

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 23 (1950)  
**Heft:** VI-VII

**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:** 23.02.2026

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

## Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Davos, le 27 août 1950.

(dans le cadre de la 130<sup>e</sup> session annuelle de la  
Société Helvétique des Sciences Naturelles.)

---

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. ASCHER (Lausanne); J. P. BLASER (Zurich); Prof. Dr. A. GENTARO (Kyoto, Japon); Dr. F. J. HAVLICEK (Ljubljana, Yougoslavie).

La S. S. P. compte actuellement 355 membres.

La prochaine réunion de la S. S. P. aura lieu au printemps 1951, en un lieu qui sera déterminé ultérieurement.

---

### *Partie scientifique.*

#### **Ansprechwahrscheinlichkeit eines Anthracen-Scintillationszählers für Elektronen**

von O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und W. ZÜNTI (ETH, Zürich).

Für viele Untersuchungen des radioaktiven Zerfalles ist es wünschenswert, Koinzidenzmessungen in einem Betaspektrometer auszuführen. Verschiedene Autoren benützen dazu 2 Spektrometer diametral zu dem zu untersuchenden radioaktiven Präparat, oder auch ein Scintillationsspektrometer für Koinzidenzen. Wenn man in einem Spektrometer ein zweites Zählrohr einfach in der Nähe der Quelle aufstellen wollte, um Koinzidenzexperimente zu machen, so

scheitert das daran, dass dieses Zählrohr übersteuert ist. Anders natürlich, wenn man einen Scintillationszähler montiert, der  $10^6$  Teilchen/sec zählen kann. Wir haben damit einige Koinzidenzexperimente ausgeführt, und es hat sich gezeigt, dass diese Anordnung für  $\beta - \beta$ -Koinzidenzen sehr geeignet ist. Will man diese quantitativ auswerten, so ist es nötig, die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit  $\varepsilon(H_0)$  des Anthracen-Scintillationszählers zu bestimmen. Obwohl die hier angegebenen numerischen Werte sich nur auf unsere Apparatur beziehen, ist die dazu benützte Methode allgemein anwendbar. Mit einem dünnwandigen Zählrohr (Formwarfenster von  $0,1 \text{ mgr/cm}^2$  und  $1 \text{ cm}$  grosser Öffnung) wird das Beta-

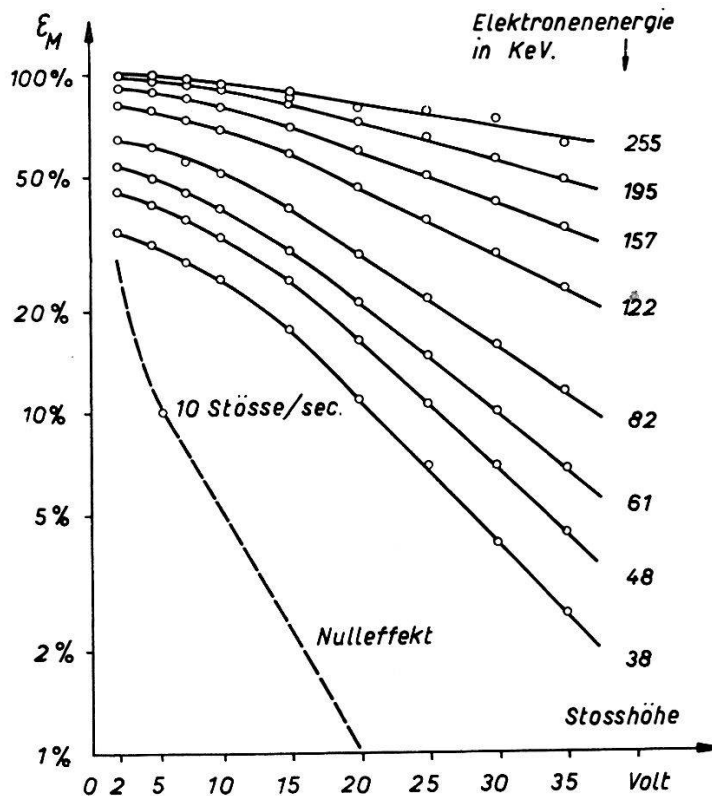


Fig. 1.

Ansprechwahrscheinlichkeit eines Anthracen-Scintillationszählers für Elektronen.

spektrum eines  $\text{Co}^{60}$ -Präparates in einem Linsenspektrometer ausgemessen; dabei wird die gemessene Stosszahl auf die Zählrohrverluste infolge Totzeit und der Ansprechwahrscheinlichkeit von 92% für Elektronen korrigiert. Die Absorption in der Zählrohrfolie kann für die hier in Frage kommenden Energien vernachlässigt werden. Nachher wird in identischer Geometrie das Spektrum mit dem Scintillationszähler gemessen. Da das Magnetfeld des Spektrographen störend auf den 1P21 Multiplier wirkt, wurde ein Lucitstab von  $280 \text{ mm}$  Länge und  $14 \text{ mm}$  Durchmesser als Lichtleiter ver-

wendet. Als Anthracenkristall diente ein gut durchsichtiges Scheibchen von 1,5 mm Dicke, das von einer Silberfolie von  $0,23 \text{ mgr/cm}^2$  als Reflektor bedeckt war. Die Impulse des 1P21 (860 Volt,  $T = 3^\circ\text{C}$ ) wurden 3200fach verstärkt und dann über einen Diskriminator dem Scale zugeführt. Die Risettime des Verstärkers war  $6 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$ , seine Bandbreite 0,1–5 MHz. Durch Vergleich der gemessenen Stosshöhen des Multipliers sowie des Zählrohres ergibt sich direkt die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers. Figur 1 zeigt diese Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Stosshöhe für verschiedene Elektronenenergien. Ebenfalls eingetragen ist der Verlauf des Nulleffektes, der bei unserer Anordnung bei der Diskriminatorstellung von 5 Volt 10 Stösse pro Sekunde

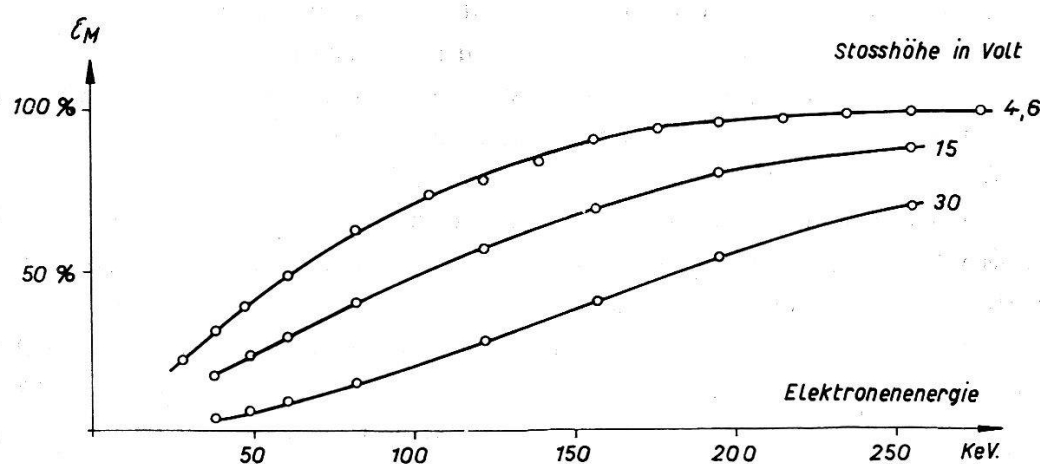


Fig. 2.

