement de 0,085 et de 0,2 ce qui s'accorde bien, dans les limites des erreurs possibles, avec la loi $\Delta^2 = ct$. Le coefficient moyen de diffusion D d'après ces expériences est de $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{jour}$.

Des expériences semblables faites avec des sources préparées sur des feuilles d'or ont donné, même après le chauffage à la température de $1000^\circ C$ les images nettes du diaphragme sans accroissement appréciable. Autour de cette image nette on peut distinguer un certain „halo“, mais les nombres obtenus ne peuvent pas se ranger d'une façon raisonnable pouvant suggérer une loi de diffusion. Il semble que dans ce cas là l'évaporation du polonium soit le phénomène prépondérant. Une expérience avec le mica comme support a démontré au contraire que la source, déjà après le chauffage à une température d'environ $440^\circ C$ a perdu presque toute son activité; le reste, environ 0,2 de l'activité initiale, a été dispersé sur toute la surface de mica.

Laboratoire de Radiologie Miroslaw Kernbaum de la Société Scientifique de Varsovie.

Manuscrit reçu le 23 janvier 1933.

Zjawisko pełzania atomów ciał stałych na powierzchni ciał stałych zostało stwierdzone po raz pierwszy przez Volmera i Estermana¹⁾. Następnie Volmer i Adhikari²⁾ przeprowadzili próby ilościowego badania tego zjawiska i na podstawie swych doświadczeń obliczyli opór tarcia cząsteczek benzofenonu na powierzchni szkła. W ciągu pracy wykonywanej w Instytucie Radowym w Paryżu E. Montel³⁾ zauważała, że atomy polonu przenikają poprzez cienkie płytki ołowiu. Fakt ten wyjaśniała autorka ruchliwością atomów polonu na powierzchni kryształów ołowiu.

Zjawisko pełzania poddałem dalszemu badaniu, posługując się następującą metodą doświadczalną. Na powierzchni cienkich blaszek platyny destylowałem polon wewnątrz kółka o średnicy około 5 mm, ściśle określonego zapomocą przylegającą do blaszki diafragmy. Ujmując następnie aktywowaną w powyższy sposób platynkę między dwie klisze zwrócone warstwą czułą do platyny, otrzymywałem po ekspozycji trwającej zazwyczaj około 2 dni, obraz źródła aktywnego na kliszy. W czasie ekspozycji klisze i platynka znajdowały się pod działaniem nacisku paru kilogramów. Po ekspozycji i zmierzeniu aktywności źródła umieszczalem platynkę w kwarcowej rurce wewnątrz piecyka elektrycznego i utrzymywałem ją tam w określonej temperaturze w ciągu trzech godzin. Po ukończeniu wypróżniania źródła następowała powtórna jego fotografja; następnie rozpoczęto doświadczenie, ponownie prażąc źródło w jakiejś innej temperaturze. Po ukończeniu doświadczeń, co następowało wówczas, gdy polon rozpełził się już po całej powierzchni i gdy można było spostrzec powstające wśród rozproszonej masy atomów poszczególne ugrupowania, poddawałem otrzymane klisze z obrazami źródeł pomiarom zapomocą mikroskopu. Pomiary średnie źródła, otrzymywane tą drogą pozwalały śledzić ilościowo dyfuzję atomów polonu na powierzchni platyny.

W tablicy zgrupowane są wyniki serii doświadczeń ostatecznych. Pierwszy wiersz zawiera przyrosty średnicy obrazu źródła Δ w milimetrach (jest to średnia z sześciu pomiarów w dwu kierunkach prostopadłych), drugi — temperatury bezwzględne T pieca podczas ogrzewania. Po ogrzewaniu w temperaturze około $910^{\circ} K$, polon rozproszył się na całej powierzchni platyny, a nawet przeszedł na drugą stronę. Około 0,1 aktywności początkowej wyparowało całkowicie; na powierzchni, na której pierwotnie osadzono polon pozostało około 0,6, a na powierzchni odwrotnej około 0,3 aktywności pierwotnej. W ciągu prażeń wykonywanych aż do temperatury $T = 873^{\circ} K$, aktywność źródła nie zmniejszyła się.

¹⁾ ZS. f. Phys. 7, 13, 1921.

²⁾ ZS. f. Phys. Chemie, 119, 46, 1926.

³⁾ Journ. de Phys. 10, 78, 1929.

szyła się, po wyrażeniu w temperaturze $898^{\circ} K$ aktywność zmniejszyła się nieco: z 8,47 na 8 (jednostki dowolne). Doświadczenie sprawdzające, wykonane zapomocą źródła prażonego przy $970^{\circ} K$, bez prażenia uprzedniego w niższych temperaturach, wykazało stratę aktywności całkowitej wynoszącą jedną trzecią aktywności pierwotnej; po jednej trzeciej aktywności było rozproszone na każdej stronie płytki platynowej. Na rys. I mamy a) obraz początkowy, b) obraz otrzymany po wygrzaniu w pewnej temperaturze pośredniej i c) obraz źródła całkowicie rozproszonego.

Powyższe fakty zdają się wskazywać na to, że atomy polonu dyfundują rzeczywiście na powierzchni platyny nie przechodząc przez fazę gazową. Z trudnością bowiem można by było zrozumieć, dlaczego atomy polonu raz wyparowane z powierzchni gorącej platyny, z powrotem osadzają się znowu na niej w znakomitej większości i to nawet na powierzchni odwrotnej, zamiast osiąadać na kwarcu, którego powierzchnia jest nieporównanie większa.

Wiadomo coprawda, iż platyna odznacza się łatwością z jaką do jej powierzchni przylegają atomy polonu, właściwość ta jednak nie wystarcza do wyjaśnienia zaobserwowanych faktów, szczególnie, jeżeli się zważy, że w temperaturze $970^{\circ} K$ uprzywilejowanie platyny w stosunku do kwarcu jest z pewnością mniejsze niż w temperaturach niższych.

T a b l i c a.

