Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 22 (1949)
Heft: VI

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique
Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.10.2025

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

Copyright 1949 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Lausanne, le 3 septembre 1949.

Président: Prof. Dr. H. Mügeli (Neuchâtel),
Vice-président: Prof. Dr. A. Mercier (Berne),
Secrétaire: Dr. P. Dinichert (Neuchâtel).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. E. Keberle (Berne) et M. Chrétien (Bâle).

La S.S.P. compte actuellement 342 membres.

Le professeur A. Perrier (Lausanne) donne un aperçu de l'activité de l'Union internationale de physique pure et appliquée et annonce qu'une réorganisation du Comité suisse de physique est à l'étude.

Un congrès international de physique, organisé par MM. P. Huber et K. Meyer, aura lieu à Bâle, du 5 au 10 septembre 1949.

La S.S.P. se réunira au printemps 1950, en un lieu et à une date qui seront fixés ultérieurement.

Partie scientifique.

Les variations thermiques de la biréfringence du quartz dans la région de passage $\alpha\beta$; le cristal élémentaire de silice

par R. de Mandrot (Lausanne).

La transformation $\alpha\beta$ du quartz a été l'objet de nombreuses recherches; à l'approximation où ces expériences «anciennes» ont été effectuées, elles laissaient conclure à une *discontinuité* nette des phénomènes. Des travaux plus récents se sont montrés en désaccord sur ce point.

L'auteur a cherché à voir exactement la nature de la transformation, à examiner avec précision un intervalle étroit de température.

La méthode optique (biréfringence, analyseur à pénombre, etc.) donne une observation *immédiate et précise.*

La température du four contenant l'échantillon d'essai était mesurée par voie thermo-électrique et l'on pouvait évaluer des variations de température de 0,01°.

Les échantillons soumis à l'expérience étaient un prisme rectangulaire, épais de 4,6 mm et des lames minces (0,35; 0,21; 0,15 mm) de surface très petite (quelques mm²).

La précision des mesures de différence de marche $(n_e - n_0)\ e$, e étant l'épaisseur de l'échantillon, n_e et n_0 les indices extraordinaire principal et ordinaire, était d'environ un dix-millième; elle était un peu moindre dans le cas des lames minces, très bien travaillées.

Echantillon épais.

La courbe $(n_e - n_0)\ e = f$ (t) présente au «point» $\alpha\beta$ une *partie verticale,* la température étant portée en abscisses; la différence de marche y subit une variation voisine de 2,5%; ce n'est pas une discontinuité au sens de Le Chatelier; la durée de transformation (la température étant maintenue constante dès que ce phénomène débute) est de *quelques minutes.*

L'écart de température des «seuils» (débuts) $\overrightarrow{\alpha\beta}$ et $\overrightarrow{\beta\alpha}$ de transformation, variable, est voisin de 1°. Il y a donc nette irréversibilité.

Lames minces.

La transformation a ici un *caractère tout autre.* La courbe représentative de $(n_n - n_0)$ e se compose de *paliers* (s'étendant sur quelques 0,1°) et de *discontinuités* dont la durée de parcours est inférieure à celle enregistrée dans le cas d'une lame épaisse.

On a donc plusieurs transformations partielles, interrompues par des états d'équilibre; on a une courbe en *escalier.*

L'intervalle de température qui correspond à la transformation $\overrightarrow{\alpha\beta}$ (ou $\overrightarrow{\beta\alpha}$) peut être une fraction de degré, et l'écart des *seuils* est de quelques 0,1°.

Avec les lames *très* minces (0,21; 0,15 mm) et dans le cas d'une vitesse de passage lente et constante, on a dès le début de la transformation une courbe *sensiblement continue* (marches d'escalier très petites, invisibles!), mais *non réversible*; elle s'étend sur une partie notable du domaine de transformation (surtout dans le passage $\beta \rightarrow \alpha$) et se termine par une *chute* (dans le passage $\alpha \rightarrow \beta$) ou un *relèvement* (passage $\beta \rightarrow \alpha$) «verticaux» (la température étant portée en abscisses) dont la durée de parcours est faible (quelques 10 secondes).

Chaque point correspond maintenant à un état *bien défini* de la biréfringence de la lame.

La transformation peut s'étendre sur un intervalle notable de la température (1°) et les seuils $\overrightarrow{\alpha\beta}$ et $\overrightarrow{\beta\alpha}$ sont peu écartés (zéro à quelques $\pm$ 0,1°).

L'hypothèse d'un passage $\overrightarrow{\alpha\beta}$ réversible à la limite est exclue.

Le changement graduel du *caractère de la transformation*, quand diminue l'épaisseur de la lame d'essai, conduit à l'hypothèse que sous l'épaisseur des lames très minces (0,15 mm) on atteint les dimensions du cristal élémentaire de silice. Sa transformation $\alpha\beta$ est sensiblement représentée par les courbes obtenues avec les lames très minces.

Nous avons ici le passage $\alpha\beta$, le déplacement relatif des atomes Si et O dont parle Bragg; mais c'est la transformation *élémentaire*.

Les faits expérimentaux parlent contre l'existence de blocs élémentaires très petits, dont les dimensions linéaires oscilleraient de 10^{-4} à 10^{-6} cm.

Le travail se termine par quelques considérations théoriques. La transformation $\alpha\beta$ se propage de *proche en proche* dans une lame épaisse. On explique l'écart plus grand de température des seuils $\overrightarrow{\alpha\beta}$ et $\overrightarrow{\beta\alpha}$ des lames épaisses que celui des lames minces, etc.

Un travail détaillé paraîtra dans les Mémoires de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles.

Nouvelle représentation de l'effet Hall spontané

par J.-P. Jan (Lausanne).

La représentation habituelle de l'effet Hall est la suivante: soit une plaque rectangulaire conductrice parcourue dans le sens de la longueur par un courant électrique de densité $\vec{J}$; sous l'effet d'un champ magnétique extérieur $\vec{H}$ perpendiculaire à la plaque, le champ électrique $\vec{E}$ forme avec les lignes de courant un angle φ. Si $E_\perp$ désigne la composante du champ électrique perpendiculaire au courant, l'effet Hall est mesuré par la «constante» de Hall R telle que:

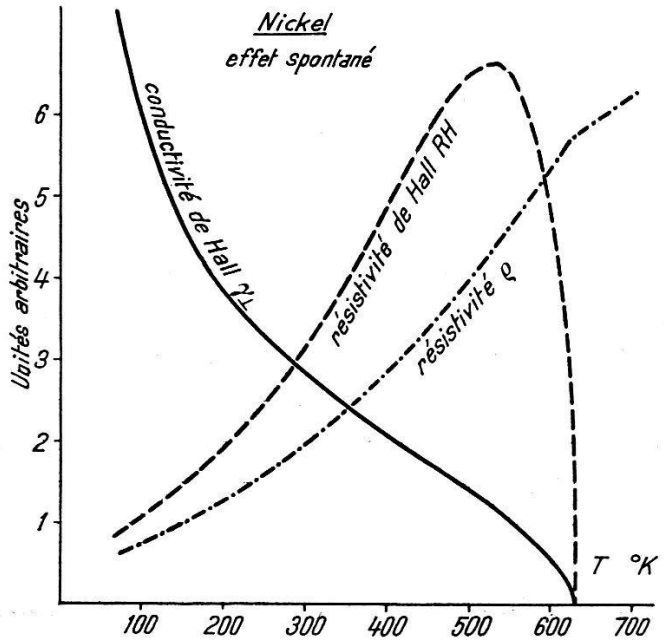
$$E_\perp = RHJ \tag{1}$$

Le paramètre R ne fournit pas une représentation convenable de l'effet Hall; d'une part, il est rapporté au champ magnétique *extérieur* à l'échantillon; d'autre part, à température fixe, il peut dépendre du champ H, surtout pour les ferromagnétiques. Dans ce

dernier cas, on utilise couramment la représentation par le produit RH, dont la dimension est celle d'une résistivité; ce dernier paramètre est proportionnel à l'aimantation observable, et sa valeur à saturation mesure sensiblement l'effet spontané[1][2]. RH spontané tend vers zéro aux basses températures et s'annule au point de Curie (voir la figure).

A. Perrier a montré[3] les inconvénients de cette dernière représentation et lui substitue une conductibilité de Hall $\gamma_\perp$ définie par la relation:

$$\gamma_\perp = \frac{J_\perp}{E} \tag{2}$$



où E désigne le champ électrique total et $J_\perp$ la composante de densité de courant («autocourant») perpendiculaire à $\vec{E}$. Cette conductibilité apparaît dans la relation linéaire entre le champ et le courant pour un milieu anisotrope. Si ϱ désigne la résistivité:

$$\gamma_\perp = \frac{RH}{\varrho^2 + (RH)^2} \cong \frac{RH}{\varrho^2} \qquad (RH \ll \varrho) \tag{3}$$

L'auteur a mesuré $\gamma_\perp$ spontané sur du nickel du commerce et sur du fer électrolytique, entre la température de l'air liquide (—192° C) et le point de Curie. Il n'existait aucune mesure de RH et de ϱ sur le même échantillon, mesures nécessaires pour le calcul de $\gamma_\perp$.

La figure montre les résultats obtenus pour le nickel. Comme toutes les conductibilités, $\gamma_\perp$ spontané s'accroît fortement vers les basses températures, alors même que l'aimantation ne varie presque pas[4]. Les courbes du fer présentent le même aspect. La dif-

férence avec la représentation habituelle, où l'effet Hall semblait s'annuler aux basses températures, est particulièrement frappante.

Les mesures sont effectuées sur des plaques rectangulaires perpendiculaires au champ magnétique; des sondes longitudinales et transversales permettent la mesure de la résistivité ϱ et du paramètre RH respectivement; le métal des sondes étant le même que celui de la plaque, l'effet mesuré est sensiblement isotherme. Les différences de potentiel sont données par un galvanomètre étalonné.

La saturation, accessible sur le nickel, ne l'est pas pour le fer; il a été fait usage d'une méthode d'extrapolation décrite ailleurs[5]).

Pour les mesures à haute température, la plaque est placée dans un four électrique; les mesures à basse température sont effectuées sur la plaque refroidie à l'air liquide, puis se réchauffant lentement dans un Dewar. La température est mesurée directement sur la plaque à l'aide de doubles sondes employées comme couples thermoélectriques.

Bibliographie.

[1]) A. Perrier, Théorèmes sur la variation des effets magnétogalvaniques transversaux et effets connexes dans les milieux ferromagnétiques. Helv. Phys. Acta **6**, p. 461 (1933).

[2]) E. M. Pugh and T. W. Lippert: Hall e. m. f. and Intensity of Magnetization. Phys. Rev. Ser. II, **42**, 709 (1932).

[3]) A. Perrier, Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques. Helv. Phys. Acta **3**, 317 (1930).

[4]) A. Perrier, Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques. Helv. Phys. Acta **3**, 400 (1930).

[5]) A. Perrier, Actions démagnétisantes et lois expérimentales des phénomènes du type magnétogalvanique et des effets connexes. Helv. Phys. Acta **6**, 466 (1933).

Interprétation thermoélectrique du magnétogalvanisme

par Albert Perrier (Lausanne).

I. Sous les vocables magnétogalvanisme et magnétothermoélectricité, on comprend les phénomènes nombreux et variés qui se manifestent dans les milieux conducteurs aimantés lorsqu'on y établit des gradients de potentiel ou de température. On sait que les diverses formes de théorie de la conduction métallique ne sont pas en mesure de rendre compte de manière satisfaisante de tout cet ensemble. L'auteur pense que cela tient pour une bonne part déjà à la manière de poser le problème phénoménologique, et il a introduit des représentations qu'il croit de nature à donner des fonctions notablement plus simples, et où les liaisons doivent apparaître plus clairement.

La communication de J.-P. JAN (ce procès-verbal, No 2) justifie cette méthode par un de ses aspects expérimentaux.

Le présent travail en étudie un autre, de nature énergétique cette fois: il s'attache à la nature même de ce que l'on appelle la *force électromotrice de Hall*: il est d'usage d'appliquer aux courants qui en dérivent les lois classiques (OHM avec résistivité, JOULE). L'auteur a fait remarquer il y a déjà longtemps que de telles conceptions ne peuvent être maintenues rationnellement. Pour lui, *les composantes rotationnelles de courants ne coûtent ni ne fournissent aucune énergie dans les conditions usuelles d'observation; il les envisage comme des «autocourants»* entretenus par le milieu conducteur lui-même.

II. On décrit ici un groupe d'expériences, simples dans leur principe, et dont le but est d'asseoir sur les faits ces conceptions théoriques hétérodoxes que l'on peut aussi condenser dans l'expression suivante (on y fait usage de termes traditionnels aux fins de liaison avec les notions classiques, bien qu'ils cadrent mal avec les idées ici admises): *les forces électromotrices magnétogalvaniques transversales sont au fond proprement thermoélectriques.*

Soit comme exemple explicatif particulièrement simple: un tube métallique cylindrique aimanté en tous ses points normalement à sa surface (polarisation *radiale*, permanente ou maintenue par un champ). Appliquons-lui un champ électrique (-grad V) uniforme, parallèle en tous points aux génératrices du cylindre (champ axial). Il existe alors un courant permanent, à *lignes d'écoulement hélicoïdales*. Choisissant comme référentiel le système des génératrices (Ox) et des cercles parallèles (Oy), la densité de courant $\vec{J}$ est la résultante des vecteurs $\vec{J}_x$ entretenu par le champ $\vec{E}$ et $\vec{J}_y$ qui symbolise l'effet Hall.

Passons maintenant sur le cylindre une bobine coaxiale qui constitue avec lui une induction mutuelle, soit un transformateur (mais pour la composante $\vec{J}_y$ seulement). Envoyons enfin suivant Ox (génératrices du cylindre) un courant alternatif. Il est clair alors que le courant secondaire *emprunte de l'énergie au primaire*, ce *donc par l'intervention exclusive des courants de Hall.*

III. La question capitale est alors celle de *la source première de cette énergie*. Le calcul revient essentiellement à celui de l'expression $W = \vec{E} \cdot \vec{J}$ de la puissance par unité de volume du primaire. Faisant usage d'une seule hypothèse de superposition de vecteurs (d'ailleurs quasi inévitable), on trouve

$$W = J_x^2 \frac{1}{\gamma} \frac{\cos^2 \varphi}{\cos^2 (\alpha + \varphi)}$$

forme généralisée d'une loi de JOULE où γ désigne la conductibilité réelle, φ la rotation magnétogalvanique et α l'angle entre le champ électrique réel et la direction Ox; α exprime l'effet du couplage inductif et peut d'ailleurs être réglé à volonté par injection dans le secondaire d'une f. é. m. alternative convenable.

La discussion de cette expression montre qu'en présence de prélèvement d'énergie ($0 > \alpha > -\varphi$) la *consommation totale d'énergie électrique primaire est plus faible* et continue à diminuer régulièrement jusqu'à son minimum ($\alpha = -\varphi$).

Ainsi l'énergie prélevée ne peut être fournie par la source primaire et on doit raisonnablement conclure qu'elle est *empruntée à la matière même du conducteur primaire soit à son énergie interne.*

Ou encore: *si la force électromotrice de Hall travaille contre un champ d'origine extérieure, elle le fait à l'aide de l'énergie moléculaire; on est donc fondé à la qualifier de thermoélectrique.*

On pourrait imaginer d'autres types d'expériences conduisant au même résultat.

IV. Il convient de relever que le raisonnement n'est lié à aucun mécanisme particulier de la conduction électrique.

Ces déductions sont susceptibles de plus d'une grande extension de leur domaine. On peut en effet montrer que des effets similaires doivent se manifester tout à fait généralement dans des milieux *non aimantés c'est-à-dire dénués de propriétés rotationnelles;* il suffit que la conduction électrique y soit anisotrope, avec une dyssymétrie plus élevée que celle du cube (*dyssymétries translationnelles* cette fois). On peut s'attendre qu'ils puissent même y apparaître *notablement plus intenses qu'en présence d'aimantation.*

On note en terminant que l'effet prévu revenant à une destruction de chaleur, il peut faire entrevoir une nouvelle possibilité de production électrique du froid. — Le détail et d'autres aspects seront exposés dans un article ultérieur in H.P.A.

Über die Umwandlung unverzwillingter $BaTiO_3$-Kristalle von der kubischen in die tetragonale Phase

von W. KÄNZIG und R. MEIER (ETH. Zürich).