Ansprechwahrscheinlichkeit eines Anthracen-Scintillationszählers für Elektronen.

beträgt. Diese Kurvenscharen können im Bereich von 40 bis etwa 200 KeV dazu benutzt werden, um aus der Stosshöheverteilungskurve monochromatischer Elektronen auf deren ungefähre Energie zu schliessen. In Figur 2 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Elektronenenergie dargestellt mit verschiedenen Stosshöhereinstellungen als Parameter. Daraus ersieht man, dass der Scintillationszähler ein nicht zu unterschätzendes Hilfsmittel darstellt, um selbst weiche Elektronen mit grosser Ansprechwahrscheinlichkeit nachzuweisen. Durch kühlen der 1P21 und Betrieb bei höheren Spannungen könnte diese Ansprechwahrscheinlichkeit für kleine Energien noch erheblich gesteigert werden.

## Die Richtungsverteilung der im Prozess $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ emittierten Gammastrahlung und die Anregungszustände von $\text{Be}^8$

von H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER (ETH. Zürich).

### 1. Drehimpuls und Parität des 17,6 MeV-Niveaus.

Der Kern  $\text{Be}^8$  nimmt unter den leichtesten Kernen insofern eine Sonderstellung ein, als er keine stabilen Zustände besitzt. Sowohl sein Grundzustand als auch der erste, um rund 3 MeV höher liegende Anregungszustand sind labil in bezug auf einen Zerfall in zwei  $\alpha$ -Teilchen. Andersartig verhält sich dagegen das höchste, 17,6 MeV über dem Grundzustand gelegene Anregungsniveau, welches beim Resonanzeinfang von Protonen in  $\text{Li}^7$  (438 keV-Resonanz) entsteht. Zwischen diesem und den beiden erstgenannten Zuständen finden Übergänge unter Emission von elektromagnetischer Strahlung ( $h\nu = 17,6$  bzw. 14,6 MeV) statt. Nun ist bei Atomkernen die Emission von Teilchen, sofern sie energetisch möglich ist, bei weitem wahrscheinlicher, als die Aussendung von Strahlung. Das Auftreten der Lithium-Gammastrahlung kann deshalb nur durch ein für den 17,6 MeV-Zustand des  $\text{Be}^8$  geltendes Auswahlverbot bezüglich des Zerfalls in zwei  $\alpha$ -Teilchen erklärt werden. Der  $\alpha$ -Zerfall ist bekanntlich verboten, wenn der betreffende Zustand entweder eine ungeradzählige Drehimpulsquantenzahl ( $J = 1, 3, \dots$ ) oder ungerade Parität (oder auch beide genannten Eigenschaften zugleich) besitzt. Auf die Parität des 17,6 MeV-Niveaus kann nun aus der Richtungsverteilung der Lithiumgammastrahlung geschlossen werden. Diese Richtungsverteilung muss nämlich völlig isotrop sein, wenn nur die S-Welle des einfallenden Protonenstromes am Resonanzeinfang beteiligt ist. Da der Grundzustand von  $\text{Li}^7$  ungerade, die S-Welle dagegen gerade Parität besitzt, so muss in diesem Fall das 17,6 MeV-Niveau ungerade Parität aufweisen. Wird dagegen der Resonanzeinfang durch die P-Welle hervorgerufen, so folgt daraus für das 17,6 MeV-Niveau gerade Parität. In diesem Fall braucht die Richtungsverteilung der Lithiumgammastrahlung nicht mehr isotrop zu sein. Diese Überlegung zeigt, dass das Auftreten einer Anisotropie für eine der beiden Komponenten (17,6 bzw. 14,6 MeV) eine gerade Parität des 17,6 MeV-Niveaus bedingt.

Die Richtungsverteilung der *unzerlegten* Lithiumgammastrahlung wurde von AGENO und anderen<sup>1)</sup> sowie auch von DEVONS und HINE<sup>2)</sup> untersucht. AGENO und Mitarbeiter fanden innerhalb der Mess-

<sup>1)</sup> M. AGENO, E. AMALDI, D. BOCCIARELLI und G. C. TRABACCHI, Ric. Scient. **19**, 139 (1941).

<sup>2)</sup> DEVONS und M. G. N. HINE, Proc. Roy. Soc. **199**, 56 (1949).

genauigkeit Isotropie. Die sorgfältigen Messungen von DEVONS und HINE ergaben dagegen eine schwache, aber deutliche Asymmetrie der Strahlung von der Form  $J(\Theta) = 1 + 0,05 \cos \Theta$  (dickes Lithiumpräparat,  $\Theta$  = Winkel zwischen der Richtung des einfallenden Protons und der Emissionsrichtung des Gamma-Quants).

Da nun die 17,6 MeV-Komponente intensitätsmässig den Hauptanteil der gesamten Strahlung ausmacht, so kann aus diesen Messungen noch kein eindeutiger Schluss auf die Richtungsverteilung der 14,6 MeV-Komponente gezogen werden.

Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung wiederholten wir im wesentlichen die Experimente der obengenannten Autoren. Die schnellen Protonen (Energie 500 keV) wurden mittels der schon früher beschriebenen Kernumwandlungsanlage erzeugt. Die Dicke der Lithiumtarget betrug zirka 0,1 mm, so dass die Protonen darin vollständig absorbiert wurden. Die in einem Sekundärstrahler von 15 mm Aluminium von der Primärstrahlung ausgelösten Elektronen wurden mit 2 in Koinzidenz geschalteten dünnwandigen Al-Zählrohren registriert. Zur Unterdrückung der Streustrahlung war zwischen die Zählrohre ein 8 mm dicker Al-Absorber eingeschaltet. Unsere Messungen bestätigen im wesentlichen die Ergebnisse von DEVONS und HINE. Die maximale Asymmetrie der unzerlegten Strahlung beträgt  $J(0^\circ)/J(135^\circ) = 1,09 \pm 0,02$ .

Um die Richtungsverteilung der beiden Komponenten einzeln zu erhalten, benützten wir die Kernphotospaltung des Kohlenstoffs:  $C^{12}(\gamma, \alpha) 2\alpha$ . Diese Reaktion erfordert eine Mindestenergie von 7,3 MeV, für die Totalenergie der drei  $\alpha$ -Teilchen verbleiben also noch 10,3 bzw. 7,3 MeV. Diese  $\alpha$ -Teilchen lassen sich bequem in der photographischen Platte nachweisen: die am Kohlenstoff der Gelatine angreifende Reaktion liefert einen charakteristischen „Stern“, aus dessen Grösse direkt auf die Energie des die Spaltung bewirkenden Quants geschlossen werden kann. Wir haben Kodak NT 1a Platten (Schichtdicke 200  $\mu$ ) unter den Winkeln  $\Theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$  während 60 Stunden der Lithiumgammastrahlung ausgesetzt. Auf rund 40 cm<sup>2</sup> Plattenfläche entfielen 1600 „Kohlenstoffsterne“. In Figur 1 ist die Anzahl der Sterne gegen ihre Energie für die verschiedenen Werte von  $\Theta$  aufgetragen.

