ACTA PHYSICA POLONICA

POLITECHNIKA ŚLĄSKA
BIBLIOTEKA GŁÓWNA
w Gliwicach

P.4/38/39

VOL. VII, FASC. 3

WILNO 1939

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ

Orders and inquires concerning

Acta Physica Polonica

— complete sets, volumes and single fascicules —
as well as other

Polish scientific periodicals

published
before and after the war,
regularly and irregularly,
are to be sent to:

Export and Import Enterprise „RUCH"

Warszawa 1, P.O. Box 154, Poland
Ask for cataloques, folders and sample copies.

First reprint by PWN — Polish Scientific Publishers 1969

ACTA PHYSICA POLONICA

VOL. VII, FASC. 3

WILNO 1939

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ

ACTA PHYSICA POLONICA

VOL. VII, FASC. 3

WILNO 1939

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE
THE POLISH PHYSICAL SOCIETY
LA SOCIÉTÉ POLONAISE DE PHYSIQUE
POLNISCHE PHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT

Zarząd – Officers – Conseil – Vorstand

Przewodniczący — President — Président — Vorsitzender

Prof. Dr Stefan PIEŃKOWSKI, Warszawa

Wice-Przewodniczący-Vice-President-Vice-Président-Stellvertretender Vorsitzender

Prof. Czesław BIAŁOBRZESKI, Warszawa

Członkowie — Members — Membres — Mitglieder

Sekretarz — Secretary — Secrétaire — Geschäftsführer

Doc. Dr Władysław KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

Skarbnik — Treasurer — Trésorier — Schatzmeister

Prof. Dr Stanisław ZIEMECKI, Warszawa

Prof. Dr Józef PATKOWSKI, Warszawa

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa—Presidents of the Local Sections — Présidents des Séctions Locales — Vorsitzende der Ortsvereine

Doc. Dr Stanisław MROZOWSKI, Warszawa

Prof. Dr Wiktor KEMULA, Lwów

Prof. Dr Szczepan SZCZENIOWSKI, Wilno

Prof. Dr Jan WEYSSENHOFF, Kraków

Prof. Dr Henryk NIEWODNICZAŃSKI, Poznań

Komitet Redakcyjny:
Board of Editors:
Comité de Rédaction:
Redaktionsausschuss:

Redaktor — Editor — Rédacteur — Schriftleiter
Szczepan SZCZENIOWSKI, Wilno
Członkowie — Members — Membres — Mitglieder
Aleksander JABŁOŃSKI, Wilno
Józef PATKOWSKI, Wilno
Wacław STASZEWSKI, Wilno

PD 291/2

La structure des noyaux

Budowa jąder atomowych

Par Félix Joachim WIŚNIEWSKI, Łazin (Pologne)

(Manuscrit reçu le 14. Septembre 1938)

On a calculé les défauts de masse des noyaux légers en se basant sur les hypothèses antérieures de l'auteur relatives aux interactions entre les particules lourdes et à la structure des noyaux légers, en tenant compte des interactions électriques entre les protons.

On se propose de calculer de nouveau les défauts de masse des noyaux légers, en sa basant sur les mêmes hypothèses que l'on a utilisées dans une note antérieure (*1*) et en tenant compte des interactions électriques entre les protons.

L'énergie électrique potentielle des charges dans un noyau composé de n particules lourdes avec z charges électriques sera désignée par

$$U_{n,z}\,.$$

Cette énergie dépend évidemment de la distribution des charges parmi les particules lourdes. La distribution stable sera celle pour laquelle l'énergie $U_{n,z}$ sera minimum.

Comme les charges des protons ont le même signe, l'énergie potentielle $U_{n,z}$ prendra sa valeur minimum pour une distribution des charges électriques parmi les particules lourdes pour laquelle les distances les charges sont aussi grandes que possible.

L'énergie électrique potentielle des mêmes charges quand elles sont infiniment éloignées l'une de l'autre sera désignée par

$$U_{n,z}(\infty)\,.$$

Pour les charges de même signe on a

$$U_{n,z} > U_{n,z}(\infty)\,.$$

On admettra dans la suite que le travail nécessaire pour élever l'énergie potentielle de la valeur $U_{n,z}(\infty)$ à la valeur $U_{n,z}$ sera effectué aux frais de l'énergie des masses des particules lourdes qui constituent le noyau.

Il résulte de là que non seulement l'énergie mécanique totale T_n (énergie cinétique + énergie potentielle) des constituants lourds des noyaux, mais aussi l'énergie potentielle de nature électrique

$$[U_{n,z} - U_{n,z}(\infty)]$$

ont leur source dans les masses des constituants lourds.

Les masses des constituants lourds sont donc la source de l'énergie:

$$T_n + U_{n,z} - U_{n,z}(\infty).$$

Par conséquent au lieu de l'équation:

$$zm_{pr} + (n - z)\, m_n = M_n + \frac{T_n}{c^2},$$

utilisée dans le travail cité (*1*), on doit poser:

$$zm_{pr} + (n - z)\, m_n = M_n + \frac{1}{c^2}[T_n + U_{n,z} - U_{n,z}(\infty)];$$

m_{pr} désigne la masse du proton,
m_n „ „ „ „ neutron,
z „ le nombre des protons,
n „ „ „ „ particules lourdes.

D'après la définition du défaut de masse $\Delta m_{n,z}$ on a

$$\Delta m_{n,z} = zm_{pr} + (n - z)\, m_n - M_n.$$

On a donc pour $\Delta m_{n,z}$ l'expression:

$$\Delta m_{n,z} = \frac{1}{c^2}[T_n + U_{n,z} - U_{n,z}(\infty)];$$

en posant

$$V_{n,z} = U_{n,z} - U_{n,z}(\infty),$$

on a

$$c^2 \Delta m_{n,z} = T_n + V_{n,z}.$$

Pour T_n on a, conformément au travail cité,

$$T_n = c^2 \left(\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2}\right) \cdot \frac{S_{n-r}}{\sqrt{n-1}} \cdot \frac{n-r}{n-1};$$

r-nombre des particules au centre du noyau.

En admettant que $\Delta m_{n,z}$ est connu par l'expérience et qu'on peut calculer S_{n-r} et $V_{n,z}$ d'après le modèle, on obtient pour l'inconnue $\left(\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2}\right)$ l'expression:

$$\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2} = \frac{\Delta m_{n,z} - V_{n,z}}{\frac{S_{n-r}}{\sqrt{n-1}} \cdot \frac{n-r}{n-1}} \cdot \tag{1}$$

Comme les S_{n-r} ont été calculés dans un travail antérieur (*2*) et les $\Delta m_{n,r}$ sont donnés par l'expérience il ne reste qu'à calculer $V_{n,z}$ pour pouvoir déterminer $\left(\frac{\varkappa}{2\lambda^8 c^2}\right)$.

On passera donc au calcul de $V_{n,z}$ pour les distributions stables des charges électriques parmi les particules lourdes.

L'énergie $V_{n,z}$ est minimum quand les charges sont aussi loin l'une de l'autre que possible. Tous les calculs seront effectués dans cette hypothèse.

On commencera par l'hélium.

1) ^2_4He

Conformément à la fig. 1 on a pour $V_{4,2}$ l'expression:

$$V_{4,2} = \frac{e^2}{2R_8 \sin 60} = \frac{\sqrt{3}}{3}\frac{e^2}{R_8} = \frac{1}{3}\frac{e^2}{\lambda},$$

car

$$R_8 = \lambda\sqrt{3}$$

et

$$\sin 60 = \frac{1}{2}\sqrt{3}.$$

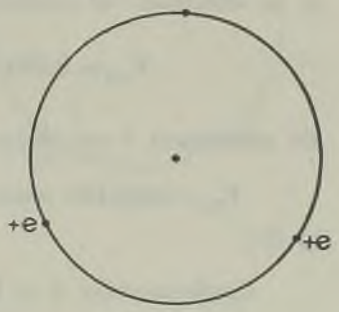

FIG. 1

En substituant la valeur de $\frac{e^2}{\lambda}$;

$$\frac{e^2}{\lambda} = 1.211 \cdot 10^{-3} \text{ unités de masse}$$

(où $\lambda = 1.27 \cdot 10^{-13}$) (*2*), on trouve

$$V_{4,2} = 0.0004 \text{ unités de masse.}$$

2) ^2_5He

Conformément à la fig. 2

FIG. 2

on a

$$V_{5,2} = \frac{e^2}{2R_5} = \frac{e^2}{4\lambda},$$

car

$$R_5 = \lambda\sqrt{4}.$$

En substituant la valeur de $\frac{e^2}{\lambda}$ on obtient

$$V_{5,1} = 0.0003 \text{ unités de masse.}$$

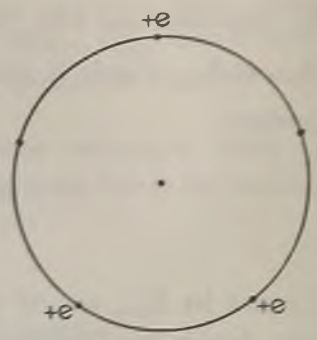

FIG. 3

3) ${}^{3}_{6}Li$

Conformément à la fig. 3 on a

$$V_{6,3} = \frac{e^2}{R_6}\left\{\frac{1}{\sin 72^0} + \frac{1}{2\sin 36}\right\};$$

en substituant

$$R_6 = \lambda\sqrt{5}$$

et en effectuant les calculs on trouve

$$V_{6,3} = 0.850\,\frac{e^2}{\lambda}.$$

En substituant λ on obtient

$$V_{6,3} = 0.00103 \text{ unités de masse.}$$

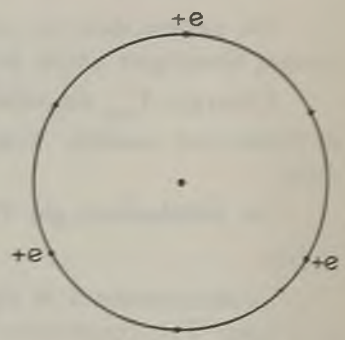

FIG. 4

4) ${}^{3}_{7}Li$

Conformemément à la fig. 4 on a

$$V_{7,3} = \frac{3}{2}\cdot\frac{e^2}{R_7 \sin 60} = 0.707\,\frac{e^2}{\lambda},$$

car

$$R_7 = \lambda\sqrt{6}.$$

En substituant la valeur de $\frac{e^2}{\lambda}$ on obtient

$$V_{7,8} = 0.00085 \text{ unités de masse.}$$

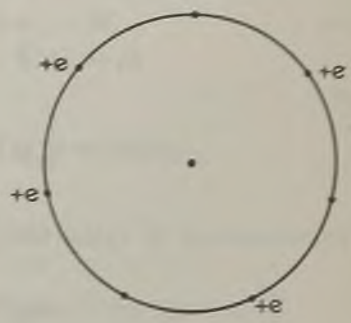

FIG. 5

5) ${}^{4}_{8}Be$

Conformément à la fig. 5 on a

$$V_{8,4} = \frac{e^2}{R_5}\cdot\left\{\frac{3}{2\sin 51{,}43^0} + \frac{1}{\sin 77{,}15^0} + \frac{1}{2\sin 25{,}72^0}\right\}.$$

En substituant

$$R_8 = \lambda\sqrt{7}.$$

et en effectuant les calculs on obtient

$$V_{8,4} = 1.547\,\frac{e^2}{\lambda} = 0.0019 \text{ unités de masse.}$$

6) ${}^4_9Be$

Conformément à la fig. 6 on a:

$$V_{9,4} = \frac{e^2}{R_9}\left\{\frac{4}{\sqrt{2}} + 1\right\} = \frac{1 + 2\sqrt{2}}{\sqrt{8}}\,\frac{e^2}{\lambda},$$

car

$$R_9 = \lambda\sqrt{8}.$$

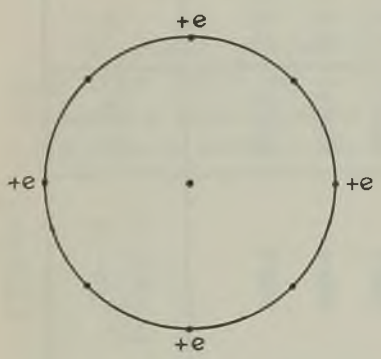

FIG. 6

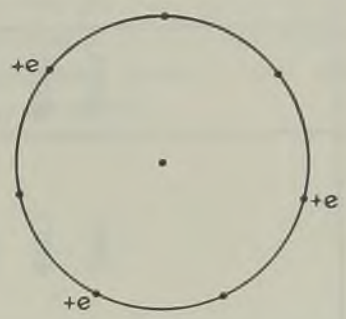

FIG. 7

En effectuant les calculs on a

$$V_{9,4} = 1.353\,\frac{e^2}{\lambda} = 0.0016 \text{ unités de masse.}$$

7) ${}^3_8Li$

Conformément à la fig. 7 on a:

$$V_{8,3} = \frac{e^2}{R_8}\left\{\frac{1}{\sin 51{,}43^0} + \frac{1}{2\sin 77{,}15^0}\right\} = 0{,}678\,\frac{e^2}{\lambda},$$

d'où

$$V_{8,3} = 0.0008 \text{ unités de masse.}$$

Dans le tableau inséré ci-dessous sont rassemblées pour chaque noyau les valeurs numériques de Δm, S_{n-r}, $V_{n,z}$ et la valeur numérique de $\left(\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2}\right)$, calculées en utilisant la formule (1).

Tableau

	n	z	Nombre des particules au centre r	Nombre des particules sur l'orbite	R	S_{n-r}	$\frac{(n-r).S_{n-r}}{(n-1)\sqrt{n-1}}$	$\Delta m_{n,z}$	$\frac{V_{n,z}}{c^2}$	$\Delta m_{n,z}-\Delta m_0-\frac{V_{n,z}}{c^2}$	$\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2}$	Δm_0
${}^1_3H$	3	1	0	3	$\lambda\sqrt{2}$	0.1924	0.2040	0.0090	0	0.0090	0.0441	—
${}^2_4He$	4	2	1	3	$\lambda\sqrt{3}$	1.1924	0.6880	0.0303	0.0004	0.0299	0.0435	—
${}^2_5He$	5	2	1	4	$\lambda\sqrt{4}$	1.4160	0.7080	0.0326	0.0003	0.0323	0.0456	—
${}^3_6Li$	6	3	1	5	$\lambda\sqrt{5}$	1.7607	0.7874	0.0346	0.0010	0.0336	0.0426	—
${}^3_7Li$	7	3	1	6	$\lambda\sqrt{6}$	2.2550	0.9205	0.0423	0.0008	0.0415	0.0451	—
${}^3_8Li$	8	3	1	7	$\lambda\sqrt{7}$	2.9265	1.1059	0.0505	0.0008	0.0497	0.0449	—
${}^4_8Be$	8	4	1	7	$\lambda\sqrt{7}$	2.9265	1.1059	0.0605	0.0019	0.0587	0.0537	—
${}^4_9Be$	9	4	1	8	$\lambda\sqrt{8}$	3.8040	1.3447	0.0625	0.0016	0.0609	0.0453	—

Comme on peut se rendre facilement compte, les valeurs de $\left(\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2}\right)$ déterminées au moyen de la formule (1) sont très rapprochées l'une de l'autre.

Leur valeur moyenne est

$$\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2} = 0.0443 \text{ unités de masse.}$$

En millions de volts on a

$$\frac{\varkappa}{2\lambda^3 c^2} = 41{,}14\, MV.$$

Streszczenie

W artykule powyższym został obliczony defekt masy jąder lekkich przy czym oparto się na poprzednich założeniach (*1*, *2*), dotyczących wzajemnych działań między cząsteczkami ciężkimi i budowy jądra oraz uwzględniono działania elektryczne pomiędzy protonami.

Bibliographie

1. WIŚNIEWSKI, F. J.: *Acta Phys. Pol.* **6**, 125 (1937).
2. „ „ „ „ „ „ **7**, 5 (1938).

Über die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Ströme im Paraffin

O zależności prądów elektrycznych w parafinie od temperatury

Von W. ŚCISŁOWSKI, Warschau, Institut für theoretische Physik der Josef Piłsudski Universität

(Eingegangen am 27. September 1938)

Es wurde die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Ströme im natürlichen und im mit RÖNTGEN- und γ-Strahlen bestrahlten Paraffin untersucht. Die Beobachtungen wurden im Temperaturbereich von 17^0C bis 46^0C für die Zeiten von 0,035 *Sek.* bis 7 Minuten, von der Anlegung der Spannung an gerechnet, ausgeführt. Es wurde festgestellt, dass die Temperatur auf die Anfangsströme einen anderen Einfluss ausübt, als auf spätere Ströme.

Der Verlauf der erhaltenen Charakteristiken bestätigt die in den früheren Arbeiten (*4,5*) angeführte Anschauung, dass die dielektrische Nachwirkung und die Elektrizitätsleitung im Paraffin wesentlich verschiedene Erscheinungen sind. Auf Grund der durchgeführten Untersuchungen wurde der Einfluss der Zimmertemperaturschwankungen auf die Intensität der elektrischen Ströme im natürlichen und im mit ionisierenden Strahlen bestrahlten Paraffin abgeschätzt.

In den vom Verfasser veröffentlichten Arbeiten (*4,5*) über die elektrischen Eigenschaften des Paraffins wurden die Untersuchungen bei konstanter Zimmertemperatur ausgeführt. Da die einzelnen Messreihen nicht bei gleicher Temperatur durchgeführt wurden, wurden besondere Untersuchungen über den Temperatureinfluss auf die beobachteten Erscheinungen angestellt. Ausserdem war zu erwarten, dass die Erforschung des Temperatureinflusses auf die elektrischen Ströme im Paraffin zu einer Klärung der untersuchten Prozesse beitragen würde.

Es ist seit Langem bekannt, dass die elektrischen Ströme in festen Dielektriken (bei gegebener konstanter Potentialdifferenz) im allgemeinen mit der Temperaturzunahme wachsen (*1*). Die vom Verfasser in einer früheren Arbeit (*3*) durchgeführten orientierenden Beobachtungen über den Temperatureinfluss auf die elektrischen Ströme im Paraffin haben

gezeigt, dass die Temperatur einen anderen Einfluss auf die Anfangsströme als auf spätere Ströme ausübt; insbesondere ergab sich, dass der Anfangsstrom im Temperaturbereich von 21^0C bis 40^0C von der Temperatur unabhängig ist (für den Zeitbereich $\tau = 0{,}004$ *Sek.*, $\Delta t = 0{,}4$ *Sek.*). Dieses Ergebnis ist sonderbar, da sich gerade bei den Anfangsströmen, die ja die Nachwirkungsströme darstellen, ein entscheidender Temperatureinfluss bemerkbar machen müsste. Es ergab sich daher die Notwendigkeit, den Einfluss der Temperatur auf die elektrischen Ströme im Paraffin näher zu untersuchen, wobei die Temperaturen auf wenig von der normalen Zimmertemperatur abweichende Temperaturbereiche beschränkt wurden.

§ 1. *Versuchsanordnung und Beobachtungsobjekte; Messmethoden*

Bei den Untersuchungen fanden dieselben Paraffinpräparate Verwendung, wie in den zwei letzten Arbeiten des Verfassers (*4*, *5*). Sie waren aus Paraffin vom Schmelzpunkt 70^0C in Form von Plattenkondensatoren mit einem Schutzring ausgeführt. Die Bezeichnung der Präparate, sowie die Angaben über ihre Eigenschaften und geometrischen Daten, sind in Tab. 1 zusammengestellt, wo $2r$ den Durchmesser der Messelektrode und d die Dicke der Paraffinschicht im Präparat bedeuten. Bei den Untersuchungen waren die Paraffinpräparate in ein Messinggefäss eingeführt, das sich in einem Thermostat befand (s. Fig. 1). Als Thermostat fand eine Hülle aus

Tabelle 1

Die bei den Untersuchungen gebrauchten Präparate

Bezeichnung des Präparats	$2r$	d	Paraffineigenschaften
1	16,5 *mm*	0,26 *mm*	Natürliches Paraffin (*4*)
2	19,8 „	0,31 „	Mit γ-Strahlen bestrahltes Paraffin (*4*)
B	19,8 „	1,54 „	Mit RÖNTGENstrahlen bestrahltes Paraffin (*5*)

trockenem Holz Verwendung, in die ein elektrischer Ofen in Form eines dünnen auf eine gewundene Glasröhre gewickelten Widerstandsdrahtes gesteckt war. Zum Zwecke der Erhaltung von tieferen Temperaturen als die Zimmertemperatur war das Gefäss mit dem Präparat in einem grösseren doppelwandigen Messinggefäss, das mit fliessendem Wasser gekühlt wurde, untergebracht. Die Temperaturen wurden mit einem empfindlichen Quecksilberthermometer gemessen.

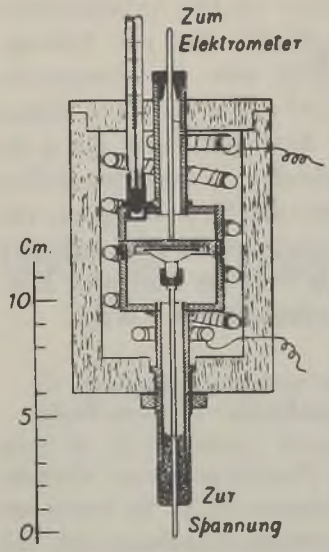

Fig. 1

Wie aus der Abbildung ersichtlich, war die Zuleitung zwischen Messelektrode und Elektrometer direkt in die Öffung der Messelektrode eingeschraubt, dagegen war die Zuleitung der Hochspannung zur Spannungselektrode über einen Quecksilberkontakt hinweg gelegt. Beide Zuleitungen waren über Bernsteinisolatoren ausserhalb des Thermostats geführt, so dass eine übermässige Erhitzung des Bernsteins bei höheren Temperaturen und die damit verbundenen elektrischen Störungen vermieden wurden. Bei entsprechender Stromstärke im Ofen konnte die Temperatur im Thermostat längere Zeit hindurch auf dem gewünschten konstanten Wert gehalten werden.

Bei den Strommessungen wurden die gleichen elektrometrischen Methoden wie in den früheren Arbeiten des Verfassers (*4*, *5*) angewandt. Die Anfangsströme in den ersten Sekunden nach Anlegung der Spannung wurden mit Hilfe von drei mit einem Kontaktpendel gekoppelten Schaltern gemessen. Der Zeitabschnitt vom Augenblick der Anlegung der Spannung an bis zur Enterdung des Elektrometers wurde mit τ, die Ladungszeit des Elektrometers mit Δt bezeichnet; dem gemessenen Stromwert wurde der Zeitpunkt $\tau + \frac{\Delta t}{2}$ zugeordnet. Die Ströme in den späteren Zeiten (von 0,5 bis etwa 7 Minuten) wurden nach der gewöhnlichen Methode aus der

Tabelle 2

Zeitintervalle für die Tabellen 3 und 4			Zeitintervalle für die Tabellen 5, 6 und 8		
τ	Δt	$\tau + \frac{\Delta t}{2}$	τ	Δt	$\tau + \frac{\Delta t}{2}$
0,016	0,134	0,083	0,01	0,05	0,035
0,15	0,25	0,275	0,06	0,24	0,18
0,40	0,40	0,60	0,30	0,30	0,45
0,80	0,70	1,15	0,60	0,60	0,90
1,67	1,36	2,35	1,56	1,14	2,13

Ladungsgeschwindigkeit des Elektrometers bestimmt. Die bei den Anfangsstrommessungen gebrauchten Zeitbereiche τ und Δt sind in Tab. 2 zusammengestellt. Die Kapazität der Apparatur wurde für jede Messreihe genau

bestimmt und betrug 32 bis 49 $\mu\mu F$. Die Untersuchungen wurden für natürliches und für mit γ- und RÖNTGENstrahlen bestrahltes Paraffin durchgeführt, wie in Tab. 1 gezeigt ist.