Δ	0,01	0,03	0,27	1,1
T	748	823	873	898
D	$2 \cdot 10^{-6}$	$18 \cdot 10^{-6}$	$15,6 \cdot 10^{-4}$	$2,42 \cdot 10^{-2}$

Liczby w wierszu trzecim oznaczają współczynniki dyfuzji „w dwu wymiarach“ atomów *Po* na powierzchni platyny. Zostały one obliczone w następujący sposób. Stosując prawa dyfuzji do obserwowanych zjawisk i ograniczając się do przypadku, gdy rozszerzenie pierwotnego krążka jest małe, znajdujemy, że kwadrat średniego przesunięcia atomów w kierunku promienia jest równy wyrażeniu: aDt , gdzie a jest pewną stałą, D współczynnikiem dyfuzji, t — czasem. Wartość stałej a zależy od tego, co rozumiemy przez przesunięcie średnie. W każdym razie jednak jest to liczba zbliżona do 1. Z drugiej strony, jakiekolwiekby było określenie przesunięcia średniego, jest rzeczą jasną, że wielkość Δ , wyznaczona doświadczalnie, jest tego samego rzędu wielkości może więc służyć do przybliżonego wyliczenia współczynnika dyfuzji. Liczba D trzeciego



Fig. 1.

wiersza, została obliczona na podstawie założenia: $\left(\frac{A}{2}\right)^2 = Dt$. Poza-tem stwierdziłem bezpośrednio słuszność prawa $A^2 = ct$, gdzie c jest pewną stałą dla określonej temperatury. Dwa źródła polonu wyprązałem w tych samych warunkach temperatury ($T = 873^{\circ} K$); jedno w ciągu jednej godziny, drugie zaś w ciągu czterech godzin. Przyrosty średnie źródeł były odpowiednio: 0,085 i 0,2, co zgadza się dobrze, w granicach błędów doświadczeń, z prawem $A^2 = ct$. Średni spółczynnik D wyliczony na podstawie tych doświadczeń wynosi $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{dzień}$.

Podobne doświadczenia zrobione zapomocą źródeł sporządzonych na listkach złota, nawet po wyprążeniu w $1000^{\circ} C$, dały w wyniku obrazy źródła o ostro zarysowanych brzegach. Średnica źródła nie ulegała przytem dającemu się zauważyc przyrostowi. Wprawdzie dokoła obrazu ostrego można było zauważyc pewne „halo“, lecz liczby otrzymane z jego pomiarów nie pozwalały przypuszczać, że mamy tu do czynienia z dyfuzją. Wydaje się rzeczą prawdopodobną, że parowanie polonu jest tu zjawiskiem przeważającym nad pełzaniem.

Analogiczne doświadczenia z miką jako podłożem wykazały wprost przeciwnie jak w przypadku złota, że już po prażeniu w temperaturze około $440^{\circ} C$ źródło straciło prawie całkowicie swą aktywność; zresztą około 0,2 aktywności początkowej było rozproszone na całej powierzchni miki.

Pracownia Radiologiczna im. Miroslawa Kernbauma Towarzystwa Naukowego w Warszawie.

Rękopis otrzymany dn. 23 stycznia 1933.

Józef Rotblat.

Przyczynek do znajomości dyfuzji w gazach bardzo rozrzedzonych.¹⁾

Contribution à la connaissance de la diffusion des gaz très raréfiés.²⁾

S o m m a i r e.

Dans les travaux nécessitant un vide élevé il arrive fréquemment qu'on refroidit une partie du dispositif expérimental dans l'air liquide afin de condenser la vapeur de mercure. Il se produit alors un phénomène de succion analogue à celui qui a lieu dans une pompe à diffusion. Un courant de vapeur de mercure se dirige vers l'espace refroidi; il entraîne les molécules du gaz, d'où résulte un gradient de pression dans les tubes de communication. Je me suis proposé d'étudier ce phénomène et la manière dont il dépend des divers facteurs. Je me suis servi du dispositif suivant. Deux tubes de verre, de 1 et de 2 cm de diamètre, communiquent d'un côté, à travers un piège à vapeur à mercure, avec le gros ballon *A*, et de l'autre côté, à travers les fourches *N₁*, *N₂*, avec la partie *B*, c. à d. la jauge de MacLeod et les récipients des gaz étudiés. Les tubes servent à transmettre le courant de vapeur de mercure. Chaque fourche peut être fermée à volonté, et le gaz diffusant forcé ainsi à suivre l'un des tubes seulement. On règle la pression de la vapeur de mercure en chauffant le mercure dans les fourches enveloppées à cet effet d'amiante et portant un enroulement de fil de nickeline. Les pinces thermoélectriques servant à mesurer la température du mercure sont introduites dans des tubes minces soudés intérieurement dans les fourches. Les tubes sont entourés également de fours électriques permettant de maintenir leur température au dessus de celle du mercure liquide (afin d'éviter la distillation du mercure sur les parois). Il est évident

¹⁾ Praca referowana na VI Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie, we wrześniu 1932.

²⁾ Travail présenté au VI-e Congrès des Physiciens Polonais à Varsovie, Septembre 1932.

que le courant de vapeur issu des fourches se dirige vers *A* et *B*. Pour réduire celui se dirigeant vers *B* jusqu'à une valeur insignifiante, on réunit *B* aux fourches à travers des tubes capillaires de 1 mm de diamètre.

On a étudié l'hydrogène, l'oxygène, l'argon, le crypton et le xénon. Après avoir introduit une petite quantité d'un de ces gaz on mesurait sa pression, soit p_0 . On refroidissait le piège à la température de l'air liquide et on réchauffait le mercure dans N_1 (ou N_2) jusqu'à la température voulue. Quand le régime des pressions dû au courant permanent de vapeur était stabilisé, on mesurait à nouveau la pression; soit $p_1 < p_0$. La diminution de pression est due à l'entraînement d'une partie du gaz par le courant de vapeur. Il s'établit un rapport p_2/p_1 entre la pression p_2 en *A* et p_1 en *B*. Il est avantageux de donner au ballon *A* un volume aussi grand que possible, car alors une variation de pression insignifiante en *A* entraîne une variation de pression importante en *B*.

Connaissant le rapport $\frac{v_2}{v_1}$ des volumes de *A* et *B*, on déduit:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_0}{p_1} + \frac{v_1}{v_2} \left(\frac{p_0}{p_1} - 1 \right).$$

J'ai fait de nombreuses expériences avec divers gaz, sous des pressions différentes. Dans chaque série j'ai étudié comment varie $\frac{p_2}{p_1}$ en fonction de la pression saturante de la vapeur de mercure et de la pression moyenne du gaz, lorsqu'on établit la diffusion dans l'un de deux tubes.