Die Blockdiagramme vermitteln ein Bild der spektralen Intensitätsverteilung der Lithiumgammastrahlung. Zum Vergleich ist die von WALKER und Mc DANIEL<sup>3)</sup> mit Hilfe eines Paarspektrographen gemessene Verteilung ( $\Theta \approx 40^\circ$ ) ebenfalls eingezeichnet. Die Kurven lassen deutlich eine starke Anisotropie im Intensitätsverhältnis

<sup>3)</sup> R. L. WALKER und B. D. Mc DANIEL, Phys. Rev. **74**, 315 (1948).

$J(14,6)/J(17,6)$  erkennen, welche in Anbetracht der angenäherten Isotropie der unzerlegten Strahlung offenbar die intensitätsschwächere 14,6 MeV-Komponente als Ursache hat. Die deutliche Anisotropie dieser Komponente schliesst eine  $S$ -Welle für den Resonanzeinfang eindeutig aus. Es kommt somit (wenn man von höheren, entsprechend schwächer zur Geltung kommenden Par-

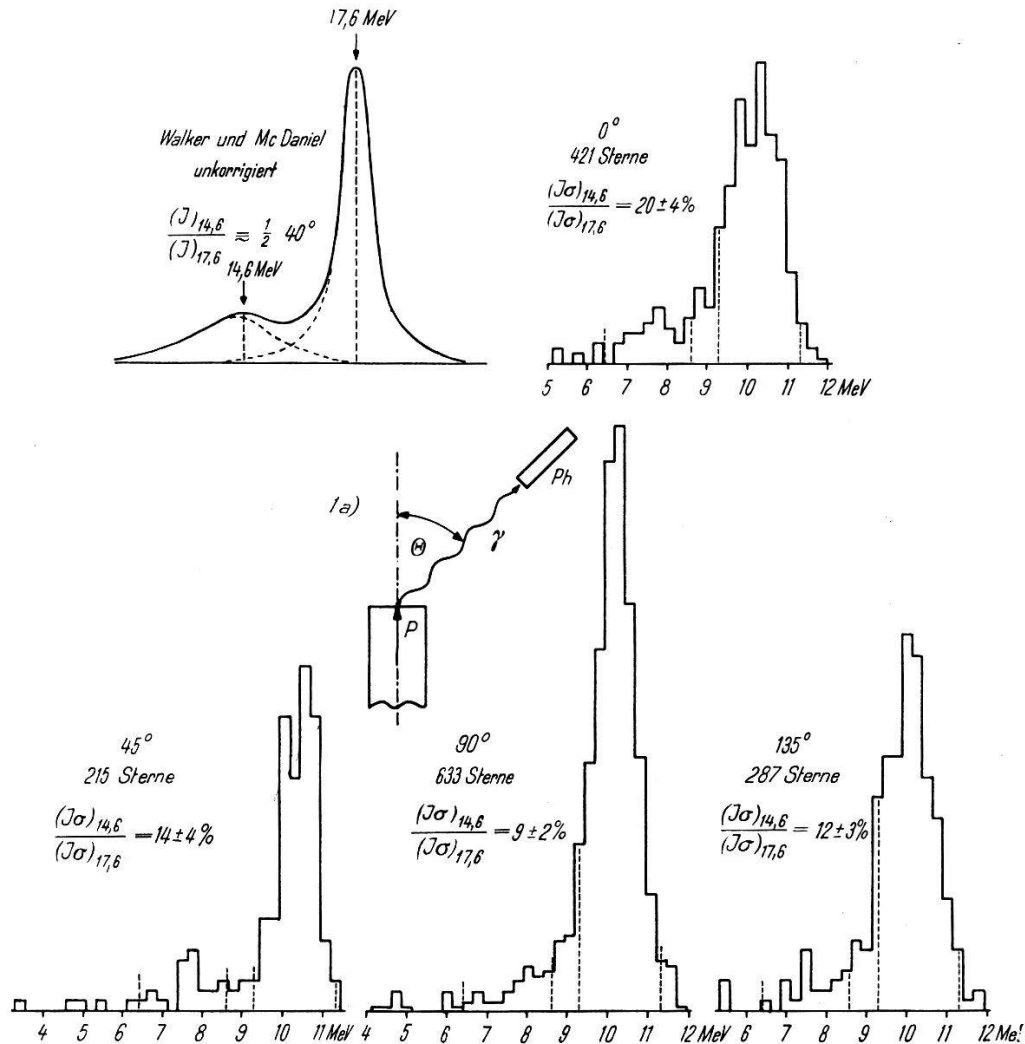


Fig. 1.

Energieverteilung der Kohlenstoffsterne unter verschiedenen Winkeln.

Fig. 1a. Schema der Anordnung zur Bestrahlung:

$P$  Protonenstahl,  $\gamma$  Gammaquant,  $Ph$  Photoplatte.

tialwellen absieht) nur die  $P$ -Welle für den Resonanzeinfang in Frage, womit die gerade Parität des 17,6 MeV-Niveaus sichergestellt ist. Damit der  $\alpha$ -Zerfall für dieses Niveau verboten bleibt, muss es also ungeradzahligem Drehimpuls  $J$  haben. Der grösstmögliche Wert von  $J$  beträgt in diesem Fall 3, das 17,6 MeV-Niveau ist somit charakterisiert durch die Grössen

$$J = 1 \text{ (oder } J = 3\text{); gerade Parität.}$$

Die Energieverteilung Fig. 1 der Sterne entspricht infolge des Beitrags gestreuter Gamma-Quanten nicht genau einer Gaußkurve. Für eine vorläufige Analyse wurden alle Sterne mit Energien  $9,3 \leq \sum_1^3 E_\alpha \leq 11,3$  MeV der 17,6 MeV-Komponente, diejenigen mit  $6,2 \leq \sum_1^3 E_\alpha \leq 8,4$  MeV der 14,6 MeV-Komponente zugeordnet. Die auf diese Weise erhaltenen, in Fig. 1 angegebenen Zahlen liefern noch nicht das wirkliche Verhältnis der Anzahl Quanten, da sie den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Kohlenstoffspaltung enthalten. Dagegen ist das Verhältnis

$$\Omega = \left[ \frac{(J \cdot \sigma)_{14,6}}{(J \cdot \sigma)_{17,6}} \right]_{\Theta=0^\circ} / \left[ \frac{(J \cdot \sigma)_{14,6}}{(J \cdot \sigma)_{17,6}} \right]_{\Theta=90^\circ} = 2,2 \pm 0,4 \text{ (mittlerer Fehler)}$$

vom Wirkungsquerschnitt unabhängig.

Den Schluss, dass der hier diskutierte Resonanzeinfang durch eine *P*-Welle bewirkt wird, haben auch COHEN und CHRISTY<sup>4)</sup> aus Streuversuchen an  $\text{Li}^7$  gezogen. CHRISTY berechnet auf Grund dieser Annahme für  $\Theta = 0^\circ$  und  $\Theta = 90^\circ$  das Intensitätsverhältnis  $[J(14)/J(17)]_{\Theta=0^\circ} = 1/2$ ; bzw.  $[J(14)/J(17)]_{\Theta=90^\circ} = 1/4$ . Daraus ergibt sich für den oben definierten Quotienten  $\Omega = 2$ , was innerhalb der Fehlergrenzen mit unserem experimentellen Wert übereinstimmt.

## 2. Die Energieverteilung der im Prozess $\text{C}^{12}(\gamma, \alpha) 2\alpha$ emittierten Alpha-Teilchen<sup>5)</sup>.