§ 2. *Beobachtungen im natürlichen Paraffin*

Es wurden Messungen der Anfangs- und der späteren Ströme im Präparat 1 für einige Spannungswerte und die Temperaturen 23^0C, 31^0C und 40^0C durchgeführt. Tab. 3 enthält die Versuchsergebnisse. Fig. 2 zeigt die Stromspannungscharakteristiken der Anfangsströme für die Temperaturen 31^0C und 40^0C. (Entsprechende Charakteristiken für 23^0C befinden sich in Fig. 3*b* der Arbeit (*4*).) Fig. 3 stellt die Stromspannungscha-

Tabelle 3

Paraffinpräparat 1; *a*) $t = 23^0C$

Volt	*KV/cm*	0,083	0,275	0,6	1,15	2,35	*Sek.*
313	12,04	4,00	1,40	0,71	0,29	0,21	Strom in $Amp.\cdot 10^{12}$
626	24,07	6,40	2,28	1,12	0,64	0,39	
1043	40,10	9,13	3,26	1,73	1,17	0,60	
1563	60,11	12,48	4,57	2,65	1,63	0,90	
2084	80,16	15,83	6,04	3,37	2,16	1,20	

Volt	*KV/cm*	0,5	1	2	3	4	5	6	7	*Min.*
622	23,92	3,98	2,72	2,24	1,99	1,85	1,79	—	1,71	Strom in $Amp.\cdot 10^{14}$
1240	47,69	9,07	7,29	5,79	5,26	4,56	4,46	4,12	4,05	
2066	79,46	19,42	14,70	12,17	11,33	10,20	9,37	8,68	8,08	

b) $t = 31^0C$

Volt	*KV/cm*	0,083	0,275	0,6	1,15	2,35	*Sek.*
304	11,69	8,53	2,12	1,33	0,58	0,27	Strom in $Amp.\cdot 10^{12}$
607	23,35	12,18	3,26	1,73	0,82	0,37	
1006	38,69	15,83	4,41	2,24	1,05	0,63	
1506	57,92	21,31	5,89	2,75	1,57	0,81	
2009	77,27	26,79	7,83	3,67	2,16	1,23	

Volt	*KV/cm*	0,5	1	2	3	4	5	6	7	*Min.*
607	23,35	4,39	3,23	2,57	2,17	—	2,10	—	2,00	Strom in *Amp.*·10^{14}
907	34,88	7,42	5,23	4,18	3,55	3,36	3,38	3,48	3,40	
1205	46,35	10,20	8,32	6,80	6,48	5,83	5,44	5,50	5,33	
2009	77,27	29,1	20,4	16,3	14,6	13,2	12,55	11,80	11,00	

c) $t = 40^0 C$

Volt	*KV/cm*	0,083	0,275	0,6	1,15	2,35	*Sek.*
278	10,67	16,13	4,15	1,84	1,05	0,44	Strom in *Amp.*·10^{12}
558	21,46	21,01	6,04	2,55	1,25	0,53	
930	35,75	24,44	7,28	3,26	1,57	0,71	
1112	42,77	25,81	7,63	3,49	2,00	0,92	
1388	53,37	28,40	8,98	4,28	2,21	1,14	
1848	71,08	33,80	11 59	5,81	3,30	1,55	

Volt	*KV/cm*	0,5	1	2	3	4	5	6	7	*Min.*
558	21,46	9,82	6,80	5,44	4,90	4,94	4,83	4,76	4,71	Strom in *Amp.*·10^{14}
1112	42,77	24,7	16,32	14,57	12,36	11,50	11,42	11,32	11,02	
1848	71,08	40,8	32,00	25,11	24,00	23,31	21,47	20,66	20,15	

Tabelle 4

Paraffinpräparat 1; $E = 20\ KV/cm$

Temperatur	Zeit in *Sek.*; Strom in *Amp.* 10^{12}					Zeit in Minuten; Strom in *Amp.*·10^{14}								
	0,083	0,275	0,6	1,15	2,35	0,5	1	2	3	4	5	6	7	Zeit
23^0	5,60	1,95	1,00	0,55	0,30	3,24	2,16	1,80	1,61	1,51	1,46	1,43	1,40	Strom
31^0	10,11	2,80	1,60	0,7	0,35	3,74	2,76	2,16	1,84	1,78	1,78	1,80	1,72	
40^0	20,61	5,93	2,50	1,21	0,50	7,97	6,20	5,00	4,50	4,54	4,45	4,41	4,35	

rakteristiken für den Zeitpunkt $t = 7$ Minuten nach Anlegung der Spannung dar. Aus den Abbildungen ist ersichtlich, dass die Erwärmung des

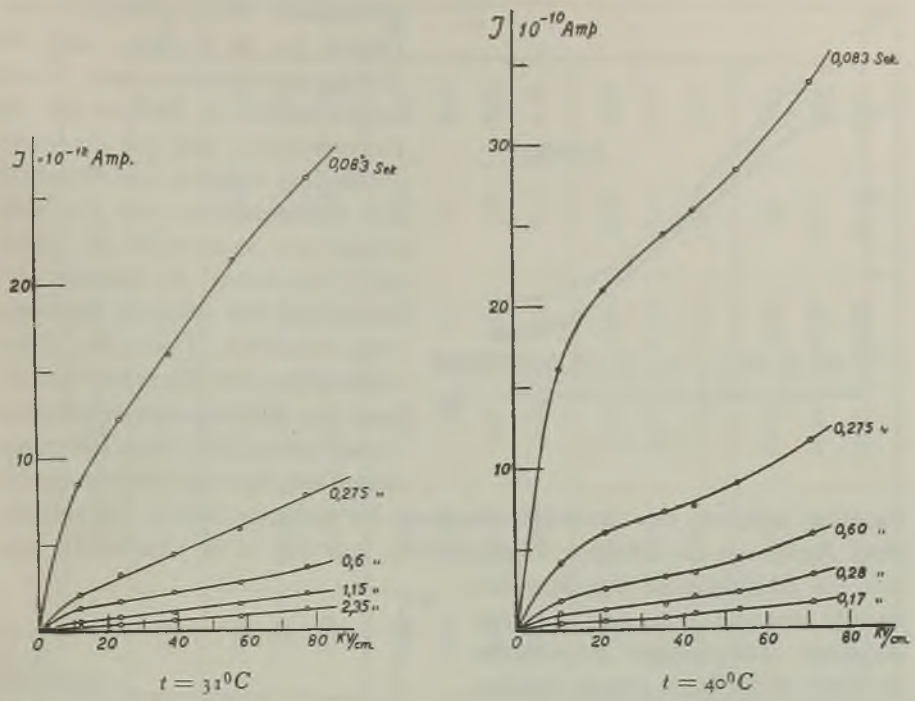

FIG. 2

Präparats eine Vergrösserung sowohl des Anfangstromes als auch der späteren Ströme bedingt. Während jedoch der allgemeine Verlauf der Stromspannungscharakteristiken für die späteren Ströme nach Erwärmung unverändert bleibt (Fig. 3), verlaufen die Charakteristiken der Anfangsströme bei höheren Temperaturen anders und weisen bei Temperaturzunahme immer grössere Abweichungen vom Proportionalitätsgesetz zwischen Strom und Spannung auf. Zum Vergleich der bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Ergebnisse wurden die Stromwerte für die Feldstärke $E = 20$ KV/cm durch Interpolation der Kurven in Fig. 2 und 3 bestimmt. Die erhaltenen Zahlen enthält Tabelle 4. In Fig. 4 sind die den Zahlenwerten der Tab. 4 entsprechenden Stromzeitcharakteristiken in loga-

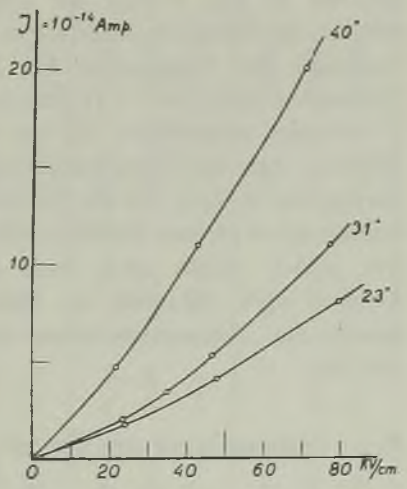

FIG. 3

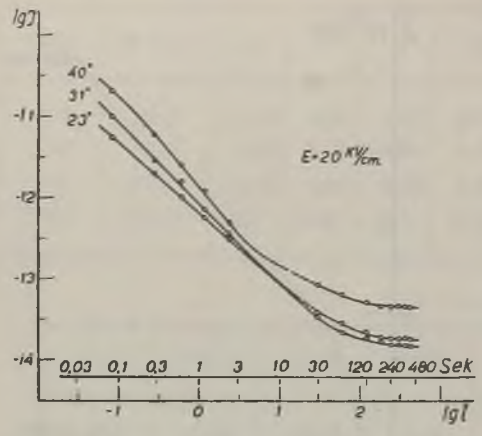

FIG. 4

rithmischer Skala eingezeichnet. Daraus ist zu ersehen, dass die Temperaturveränderungen einen unterschiedlichen Einfluss auf die Anfangsströme und auf die späteren Ströme ausüben. Die Abnahme der Anfangsströme mit der Zeit erfolgt um so schneller, je höher die Temperatur ist, dagegen erfahren die den späteren Strömen entsprechenden Teile der Charakteristiken bei Temperaturerhöhung nur eine angenähert parallele Verschiebung nach oben. Dies weist darauf hin, dass die Erwärmung des Paraffins lediglich eine Intensitätszunahme der späteren Ströme hervorruft, ohne Änderung der übrigen Eigenschaften. Aus Fig. 4 ist ersichtlich, dass sich die Abhängigkeit der Stromintensität von der Temperatur in den einzelnen Zeitpunkten verschieden auswirkt. Auch kann gezeigt werden, dass das elektrische Feld auf den Verlauf der Kurven nicht ohne Einfluss ist. In Fig. 5 sind die Logarithmen der Stromintensitätswerte als Funktion der Temperatur für die Zeitpunkte 0,083 *Sek.*, 2,35 *Sek.* und 7 Minuten eingetragen. Es ist ersichtlich, dass die Temperaturveränderung am Anfang auf die Stromintensität einen grossen Einfluss ausübt, der jedoch schon nach zwei Sekunden stark reduziert ist. Später nimmt der Temperatureinfluss wieder zu.

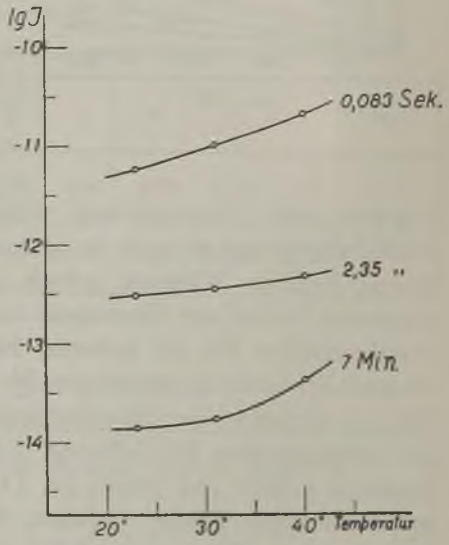

FIG. 5

§ 3. *Untersuchung des mit γ- und mit RÖNTGEN-Strahlen bestrahlten Paraffins*

Wie in den angeführten Arbeiten bereits erwähnt wurde, verursacht die Bestrahlung mit γ- bzw. mit RÖNTGEN-Strahlen eine Zunahme der bei einer gegebenen Potentialdifferenz gemessenen elektrischen Ströme im

Tabelle 5

Paraffinpräparat 2

Temperatur	*Volt*	*KV/cm*	Zeit in *Sek.*; Strom in *Amp.*·10^{11}				Zeit in Minuten; Strom in *Amp.*·10^{13}						
			0,035	0,18	0,45	0,9	0,5	1	2	3	4	6	Zeit
21°	464	14,95	30,64	7,98	2,98	1,39	6,64	3,77	2,58	1,97	1,70	1,40	monoris
	930	29,98	35,16	7,78	2,82	1,34	7,01	3,95	2,67	2,04	1,82	1,53	
	1868	60,26	35,75	7,20	2,75	1,33	7,32	4,46	3,06	2,58	2,18	1,89	
28°	521	16,82	64,48	16,57	6,44	3,11	13,60	8,62	5,64	4,62	3,90	3,21	
	1043	33,63	64,46	14,32	5,35	2,65	13,82	8,90	5,81	4,76	4,05	3,47	
	1551	50,02	64,65	12,96	4,91	2,59	14,00	9,12	6,30	5,03	4,43	3,82	
	2068	66,71	64,46	13,43	5,13	2,51	14,60	9,98	6,82	5,73	5,12	4,36	
37°	506	16,31	147,3	36,42	13,09	6,96	37,20	23,63	16,37	13,27	11,69	9,90	
	1206	38,90	145,0	29,46	11,46	5,89	36,07	24,07	16,93	14,44	13,06	11,11	
	2018	65,10	141,4	27,00	10,31	5,07	38,36	25,05	18,05	15,74	14,27	12,72	
46°	471	15,19	524,4	85,93	27,82	13,09	36,37	20,81	12,59	10,08	9,35	7,33	
	1127	36,34	408,5	56,47	19,64	9,33	33,40	25,71	18,19	15,20	13,42	12,09	
	1884	60,77	288,7	42,15	14,40	7,28	39,28	28,38	23,01	20,10	18,39	17,63	

Vergleich mit den Strömen im natürlichen Paraffin. Auch nach Ausschaltung der ionisierenden Strahlen treten im Paraffin vegrösserte Ströme auf, die mit der Zeit (ohne elektrisches Feld) von selbst etwas abnehmen. Lange Zeit nach Entfernung der ionisierenden Strahlen nimmt die Intensität der (durch kurzdauernde Spannungsanlegung gemessenen) Anfangsströme einen gewissen Grenzwert an, der die Intensität der entsprechenden Ströme im natürlichen Paraffin bedeutend übersteigt. Dieser Endzustand wird stationärer Zustand genannt. In vorliegender Arbeit wird über Beobachtungen des Temperatureinflusses auf die elektrischen Ströme im Paraffin im stationären Zustand nach Bestrahlung mit γ- und RÖNTGEN-Strahlen berichtet. Bei den Untersuchungen wurden die Präparate 2 und *B* verwendet. Zu betonen ist, dass die Erwärmung des vorbestrahlten Paraffins im stationären Zustand keine weitere merkbare Abnahme des Anfangsstromes mit der Zeit hervorrief; nach Abkühlung auf die Zimmertemperatur wiesen die Präparate dieselben Eigenschaften auf, wie vor der Erwärmung.

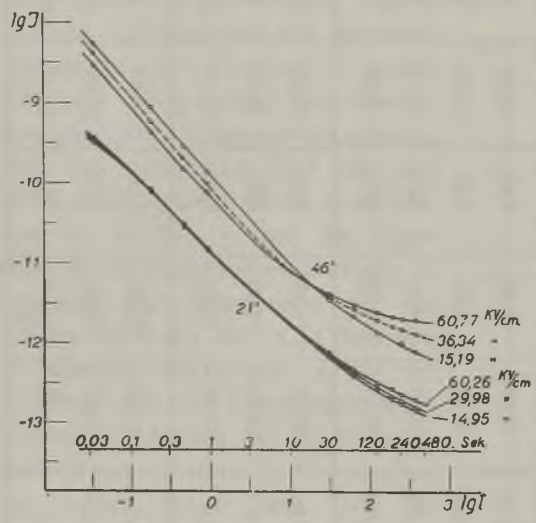

FIG. 6

Präparat 2. Im Präparat 2 wurden die Stromzeitcharakteristiken für eine Reihe von Spannungen bei 21^0C, 28^0C, 37^0C und 46^0C untersucht. Die Messergebnisse zeigt Tab. 5, aus der ersichtlich ist, dass die Anfangsströme (in der ersten Sekunde nach Anlegung der Spannung) schon bei 21^0C eine schwache Tendenz zur Abnahme mit wachsender Potentialdifferenz aufweisen. Bei höheren Temperaturen tritt eine deutliche Anomalie auf, die darin besteht, dass die Intensitäten der Anfangsströme mit Zunahme des elektrischen Feldes abnehmen. In Fig. 6 sind die den Zahlenwerten der Tab. 5 entsprechenden Stromzeitcharakteristiken in logarithmischer Skala graphisch für die Temperaturen 21^0C und 46^0C dargestellt. (Die Charakteristiken für die Temperaturen 28^0C und 37^0C sind absichtlich, der besseren Übersicht wegen, weggelassen.) Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass der anomale Verlauf der Charakteristiken bei 46^0C nur in den Anfangszeiten erfolgt, dann überschneiden sich die Kurven und in späteren Zeiten ist die Stromspannungsabhängigkeit normal (die Stromintensität wächst mit Zunahme der angelegten Spannung). Bei 21^0C

laufen die Charakteristiken, wie aus früheren Arbeiten des Verfassers (*4*, *5*) bekannt ist, nur anfänglich zusammen, später gehen sie wieder normal auseinander. Die in der Abbildung nicht angeführten Charakteristiken für 28^0C und 37^0C stellen einen allmählichen Übergang vom Typus, der bei 21^0C auftritt, zu dem bei 46^0C dar. In Fig. 7*a* sind die den Zahlenwerten der Tab. 5 entsprechenden Stromzeitcharakteristiken für die späteren Ströme angegeben. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass die Charakteristiken,

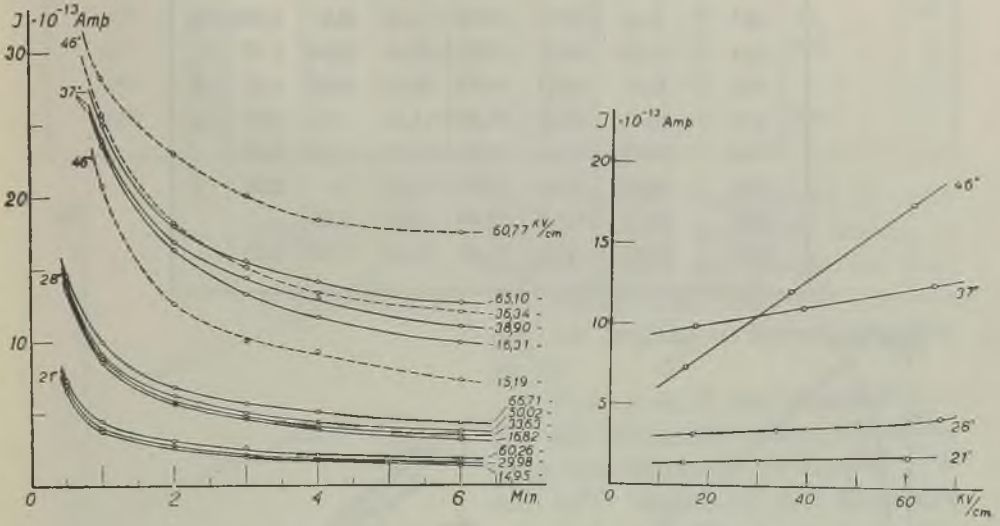

FIG. 7

die einer Kurvengruppe mit bestimmter Temperatur entsprechen, normal verlaufen, d. h. bei wachsender Spannung nimmt der Strom zu. Bei 46^0C liegen die Kurven jedoch verhältnismässig zu tief und überschneiden sich mit den Charakteristiken für tiefere Temperaturen. Fig. 7*b* zeigt die Stromspannungscharakteristiken für die erwähnten Temperaturen im Zeitpunkt $t = 7$ Minuten; die Kurve für 46^0C sticht deutlich von den übrigen Charakteristiken ab.

Mit demselben Präparat wurde ausserdem der anomale Verlauf der Anfangsstromcharakteristiken bei 43^0C untersucht. Die Messergebnisse enthält Tab. 6. Fig. 8*a* stellt die entsprechenden Stromspannungscharakteristiken für verschiedene Zeitpunkte und Fig. 8*b* die Stromzeitscharakteristiken in logarithmischer Skala dar. Aus Fig. 8*a* folgt, dass der Anfangsstrom nur bei relativ schwachen elektrischen Feldern angenähert proportional zur angelegten Potentialdifferenz ist. Bei grösseren Feldstärken treten Krümmungen auf und die Kurven fallen ab. Fig. 8*b* zeigt deutlich, dass der Strom anfänglich mit der Zeit umso schneller abnimmt, je grösser die angelegte Spannung ist, so dass die Kurven schon nach einer Sekunde ein anomales

Tabelle 6

Paraffinpräparat 2; $t = 43^0 C$

Volt	*KV/cm*	0,035	0,18	0,45	0,9	2,13	*Sek.*
42	1,34	75,61	34,37	22,59	13,26	7,39	Strom in *Amp.*·10¹¹
104	3,35	173,8	63,83	34,70	18,25	8,73	
207	6,69	279,9	72,83	31,10	15,71	6,83	
311	10,03	318,2	67,51	26,68	12,93	5,47	
415	13,37	341,7	63,83	23,57	11,37	5,01	
518	16,71	335,8	56,46	21,44	—	3,97	
829	26,73	304,0	46,24	17,35	8,18	3,33	
1243	40,08	273,0	39,28	15,06	—	2,86	
1553	50,11	241,2	33,96	13,91	6,38	—	
2072	66,82	214,1	31,51	12,60	5,89	2,67	

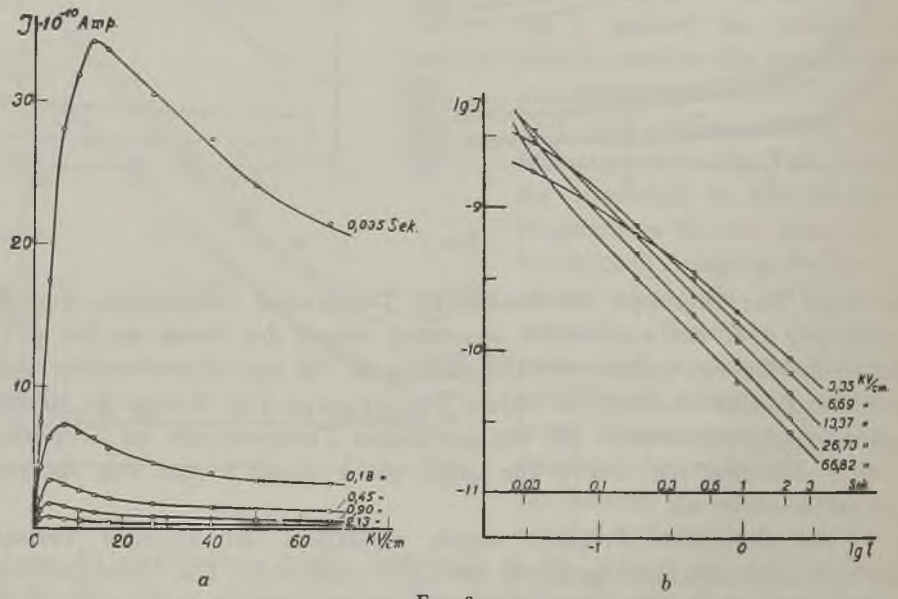

FIG. 8

Verhalten aufweisen. Ausserdem ist ersichtlich, dass die Überschneidung der Kurven für die grossen Feldstärken früher erfolgt, als für die kleinen. Aus Tab. 5 und 6 wurden (durch Interpolation) die Stromintensitäten für die Feldstärken 20 *KV/cm* und 60 *KV/cm* für drei Zeitpunkte (0,035 *Sek.*, 0,9 *Sek.* und 6 Minuten) berechnet. Die gefundenen Werte sind in Tab. 7 angeführt. In Fig. 9 sind die Logarithmen der Stromintensitäten als Funktion

Tabelle 7

Paraffinpräparat 2

Temperatur	$E = 20\ KV/cm$			$E = 60\ KV/cm$			
	0,035	0,9	360	0,035	0,9	360	*Sek.*
21^0	$3{,}28 \cdot 10^{-10}$	$1{,}38 \cdot 10^{-11}$	$1{,}45 \cdot 10^{-13}$	$3{,}57 \cdot 10^{-10}$	$1{,}33 \cdot 10^{-11}$	$1{,}86 \cdot 10^{-13}$	Strom in *Amp.*
28^0	6,45 „	2,9 „	3,27 „	6,45 „	2,52 „	4,1 „	
37^0	14,7 „	6,6 „	10,07 „	14,2 „	5,20 „	12,3 „	
43^0	32,6 „	9,0 „	—	22,2 „	6,15 „	—	
46^0	49,6 „	12,0 „	8,40 „	28,6 „	7,22 „	17,4 „	

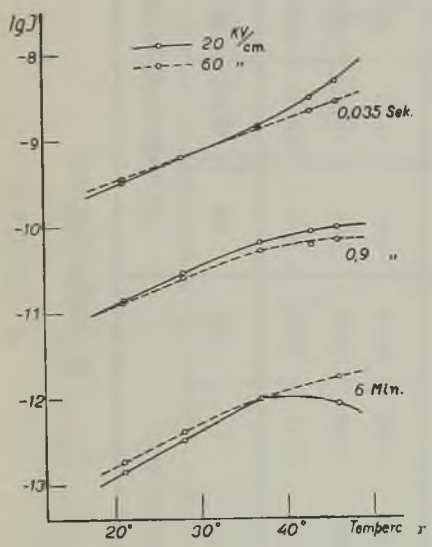

FIG. 9

angeführt. (Die Charakteristiken für 25^0C und 35^0C sind in der Abbildung aus denselben Gründen, wie in Fig. 6, fortgelassen.) Aus Fig. 10 ist ersichtlich, dass die Charakteristiken für 17^0C einen normalen Verlauf haben, d. h., dass die Stromintensität mit der angelegten Potentialdifferenz zunimmt. Dagegen weisen die Kurven für 45^0C eine deutliche Anomalie der Temperatur entsprechend den Zahlen der Tab. 7 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass die Gestalt der Kurven sowohl vom Zeitpunkt, als auch von der angelegten Feldstärke abhängig ist.