Les résultats sont les suivants. Le rapport $\frac{p_2}{p_1}$ est approximativement une fonction exponentielle de la pression de la vapeur et du diamètre du tube. La courbe $\log \frac{p_2}{p_1} = f(P)$ est voisine d'une droite, surtout dans le cas des gaz légers. La pente de cette droite est d'autant plus grande que la pression moyenne du gaz est plus faible et que son coefficient de diffusion est plus petit.

On peut appliquer à ces phénomènes la théorie de la pompe à diffusion développée par G a e d e. On considère la distribution de pression dans un tube contenant un mélange de deux gaz très raréfiés. En tenant compte des lois de l'écoulement et de la diffusion, on trouve que la pression totale varie le long du tube, contrairement à ce qui a lieu à pression élevée. Si la pression est assez basse pour que la loi „moléculaire“ de K n u d s e n soit applicable, on obtient:

$$\frac{p_2}{p_1} = e^{\frac{Pr}{1520 D \vartheta}},$$

p_2 , p_1 étant les pressions du gaz aux deux bouts du tube, P pression de la vapeur de mercure, D son coefficient de diffusion dans le gaz étudié, sous pression atmosphérique, ϑ coefficient de frottement externe de la vapeur de Hg .

Il résulte de cette expression que $\log \frac{p_2}{p_1}$ doit varier linéairement avec P ; c'est ce que l'expérience confirme. On voit, de plus que $\log \frac{p_2}{p_1}$ est inversement proportionnel au coefficient de diffusion. Comme ce coefficient diminue d'une manière générale lorsque le poids moléculaire croît, on doit s'attendre à ce que notre effet soit d'autant plus marqué que le gaz est plus lourd. Ceci encore est en accord avec l'expérience. Cependant il existe des divergences entre la théorie et l'expérience. C'est ainsi que $\frac{\log p_2/p_1}{P}$ dépend de la pression moyenne du gaz et cette pression n'intervient pas du tout dans la formule théorique. Pour mettre en évidence les écarts entre la théorie et l'observation, j'écris la formule sous la forme

$$\frac{P}{\log \frac{p_2/p_1}{P}} = \frac{1520 \vartheta D}{r} = C.$$

On voit que C doit être une constante, pour un tube et un gaz donné. En réalité C varie aussi bien avec la pression de vapeur de mercure qu'avec la pression moyenne du gaz. Ce fait est illustré par des courbes donnant C en fonction de P ou de p_{moy} . Ce fait est réel et ne peut pas être attribué aux erreurs d'expérience. Il semble certain que la théorie doit être modifiée.

Comme application de ces expériences, on a calculé la grandeur de l'effet de succion d'un piège à mercure, lorsque le mercure dans les jauges, fourches, etc. est à température ordinaire. On trouve que dans la partie du dispositif isolée par le piège la pression est plus grande qu'ailleurs, l'augmentation relative de la pression pouvant atteindre 10% dans le cas d'un gaz lourd.

Laboratoire de Radiologie Miroslaw Kernbaum de la Société Scientifique de Varsovie.

Manuscrit reçu le 23 janvier 1933.

Wstęp.

W celu wymrożenia pary rtęci w doświadczeniach próżniowych zazwyczaj ochładzamy część aparatury próżniowej do temperatury ciekłego powietrza. Równowaga ciśnień gazu, pozostającego w aparaturze, zostaje wówczas zakłócona: miejsce chłodzone działa poniekąd jak pompa dyfuzyjna. W całej aparaturze płynie wtedy stale strumień pary rtęci do miejsca, gdzie rtęć się kondensuje. Strumień ten porywa ze sobą cząsteczki gazu, wytwarzając gradient ciśnienia gazu. Zjawisko to zostało zaobserwowane przez G a e d e g o¹⁾ i było punktem wyjścia do stworzenia pompy dyfuzyjnej. G a e d e jednak nie zajął się bliższem zbadaniem tego zjawiska.

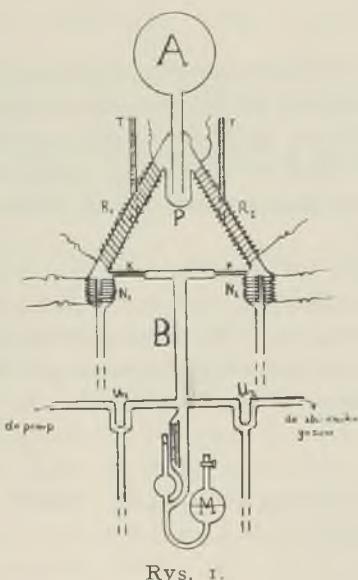
Celem tej pracy jest dokładne zbadanie tego zjawiska i wyznaczenie jego zależności od różnych czynników.

D o ś w i a d c z e n i e.

Schemat użytego aparatu przedstawia rys. 1. Dwie szklane rurki R_1 i R_2 , o średnicach 1,83 i 0,97 cm są z jednej strony połączone z płuczką P i dużą kolbą A , z drugiej zaś łączą się z częścią B , zawierającą

miarkę M c L e o d a M i zbiorniki gazów. N_1 i N_2 są to naczynia z rtęcią. Przez podniesienie poziomu rtęci w tych naczyniach każda z rurek R_1 , R_2 może być oddzielona od reszty aparatury. Umożliwia to badanie dyfuzji gazu poprzez jedną tylko z tych rurek. W doświadczeniu chodzi nam o zbadanie stosunku ciśnienia gazu w A i B , który ustala się wskutek destylacji rtęci. Aby móc zmieniać dowolnie ciśnienie destylacyjne pary rtęci, każde z naczyn N₁ i N₂ zostało obłożone azbestem, na który nawinięto drut nikielinowy. Temperaturę rtęci mierzmy galwanometrem zapomocą pary termo-elektrycznej konstantan-miedź, umieszczonej w cieniutkiej rurce, włutowanej w naczynie z rtcią.

Strumień ogrzanej pary rtęci płynie do płuczki P , chłodzonej w ciekłym powietrzu, gdzie się kondensuje. Aby uniknąć kondensacji rtęci w samych rurkach R_1 , R_2 , zostały one również owinięte obwodem ogrzewającym.