Die Umwandlung der ferroelektrischen $BaTiO_3$-Kristalle von der kubischen, unpolarisierten in die tetragonale, polarisierte Phase wurde an unverzwillingten Kristallen von ziemlich grosser Reinheit dielektrisch und röntgenometrisch untersucht. Der Curiepunkt liegt bei 119,0° C. Die spontane Polarisation wurde aus Hysteresis-

kurven ermittelt, die nach der Methode von SAWYER und TOWER[1]) mit dem Kathodenstrahloszillographen aufgenommen wurden bei Frequenzen von 15 bis 1000 Hz. Die Messungen wurden erst reproduzierbar, nachdem die Curietemperatur bei angelegtem Wechselfelde mehrmals passiert wurde. Erst dann nahmen die ganzen Kristalle an der Hysteresis teil. Die Extinktion der Röntgenstrahlen ist in allen Punkten der Hysteresiskurve innerhalb der

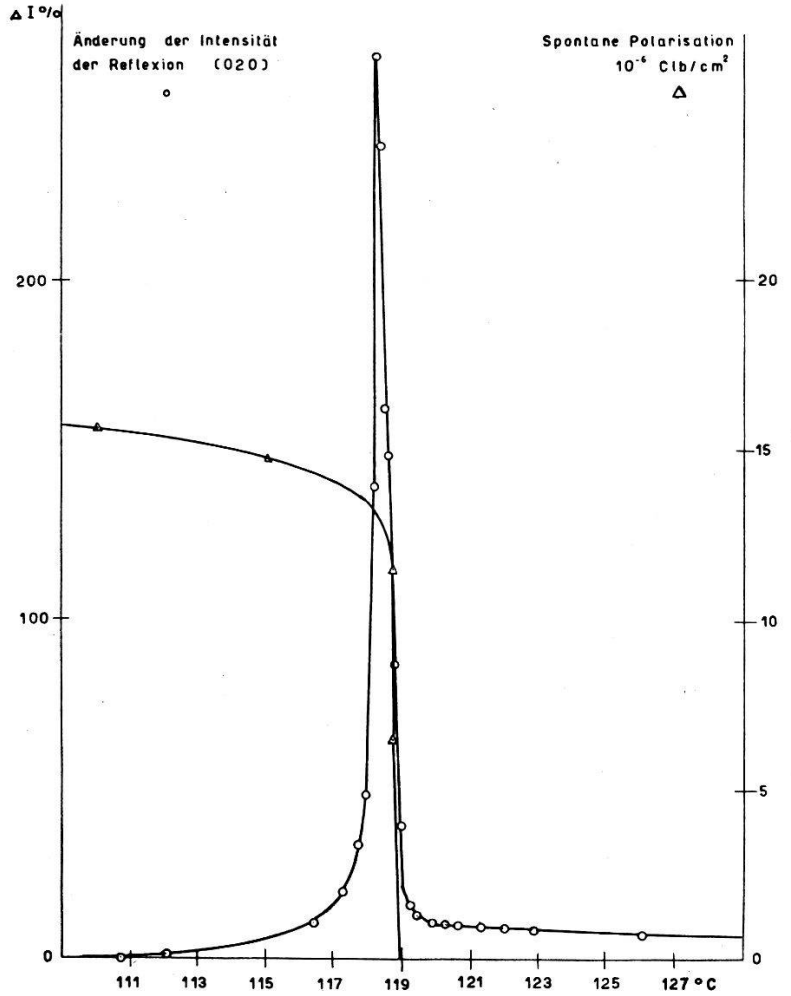


Fig. 1.
Spontane Polarisation und Intensität der Reflexion (020).

Messgenauigkeit (0,25%) gleich gross. Wenn parallele und antiparallele Domänen vorhanden sind, dann sind dieselben entweder sehr gross, oder an der Grenze zweier Domänen tritt keine Störung des Kristallgitters auf. Letzteres ist aber sehr unwahrscheinlich.

In Fig. 1 ist die Temperaturabhängigkeit der spontanen Polarisation eingezeichnet. Der steile Anstieg mit sinkender Temperatur lässt sich nicht mit einer Langevinfunktion erfassen. Bei

[1]) C. SAWYER, C. TOWER, Phys. Rev. **35**, 269 (1930).

Zimmertemperatur beträgt der Wert $(16{,}0 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-6}$ Clb/cm². Das Koerzitivfeld steigt ebenfalls steil auf 200 Volt/cm, um dann noch langsam auf 300 Volt/cm bei Zimmertemperatur anzuwachsen.

Der steile Übergang von der unpolarisierten in die spontan polarisierte Phase ist mit beträchtlichen Störungen der Periodizität des Kristallgitters verbunden, welche die Extinktion der Röntgenstrahlen vermindern. Die Intensität der Reflexion (020) steigt bei

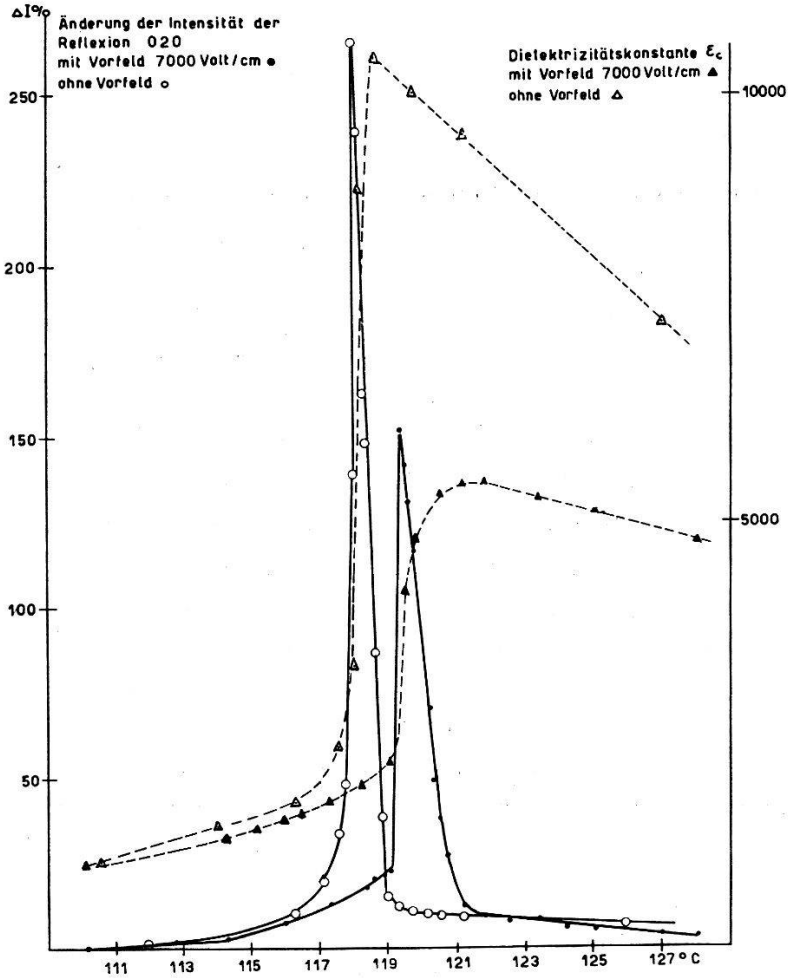


Fig. 2.
Dielektrizitätskonstante ε_c und Intensität der Reflexion (020) mit und ohne Vorfeld.

Mo K_α-Strahlung während der Umwandlung auf das 3- bis 4-fache und sinkt nach erfolgter Umwandlung wieder auf normale Werte ab. Die Intensitätsänderung verhält sich qualitativ wie dP/dT (Fig. 1).[1])

*) Bei extrem langsamer Variation der Temperatur kann in der Nähe des Maximums in einem Temperaturintervall von einigen $^1/_{100}$ Grad noch ein plötzliches Absinken und Wiederansteigen der Intensität beobachtet werden. Der Temperaturfaktor nimmt anomale Werte an, da der Kristall während der Umwandlung kurze Zeit sehr weich wird. Dieser Effekt ist zur Zeit Gegenstand ausgedehnter röntgenometrischer Untersuchungen.

Durch ein Feld von 7000 Volt/cm wird die Spitze der Röntgenintensität um $1{,}4 \pm 0{,}1^0$ C zu höherer Temperatur verschoben. Zugleich wird sie niedriger und breiter. Der Anstieg der Polarisation ist also bei angelegtem Felde weniger steil und zu höherer Temperatur verschoben. Der genaue Verlauf wird gegenwärtig durch Messung der Dielektrizitätskonstanten mit Vorfeld ermittelt. Fig. 2 zeigt das Ergebnis einer gleichzeitigen Messung der Dielektrizitätskonstanten ε_c und der Intensität der Reflexion (020) am selben Kristall, das eine Mal mit Vorfeld, das andere Mal ohne.

Bandenspektren von Borfluorid (BF) im Schumanngebiet

von M. Chrétien und E. Miescher (Basel).

Seit langem kennt man im sichtbaren und ultravioletten Spektralgebiet liegende Bandenspektren des BF-Moleküls. Sie bilden, soweit sie analysiert sind, Triplettsysteme $b\ ^3\Sigma \rightarrow a\ ^3\Pi$ und $c \rightarrow a\ ^3\Pi$; die Konstanten der Terme a, b und c sind in Tabelle 1 enthalten[1]). Sowohl die Moleküle BCl und BBr, als auch die mit BF isoelektronischen Moleküle CO und N_2 haben einen $^1\Sigma$-Grundzustand und einen Π-Term als niedrigsten angeregten Singulettzustand. Man mußte deshalb annehmen, daß das Hauptsystem $^1\Pi - {}^1\Sigma$ des BF-Moleküls bisher der Beobachtung entgangen war.

Tabelle 1.

Molekülkonstanten des $B^{11}F$ in cm^{-1}.

Zustand		ν_e	ω_e	$\omega_e x_e$	B_e	α	$D \cdot 10^6$	r_e in Å
$c^1)$		$x + 38651{,}4$						
$b^1)$	$^3\Sigma$	$x + 31870{,}0$	1631,40	23,10	1,634	0,020	4,2	1,217
$a^1)$	$^3\Pi$	x	1323,64	9,40	1,412	0,018		1,309
D	$^1\Pi$	72140	(1696)	(14)				
C	$^1\Sigma$	69010,1	1603,0	13,7				
B	$^1\Sigma$	65334,8	1692,7	12,7	1,66			1,20
A	$^1\Pi$	51150,1	1271,4	14,9	1,42	0,02	7,1+	1,31
X	$^1\Sigma$	0	1399,8	11,3	1,52	0,02	7,1+	1,26

$$+ \text{ Berechnet aus } D = \frac{4\,B^3}{\omega^2}$$

---

[1]) H. M. Strong und H. P. Knauss, Phys. Rev. **49**, 740 (1936); F. W. Paul und H. P. Knauss, Phys. Rev. **54**, 1072 (1938).

Unter Benützung eines 1 m-Vakuumgitterspektrographen mit 8,3 Å/mm Dispersion in erster Ordnung wurde das Spektrum einer Entladung in Helium von ca. 5 mm Druck, dem BF_3-Gas zugemischt war, aufgenommen. Das Helium zirkulierte in einem Kreislauf, wo es mittels Aktivkohle, die auf der Temperatur der flüssigen Luft gehalten war, fortwährend gereinigt wurde. Die so auf Ilford Q 1-Platten erhaltenen Spektren zeigen im Gebiet von 2100—1900 Å äusserst intensiv das gesuchte Spektrum vom Typus $^1\Pi$—$^1\Sigma$, dessen Zuordnung zum Molekül BF und dessen Vibrationsanalyse durch die beobachteten Isotopendublette $B^{11}F - B^{10}F$ leicht und eindeutig vorgenommen werden können. Aus etwa 30 vermessenen Q-Kanten der rotabschattierten Banden sind die in Tabelle 1 enthaltenen Konstanten der $X\,^1\Sigma$- und $A\,^1\Pi$-Terme berechnet. Die Spektrogramme enthalten ferner im kürzerwelligen Teil weitere neue wohlausgebildete, durch die Isotopenaufspaltung ebenfalls sicher dem BF-Molekül zuzuordnende Bandensysteme B—X (1630—1480 Å), C—X (1520—1400 Å) und D—X (1390—1340 Å), welche alle violett abschattiert sind. Alle enthalten die Grundfrequenz 1400 cm^{-1} des BF-Moleküls. Tabelle 1 gibt auch die Vibrationskonstanten der B-, C-, D-Terme. Aus dem Fehlen von Q-Zweigen in den Systemen B—X und C—X schliesst man auf den Σ-Charakter der B- und C-Terme. Das Termschema des BF-Moleküls erweist sich, wie zu erwarten, nunmehr völlig analog dem wohlbekannten Schema des ebenfalls 14 Elektronen enthaltenden CO-Moleküls; allerdings bleibt die Lage der Tripletterme, da keine Interkombination beobachtet ist, vorläufig unbestimmt[1]).

Aufnahmen des A—X-Systems, welche unter Benutzung einer einfachen Vorzerlegung in der 2. Ordnung des Gitters mit einer Dispersion von 4,2 Å/mm gewonnen wurden, gestatteten die teilweise Auflösung der Rotationsstruktur einiger der BF-Banden. Es gelingt, obwohl die einzelnen Zweige einer Bande nur streckenweise aufgelöst sind, eindeutig die J-Numerierung zu finden. So sind für fünf Banden (v', $v'' = 0{,}1$; $2{,}1$; $3{,}1$; $3{,}2$; $4{,}2$) 4 Werte $B_{v'}$ des $A\,^1\Pi$- und 2 Werte $B_{v''}$ des $X\,^1\Sigma$-Zustandes ermittelt worden. Aus verschiedenen Banden erhaltene Werte des gleichen B_v stimmen innerhalb der Messgenauigkeit überein. Tabelle 1 enthält die aus den B_v-Werten berechneten Rotationskonstanten der neuen BF-Terme, zusammen mit den entsprechenden Konstanten der Tripletterme. Die beiden Π-Terme verschiedener Multiplizität stimmen in ihren Konstanten nahezu überein und zeigen eine auffallende Lockerung der Bindung im Vergleich zu den höher angeregten Σ-Termen.

---

[1]) M. Chrétien und E. Miescher, Nature **163**, 996 (1949).

Eine ausführliche Arbeit, welche demnächst in dieser Zeitschrift erscheinen wird, enthält ins Einzelne gehende Angaben über die neuen *BF*-Spektren und eine vergleichende Diskussion der Bindungsenergien in den zweiatomigen (BX) und vieratomigen (BX_3) Borhalogeniden.

Neue Bandenspektren der zweiatomigen Bleihalogenide

von K. Wieland und R. Newburgh (Zürich).

Die zweiatomigen Radikale PbF, PbCl und PbBr besitzen im sichtbaren Spektralgebiet nach Rot abschattierte Bandenspektren (Systeme *A*), die von Morgan[1]) (in Emission) und von Rochester[2]) (in Absorption) analysiert worden sind. Rochester[3]) hat ferner bei PbF, teils in Emission, teils in Absorption, mehrere ultraviolette Systeme (*B*, *C*, *D*, *E* und *F*) gefunden.

Wir konnten nun in Absorption, unter Verwendung sehr kleiner, in Quarzrohre eingewogener Substanzmengen von PbX_2, auch bei PbCl, PbBr und PbJ ultraviolette Bandensysteme auffinden, die offensichtlich System *B* von PbF entsprechen. In Emission, andeutungsweise auch in Absorption, liess sich ferner bei PbJ das bisher fehlende System *A* photographieren[4]). Die Kantenformeln mit $u = v + \frac{1}{2}$) dieser neuen Bandenspektren lauten

a) für die Systeme *B* (nach Violett abschattiert):

$$\begin{array}{llll}
PbCl^{35}: & \nu = 35199 + 382{,}1\,u' - 1{,}05\,u'^2 & u' & 0\text{—}13 \\
 & \qquad\quad - 304{,}2\,u'' + 0{,}89\,u''^2 & u'' & 0\text{—}6 \\
PbBr^{79}: & \nu = 34523 + 258{,}2\,u' - 0{,}6\,u'^2 & u' & 0\text{—}9 \\
 & \qquad\quad - 207{,}5\,u'' + 0{,}5\,u''^2 & u'' & 0\text{—}9 \\
PbJ: & \nu = 33488 + 198{,}7\,u' - 0{,}35\,u'^2 & u' & 0\text{—}14 \\
 & \qquad\quad - 160{,}5\,u'' + 0{,}25\,u''^2 & u'' & 0\text{—}9
\end{array}$$

b) für System *A* (nach Rot abschattiert):

$$\begin{array}{llll}
PbJ: & \nu = 20528{,}5 + 142{,}0\,u' - 1{,}5\,u'^2 & u' & 0\text{—}17 \\
 & \qquad\quad - 160{,}5\,u'' + 0{,}25\,u''^2 & u'' & 0\text{—}36
\end{array}$$

Die letzte Formel ist in bezug auf die u'-Numerierung bis auf 1 oder 2 Einheiten unsicher.

Die Banden der Systeme *B* weisen, ähnlich wie beim entsprechenden System von PbF[3]), teilweise grosse Unschärfe und auch einige starke Vibrationsstörungen auf, was sich auf Prädissoziation (Fall *c* nach Herzberg[5])) zurückführen lässt. Das erklärt auch, dass es uns nicht gelungen ist, diese Spektren in Emission zu erregen.