In Figur 2 ist die Energieverteilung der einzelnen, aus Kohlenstoffsternen mit gleicher Gesamtenergie stammenden Alpha-Teilchen aufgetragen. Diese Verteilung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit derjenigen, welche man aus der Reaktion  $\text{B}^{11}(p, \alpha) 2\alpha$  erhält<sup>6)</sup>. Auch hier tritt ein ausgeprägtes Maximum bei 4,8 MeV auf, welches durch das erste, aus dem hochangeregten  $\text{C}^{12}$  emittierte  $\alpha$ -Teilchen hervorgerufen wird, wobei der Restkern  $\text{Be}^8$  im 3 MeV-Niveau zurückbleibt. Besteht nun keine Richtungskorrelation zwischen dem ersten  $\alpha$ -Teilchen und dem zerfallenden  $\text{Be}^8$ , so müssen, wie die Rechnung zeigt<sup>7)</sup>, die aus dem  $\text{Be}^8$  stammenden

<sup>4)</sup> E. R. COHEN, Bull. Am. Phys. Soc. Nr. 2 (1949), Abstr. E. 8; R. F. CHRISTY, ebenda Abstr. E. 9.

<sup>5)</sup> Zu einer theoretischen Diskussion des Mechanismus der Kohlenstoffspaltung siehe auch V. L. TELEGDI und M. VERDE, H. P. A. **22**, 380 (1949).

<sup>6)</sup> P. J. DEE und C. W. GILBERT, Proc. Roy. Soc. **154**, 279 (1936).

<sup>7)</sup> H. A. BETHE, Rev. mod. Phys. **9**, 217 (1937).

$\alpha$ -Teilchen (d. h.  $2/3$  der Gesamtzahl) eine kontinuierliche Energieverteilung mit den Grenzen 0,01 bzw. 5,3 MeV aufweisen. Im Falle der Reaktion  $B^{11}(p, \alpha) 2\alpha$  wurde auch tatsächlich eine solche Verteilung beobachtet, dagegen zeigt unsere Kurve eine davon abweichende Form. Man wäre versucht, zur Erklärung des sekundären Maximums bei 1 MeV ein weiteres Niveau, in welchem der Restkern  $Be^8$  nach der Emission des ersten  $\alpha$ -Teilchens zurückbleiben könnte, anzunehmen. Dieses müsste bei etwa 9 MeV liegen,

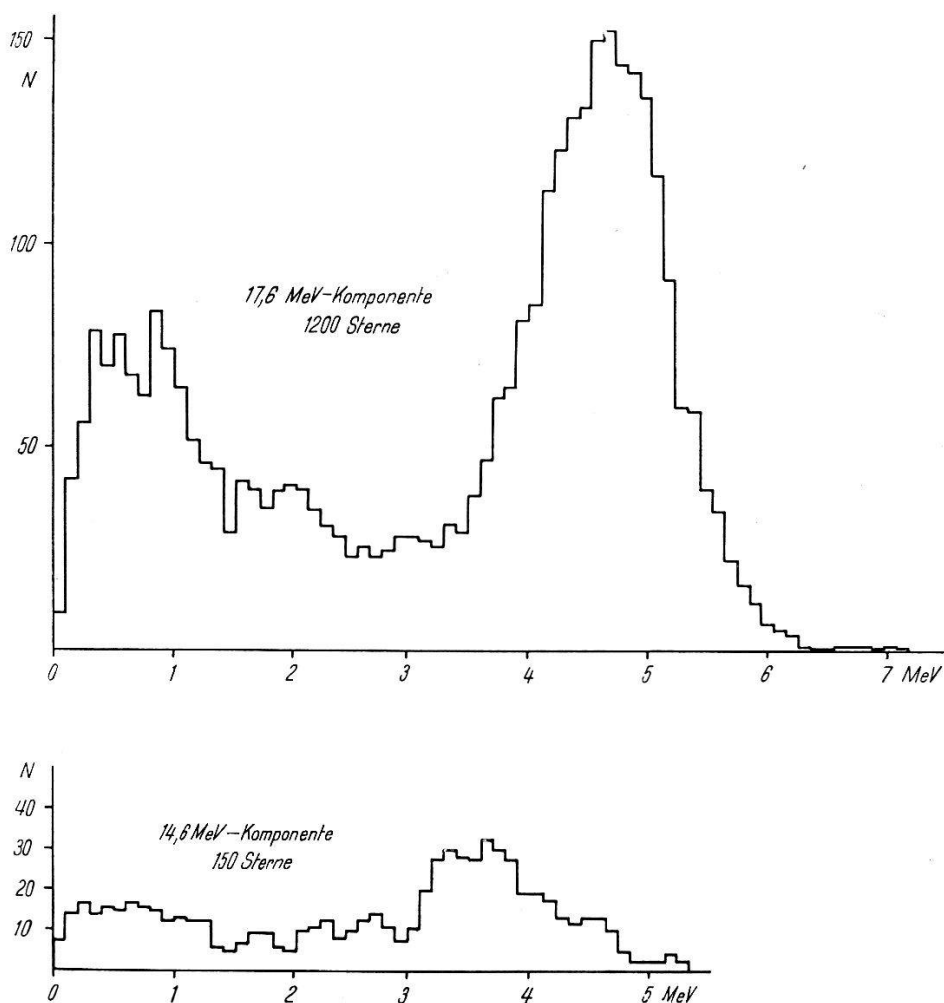


Fig. 2.

Energieverteilung der Einzelspuren.

( $N$  = Anzahl  $\alpha$ -Teilchen pro 0,1 MeV-Intervall.)

um eine  $\alpha$ -Linie bei 1 MeV zu liefern. Allein im Falle der 14,6 MeV-Komponente reicht die verfügbare Energie nicht mehr aus, um dieses Niveau zu erreichen, so dass das hier ebenfalls auftretende zweite Maximum bei 0,6 MeV sich nicht auf diese Weise erklären lässt. Es scheint, als ob die Annahmen, welche zu einer widerspruchsfreien Erklärung der Reaktion  $B^{11}(p, \alpha) 2\alpha$  führen, im

Falle der Kohlenstoffspaltung nicht ausreichen. Wir hoffen, durch eine Analyse der Winkelverteilung der Spaltprodukte weitere Aufschlüsse über den Mechanismus dieser Photoreaktion und damit auch über die Eigenschaften des  $\text{Be}^8$  zu gewinnen.

### Objection possible à une théorie de la lumière

par ANDRÉ MERCIER (Berne).

On peut établir une distinction entre les corpuscules élémentaires dont la masse au repos est nulle et ceux dont la masse ne l'est pas<sup>1)</sup>. En d'autres termes on ne peut pas considérer la masse comme une paramètre  $m$  et passer à la limite  $m \rightarrow 0$ . Cette distinction, reconnue tout d'abord dans l'ordre relativiste, a lieu également — par *corrélation* — dans l'ordre statistique, aussi bien dans le cas de l'existence que dans celui de l'absence de *self-contrainte*<sup>2)</sup>. KEBERLE démontre que, des corpuscules *élémentaires*, seuls ceux qui ont une masse *nulle* (et qui sont appelés corpuscules-lumière) échappent à la règle d'exclusion, tandis que ceux qui ont une masse *non-nulle* (corpuscules-matière) y sont soumis.

Les corpuscules-lumière sont ceux qui actualisent les oscillateurs quantifiés. On ne connaît que les photons qui en aient les propriétés.