Rys. 1.

trzu, gdzie się kondensuje. Aby uniknąć kondensacji rtęci w samych rurkach R_1 , R_2 , zostały one również owinięte obwodem ogrzewającym.

¹⁾ W. G a e d e, Ann. d. Phys. 46, 357, 1915.

W czasie doświadczenia utrzymywałem rurki stale w temperaturze $80^{\circ} C$, wyższej od temperatury rtęci w zbiorniku N . Temperaturę rurek odczytyuję na termometrach T .

W zasadzie para rtęci płynie również w kierunku odwrotnym, t. j. do B . Dla zmniejszenia tego powrotnego strumienia, połączono naczynia N_1 , N_2 z częścią B kapilarami o średnicy 1 mm. Strumień pary rtęci, przechodzący przez te kapilary jest tak mały, że może być zupełnie zaniedbany.

Do doświadczenia zostały użyte następujące gazy: wodór, tlen, argon, krypton i ksenon. Wodór otrzymywałem przez ogrzewanie palikiem Bunsema rurki paladowej, przygotowanej do aparatury. Tlen był otrzymywany przez ogrzewanie czerwonego tlenku rtęci, umieszczonego w rurce pyreksowej, przyłączonej do aparatury zapomocą uszczelnionego rtęcią szlifu. Gazy szlachetne miały w stanie czystym w kolbach przygotowanych do aparatu. Jedynie krypton należało przedtem oczyścić z domieszki ksenonu, przez chłodzenie w ciekłym powietrzu¹⁾. W próbnych doświadczeniach okazało się, że krypton i ksenon kondensują się częściowo w temperaturze ciekłego powietrza i dlatego utrzymywałem płuczkę podczas doświadczeń z temi gazami w temperaturze około $-100^{\circ} C$. W tej temperaturze gazy te już się nie kondensują, a prężność pary rtęci jest jeszcze znikomo mała.

Przebieg doświadczenia był następujący. Po zrobieniu dobrej próżni i oddzieleniu aparatu od pomp, wpuszczam badany gaz i mierzę miarką Mc. Leo da jego ciśnienie, jednakowe w całej aparaturze. Oznaczam to ciśnienie przez p_0 . Następnie podnoszę rtęć w jednym z naczyni N , aby gaz mógł płynąć tylko przez jedną z rurek, np. R_1 . Podstawiam wtedy pod płuczkę naczynie Dewara z ciekłym powietrzem i jednocześnie ogrzewam rurkę do $80^{\circ} C$. Po pewnym czasie włączam również prąd ogrzewający rtęć w N_1 i doprowadzam ją do pewnej temperatury t , którą odczytuję na skali galwanometru. Powstaje strumień pary rtęci, skierowany od N do P , który porywa cząstki gazu w kierunku swego ruchu. Wskutek tego wytwarza się wzduż rurki spadek ciśnienia gazu, skierowany przeciwnie niż spadek ciśnienia pary rtęci. Po osiągnięciu równowagi mierzę miarką Mc. Leo da ciśnienie, panujące obecnie w B . Ciśnienie to, p_1 , jest w myśl tego, co powiedzieliśmy, mniejsze od p_0 . Aby to zmniejszenie było najbardziej wyraźne, użyto dużej (dwulitrowej) kolby A . Małe bowiem zwiększenie ciśnienia w A wywołuje znaczne zmniejszenie ciśnienia w B . Niech ciśnienie, które obecnie panuje w A będzie p_2 . Możemy wartość jego wyliczyć na mocy prawa Boyle-Mariotte'a:

¹⁾ Za dostarczenie kryptonu składam na tem miejscu serdeczne podziękowanie p. Custersowi, dyrektorowi fabryki „Philips”.

$$p_1 v_1 + p_2 v_2 = p_0 (v_1 + v_2),$$

gdzie v_1 oznacza całkowitą objętość części B aparatury aż do płuczki, v_2 — objętość części A .

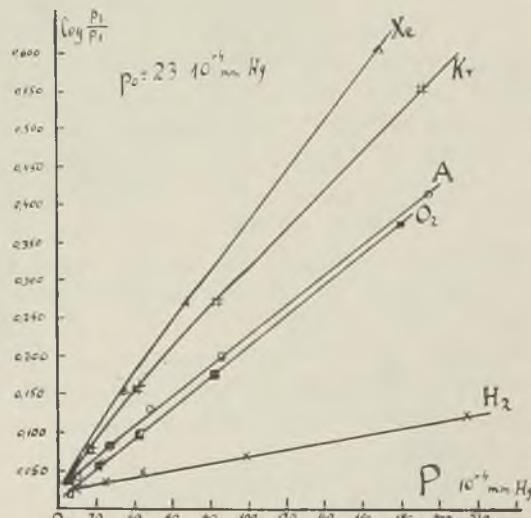
Nas interesuje wartość stosunku $\frac{p_2}{p_1}$, którą wyliczam na podstawie wzoru:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_0}{p_1} + \frac{v_1}{v_2} \left(\frac{p_0}{p_1} - 1 \right). \quad (I)$$

Przez wyważenie wodą i kalibrowanie miarką Mc. Leoda otrzymałem, że $\frac{v_2}{v_1} = 5$. Zapomocą wzoru (I) możemy dla każdej wartości p_0 i p_1 wyznaczyć stosunek $\frac{p_2}{p_1}$.

Wykonałem szereg doświadczeń z różnymi gazami pod różnymi ciśnieniami dla każdej z rurek R_1 , R_2 . W każdym doświadczeniu zbadałem zależność $\frac{p_2}{p_1}$ od prężności pary rtęci. Temperaturę rtęci zmieniałem od pokojowej $15^{\circ} C$ do $60^{\circ} C$. Prężność pary rtęci, odpowiadającą każdej temperaturze, obliczono według tablic Knudsen¹⁾.

Część otrzymanych wyników doświadczeń jest przedstawiona na krzywych, rys. 2. Z krzywych tych widać, że stosunek $\frac{p_2}{p_1}$ jest w przy-



Rys. 2.