Durch Vergleich aller Systeme A und B der vier Moleküle PbX (X = Halogenatom), unter Berücksichtigung der oben erwähnten Prädissoziationserscheinungen bei den Systemen B, ergibt sich beinahe zwangsläufig, dass der Grundzustand ($^2\Pi$) in normale Atome Pb ($2p$, $^3P_0$) + X ($^2P_{3/2}$), der obere Zustand ($^2\Sigma$) von B in Pb ($2s$, $^3P_1$ 35285 cm^{-1}) + X ($^2P_{3/2}$) und der die Prädissoziation verursachende Zustand (Abstossungskurve $^2\Sigma$) in Pb ($2p$, $^3P_1$ 7817 cm^{-1}) + X ($^2P_{3/2}$) dissoziieren muss. Die Richtigkeit dieser Zuordnung vorausgesetzt lassen sich dann die Dissoziationsenergien D_0 auf mindestens 5% genau festlegen. Man erhält so jeweils für den Grundzustand ($^2\Pi$) folgende Werte D''_0 in kcal/Mol:

PbF: 80,0 PbCl: 72,0 PbBr: 68,5 PbJ: 65,5 kcal/Mol.

Die so erhaltenen Werte weichen beim Bromid und Jodid merklich von den aus der Bandenkonvergenz extrapolierten ab.

Literatur.

1) F. Morgan, Phys. Rev. **49**, 47 (1936).
2) G. D. Rochester, Proc. Roy. Soc. London **153**, 407 (1936).
3) G. D. Rochester, Proc. Roy. Soc. London **167**, 567 (1938).
4) Inzwischen auch von P. T. Rao, Curr. Sci. **18**, 8 (1949) beobachtet.
5) G. Herzberg, Erg. d. exakt. Naturwiss. **10**, 241 (1931).

Temperaturabhängigkeit der Gesamtabsorption von Joddampf (J_2)

von P. Sulzer und K. Wieland (Zürich).

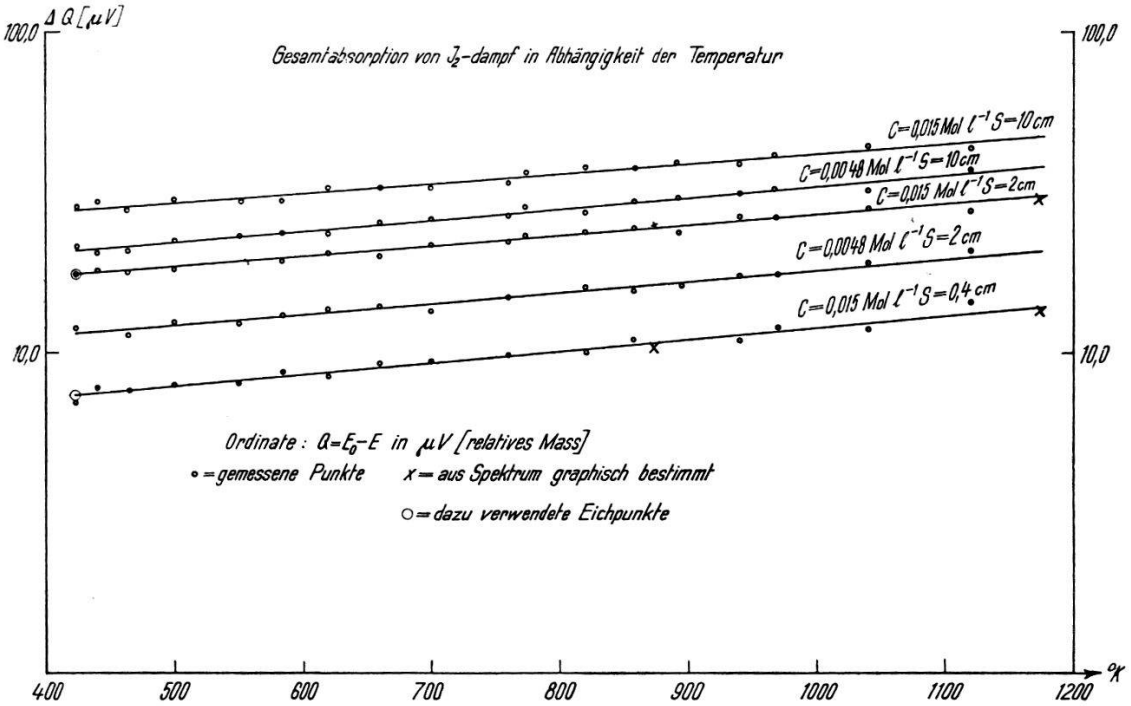
Joddampf (J_2) bildet, infolge seiner Temperaturbeständigkeit und seiner einfachen Absorptionsverhältnisse (ausgedehntes Absorptionsspektrum im sichtbaren Spektralgebiet, kein infrarotes Vibrations- und Rotationsspektrum), eine recht geeignete Substanz, um an ihr, unter Konstanthalten der Molekülzahl, die Temperaturabhängigkeit der absorbierten Lichtenergie zu studieren. Ausser Messungen der spektralen Intensitätsverteilung werden hier auch Messungen der totalen (spektral unzerlegten) Absorption aufschlussreich sein, da, unter Verwendung eines Planck'schen Strahlers als Lichtquelle, die im U. V.-Gebiet absorbierte (hier nicht interessierende) Energie nicht mehr ins Gewicht fällt.

Als Lichtquelle diente eine stabilisierte Wolframbandlampe (L), deren spektrale Intensitätsverteilung bei Kenntnis der Temperatur $T_L \cong 2600^0\ K$ mit Hilfe der Planck'schen Formel angenähert bekannt ist. Die Jodmenge (Konzentration c) befand sich in einem Quarzgefäss (Schichtdicke s) eingeschmolzen. Die Messung der gesamten, bei der Temperatur T absorbierten Energie $Q_T = (E_0 - E)_T$

(E_0 = einfallende, E = austretende Energie in relativen Einheiten) erfolgte mittels einer Moll'schen Thermosäule. Für die Ermittlung des natürlichen, molaren Absorptionskoeffizienten

$$k_{\nu,\,T} = \frac{1}{c \cdot s} \ln \frac{I_{0\,\nu}}{I\nu}$$

über den Spektralbereich γ 9000 Å bis 4000 Å wurde die Sektorenmethode von HALBAN[1]) in Verbindung mit einem Zwei-Prismen-Glasspektrographen benützt.



Der Zusammenhang zwischen der integralen Energie Q_T (in rel. Einheiten) und der monochromatischen Absorption (in %)

$$A_{\nu,\,T} = \frac{I_{0\nu} - I_\nu}{I_{0\nu}} = 1 - e^{-k_{\nu,\,T} \cdot c \cdot s}$$

ergibt sich unter Berücksichtigung der spektralen Intensitätsverteilung der Wolframbandlampe durch

$$Q_T \sim \int \left[\frac{J^{\max}_{\nu,\,T_L}}{J_{\nu,\,T_L}} \cdot A_{\nu,\,T} \right] d\nu$$

wo J_{ν,T_L} = Intensität der Lampe an Stelle ν und $J^{\max}_{\nu,T_L}$ = Intensitätsmaximum ($\nu = \nu$ max) bei konstanter Lampentemperatur T_L bedeuten.

---

[1]) HR. HALBAN, G. KORTUM und B. SZIGETI, Z. El. Ch. **42**, 628 (1936).

Das Ergebnis unserer, in beigegebener Figur dargestellten Messungen zeigt zunächst eine gute (relative) Übereinstimmung der integral gemessenen Werte Q_T (o in Figur) mit den wenigen aus $A_{\nu,T}$ gewonnenen Werten (x in Figur). Ganz allgemein finden wir *eine erhebliche Zunahme der absorbierten Energie mit steigender Temperatur, bei konstanter Molekülzahl,* wobei die oberhalb etwa 700° C merklich werdende Dissoziation der J_2-Moleküle durch Korrektur berücksichtigt worden ist.

Wir haben auch auf Grund unserer spektralen Messungen die Absorptionsstärke

$$\int (k_{\nu,T})\, d\nu$$

des sichtbaren Absorptionsspektrums von J_2 ermittelt, worüber in Zusammenhang mit ähnlichen Messungen an Brom und Chlor später berichtet werden soll.

Un cas particulier d'inhibition de fluorescence

par E. Banderet (Mulhouse).

Le but de la présente communication est de donner une explication des courbes de fluorescence[1]) obtenues en ajoutant à des solutions de colorants faiblement ionisés des inhibiteurs à longues chaînes faiblement dissociés. Une étude plus complète nous a permis de montrer que, contrairement à notre première supposition, la forme des courbes intensité de fluorescence I_{fl} — concentration de l'inhibiteur C_i était due à l'apparition de nouveaux corps.

En faisant l'analyse chromatographique d'une solution de rhodamine et de gardinol par exemple, on observe à la partie supérieure de la colonne d'Al_3O_2 une bande étroite grenat dont la largeur augmente avec la concentration C_i. Cette bande a une luminescence intense sensiblement identique à celle du colorant. La courbe expérimentale peut être considérée comme une résultante d'une courbe d'inhibition ordinaire asymptotique à l'axe des concentrations et d'une autre courbe due au nouveau corps et croissant fortement avec la concentration.

On combinera des colorants et des inhibiteurs de signes opposés: Rhodamines, orangé d'acridine, sulfate de quinine (ions colorés +) avec: Gardinol, sels sodés des acides gras à partir de 12 C (ions —); Uranine, éosine (ions +) avec sapamine (ions —).

---

[1]) Helv. Phys. Acta **10**, 259 (1937).

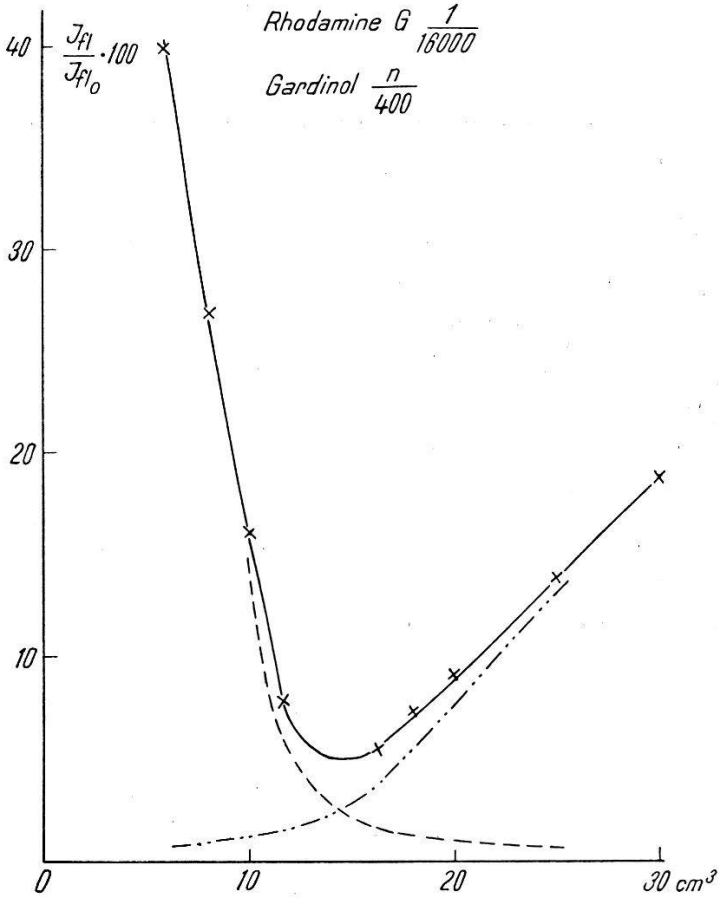
Nous avons trouvé les trois cas suivants:

1. Effet inhibiteur et nouveau corps fluorescent: courbe avec minimum rhodamines-gardinol ou palmitate et laurate de Na, orangé d'acridine-gardinol, sulfate de quinine-gardinol, uranine-sapamine, éosine-sapamine.

2. Effet inhibiteur et nouveau corps non-fluorescent: courbe asymptotique orangé d'acridine-palmitate et laurate.

3. Effet inhibiteur sans apparition d'un nouveau corps: courbe asymptote. Rhodamines et orangé d'acridine-stéarate de Na (tempér. ordin.).

Les solutions présentant des minima ont été étudiées au point de vue conductométrique. Elles montrent plus ou moins nettement des changements dans l'allure des courbes aux concentrations des minima. (J. Hincky.)



Les spectres d'absorption dans le visible établis au moyen d'un spectrophotomètre d'Arsonval montrent un très léger déplacement des maxima d'absorption par l'addition des inhibiteurs. En général les ions actifs positifs déplacent les maxima vers le violet, et les ions négatifs vers le rouge. (M. Haab.)

Ces séries de mesures confirment la présence d'un nouveau corps.

Les questions chimiques se rapportant à la nature des substances formées, au rôle que pourraient jouer des impuretés dans les substances utilisées ont été écartées de notre étude, n'étant pas importantes dans l'interprétation des courbes observées.

Sur le calcul du dichroïsme moléculaire

par S. NIKITINE (Alexandrie et Zurich).

L'expérience montre que les molécules absorbent la lumière d'une façon anisotrope: leur probabilité d'excitation dépend de l'orientation de directions privilégiées, fixées à l'édifice de la molécule, par rapport au vecteur électrique de la lumière. Cette propriété a reçu le nom de «dichroïsme moléculaire»; on peut l'étudier au moyen du photodichroïsme[1][2]).

Si ox, oy, oz sont les directions optiques privilégiées d'une molécule, le dichroïsme moléculaire se traduit par l'inégalité des carrés des moments de transition:

$$\mathfrak{M}_x = \int \psi_n \, x \, \psi_m \, d\tau; \quad \mathfrak{M}_y = \int \psi_n \, y \, \psi_m \, d\tau; \quad \mathfrak{M}_z = \int \psi_n \, z \, \psi_m \, d\tau \qquad (1)$$

relatifs à la transition d'un état quantique n à un état quantique m, caractérisés par les fonctions propres ψ_n et ψ_m.

Récemment une méthode a été indiquée[3][4]) pour le calcul des fonctions propres relatives à de nombreuses molécules organiques, plus particulièrement pour celles qui comportent une chaîne de doubles et simples liaisons en résonance. On admet que les électrons π qui forment la deuxième liaison de la double liaison se comportent comme des électrons métalliques pouvant se déplacer le long de la chaîne en résonance. Dans l'approximation de SOMMERFELD du modèle d'électrons métalliques on calcule facilement les fonctions propres des électrons π. Ces fonctions s'étendent le long de la chaîne et sont relativement peu étendues suivant des directions normales à celle-ci.

Les molécules en question sont généralement planes et la chaîne a la forme d'une ligne brisée. Prenons une variable curviligne ξ le long de cette ligne et les variables η et ζ suivant deux directions normales a ξ; ξ et η seront dans le plan de la molécule. Prenons d'autre part un système de coordonnées cartésien $oxyz$ et supposons la molécule dans le plan oxy. Nous prendrons pour direction ox celle suivant laquelle la projection de la chaîne brisée est la plus grande.

*

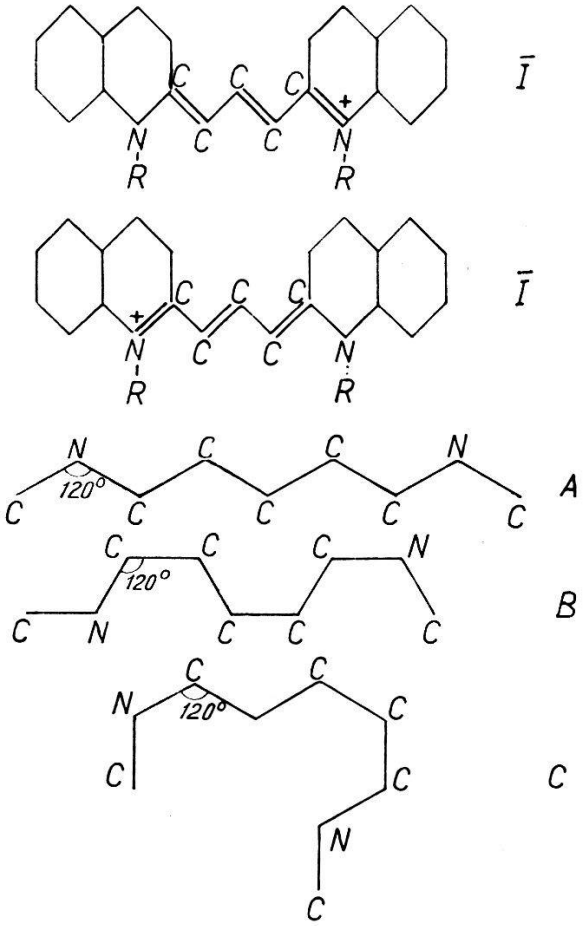
On montre que l'état normal et le premier état excité d'une molécule sont caractérisés par des fonctions propres de la forme:

$$\Psi_1 = \psi_n(\xi)\,\varphi_1(\eta)\,\chi_1(\zeta) \quad \text{et} \quad \Psi_{n+1} = \psi_{n+1}(\xi)\,\varphi_1(\eta)\,\chi_1(\zeta)\,. \tag{2}$$

Les états excites relatifs à φ et χ sont beaucoup plus élevés. On démontre que l'on peut écrire d'une façon approchée:

$$\begin{aligned}\mathfrak{M}_x &= \int \psi_n(\xi)\,\varphi_1(\eta)\,\chi_1(\xi)\cdot x(\xi,\eta,\zeta)\cdot\psi_{n+1}(\xi)\,\varphi_1(\eta)\,\chi(\zeta)\,d\xi\,d\eta\,d\zeta \\ &= \int \psi_n(\xi)\cdot\overline{x}(\xi,0,0)\,\psi_{n+1}(\xi)\,d\xi \end{aligned} \tag{3}$$

et deux expressions analogues pour $\mathfrak{M}_y$ et $\mathfrak{M}_z$. Dans cette expression $\overline{x}(\xi, 0{,}0)$ est une valeur moyenne de $x\,(\xi, \eta\,\zeta)$, prise pour $\eta = \zeta = 0$.