Präparat *B*. Im Präparat *B* wurden die Stromzeitcharakteristiken für einige Spannungen bei 17^0C, 25^0C, 35^0C und 45^0C untersucht. Die Ergebnisse zeigt Tab. 8. In Fig. 10 sind die den Zahlenwerten der Tab. 8 entsprechenden Stromzeitcharakteristiken in logarithmischer Skala für 17^0C und 45^0C

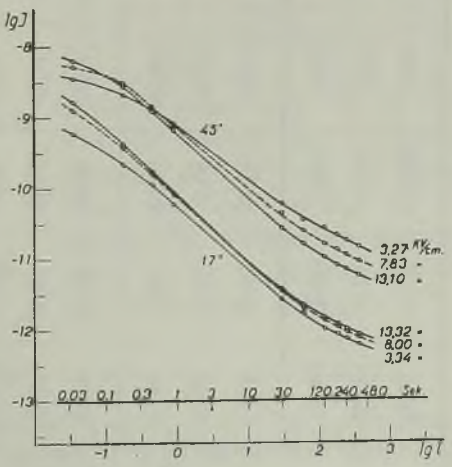

FIG. 10

Tabelle 8

Paraffinpräparat *B*

Temperatur	*Volt*	*KV/cm*	Zeit in *Sek.*; Strom in *Amp.*·10^{11}				Zeit in Minuten; Strom in *Amp.*·10^{13}						
			0,035	0,18	0,45	0,9	0,5	1	2	3	4	6	Zeit
17⁰	515	3,34	58,93	21,67	11,27	6,01	26,83	17,13	10,73	8,65	7,25	5,97	Strom
	1232	8,00	124,9	37,02	16,21	8,10	35,00	20,13	13,42	10,88	9,05	7,45	
	2052	13,32	162,9	41,86	17,17	8,59	36,59	22,36	14,64	12,01	10,06	8,30	
25⁰	506	3,29	117,5	37,56	22,11	13,52	94,71	60,75	37,44	29,27	25,35	20,51	
	1211	7,86	163,6	63,19	30,80	16,96	100,6	64,40	41,28	31,88	28,00	22,05	
	2020	13,12	198,5	72,31	31,77	16,96	103,7	66,40	42,93	32,53	28,49	24,39	
35⁰	518	3,36	158,1	101,7	59,46	35,96	201,2	126,3	80,50	62,52	53,67	44,11	
	1241	8,06	252,2	123,6	64,83	36,49	214,5	157,1	103,8	80,50	68,51	56,00	
	2067	13,42	291,9	120,7	59,46	33,38	201,3	143,1	90,70	71,56	61,33	49,16	
45⁰	503	3,27	347,3	207,0	139,1	80,50	603,7	357,8	276,0	214,7	179,0	146,3	
	1206	7,83	521,6	302,7	143,6	76,31	439,1	250,9	163,6	134,1	113,6	92,02	
	2017	13,10	613,9	267,2	122,4	64,72	268,3	163,7	107,3	80,50	71,56	57,84	

sogar 6 Minuten nach Anlegung der Spannung auf. Beim Vergleich der Eigenschaften der Präparate 2 und *B* (s. Fig. 6 und 10) muss beachtet werden, dass das Präparat *B* lange mit RÖNTGENstrahlen vorbestrahlt wurde und eine relativ bedeutend stärkere Zunahme der Anfangsströme als das Präparat 2 nach Bestrahlung mit γ-Strahlen aufwies. Ausserdem wurden bei den Untersuchungen des Präparats *B* schwächere elektrische Felder angewendet. Auf die Zusammenhänge wird in § 4 näher eingegangen.

Tabelle 9

Paraffinpräparat *B*, $E = 10\,KV/cm$

Temperatur	0,035	0,9	360	*Sek.*
17°	$1{,}26 \cdot 10^{-9}$	$0{,}83 \cdot 10^{-10}$	$0{,}78 \cdot 10^{-12}$	Strom in *Amp.*
25°	1,81 „	1,70 „	2,3 „	
35°	2,75 „	3,57 „	5,58 „	
45°	5,66 „	7,26 „	7,5 „	

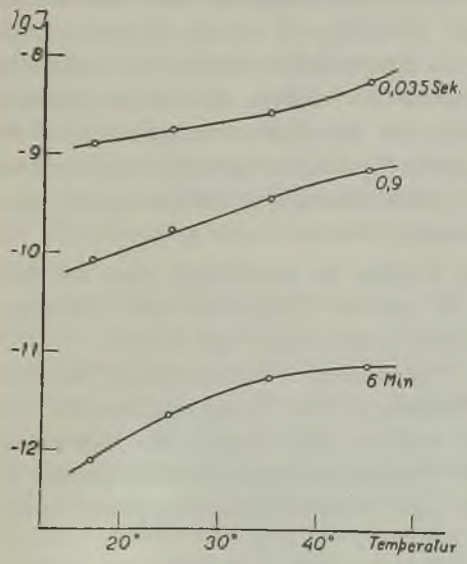

Fig. 11

In Tab. 9 sind die für die Feldstärke $E = 10\ KV/cm$ aus den Daten der Tab. 8 (durch Interpolation) berechneten Stromwerte für drei Zeitpunkte angegeben. Fig. 11 enthält die Logarithmen der Stromintensitäten in Abhängigkeit von der Temperatur nach den Angaben der Tab. 9. Die Kurven haben denselben Charakter, wie die in Fig. 9 angeführten, wobei auch hier die Gestalt der Kurven vom Zeitpunkt abhängig ist. Man kann sich leicht überzeugen, dass, ähnlich wie in Fig. 9, die Gestalt der Kurven auch von der angelegten elektrischen Feldstärke abhängt.

§ 4. *Besprechung der Ergebnisse und Schlussbemerkungen*

Mit Rücksicht auf die Kleinheit des untersuchten Temperaturbereiches ist es schwer, auf Grund der erhaltenen Ergebnisse, ein klares Bild über die Gesamtheit der hier vorliegenden Erscheinungen zu gewinnen,

jedoch scheinen einige Tatsachen sichergestellt zu sein. Die Versuche mit natürlichem Paraffin (§ 2) haben gezeigt, dass die Temperatur einen unterschiedlichen Einfluss auf die Anfangs- und die späteren Ströme ausübt. In der Tat ergibt sich aus den Kurven in Fig. 4, dass sich bei Erwärmung des Paraffins gleichzeitig mit der Zunahme der Intensität der Anfangsströme auch die Geschwindigkeit der Stromabnahme mit der Zeit vergrössert. Anderseits verursacht die Temperaturzunahme nur eine Vergrösserung der späteren Ströme ohne merkbaren Einfluss auf ihren Zeitverlauf. Frühere Arbeiten des Verfassers (*4*,*5*) haben ergeben, dass die im Paraffin beobachteten Erscheinungen auf das Auftreten von zwei grundsätzlich verschiedenen Effekten, der elektrischen Nachwirkung und der Leitungsströme hinweisen. Der jeweils im Paraffin fliessende Strom stellt die Summe dieser zwei Ströme dar; anfänglich überwiegt der Rückstandsstrom und erst später macht sich der Leitungsstrom bemerkbar. Der allgemeine Verlauf der Stromzeit- und Stromspannungscharakteristiken im Paraffin ist durch das gegenseitige Intensitätsverhältnis dieser beiden Stromarten bedingt. Auf Grund dieser Interpretation können die im natürlichen Paraffin beobachteten Temperaturabhängigkeiten folgendermassen ausgedrückt werden. Mit der Temperatur wächst einerseits die Geschwindigkeit der zusätzlichen (anomalen) Polarisationszunahme des Paraffins, (d. h. die Anfangsstromintensität und die Geschwindigkeit des Stromabfalls nimmt zu), anderseits wächst die Intensität des Leitungsstromes. Es ist klar, dass dieses einfache Schema nur in erster Annäherung den im Paraffin auftretenden Erscheinungen entsprechen kann — bei längeren Beobachtungszeiten oder grösseren Feldstärken und breiteren Temperaturbereichen können ganz neue Abhängigkeiten zum Vorschein kommen.

Aus den in Fig. 5 dargestellten Kurven ist ersichtlich, dass der Anfangsstrom im natürlichen Paraffin für gewisse Zeitpunkte und Temperaturbereiche beinahe von der Temperatur unabhängig sein kann.

Die in einer früheren Arbeit (*3*) gefundene Unabhängigkeit des Anfangsstromes im Paraffin von der Temperatur (im Temperaturbereich von 21^0C bis 40^0C) könnte damit erklärt werden, dass damals die Messungen der Anfangsströme bei relativ kleiner Apparaturempfindlichkeit gerade in einem Zeitbereich erfolgten, in dem die Temperaturabhängigkeit wenig ausgeprägt war.

Auch im mit ionisierenden Strahlen bestrahlten Paraffin (im stationären Zustand) übt die Temperatur einen anderen Einfluss auf die Anfangsströme aus, als auf die späteren Ströme, wie aus Fig. 6 deutlich ersichtlich ist. Die hier auftretenden Erscheinungen werden dadurch komplizierter, dass nach Bestrahlung des Paraffins die Rückstandsströme stärker zunehmen als die Leitungsströme (*4*, *5*) und sich so die Eigenschaften der Rückstandsströme. deutlicher bemerkbar machen. Eine der haupt-

sächlichsten Eigenschaften der Rückstandsströme im bestrahlten Paraffin beruht darauf, dass der Stromabfall um so rascher erfolgt, je höher die angelegte Potentialdifferenz ist. Wie aus den in § 3 angeführten Resultaten hervorgeht, tritt diese Eigenschaft im bestrahlten Paraffin nach Temperaturerhöhung noch ausgeprägter auf. Bei höheren Temperaturen führt dies zur gegenseitigen Überschneidung der den einzelnen Spannungen entsprechenden Stromzeitcharakteristiken und zum Auftreten der abfallenden Teile in den Stromspannungscharakteristiken (s. Fig. 8). Bei den grösseren Feldstärken tritt das erwähnte Überschneiden der Charakteristiken früher auf, als bei den schwächeren Feldern (s. Fig. 8*b*). Wahrscheinlich wurde deshalb auch im Präparat *B* bei 45^0C und relativ schwachen Feldern ein anomaler Verlauf der Stromzeitcharakteristiken nach 6 Minuten beobachtet (s. Fig. 10).

Auf die quantitativen Betrachtungen der erhaltenen Abhängigkeiten soll hier nicht eingegangen werden. Es sei nur erwähnt, dass JAFFÉ in einer theoretischen Arbeit (*2*) gezeigt hat, dass die Stromspannungskurven mit einem Maximum und einem abfallenden Teil (ähnlich wie in Fig. 8*a*) für polarisierbare Medien mit Ionenleitung, die gewisse allgemeine Annahmen erfüllen, besonders charakteristisch sind. Aber die Geschwindigkeit des Vorganges im Paraffin, besonders das in den vorangehenden Arbeiten des Verfassers (*4,5*) beschriebene schnelle Anwachsen der Gegenspannungen und die damit verbundene Absorption sehr kleiner Ladungen im Dielektrikum zwingen zu der Annahme, dass die Rückstandsströme im Paraffin anderer Art sind, als dies JAFFÉ angenommen hat.

Aus den durchgeführten Temperaturmessungen konnte der Einfluss der Zimmertemperaturschwankungen auf die Messergebnisse abgeschätzt werden.

Aus den Zahlenwerten der Tabellen 4, 7 und 9 konnte durch Interpolation berechnet werden, um wieviel Prozent die gemessene Stromintensität bei Erwärmung des Paraffins um 1^0C in der Umgebung einer gegebenen Temperatur zunehmen müsste. So wurde bei natürlichem Paraffin für $E = 20$ *KV/cm* berechnet, dass eine Erwärmung von 23^0C auf 24^0C für den Zeitpunkt $t = 0{,}083$ *Sek.* eine Stromzunahme um 8%, für $t = 0{,}275$ *Sek.* dagegen um 4% bedingt; für $t = 1{,}15$ *Sek.* und für spätere Zeiten, bis zu 7 Minuten, beträgt die Zunahme etwa 2%. Im mit ionisierenden Strahlen bestrahlten Paraffin macht sich ein ausgeprägterer Temperatureinfluss bemerkbar. Und zwar erhält man im Präparat 2 für $E = 20$ *KV/cm* bei Erwärmung von 21^0C auf 22^0C für den Zeitpunkt $t = 0{,}035$ *Sek.* eine Zunahme des Stromwertes um 9%, für $t = 0{,}9$ *Sek.* um 12% und für $t = 6$ *Min.* um 16%. Für die gleichen Zeiten und denselben Temperaturbereich betrug die Stromzunahme im Präparat *B* bei der Feldstärke $E = 10$ *KV/cm* entsprechend 5%, 9% und 15%. Daraus ist ersicht-

lich, dass beim natürlichen Paraffin kleine (etwa 1^0C betragende) Schwankungen der Zimmertemperatur praktisch ohne Bedeutung sind. Dagegen muss in den Versuchen, in denen das Paraffin durch ionisierende Strahlen vorbestrahlt wurde, besonders auf die Temperaturkonstanz geachtet werden, da bereits kleine Temperaturschwankungen die Resultate beeinflussen können.

Ich möchte an dieser Stelle dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Cz. BIAŁOBRZESKI, für das Interesse an dieser Arbeit und die wertvollen Ratschläge, die er mir erteilt hat, meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Streszczenie

Dla szeregu temperatur zostały zbadane zależności prądowo-czasowe i prądowo-napięciowe w parafinie naturalnej oraz naświetlonej promieniami γ i RÖNTGENA. Badania przeprowadzono w przedziale temperatur od 17^0 do 46^0C i dla czasów od 0,035 *sek.* do 7 minut od chwili przyłożenia stałego napięcia. Stwierdzono, że podwyższenie temperatury wywołuje wzrost natężenia zarówno prądów początkowych (w ciągu pierwszych kilku sekund) jak i prądów dalszych (od 0,5 do 7 minut), lecz wpływ temperatury w każdym z tych przedziałów czasowych posiada inny charakter. Postać otrzymanych zależności potwierdza pogląd, wypowiedziany przez autora w pracach poprzednich (*4*, *5*), że w parafinie pozostałość dielektryczna i przewodnictwo elektryczne są zjawiskami zasadniczo odmiennej natury. Na podstawie otrzymanych zależności temperaturowych oszacowano wpływ małych zmian temperatury pokojowej na prądy elektryczne w parafinie naturalnej i naświetlonej promieniami jonizującymi.

Literaturverzeichnis

1. BIAŁOBRZESKI, C.: *Le Radium* **7**, 76 (1910).
2. JAFFÉ, G.: *Ann. der Phys.* **16**, 217 (1933).
3. ŚCISŁOWSKI, W.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 123 (1935).
4. „ „ „ „ „ **6**, 403 (1937). *
5. „ „ „ „ „ **7**, 127 (1938). **

Fehlerberichtigung

* Im Band 6, Seite 412, Zeile 21 von oben, anstatt $V = 920$ *Volt* soll $V = 1120$ *Volt* sein.

** Im Band 7, Seite 137, Zeile 10 von oben, anstatt $4{,}8 \cdot 10^{-13}$ *Amp.* soll $0{,}5 \cdot 10^{-15}$ *Amp.* sein.

Die Bindungsenergie des Kerns N^{16}

Von B. RADZIŃSKI, Warschau, Institut für theoretische Physik der Josef Piłsudski Universität

Energia wiązania jądra N^{16}

(Eingegangen am 29. September 1938)

Es wird die Bindungsenergie des Kerns N^{16}, unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den schweren Teilchen, nach der Methode von FEENBERG und PHILLIPS berechnet. Die Abweichung der theoretischen Bindungsenergie im Grundzustand vom Experimentalwert ist nicht grösser als 3,5%.

§ 1. *Nullte Näherung*

Nach FEENBERG ((*3*) und (*4*)) wird der Kern nach der HARTREE-Methode so beschrieben, dass jedes schwere Teilchen (Neutron oder Proton) als dreidimensionaler harmonischer Oszillator aufgefasst wird, der im statischen Zentralfeld der übrigen Teilchen schwingt. Jedem schweren Teilchen sollen neben der Hauptquantenzahl N (*1*) noch zwei andere Quantenzahlen zugeordnet sein, nämlich die azimutale Quantenzahlen l und die Komponente m_l des Impulsmoments. Den Quantenzahlen l und m_l entspricht eine bestimmte Kugelfunktion. Die Wellenfunktionen der Teilchen sind daher die den Kugelfunktionen proportionalen linearen Kombinationen der Produkte aus den drei Wellenfunktionen der linearen harmonischen Oszillatoren, wobei zu den Kombinationen nur solche Wellenfunktionen zugelassen sind, für die die Summe der Quantenzahlen der linearen Oszillatoren dieselbe (und gleich N-*1*) ist. Es ist also

$$\Psi_{1s} = N' e^{-\Omega r^2}; (N = 1,\ l = 0); \tag{1a}$$

$$\Psi_{2p;\,1,\,0,\,-1} = N'' \left\{ 2^{-1/2}(x + iy),\, z,\, 2^{-1/2}(x - iy) \right\} e^{-\Omega_1 r^2}.$$

$$(N=2,\ l=1) \tag{1b}$$

$$\Psi_{3d;\,2,\,1,\,0,\,-1,\,-2} = N'''\Big|2^{-1/2}(x+iy)^2,\ 2^{-1/2}\,z(x+iy),$$

$$3^{-1/2}(3z^2-r^2),\ 2^{-1/2}\,z(x-iy),\ 2^{-1/2}(x-iy)^2\Big|\,e^{-\Omega_2 r^2};$$

$$(N=3,\ l=2); \tag{1c}$$

$$\Psi_{2s} = N^{IV}\left(2\Omega_3 r^2 - \frac{3}{2}\right)e^{-\Omega_3 r^2};\ (N=3,\ l=0); \tag{1d}$$

x, y und z sind hier die rechtwinkligen Koordinaten.

Die Wellenfunktionen der Schalen $1s$ und $2p$ wurden von FEENBERG (*3*), die der Schalen $3d$ und $2s$ — von BETHE und BACHER (*1*) angegeben. Nach PAULI-Verbot können sich in jedem Zustand N,l,m_l höchstens vier Teilchen, und zwar zwei Protonen und zwei Neutronen mit entgegengerichteten Spins befinden. Im Kern N^{16} im Grundzustand ist die Schale $1s$ abgeschlossen; in der Schale $2p$ fehlt ein Proton (sie hat ein „Loch"), ferner ist ein Neutron entweder in der Schale $3d$ oder in $2s$ vorhanden. Für unsere Zwecke genügt es näherungsweise $\Omega = \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3$ anzunehmen.

§ 2. *Erste Näherung*

FEENBERG und PHILLIPS benutzten die Ergebnisse der Untersuchungen von TUVE, HEYDENBURG und HAFSTAD (*9*), sowie von BREIT, CONDON und PRESENT (*2*) über die Streuung von Protonen an Protonen und nahmen für die Kräfte zwischen zwei beliebigen schweren Teilchen die gleiche Formel an. Die potentielle Energie des Kerns ist

$$\mathbf{H} = \sum_{i>j}\Big[(1-G_1)\mathbf{M}_{ij} + \frac{1}{2}G_1(1+\mathbf{M}_{ij})\mathbf{B}_{ij} + \frac{1}{5}(1-G_1)(1-\mathbf{M}_{ij}) +$$

$$+\frac{1}{10}G_2(1-\mathbf{M}_{ij})(4-5\mathbf{B}_{ij})\Big]J(\vec{r}_{ij}). \tag{2}$$

Hier ist $G_1 = 0{,}22$, $0 < G_2 \leqq 0{,}19$ und $J(r) = Ae^{-\alpha r^2}$, wo $A = -72$ und $\alpha = 16$, wenn als Energieeinheit die Ruhenergie des Elektrons, und als Längeneinheit $\frac{\hbar}{c}(Mm)^{\frac{1}{2}} = 8{,}97\cdot 10^{-13}$ *cm* angenommen wird (M bedeutet hier die Protonenmasse). Der MAJORANA-Operator $\mathbf{M}$ vertauscht die Raumkoordinaten der beiden Teilchen, der BARTLETT-Operator $\mathbf{B}$ dagegen die Spinkoordinaten. Die Doppelsumme erstreckt sich über alle schweren Teilchen. Die COULOMB-Energie beträgt (*7*):

$$\frac{\sqrt{2\pi}}{8}\sum_{k>l}\frac{1}{r_{kl}}.$$

Für die Behandlung des N^{16} Problems wird die Störungsrechnung nach SLATER und HUND (*6*) angewandt. Der Arbeit von HUND sind die Begriffe der Ladungskoordinate, der Ladungsfunktion, der Ladungsmultiplette und der Zahl R entnommen. Die Ladungskoordinate m_r ist der Spinkoordinate formell analog ($m_r = \frac{1}{2}$ bezieht sich auf ein Proton, $m_r = -\frac{1}{2}$ dagegen auf ein Neutron). Man bestimmt nach ein und derselben Regel die möglichen Werte von R, wenn die m_r der Teilchen gegeben sind, und die möglichen Werte des Gesamtspins S, wenn die Spins m_s gegeben sind.