¹⁾ M. Knudsen, Ann. d. Phys. 29, 193, 1909.

blízeniu funkcją wykładniczą prężności pary rtęci P . Krzywe zależności $\log \frac{p_2}{p_1}$ od P przebiegają prawie linjowo, szczególnie dla gazów lekkich. Zależność tego samego rodzaju zachodzi również między stosunkiem $\frac{p_2}{p_1}$ a promieniem rurki, jak widać z poniższej tabelki.

T a b l i c a I.

Krypton. $p_0 = 85,6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$			
P	r	$\log \frac{p_2}{p_1}$	$\frac{\log p_2 - \log p_1}{r}$
6,8	0,915	0,0104	0,0113
	0,485	0,0055	0,0114
19,5	0,915	0,0390	0,0426
	0,485	0,0242	0,0499
52,6	0,915	0,1103	0,1206
	0,485	0,0520	0,1072

Pozatem istnieje zależność efektu od ciśnienia i natury gazu. Przy danej prężności pary rtęci gradient jest tem większy im niższe jest ciśnienie gazu. Natomiast przy danem ciśnieniu gazu, efekt jest tem większy, im mniejszy jest współczynnik dyfuzji pary rtęci w danym gazie, t. j. im większa jest średnica i masa cząsteczk gazu. Widać to na krzywych rys. 2. Nasze urządzenie możemy uważać za pompę dyfuzyjną. Działa ona, jak widzimy, tem lepiej, im cięższy gaz pompujemy. Wynik ten jest potwierdzeniem teorii rozwiniętej przez Wertensteina¹⁾, który badał te same zależności przy wyższych prężnościach pary rtęci.

T e o r j a d y f u z j i w g a z a c h r o z r z e d z o n y c h .

Zbadamy rozkład ciśnienia całkowitego mieszaniny dwóch gazów w rurce, w przypadku, gdy oba gazy, t. j. gaz badany oraz para rtęci, są pod tak niskimi ciśnieniami, że można do nich stosować prawa przepływu molekularnego.

Przypuśćmy najpierw, że w cylindrycznej rurce o promieniu r znajduje się tylko jeden gaz, np. para rtęci, o ciśnieniu P w przekroju oddalonym o x od początku rurki. Założmy, że w rurce istnieje spadek ciśnienia, który powoduje przepływ gazu z pewną prędkością u . Na mocy praw

¹⁾ L. Wertenstein, Proc. of the Cambr. Phil. Soc. 23, 578, 1927.

przepływu molekularnego K u n d s e n a¹⁾, zależność prędkości u od spadku ciśnienia dana jest przez wzór:

$$-\frac{dP}{dx} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{\rho_1}{r}} P u, \quad (2)$$

gdzie ρ_1 oznacza gęstość gazu w danej temperaturze pod ciśnieniem 1 bara.

Jeśli teraz wprowadzimy drugi gaz o ciśnieniu $p = f(x)$, wywrze on pewien opór, którego skutkiem będzie zmniejszenie szybkości przepływu pierwszego gazu. Gradient ciśnienia należy wówczas zmniejszyć o pewną wielkość, przedstawiającą opór dyfuzji. Według S t e f a n a²⁾ opór dyfuzji wynosi:

$$\frac{pP}{D_1(p+P)} (u_1 - u_2),$$

gdzie u_1 i u_2 oznaczają szybkość przepływu każdego gazu, D_1 jest spółczynnikiem dyfuzji jednego gazu w drugim pod danem ciśnieniem i w danej temperaturze. Spółczynnik dyfuzji jest, jak wiadomo, w stałej temperaturze odwrotnie proporcjonalny do całkowitego ciśnienia gazu. Oznaczając przez D spółczynnik dyfuzji pod ciśnieniem atmosferycznym, możemy napisać:

$$D_1 (p + P) = D \cdot 760,$$

jeżeli ciśnienia gazów wyrazimy w mm Hg.

Uwzględniając ostatnie dwa równania, możemy wzór (2) napisać:

$$-\frac{dP}{dx} - \frac{pP}{760D} (u_1 - u_2) = A_1 P u_1, \quad (3)$$

gdzie dla skrócenia położono $A_1 = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{\rho_1}{r}}$.

Wzór (3) daje nam prawo przepływu gazu pierwszego z uwzględnieniem oporu dyfuzji. Analogiczny wzór możemy napisać dla drugiego gazu:

$$\frac{dp}{dx} - \frac{pP}{760D} (u_1 - u_2) = A_2 p u_2. \quad (4)$$

Wróćmy obecnie do warunków naszego doświadczenia. P jest prężnością płynącej pary rtęci, p ciśnieniem gazu. W naszym doświadczeniu gaz jest w spoczynku, czyli $u_2 = 0$. Wstawiając to do naszych równań, otrzymamy:

¹⁾ M. K u n d s e n, Ann. d. Phys. 28, 75, 1909.

²⁾ J. S t e f a n, Wien. Ber. 65, 323, 1872.

$$-\frac{dP}{dx} - \frac{pP}{760 D} u_1 = A_1 P u_1, \quad (3a)$$

$$+ \frac{dp}{dx} - \frac{pP}{760 D} u_1 = 0. \quad (4a)$$

Odejmujemy oba równania od siebie i różnicę dzielimy przez drugie:

$$-\frac{dP}{dp} - r = \frac{760 D A_1}{p},$$

albo $-dP = dp + 760 D A_1 \frac{dp}{p}$.

Całkujemy w granicach od P_1 do P_2 i od p_1 do p_2 :

$$P_1 - P_2 = p_2 - p_1 + 760 D A_1 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Napiszemy to w innej postaci, wstawiając wartość A_1 :

$$P_1 + p_1 = P_2 + p_2 + \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} 760 D \frac{\sqrt{u_1}}{r} \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (5)$$

Wzór ten daje nam szukany rozkład ciśnień na obu końcach rurki. W naszym doświadczeniu P_2 oznacza prężność pary rtęci w temperaturze ciekłego powietrza. Możemy wobec tego położyć $P_2 = 0$.

Oznaczamy różnicę ciśnień gazu na obu końcach rurki przez Δp :

$$\Delta p = p_2 - p_1.$$

Wzór (5) przepiszymy w postaci:

$$P_1 - \Delta p = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{u_1} 2.760 D \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Według K n u d s e n a¹⁾ wyrażenie:

$$\frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{u_1} = \vartheta$$

jest spółczynnikiem tarcia zewnętrznego pary rtęci.