La chaîne de doubles liaisons en resonance peut prendre diverses formes. Nous avons représenté sur la figure les deux structures extrèmes en résonance du pinacyanol; en A nous avons représenté la ligne brisée à laquelle nous assimilons la chaîne du pinacyanol dans sa forme all trans, en B la forme all cis et en C une forme ramassée qui, si elle existe, n'est pas complétement plane. Nous supposerons que la chaîne est encore plane.

On voit que pour ces formes les fonctions $\bar{x}(\xi)$, $\bar{y}(\xi)$ et $\bar{z}(\xi)$ ne sont généralement pas uniques le long de toute la chaîne, sauf pour A. Pour chaque segment de la chaîne il y a lieu de prendre la transformation correspondante $\bar{x}_k(\xi)$, $\bar{y}_k(\xi)$ et $\bar{z}_k(\xi)$. Ainsi il y a lieu de remplacer les intégrales (3) par des sommes d'intégrales étendues chacune à un segment seulement:

$$\mathfrak{M}_x = \sum_k \int_k^{k+1} \psi_n(\xi) \cdot \bar{x}_k(\xi)\, \psi_{n+1}(\xi)\, d\xi \tag{4}$$

et des expressions analogues pour $\mathfrak{M}_y$ et $\mathfrak{M}_z$.

Le calcul de ces intégrales a montré pour les trois formes de la figure les résultats suivants, L étant la longueur totale de la chaîne en admettant avec Bayliss 6 électrons libres, $n = 3$, $\Delta n = 1$[5]) pour la chaîne considérée.

Forme A, all-trans:

$$\mathfrak{M}_x = 0{,}17\, L; \quad M_y = 0; \quad \mathfrak{M}_z = 0$$

Forme B, all-cis:

$$\mathfrak{M}_x = 0{,}15\, L; \quad \mathfrak{M}_y = 0{,}01\, L; \quad \mathfrak{M}_z = 0$$

Forme C:

$$\mathfrak{M}_x = 0{,}1\, L; \quad \mathfrak{M}_y = 0{,}05\, L; \quad \mathfrak{M}_z \text{ petit}.$$

Les deux premières formes correspondent pratiquement à des oscillateurs linéaires. L'expérience montre que le dichroïsme dans la première bande du pinacyanol est très grand au bord rouge de la bande, mais qu'il diminue fortement dans le bleu[1]). Cette variation s'explique si on admet que les divers isomères ont des courbes d'absorption légèrement décalées les unes par rapport aux autres. La forme A aurait la bande d'absorption la plus décalée vers le rouge, les formes ramassées, telles que C, auraient des bandes d'absorption décalées vers le bleu. Ces suppositions concordent avec les faits généralement admis. Il y a lieu de remarquer que nous n'avons pas considéré les changements d'états de vibrations des molécules qui pourraient influencer le dichroïsme.

La théorie exposée dans cette communication démontre que les molécules que nous avons étudiées expérimentalement *doivent être dichroïques*. Elle donne une relation entre leur structure et leur dichroisme et suggère une explication de la variation du bleu au rouge du dichroïsme dans une bande d'absorption. Les applications de cette théorie peuvent être étendues, mais il y a lieu de ne pas perdre de vue le caractère schématique du modèle adopté.

Litérature.

[1]) S. NIKITINE, C. R. **204**, 973 (1937); **206**, 1219 (1938); **207**, 331, 462 (1938); **208**, 805 (1939); **213**, 32 (1941), exposé d'ensemble: Ann. de Physique **15**, 276 (1941); J. de Phys. **3**, 203 (1942).

[2]) G. LEWIS et collab. J. A. C. S. **63**, 3005, 3232 (1941); **64**, 1774, 1916, 2801 (1942); **65**, 502, 2102, 2107, 2419, 2424 (1943); **66**, 2100 (1944).

[3]) N. S. BAYLISS, J. of Chem. Phys. **16**, 287 (1948).

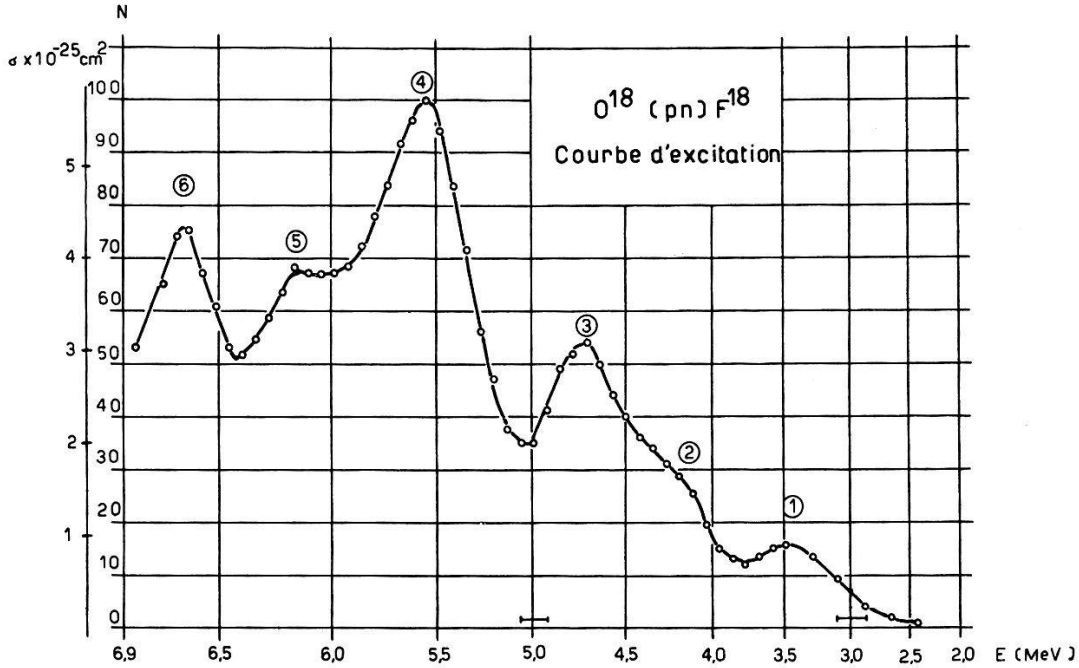
[4]) H. KUHN, H. C. A. XXXI, 1441 (1948); Zs. f. El. Chem. **53**, 165 (1949).

[5]) H. KUHN admet 8 électrons pour le même modèle[4]).

Fonction d'excitation de la réaction O^{18} (p, n) F^{18}

par J.-P. BLASER, F. BOEHM, P. MARMIER, P. PREISWERK et P. SCHERRER (EPF. Zurich).

L'isotope 18 du fluor (112 min.) peut être obtenu par réaction (p, n) à partir de l'oxygène 18. Il se désintègre par émission de positrons ayant une énergie maximum de 635 keV[1]). En irradiant de la muscovite (mica au potassium $Si_3Al_3KH_2O_{12}$) on peut obtenir une forte source de F^{18}, quoique l'abondance relative de l'O^{18} ne soit que de 0,204%. Les autres éléments constitutifs de la muscovite ne



donnent aucune activité de période et d'intensité comparables à celle du F^{18}.

Ces sources ont le grand avantage de se présenter sous forme de feuilles minces et uniformes, ce qui rend possible la mesure de la fonction d'excitation à la réaction (p, n) au moyen de la méthode des feuilles superposées.

---

[1]) J.-P. BLASER, F. BOEHM, P. MARMIER, Phys. Rev. **75**, 1953 (1949).

Le faisceau de protons émergeant du dispositif de déflexion du cyclotron traverse un monochromateur qui sera décrit ultérieurement. Les protons, dont l'énergie primaire est de 6,9 MeV, tombent sur une pile de feuilles de mica ayant chacune l'épaisseur de 7,0 μ. Chaque feuille est ainsi irradiée par des protons ayant subi l'absorption des feuilles précédentes.

La courbe d'excitation est mesurée en déterminant l'activité engendrée dans chacune des feuilles. Des points intermédiaires peuvent être trouvés en plaçant devant la pile de feuilles un absorbant correspondant, quant au pouvoir d'arrêt, à une feuille de demi-épaisseur.

Le pouvoir d'arrêt de la muscovite a été comparé, dans différents domaines de l'énergie, à celui de l'aluminium. Les formules de BETHE[1]) permettent de calculer l'énergie du faisceau à son passage par une feuille donnée.

La courbe d'excitation que nous avons obtenue présente six résonances dans le domaine étudié. Les sections efficaces ont été déterminées à partir du courant de protons et de l'activité absolue des feuilles. Elles sont exactes à 20% près environ. Dans le tableau suivant qui résume les résultats, nous donnons également les énergies d'excitation du noyau intermédiaire, F^{19}:

Résonance	Energie des protons	Section efficace	Energie d'excitation du F^{19}
1	3,5 MeV	$0{,}9 \cdot 10^{-25}$ cm^2	11,4 MeV
2	(4,2)	(1,8)	(12,1)
3	4,70	3,1	12,6
4	5,55	5,7	13,4
5	6,13	3,9	13,9
6	6,65	4,3	14,4

La résonance 1 a déjà été trouvée par DU BRIDGE, BARNES, BUCK et STRAIN[2]), en bon accord avec nos résultats.

La courbe d'excitation permet, en tenant compte du straggling, de situer le seuil de la réaction à 2,5 MeV, ce qui concorde avec la valeur calculée d'après la limite supérieure du spectre de positrons émis par le F^{18}:

$$Q' = \{m_e c^2 + (m_N - m_P) + E^{\beta^+}_{max}\} \left(1 + \frac{m_P}{m_{O^{18}}}\right) = -2{,}55 \text{ MeV}.$$

[1]) M. LIVINGSTON and H. BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 262 (1937).

[2]) L. A. DU BRIDGE, S. W. BARNES, J. H. BUCK and C. V. STRAIN, Phys. Rev. **53**, 447 (1938).

Die Verteilung der thermischen Neutronen in der Umgebung der Kante eines Cadmium-Bleches

von DILSCHAD T. ELBRUS und K. ZUBER (Istanbul).

1. Die Verteilung der thermischen Neutronen in einem Moderator wird bestimmt durch die Verteilung der Bremswege der von einer Neutronenquelle emittierten schnellen Neutronen und durch die Diffusion der langsamen Neutronen. Um die Diffusion allein zu bestimmen, verwendet man ausgedehnte, Neutronen absorbierende Substanzen und bestimmt die Neutronendichten ohne und mit dieser Substanz im Moderator. Die Kurve für die Differenzen der beiden Messungen, gebildet für gleiche Punkte, zeigt dann den Einfluss der Diffusion[1]). Charakterisiert wird die Diffusion durch die Diffusionslänge, welche angibt, wieweit ein Neutron im Mittel diffundiert, bevor es durch einen Kern des Moderators eingefangen wird. Sie beträgt für Paraffin 2,1 cm[1]).

Sehr schön ist die Diffusion in der Umgebung der Kante eines Cadmium-Bleches zu sehen. Diese Anordnung ist für experimentelle Fragen von Bedeutung, da sie bei jeder Neutronenbestimmung bis zu einem gewissen Grade realisiert ist, falls der Detektor die Neutronen merklich absorbiert und er nicht sehr klein ist.

2. Wir haben eine zylindrische Anordnung gewählt. In der Achse eines Paraffinzylinders von 7 cm Durchmesser befand sich in mittlerer Höhe die Ra-Be-Neutronenquelle (80 mg Ra). In gleicher Höhe mit ihr war auf der Zylinderfläche ein 0,1 mm dicker, beidseitig mit 0,05 mm dicker Al-Folie bedeckter Goldstreifen als Detektor befestigt. Das zylindrisch gebogene Cd-Blech (15×15 cm^2) wurde derart am Zylinder angebracht, dass ein Stück des Streifens vom Cd nicht abgedeckt wurde. Ein kleiner Teil des vor dem Cd-Bleches liegenden Streifens war auch auf der Quellenseite durch Cd abgedeckt und diente somit zur Registrierung der schnellen Neutronen. Das Ganze passte in die Bohrung eines grossen Hohlzylinders aus Paraffin.

3. Die Wahl von Gold als Detektor der Neutronen geschah aus folgenden Gründen: Um die in der Umgebung der Kante sich rasch ändernden Neutronendichten messen zu können, müssen entweder sehr kleine Sonden verwendet werden, oder es müssen bei einer grössern Sonde die Aktivitäten kleiner Flächenelemente gemessen werden. Bei der Messung steht somit auf alle Fälle nur eine kleine Fläche zur Verfügung. Damit man die für die Messung benötigte Anzahl von β-Strahlen erhält, ist es zweckmässig, ein Material für

[1]) E. AMALDI und E. FERMI, Phys. Rev. **50**, 899 (1936); A. BERTHELOT, R. COHEN und H. RECH, C. R. **225**, 406 (1947).

den Detektor zu wählen, das eine passend grosse Halbwertszeit besitzt, da bei gegebenem Neutronenfluss und Neutronenabsorption durch den Detektor die Zahl der entstandenen radioaktiven Kerne bei genügend langer Aktivierungszeit proportional der Halbwertszeit ist. Das durch den Fermiprozess entstehende Au^{198} besitzt eine Halbwertszeit von 2,69 Tagen[1]). Da der Wirkungsquerschnitt für

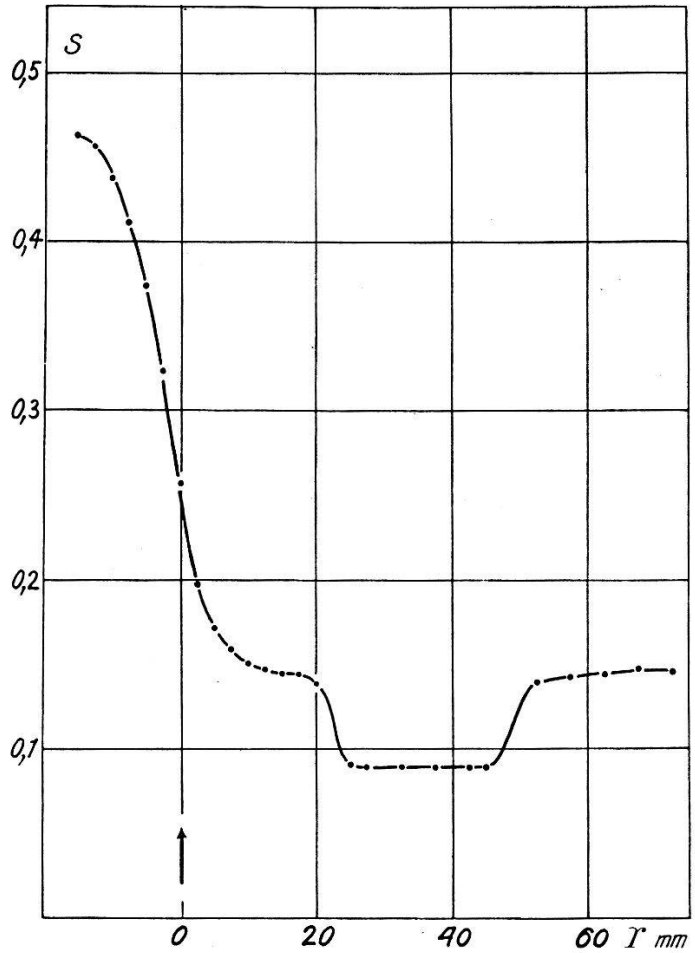


Fig. 1.