Bien que des particules composées d'une paire (ou de plusieurs paires) de corpuscules-matière soient soumises à la statistique de BOSE et possèdent un spin entier, elles sont dépourvues de propriétés importantes généralement attribuées aux photons, à savoir, une fréquence mesurable et la capacité de former, dans une enceinte, une composante thermodynamique pour un intervalle infinitésimal de la fréquence. En effet, le fait qu'elles sont composées leur donnent des degrés de liberté internes qui, aussitôt qu'ils se manifestent (de manières diverses dans les diverses particules), rendent illusoire la définition d'une oscillation propre et détruisent l'appartenance à une composante thermodynamique.

Dans ces conditions, le photon doit être considéré comme une particule élémentaire non soumise à la règle d'exclusion, à moins qu'on lui attribue une masse au repos finie, si petite soit-elle, auquel cas c'est une particule composée de spin entier dans la statistique de BOSE, mais incapable de contribuer à la construction

<sup>1)</sup> ED. KEBERLE, Archives des Sciences **3**, 271 (1950).

<sup>2)</sup> Pour la définition de la self-contrainte, voir A. MERCIER et ED. KEBERLE, Archives des Sciences **3**, 235 (1950).

d'un oscillateur de PLANCK, et cette dernière constatation est une objection grave à une théorie de la lumière, car de tels photons n'auraient pas une fréquence mesurable, donc leur champ (électromagnétique) ne serait pas physiquement réel, et aucun équilibre ne pourrait s'établir entre des photons pareils de même fréquence, contrairement à une loi de KIRCHHOFF.

### Grundlagen zur genäherten Berechnung elektromagnetischer Hohlraum-schwingungen

von HANS J. MÄHLY (Basel).

Wenn man hoffen kann, ein Eigenwertproblem exakt lösen zu können, so formuliert man es am besten als *Differentialgleichung* mit den zugehörigen Neben- und *Randbedingungen*. Ist man aber zur Anwendung von *Näherungsverfahren* gezwungen, so bildet die Formulierung als *Variationsproblem* den besten Ausgangspunkt<sup>1)</sup>. Natürlich müssen die Lösungen dieses Variationsproblems denselben Randbedingungen genügen, es ist aber für die Näherungsverfahren wichtig, ob sich diese aus dem Variationsproblem von selbst ergeben (*natürliche Randbedingungen*), oder ob es sich um „*Zwangsbedingungen*“ handelt, welchen die zum Variationsproblem zugelassenen Vergleichsfunktionen a priori gehorchen müssen.

Für die elektromagnetischen Schwingungen in einem Hohlraum, der von einem idealen Leiter umschlossen ist, ergibt sich, nach Einführung periodischer Felder in die Maxwell'schen Gleichungen, das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{array}{ll} \text{im Hohlraum } (G): & \left\{ \begin{array}{ll} \operatorname{rot} \mathfrak{H} = \omega/c \mathfrak{E}; & \operatorname{rot} \mathfrak{E} = \omega/c \mathfrak{H} \\ \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0; & \operatorname{div} \mathfrak{E} = 0 \end{array} \right. & \begin{array}{l} (1) \\ (2) \end{array} \\ \text{am Rande } (I): & \begin{array}{ll} \operatorname{Div} \mathfrak{H} = 0; & \operatorname{Rot} \mathfrak{E} = 0 \end{array} & (3) \end{array}$$

(1) ist die eigentliche *Differentialgleichung*, aus der sich natürlich entweder  $\mathfrak{E}$  oder  $\mathfrak{H}$  eliminieren lässt. (2) ergibt sich nur dann aus (1), wenn  $\omega \neq 0$ ; andernfalls handelt es sich um eine wesentliche *Nebenbedingung*. Da im Leiter  $\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = 0$ , so besagt die *Randbedingung* (3): Die Normalkomponente von  $\mathfrak{H}$  und die Tangentialkomponenten von  $\mathfrak{E}$  müssen am Rande verschwinden.

<sup>1)</sup> Vgl. die Dissertation des Verfassers: „Die genäherte Berechnung von Eigenwerten elastischer Schwingungen anisotroper Körper“, Erg. der exakten Naturw. XXIV (erscheint Anfang 1951).

Die Untersuchung des entsprechenden Variationsproblems:

$$L[\mathbf{v}] = \frac{\int_g |\operatorname{rot} \mathbf{v}|^2 dS}{\int_g |\mathbf{v}|^2 dS} \left( = \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left\{ \begin{array}{l} \text{für alle zugelassenen} \\ \text{Vergleichsfunktionen} \\ \text{stationär zu machen} \end{array} \right. \quad (4)$$

hat nun folgendes ergeben:

1. Lässt man zu diesem Variationsproblem nur solche Funktionen zu, welche den Zwangsbedingungen  $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$  in  $G$  und  $\operatorname{Div} \mathbf{v} = 0$  auf  $\Gamma$  genügen, so erhält man dieselben Eigenwerte wie in (1) — (3) und  $\mathbf{v}$  stimmt mit  $\mathfrak{H}$  überein.

2. Verlangt man von  $\mathbf{v}$  keinerlei Rand- und Nebenbedingungen, so gilt für die *positiven* Eigenwerte dasselbe wie unter 1., aber ausserdem sind *alle* wirbelfreien  $\mathbf{v}$  Lösungen von (4) mit  $L[\mathbf{v}] = 0$ .

3. Unterwirft man  $\mathbf{v}$  den Zwangsbedingungen:  $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$  in  $G$  und  $\operatorname{Rot} \mathbf{v} = 0$  auf  $\Gamma$ , so erhält man wiederum dieselben Eigenwerte, wie in (1) — (3), aber  $\mathbf{v}$  stimmt nun mit  $\mathfrak{E}$  überein.

4. Verlangt man endlich nur die Erfüllung der Randbedingung  $\operatorname{Rot} \mathbf{v} = 0$ , so sind ausserdem alle wirbelfreien  $\mathbf{v}$ , welche dieser Randbedingung genügen, Lösungen von (4) mit  $L[\mathbf{v}] = 0$ .

Für Näherungsrechnungen bedeutet dies zum Beispiel:

1. Will man mit Hilfe des Ritzschen Verfahrens obere Schranken für die ersten Eigenwerte berechnen, so müssen die Koordinatenfunktionen im Grundgebiet divergenzfrei sein und am Rande einer der beiden Randbedingungen:  $\operatorname{Div} \mathbf{v} = 0$  oder  $\operatorname{Rot} \mathbf{v} = 0$  genügen.

2. Günstiger ist die Situation für die *Störungsrechnung*: Kennt man zum Beispiel die exakte Lösung  $\mathfrak{E}_0$ ,  $\mathfrak{H}_0$  des Eigenwertproblems für ein (geometrisch einfacheres) Gebiet  $\mathfrak{G}_0$ , das sich von dem vorliegenden Gebiet  $\mathfrak{G}$ , für welches man die Eigenwerte wenigstens angenähert berechnen möchte, nur wenig unterscheidet, so ist der entsprechende „gestörte Eigenwert“ in erster Näherung durch

$$\frac{\omega^2}{c^2} \approx \frac{\int_g |\operatorname{rot} \mathfrak{H}_0|^2 dS}{\int_g |\mathfrak{H}_0|^2 dS} = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{\int_g |\mathfrak{E}_0|^2 dS}{\int_g |\mathfrak{H}_0|^2 dS} \quad (5)$$

gegeben, auch wenn weder  $\mathfrak{E}_0$  noch  $\mathfrak{H}_0$  den Randbedingungen auf dem Rande von  $\mathfrak{G}$  genügen.