Ein Zustand des Kerns kann durch Angabe der Quantenzahlen aller Teilchen (§ 1) und der Zahlen Σm_l, Σm_s, Σm_r bestimmt werden. Durch Hauptaxentransformation der Wellenfunktionen der Zustände, die einer Konfiguration entsprechen, ergeben sich die Zustände ${}^{2R+1\ 2S+1}L$, die durch Quantenzahlen L, S, R bestimmt sind.

Zur Bestimmung der Multiplizität des Kerns N^{16} im Grundzustand genügt es nur das Neutron, entweder in der Schale $3d$ oder in $2s$, und das „Loch" in der Schale $2p$ zu berücksichtigen. Daraus erhält man ein Ladungstriplett, das entweder ein Triplett oder ein Singulett ist. Da die Summe der Quantenzahlen m_l der Teilchen der $2p$-Schale $\Sigma' m_l = 0$ ist, und für das Neutron, das sich entweder in der Schale $3d$ oder in $2s$ befindet, entweder $m_l = \pm 2, \pm 1, 0$ oder 0 ist, so ergibt die Störungsrechnung die L-Zustände: F, D und zwei verschiedene Zustände P. Die nach der Methode von SLATER für eine Konfiguration gebildeten Wellenfunktionen erfüllen die Bedingung, dass die Elemente der Energiematrix, für die die drei Summen $\Sigma m_l, \Sigma m_s, \Sigma m_r$ für beide Zustände ungleich sind, verschwinden. Die Hauptaxentransformation kann somit durch Hauptaxentransformationen für die Untermatrizen mit bestimmten Werten der Summen $\Sigma m_l, \Sigma m_s, \Sigma m_r$ ersetzt werden. Die Spuren der Untermatrizen bleiben bei diesen Hauptaxentransformationen unverändert. Jedem Zustand des Kerns N^{16} im Grundzustand (§ 1) wurden die zulässigen L-Zustände zugeordnet und das Ergebnis in Tab. 1 angegeben. Jedem Zustand entspricht hier eins der 18 Rechtecke. In der ersten Zeile sind die Σm_l-Werte und in der zweiten die L-Zustände angeführt. Den höchsten Wert Σm_l hat der Term $\Sigma m_l = 3$—das ihm entsprechende Matrixelement der Energie ist mit ε bezeichnet. Das F-Multiplett, dem der Term $\Sigma m_s = 3$ angehört,

Tabelle 1

m_l	1 (2p)	0 (2p)	−1 (2p)
2 (3d)	3 F	2 FD	1 FDPP'
1 (3d)	2 FD	1 FDPP'	0 FDPP'
0 (3d)	1 FDPP'	0 FDPP'	−1 FDPP'
−1 (3d)	0 FDPP'	−1 FDPP'	−2 FD
−2 (3d)	−1 FDPP'	−2 FD	−3 F
0 (2s)	1 FDPP'	0 FDPP'	−1 FDPP'

enthält auch Terme, für die $-3 \leqq \Sigma m_l \leqq 3$ ist, und alle diese Terme haben die Energie ε. Indem man Σm_l um 1 erniedrigt, erhält man zwei diagonale Matrixelemente, also soll man aus der vorher gegebenen Multiplettenliste den Term $L = 2$ zu addieren; aus der Invarianz der Spur in einer unitären Substitution folgt, dass $F+D$ der Spur einer Untermatrix gleich ist, für die $\Sigma m_l = 2$ ist.

Diese Methode erlaubt es, den Schwerpunkt der Terme P zu berechnen; man berechnet die Terme P durch Lösung einer Säkulärgleichung vierter Ordnung. Nach SLATER wird als Wellenfunktion eines einzigen Teilchens das Produkt aus der Orts- und der Spinfunktion angenommen. In der Kerntheorie hat HUND (*6*) sinngemäss als dritten Faktor die

Ladungsfunktion *) hinzugefügt. Die Wellenfunktion eines Zustandes ist die antisymmetrische Linearkombination aus den Produkten der Wellenfunktionen der schweren Teilchen. Der Eigenwert der potentiellen Energie der Kernkräfte beträgt

$$E_{pot} = \frac{\sum_{\sigma\rho} \int \Psi^* \mathbf{H} \Psi d\tau}{\sum_{\sigma\rho} \int \Psi^* \Psi d\tau}; \quad d\tau = d\vec{r}_1 \, d\vec{r}_2 \ldots d\vec{r}_n,$$

und wird über die Werte 1/2 und —1/2 der Spin- und Ladungskoordinaten nach derselben Regel summiert. Die Mittelwerte der Operatoren **M**J, **1**J, **B**J, **MB**J sind von HUND ** (*6*) angegeben worden. Zur Berechnung von E_{pot} werden die Integrale

$$\int u^*(1) v^*(2) J(\vec{r}_{12}) u(1) v(2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

und

$$\int u^*(1) v^*(2) J(\vec{r}_{12}) u(2) v(1) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

benötigt; u und v stellen hier die Funktionen (1) dar. Diese Integrale können am leichtesten in rechtwinkligen Koordinaten (*7*) durch Differentiation des Integrals

$$\int\int e^{-\alpha\lambda_1 x_1^2 - \alpha\lambda_2 x_2^2 + 2\alpha_1 x_1 x_2} dx_1 dx_2 = \frac{\pi}{\sqrt{\alpha_2 \lambda_1 \lambda_2 - \alpha_1^2}}$$

nach den Parametern α_1, λ_1, λ_2 berechnet werden. Die kinetische Energie bezogen auf den Schwerpunkt ist (*4*)

$$-\frac{1}{2}\sum \Delta_i + \frac{1}{2n}\left(\sum \nabla_i\right)^2 = -\frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{n}\right)\sum \Delta_i + \frac{1}{n}\sum_{i>j}(\nabla_i \cdot \Delta_j); \quad (3)$$

n bedeutet hier das Atomgewicht. Die erste Summe auf der linken Seite der Gleichung ist die kinetische Energie im ruhenden Bezugssystem, die zweite — die kinetische Energie des Schwerpunktes mit negativem Vorzeichen. Es genügt die Doppelsumme über die Paare der gleichen Teilchen zu erstrecken, die gleiche Spins haben, und für die die Differenz $\Delta l = \pm 1$ ist. Dem Minimalwert der Totalenergie des Kerns N^{16} entspricht der Parameterwert $\sigma = 0{,}55$; $\sigma = \frac{\Omega}{\alpha}$. Die Totalenenergie in erster Näherung hat

---

* Ich fühle mich Herrn Dr. S. FLÜGGE gegenüber für die liebenswürdige briefliche Übersendung der Wellenfunktion der α-Teilchen zu Dank verpflichtet.

** Die Vorzeichen auf S. 220, Z. 3—5 von Oben sind nicht richtig angegeben.

einen viel kleineren Absolutwert (Bindungsenergie) als der Experimentalwert. Um die recht mühsame Berechnung der Störungsenergie höherer Ordnungen zu vermeiden, addiert man, nach einer etwas willkürlichen Vorschrift, zu der erhaltenen Bindungsenergie eine solche lineare Funktion von n, dass sich für die Kerne He^4 und O^{16} die Experimentalwerte der Bindungsenergie ergeben.

§ 3. *Ergebnisse für N^{16}*

Infolge der Orthogonalität der Wellenfunktionen (3) ist das einem Zustand zugeordnete diagonale Matrixelement der potentiellen Energie gleich der Summe der Energieen der Wechselwirkungen zwischen den Schalen.

A. Die zu allen Zuständen gehörigen Terme der Totalenenergie. Der Mittelwert der ersten Summe auf der rechten Seite der Gleichung (3) beträgt 555 σ. Den Arbeiten (*3*) und (*4*) von FEENBERG sind entnommen:

a) die Eigenwerte der potentiellen Energie der Schalen $1s$ und $2p$ und die Energie der Wechselwirkung zwischen diesen Schalen;

b) der Mittelwert der Summe derjenigen Terme der zweiten Summe auf der rechten Seite der Gleichung (3), für die jeder einem Teilchen in der Schale $1s$ und einem in $2p$ entspricht.

B. Die von den Zuständen abhängigen Terme der Totalenenergie. Die Energie der Wechselwirkung des $3d$-Neutrons mit der abgeschlossen Schale $1s$ ist

$$\Gamma = -5391{,}36\,\sigma^6 k^{-7/2}, \quad [k = 4\sigma(\sigma+1),\ \lambda = 2\sigma+1].$$

Die Energie der Wechselwirkung des $2s$-Neutrons mit der abgeschlossenen Schale $1s$ ist

$$\Gamma' = -\frac{105{,}3}{\sigma^2\left(1+\frac{1}{\sigma}\right)^{7/2}}.$$

Die Integrale

$$\gamma = \int u^*(1)v^*(2)J(\vec{r}_{12})u(1)v(2)\mathrm{d}\vec{r}_1\mathrm{d}\vec{r}_2$$

und

$$\delta = \int u^*(1)v^*(2)J(\vec{r}_{12})u(2)v(1)\mathrm{d}\vec{r}_1\mathrm{d}\vec{r}_2,$$

wo u die Wellenfunktion eines Teilchens in der $2p$-Schale und v die eines solchen in der $2s$-Schale bedeutet, sind von den Zahlen m_l der Teilchen unabhängig. Die analogen Integrale für ein Teilchen in der $2p$-Schale,

dem die Zahl m'_l entspricht, und für ein Neutron in der $3d$-Schale, dem die Zahl m_l entspricht, werden entsprechend mit $\gamma_{m'_l m_l}$ und $\delta_{m'_l m_l}$ bezeichnet. Für den Fall, dass i ein Neutron in der Schale $2p$ und j ein solches in der Schale $2s$ anzeigt, ist der Eigenwert des Operators $\frac{1}{n}(\nabla_i \cdot \nabla_j)$ von den Zahlen m_l dieser Neutronen unabhängig und wird mit φ bezeichnet. Wir bezeichnen mit $\varphi_{m'_l m_l}$ den Eigenwert des Operators $\frac{1}{n}(\nabla_i \cdot \nabla_j)$, wenn m'_l zum Neutron i in der Schale $2p$ und m_l zum Neutron j der Schale $3d$ gehört. Die berechneten Integrale sind in Tab. 2 zusammengestellt. Im untersten Rechteck in Tab. 2 befinden sich $A^{-1}k^{9/2}\gamma$, $A^{-1}k^{9/2}\delta$ und φ, während in den übrigen Rechtecken $A^{-1}k^{9/2}\gamma_{m'_l m_l}$, $A^{-1}k^{9/2}\delta_{m'_l m_l}$ und $\varphi_{m'_l m_l}$ angegeben sind.

Tabelle 2

m_l \ m'_l	1 ($2p$)	0 ($2p$)	—1 ($2p$)
2 ($3d$)	$64(k+3)\lambda\sigma^6$ $64(2k+3)\lambda\sigma^6$ 2σ	$64(k+1)\lambda\sigma^6$ $64\sigma^6$ 2σ	$64(k+3)\lambda\sigma^6$ $192\sigma^6$ 0
1 ($3d$)	$64(k+2)\lambda\sigma^6$ $64(k+2)\sigma^6$ $\frac{1}{2}\sigma$	$64(k+3)\lambda\sigma^6$ $64(k+3)\sigma^6$ σ	$64(k+2)\lambda\sigma^6$ $128\sigma^6$ 0
0 ($3d$)	$\frac{64}{3}(3k+5)\lambda\sigma^6$ $\frac{64}{3}(k+5)\sigma^6$	$\frac{64}{3}(3k+11)\lambda\sigma^6$ $\frac{64}{3}(4k+11)\sigma^6$	$\frac{64}{3}(3k+5)\lambda\sigma^6$ $\frac{64}{3}(k+5)\sigma^6$
—1 ($3d$)	$64(k+2)\lambda\sigma^6$ $64(k+3)\lambda\sigma^6$ 0	$64(k+3)\lambda\sigma^6$ $64(k+3)\sigma^6$ σ	$64(k+2)\lambda\sigma^6$ $64(k+2)\sigma^6$ $\frac{1}{2}\sigma$
—2 ($3d$)	$64(k+3)\lambda\sigma^6$ $192\sigma^6$ 0	$64(k+1)\lambda\sigma^6$ $64\sigma^6$ 2σ	$64(k+3)\lambda\sigma^6$ $64(2k+3)\sigma^6$ 2σ
0 ($2s$)	$\frac{32}{3}\sigma^6(48\sigma^3+72\sigma^2+70\sigma+11)$ $\frac{32}{3}\sigma^6(16\sigma-8\sigma+11)$ 2σ		

Schlussfolgerungen

In (2) vernachlässigten wir zuerst den letzten Term auf der rechten Seite. Es wirken dann in den Triplett-Zuständen eigentlich nur die Kräfte von MAJORANA und WIGNER (gewöhnliche Kräfte) im Verhältnis 4:1.

Z. B. den Tripletterm ^{33}F ergibt der Zustand (1; 2), d. h. in der Schale $2p$ fehlt ein Proton, für das $m_l = -1$ ist und für das $3d$-Neutron ist $m_l = 2$; der Gesamtspin der Schale $2p$ ist gleich dem Spin des Neutrons in der Schale $3d$. Die potentielle Energie der Wechselwirkung der Schale $2p$ mit dem $3d$-Neutron ($m_l = 2$) beträgt

$$(1-G_1)(2{,}2\delta_{-12}+3\delta_{02}-0{,}2\gamma_{-12}).$$

Die Korrektion für die kinetische Energie ist $\varphi_{-12}+\varphi_{02}+\varphi_{12} = -4\sigma$. Die Bindungsenergie von N^{16} ist gleich 57,68. Die berechnete Bindungsenergie von O^{16} beträgt 84,53 und der Experimentalwert 246. Der Unterschied der berechneten Werte ist $O^{16} - N^{16} = 26{,}85$. Die verbesserte Bindungsenergie von N^{16} (^{33}F) beträgt 219,15.

Die verbesserte Bindungsenergie von N^{16} (^{33}D) ist gleich 219,8 und ist um 3,5% kleiner als der Experimentalwert 227,7, der von HARKINS, GANS und NEWSON ((*5*) und (*8*)) erhalten wurde. Um den Schwerpunkt der ^{33}P-Zustände zu berechnen, ist es am besten, die vier Zustände zu betrachten, für die $\Sigma m_l = 0$ ist, denn den Zuständen (1; —) und (—1; 1) entspricht derselbe Wert der Bindungsenergie. Für den Schwerpunkt der ^{33}P-Zustände erhalten wir 212,2. Von den ^{33}P-Termen liegt in der Energieskala keiner tiefer als ^{33}D. Die Bindungsenergie der Singuletterme ist kleiner als die der Tripletterme und für den F-Zustand ergibt sich z. B. die Differenz

$$^{31}F - {}^{23}F = -\frac{1}{2}G_1(\gamma_{-12}+\delta_{-12}) = 0{,}9;$$

sie rührt von den Kräften von HEISENBERG und den von BARTLETT her. Der Grundzustand von N^{16} daher ist ^{33}D. Der letzte Term auf der rechten Seite der Gleichung (2) entspricht lediglich der Wechselwirkung zwischen der $2p$-Schale und dem Neutron, das sich entweder in der Schale $3d$ oder in $2s$ befindet; die von diesem Term herrührende Erniedrigung der Bindungsenergie ist nicht grösser als 0,01. Die methode von FEENBERG und PHILLIPS erweist sich als zuverlässig für die Kerne von He_2^4 bis O_8^{16} ((*3*) und (*4*)). Für N^{16} beträgt die Abweichung 3,5% und für den Kern O^{17}, wo $2s$ die höchste Schale mit einem Proton ist, ergibt sich für die Bindungsenergie ein nur wenig grösserer Wert als der Wert der Bindungsenergie des Kerns O^{16}.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Professor C. BIAŁOBRZESKI, für das Interesse an dieser Arbeit und die wertvollen Ratschläge, meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Dem Josef Piłsudski Nationalkulturfond habe ich für ein mir erteiltes Stipendium zu danken.

Streszczenie

Obliczono energię wiązania jądra N^{16} biorąc za podstawę następujące główne założenia, zaczerpnięte z prac FEENBERGA, WIGNERA i pani PHILLIPS:

1) wzajemne oddziaływanie pomiędzy wszystkimi ciężkimi cząstkami może być przedstawione przez ten sam wzór;

2) obliczenie energii zaburzenia rzędów wyższych od pierwszego można zastąpić przez odpowiednią interpolację.

Odstępstwo obliczonej energii wiązania od wartości doświadczalnej nie przekracza 3,5%.

Literaturverzeichnis

1. BETHE, H. A. and BACHER, R. F.: *Rev. Mod. Phys.* **8**, 82 (§32) (1936).
2. BREIT, G., CONDON, B. and PRESENT, R. D.: *Phys. Rev.* **50**, 825 (1936).
3. FEENBERG, E. and WIGNER, E.: *Phys. Rev.* **51**, 95 (1937).
4. „ „ „ PHILLIPS, M.: *Phys. Rev.* **51**, 597 (1937).
5. HARKINS, W. D., GANS, D. M. and NEWSON, K. W.: *Phys. Rev.* **47**, 52 (1935).
6. HUND, F.: *ZS. für Phys.* **105**, 202 (1937).
7. INGLIS, D. R.: *Phys. Rev.* **51**, 387 (1937).
8. LIVINGSTONE, M. S. and BETHE, H. A.: *Rev. Mod. Phys.* **9**, 245 (§108) (1937).
9. TUVE, M. A., HEYDENBURG, N. P. and HAFSTAD, L. R.: *Phys. Rev.* **50**, 806 (1936).

Corps radioactifs produits dans le soufre et le phosphore par des neutrons rapides

Ciała promieniotwórcze wytwarzane przez prędkie neutrony w siarce i w fosforze

Par J. CICHOCKI et A. SOŁTAN de l'Institut de Physique Expérimentale de l'Université J. Piłsudski à Varsovie

(Manuscrit reçu le 30. septembre 1938)

Les neutrons rapides produisent dans le soufre une radioactivité de demi-période 2,6 heures; une analyse chimique a conduit à attribuer cette activité à un isotope de masse 31 du silicium. C'est le même corps qui est formé, entre autres, par bombardement du phosphore avec des neutrons rapides.

A l'occasion de ces recherches on a déterminé avec précision les demi-périodes des trois radioéléments suivants:

$^{31}_{14}Si$ 157,1 ± 1,0 *min.*,

$^{30}_{15}P$ 130,6 ± 1,5 *sec.*,

$^{32}_{15}P$ 14,33 ± 0,2 jours.

1. Dans une note récemment parue (*1*) nous avons signalé un corps radioactif de demi-période 2,6 heures formé dans du soufre bombardé par des neutrons rapides provenant d'une source $Li + D$.* Cette activité se superpose à celle du radiophosphore bien connu de demi-période 14 jours environ qui est formé simultanément suivant le schéma *S-n-p-P*. Nous y avons établi la nature de la réaction conduisant à la formation du produit de 2,6 heures.

Le présent article apporte quelques détails supplémentaires ainsi que certains résultats numériques obtenus au cours de nos mesures.

---

* La première observation de cet effet est due à M. SAGANE (v. la revue des radioactivités artificielles de MM. DIEBNER et GRASSMANN (*2*), p. 480).

2. Le choc d'un neutron et d'un noyau de soufre pourrait conduire à la formation soit d'un isotope du soufre (réactions n,γ et $n,2n$), soit de l'un des deux éléments précédant celui-ci dans le tableau périodique, notamment le phosphore (réaction n,p) ou le silicium (réaction n,α). Or ces éléments possèdent des isotopes stables de masses atomiques suivantes: le soufre 32, 33, 34, le phosphore 31 et le silicium 28, 29, 30. Par conséquent le corps radioactif ne pourrait être qu'un autre isotope de ces éléments, formé, en principe, par une des réactions nucléaires suivantes:

$$^{34}_{16}S + ^{1}_{0}n = ^{35}_{16}S + \gamma, \tag{1}$$

$$^{32}_{16}S + ^{1}_{0}n = ^{31}_{16}S + ^{1}_{0}n + ^{1}_{0}n, \tag{2}$$

$$^{32}_{16}S + ^{1}_{0}n = ^{32}_{15}P + ^{1}_{1}H, \tag{3}$$

$$^{33}_{16}S + ^{1}_{0}n = ^{33}_{15}P + ^{1}_{1}H, \tag{4}$$

$$^{34}_{16}S + ^{1}_{0}n = ^{34}_{15}P + ^{1}_{1}H, \tag{5}$$

$$^{34}_{16}S + ^{1}_{0}n = ^{31}_{14}Si + ^{4}_{2}He. \tag{6}$$

La réaction (3) n'entre pas en ligne de compte étant donné que le radiophosphore de masse 32 possède une demi-période différente et accompagne, comme nous l'avons dit, le produit de 2,6 heures; d'autre part, le bombardement du soufre avec des neutrons rapides donne lieu, suivant MM. POOL, CORK et THORNTON (*3*), à un corps de demi-période 26 minutes qui serait un isotope du soufre et dont la formation suivrait, d'après ces auteurs, la réaction (2). Parmi les autres produits des réactions (1) — (6) seul $^{31}_{14}Si$ (réaction (6)) est connu. Il peut être formé par les voies suivantes: *Si-d-p-Si*, *P-n-p-Si*, *Si-n-γ-Si* et possède une demi-période qui n'a pas été mesurée avec précision avant nos recherches; elle serait comprise, d'aprés divers auteurs, entre 2,5 et 3 heures, ce qui nous faisait supposer, dès le début, que c'est le radiosilicium qui est responsable de l'activité en question.

Il est à noter toutefois que des effets d'isomérie nucléaire pourraient intervenir en augmentant le nombre des réactions possibles.

3. Une analyse chimique qui a été décrite d'une manière détaillée (*1*) a confirmé notre hypothèse: c'est en effet le silicium qui est porteur de l'activite de 2,6 heures.

Remarquons que la premiére concentration des corps actifs a été effectuée en faisant fondre et évaporer lentement le soufre après son activation. Cette distillation a donné des résultats tout à fait satisfaisants, les atomes actifs n'étant pas entrainés par le soufre. Il parait probable que la distillation soit appliquable dans d'autres cas semblables.

L'analyse chimique a donné un appui sérieux à la réaction (6). Cependant, il n'était pas tout à fait impossible que le corps actif soit isomère avec un des isotopes stables du silicium. Afin de trancher la question de sa masse atomique nous avons comparé la décroissance de son activité avec celle du silicium provenant de la réaction *P-n-p-Si*; le produit de cette réaction est, sans nul doute, le noyau $^{31}_{14}Si$.

Les droites de la fig. 1 représentent dans une échelle logarithmique l'intensité du rayonnement de deux échantillons de radiosilicium en fonction du temps; la courbe *a* se rapporte au produit issu du phosphore, (lorsque l'activité de 2,2 minutes a disparu), la courbe *b* au produit étudié (après soustraction de l'activité de 14 jours).