Verlauf der gemessenen Schwärzungen S.
Die Lage der Kante des Cd-Bleches ist durch einen Pfeil markiert.

den Fermiprozess für thermische Neutronen recht beträchtlich ist (96 barns[2])), vermag Gold selbst bei geringen Neutronenflüssen eine beträchtliche Aktivität zu akkumulieren[3]). Um diese Aktivität bei der Messung ausnützen zu können, muss eine Messmethode verwendet werden, welche zuverlässig über mehrere Tage die emittierte Strahlung zu integrieren vermag. Bequem und sicher ist hierfür die Autoradiographie, da bei Gold keine pseudophotographischen Ef-

[1]) D. Saxon und R. Heller, Phys. Rev. **75**, 909 (1949).
[2]) L. Seren, H. Friedlander und S. Turkel, Phys. Rev. **72**, 888 (1947).
[3]) K. Zuber, Helv. Phys. Acta **21**, 366 (1948).

fekte auftreten. Der aktivierte Streifen wurde beidseitig mit je zwei Röntgenfilmen bedeckt und wirkte auf diese während einer Woche ein. Man erhält nach der Entwicklung bei einem einzigen Versuch vier Filme, deren Schwärzungen sich bequem messen lassen. Verwendet wurde ein 0,6 mm schmaler und 2 mm hoher Lichtfleck im Photometer. Die Anordnung besass somit ein gutes Auflösungsvermögen, auch wenn man berücksichtigt, dass die β-Strahlen nicht senkrecht auf den Film fallen[1]). Es sei bemerkt, dass der Streifen

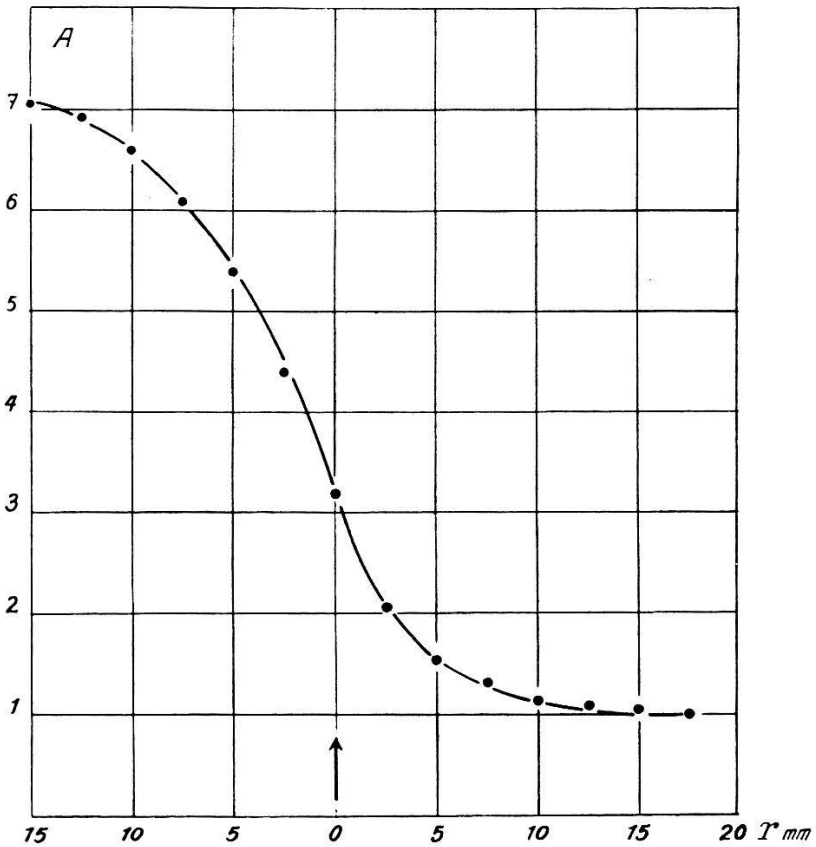


Fig. 2.
Verlauf der Aktivitäten A, hervorgerufen durch die thermischen Neutronen (in willkürlichen Einheiten).

die thermischen Neutronen mit weniger als 10% absorbiert, so dass er die Neutronenverteilung nur unwesentlich stört.

4. Die gemessenen Schwärzungen eines Films sind in der Fig. 1 als Ordinate, der Abstand von der Kante als Abszisse aufgetragen. Die Einsenkung zwischen 25 und 50 mm entspricht dem beidseitig mit Cd abgedeckten Teil des Streifens, die Schwärzung hier ist ein Mass für die schnellen Neutronen, die bei der zylindrischen Anord-

[1]) Für Einzelheiten und weitere Anwendungen der Autoradiographie auf Neutronenverteilungen sei auf die ausführliche Arbeit des einen von uns (D. T. Elbrus) hingewiesen, welche in der Rev. Fac. Sci. Université Istanbul erscheinen wird.

nung überall die gleiche Intensität haben. Zieht man von der gemessenen Schwärzung den Beitrag der schnellen Neutronen ab, so erhält man Fig. 2, welche die Verteilung der thermischen Neutronen allein wiedergibt. Für grosse Entfernungen von der Kante ist ihr Fluss willkürlich eins gesetzt worden. Es ist aus den Figuren ersichtlich, dass vor dem Cd-Blech bis in die Nähe von etwa 2 cm der Kante der Fluss der thermischen Neutronen konstant ist. Er besteht aus Neutronen, welche im Innenzylinder auf die thermische Energie gelangt sind. Nähert man sich der Kante, so diffundieren aus dem Aussenzylinder stammende Neutronen an diese Stellen. An der Kante selbst ist der Fluss über dreimal so gross wie vor dem Blech. Von der Kante weg nimmt der Neutronenfluss weiter zu, weil das Blech das Hin- und Herdiffundieren von einem Zylinder in den andern immer weniger stört. In grosser Entfernung müsste der Fluss den konstanten Wert besitzen, den man auch ohne jedes Cd feststellt. In unserer zylindrischen Anordnung nähert man sich aber der zweiten Kante des Bleches, so dass dieser Endwert nicht erreicht wird. Die Kurven zeigen, dass die Übergangsgebiete beidseitig der Kante eine Ausdehnung von einigen Zentimetern haben, doch ist der Abfall vor dem Blech besonders stark.

Das Isomer des Technetiums 99

von H. Medicus, D. Maeder und H. Schneider (ETH. Zürich).

Die Übergangsenergie des Isomers des Tc^{99} mit einer Halbwertszeit von 6 Stunden war bisher zu 136 keV angenommen worden, da ausser den zu dieser Energie gehörenden Konversionselektronen des Tc^{99} keine weiteren Elektronenlinien beobachtet worden waren, die mit der genannten Halbwertszeit abfielen[1]).

Wir haben in der BEPO-Pile in Harwell fünf Tage lang Molybdäntrioxyd mit langsamen Neutronen bestrahlen lassen und erhielten dabei das radioaktive Mo-Isotop Mo^{99}, das sich mit einer Halbwertszeit von 67 Stunden durch β-Zerfall grossenteils in das Tc-Isomer umwandelt. Absorptionsmessungen der β- und der γ-Strahlung am abgetrennten Tc, sowie die Ausmessung der Konversions- und Photoelektronen im β-Spektrometer ergaben, dass die oben erwähnte γ-Linie, deren genaue Energie wir zu $141{,}2 \pm 0{,}5$ keV bestimmten, nur zu 10% konvertiert ist und dass das Konversionsverhältnis in K- und L-Schale $N_K : N_L$ $8{,}1 \pm 0{,}5$ beträgt. Damit ist erwiesen, dass bei diesem Übergang (wahrscheinlich magnetische) Dipolstrah-

---

[1]) G. T. Seaborg und E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 808, 1939.

lung emittiert wird. Die Isomerie muss daher in einem vorangehenden Übergang ihre Ursache haben. Im β-Spektrometer suchten wir deshalb nochmals, jedoch erfolglos, den Bereich kleiner Energien bis auf 8 keV herunter nach Konversionselektronen ab. Durch Koinzidenz- und Absorptionsmessungen, für die sich das Präparat in einem der Zählrohre befand, während das andere Zählrohr nur auf γ-Strahlung ansprach, konnte nachgewiesen werden, dass tatsächlich Koinzidenzen zwischen einer extrem weichen Strahlung und den 141 keV-Quanten auftreten. Die Koinzidenzrate entspricht der Annahme einer Kaskade zwischen dem isomeren Übergang und der 141 keV-Strahlung.

Um die Energie der Isomerenstrahlung zu finden, brachten wir das Tc in ein Proportionalzählrohr ein. Ein handelsüblicher Kathodenstrahloszillograph diente als Linearverstärker und zugleich, in

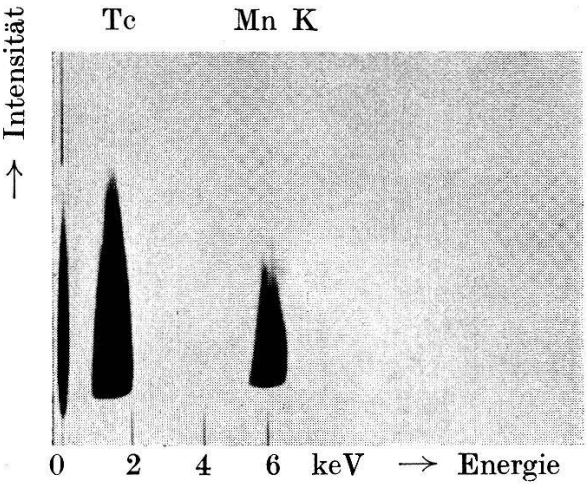


Fig. 1.

Verbindung mit einem Filter ähnlich einer kurzgeschlossenen Delay-Line, als Impulsspektrograph. Das Gerät liefert eine photographische Registrierung der Amplitudenverteilung in völlig analoger Weise wie der Impulsspektrograph der Universität Basel[1]), von dem es sich durch grössere Einfachheit, hauptsächlich infolge Verzicht auf automatische Sperrung gegenüber zu rasch aufeinanderfolgenden Stössen, unterscheidet. Eine weitere Vereinfachung ergab sich dadurch, dass die gewünschte Variation der Strahlhelligkeit auf elektrischem Wege anstatt optisch durch einen Graukeil erreicht wurde.

Fig. 1 zeigt die Kopie einer Aufnahme, bei welcher zwecks Eichung des Energiemaßstabes gleichzeitig die K-Röntgenstrahlung

[1]) D. Maeder, Helv. Phys. Acta **20**, 139 (1947); D. Maeder, P. Huber und A. Stebler, Helv. Phys. Acta **20**, 230 (1947).

von Mn durch ein Zählrohrfenster eingelassen wurde. Die dem Tc entsprechende Energie von $1{,}8 \pm 0{,}3$ keV ist mit dem Ergebnis der Absorptionsmessungen nur verträglich, wenn es sich um Elektronen handelt. Anderseits zeigt das Fehlen der L-Röntgenstrahlung des Tc, dass die Elektronen aus der M- und N-Schale des Tc stammen müssen. In Anbetracht der starken Absorbierbarkeit der gleichzeitig emittierten Röntgenstrahlung misst man somit die Gesamtenergie des isomeren Überganges.

Wahrscheinlich wird dieser 1,8 keV-Übergang mit einer Drehimpulsänderung von $\Delta I = 3$ verbunden sein, so dass dem direkten Übergang vom isomeren in den Grundzustand eine Spindifferenz von 2, 3 oder 4 entsprechen würde. Der erste Wert kann ausgeschlossen werden, weil in diesem Fall durch die Ermöglichung von Quadrupolstrahlung der isomere Zustand gar nicht auftreten würde. Auch mit einer Spinänderung von 3 wäre noch immer der direkte Übergang bevorzugt, der an seiner starken Konversion erkennbar sein müsste. Mit $\Delta I = 4$ wird hingegen, falls die beiden Zustände verschiedene Parität besitzen, die Halbwertszeit des 143 keV-Überganges so gross, dass er nur schwer beobachtbar wäre, weil seine Konversionselektronen praktisch mit denen des 141 keV-Überganges zusammenfallen würden.

Ebenfalls konnte der Zerfall des Mo^{99} in weiteren Punkten geklärt werden. Die Maximalenergie des β-Spektrums wurde spektrometrisch bestimmt und beträgt $1{,}215 \pm 0{,}010$ MeV. Nach Ausweis des Fermi-Diagramms ist das Spektrum komplex, wobei die Differenz der Energien der beiden Partialspektren von der Grössenordnung der harten γ-Linie[1]) ist, die wir durch Ausmessung der Photo- und Comptonelektronen zu 726 ± 8 keV bestimmten. Rund ein Viertel der β-Übergänge koinzidiert mit dieser Linie; dies ist auch mit der Analyse des Fermi-Diagrammes verträglich. Aus der γ-γ-Koinzidenzrate ist zu schliessen, dass der Emission jedes 726 keV-Quantes ein 141 keV-γ-Quant folgt. Zwei sehr schwache γ-Linien von 181 und 360 keV, deren Photoelektronen wir auffanden, konnten wir bisher nicht eindeutig in das Termschema einordnen. Sie wurden nur in den Molybdänpräparaten, jedoch nicht beim abgetrennten Tc beobachtet.

Eine ausführliche Arbeit erscheint nächstens in den Helv. Phys Acta.

---

[1]) L. C. Miller und L. F. Curtiss, Phys. Rev. **70**, 983 (1946).

Spins, moments magnétiques et structure nucléaire

par G. J. Bene, P.-M. Denis, R.-C. Extermann (Université de Genève).

Le but de ce travail est l'étude des relations existant entre les spins I et les moments magnétiques M d'une part et d'autre part la structure nucléaire, structure mise en évidence[1]) par la stabilité des noyaux ayant 2, 8, 20, 50, 82 protons (Z) ou 2, 8, 20, 50, 82, 126 neutrons (N). Une telle étude vient d'être entreprise par W. Gordy[2]) pour les moments électriques quadrupolaires.

Les diagrammes $M = M(I)$ ont souvent pour but[3]) de mettre en évidence les limites de Schmidt[4]); ils nous montrent par ailleurs un groupement tout à fait remarquable des noyaux ayant un nombre voisin de protons ou de neutrons. Ainsi pour l'abscisse 3/2, les noyaux pour lesquels $Z = 29, 31, 33, 35, 37$ ont un moment magnétique compris entre 1,5 et 2,7 magnétons nucléaires (M. N.). On retrouve pour les autres abscisses des groupements similaires: $Z = 71$, $N = 72$, $Z = 57$ et $Z + N = 59$ pour $I = 7/2$... Ces ensembles peuvent être décrits par la règle empirique suivante:

«Dans des domaines d'importance variable, mais dépassant rarement une dizaine d'éléments, deux noyaux, qui ne diffèrent que d'un nombre pair de protons ou de neutrons, ont des moments magnétiques voisins, sous réserve que leurs spins soient égaux. Si les spins sont différents de ½, les moments électriques quadrupolaires doivent être voisins.»

Cette règle rend compte du fait connu que deux isotopes de même spin ont des moments magnétiques voisins, et du cas particulier de l'Europium. Elle permet de prévoir les moments de noyaux de spin connu, lorsqu'ils peuvent entrer dans un des groupes indiqués; on peut ainsi prévoir [a]):

noyaux	spins	moments magnétiques
W^{183}_{74} et Os^{187}_{76}	$^1/_2$	+0,6
Ir^{191}_{77}	$^1/_2$	+1,5
C^{11}_{6}	$^3/_2$	−1,1
Ir^{193}_{77}	$^3/_2$	−0,1
V^{51}_{23}	$^7/_2$	+4,5
I^{129}_{55}	$^7/_2$	+2,7 (b)

Cette règle ne donne qu'un ordre de grandeur; examinons les diagrammes $M = M(Z)$. Celui des Z pairs, N impairs sur lequel

on a ajouté les noyaux de spin entier (diagramme 1), montre une variation régulière des moments. Les deux courbes construites sont symétriques l'une de l'autre par rapport à l'axe des Z. Les groupements naturels correspondent encore à des noyaux de même spin.

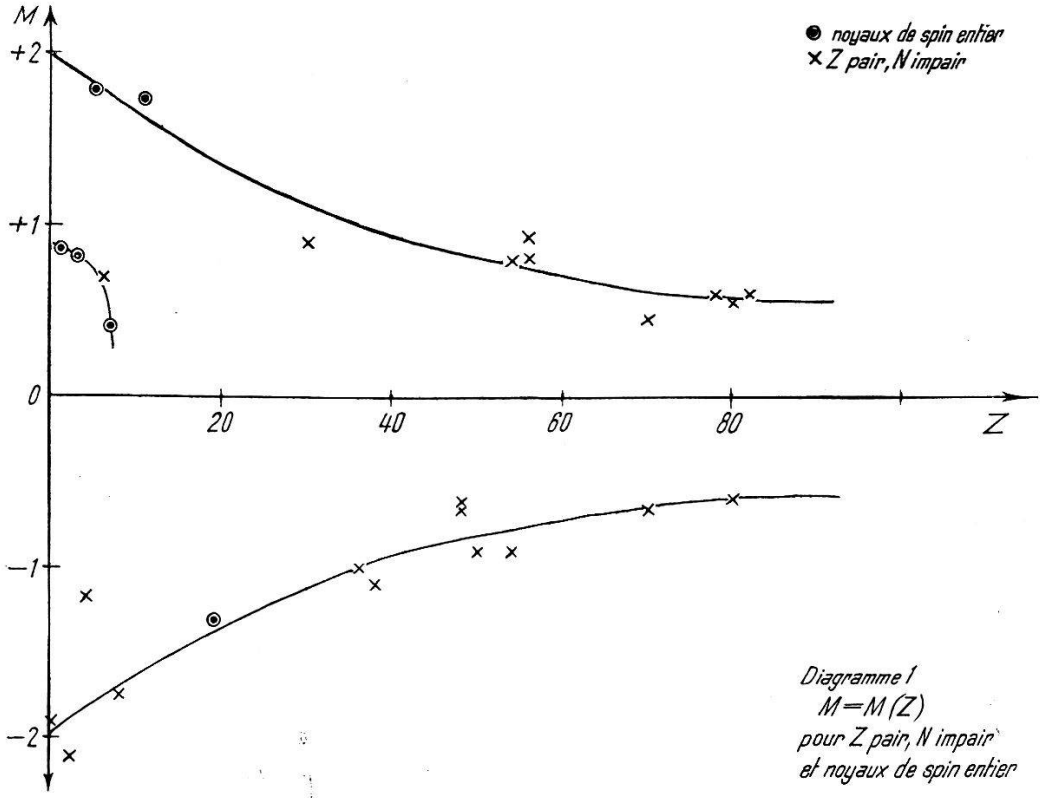


Diagramme 1
$M = M(Z)$
pour Z pair, N impair
et noyaux de spin entier

Ainsi, au voisinage de $Z = 50$, les noyaux de moment M positif ont le spin 3/2, ceux pour lesquels M est négatif ont le spin 1/2, la valeur absolue de M dans les deux cas est d'environ 0,8 M. N. Ceci fixe les moments des isotopes du Tellure pour lesquels les spins viennent d'être déterminés[5][6]).