### Circuit antironfleur pour les alimentations tous courants

par W. POPPELBAUM (Lausanne).

Les tendances modernes dans la construction des appareils électroniques sont caractérisées par la réduction du poids, du volume et du prix. Même pour les instruments de mesure, l'emploi de lampes combinées (dernièrement de la combinaison tétrode-redresseuse), de l'alimentation sans transformateur et du filtrage  $RC$  — par résistance et capacité — est devenu courant.

Toutefois le filtrage  $RC$  a été limité à des appareils ayant une faible consommation de courant, l'absence de ronflement exigeant une valeur de la résistance prohibitive (à cause des chutes des tensions anodiques) si la consommation dépasse quelques mA.

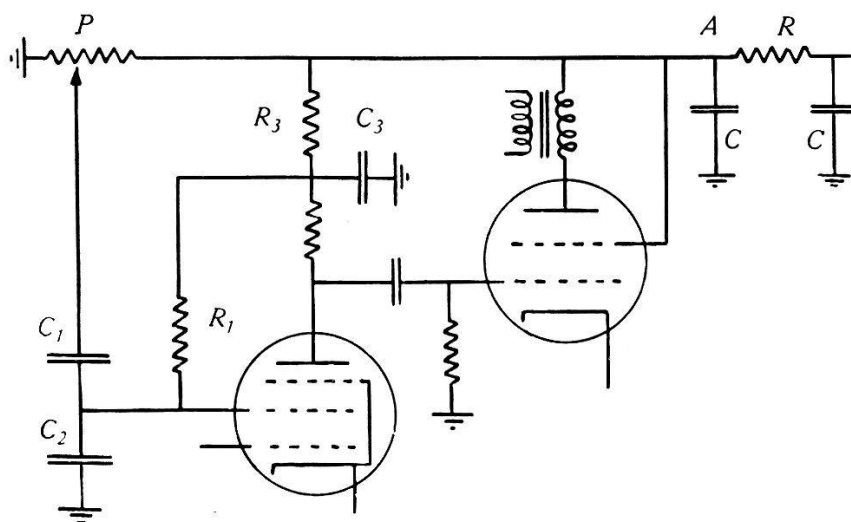


Fig. 1.

Dispositif antironfleur LP 5003. Brevet dép.

Or il est possible d'étendre le filtrage  $RC$  même à des appareils consommant plusieurs dizaines de mA en restreignant la qualité du filtrage ( $R$  de l'ordre de  $500\ \Omega$  au lieu de  $10\ K\ \Omega$ ) et en éliminant le ronflement introduit par un dispositif électronique approprié. Une réalisation possible — qui n'utilise pas de tube supplémentaire — est indiquée dans la figure.

Le circuit  $PC_1C_2$  permet d'injecter une fraction choisie de l'ondulation en  $A$  sur la grille-écran de la préamplificatrice, la tension continue de ce tube étant fournie par un filtre supplémentaire  $R_3C_3$  et l'élément  $C_2$  du diviseur de tension capacitif  $C_1C_2$  servant en même temps au découplage. Certaines conditions de déphasage étant remplies, l'ondulation arrive sur la grille du tube final en opposition de phase au ronflement en  $A$  et produit ainsi une compensation.

Il importe de constater que la distorsion introduite par la pré-amplificatrice (transmodulation, la pente variant avec la tension de la grille-écran) est négligeable, comme le montrent aussi les mesures. Cela n'est pas vrai de la distorsion  $\delta$  dans le tube final (intermodulation, le point de fonctionnement variant avec l'ondulation appliquée à la grille), donnée pour une tétrode — à 2<sup>e</sup> harmonique négligeable — par

$$\delta = \frac{100}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{\frac{\partial^2 S}{\partial v_g^2}}{S} n V^2 \text{ ‰}$$

où  $S$ ,  $v_g$ ,  $n$  et  $V$  désignent respectivement la pente, la tension grille, le rapport ondulation/signal et l'amplitude du signal. C'est cette intermodulation qui fixe l'ondulation maximum que l'on peut compenser pour une distorsion donnée.

L'application du dispositif à un amplificateur  $BF$  de 2  $W$  dont la distorsion ne dépasse pas 7‰ a permis de réduire le poids total (avec le transformateur de sortie) à 900 g.

### **Zur Frage der Abbildung von Atomabständen im Elektronen-Mikroskop**

von L. WEGMANN (Zürich).

Das Auflösungsvermögen des Elektronen-Mikroskopes hat heute seine theoretische untere Grenze beinahe erreicht. Mit 10–20 ÅE ist jedoch der grosse Bereich der Molekül- und Atomgefüge immer noch nicht abzubilden. Die Forschung strebt deshalb darnach, das Auflösungsvermögen weiter zu verbessern.

Die prinzipiellen Schwierigkeiten liegen hauptsächlich in der sphärischen Aberration der Elektronenlinsen, welche zur Beschränkung auf kleine Objektöffnungen zwingt. Da der Beugungsfehler mit der Objektiv-Apertur wächst, wird das optimale Auflösungsvermögen ungefähr dort erreicht, wo die Summe der Fehler ein Minimum wird. Aus

$$\Delta B = \frac{\lambda}{2\omega}$$

für den Beugungsfehler, und

$$\Delta S = C_3 \cdot \omega^3$$

für den sphärischen Fehler ergibt sich

$$\omega_{\text{opt.}} = \sqrt[4]{\frac{\lambda}{2C_3}}$$

Dieser Wert für die optimale Apertur wird bei  $\lambda = 5 \cdot 10^{-10}$  cm und  $C_3 = 7,5$  cm (Trüb-Täuber-Objektiv) ungefähr  $2,4 \cdot 10^{-3}$ .

Für die Abbildung von Atomabständen müsste  $\omega$  mindestens 10mal grösser sein. Dies verlangt eine sphärische Korrektur der Elektronenlinse. Dafür sind 3 Wege möglich und auf ihre Eignung bereits näher untersucht:

1. Veränderung der Linseneigenschaften während des Durchganges der Elektronen, mit Hilfe rasch veränderlicher Felder,
2. die Einführung einer Raumladung und
3. die Abbildung durch nicht rotations-symmetrische Elemente.

Ein weiterer Vorschlag von GABOR regt die elektronenoptische Aufnahme des *Beugungsbildes* eines Objektes an. Dieses Beugungsbild soll lichtoptisch verarbeitet werden, bei welcher Gelegenheit das Bild von den geometrischen Fehlern wieder befreit werden kann. Voraussetzung für diese Art-Bilderzeugung ist beste Kohärenz der Beleuchtung, das heisst sehr kleine Beleuchtungsapertur und damit Belichtungszeiten von ungefähr 1 Stunde.

Es ist nun möglich, bei solchen Beleuchtungsaperturen auch mit unkorrigierten Linsen ein direktes Elektronenbild von Atomdistanzen zu erhalten.