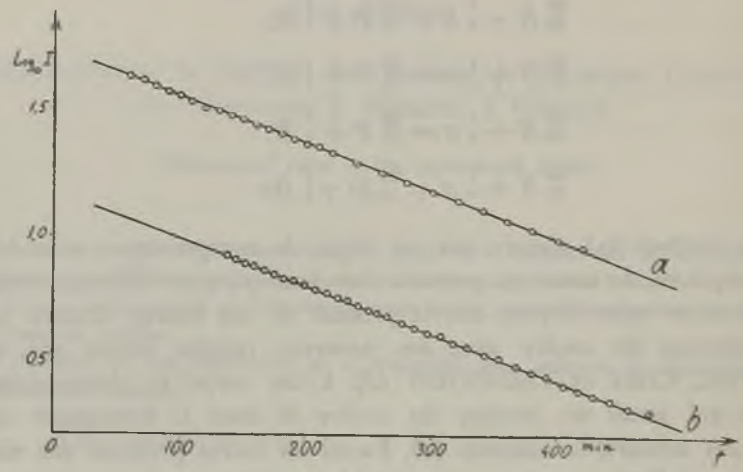

FIG. 1

Décroissance logarithmique de l'activité (*I*) de deux échantillons de radiosilicium formés par des neutrons rapides dans le phosphore (courbe *a*) et dans le soufre (courbe *b*), en fonction du temps (*t*)

Les demi-périodes calculés sont $156{,}9 \pm 1{,}6$ et $157{,}3 \pm 1{,}3$ minutes pour les courbes *a* et *b* respectivement. Aux erreurs expérimentales près, ces valeurs sont égales ce qui nous fournit une confirmation supplémentaire de la réaction (6). La valeur de la demi-période de $^{31}_{14}Si$ est, par conséquent, $157{,}1 \pm 1{,}0$ minutes.

Il est assez étonnant que MM. POOL, CORK et THORNTON (*3*) n'ont pas observé le rayonnement de demi-période 2,6 heures excité dans le soufre, malgré qu'ils ont pu observer deux autres demi-périodes de 26 minutes et de 14 jours, l'une plus petite, l'autre plus grande que celle du radiosilicium. Notons que nous n'avons pu remarquer aucune trace de l'activité de 26 minutes ce qui pourrait d'ailleurs être dû au fait que l'énergie

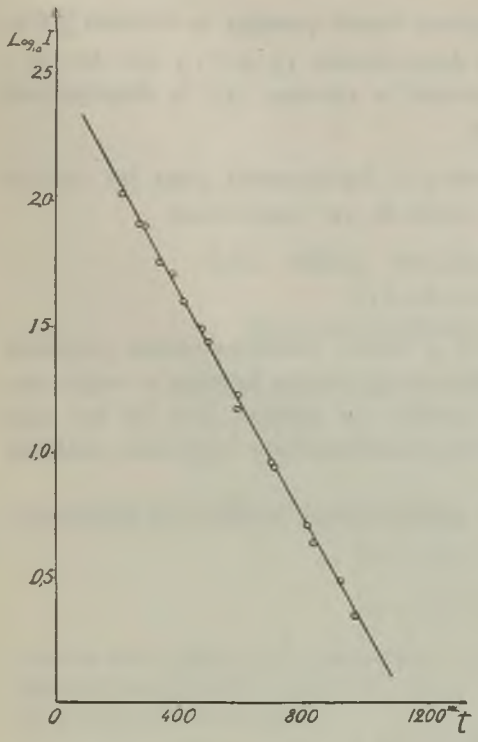

FIG. 2

Décroissance logarithmique de l'activité (I) de $^{30}_{15}P$ en fonction du temps (t)

maxima de nos neutrons était inférieure à celle de MM. POOL, CORK et THORNTON. Notons aussi que nous n'avons pas pu déceler l'émission d'un rayonnement de demi-période de 80 jours découvert par M. ANDERSON et mentionné dans l'article de MM. DIEBNER et GRASSMANN (*2*), p. 480. Ceci semble naturel étant donné que le produit correspondant est formé par des neutrons lents.

4. A l'occasion des mesures précises de la demi-période de 2,6 heures nous étions obligés de déterminer les demi-périodes des corps actifs formés dans le soufre et dans le phosphore accompagnant le produit de 2,6 heures. Les valeurs données par d'autres chercheurs sont assez divergentes, en particulier pour le phosphore de masse 30.

Les fig. 2 et 3 donnent les résultats de ces mesures.

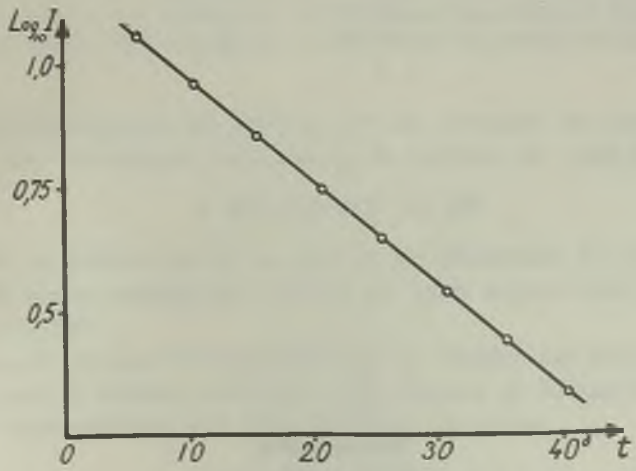

FIG. 3

Décroissance logarithmique de l'activité (I) de $^{32}_{15}P$ en fonction du temps (t)

La fig. 2 correspond au phosphore formé pendant la réaction ${}^{31}_{15}P$-n-$2n$-${}^{30}_{15}P$ et donne pour valeur de la demi-période 130,6±1,5 *sec.* La fig. 3 se rapporte au phosphore formé suivant la réaction (3); la demi-période du corps actif est 14,33 ± 0,2 jours.

Nous remercions M. le Professeur S. PIEŃKOWSKI pour les conseils qu'il a bien voulu nous donner au cours de ces expériences.

Streszczenie

Analiza chemiczna wykazała, iż w siarce, bombardowanej prędkimi neutronami, wytwarza się promieniotwórczy izotop krzemu o masie atomowej 31 i o czasie połowicznego zaniku 2,6 godzin. Jest to ten sam izotop krzemu, który powstaje, m. in., w fosforze pod wpływem prędkich neutronów.

Wyznaczono wartości czasów połowicznego zaniku ciał promieniotwórczych: ${}^{31}_{14}Si$, ${}^{30}_{15}P$ i ${}^{32}_{15}P$.

Bibliographie

1. CICHOCKI, J. et SOŁTAN, A.: *C. R.* **207**, 423 (1938).
2. DIEBNER, K. und GRASSMANN, E.: *Phys. ZS.* **39**, 469 (1938).
3. POOL, M. L., CORK, J. M. and THORNTON, R. L.: *Phys. Rev.* **52**, 239 (1937).

Les états excités des noyaux

Stany wzbudzone jąder atomowych

Par Félix Joachim WIŚNIEWSKI à Łazin (Pologne)

(Manuscrit reçu le 14. Octobre 1938)

Les deux possibles réactions nucléaires:

$$ {}^{3}_{7}Li + {}^{1}_{1}H = 2\,{}^{2}_{4}He, $$

$$ {}^{3}_{6}Li + {}^{1}_{1}H = {}^{2}_{3}He + {}^{2}_{4}He, $$

pouvant être produites par bombardement du lithium par des protons ascélerés, sont accompagnées d'après CRANE et LAURITSEN (*1*) par émission de 3 sortes de rayons gamma dont les énergies sont respectivement:

$$ 4\ MV;\ 6.9\ MV;\ 12\ MV. $$

Dans le présent travail on a calculé en se basant sur le modèle du noyau proposé par l'auteur (*2*, *3*) que:

1) les rayons γ dont l'énergie est 4 *MV* doivent être attribués au lithium de masse 7;
2) les rayons γ dont l'énergie est 6.9 *MV* doivent être attribués à l'hélium de masse 4;
3) les rayons γ dont l'énergie est 12 *MV* doivent être attribués au lithium de masse 6.

Le bombardement du lithium par des protons est accompagné de rayon γ dont les énergies déterminées en millions de volts sont:

$$ 4\ MV;\ 6.9\ MV;\ 12\ MV. $$

Dans le présent travail on cherche de déterminer, en se basant sur le modèle du noyau proposé par l'auteur, par quels noyaux sont émis ces trois sortes de rayons γ.

Comme pendant le bombardement du lithium par des protons apparaissent outre le lithium excité aussi des noyaux de hélium à l'état excité on non, conformément aux deux réactions suivantes:

$$ \begin{aligned} {}^{3}_{7}Li + {}^{1}_{1}H &= 2\,{}^{2}_{4}He, \\ {}^{3}_{6}Li + {}^{1}_{1}H &= {}^{2}_{4}He + {}^{2}_{3}He, \end{aligned} \qquad (1) $$

il faudra aussi tenir compte des noyaux d'hélium comme émetteurs probables du rayonnement γ observé.

Donc les rayons γ dont on parle plus haut pourraient être émis ou bien par des noyaux excités du ${}^{3}_{7}Li$, ou bien par des noyaux excités du ${}^{3}_{6}Li$, ou bien encore par des noyaux excités de ${}^{2}_{4}He$ et de ${}^{2}_{3}He$ formés pendant la réaction (1). Il faut donc en premier lieu déterminer les niveaux excités possibles des ces noyaux.

On admettra que les noyaux excités en revenant à l'état stable perdent leur énergie sous la forme d'un rayonnement γ. L'énergie émise sous la forme du rayonnement γ est égale à la différence des niveaux d'énergie correspondant à l'état excité et à l'état stable.

Soit un noyau formé de n particules lourdes dont $n-m$ circulent sur la circonférence d'un cercle de rayon $\lambda\sqrt{n-1}$ au centre duquel se trouvent m particules lourdes.

Si ces particules s'attirent avec une force inversement proportionnelle à la *4ième* puissance de leur distance, l'énergie du mouvement des $(n-m)$ particules qui circulent autour du centre formé par m particules est (*2, 3*):

$$(A) \qquad T'_{n-m} = \left(\frac{1}{2}\,\frac{\varkappa}{\lambda^8 c^2}\right)\cdot\frac{m+S_{nm}}{(n-1)\sqrt{n-1}}\,(n-m).$$

Si l'on désigne par T_m l'énergie des particules au centre, l'énergie totale sera:

$$(A') \qquad T''_{n,m} = T_m + T'_{n-m}.$$

En désignant par $V_{n,z}$ l'énergie potentielle des charges électriques du noyau on aura pour l'énergie totale l'expression:

$$(B) \qquad E_{n,m,z} = T_m + T'_{n-m} + V_{n,z}.$$

Si $m = 1$, on a

$$T_1 = 0.$$

Si $m = 2$ (deuton) ou $m = 3$ (triton), on a

$$T_2 = 2.40\ MV; \quad T_3 = 9.00\ MV.$$

Pour $\frac{1}{2}\frac{\varkappa}{\lambda^8}$ on a

$$\frac{1}{2}\,\frac{\varkappa}{\lambda^8} = 41.14\ MV.$$

Pour S_{nm} on a les deux expressions suivantes, selon que $(n-m)$ est pair ou impair:

$$S_{nm} = \frac{1}{8}\sum_{1}^{(n-m-1)/2} cosec^3\left(k\,\frac{\pi}{n-m}\right), \text{ si } (n-m) \text{ est impair,}$$

$$S_{nm} = \frac{1}{8} \sum_{1}^{(n-m-2)/2} cosec^3\left(k \frac{\pi}{n-m}\right), \text{ si } (n-m) \text{ est pair.}$$

On appliquera ces formules pour calculer les niveaux stables et excités de ${}^2_4He$, ${}^3_7Li$ et ${}^3_6Li$.

Hélium ${}^2_4He$

A) Etat stable

A l'état stable de l'hélium on a:

$$n = 4; \quad m = 1; \quad T_m = 0; \quad S_{3,2} = 0.1924.$$

En substituant ces valeurs dans (*A*) on trouve

$$T''_{4,1} = 28.295 \ MV.$$

L'énergie $V_{4,2}$ de deux charges électriques positives de l'hélium sera minimum quand les distances des charges auront les plus grandes valeurs possibles, c'est-à-dire quand elle seront liées avec deux particules lourdes qui circulent sur la circonférence du cercle de rayon $\lambda\sqrt{3}$, conformément à la fig. 1. Pour $V_{4,2}$ on aura alors:

$$V_{4,2} = \frac{e^2}{2R_2 \sin 60} = \frac{1}{3} \frac{e^2}{\lambda}.$$

En substituant la valeur numérique:

$$\frac{e^2}{\lambda} = 1.128 \ MV,$$

on trouve

$$V_{4,2} = 0.376 \ MV.$$

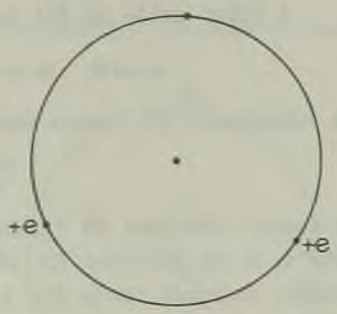

FIG. 1

L'énergie totale à l'état stable est alors:

$$E_{4,1,2} = 28.67 \ MV.$$

B) Etat excité

L'état excité de l'hélium sera déterminé par une structure dans laquelle le centre est occupé par un deuton.

On doit alors poser:

$$n = 4; \quad m = 2; \quad T_m = 2.4 \ MV; \quad S_{2,2} = 1/16.$$

Pour $T_{4,2}$ on a d'après (*A*)

$$T_{4,2} = 32.636 \ MV$$

et pour $T''_{4,2} = T_2 + T'_{4,2}$ on a

$$T''_{4,2} = 35.04 \ MV.$$

A l'état excité l'énergie électrique sera maximum si une charge est liée avec le deuton qui se trouve au centre et l'autre avec une particule lourde qui circule sur le cercle de rayon $\lambda\sqrt{3}$. Conformément à la fig. 2 on a

$$V'_{4,2} = \frac{e^2}{R_3} = \frac{e^2}{\lambda\sqrt{3}} = 0.651 \ MV.$$

Pour l'énergie totale $E_{4,2,3} = T''_{4,2} + V'_{4,2}$ on a alors

$$E_{4,2,3} = 35.69 \ MV.$$

La différence entre l'énergie de l'hélium à l'état excité et celle de l'hélium à l'état stable est égale à:

$$E_{4,2,2} - E_{4,1,2} = 7.02 \ MV.$$

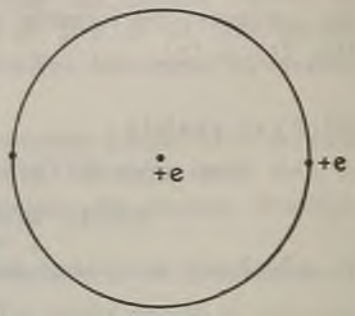

FIG. 2

Cette énergie peut être perdue par l'atome excité de l'hélium sous la forme d'un rayonnement γ.

Lithium ^3_6Li

A) Etat stable

A l'état stable du ^3_6Li on a:

$$n = 6; \quad m = 1; \quad T_0 = 0; \quad S_{6,1} = 0.7607.$$

En substituant ces valeurs numériques dans (A) on obtient

$$T''_{6,1} = 32.159 \ MV.$$

La valeur minimum de l'énergie potentielle des charges électriques s'obtiendra, si on distribue les charges parmi les composants lourds de la manière indiquée sur la fig. 3. Pour $V_{6,3}$ on a alors

$$V_{6,3} = \frac{e^2}{R_6}\left\{\frac{2}{2\sin 72^0} + \frac{1}{2}\frac{1}{\sin 36^0}\right\} = 1{,}9\frac{e^2}{\lambda\sqrt{5}},$$

d'où

$$V_{6,3} = 1{,}184 \ MV.$$

Pour l'énergie totale du noyau du lithium à l'état stable on trouve

$$E_{6,1,3} = 33.343 MV.$$

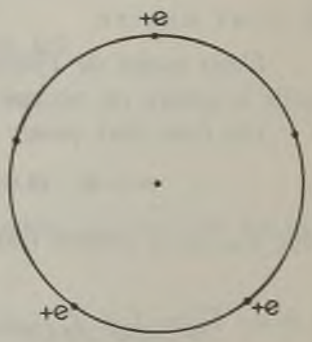

FIG. 3

B) Etats excités

On distinguera deux cas:

a) $n = 6; \quad m = 2;$

b) $n = 6; \quad m = 3.$

a) En substituant dans (A)

$$n = 6; \quad m = 2; \quad S_{6,2} = 0.416; \quad T_2 = 2.40 \ MV,$$

on obtient

$$T''_{6,2} = 42.53 \ MV.$$

L'énergie électrique maximum correspond à la distribution des charges électriques parmi les particules lourdes donnée dans la fig. 4:

$$V'_{6,3} = \frac{e^2}{R_6}\left(2 + \frac{1}{2 \sin 45^0}\right) = 2.707 \frac{e^2}{\lambda\sqrt{5}} = 1.21 \frac{e^2}{\lambda} = 1.36 \ MV.$$

Pour l'énergie totale $E_{6,2,3}$ on trouve

$$E_{6,2,3} = T''_{6,2} + V'_{6,3} = 43.89 \ MV.$$

b) Dans ce cas on a

$$m = 3; \quad n = 6; \quad T_3 = 9.00 MV; \quad S_{6,3} = 0.1924.$$

Pour $T''_{6,3}$ on obtient:

$$T''_{6,3} = 44.24 \ MV.$$

L'énergie maximum des charges électriques correspond à la distribution présentée dans la fig. 5:

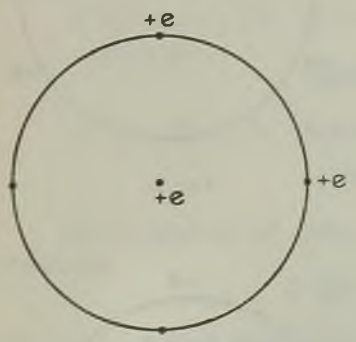

FIG. 4

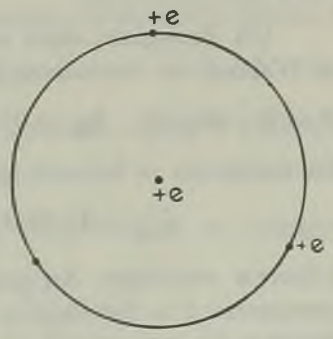

FIG. 5

$$V''_{6,3} = \frac{e^2}{R_6}\left[2 + \frac{1}{2 \sin 60^0}\right] = 2.577 \frac{e^2}{\lambda\sqrt{5}} = 1.152 \frac{e^2}{\lambda} = 1.3 \ MV.$$

Pour l'énergie totale on a alors:

$$E_{6,3,3} = T''_{6,3} + V''_{6,3} = 45.54 \ MV.$$

L'énergie qui peut être rayonnée par le noyau sous la forme de rayons γ est égale à la différence de l'énergie à l'état excité et celle à l'état stable.

On a ainsi deux valeurs de l'énergie rayonnée qui correspondent aux deux états excités, notamment:

$$10.55\ MV \text{ et } 12.2\ MV.$$

Lithium Li_7^3

(*A*) Etat stable

A l'état stable du ${}_7^3Li$ on a

$$n = 7; \quad m = 1; \quad T = 0; \quad S_{7,2} = 1.225.$$

En substituant ces valeurs dans (*A*) on obtient pour $T''_{7,1}$ l'expression:

$$T''_{7,1} = 37.60\ MV.$$

L'énergie minimum des charges électriques correspond à la distribution donnée dans la fig. 6:

$$V_{7,3} = \frac{3}{2}\,\frac{e^2}{R_7 \sin 60} = 0.796\ MV.$$

Fig. 6

L'énergie totale $E_{7,1,3}$ à l'état stable est:

$$E_{7,1,3} = T''_{7,1} + V_{7,3} = 38.396\ MV.$$

B) Etats excités

On distinguera deux cas.

a) D'abord on considérera l'état pour lequel

$$n = 7; \quad m = 2; \quad S_{7,2} = 0.7607; \quad T_2 = 2.4.$$

En appliquant la formule (*A*) on obtient:

$$T''_{7,2} = 41.04\ MV.$$

L'énergie maximum des charges électriques correspond à la distribution donnée dans la fig. 7:

$$V'_{7,3} = \frac{e^2}{R_7}\left[2 + \frac{1}{2 \sin 36^0}\right] = 1.163\,\frac{e^2}{\lambda},$$

$$V'_{7,3} = 1.312\ MV.$$

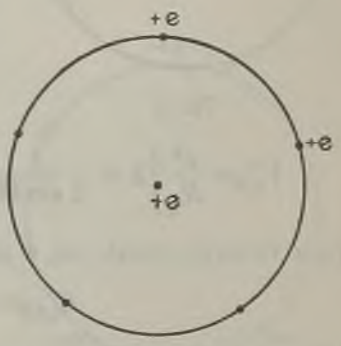

Fig. 7

Pour l'énergie totale $E_{7,2,3}$ on obtient:

$$E_{7,2,3} = 42.35\ MV.$$

b) Dans le second cas on posera dans (*A*)

$$n = 7; \quad m = 3; \quad S_{7,3} = 0.416.$$

On trouve

$$T'_{7,2} = 47.17 \ MV,$$

d'où, pour $T''_{7,3} = T_3 + T'_{7,2}$,

$$T''_{7,3} = 38.17 \ MV.$$

L'énergie potentielle maximum des charges électriques correspond à la répartition donnée dans la fig. 4:

$$V_{7,3} = \frac{e^2}{R_7}\left[2 + \frac{1}{2 \sin 45^0}\right] = 2.707 \frac{e^2}{\lambda\sqrt{6}} = 1.246 \ MV.$$

Pour l'énergie totale on troure:

$$E_{7,3,3} = 48.42 \ MV.$$

A ces deux états d'excitation du ${}^3_7Li$ correspondent deux émissions γ dont les énergies sont:

$$3.95 \ MV \text{ et } 10.02 \ MV.$$

Par conséquent, conformément au modèle du noyau qui a servi de base pour les calculs des états excités:

1) les noyaux de l'hélium peuvent émettre des rayons γ d'énergie

$$7.02 \ MV,$$

2) les noyaux du lithium de masse 6 peuvent émettre des rayons γ d'énergie

$$10.55 \ MV \text{ et } 12{,}2 \ MV,$$

3) les noyaux du lithium de masse 7 émettent des rayons γ d'énergie

$$3.95 \ MV \text{ et } 10.02 \ MV.$$

En comparant les énergies des rayons γ calculés avec les énergies observées:

$$4 \ MV; \quad 6.9 \ MV \text{ et } 12 \ MV$$

des rayons γ émis pendant le bombardement du lithium par des protons, ce qui donne lieu à deux réactions:

$${}^3_7Li + {}^1_1H = 2\,{}^2_4He,$$

$${}^3_6Li + {}^1_1H = {}^2_4He + {}^2_3He,$$

on voit que:

1) le rayonnement de 4 MV devrait être attribué au lithium de masse 7,
2) le rayonnement de 6.9 MV devrait être attribué au noyau de l'hélium de masse 4,

3) le rayonnement de 12 *MV* devrait être attribué au lithium de masse 6.

Streszczenie

Reacjom jądrowym

$$ {}^{3}_{7}Li + {}^{1}_{1}H = 2\ {}^{2}_{4}He, $$

$$ {}^{3}_{6}Li + {}^{1}_{1}H = {}^{2}_{4}He + {}^{2}_{3}He, $$

jakie mogą zachodzić podczas bombardowania litu protonami, towarzyszy według CRANE'a i LAURITSENA (*1*) emisja promieni γ o energiach 4 *MV*, 6.9 *MV* i 12 *VM*.

W niniejszej pracy wykazano opierając się na modelu jądra podanym przez autora (*2*, *3*) że:

1) promienie γ o energii 4 *MV* winny być przypisane jądru litu o masie 7,
2) promienie γ o energii 6.6 *MV* winny być przypisane jądru helu o masie 4,
3) promienie γ o energii 12 *MV* winny być przypisane jądru litu o masie 6.