Te 127, 129, 131	$I = 3/2$	$M = +\ 0{,}8$ M. N.
Te 123, 125	$I = 1/2$	$M = -\ 0{,}8$ M. N.

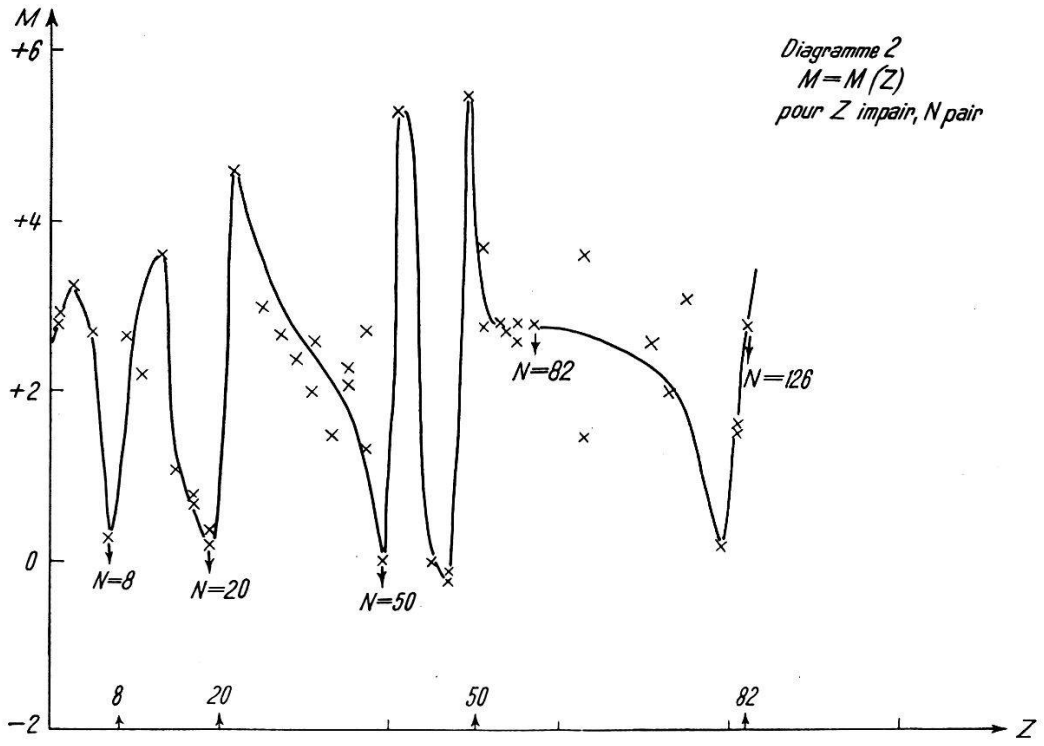
Malgré l'incertitude sur le spin, on peut, néanmoins préciser la valeur absolue du moment magnétique de $Hf_{72}^{177,\,179}$ soit 0,6 M. N.

Le diagramme pour Z impair, N pair (diagramme 2) montre une variation de M beaucoup moins monotone. Les nombres «magiques» découpent ce diagramme en 6 régions limitées en général par des noyaux de moment magnétique voisin de zéro (minimum beaucoup moins accusé pour $N = 82$). Dans les deux premières régions, I comme M, croissent d'abord, puis passent par un maximum avant de décroître jusqu'au nombre magique suivant. Pour I les deux

premiers minima ont lieu aux points $Z + N = 20$, 32, points de discontinuité de la courbe des énergies de liaison dans ce domaine[7]). Trois des régions suivantes débutent par un noyau de spin et de moment très élevés (3e, 4e, 7e); la 3e présente une zone assez large où les noyaux ont tous le spin 3/2 et où les moments sont compris entre + 1,5 et + 2,6 M. N.; la 4e est divisée en 2 groupes:

$$\text{1er: } M = 0 \quad \text{et } I = 1/2$$
$$\text{2e: } M = +5{,}4 \text{ et } I = 9/2$$

L'tude des transitions β a conduit NORDHEIM[3]) ainsi que FEENBERG et HAMMACK[8]) à attribuer à certains isotopes ayant Z compris entre 41 et 49 les spins 1/2 ou 9/2; nous prévoyons pour ces noyaux les moments indiqués plus haut.



Dans les deux dernières zones les spins dominants sont 5/2 et 7/2; les moments magnétiques, d'abord très voisins, deviennent moins réguliers, caractère en relation avec de fortes variations du moment électrique quadrupolaire[9]).

Ce dernier diagramme nous précise la largeur des groupements pour lesquels la règle empirique donnée plus haut est valable: elle est fixée par le découpage de ce diagramme par les nombres magiques. Ce découpage nous semble valable pour les noyaux ayant Z pair.

Références et notes.

[1]) MARIA G. MAYER, Phys. Rev. **74**, 235 (1948).
[2]) W. GORDY, Phys. Rev. **76**, 139 (1949).
[3]) L. W. NORDHEIM, Phys. Rev. **75**, 1895 (1949).
[4]) T. SCHMIDT, Zeitschr. für Physik, **106**, 358 (1937).
[5]) R. D. HILL, Phys. Rev. **76**, 333 (1949).
[6]) FOWLES, cité par BOWE, SCHARFF-GOLDHABER, Phys. Rev. **76**, 437 (1949).
[7]) J. S. SMART, Phys. Rev. **76**, 439 (1949).
[8]) FEENBERG et HAMMACK, Phys. Rev. **75**, 1877 (1949).
[9]) BÉNÉ, DENIS et EXTERMANN, Phys. Rev. (in press).

[a]) Pour les noyaux de spin entier impair, cette règle s'applique aux rapports gyromagnétiques nous pouvons ainsi prévoir:

$$F^{18}_{9} \quad I = 1 \; M = +0{,}5 \text{ M. N. et } Al^{26}_{13} \quad I = 5 \text{ et } M = +3{,}0 \text{ M. N.}$$

FEENBERG et HAMMACK[8]) prévoient pour F 18 le spin I = 1.

[b]) Ayant appris (Phys. Rev. **76**, 149 (1949)) que LIVINGSTON, GILLIAM et GORDY recherchaient le moment M de I 129, nous leur avons envoyé ce résultat et avons été avisés par retour de son bon accord avec leur résultat expérimental $M = +2{,}74$ $M.N.$ Leur travail a été publié depuis (Phys. Rev. **76**, 443 (1949)).

Détermination du rapport des sections efficaces du Bore et de l'Uranium par la Méthode photographique

par CH. HAENNY, P. LERCH et O. ROCHAT (Lausanne).

Des émulsions Ilford $C_2 + B$, 100 μ, et Ilford D1 50 μ chargées d'uranium ont été irradiées, avec et sans écran de Cd, dans une cavité creusée à l'intérieur d'un bloc de paraffine au centre duquel se trouvait une source de neutrons Ra-Be de 50 mC.

Du fait de la loi en $1/V$ valable pour les deux corps, le nombre des réactions de capture est proportionnel à la densité de neutrons thermiques et au produit $\sigma \cdot v$ constant.

1. *Discrimination α fission.*

Les émulsions Dl ont une certaine sensibilité aux particules α qui est gênante lorsque les traces de fission sont rares (1 pour 5000 en 24 heures d'irradiation). Nous avons obtenu une amélioration de cette discrimination en développant avec un révélateur de pH 8,7 (formule 1 D 19 dilué 3 fois additionné de 6,5 cm³ d'acide acétique 1% pour 10 cm³ de révélateur). Développement en température, 15 minutes à 0° C et 30 minutes à 25,0 + 0,1° C.

2. *Solution d'imprégnation.*

Elle est formée de 30,077 g $UO_2\,(NO_2)_2\;6\,H_2O$ dissous dans 100 cm³ de citrate de Na $M/_{2,5}$ auquels sont ajoutés 60 cm³ de soude 1,058 N. Son pH est de 4,9. L'influence de l'acidité de la

solution d'imprégnation sur le révélateur a été signalé par PICCIOTTO[1]). Il existe une autre cause d'affaiblissement, liée à la présence des ions UO_2 dans la plaque.

3. *Fading des traces de fission.*

La variation du nombre de traces comptées en fonction du temps d'irradiation a été étudiée pour 24 heures, 48 heures, 72 heures et 96 heures. Des déviations à la proportionnalité apparaissent pour 72 et 96 heures. L'irradiation de 24 heures a été utilisée pour la comparaison des sections efficaces. Après l'imprégnation, la plaque est séchée dans le vide sur $CaCl_2$ pendant 2 heures. L'irradiation a lieu à la température ordinaire, avec 65% humidité relative.

4. *Dosage de l'uranium dans la couche.*

La plaque qui sert à la mesure est placée, avant son irradiation, sous un compteur de GEIGER-MÜLLER à parois de 3,0 mg/cm². Son activité est comparée à celle des plaques analysées. Le nitrate d'uranyle est extrait en faisant 10 lavages successifs dans l'eau distillée. Le rendement de l'extraction est déterminé par l'activité qui reste dans la couche après les lavages.

5. *Voile γ dans les plaques au bore.*

L'irradiation est effectuée avec 5 cm de Pb entre la source et les plaques (placées à 9 cm de la source, avec 4 cm de paraffine devant et 25 cm derrière). La dose de rayons γ est d'environ 1 röntgen en 5 heures. Le voile est éliminé en affaiblissant le révélateur par addition d'acide acétique 1%. 7 cm³ d'acide acétique ajouté à 10 cm³ de révélateur 1 D 19 dilué 3 fois donnent un pH de 8,45 qui permet le comptage facile des traces de bore. Les corrections sont calculées pour tenir compte des traces de la réaction N^{14} (n, p) C^{14}, des traces qui sortent de l'émulsion et des protons de recul.

Résultats.

Plaques	Durée	Surf. expl.	Nomb. de traces comptées	Nombre par cm² en 24 h.
1 Uranium sans Cd	24 h.	0,525 cm²	221	420 ± 15
2 Uranium sans Cd	24 h.	0,805 cm²	431	424 ± 18
3 Uranium avec Cd	24 h.	1,00 cm²	6	6
4 Bore sans Cd	6 h.	0,114 cm²	10 948	$3{,}86 \pm 0{,}04 \cdot 10^5$
5 Bore avec Cd	6 h.	0,100 cm²	675	$0{,}042 \pm 0{,}001 \cdot 10^5$

En tenant compte des valeurs de 0,23 ± 0,01 mg. de bore par cm^2 pour les plaques C_2 de 100 μ (données de Ilford) et de 0,92 ± 0,08 mg U/cm^2 pour les plaques D 1, nous obtenons

$$\frac{\sigma B}{\sigma U} = 170 \pm 34 .$$

La valeur calculée pour l'isotope 235, en prenant $\sigma_B = 707$ barns pour $v = 2200$ m/sec est alors $\sigma_U = 580 \pm 120$ barns.

La valeur la plus récente publiée est celle de Nier, Booth, Dunning et Grosse $\sigma_U = 420$ barns.

Les traces de fissions observées avec Cd (1 mm dans toutes les directions) doivent être attribuées aux fissions de U 238 par les neutrons rapides. Leur abondance est en accord avec le nombre des protons de recul d'énergie supérieure à 1 MeV.

Remarques sur le problème de la discrimination.

Le sous développement favorise la discrimination des particules fortement ionisantes. Cet effet peut être mis en parallèle avec les variations connues des courbes caractéristiques de Hurter et Driffield. En reportant le nombre de grains par μ en fonction du logarithme de la perte d'énergie cinétique par unité de parcours, on obtient des courbes caractéristiques pour les émulsions nucléaires dont l'allure est semblable à celle des courbes susmentionnées et qui se modifient dans le même sens lorsqu'on affaiblit le développement.

Litérature.

[1]) E. Picciotto, Influence du pH dans le traitement des émulsions photographiques pour recherches nucléaires. — Centre de Physique nucléaire, Université Libre de Bruxelles.

Contribution à l'étude de la radioactivité du samarium

par Ch. Haenny, M. Najar et M. Gailloud (Lausanne).

Divers auteurs ont signalé l'existence d'un groupe de long parcours associé au groupe d'α émis par l'isotope 152 du samarium. Nous avons voulu déterminer l'origine de ce groupe dont le parcours moyen a été identifié avec celui du Po (Cuer, Lattes) et attribué à une contamination provenant de l'atmosphère du laboratoire.

Nous avons utilisé pour ce travail les émulsions C 2 de la maison Ilford. Des plaques photographiques ont été imprégnées par immersion prolongée dans des solutions d'acétate de samarium de pH = 3,2. La solution 1 contenait 0,4210 g de Sm_2O_3 dans 25 cm^3 de solution et la solution 2 contenait 0,9474 g. de Sm_2O_3 dans 25 cm^3 de solution. Une plaque de contrôle du même lot a été jointe à la

*

série des plaques imprégnées pour subir les mêmes traitements (à l'exception de l'imprégnation). Les résultats obtenus par l'observation d'une même surface de plaque dans chaque cas (1000 champs microscopiques) sont les suivants:

Particules observées	Nombre		
	Plaque de contrôle	Sol. 1	Sol. 2
Traces non entièrement contenues dans l'émulsion	47	19	57
Traces entièrement contenues dans l'émulsion et comprises entre 15 et 17 microns de long	4	45	162
Protons	3	3	2
Mésons	1 ?	1 ?	0
Etoiles radioactives	1	2	6
Etoiles provenant du verre	12	2	5
Etoiles cosmiques	1	0	1 ?

En comparant les nombres relatifs aux traces α de 15 à 27 microns entièrement comprises dans l'émulsion, on constate qu'ils sont essentiellement liés à la présence du sel de Sm utilisé pour les imprégnations. L'écart à la proportionalité s'explique par la variation de l'adsorption d'une solution imprégnante à l'autre. Nous avons déterminé l'abondance moyenne $\overline{X}$ des traces de long parcours par rapport aux traces α du groupe principal émis par le Sm. Cette abondance varie suivant l'origine du sel de samarium utilisé

Sm (Prof. Bardet, Paris) $\overline{X}_1 = 0{,}011 \pm 0{,}001$
Sm (Prof. Rolla, Gênes) $\overline{X}_2 = 0{,}022 \pm 0{,}003$

La différence entre les 2 valeurs moyennes de l'abondance est significative.

Il apparaît donc établi que les α de long parcours sont liés à une impureté du sel de Sm.

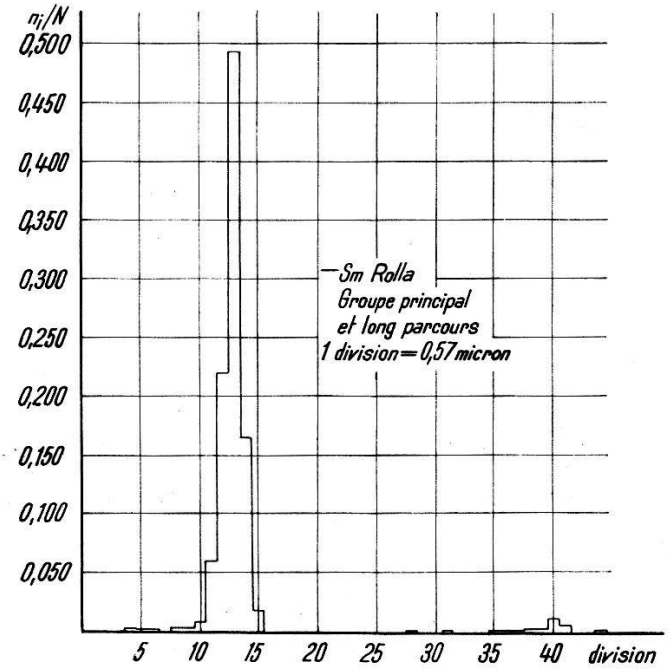
Ainsi que cela a déjà été fait précédemment nous avons mesuré le parcours moyen de ce groupe:

$$\overline{L}_1 = 22{,}37 \pm 0{,}08 \text{ microns}$$
$$\overline{L}_2 = 22{,}30 \pm 0{,}07 \text{ microns}$$

ces valeurs correspondent à celle obtenu pour le Polonium dans les mêmes conditions.