Otrzymamy zatem:

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = \frac{(P - \Delta p) r}{1520 D \vartheta}, \quad (6)$$

¹⁾ M. Knudsen, Ann. d. Phys. 44, 525, 1914.

dla bardzo niskich ciśnień możemy Δp zaniedbać i ostatecznie otrzymamy:

$$\frac{P_r}{P_1} = e^{\frac{1520 D \vartheta}{\log \frac{p_2}{p_1}}} \quad (7)$$

Ten sam wzór, otrzymał G a e d e¹⁾ na zupełnie innej drodze.

Interpretacja wyników doświadczalnych.

Z wzorów (6) i (7) wynika, że dla małych ciśnień gazu $\log \frac{p_2}{p_1}$ winien być wprost proporcjonalny do prężności pary rtęci oraz do promienia rurki. Zostało to potwierdzone w naszym doświadczeniu. Dalej widzimy z tych wzorów, że $\log \frac{p_2}{p_1}$ jest odwrotnie proporcjonalny do spójczynnika dyfuzji D . Ponieważ spójczynnik dyfuzji maleje, gdy ciężar atomowy gazu wzrasta, efekt nasz powinien być tem większy, im cięższy jest gaz. Również i ten wynik został potwierdzony przez doświadczenie.

Zachodzi pytanie, czy na podstawie naszego doświadczenia możliwe jest wyznaczenie wartości spójczynników dyfuzji pary rtęci? Napiszemy wzór (6) w innej postaci:

$$\frac{P - \Delta p}{\log \frac{p_2}{p_1}} = \frac{1520 \vartheta}{\log e.r} D = C \quad (6a)$$

Wielkość C , jak wynika z tego wzoru, powinna być stałą, zależną tylko od natury gazu i promienia rurki. Okazuje się jednak, że wbrew teorii C nie jest wielkością stałą: zależy ona w znacznym stopniu od prężności pary rtęci i średniego ciśnienia gazu. Zależności te uwidoczniają krzywe na rys. 3 i 4.

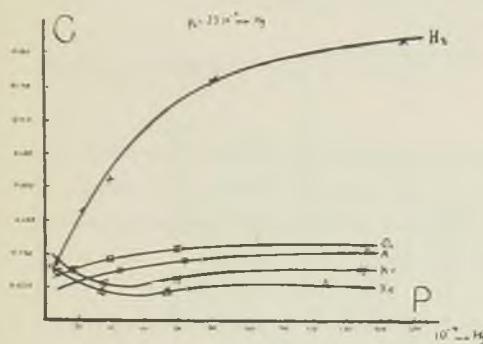
Krzywa na rys. 3 przedstawia zależność wielkości C od prężności pary rtęci, przy ciśnieniu gazu $p_0 = 23 \cdot 10^{-4}$ mm. Widzimy, że dla gazów lekkich C wzrasta stale razem z P . Dla ciężkich gazów obserwujemy najpierw spadek, następnie wzrost. Z tych liczb odnosimy wrażenie, jakgdyby efekt dyfuzji nie podążał za wzrostem prężności pary rtęci. Dla dużych prężności pary efekt jest zbyt mały. Trudno również wytlumaczyć zależność wielkości C od ciśnienia gazu (rys. 4). I tu obserwujemy ten sam fakt, że dla lekkich gazów C wzrasta razem z p_0 , dla cięższych mamy najpierw spadek, następnie wzrost.

¹⁾ W. G a e d e, l. c.

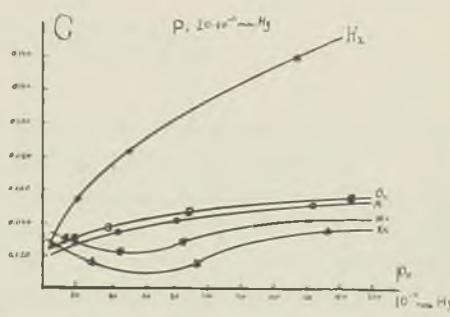
Te systematyczne odchylenia wskazują, że prosta teoria, którą tu podaliśmy, nie wystarcza dla wyjaśnienia całego zjawiska.

Łatwe rozumowanie przekona nas, że błąd nie tkwi również w stosowaniu prawa przepływu molekularnego, słusznego tylko dla bardzo niskich ciśnień.

Mianowicie dla wyższych ciśnień masa przepływającego gazu jest większa od tej, która wynika z prawa przepływu molekularnego. Względny efekt dyfuzji powinienby zatem być większy pod większymi ciśnieniami pary rtęci i gazu. Doświadczenie daje rezultat wręcz odwrotny.



Rys. 3.



Rys. 4.

Okazuje się zatem, że nie można stosować zwykłych praw przepływu dla mieszaniny dwu gazów. Zjawiska, które tu zachodzą, zderzenia i wymiana energii między cząsteczkami o różnych ciężarach atomowych, są bardzo skomplikowane i wymagają specjalnej teorii.

Wróćmy obecnie do obliczenia spółczynnika dyfuzji. Jasne jest, że wobec braków teorji, wartości spółczynników dyfuzji, obliczone według wzoru (6a), nie mogą być bezwzględnie ścisłe. Mogą one nam jednak dać pojęcie co do rzędu wielkości tych liczb. Dla obliczenia spółczynników dyfuzji wybieramy te wartości C , które najbardziej odpowiadają założeniom teoretycznym, t. zn. wartości C z pomiarów przy najniższych ciśnieniach gazu i pary rtęci. Z wzoru (6a) otrzymamy:

$$D = \frac{r \log e}{15209} \cdot C \quad (8)$$

Wzór ten daje wartość spółczynnika dyfuzji pary rtęci w danym gazie pod ciśnieniem atmosferycznym przy $80^{\circ} C$. Spółczynnik tarcia zewnętrznego posiada w naszych warunkach wartość:

$$\vartheta = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} V_{\varrho_1}^{-} = 51,6 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{200 \cdot 6}{353}} = 3,88 \cdot 10^{-5}$$

W poniższej tabelce II są podane w rubryce D_{obs} wartości spółczynników dyfuzji obliczonych według wzoru (8).