Bibliographie

1. CRANE, H. R. et LAURITSEN, C. C.: Rayons γ émis au cours des transformations nucléaires. Actualités Scientifiques et Industrielles, No. 341. Paris, Hermann et C-ie (1936), p. 75.
2. WIŚNIEWSKI, F. J.: *Acta Phys. Pol.* **6**, 125 (1937).
3. „ „ „ „ „ „ **7**, 5 (1938).

Über die Radioaktivität von Gläsern, Porzellan und Glimmer

Promieniotwórczość szkła, porcelany i miki

Von S. GAWROŃSKI, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Stuttgart

(Eingegangen am 9. Dezember 1938)

1) Es wurde der Bau und der Betrieb von Netzzählrohren beschrieben.
2) Es wurden die Eigenschaften dünnwandiger, bei Normaldruck betriebener, Zählrohre untersucht.
3) Die Arbeit von TROST wurde dahin ergänzt, dass Thüringer Glas, Porzellan und 3 verschiedene Sorten Glimmer als radioaktiv befunden wurden.
4) Es konnte festgestellt werden, das sämtliche gemessenen Strahlungen primärer Natur sind.
5) Die benutzten Netzzählrohre ergaben, dass bei keinem der untersuchten Stoffe eine α-Strahlung vorhanden ist.
6) Es wurden die Absorptionskoeffizienten u_{Cu}, u_{Al} und der Massenabsorptionskoeffizient u/s der gemessenen Strahlungen für

Fischerglas,
Thüringerglas,
Porzellan,
Indischen Glimmer,
Ostafrika-Glimmer
und Madagaskar-Glimmer berechnet.

7) Aus dem Verlauf der Absorptionskurven konnte der Schluss gezogen werden, dass die β- und γ-Strahlung der Stoffe inhomogen ist.

Einleitung

Es ist bekannt (*17*), dass in Glas eingeschmolzene Zählrohre einen abnorm grossen Nulleffekt aufweisen, der von der schwachen Radioaktivität des benutzten Glases herrührt und bei Gläsern verschiedener Herkunft verschieden gross ist. In vorliegender Arbeit soll dieser Effekt sowohl für

Glas wie auch für andere Stoffe näher untersucht werden. Es ist daher wichtig, dass die Zählrohre möglichst in inaktives Glas eingeschmolzen werden. Beim Bau von Ionisationskammern, insbesondere von solchen, die zur Messung der Ultrastrahlung dienen, kommt es darauf an, die sog. Restionisation möglichst klein zu halten, was nur bei Verwendung möglichst inaktiver Stoffe gelingt. Es wurden deshalb verschiedene Stoffe untersucht und Messungen über die Natur und die Herkunft der Strahlung angestellt. Die Untersuchungen über die Radioaktivität der Stoffe wurden mit Zählrohren so durchgeführt, dass zuerst der Nulleffekt der Zählrohre selbst bestimmt, dann die zu untersuchenden Materialien in Röhren über das Zählrohr geschoben, und zum Schluss wieder der Nulleffekt bestimmt wurde. Da in der Zählrohrwand möglichst wenig von der zu untersuchenden Strahlung absorbiert werden sollte, wurde angestrebt, möglichst dünnwandige Zählrohre zu konstruieren. Ausserdem wurde noch ein Netzzählrohr gebaut, welches die Feststellung einer eventuellen α-Strahlenaktivität gestattete.

Es wurden folgende Materialien geprüft: 1) Fischerglas, 2) Thüringerglas, 3) Jenaer Normalglas, 4) Hochspannung-Isolationsporzellan, 5) Bernstein, 6) Ebonit, 7) Indischer Glimmer, 8) Ostafrika-Glimmer, 9) Madagaskar-Glimmer und 10) Quarzglas.

In einer vorausgehenden Untersuchung wurden als radioaktiv befunden: Fischerglas, Thüringer Normalglas, Hochspannung-Isolationsporzellan, Indischer Glimmer, Ostafrika-Glimmer und Madagaskar-Glimmer.

Versuchsanordnung

Netzzählrohr. Ein aus Drahtnetz hergestellter Zylinder war an beiden Enden durch Messingrohre versteift. Das Drahtnetz bestand aus 0,3 *mm* dickem Messingdraht von 1 mm^2 Mascheweite. Zwei in die Messingrohre hineinpassende Ebonitzylinder isolierten Kathode und Anode voneinander und hielten die aus Leichtmetall hergestellten Elektroden. Ein 0,1 *mm* dicker Stahldraht war als Anode zwischen den Elektroden ausgezogen und wurde von aussen durch eine Schraube mit Mutter gespannt.

Das Netzzählrohr (Fig. 1) steckte in zwei durch Ebonit voneinander isolierten und an einer runden Kristallglasplatte befestigten Messingzylindern. Die eine Seite der Glasplatte war auf den Flansch *A* (Fig. 2) des Messingsrohres aufgeschlieffen und mit Vakuumfett abgedichtet. Zur Aufnahme des Zählrohres mit dem zu untersuchenden Stoff diente ein Messingrohr. An dem dem Zählrohr gegenüberliegenden Rohrende war der Metallhahn *B* angebracht, dessen verlängerte Achse quer durch das Rohr hindurchreichte. Durch Betätigung des Hahnes konnte die zur Aufnahme des Stoffes bestimmte Einrichtung innerhalb des Messingrohres von aussen in Bewegung gesetzt werden. Am Ende *C* des Messingrohres war eben-

FIG. 1

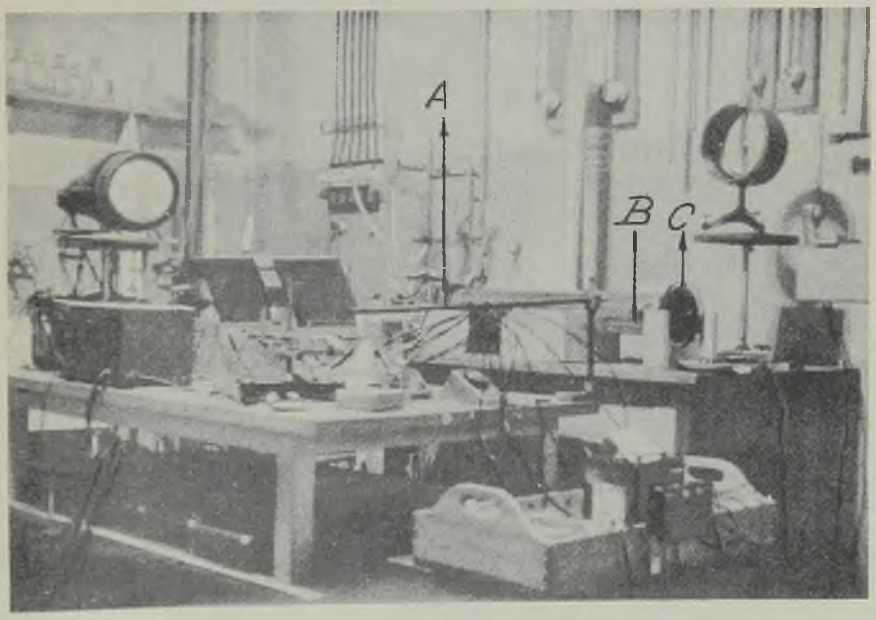

FIG. 2

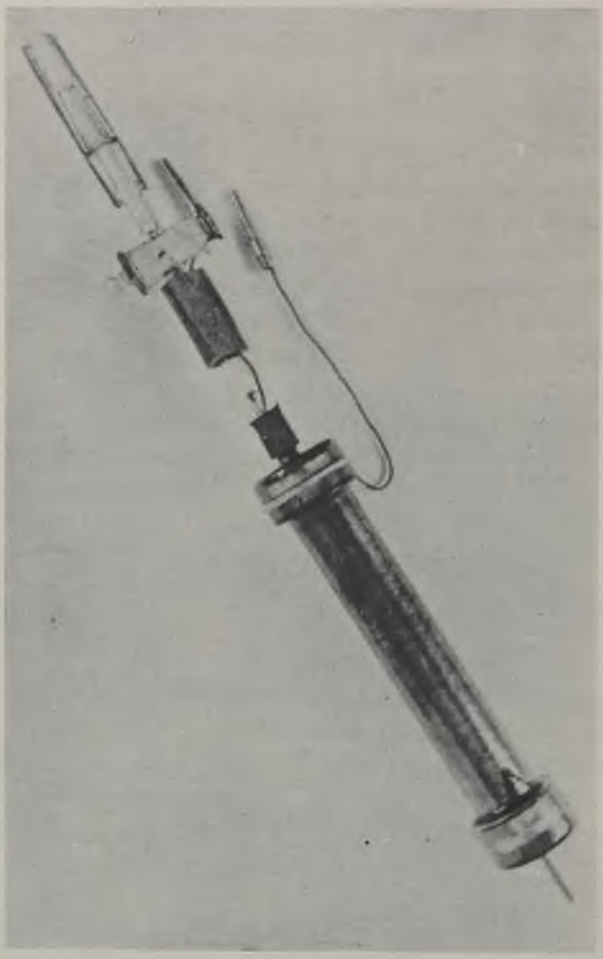

FIG. 4

falls ein Flansch mit einer aufgeschliffenen und abgedichteten Glasplatte befestigt. Diese ermöglichte die Ausrichtung des Zählrohres dem eingeführten Stoff gegenüber durch Verschieben der Platte auf dem Flansch *A*.

Die Apparatur war an eine Rotationspumpe mit Manometer und an Gefässe mit Argon und Alkohol, zum Anfüllen der gesamten Apparatur, angeschlossen. Der Innerdruck wurde auf 200 *mm Hg* gehalten, wovon 10% auf den Alkohol entfielen. Nach Füllung der Einrichtung wurde der Konstanzbereich des Netzzählrohres untersucht. Aus Fig. 3 ist ersichtlich, dass dieser ungefähr 150 *Volt* beträgt. Beim Netzzählrohr wurde eine Spannung von 1250 *Volt* benutzt. Die Apparatur mit Netzzählrohr diente zum Nachweis der vorhandenen α-Strahlung. Als Absorber wurden Aluminiumfolien benutzt.

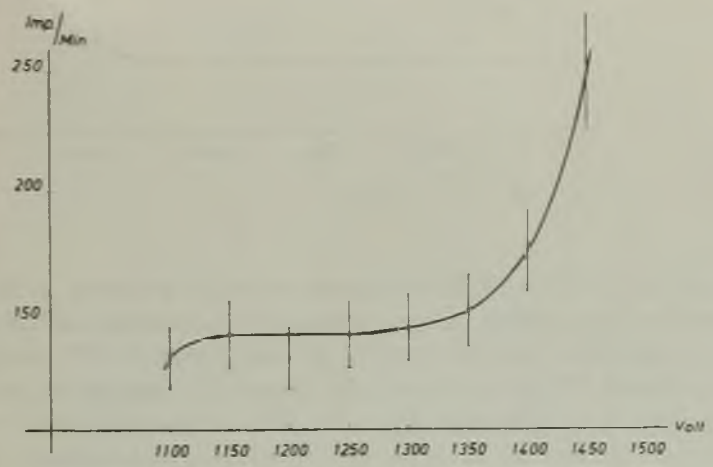

FIG. 3

Dünnwandiges Zählrohr. In beide Enden eines Messingrohres von Wandstärke 0,031 *mm* waren Bernstein-Isolatoren eingepasst (Fig. 4).

In der Mitte des linken Isolators war eine Leichtmetall-Elektrode befestigt, von der sich die Anode durch das Rohr bis zur rechten Elektrode erstreckte, an der sie festgemacht und nach aussen ausgeführt war. An dieser Elektrode war noch ein Glashahn angebracht, durch den das Zählrohr mit dem Betriebsgas angefüllt werden konnte. Die Zählrohrteile waren durch flüssiges Pizein gegeneinander abgedichtet. Bei Undichtigkeit während der Untersuchungen wurden die zweifelhaften Stellen mit in Alkohol gelöstem Schellack überstrichen. Das so präparierte Zählrohr wurde zum Füllen in eine Glasapparatur gebracht in der beim Auspumpen der Innen- und Aussendruck auf gleicher Höhe gehalten wurde, da sonst die dünnen Rohrwände zusammengedrückt worden wären. Das Zählrohr wurde

mit Argon unter Normaldruck und 2% zusätzlichem Alkohol gefüllt. Der Konstanzbereich ergab sich zu etwa 150 *Volt* (Fig. 5). Die benutzte Arbeitsspannung betrug 1950 *Volt*.

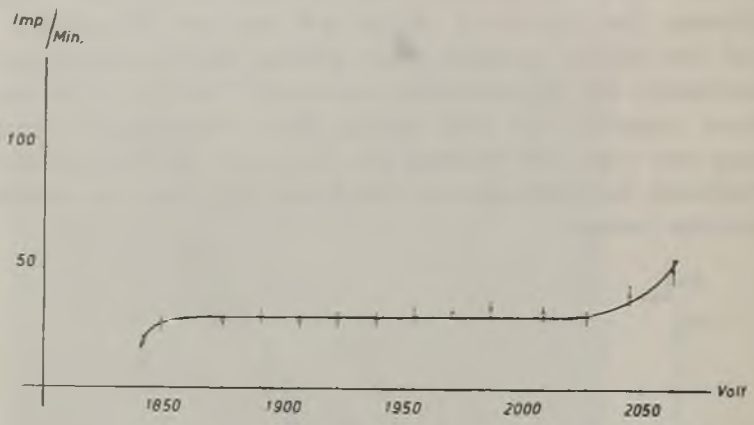

FIG. 5

Verstärker. Die Zählrohrimpulse wurden an einen 4-Rohr-Widerstandsverstärker gegeben, dessen Aufbau im wesentlichen nach ROSSI (*16*) mit den Änderungen nach EHMERT (*2, 3*) und PFOTZER (*15*) erfolgte. Mit dem Kondensator *C* (Fig. 6) wurde die Dauer der Impulse an das Auflösungsvermögen des Zählwerkes angepasst. Der Verstärker wurde während der Messungen laufend mit einer BRAUNschen Röhre in den einzelnen Stufen untersucht.

Zählwerk. Die verstärkten Impulse wurden von einem elektromagnetischen Zählwerk registriert. Das Auflösungsvermögen wurde auf Grund der Formel *(3)*

$$t_o = \frac{1}{eN_{max}}$$

berechnet, wo

t_o = Auflösungsvermögen des Zählwerkes,

N_{max} = Maximalzahl der gezählten Impulse des untersuchten Zählwerkes.

In vorliegendem Fall war $N_{max} = 2068{,}9$ *Imp./Min.*, also $t_o = 0{,}0106\ldots$ *Sek.*.

Der Wert 0,01 *Sek.* wurde weiterhin für das Auflösungsvermögen benutzt.

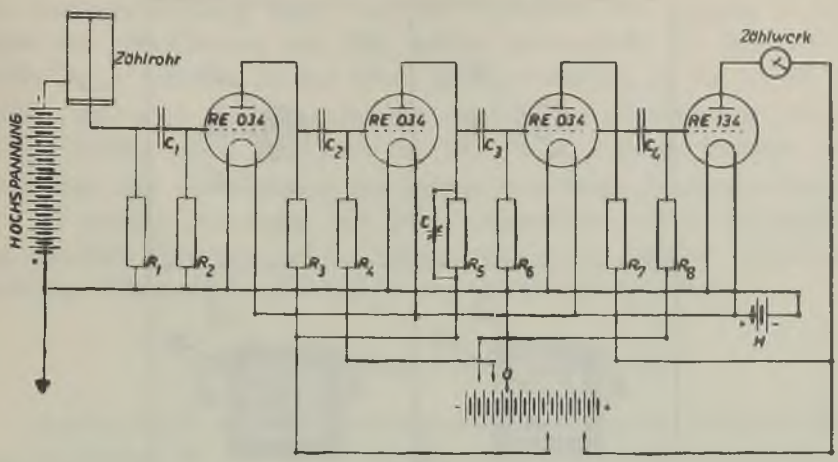

Fig. 6

$C_1 = 25\ cm$
$C_2 = C_3 = 100\ cm$
$C_4 = 1000\ cm$
$R_1 = 1.10^9\ \Omega$
$R_2 = 1.10^6\ \Omega$
$R_3 = 0{,}5.10\ \Omega$
$R_4 = R_5 = R_7 = 3.10^1\ \Omega$
$R_6 = R_8 = 5.10^6\ \Omega$
RE 034 } = Radioröhren „Telefunken"
RE 134 }
$C = 500\ cm$

Herkunft der Strahlung

Bei der Untersuchung nach der Herkunft der Strahlung musste festgestellt werden, ob eine Sekundärstrahlung, hervorgerufen etwa durch schnelle Teilchen der Ultrastrahlung, vorhanden ist. Zu diesem Zwecke wurden die folgenden Messungen mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ (Werte in *Imp./Min.*) ausgeführt:

Fig. 7 (1) Der Nullpunkt des Netzzählrohres (J_o) wird gemessen. Dieses ist zum Zwecke der Abschirmung der Umgebungsstrahlung in ein Messingrohr von 2 *mm* Wandstärke eingebaut.

Fig. 7 (2) Die zu untersuchenden radioaktiven Stoffe werden in Form von Hohlzylindern über das Netzzählrohr achsenparallel geschoben. Die Anwesenheit des radioaktiven Stoffes vergrössert die Minuten-Impulszahl auf $(J_o + J_s)$.

Fig. 7 (3) Der Nullpunkt des Zählrohres wird bei Abschirmung mit Blei von 50 *mm* Dicke erneut gemessen. In der Minute ergaben sich $(J_o - J_B)$ Impulse.

Fig. 7 (4) Die Messung Fig. 7 (2) wird mit einer Bleiabschirmung von 50 *mm* wiederholt. Es ergibt sich die Minuten-Impulszahl $(J_o + J_{s'} - J_{B'})$.

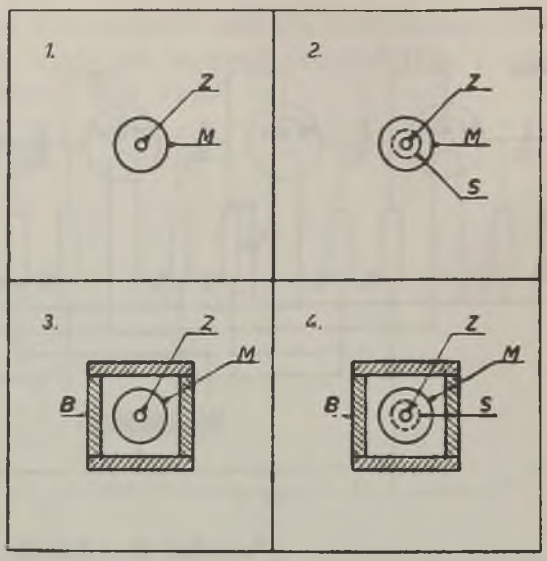

FIG. 7

Bei einer ausschliesslich primären Strahlung müssen J_B und $J_{B'}$ sowie J_s und $J_{s'}$ einander gleich sein. Es ergeben sich dann die Gleichungen

$$(J_o + J_s) - J_o = (J_o - J_{B'} + J_{s'}) - (J_o - J_B); \tag{1}$$

$$J_o - (J_o - J_B) = (J_o + J_s) - (J_o - J_{B'} + J_{s'}). \tag{2}$$

Die ausgeführten Messungen zeigen, dass die Gleichungen (1) und (2) erfüllt sind. Es ergibt sich somit, dass tatsächlich

$$J_B = J_{B'},$$

und

$$J_s = J_{s'},$$

Folglich ist die Existenz sekundärer Strahlungsanteile ausgeschlossen.

Tabelle 1

Zusammenstellung der Messungen für Fischerglas

	Zählrohr mit Fischerglas	Zählrohr	Δ
Ohne *Pb*	350±5 *Imp./Min.* (2)	134±2 *Imp./Min.* (1)	Δ_{2-1} = 216±3 *Imp./Min.*
Mit *Pb*	280±4 *Imp./Min.* (4)	61±1 *Imp./Min.* (3)	Δ_{4-3} = 219±3 *Imp./Min.*
Δ	Δ_{2-4} = 70±2 *Imp./Min*	Δ_{1-3} = 73±2 *Imp./Min.*	

Die Zusammenstellung zeigt, dass die Zunahme der Impulse je Zeiteinheit bei Abschirmung mit Blei infolge Anwesenheit der untersuchten Stoffe (Δ_{4-3}) dieselbe ist wie ohne Abschirmung (Δ_{2-1}). Es ist zu bemerken, dass auch die Abnahme der Impulse bei Abschirmung mit Blei in den beiden Fällen die gleiche ist ($\Delta_{1-3} = \Delta_{2-4}$). Dieses Ergebnis weist darauf hin, dass die Strahlung des radioaktiven Stoffes primärer Natur ist.

Es wurden Messungen mit allen aufgezählten Stoffen durchgeführt und dieselben Resultate erzielt. Daraus geht hervor, dass die Umgebungsstrahlung (Ultrastrahlung) lediglich ein Additionsglied darstellt.

Art der Strahlung (durch Absorption)

Zuerst wurde mit dem Netzzählrohr (Fig. 1) geprüft, ob eine α-Strahlung vorhanden ist. Zu diesem Zwecke wurden Absorptionsmessungen mit Aluminium und Kupfer als Absorber durchgeführt. Mehrfach wiederholte Versuche zeigten, dass eine Absorption erst bei der kleinsten Absorberdicke von 0,03 *mm Cu* auftritt. Aus diesem Grunde konnte weiterhin mit dünnwandigen Zählrohren gearbeitet werden. Bei den Absorptionsmessungen stellte dann das Kathodenmaterial (d. h. die dünne Zählrohrwand) die erste Absorberschicht dar. Die Absorptionskurven von Fischerglas, Thüringerglas, Hochspannung-Isolationsporzellan, Indischem Glimmer, Ostafrika-Glimmer und Madagaskar-Glimmer haben exponentiellen Charakter ($J = J_0 \cdot e^{-uD}$). Die logarithmische Darstellung dieser Kurve ($\log J = f(D)$) zeigt, dass die Strahlung inhomogen ist.

Ergebnisse der Absorptionsmessungen

Fischerglas. Die Absorptionskurve wurde nach den in Tab. 2 enthaltenen Messergebnissen logarithmisch aufgezeichnet (Fig. 8). Sie ist konkav gegen die Abszissenachse. Es wurden Tangente an die Kurve durch die gemessenen Punkte

—o—o—
1 2

—o—o—o—o—
2 4 5 6

—o—o—o—
6 7 8

gelegt.

Aus diesen Tangenten wurden die Absorptionskoeffizienten u_{Cu}, u_{Al} und die Massenabsorptionskoeffizienten (u/s) der drei wesentlichen Komponenten der Strahlung berechnet.