Pour nous convaincre de la présence du Po, nécessairement liée à l'existence de RaD, dans le sel de samarium, nous avons utilisé les

émulsions Ilford G 5 sensibles aux électrons. Ces émulsions ont tout d'abord été imprégnées de sel de RaD au pH de 5,72 ce qui nous à permis d'observer au bout de 12 jours d'exposition la présence de traces d'électrons accompagnant les traces α du polonium. Ces émulsions sont sensibles au minimum d'ionisation, toutefois, la densité de grain est faible. Les mesures effectuées nous ont donné une densité de grains de 19 grains/100 microns. Ce qui rend difficile l'identification de l'origine de la trace de l'électron dans tous les cas où l'électron est émis à une énergie voisine ou supérieure à 1 Mev.



On devrait s'attendre à observer des traces α accompagnées de 2 traces d'électrons (désintégration β du RaD et RaE) l'énergie extremum de ces spectres β étant respectivement de 0,045 Mev et 1,17 Mev, les électrons émis par le RaD seront seuls à être facilement identifiables. Nous avons observé que le 2% des traces α sont accompagnées par la trace d'un électron, cette fréquence est proche de celle calculée pour nos conditions. On a retrouvé le même résultat en ce qui concerne les traces de long parcours obtenus avec le sel de samarium. La présence des traces d'électrons de désintégration confirme bien le fait que les sels de samarium utilisés contiennent de très petites quantités de RaD.

Les parcours des traces α du samarium ont été déterminés dans les émulsions Ilford C 2

C 2 $\bar{r} = 7{,}05 \pm 0{,}02$ microns
$\bar{r} = 7{,}04 \pm 0{,}02$ microns
$\bar{r} = 7{,}08 \pm 0{,}02$ microns

tandis que PICCIOTTO[1]) vient de publier (juillet 1949) la valeur suivante:

$$\bar{r} = 7{,}04 \pm 0{,}03 \text{ microns}$$

Il est important de noter l'accord existant entre les travaux effectués indépendament avec des émulsions du même type (C 2) (et non du même lot) dans des laboratoires différents.

Dans les émulsions G 5 le parcours moyen des Alpha du Sm est de

$$\bar{r} = 7{,}86 \pm 0{,}03 \text{ microns}$$

Le parcours moyen du Po dans les émulsions G 5 également est de

$$\bar{r} = 24{,}1 \pm 0{,}04 \text{ microns.}$$

On peut calculer le parcours dans l'air des α du samarium en utilisant la courbe énergie — parcours dans l'émulsion en tenant compte du nouveau point obtenu sur celle-ci par MORTIER et VERMAESEN[2]) pour les α de 6,56 microns provenant de la réaction ${}^{6}_{3}\mathrm{Li}(n, \alpha)\ {}^{3}_{1}\mathrm{H}$.

Ce parcours dans l'air est égal à $R = 1{,}13 \pm 0{,}04$ cm, celui donné par CUER et LATTES est de $1{,}12 \pm 0{,}03$ cm.

Kernphotoprozesse an leichten Elementen

von H. WÄFFLER und S. YOUNIS (ETH., Zürich).

Bei den leichtesten Atomkernen ($Z \leqq 10$) ist die Absorption eines energiereichen Gammaquants ($h\nu \approx 20$ MeV) mit der Emission eines Neutrons, eines Protons oder auch eines α-Teilchens verbunden. Im Gegensatz zu den schwereren Isotopen, bei denen der (γ, n)-Prozess bei weitem überwiegt, treten hier alle drei Reaktionstypen mit vergleichbarer Häufigkeit auf. Eine genaue Kenntnis der Wirkungsquerschnitte solcher Kernphotoprozesse, sowie der Winkelverteilung der dabei emittierten Teilchen dürfte sich einer zukünftigen Theorie der leichten Atomkerne als nützlich erweisen. Besonders interessant sind die Fälle, bei denen am *gleichen* Isotop sowohl der (γ, n)- als auch der (γ, p)- und (γ, α)-Prozess beobachtet werden kann, wie beispielsweise bei O^{16}. Hier lässt sich die relative Austrittswahrscheinlichkeit verschiedener Teilchenarten aus ein- und demselben hochangeregten Kernsystem bestimmen. Die vorläufigen Ergebnisse einiger solcher Messungen, welche mit der Lithiumgammastrahlung ($h\nu = 17{,}5$ und $14{,}8$ MeV) durchgeführt wurden, sind nachstehend mitgeteilt.

---

[1]) E. PICCIOTTO, C. R., t. **229**, 117 (1949).

[2]) MORTIER et VERMAESEN, Centre de physique nucléaire, Université Libre de Bruxelles, Note no 5, 1949.

1. *Deuterium:* $D^2(\gamma, n)p$.

Die bereits früher beschriebenen[1]) Ausmessungen der Deuterium-Photoprotonen sind weitergeführt worden. In schwerem Wasser getränkte Platten vom Typ Ilford C_2 (Schichtdicke 200 μ) wurden in nassem Zustand unter Luftabschluss während mehreren Stunden der Lithium-Gammastrahlung exponiert (siehe Fig. 1). Um die in der Emulsion selbst ausgelösten Photoprotonen (welche aus (γ, p)-Prozessen an Ag, Br usw. stammen) in Abzug bringen zu können, wurde gleichzeitig mit der D_2O-Platte eine genau gleich behandelte H_2O-Platte bestrahlt. Von jeder Plattensorte sind gegenwärtig rund 24 cm² vermessen. Im Energiebereich 5,5 MeV $< E_p <$ 8,3 MeV, in welchem die Photoprotonen des Deuteriums liegen, entfallen auf die D_2O-Platten 1200, auf die H_2O-Platten dagegen nur 550 Protonenspuren. Die überschüssigen 650 Spuren stammen offenbar aus der Deutonspaltung: Die Winkelverteilung dieser Spuren stimmt innerhalb der Messgenauigkeit gut mit der theoretischen Verteilungskurve, welche die Form $I(\Theta) = I_0(a + \sin^2\Theta)$ hat, überein (Θ = Winkel zwischen Gammastrahl und Photoproton). Die genaue Bestimmung des winkelunabhängigen Anteils a erfolgt am besten durch Vergleich der Spurenzahl unter 90° bzw. 180°. Bei der vorliegenden Statistik betrug die Zahl der Deuterium-Photoprotonen, welche im *Schwerpunktssystem a*) innerhalb eines Kreiskegels von 48° Öffnungswinkel mit der Achse *senkrecht* zur Richtung des einfallenden Gammastrahls *b*) innerhalb eines gleichgrossen Kegels mit der Achse *in* Richtung des Gammastrahls lagen, 250 bzw. 20. Damit berechnet sich der winkelunabhängige Anteil zu

$$a = 0{,}15 \pm 0{,}15 \text{ (mittlerer statistischer Fehler)}$$

Auf Grund der nunmehr bekannten Winkelverteilung lässt sich aus der Gesamtzahl der gemessenen Spuren und der Menge des in der Emulsion enthaltenen schweren Wassers, die durch Wägung bestimmt wurde, der Wirkungsquerschnitt für die Spaltung des Deutons durch beide Linien der Lithiumgammastrahlung zusammen berechnen. Es ergibt sich

$$\sigma\,(17{,}5 + 14{,}8) = (7{,}0 \pm 2{,}5)\cdot 10^{-28}\ \text{cm}^2 \text{ (Fehler}\textit{grenze}\text{)}.$$

Diese experimentellen Werte können mit den theoretischen Rechnungen von Rarita und Schwinger[2]) verglichen werden. Für eine Quantenenergie von 17,5 MeV diskutieren diese Autoren, unter Zugrundelegung eines Kastenpotentials von $2{,}8\cdot 10^{-13}$ cm Radius

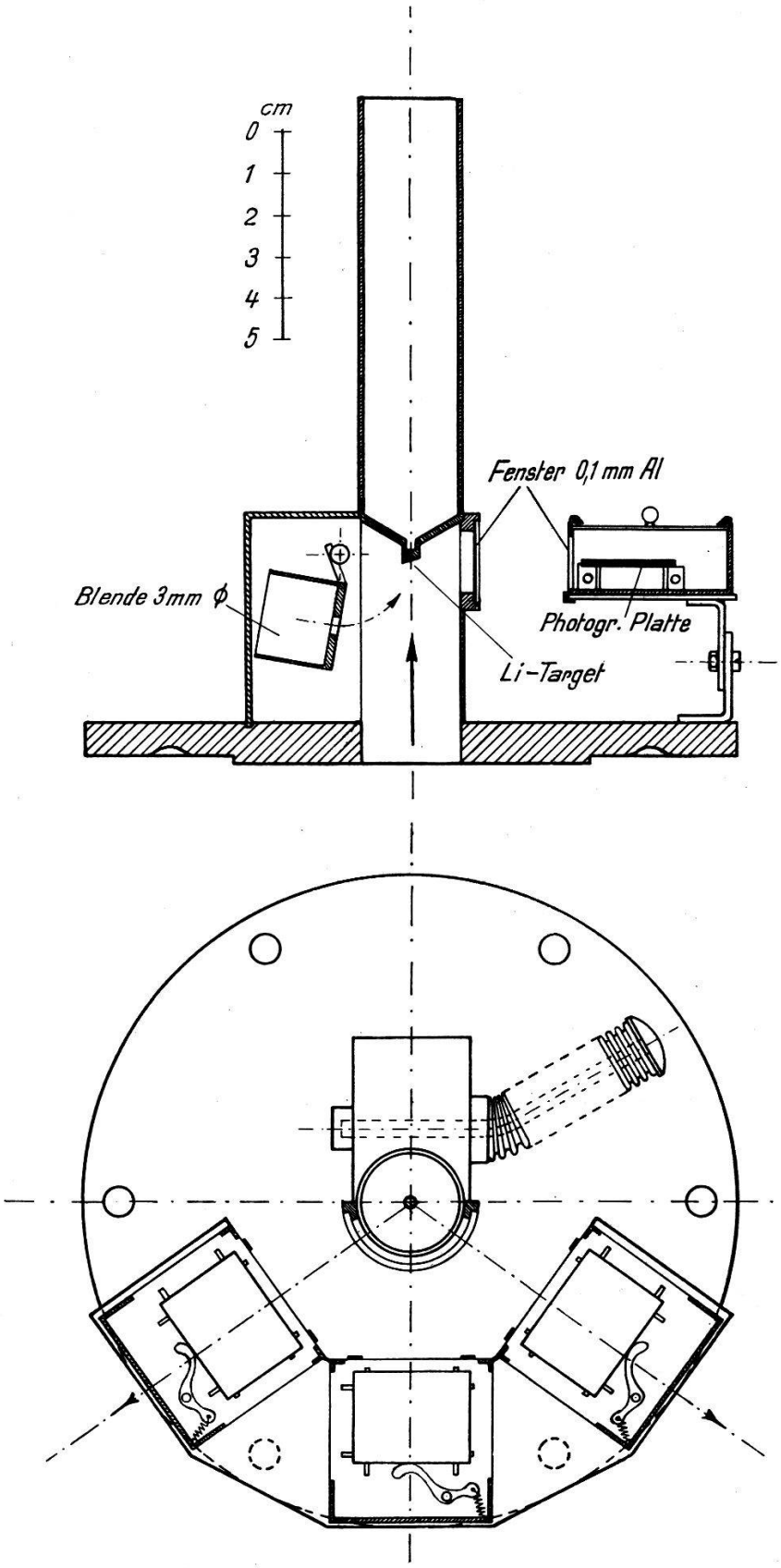


Fig. 1.
Anordnung zur Plattenbestrahlung.

für die Neutron-Proton-Kraft, die drei Fälle der sog. symmetrischen, geladenen und neutralen Mesontheorie:

	$\sigma \times 10^{28}$ cm^2	a
Symmetrische Theorie . .	7,68	0,015
Geladene Theorie	7,23	0,077
Neutrale Theorie	3,76	0,36

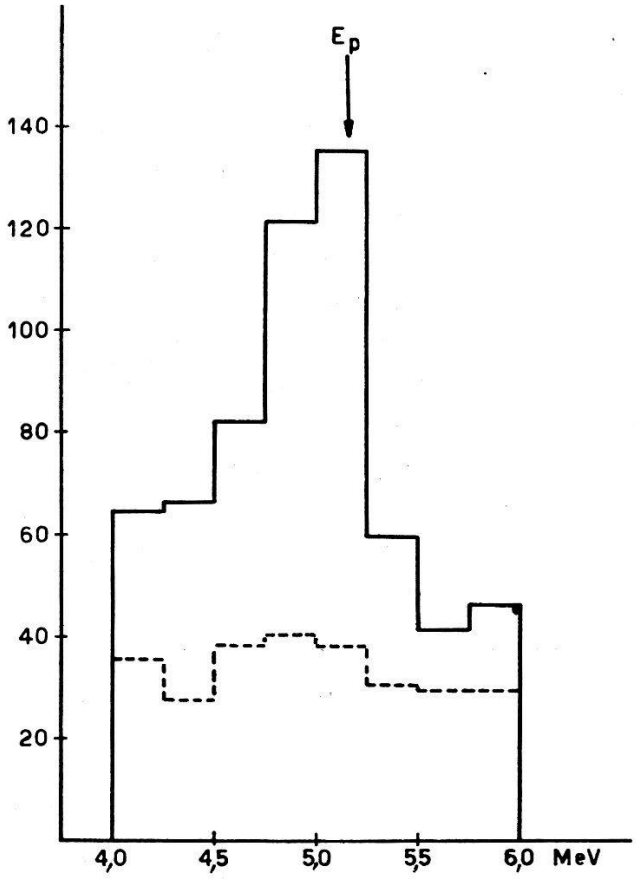


Fig. 2.
Energieverteilung der Photoprotonen aus der Reaktion O^{16} (γ, p) N^{15}.
——— nasse Platte (17 cm^2, 614 Spuren).
····· trockene Platte (17 cm^2, 266 Spuren).
$E_p = \frac{15}{16}(h\nu + Q) = \frac{15}{16}(17{,}6 - 12{,}1) = 5{,}15$ MeV.

Man erkennt, dass die vorliegenden Experimente die neutrale Theorie mit grosser Wahrscheinlichkeit ausschliessen, während zwischen der symmetrischen und der geladenen Theorie noch keine Entscheidung getroffen werden kann.

2. *Kohlenstoff:* C^{12} (γ, α) $2\,\alpha$.

Auch in diesem Falle sind die bereits früher[1]) beschriebenen Messungen erweitert worden. Auf einer Plattenfläche von insgesamt 40 cm^2 wurden nunmehr 100 Spaltungsprozesse beobachtet. Davon

entfallen 92 auf die 17,5 MeV-Komponente und 8 auf die 14,8 MeV-Komponente der Lithiumgammastrahlung. Aus der bekannten Absolutintensität der Lithiumgammastrahlung ergibt sich für den gesamten Wirkungsquerschnitt

$$\sigma\,(17{,}5 + 14{,}8) = 0{,}8 \pm 0{,}3 \cdot 10^{-28}\ \mathrm{cm}^2.$$

3. *Sauerstoff:* $O^{16}\,(\gamma, n)\,O^{15}$; $O^{16}\,(\gamma, p)\,N^{15}$; $O^{16}\,(\gamma, \alpha)\,C^{12}$.

An diesem Isotop konnte der Wirkungsquerschnitt sämtlicher drei in Frage kommenden Photoprozesse für die 17,5 MeV-Komponente *allein* bestimmt werden. Der Wirkungsquerschnitt für den (γ, n)-Prozess wurde bereits in einer früheren Mitteilung[3]) angegeben. Der Nachweis der Reaktionen (γ, p) und (γ, α) erfolgte nach der photographischen Methode. Fig. 2 zeigt beispielsweise die Energieverteilung der Sauerstoffphotoprotonen, und zwar sowohl für eine trokkene, als auch für eine wassergetränkte Platte. In Tabelle 1 sind die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte sowie die Schwellenenergien der bzw. Reaktionen zusammengestellt.

Tabelle 1.

Reaktion	Schwellenenergie (MeV)	W. Q. in 10^{-28} cm^2
(γ, n)	15,6	$5{,}4 \pm 1{,}4$
(γ, p)	12,1	$6{,}8 \pm 1{,}7$
(γ, α)	7,2	$1{,}8 \pm 0{,}6$

Literatur.

[1]) H. Wäffler und S. Younis, Helv. Phys. Acta (im Druck).

[2]) W. Rarita und J. Schwinger, Phys. Rev. **59**, 556 (1941); siehe auch Tsing-Ming Hu und H. S. Massey, Proc. Roy. Soc. **196**, 135 (1949).

[3]) H. Wäffler und O. Hirzel, Helv. Phys. Acta **21**, 200 (1948).

Structure géométrique des couches électroniques *K* et *L* des atomes légers

par MICHEL A. BESSO (Genève).