W drugiej rubryce D_{obl} podane są wartości tych samych spółczynników dyfuzji, obliczone na zasadzie teoretycznego wzoru Chama¹⁾:

$$D = \frac{3\sqrt{2}RT(m + m_1)}{16n_0\sigma^2\sqrt{\pi mm_1}}$$

gdzie n_0 oznacza ilość cząsteczek w 1 cm³ w temperaturze 80° C, σ jest średnią arytmetyczną średnic atomowych rtęci i gazu, a m jest ciężarem atomowym gazu.

Wartości σ wzięte z tablic Dushmana²⁾ przytoczono poniżej:

	Wodór	Tlen	Argon	Krypton	Ksenon	Rtęć
m	2	32	39,9	82,92	130,2	200,6
$\sigma 10^{-8} \text{ cm}$	2,38	2,96	2,87	3,19	3,51	3,01

Tablica II.

Gaz	D_{obs}	D_{obl}
Wodór	0,568	1,195
Tlen	0,228	0,261
Argon	0,215	0,245
Krypton	0,166	0,166
Ksenon	0,119	0,129

Jak widzimy z tej tablicy, wartości D_{obs} i D_{obl} wykazują pewną zgodność. Widać stąd, że nasze doświadczenie daje przybliżoną wartość tych liczb.

Na zakończenie obliczymy wielkość efektu dyfuzji dla różnych gazów w temperaturze pokojowej. Stosujemy wzór (7):

$$\frac{p_2}{p_1} = e \frac{P_r}{1520 D \vartheta}$$

¹⁾ S. Chapman, Phil. Trans. A. 211, 433, 1911.

²⁾ S. Dushman, High. Vacuum, p. 27, 1922.

W temperaturze $20^{\circ} C$ $P = 11,9 \cdot 10^{-4}$ mm Hg, $\vartheta = 4,26 \cdot 10^{-5}$.

Wartości D obliczamy z tablicy II, według wzoru

$$\frac{D_{80}}{D_{20}} = \left(\frac{353}{293} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Wzór ten wyraża, zgodnie z teorią, że spójczynnik dyfuzji wzrasta proporcjonalnie do potęgi $3/2$ temperatury absolutnej.

W tablicy III są podane wartości efektu dyfuzji w procentach, dla rurki o średnicy 1 cm.

T a b l i c a III.

Gaz	$\frac{p_2 - p_1}{p_1} \cdot 100$
Wodór	1,5 %
Tlen	5,1 %
Argon	5,4 %
Krypton	7,6 %
Ksenon	10,3 %

Widzimy z tego, że podstawienie ciekłego powietrza powoduje zwiększenie ciśnienia w aparaturze, które dla gazów ciężkich dochodzi do 10 %. Jest to efekt bardzo znaczny i musi być uwzględniany we wszystkich precyzyjnych pracach próżniowych.

Panu Profesorowi Ludwikowi Wertensteinowi serdecznie dziękuję za kierownictwo i za cenne wskazówki niejednokrotnie udzielane mi podczas pracy.

Pracownia Radjologiczna im. Miroslawa Kernbauma T. N. W.

Rękopis otrzymany dn. 23 stycznia 1933.

H. Herszinkiel i A. Wroncberg.

W sprawie możliwości neutronowego rozpadu pierwiastków zwykłych.

Über die Möglichkeit des Neutronen-Zerfalls der gewöhnlichen Elemente.

Zusammenfassung.

W. Świętosławski und A. Dorabialska behaupteten, dass einige „gewöhnliche“ Elemente unter Emission sehr weicher Neutronen zerfallen können. Um diese Behauptung zu prüfen, haben wir untersucht, ob eine ionisierende Wirkung der von diesen Autoren untersuchten Elementen durch sehr dünnes Kupferblech und dünnes Paraffin stattfindet. F. Bi ergaben überhaupt keinen Effekt, beim K konnte man ausser der gewöhnlichen β -Strahlen keine Paraffin-Wirkung feststellen. Da aber von einigen Autoren (u. a. Auger) vermutet wurde, dass die γ -Strahlung von K möglicherweise aus einer Neutronenemission besteht, haben wir die ionisierende Wirkung dieser Strahlen, unter Benutzung von 43 kg KCl ohne und mit Paraffin untersucht. Irgend ein Unterschied konnte nicht festgestellt werden.

Miroslaw Kernbaum's Radiologisches Labor. d. Warschauer Ges. d. Wissenschaft.

Eingegangen am 8. Februar 1933.

W. Świętosławski¹⁾, opierając się na przesłankach teoretycznych, wyraził przypuszczenie, że niektóre pierwiastki zwykłe mogą ulegać rozpadowi, któremu towarzyszy emisja neutronów. W. Świętosławski i A. Dorabialska²⁾ wykonali szereg doświadczeń, które zdaniem ich mogą potwierdzać to przypuszczenie. Użyta przez tych autorów metoda polegała na pokrywaniu badanej substancji warstwą parafiny i sprawdzaniu, czy w tych warunkach parafina staje się źródłem promieniowania zdolnego wywoływać skutki jonizacyjne lub fotogra-

¹⁾ W. Świętosławski, Neutronic Equilibrium of Isotopes, Nature, nr. 3295, V. 130.

²⁾ W. Świętosławski i A. Dorabialska, Roczniki Chem., 13, 1, 1933.

ficzne. Metodą tą badano szereg pierwiastków; wyniki pozytywne otrzymano dla fluoru, bizmutu, antymonu, arsenu, skandu, yttriu i lantanu. S. Pieńkowski i J. Starkiewicz¹⁾ metodą fotograficzną wykazali, że zaczernienie kliszy we wspomnianych warunkach nie występuje.

Ze względu na znaczenie tego problematu podjęliśmy próby stwierdzenia ewentualnego rozpadu neutronowego metodą jonizacyjną.