Tabelle 2

	Zählrohr	Zählrohr mit Fischerglas	Zählrohr + Absorptionsfolie + Fischerglas							
Cu-Kathodenfolie in *mm*	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
Cu-Absorptionsfolie in *mm*	0,00	0,00	0,02	0,03	0,04	0,055	0,075	0,1	0,2	0,3
Dicke des Absorbers in *mm*	0,03	0,03	0,05	0,06	0,07	0,085	0,105	0,13	0,23	0,33
Imp./Min.	90±3	362±11	334±11	292±9	285±9	262±8	231±7	188±6	117±4	88±3
$(J+\Delta)$ in *Imp./Min.*		280	251	208	201	178	146	102	28	
(J) in *Imp./Min.*		272	244	202	195	172	141	98	27	
$(J-\Delta)$ in *Imp./Min.*		264	237	196	184	166	136	94	26	
Log $(J+\Delta)$		2,44716	2,39967	2,31806	2 30320	2,25042	2,16435	2,00860	1,44716	
Log (J)		2,43457	2,38739	2,30535	2,29003	2,23553	2,14922	1,99123	1,43136	
Log $(J-\Delta)$		2,42160	2,37475	2,29226	2,27646	2,22011	2,13354	1,97313	1,41497	

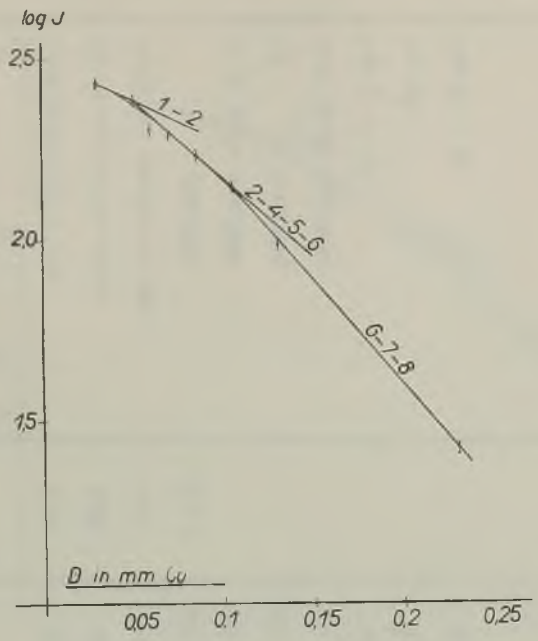

FIG. 8

Tangente (—1—2—) $u_{Cu} = 54{,}31\ cm^{-1}$,

$u/s = 6{,}18\ cm^2\ gr^{-1}$,

$u_{Al} = 16{,}33\ cm^{-1}$.

Der Wert für den Absorptionskoeffizienten $u_{Al} = 16{,}33\ cm^{-1}$ stimmt mit dem für die Radium γ-Strahlung ($u_{Al} = 16{,}5\ cm^{-1}$) überein.

Tangente (—2—4—5—6) $u_{Cu} = 110{,}178\ cm^{-1}$,

$u/s = 11{,}2\ cm^2\ gr^{-1}$,

$u_{Al} = 30{,}08\ cm^{-1}$.

Dieser Wert ist fast identisch mit dem der Kalium (*5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12*) β-Strahlung ($u_{Al} = 30{,}-\ cm^{-1}$).

Tangente (—6—7—8—) $u_{Cu} = 130{,}-\ cm^{-1}$,

$u/s = 14{,}6\ cm^2\ gr^{-1}$,

$u_{Al} = 39{,}22\ cm^{-1}$.

Dieser Wert steht dem der Radium *B* γ-Strahlung nahe. ($u_{Al} = 40{,}-cm^{-1}$).

Thüringerglas. Figur 9 gibt die in logarithmischer Skala gezeichnete Absorptionskurve nach den Messergebnissen in Tab. 3 wieder.

Tabelle 3

	Zählrohr	Zählrohr mit Thüringer-glas	Zählrohr + Absorptionsfolie + Thüringerglas				
Cu-Kathodenfolie in *mm*	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
Cu-Absorptionsfolie in *mm*	0,00	0,00	0,03	0,055	0,075	0,1	0,29
Dicke des Absorbers in *mm*	0,03	0,03	0,06	0,085	0,105	0,13	0,32
Imp./Min.	74 ± 2	332 ± 10	289 ± 9	226 ± 7	189 ± 6	142 ± 4	75 ± 2
$(J + \Delta)$ in *Imp./Min.*		265	221	157	119	71	
(J) in *Imp./Min.*		258	215	152	115	68	
$(J + \Delta)$ in *Imp./Min.*		251	209	147	111	65	
Log $(J + \Delta)$		2,42325	2,34439	2,19590	2,07555	1,85126	
Log (J)		2,41162	2,33244	2,18184	2,06070	1,83251	
Log $(J - \Delta)$		2,39967	2,32015	2,16732	2,04532	1,81291	

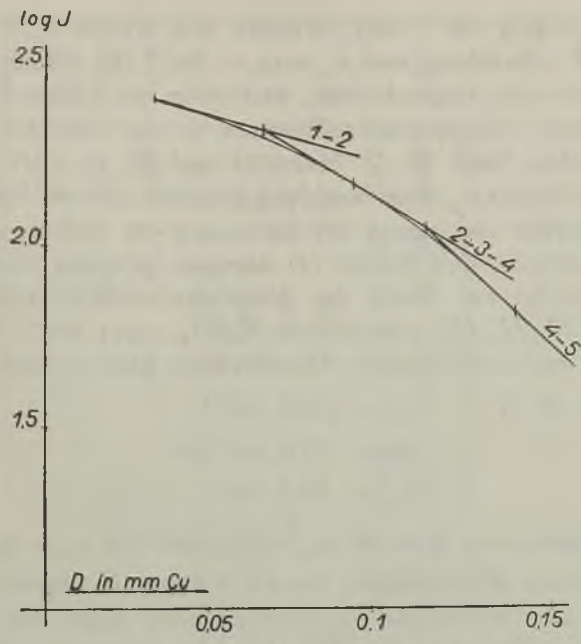

FIG. 9

Zur Analyse wurden die Tangenten

—o—o—
1 2

—o—o—o—
2 3 4

—o—o—
4 5

an die Kurve gelegt.

Daraus ergeben sich die unten angegebene Koeffizienten

Tangente (—1—2—) $u_{Cu} = 60{,}77\ cm^{-1}$,

$u/s = 6{,}8\ cm^2\ gr^{-1}$,

$u_{Al} = 18{,}2\ cm^{-1}$.

Dieser Wert entspricht der β- (und schwachen Kern γ-) Strahlung von UX_2 ($u_{Al} = 18{,}-\ cm^{-1}$).

Tangente (—2—3—4—) $u_{Cu} = 139{,}-\ cm^{-1}$,

$u/s = 15{,}6\ cm^2\ gr^{-1}$,

$u_{Al} = 41{,}9\ cm^{-1}$.

Der Wert $u_{Al} = 41{,}9\ cm^{-1}$ liegt zwischen den Werten $u_{Al} = 40{,}—\ cm^{-1}$ für Radium *B* γ-Strahlung und $u_{Al} = 43{,}—\ cm^{-1}$ für Radium *E* β-Strahlung. Es ist auch nicht ausgeschlossen, dass wir es mit Kalium β-Strahlung zu tun haben, deren Absorptionskoeffizienten in der Literatur verschieden angegeben werden. Nach W. D. HARKINS und W. G. GUY (*4*) liegt der Absorptionskoeffizient u_{Al} dieser Strahlung zwischen $39{,}6\ cm^{-1}$ und $55{,}4\ cm^{-1}$, wenn der Absorber von 0,0135 *cm* bis 0,0405 *cm* dick ist, gemessen an *KCl*, nach CAMPBELL und WOOD (*1*) dagegen zwischen 73,— cm^{-1} und 28,5 cm^{-1}, parallel zur Dicke des Absorbers, endlich erhält HENRIOT (*5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12*), gemessen an K_2SO_4, 30,35 cm^{-1} und bemerkt, dass der Wert mit zunehmender Absorberdicke kleiner wird.

Tangente (—4—5—) $u_{Cu} = 210{,}2\ cm^{-1}$,

$u/s = 23{,}6\ cm^2\ gr^{-1}$,

$u_{Al} = 63{,}3\ cm^{-1}$.

Der nächstliegende Wert für $u_{Al} = 63{,}3\ cm^{-1}$ ist $u_{Al} = 77{,}—cm^{-1}$ und gehört zur Radium *B* γ-Strahlung. Da die Radium *B* γ-Strahlung sehr inhomogen ist (sie besteht aus 9 Kern γ-Linien) kann die Vermutung ausgesprochen werden, dass die Differenz aus diesem Grunde gross ist.

Porzellan (für Hochspannungisolation). Sämtliche gemessenen Werte der Tab. 4 sind in logarithmischer Skala in Fig. 10 dargestellt.

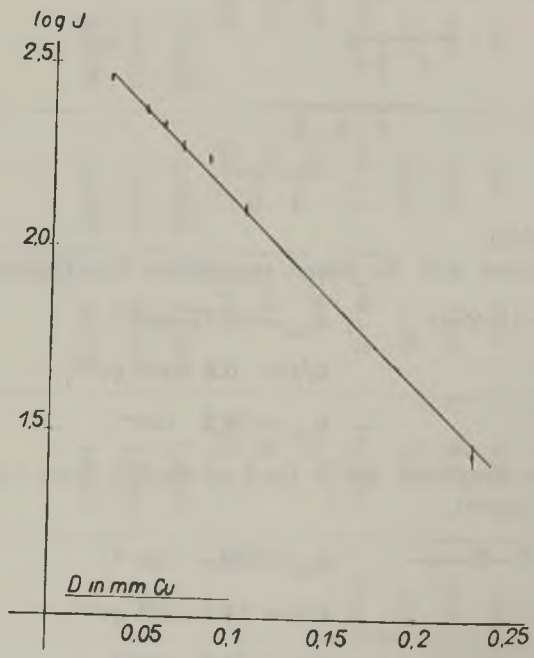

FIG. 10

Tabelle 4

	Zählrohr	Zählrohr mit Porzellan	Zählrohr + Absorptionsfolie + Porzellan						
Cu-Kathodenfolie in *mm*	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
Cu-Absorptionsfolie in *mm*	0,00	0,00	0,02	0,03	0,04	0,055	0,075	0,2	0,275
Dicke des Absorbers in *mm*	0,03	0,03	0,05	0,06	0,07	0,085	0,105	0,23	0,305
Imp./Min.	63±2	351±11	298±9	270±9	251±8	237±7	193±6	91±3	70±2
$(J+\Delta)$ in *Imp./Min.*		296	241	221	193	179	134	30	0
(J) in *Imp./Min.*		298	235	215	188	174	130	28	7
$(J+\Delta)$ in *Imp./Min.*		280	229	209	183	169	126	26	0
Log $(J+\Delta)$		2,47129	2,38202	2,34439	2,28556	2,25285	2,12710	1,47712	0
Log (J)		2,45939	2,37107	2,33244	2,27416	2,24055	2,11394	1,44716	0,84510
Log $(J-\Delta)$		2,44871	2,35984	2,32015	2,26245	2,22789	2,10037	1,41497	0

Der Verlauf, der Kurve zeigt, dass die Strahlung, besonders im Vergleich mit den vorher untersuchten Stoffen, sehr homogen ist.

Es ist

$$u_{Cu} = 112{,}4 \ cm^{-1},$$

$$u/s = 12{,}6 \ cm^2 \ gr^{-1},$$

$$u_{Al} = 33{,}84 \ cm^{-1}.$$

Der letzte Wert kann mit dem Wert $u_{Al} = 30{,}— \ cm^{-1}$ für die Kalium β-Strahlung identifiziert werden.

Indischer Glimmer. Die auf Grund der in Tab. 5 angegebenen Messergebnisse gezeichnete logarithmische Kurve in Fig. 11 zeigt, dass hier ebenfalls eine ziemlich homogene Strahlung auftritt.

Es ist

$$u_{Cu} = 95{,}— \ cm^{-1},$$

$$u/s = 10{,}6 \ cm^2 gr^{-1},$$

$$u_{Al} = 28{,}65 \ cm^{-1}.$$

Tabelle 5

	Zählrohr	Zählrohr mit Indischem Glimmer	Zählrohr + Absorptionsfolie + Indischer Glimmer	
Cu-Kathodenfolie in *mm*	0,03	0,03	0,03	0,03
Cu-Absorptionsfolie in *mm*	0,00	0,00	0,03	0,06
Dicke des Absorbers in *mm*	0,03	0,03	0,06	0,09
Imp./Min.	23,5±1	38,5±1	35,5±1	32,0±1
J	0	15,0	12,0	8,5
Log J	0	1,17609	1,07918	0,92942

Entsprechend den von HENRIOT (*5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12*) angegebenen Werten ($u_{Al} = 30{,}— \ cm^{-1}$) ist hier die Kalium β-Strahlung anzunehmen.

Ostafrika-Glimmer. Aus der erhaltenen logarithmischen Absorptionskurve in Fig. 12 ergibt sich auf Grund der Messergebnisse in Tab. 6, dass die Strahlung inhomogener als die des Indischen Glimmers ist.

Es ist

$$u_{Cu} = 123{,}— \ cm^{-1},$$

$$u/s = 13{,}8 \ cm^2 gr^{-1},$$

$$u_{Al} = 30{,}— \ cm^{-1}.$$

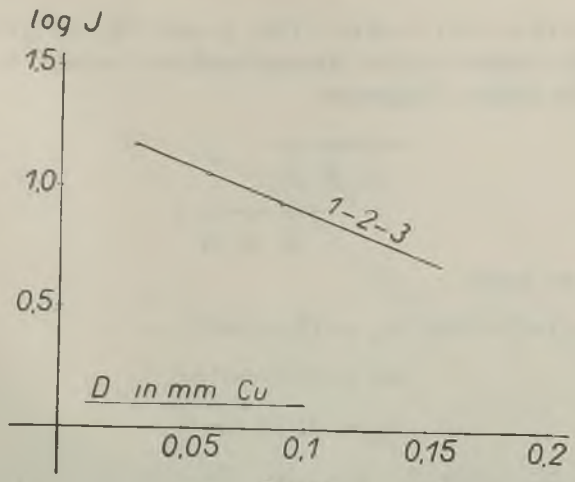

FIG. 11

Tabelle 6

	Zählrohr	Zählrohr mit Ostafrika-Glimmer	Zählrohr mit Absorptionsfolie und Ostafrika-Glimmer	
Cu-Kathodenfolie in *mm*	0,03	0,03	0,03	0,03
Cu-Absorptionsfolie in *mm*	0,00	0,00	0,03	0,07
Dicke des Absorbers in *mm*	0,03	0,03	0,06	0,1
Imp /Min.	23,5±1	38,5±1	36,4±1	29,8±1
J	0	15,5	12,9	6,3
Log J	0	1,19033	1,11059	0,79934

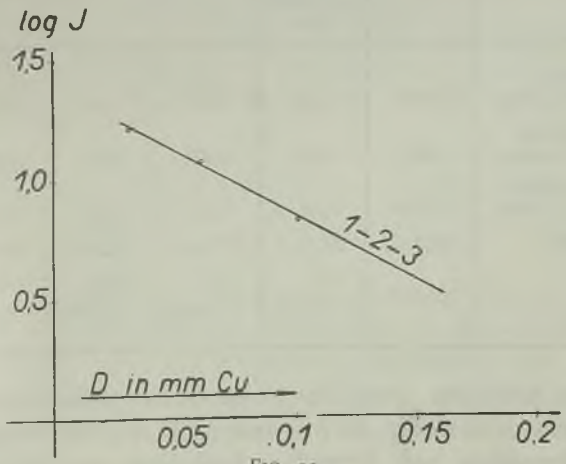

FIG. 12

Madagaskar-Glimmer. Tab. 7 und Fig. 13 geben die Messungen und die logarithmische Absorptionskurve wieder. Es besteht die Möglichkeit, die beiden Tangenten

—o—o—o—
1 2 3

—o—o—o—
3 4 5

an die Kurve zu legen.

Tangente —1—2—3— $u_{Cu} = 72,-\ cm^{-1}$,

$u/s = 27,3\ cm^2 gr^{-1}$,

$u_{Al} = 21,76\ cm^{-1}$.

Der Wert von u_{Al} entspricht dem der Thorium C'' β-Strahlung ($u_{Al} = 21,6\ cm^{-1}$).

Tangente —3—4—5— $u_{Cu} = 243,-\ cm^{-1}$,

$u/s = 27,3\ cm^2 gr^{-1}$,

$u_{Al} = 73,-\ cm^{-1}$.

Der Wert von u_{Al} liegt in der Nähe von $u_{Al} = 77,-\ cm^{-1}$ für Radium β-Strahlung.

Tabelle 7

	Zählrohr	Zählrohr mit Madagaskar-Glimmer	Zählrohr + Absorptionsfolie + Ostafrika-Glimmer			
Cu-Kathodenfolie in *mm*	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
Cu-Absorptionsfolie in *mm*	0,00	0,00	0,03	0,06	0,09	0,13
Dicke des Absorbers in *mm*	0,03	0,03	0,06	0,09	0,12	0,16
Imp./Min.	23,5±1	39,6±1	37,4±1	33,9±1	28,6±1	25,4±1
J		16,1	13,9	10,4	5,1	1,9
Log J		1,20683	1,14301	1,01703	0,70757	0,27875

Es ist zu bemerken, dass die berechneten Absorptionskoeffizienten nicht sehr genau sind, wofür die Inhomogenität der Strahlung verantwortlich ist, mit Ausnahme von Porzellan, Indischem und Madagaskar-Glim-

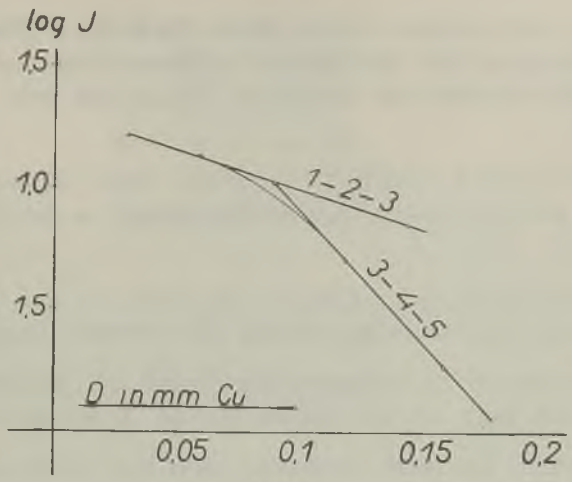

Fig. 13

mer. Für die inhomogene Gesamtstrahlung, sei sie nun korpuskular oder habe sie Wellennatur, gilt das Exponentialgesetz der Absorption

$$J(x) = \Sigma i_k(0) e^{-u_k x},$$

wo i_k die Intensitäten und u_k die Absorptionskoeffizienten der Komponenten bedeuten.

Die graphische Darstellung von $ln\, J(x)$ ergibt keine Gerade mehr, sondern eine gegen die Abszissenachse konvexe Kurve. Man bekommt so eine Filtrierung der Strahlung, da die Bestandteile von grösserer Durchdringungsfähigkeit mit zunehmender Schichtdicke relativ an Intensität zunehmen. Ändert sich beim Durchsetzen des Stoffes eine Eigenschaft der Strahlung, etwa die Geschwindigkeit der Teilchen, so ergibt sich der Absorptionskoeffizient auch für eine homogene Strahlung nicht als Konstante, sondern als Funktion der Schichtdicke. Die Funktion ist dann durch die Gleichung.

$$u(x) = -\frac{l}{J(x)} \frac{dJ(x)}{dx} = -\frac{d}{dx}\{ln J(x)\}$$

bestimmt.

Bei einer korpuskularen Strahlung vergrössert sich der Absorptionskoeffizient mit abnehmender Geschwindigkeit, u also wächst mit zunehmendem Argument und die graphische Darstellung von $ln\, J(x)$ stellt eine gegen die Abszissenachse konkave Kurve dar. Die in vorliegender Arbeit erhaltenen Kurven sind mehr oder weniger konkav gegen die x-Achse.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. E. REGENER, danke ich für die Anregung und das Interesse an dieser Arbeit und nicht zuletzt für die Gastfreundschaft am Deutschen Institut, die mir als Ausländer zuteil wurde.

Herrn Prof. Dr. S. THUGUTT gegenüber fühle ich mich für die Erwirkung des mir zuerkannten Auslandstipendiums zu herzlichstem Dank verpflichtet.

Auch möchte ich Herrn Doz. Dr. Ing. LENZ für die vielen anregenden Disskusionen und Ratschlage meinen allerwärmsten Dank aussprechen.

Dem polnischen Kultusministerium danke ich bestens für die mir gewährte Beihilfe, dank der die Ausführung der Arbeit ermöglicht wurde.

Auch möchte ich nicht versäumen, dem stets hilfsbereiten Hausverwalter, Herrn HELLSTERN, Herrn Institutselektriker SAUTTER und der Werkstatt mit ihrem Vorstand, Herrn HARTMANN, zu danken.

Dank schulde ich auch allen anderen Mitarbeitern des Instituts für die Kameradsschaft und das Entgegenkommen, das mir allenthalben gezeigt wurde.

Streszczenie

Praca niniejsza ma na celu stwierdzenie pochodzenia i charakter promieniowania tych materiałów, które są używane do budowy liczników GEIGER-MÜLLEROWSKICH bądź też komór jonizacyjnych. W pracy posługiwano się licznikami cienkościennymi oraz licznikami o ściankach z siatki. Ujawnione impulsy wzmacniano i zapisywano przy pomocy licznika rejestrującego. Dokładność wykonanych pomiarów wynosiła od 1% do 3,16%. Otrzymane wyniki pozwoliły stwierdzić iż mamy do czynienia z niejednorodnym promieniowaniem β i γ. Promieniowanie to pochodzi bądź od pierwiastków promieniotwórczych wchodzących w skład badanych materiałów, bądź też od pierwiastków promieniotwórczych będących jedynie zanieczyszczeniami, a których obecność uwarunkowana jest przez miejsce wydobycia surowców.

Literaturverzeichnis

1. CAMPBELL, N. R. and WOOD, A.: *Proc. Cambr. Soc.* **14**, 15 (1906).
2. EHMERT, A: *Phys. ZS.* **35**, 20 (1934).
3. „ „ Diplomarbeit. Stuttgart, Phys. Inst. d. Techn. Hochsch. (1936).
4. HARKINS, W. D. and GUY, W. G.: *Washington Proc.* **11**, 628 (1925).

5. HENRIOT, E.: *C. R.* **149**, 30 (1909).
6. „ „ „ „ **150**, 1750 (1910).
7. „ „ „ „ **152**, 851 (1910).
8. „ „ „ „ **152**, 1384 (1910).
9. „ „ *Le Radium* **7**, 40 (1910).
10. „ „ „ „ **7**, 169 (1910).
11. „ „ „ „ **9**, 224 (1912).
12. „ „ *Ann. d. ch. et de phys.* **26**, 71 (1912).
13. KOHLRAUSCH, K. W. F.: Handbuch d. Experimentalphys. XIX, Radioaktivität. Leipzig (1928).
14. MEYER, St. und SCHWEIDLER, E.: Radioaktivität. Leipzig (1927).
15. PFOTZER, G.: *ZS. für Phys.* **102**, 23 (1936).
16. ROSSI, B.: *Nature* **125**, 636 (1930).
17. TROST, A.: *ZS. für Phys.* **100**, 549 (1936).
18. von WEIZSÄCKER, C. F.: Die Atomkerne. Leipzig (1937).

Remarks to Dr Stefan ZAMENHOF's paper: New Method of sensitive Temperature and Pressure Measurements

Umagi o pracy Dr S. ZAMENHOFA: Nowa metoda czułego pomiaru temperatur i prężności

By J. MAZUR, Warsaw, Polytechnic School

(Received November 18-th 1938)

In reference to Dr ZAMENHOF's publication under the above title *(2)* I wish to point out that the idea of his method of temperature (or pressure) measurement is not new. A similar method, based upon the change of electrical resistance of a wire partly immersed in mercury rising in a capillary tube and connecting the leads, was used by Prof. W. H. KEESOM *(1)* in his experiments on solidification of helium at the KAMERLINGH ONNES Laboratory. The results of many experiments proved, however, that the method is unsatisfactory for precise work. During my stay at the KAMERLINGH ONNES Laboratory in 1932 this problem was frequently discussed at meetings of the Laboratory's colloquium led by late Prof. P. EHRENFEST.