Le but de la présente communication est de mettre en évidence quelques côtés de la théorie quantique du nuage électronique des atomes à l'aide de symétries géométriques: celles-ci pouvant être complétées d'une manière simple pour tenir compte de la composante vectorielle des constituants des atomes et en particulier des électrons. Les résultats se rapportent à des cas de métastabilité, à côté des structures atomiques classiques stables dans le cadre de notre chimie actuelle: pouvant éventuellement elles-mêmes constituer les formes stables dans certaines conditions d'espace disponible et de pression (éventuellement des différentes formes de réalisation de la pression) ainsi que de ce qu'on pourrait appeler entropie intérieure ou énergie à 0^0 KELVIN.

Notre point de départ, c'est le néon avec son entourage en nombres atomiques, soit la couche électronique L: les atomes précédents, à couche électronique L déficitaire, tendant à se compléter de manière à donner lieu à des ions électronégatifs; les atomes suivants, à couche L avec électrons surnuméraires, tendant à les lâcher et à donner ainsi lieu à des ions électropositifs et aux propriétés des métaux. Si l'on appelle, avec PAULING, «kernel» le noyau avec sa couche K, la couche L entourant le kernel se présente avec symétrie cubique, les électrons étant placés au sommets du cube. — Il n'est alors que naturel de s'enquérir de symétries précédentes:

D'abord, la symétrie du point, en équilibre électrostatique pour charge nulle. L'équilibre électrostatique à charge 1 peut se présenter en partant du point par adjonction d'un électron: atome d'hydrogène à propriétés métalliques.

Ensuite, la symétrie linéaire, avec un électron de chaque côté du centre, en équilibre électrostatique pour charge $+2$ du centre. L'équilibre à charge 1 du centre peut se présenter aussi en partant de la symétrie linéaire déficitaire: atome d'hydrogène à propriétés d'halogène.

Par la suite, on rencontre les symétries planes polygonales à charge $+n$ du centre, qui intéresseront en vue de structures du genre du graphite.

Les symétries spatiales suivantes seront celles des polyèdres réguliers: Le carbone à symétrie tétraédrique autour du kernel ne se présente pas normalement comme gaz rare à la surface de la terre;

il rapelle toutefois les dits gaz par la stabilité chimique de quelques unes de ses formes, et par le fait que le bore qui le précède, rappelle par quelques côtés les halogènes; l'azote, qui le suit, pouvant former des ions positifs monovalents, N_2O, ainsi que des alliages durs à la surface de quelques métaux. L'atome d'oxygène, l'élément le plus répandu à la surface de la terre, doit aussi présenter, au point de vue des symétries, à côté de sa forme à couche L déficitaire, une forme octaédrique à propriétés de gaz rare.

Mais c'est là qu'intervient le moyen prévu pour tenir compte des propriétés vectorielles des électrons, moyen qui consiste à placer 2 marques différentes aux sommets du corps régulier, de manière qu'elles alternent, si possible, pour chaque arête. Cette possibilité n'existe toutefois que pour un corps dont les faces sont des polygones de nombre pair de côtés; des 5 corps réguliers donc seulement pour le cube. En particulier le tétraèdre et l'octaèdre ne présentent pas ce genre de symétrie — ou «spinosymétrie»: genre de symétrie qui pourra ne pas être indispensable là où chaque atome dispose d'un espace intraatomique considérable, comme cela pourrait être le cas dans la corona. — Tétraèdres et octaèdres «marqués» se présentent, les 2, sous 2 formes symétriques l'une par rapport à l'autre. Ces formes pourront être liées par résonance, donnant ainsi lieu à une sorte très stable de la molécule, l'autre, ordinaire, étant due à l'accolement par faces de 2 cubes. Il y a, dans ce dernier cas aussi, équilibre électrostatique en même temps que ce que nous avons appelé spinosymétrie.

D'autre part, aux pressions élevées d'ordre cosmique, gaz telluriques, éruptions solaires, la symétrie du point pourra primer, dans le nuage électronique, la tendance à la formation de la couche K.

Nous avons ainsi rencontré, dans le nuage électronique aussi, les isoméries, connues aussi bien dans le domaine des noyaux atomiques que dans des domaines moléculaires. Il s'agira d'évaluer les possibilités et les probabilités — sans doute extrêmement faibles, au moins entre 1^0 et 6000^0 Kelvin et pour les espaces et pressions d'ordre de grandeurs terrestres — dans le cube L: $p \sim 25\ e^2/e^4 \sim 600 \cdot 10^2 \cdot$ mégabaries — ainsi que les volumes atomiques des différentes formes électriquement neutres, à même noyau, et les énergies de transformation entre ces formes, en tenant compte des effets de résonance.

En dehors des couches à symétrie cubique parfaite, l'on est amené à chercher dans le domaine des corps semiréguliers. L'octaèdre tronqué possède la «spinosymétrie», mais avec 24 sommets, au

lieu de 18 des couches M et N. Il se présente aussi une structure polyédrique à 6 faces quadratiques et 5 faces hexagonales avec 18 sommets, dont 6 d'un genre, un hexagone et deux carrés, et 12 d'un autre, deux hexagones et un carré, qui se trouve d'ailleurs doublée de la triplication «aspinosymétrique» de l'octaèdre.

Dans ce qui précède, l'appel à l'intuition géométrique ne saurait être entendu qu'à titre d'analogie plus ou moins serrée: on s'approche de ce qu'on peut appeler le point triple central de la physique, où se rencontre le domaine de la géométrie euclidienne; celui de la non euclidienne de la relativité générale, euclidienne dans l'infiniment petit; et celui des atomes et des quantas, où l'infiniment petit de la géométrie se dissout.

Construction et étude de compteurs de Geiger-Muller à cathode externe

par M. Dégallier, Ch. Haenny et R. Favre (Lausanne).

Sommaire: Divers types de compteurs cylindriques de verre à cathode externe (type Maze), ont été construits en grand nombre et étudiés. Les longueurs de paliers, les pentes de ces paliers ont été déterminés en fonction du taux de comptage, de la température. Les résultats feront l'objet d'un mémoire à paraître prochainement aux Helv. Phys. Acta.

Die Messung mechanischer Grössen mit Hilfe elektrostatischer Ladungen

von W. Kistler (Winterthur).

(Mitteilung aus dem physikalischen Laboratorium der Schweizerischen Lokomotiv- und Maschinenfabrik, Winterthur.)

Die industrielle Messtechnik, die sich heute als besonderer Zweig der allgemeinen physikalischen Messtechnik selbständig entwickelt, befasst sich mit denjenigen Messungen an Maschinen oder Maschinenteilen, die sich nur mit Hilfe umfangreicher elektrischer Apparaturen lösen lassen, also insbesondere mit äusserst genauen Längenmessungen oder mit der oscillographischen Aufnahme von raschverlaufenden Bewegungs-, Kraft-, oder Druckvorgängen. Die hiezu verwendeten Messinstrumente werden durch ihren dreiteiligen Aufbau charakterisiert: Das in die zu untersuchende Maschine eingebaute Aufnahmeinstrument, der *Messfühler* verwandelt die zu messende mechanische Grösse in eine elektrische Übertragungsgrösse, die von einem *Kabel* zum *Wiedergabegerät* (Oscillograph oder Zeigerinstrument) geleitet wird.

Als elektrische Übertragungsgrösse wird in solchen Messinstrumenten heute allgemein eine amplituden- oder frequenzmodulierte Wechselspannung verwendet. Die elektrische Ladung, die für statische Messungen bisher noch kaum verwendet wurde, weist aber speziell im Hinblick auf das technische Messwesen gegenüber der Wechselspannung ganz bedeutende Vorteile auf:

1. Der Messfühler erzeugt die Messladung selbst und ist unabhängig von jeglicher Speisespannung, die notwendigerweise Störungen und Fehler von aussen in den Messvorgang einführt.

2. Der ganze Messvorgang beruht nur auf wenigen übersichtlichen physikalischen Gesetzen.

3. Es wird möglich den Messvorgang ausschliesslich auf lineare Gesetze zu gründen, was bei Verwendung von Wechselspannungen nicht durchführbar ist. In diesem letzteren Falle genügt aber eine kleine unkontrollierbare Verschiebung auf der Arbeitskurve um das Übertragungsverhältnis und damit den Eichwert der Messapparatur zu verändern.

Zur Messung von Kräften und Drücken bedient sich die elektrostatische Messtechnik des piezoelektrischen Effektes. Bei rein statischen Messungen wird das Kompensationsverfahren angewendet: Die Messladung wird in einem hochisolierenden Eichkondensator gebunden und das Röhrenvoltmeter dient als Nullinstrument. Bei richtiger Ausführung des piezoelektrischen Messfühlers sind der Messbereich und die Messgenauigkeit hervorragend.

Zur Wegmessung wird im Prinzip ein Zylinderkondensator verwendet, dessen eine bewegliche Elektrode mit einer konstanten Ladung versehen ist. Die dadurch auf der Gegenelektrode gebundene Ladung verändert sich in linearem Verhältnis mit der Stellung der beweglichen Elektrode gemäss der Beziehung

$$Q = \alpha \cdot s$$

wo Q die vom Messfühler erzeugte Ladung, s sie zu messende Verschiebung und α den konstanten Umsetzungsfaktor bedeuten.

Mit Hilfe der elektrostatischen Methode ist es somit möglich, Kräfte, Verschiebungen und die davon abgeleiteten mechanischen Grössen auf einfache Weise genau und zuverlässig zu messen. Die grosse Schwierigkeit, die der Messung mit elektrischen Ladungen im Wege steht und bisher deren allgemeine Anwendung verunmöglichte, sind die Isolationsverluste. Erst die Fortschritte, die in neu-

ester Zeit auf dem Gebiete der Isolationsmaterialien und der Elektrometerröhren erzielt wurden, haben die Entwicklung einer eigentlichen elektrostatischen Messtechnik ermöglicht, die heute allerdings noch in ihren ersten Anfängen steht.

Zur Messung der von den Messfühlern gelieferten Ladung wurde eine neue Verstärkerschaltung entwickelt. Diese besteht im Prinzip aus einem dreistufigen Gleichspannungsverstärker mit kapazitiver Gegenkopplung. Die etwas ungewohnte Verwendung kapazitiver Kopplung bei einem Gleichspannungsverstärker ist hier natürlich nur dank dem elektrostatischen Eingang möglich. Durch die Gegenkopplung wird nicht nur der Verstärker linearisiert, sondern, was hier noch wichtiger ist, alle Isolationsverluste werden im Verhältnis des Gegenkopplungsfaktors verringert. Der Gegenkopplungskondensator absorbiert praktisch die ganze Messladung und die Spannung am Verstärkerausgang ergibt sich zu:

$$V = \frac{1}{C} \cdot Q$$

wo C die Kapazität des Gegenkopplungskondensators bedeutet. Auch diese Umsetzung ist somit einfach und linear.

Bei angemessener Vorspannung der in der ersten Verstärkerstufe verwendeten Elektrometerröhre lassen sich mit dieser Schaltung Zeitkonstanten von der Grössenordnung von 10^6 sec, d. h. von mehr als 10 Tagen erreichen. Bei statischer Belastung des Messfühlers ist die Wanderung des Zeigers oder des Leuchtpunktes am Registriergerät infolge Ladungsverlusten nicht grösser als die Wanderung an einem stabilisierten Gleichstromverstärker gewöhnlicher Bauart. Rein statische Messung und Eichung sollte somit heute mit einem elektrostatischen Messgerät möglich sein. Eine ausführlichere Beschreibung des elektrostatischen Messverstärkers soll demnächst in den HPA. erscheinen.

Sur la mesure des caractéristiques diélectriques des matières fibreuses

par R. Goldschmidt (Cossonay-Gare).

Les méthodes pour déterminer constante diélectrique et angle de perte des matières isolantes ayant été soigneusement étudiées et mises au point, nous disposons, aujourd'hui, d'appareils qui permettent de déterminer ces deux facteurs avec une haute précision aussi longtemps qu'il s'agit de corps homogènes, qu'ils soient à

l'état solide, liquide ou gazeux. Mais sitôt qu'on a à faire à des corps hétérogènes et spécialement, si on veut étudier les matières fibreuses, deux difficultés majeures se présentent: l'hétérogénéité et la compressibilité de ces matériaux. Vu l'importance pour la technique des matières fibreuses, spécialement des papiers, nous nous sommes, aux laboratoires des Câbleries de Cossonay, occupés de ce problème et nous avons — en nous basant sur des expériences déjà faites auparavant et ailleurs[1]), développé une méthode qui permet d'exécuter ces mesures avec précision et rapidité tout en utilisant seulement de petites quantités de matière.

Je voudrais en quelques mots esquisser cette méthode et montrer comment nous avons tenu compte des deux difficultés inhérentes au problème: hétérogénéité et compressibilité de la matière fibreuse.

Pour déterminer le comportement d'une matière hétérogène, il faut connaître la qualité et la quantité de chaque composant. On doit en outre tenir compte d'un facteur conditionné par la forme et la répartition des particules dans le mélange. Si on se limite a deux composants possédant les caractéristiques ε_1 et ε_2 (il s'agit dans notre cas des constantes diélectriques complexes) et présentant les pourcentages p_1 et p_2 du volume total du mélange, on obtient pour la qualité résultante la formule suivante, si on met encore:

$$p_1 = 1 - p_2 = p; \qquad \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \varepsilon$$

$$\varepsilon_r = \frac{1 + (\varepsilon - 1)\,(f(1-p) + p)}{1 + (\varepsilon - 1)\,f(1-p)} \cdot \varepsilon_2$$

où:

ε_r = constante diélectrique résultante

f = facteur de forme.

f varie de 0 à 1. Pour $f = 0$ nous avons 2 corps en parallèle, pour $f = 1$ nous avons deux corps en série. Le facteur $f = \frac{1}{2}$ correspond aux particules cylindriques placées obliquement au champ extérieur, le facteur $\frac{1}{3}$ aux particules sphériques.

Une autre formule dite «formule logarithmique des mélanges» a été développée par Lichtenecker et Rothe[2]).

Nous préférons utiliser la première formule. Il y a dans cette formule 4 inconnues. Le but de notre recherche est de déterminer ε.

---

[1]) A. Büchner, Wiss. Ver. aus dem Siemens Konz. H. 2, S. 84 (1939); R. Vieweg und T. Gast, Z. f. techn. Phys. **24**, 3, 56 (1943).

[2]) Lichtenecker, Rothe, Phys. Zeitschr. **32**, 255 (1931).

J'expliquerai plus loin de quelle manière nous mesurons ε_r. Reste à savoir comment trouver p et f. Pour déterminer f nous utilisons un appareil dit «Volumètre Notari», construit par la maison Utz à Berne[1]).

Pour les papiers utilisés pour les câbles ou condensateurs on trouve pour le pourcentage en matière solide, donc essentiellement en fibre de cellulose: $p_{\text{solide}} = 65—75\,\%$.

Pour déterminer le facteur de forme on procède de la manière suivante: On imprègne le papier avec un liquide approprié, de préférence avec une huile, une cire ou une résine ou un mélange de ces matériaux. En mesurant soit le papier non imprégné soit le papier imprégné et en connaissant et la quantité de masse imprégnante absorbée par le papier et ses caractéristiques on peut déterminer f. Pour des papiers on trouve: $f \sim 0{,}5$, valeur à laquelle il fallait s'attendre parce que la matière est composée de fibres, donc de petits cylindres.

Ayant ainsi déterminé p et f il nous reste encore à déterminer ε_r pour que nous puissions calculer ε. Pour ces mesures nous devons tenir compte que la matière est compressible.

Je voudrais énumérer rapidement les différentes méthodes dont on peut se servir pour déterminer ε_r.

Ces méthodes sont:

1. Fabrication d'un condensateur.
2. Fabrication d'un câble.
3. Mesure sous pression des feuilles de papier dans un condensateur plat.
4. Mesure des feuilles de papier dans un condensateur plat à distance fixe entre les électrodes.
5. Mesure des rubans de papier dans un condensateur cylindrique à distance fixe entre les électrodes.

De toute ces méthode la dernière est la plus précise et la plus rapide et c'est celle-là que nous avons choisie. L'appareil utilisé est un condensateur de précision comme on l'utilise pour le contrôle des huiles. La distance entre les deux cylindres est environ de 1,5 mm. On coupe le papier en bande d'une largeur telle ($\sim$ 60 mm) qu'elle couvre la partie centrale du cylindre formant l'électrode intérieure et une partie des deux anneaux de garde, qui se trouvent de chaque côté.

---

[1]) H. Keller, Techn. Mitt. PTT. Berne, **24**, 1, 49 (1946).

En mesurant la capacité et en connaissant l'épaisseur et le nombre de tours qui forment le cylindre en papier on peut à l'aide de formules connues déterminer la constante diélectrique ε_r et avec p et f la valeur de ε. On trouve ainsi pour ε des valeurs d'environ 6.

Il est bien entendu, qu'on doit prendre des précautions nécessaires pour que le papier soit bien séché. Les mesures permettent également de déterminer les pertes. En mesurant en fonction de la température on constate que ε augmente pendant que tg δ diminue.

Les mesures ainsi normalisées permettent un contrôle régulier d'une fabrication et des études pour améliorer la qualité.