Betrachten wir die Diffraktionsstrahlen eines dünnen Kristalles: Wir blenden die nullte Ordnung und sämtliche höheren Ordnungen aus, was durchaus möglich ist, und verwenden nur die diffraktierten Strahlen mit dem Beugungswinkel  $\omega$  zur Abbildung. Damit können wir die Apertur für den Beugungsfehler unabhängig von derjenigen für den sphärischen Fehler machen. Der sphärische Fehler aber kann beliebig klein gehalten werden, weil die Apertur innerhalb der diffraktierten Strahlen der Beleuchtungsapertur gleich wird. Die Berechnung der Abbildungseigenschaften der in dieser Weise benutzten Linsenzone ergibt einen grössten sphärischen Fehler von angenähert

$$\Delta S = 2 C_3 \cdot \omega^2 \cdot \Delta \omega ,$$

wo  $C_3$  die Seidlsche Öffnungsfehlerkonstante und  $\Delta \omega$  die Apertur im diffraktierten Strahl oder die Beleuchtungsapertur ist. Daraus berechnet sich für die Auflösung beispielsweise eines Kristallgitters von 2 Å Netzebenenabstand eine notwendige Beleuchtungsapertur von

$$2 \Delta \omega \leq 2 \cdot 10^{-5} .$$

Es sollte also auf diese Weise möglich sein, im Elektronen-Mikroskop der heutigen kommerziellen Bauart Atomabstände aufzulösen, wobei allerdings alle Bedenken technischer Natur, die in letzter Zeit

gegen eine solche Abbildungsmöglichkeit erhoben wurden, voll ins Gewicht fallen.

Immerhin mag die Bemerkung deshalb von einigem Interesse sein, weil es nicht unmöglich erscheint, eine Elektronenlinse zu konstruieren, welche in den Randzonen den heutigen Linsen überlegen ist, sofern eben die Abbildungseigenschaften in der Nähe der Achse beliebig schlecht sein dürfen.

### Photoeffekt bei Cs-O-, Cs-S-, Cs-Se- und Cs-Te-Photokathoden

von W. BAUMGARTNER und N. SCHÄTTI, Institut für technische Physik  
(ETH., Zürich).

Eine Durchsicht der für den sichtbaren Spektralbereich gebräuchlichen Photokathoden weist auf die hervorragende Stellung des Cs als Metall mit kleinster Ionisierungsenergie hin. In den Photokathoden mit Verbindungen des Cs als lichtempfindlicher Schicht werden weiter für Zellen grosser Empfindlichkeit bei Belichtung mit Weisslicht thermischer Strahler bis jetzt nur Sauerstoff<sup>1)</sup>, Antimon<sup>2)</sup> und Wismut<sup>2)</sup> in Betracht gezogen. Insbesondere fällt auf, dass von der Sauerstoffvertikalen des periodischen Systems nur der Sauerstoff selbst in prinzipieller und technisch orientierter Hinsicht näher untersucht wurde. OLPIN<sup>3)</sup> hat kurze Angaben über die Kombination Cs-S gemacht. Den Photoeffekt an mit Schwefel, Selen und Tellur behandeltem Kalium studierte KLUGE<sup>4)</sup>. Er stellt nur geringen Einfluss des Anionwechsels fest und findet eine leichte Verschiebung des selektiven Maximums nach Rot mit zunehmendem Atomgewicht. Seine Werte sind:

Sauerstoff	3950 Å	Selen	4250 Å
Schwefel	4150 Å	Tellur	4300 Å

TIMOFEEW und NALIMOW<sup>5)</sup> führen Messungen an Schichten der Zusammensetzung Natrium-Sauerstoff-Schwefel aus und finden ebenfalls nur geringe Abhängigkeit im gleichen Sinne wie KLUGE. In russischen Laboratorien<sup>6)</sup> scheint Cs-S ebenfalls untersucht worden zu sein, doch fehlt über diese Untersuchungen nach zusammenfassenden Berichten (SUHRMANN<sup>7)</sup>) eine Veröffentlichung. Besonders im Hinblick auf die Arbeit von KLUGE sahen wir uns veranlasst, die Verhältnisse bei Cs zu studieren im Hinblick auf evtl. selektive Maxima im Infrarot. Denn aus seiner Arbeit mit Kaliumkathoden war zu erwarten, dass Maxima von Cs-S, -Se und -Te zum

mindesten in der Nähe des infraroten Maximums von Cs-O liegen würden.

Die Formierung wurde bei Cäsium-Schwefel variiert. Ferner wurde auf die Reinheit der Ausgangssubstanzen Schwefel, Selen und Tellur Gewicht gelegt, und teilweise (aus praktischen Gründen nur bei Schwefel) ihre Herstellung nach verschiedenen Methoden durchgeführt. Es war aber keine wesentliche Verschiedenheit der Ergebnisse festzustellen; innerhalb der Variationsbreite der Resultate nach dem einen Verfahren liegen auch diejenigen der anderen.

Die Zellen, in üblicher Kugelform, waren mit Platinkontakt versehen und enthielten eine Wolframspirale mit Silber zwecks Herstellung einer undurchsichtigen Silberunterlage für die Photokathode. Für jeden der Partner Schwefel, Selen und Tellur wurden mehrere Zellen hergestellt, um so einen von speziellen Ergebnissen unabhängigeren Überblick zu gewinnen. Die Feststellung der spektralen Empfindlichkeit erfolgte mit Hilfe eines Doppelmonochromators und Thermoelement. Als Lichtquellen wurden Wolfram- und Quecksilberlampen benutzt, und der Verlauf der Charakteristik in einem nach kurzen Wellenlängen durch die Glasdurchlässigkeit begrenzten Bereich bestimmt. Laufend wurde während der Formierung die Rotempfindlichkeit durch Filter vom Typ Jena RG 8 (50% Durchlässigkeit bei 6800 Å) kontrolliert. Es wurden nie Werte des Verhältnisses „Rotlichtausbeute zu Weisslichtausbeute“ gefunden, wie sie bei Cs-O anzutreffen sind.

### *Ergebnisse:*

Figur 1 zeigt die auf gleiche einfallende Energie reduzierten Emissionskurven. Sie weisen für alle drei Elemente S, Se und Te ein Maximum im Gebiet zwischen 4000 und 5000 Å auf, und zwar so, dass dessen Wellenlänge kleiner wird in der Reihenfolge S, Se, Te. Im gleichen Sinne nimmt die Grenzwellenlänge ab. Während sie für Cs-S 9000–10000 Å beträgt, sinkt sie bei Te bis auf zirka 7500 Å. Es ist dabei zu berücksichtigen, dass die von der Cs-O-Zelle her bekannten Variationen der Wellenlängen von Maximum und Grenze je nach Formierung und Behandlung der Zelle auch hier anzutreffen sind; durch zu geringen Einbau von Cs in die Schicht oder durch zu langes Erhitzen können die Maxima in Wegfall kommen\*), und es bleibt bloss der immer vorhandene Anstieg der Emissionskurve zu Maxima im Ultravioletten, wie sie

---

\*) Sie sind aber wesentlich stabiler als Maxima bei 5500 Å infolge Cs-Überschuss.

etwa von FLEISCHER und GÖRLICH<sup>8)</sup> auch für Cs-O festgestellt wurden (Fig. 2). Die Abnahme der Maximumwellenlänge in der Reihenfolge S, Se, Te ist nur schwach ausgeprägt, Umstellungen sind in Einzelfällen möglich und hängen von oft geringfügigen Details in der Entstehungsgeschichte ab. Deutlicher ist dagegen die Variation der Grenzwellenlänge. Bei zweckgemässer, zusätzlicher Sauerstoffzufuhr resultiert ein Zwischenstadium mit ziemlich