Streszczenie

Zastosowanie do pomiaru temperatur i ciśnień metody opartej na zmianach oporu elektrycznego drucika, zanurzonego częściowo w rtęci zawartej w kapilarze, nie jest bynajmniej czymś nowym, jak to sądzi autor wymienionej publikacji *(2)*. Metodę podobną stosował prof. W. H. KEESOM w swych klasycznych badaniach nad zestaleniem helu *(1)*. Liczne próby podjęte w Laboratorium Kriogenicznym KAMERLINGH ONNESA wykazały jednak, że metoda ta nie daje na tyle powtarzalnych wyników, by nadawała się do precyzyjnych pomiarów temperatur czy ciśnień. Zagadnienie omawiane było niejednokrotnie poruszane na prowadzonych przez Prof. P. EHRENEFSTA colloquiach w Laboratorium Kriogenicznym. w czasie mego tam pobytu w r. 1932.

Bibliography

1. KEESOM, W. H.: *Acta Phys. Polon.* **1**, 1 (1932).
2. ZAMENHOF, S.: *Acta Phys. Polon.* **7**, 1 (1938).

Reply to the remarks of Dr. J. MAZUR to my publication: New Method of sensitive Temperature and Pressure Measurements

Odpowiedź na notatkę Dr Józefa MAZURA o mojej pracy: Nowa metoda czułego pomiaru temperatur i prężności

By S. ZAMENHOF, Warsaw

(Received December 31-st 1938)

In the publication of W. H. KEESOM (*1*) quoted by Dr J. MAZUR I did not find any remarks about the application of my method to precise temperature measurements. I cannot state whether such a method had been proposed at the conferences in the KAMERLINGH ONNES Laboratory, as Dr MAZUR does not mention the corresponding publications, in case they exist. I must explain that my method was not destined for use at very low temperatures and even seems to be not practicable at these temperatures in view of the solidification of mercury.

As concerns the method of pressure measurements, described in the above mentioned paper of KEESOM, the following remarks are to be made. In KEESOM's experiments there was needed some method permitting to ascertain occurrence of pressure changes inside a steel tube, as the use of this tube made impossible direct optical observation. As the expected pressure changes were relatively great, an ordinary contact manometer would be sensitive enough, but on account of the electrical conductivity of the steel walls of the tube a long platine wire was used. This fact (use of long wire of relatively poor specific resistance) shows that no sensitive measurements of pressures of the order of magnitude of 0,01 *mm Hg* at 1*atm. abs* (as in my method) were intended, but merely the establishing of occurrence of pressure changes.

Prof. KEESOM, to whom I did apply in this matter, mentioned pressure and volume measurement, but stated that he has not used this method

for temperature measurements and did not know that this last question has been discussed at conferences in his laboratory. However, I take the liberty on thanking Dr MAZUR for having pointed out the above mentioned publication to me.

Streszczenie

W cytowanym przez p. Dr MAZURA artykule W. H. KEESOMA nie znalazłem żadnej wzmianki o stosowaniu mojej metody do pomiaru temperatur. Czy metoda taka była proponowana na colloquiach w Laboratorium Kriogenicznym KAMERLINGH ONNESA, stwierdzić nie mogę, gdyż p. Dr MAZUR nie podaje, czy i gdzie ukazały się odnośne publikacje. Należy ponad to wyjaśnić, że moja metoda nie tylko nie miała na celu pomiaru w niskich temperaturach, ale nawet wydaje się w takich temperaturach nierealna ze względu na zestalanie się rtęci.

Co się tyczy opisanej w artykule KEESOMA metody pomiaru ciśnień, to należy wyjaśnić co następuje. W doświadczeniach KEESOMA chodziło o stwierdzenie zmiany ciśnienia w rurce stalowej a więc nieprzezroczystej i nie pozwalającej na obserwację optyczną. Ponieważ chodziło tu o stwierdzenie stosunkowo znacznej różnicy ciśnień, więc wystarczyłby zwykły manometr kontaktowy (na wzór termometru kontaktowego), jednak ze względu na przewodzący materiał rurki (stal) zastosowano długi drut platynowy zwierany rtęcią. Już to samo (długi drut z materiału o stosunkowo nieznacznej oporności) dowodzi, że nie chodzi tu o czuły pomiar ciśnień rzędu 0,01 *mm Hg* przy 1 *atm. abs.* (jak według mojej metody), lecz jedynie o stwierdzanie zmiany ciśnienia.

Prof. KEESOM, do którego zwróciłem się w tej sprawie, wspomina wprawdzie o pomiarach ciśnień i objętości, stwierdza jednak, że nie stosował tej metody do pomiaru temperatur i nie wie nic o tym, czy kwestia ta była poruszana na colloquiach w jego laboratorium. Niemniej jednak wyrażam podziękowanie p. Dr MAZUROWI za wskazanie mi powyższej publikacji.

References

1. KEESOM, W. H.: *Acta Phys. Pol.* **1**, 1 (1932).

Sur le spectre de Pb_2

O widmie Pb_2

Par L. NATANSON, Institut de Physique Expérimentale de l'Université Joseph Pilsudski, Varsovie

(Manuscrit reçu le 22. Décembre 1938)

Les spectres de résonance des molécules diatomiques de plomb sont connus depuis les travaux de Mme DOMANIEWSKA-KRÜGER (*1*) et de Mlle KŁOSKOWSKA (*2*).

Dans le spectre de thermoluminescence de la vapeur de plomb M. SHAWHAN (*3*) a mis en évidence un système de bandes, qu'il attribue à l'émission des molécules Pb_2. Les fréquences des têtes de bande de ce système peuvent être exprimées par la formule

$$\nu = 19570{,}8 + 159{,}22\,(v' + 1/2) - 0{,}882\,(v' + 1/2)^2 + \\ + 0{,}00518\,(v' + 1/2)^3 - 256{,}5\,(v'' + 1/2) - 2{,}96\,(v'' + 1/2)^2.$$

La présente note concerne le spectre de la vapeur du plomb excitée par des décharges sans électrodes.

Méthode

Un tube cylindrique en silice transparente, préparé avec les précautions d'usage, soigneusement vidé et scellé, contenait du plomb métallique pur en quantité suffisante pour que la vapeur demeure saturante. Ce tube se trouvait dans un autre tube en silice, autour duquel était enroulée une spirale en fil de nichrome. Un troisième tube en silice enveloppait la spirale, le tout étant placé dans un four électrique (fig. 1). De cette manière le tube contenant la vapeur était protégé contre les contacts directs avec les spires en nichrome et le tube extérieur empêchait les décharges entre la spirale et les parois du four.

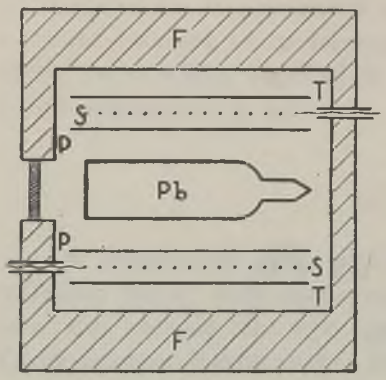

FIG. 1

Pb — tube contenant la vapeur du plomb
P — tube protecteur
T — tube extérieur
S — spirale
F — four

La spirale était parcourue par un courant de haute fréquence qui provenait d'un transformateur TESLA consommant environ 300 *VA* (fig. 2).

Le four était chauffé a 850°*C* ce qui correspond à une pression de la vapeur saturante du plomb de $1{,}7 \cdot 10^{-4}$ *mm.*

Le spectre était photographié à l'aide d'un spectrographe de FUESS à optique en verre donnant, en moyenne, une dispersion de 36 Å/*mm*. Un spectre étalon de l'arc au fer était photographié sur la même plaque; les mesures des clichés ont été faites au moyen d'un comparateur de la Gaerttner Scientific Corporation. Pour calculer les longueurs d'onde des têtes de bande on pouvait procéder par simple interpolation linéaire, puisqu'il se trouvait, dans tous les cas, des raies du fer suffisamment proches de la tête de bande en question, pour que l'erreur d'une telle interpolation soit négligeable.

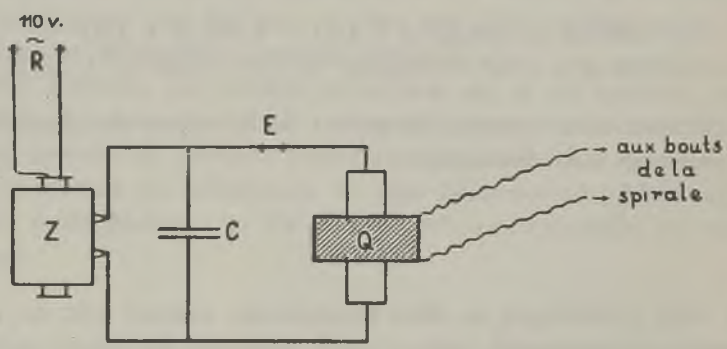

FIG. 2

R — prise de courant du réseau
Z — transformateur
C — condensateur
E — étincelle
Q — transformateur Tesla

Résultats

Une douzaine de têtes de bande a été mesurée. Il est probable qu'il en existe davantage, mais les autres n'ont pas pu être bien discernées étant soit trop faibles, soit masquées par les bandes voisines.

Les bandes mesurées par M. SHAWHAN s'étendent dans un domaine spectral entre 4600 Å et 5200 Å et les nôtres entre 3700 Å et 4700 Å. Les fréquences des têtes de bande que nous avons trouvées suivent, aux erreurs expérimentales près, la formule donnée par M. SHAWHAN; il faut donc supposer que les bandes de M. SHAWHAN et les nôtres appartiennent au même système. Nos bandes, cependant, correspondent à des passages dont les niveaux supérieurs (caractérisés par le nombre quantique de vibration v') sont, en général, plus élevés.

Ceci s'explique par le fait que dans notre cas l'excitation a lieu par chocs d'électrons accélérés dans un champ oscillant de haute fréquence ce qui rend possible l'excitation à des niveaux plus élevés que ceux qui peuvent être atteints par excitation thermique même aux températures employées par M. SHAWHAN.

Les données numériques sont présentées dans le tableau ci dessous.

Tableau

v''	v'	$\nu\ cm^{-1}$ (calc.)	$\nu\ cm^{-1}$ (obs.)	λ Å (obs.)
0	13	21446	21432	4666*
1	18	21869	21868	4573*
8	34	22262	22269	4491
5	35	23021	23018	4344
9	46	23419	23425	4269
2	43	24631	24640	4058
0	42	25015	25019	3997
5	56	25364	25361	3943
6	58	25362		
0	48	25681	25687	3893
2	58	26281	26285	3804
1	59	26635	26631	3755
2	64	26948	26961	3709

Je désire exprimer à M. le Professeur PIEŃKOWSKI ma reconnaissance pour sa bienveillance et ses précieux conseils.

* Têtes observées antérieurement par M. SHAWHAN.

Streszczenie

Przedmiotem pracy było badanie widma wyładowania bezelektrodowego w parze ołowiu. Para ołowiu znajdowała się w cylindrycznym naczyniu kwarcowym umieszczonym wewnątrz solenoidu, włączonego w obwód przebiegany przez prądy wysokiej częstotliwości pochodzące z tranformatora TESLI. Naczynie z parą ołowiu ogrzewane było piecem elektrycznym do 850^0C.

W widmie, fotografowanym szklanym spektrografem, pomierzono częstości 12 głowic pasm. Otrzymane wyniki liczbowe zawarte są w tablicy wydrukowanej w tekście francuskim.

Przeprowadzenie odpowiednich rachunków prowadzi do wniosku, że obserwowane przez nas pasma prawdopodobnie należą do systemu odkrytego przez SHAWHANA (*3*), ale ich emisja związana jest z przejściami z poziomów oscylacyjnych wyższych niż poziomy, z których przejścia odpowiadają pasmom SHAWHANA.

Bibliographie

1. DOMANIEWSKA-KRÜGER, M.: *Acta Phys. Pol.* **1**, 357 (1931).
2. KŁOSKOWSKA, W.: *Acta Phys. Pol.* **2**, 239 (1933).
3. SHAWHAN, E. N.: *Phys. Rev.* **48**, 343 (1935).

Mesures d'intensité de quelques raies ramaniennes

Pomiary natężeń prążków ramanowskich

Par M. KOWALEWSKA, Varsovie, Institut de Physique Expérimentale de l'Université Joseph Piłsudski

(Manuscrit reçu le 30. Décembre 1938)

On a mesuré les intensités relatives de quelques raies apparaissant dans les spectres de RAMAN des composés suivants: CS_2, CCl_4, $CHCl_3$, CH_2Cl_2 et C_2Cl_4. Les règles empiriques relatives aux intensités des raies ne sont pas toutes confirmées par les résultats du présent travail.

1. *Introduction*

De nombreux travaux tant théoriques qu'expérimentaux ont été consacrés à l'étude de l'intensité de la diffusion ramanienne. Ces travaux se limitaient toutefois seulement à certains problèmes dont les plus importants sont: l'influence de la température du milieu diffusant et de la longueur d'onde du rayonnement incident, l'intensité relative des raies déplacées vers les petites et les grandes fréquences etc.

Le rapport entre l'intensité des raies ramaniennes et la structure des molécules diffusantes (c'est à dire la forme des molécules ainsi que la nature des atomes et des liaisons chimiques) n'a jamais été l'objet d'une étude systématique. Notons qu'il existe cependant quelques règles purement empiriques et qualitatives (*1*): les raies ramaniennes les plus fortes seraient celles qui ne sont pas dépolarisées, qui correspondent à des fréquences optiquement inactives ou bien dues à des vibrations entre atomes à liaison double ou triple.

La théorie est jusqu'à présent plutôt rudimentaire. Les calculs de PLACZEK (*2*) permettent toutefois d'établir une liaison entre: 1^0 l'intensité d'une raie ramanienne, 2^0 son coefficient d'inversion lors de la diffusion de la lumière polarisée circulairement, 3^0 son degré de dépolarisation lors d'une illumination avec un rayonnement polarisé linéairement et 4^0 des

coefficients numériques caractérisant la raie et pouvant être calculés dans le cas de molécules de structure suffisamment simple.

La présente recherche constitue la première étude quantitative de l'intensité des raies ramaniennes pour diverses substances diffusantes. Nous nous sommes limités jusqu'à présent à quelques raies des corps suivants: CCl_4, $CHCl_3$, CH_2Cl_2, CS_2, C_2Cl_4. Des généralisations plus importantes pourront être obtenues après avoit étendu ces recherches également aux autres raies de ces corps et à d'autres substances diffusantes.

2. *Méthode expérimentale*

Les substances dont la diffusion ramanienne était mesurée étaient contenues soit dans des vases à faces plan-parallèles (CS_2, CCl_4 et $CHCl_3$), soit dans des récipients scellés et refroidis à l'eau courante (CH_2Cl_2 et C_2Cl_4). Le rayonnement d'un arc au mercure était concentré, à l'aide de lentilles, sur le liquide étudié après le passage par un filtre optique approprié; celui-ci avait pour but d'arréter l'ultraviolet pouvant décomposer les liquides ou exciter leur fluorescence.

Le rayonnement diffusé était projeté à l'aide d'un système optique sur la fente d'un spectrographe de FUESS de dispersion 16 Å par *mm* de la plaque au voisinage de la raie 4359 Å.

L'intensité des raies était déterminée en photométrant les clichés obtenus. Des marques d'intensité assuraient une évaluation correcte des intensités à partir des mesures de noircissement. Ces marques étaient obtenues en illuminant la fente du spectrographe, largement ouverte, par un rayonnement à spectre continu d'une lampe à incandescence et en y apposant un écran muni de plusieurs ouvertures de largeurs bien déterminées. Les raies étudiées étant peu espacées, nous n'avons pas introduit de corrections relatives aux variations de la sensibilité des plaques photographiques avec la longueur d'onde et à la distribution non uniforme de l'intensité des spectres continus servant de marques d'intensité. Tous les clichés ont été obtenus en ajustant la fente du spectrographe de manière à ce que les raies soient suffisamment larges. Ceci permettait de trouver leurs intensités à partir des valeurs de noircissement maximum corespondant à chaque raie.

3. *Résultats des mesures*

Les résultats des mesures sont réunis dans les tableaux I—VI, où *R* désigne les raies qui n'apparaissent que dans l'effet RAMAN, *U* celles apparaisant également dans l'infrarouge, *d* les raies dues aux vibrations de déformation et *v* les raies dues aux vibrations de valence.

La nature de certaines vibrations correspondant aux raies mesurées est illustrée par des figures schématisant les mouvements des atomes dans l'ouvrage de Mlle SPONER (*3*).

(Tableau I — VI.)

Tableau I

CCl_4, excitation λ 4359 Å

Raies ramaniennes mesurées	P_1 *Rd*	P_2 *Rd*	P_3 *Rv*
Δν (KOHLRAUSCH)	217 cm^{-1}	313 cm^{-1}	459 cm^{-1}
Δν (KOWALEWSKA)	213 „	316 „	458 „
Plaque 1	1,00	1,13	1,00
2	0,90	1,16	1,00
3	1,10	1,25	1,00
4	1,12	1,31	1,00
5	1,07	1,33	1,00
Moyenne	1,03	1,29	1,00

Tableau II

CCl_4, excitation λ 4047 Å

Raies ramaniennes mesurées	P_1 *Rd*	P_2 *Rd*	P_3 *Rv*
Δν (KOHLRAUSCH)	217 cm^{-1}	313 cm^{-1}	459 cm^{-1}
Δν (KOWALEWSKA)	213 „	316 „	458 „
Plaque 1	1,09	1,18	1,00
2	1,10	1,23	1,00
3	—	1,18	1,00
Moyenne	1,09	1,20	1,00

Tableau III

$CHCl_3$, excitation λ 4359 Å

Raies ramaniennes mesurées	P_1 *Rd*	P_2 *Rd*	P_3 *URv*	P_4 *URv*
Δν (KOHLRAUSCH)	261 cm^{-1}	366 cm^{-1}	667 cm^{-1}	761 cm^{-1}
Δν (KOWALEWSKA)	264 „	367 „	673 „	767 „
Plaque 1	1,83	1,00	1,80	1,00
2	1,81	1,00	1,82	1,00
3	1,80	1,00	1,81	1,00
Moyenne	1,81	1,00	1,81	1,00

Tableau IV

CH_2Cl_2, excitation λ 4359 Å

Raies ramaniennes mesurées	P_1 *Rd*	P_2 *URv*
Δν (KOHLRAUSCH)	285 cm^{-1}	700 cm^{-1}
Δν (KOWALEWSKA)	285 „	708 „
Plaque 1	0,69	1,00
2	0,78	1,00
3	0,78	1,00
Moyenne	0,75	1,00

Tableau V

C_2Cl_4, excitation λ 4359 Å

Raies ramaniennes mesurées	P_1	P_2	P_3	P_4
Δν (KOHLRAUSCH)	235 cm^{-1}	446 cm^{-1}	344 cm^{-1}	510 cm^{-1}
Δν (KOWALEWSKA)	239 „	448 „	352 „	513 „
Plaque 1	1,00	1,05	0,29	0,19
2	1,00	1,09	0,28	0,19
3	1,00	1,06	0,25	0,16
4	1,00	1,05	—	—
Moyenne	1,00	1,06	0,27	0,18

Tableau VI

CS_2, excitation λ 4359 Å

Raies ramaniennes mesurées	P_1 R	P_2 R
Δν (KOHLRAUSCH)	655 cm^{-1}	802 cm^{-1}
Δν (KOWALEWSKA)	656 „	798 „
Plaque 1	3,85	1,00
2	4,17	1,00
3	3,89	1,00
4	3,60	1,00
5	3,72	1,00
6	4,35	1,00
7	4,06	1,00
Moyenne	3,95	1,00

4. *Discussion des résultats*

La précision des mesures d'intensité par voie photographique est d'ordinaire assez médiocre, l'erreur dépassant souvent 10%. Nous évaluons l'erreur limite de nos mesures dans les conditions les moins favorables à 15%. La précision était d'ailleurs, en général, de beaucoup plus élevée et l'erreur dans le cas de CCl_4 (excitation par la raie 4047 Å), $CHCl_3$ (excitation 4359 Å) et C_2Cl_4 (excitation 4359 Å) ne dépasse probablement pas 5%. Parfois les chiffres (p. ex. ceux relatifs aux raies P_1 et P_4 pour $CHCl_3$ des clichés 1 et 3) semblent indiquer des déviations voisines de 20% par rapport à la moyenne; il est toutefois à noter que dans ces cas les raies se trouvent dans des domaines spectraux relativement éloignés et qu'on ne peut pas déterminer les intensités sans apporter les corrections dont nous avons parlé à la fin du § 2.

Les mesures ci-dessus ne sont pas toujours en accord avec les règles empiriques concernant les intensités des raies ramaniennes dont nous avons fait mention au § 1: notamment la raie P_2 de CH_2Cl_2 qui correspond à une raie apparaissant dans l'infrarouge devrait être plus faible que la raie P_1 de la même substance qui n'est pas observable dans l'infrarouge. Or ce n'est pas le cas, comme on le voit dans le tableau correspondant. D'autre part il semble difficile d'établir une relation entre l'intensité d'une raie ramanienne et la nature de la vibration respective.

Nous remercions M. le Professeur S. PIEŃKOWSKI, Directeur de l'Institut de Physique Expérimentale de l'Université Joseph Piłsudski, pour la bienveillance avec laquelle il a bien voulu nous guider par ses conseils au cours de la présente recherche.

Streszczenie

Zmierzono względne natężenia niektórych prążków ramanowskich następujących związków chemicznych: CS_2, CCl_4, $CHCl_3$, CH_2Cl_2 i C_2Cl_4. Reguły empiryczne, tyczące natężeń prążków ramanowskich, nie są na ogół potwierdzone przez wyniki pomiarów niniejszej pracy.

Bibliographie

1. KOHLRAUSCH, K. W. F.: Der SMEKAL-RAMAN-Effekt, Berlin (1931), p. 105.
2. PLACZEK, G.: RAYLEIGH-Streuung und RAMAN-Effekt, Handbuch der Radiologie IV/2, Leipzig (1934).
3. SPONER, H.: Molekülspektren und ihre Anwendung auf chemische Probleme II, Berlin (1936).

Acta Phys. Pol. **7** (1938) Fasc. 3

TREŚĆ—CONTENTS—SOMMAIRE—INHALT

J. WIŚNIEWSKI: La structure des noyaux 207
W. ŚCISŁOWSKI: Über die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Ströme im Paraffin 214
B. RADZIŃSKI: Die Bindungsenergie des Kerns N^{16} 231
J. CICHOCKI et A. SOŁTAN: Corps radioactifs produits dans le soufre et le phosphore par des neutrons rapides 240
J. WIŚNIEWSKI: Les états excités des noyaux. 245
S. GAWROŃSKI: Über die Radioaktivität von Gläsern, Porzellan und Glimmer . . 253
J. MAZUR: Remarks to Dr Stefan ZAMENHOF's paper: New Method of sensitive Temperature and Pressure Measurements 272
S. ZAMENHOF: Reply to the remarks of Dr J. MAZUR to my publication: New Method of sensitive Temperature and Pressure Measurements 273
L. NATANSON: Sur le spectre de Pb_2 275
M. KOWALEWSKA: Mesures d'intensité de quelques raies ramaniennes 279