Elektroskop użyty w naszych doświadczeniach posiada kamerę jonizacyjną o znaczących wymiarach (średnica 40 cm, wysokość 20 cm) z blachy cynkowej o grubości 1 mm. Dno elektroskopu zrobione jest z cienkiej blachy miedzianej około 0,05 mm grubości. Wewnątrz na dnie miedzianem spoczywa pierścień o średnicy około 40 cm, oklejony papierem do sączenia nasyconym parafiną, około 0,5 mm grubości. Pierścień obsadzony jest na trzech drążkach, przechodzących przez otwory w górnej części elektroskopu i może być podnoszony lub opuszczany. W ten sposób można mierzyć promieniowanie substancji umieszczonej pod elektroskopem poprzez samo dno miedziane lub też poprzez miedź oraz parafinę. Aby otrzymać jak najmniejszy ruch własny w elektroskopie, przed każdym doświadczeniem układ izolowany elektroskopu pozostaje przez całą dobę naładowany do potencjału 500 woltów, wskutek czego powolne jony powietrza są energicznie usuwane. W tych warunkach ruch własny wynosi zaledwie 0,07 podziałki na minutę. Pomiary wykonywać można z dokładnością do 0,003 podziałki na minutę. Badane były pierwiastki: fluor (KF), bizmut ($Bi(NO_3)_3$) i potas (KCl) w postaci soli (po 1 kg). Tylko potas dzięki znanemu promieniowaniu β dał wyraźny efekt jonizacyjny, który zniknął po przykryciu soli potasowej blachą cynkową (0,5 mm grubości), pochłaniającą te promienie. Oczywiście możnaby przypuszczać, co zresztą jest mało prawdopodobne, że neutrony pochodzące od badanego pierwiastka są tak mało przenikliwe, iż należy usunąć wszelką przeszkodę między badaną solą a parafiną. W tym celu zastosowaliśmy inny podobny elektroskop posiadający dno w postaci siatki żelaznej. I w tym jednak przypadku wynik był ujemny: po nałożeniu papieru parafinowanego grubości 0,5 mm na sól potasową efekt jonizacyjny zmniejszył się prawie do połowy wskutek absorpcji promieni β zamiast powiększyć się, co mogłoby wskazywać na obecność neutronów.

W dalszych badaniach zwróciliśmy szczególną uwagę na promieniowanie przenikliwe potasu, (które Kohlhöster traktował jako promieniowanie γ), ponieważ kilku autorów, m. inn. P. Auger²⁾, wyraziło przypuszczenie, że promieniowanie to polega na emisji neutronów.

¹⁾ S. Pieńkowski i J. Starkiewicz, Acta Phys. Pol., II, 105, 1933.

²⁾ P. Auger, Comptes Rendus, 194, 1346, 1932.

Dzięki uprzejmości p. Buszka, kierownika sprzedaży firmy „Motor”, mieliśmy do rozporządzenia 43 kg chlorku potasu. Dokoła elektroskopu ustawiono 25 torebek z solą, rozmieszczonych równomiernie, wobec czego wyłożono bibułą parafinową od wewnętrz również ściany elektroskopu. Aby badania prowadzić bez obecności parafiny, po usunięciu takowej, czekano całą dobę, ponieważ po otwarciu przyrządu ruch własny nieco wzrasta i odzyskuje wartość normalną dopiero po dłuższym czasie. Ponieważ promieniowanie β nie mogło przenikać przez ściany elektroskopu, ewentualny efekt jonizacyjny mógł pochodzić jedynie od promieniowania γ . W naszym urządzeniu promieniowanie γ było dość łatwe do wykrycia. Przy użyciu 23 kg prąd jonizacyjny wynosił około 0,011 podz./min., przy użyciu 43 kg — 0,920 podz./min., zatem działanie jonizacyjne 43 kg jest prawie dwa razy większe niż 23 kg. Aby upewnić się, że jonizacja ta nie pochodziła od najbardziej przenikliwych promieni β , otoczyliśmy elektroskop nazewnątrz blachą ołowianą o grubości 1 mm. Badany w podobny sposób chlorek sodu w ilości 20 kg nie wywoływał żadnej dostrzegalnej jonizacji.

Wyniki pomiarów promieniowania KCl podane są w tablicy.

Promieniowanie γ 43 kg KCl (dla 23 kg KCl wynik był analogiczny):

Bez parafiny	Z parafiną
Ruch w obecności KCl	0,0943
Ruch własny	<u>0,0741</u>
	0,0202
	<u>0,0927</u>
	0,0722
	<u>0,0205</u>

Jak widać, wprowadzenie parafiny nie zmienia efektu jonizacyjnego w granicach błędów doświadczalnych. Ze względu na górną granicę tych błędów możemy twierdzić, że emisja neutronów przez K bądź nie zachodzi wcale, bądź też nie wywołuje jonizacji większej, niż 0,15 jonizacji wytworzonej przez promienie γ tego pierwiastka. Drogą pomiarów bezpośrednich stwierdziliśmy, że promieniowanie γ 1 gr K jest równoważne pod względem działania jonizacyjnego promieniowaniu $2 \cdot 10^{-11}$ gr Ra . Kohlster podaje tu $5 \cdot 10^{-11}$ gr.

Za pomoc w pomiarach dziękujemy p. mag. J. Tołwińskiem.

Pracownia Radjologiczna im. Miroslawa Kernbauma Warszawskiego
Towarzystwa Naukowego.

Rękopis otrzymany dn. 8 lutego 1933.



P

4 / 33

Cena prenumeraty „Acta Physica Polonica” wynosi zł. 50.— za tom.

Cena ogłoszeń : Zewnętrzna (ostatnia) strona okładki — 200 zł., $\frac{1}{2}$ strony — 100 zł., $\frac{1}{4}$ strony — 50 zł. Wewnętrzna strona okładki oraz ogłoszenia bezpośrednio za tekstem: cala strona — 100 zł., $\frac{1}{2}$ strony — 50 zł. Ogłoszenia z ilustracjami — o 50 % drożej.

W sprawie prenumeraty i ogłoszeń należy zwracać się do Administracji, Warszawa, Hoża 69 (Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego).

Prix d'abonnement des „Acta Physica Polonica” — 50 zł. pol. (5.50 \$) par volume.

Annonces (prix par numéro): 3^e page de couverture — 25 zł. par $\frac{1}{4}$ de page, 4^e page de couverture — 50 zł. par $\frac{1}{4}$ de page. Interieur du numéro: 25 zł. par $\frac{1}{4}$ de page. Annonces avec illustrations — majoration de 50 %.

Pour tout ce qui concerne les abonnements et annonces adresser la correspondance à l'Administration, Varsovie (Pologne), 69, rue Hoza.