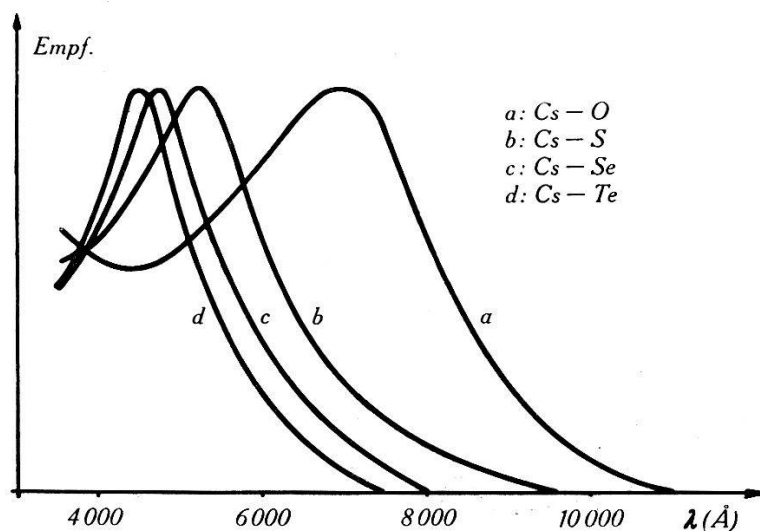


Fig. 1.

gleichmässigem, spektralem Empfindlichkeitsverlauf im Sichtbaren. Etwas analoges wird von GÖRLICH<sup>9)</sup> bei der Kombination einer Cs-Sauerstoff- mit einer Cs-Antimon-Schicht erhalten. Wird die Sauerstoffzufuhr noch weiter getrieben, so tritt die Charakteristik der Cs-Oxydschicht auf. Über die erreichten Empfindlichkeiten in  $\mu$  Amp/Lm orientiert die folgende Tabelle, die insgesamt die wichtigsten Daten der Cs-O-, Cs-S-, Cs-Se- und Cs-Te-Schichten angibt.

Kathode	Grenzwellenlänge in Å	Wellenlänge d. Max. in Å	Empfindlichkeit in $\mu$ A/Lm $T = 2360^\circ \text{ K}$
Cs-O	10000 — 12000	7000 — 8000	30 — 50
Cs-S	8500 — 10000	4750 — 5300	10 — 20
Cs-Se	7500 — 8500	4750	5 — 10
Cs-Te	7000	4500	5 — 10

Es ist schon früher<sup>10)</sup> auf den Vergleich von Lichtabsorptions- und Photoemissions-Spektrum hingewiesen worden. Fasst man speziell die im sichtbaren Wellenlängengebiet vorhandenen Emissionsmaxima ins Auge, so entspricht ihnen bei Cs-Antimon sowie etwa

Li-Antimon eine Absorptionsbande der emittierenden Schicht, dagegen fehlt letztere für das infrarote Maximum der Cs-Sauerstoff-Kathode. Eine Orientierung über die in dieser Hinsicht bei Cs-S, -Se und -Te vorliegenden Verhältnisse ist deshalb im Gange. Mit Quecksilberlampe, Quarz-Doppelmonochromator und Cs-Antimon-Zelle mit Quarz-Eintrittsfenster erfolgte die Messung der Opazität von auf Quarz formierten Cs-O-Schichten. Reflexion und Absorption der aufgekitteten\*) Quarzplatten selbst wurde eliminiert durch Austausch der Messzellen gegen eine solche ohne Schicht. Man

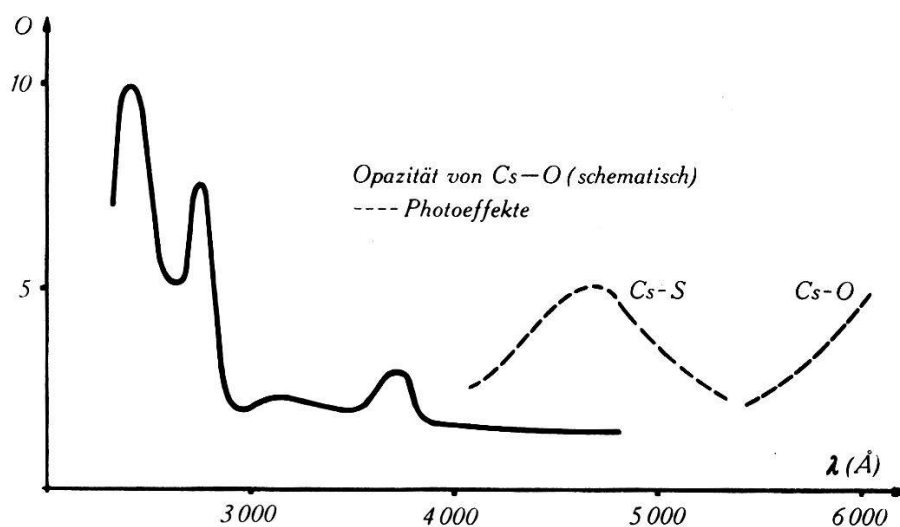


Fig. 2.

erkennt aus der Kurve in Figur 2 zwei Banden im Gebiet 2700 Å und 2500 Å. Eine Arbeit von RAUCH<sup>11)</sup> zeigt ebenfalls für Cs<sub>2</sub>O die Maxima bei 2500 Å und 2700 Å. Sie gibt weiter ein Maximum bei 3760 Å, das wir nur andeutungsweise fanden (Anstieg je bei 3650 Å und 3905 Å). Der schwach ausgeprägte Buckel bei 3100 Å kann vielleicht mit einer Absorptionsbande des K<sub>2</sub>O bei 3120 Å in Beziehung gebracht werden.

Bei Cs-S wurde der destillierte Schwefel sorgfältig eingetrieben, bis Entfärbung des anfänglich aufgetragenen Cs-Films eintrat. Genauere Durchmessung mit geeigneten Lichtquellen sowie Überprüfung von Cs-Se und Cs-Te sind im Gange. Bis jetzt liess sich feststellen: Die Photoemission von Cs-Sauerstoff- und Cs-Schwefel-Schichten im sichtbaren Wellenlängengebiet geht nicht parallel der Grundgitterabsorption.

\*) Kittmaterial ist Araldit, Ciba AG., Basel.

*Literatur.*

- 1) L. R. KOLLER, Phys. Rev. **36**, 1640 (1930).  
N. R. CAMPBELL, Phil. Mag. **12**, 173 (1931).  
J. H. DE BOER, M. C. TEVES, Z. f. Physik **65**, 500 (1930).
  - 2) P. GÖRLICH, Z. f. Physik **101**, 335 (1936).
  - 3) A. R. OLPIN, Phys. Rev. **36**, 251 (1930).
  - 4) W. KLUGE, Z. f. Physik **67**, 497 (1930).
  - 5) P. W. TIMOFEEW, W. W. NALIMOW, Z. f. Physik **81**, 687 (1933).
  - 6) Vgl. A. I. PJATNITZKI, P. W. TIMOFEEW, Phys. Zt. USSR. **9**, 187 (1936).
  - 7) R. SUHRMANN, Erg. ex. Nat.-Wissenschaften (1934).
  - 8) R. FLEISCHER, P. GÖRLICH, Phys. Zt. **35**, 289 (1934).
  - 9) P. GÖRLICH, Z. f. Physik **109**, 374 (1938).  
P. GÖRLICH, W. LANG, Z. f. Instr.-Kunde **57**, 249 (1937)
  - 10) N. SCHÄETI, W. BAUMGARTNER, H.P.A., **23**, 524 (1950).
  - 11) W. RAUCH, Z. f. Physik **116**, 652 (1940).
-