

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 25 (1952)  
**Heft:** V

**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:** 09.01.2026

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

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

à Baden, le 3 mai 1952.

Président: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne),

Vice-président: Prof. Dr. P. HUBER (Bâle),

Secrétaire: Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel).

### *Partie administrative.*

Sont reçus comme membres ordinaires: Mme. G. KIND-SCHAAD (Zurich); MM. C. ALLEMAND (Neuchâtel), P. BAER (Bâle), M. BECK (Zurich), C. BURCKHARDT (Küsnacht), B. CHAIX (Zurich), G. DÄTWYLER (Zurich), H. FLURY (Berne), H. H. GLÄTTLI (Küsnacht), R. GREGORIG (Zurich), P. DE HALLER (Winterthur), H. HUBER (Ragaz), G. HULL (Berne), R. HÜRLIMANN (Zurich), K. ISERLAND (Zurich), E. JAQUET (Bâle), R. LACROIX (Genève), P. LERCH (Lausanne), W. MAUDERLI (Zurich), R. MEIER (Wettingen), G. de MONTMOLLIN (Zurich), Z. PLASKOWSKI (Winterthur), F. SALZMANN (Zurich), M. SEMPET (Zurich), H. SPRENGER (Zurich), C. ZANGGER (Neuchâtel), H. ZIEGLER (Rüschlikon).

La S.S.P. compte actuellement 385 membres.

Le rapport de gestion, les comptes et le rapport des vérificateurs sont présentés et acceptés.

Le rapport de la Commission de rédaction des Helvetica Physica Acta, établi par le professeur M. FIERZ, est approuvé avec remerciements.

Le professeur A. PERRIER donne un aperçu sur l'activité du Comité national suisse de Physique.

Le président de la S.S.P. renseigne l'assemblée sur les travaux pour la création du Laboratoire européen de recherches nucléaires. Puis il explique, conjointement avec le professeur J. ACKERET, le projet de faire une place plus grande à la Physique et aux Mathématiques appliquées au sein de la S.S.P. Une longue discussion s'ensuit, au cours de laquelle la parole est donnée notamment au professeur E. STIEFEL, délégué de la Société Suisse de Mathématiques.

La proposition est adoptée, toutefois sans modification des statuts de la S.S.P. On ne fera pas de distinction de principe entre la Physique pure et la Physique et les Mathématiques appliquées. Le Comité veillera à ce que les conditions d'admission dans la Société soient respectées. Les travaux traitant d'applications seront présentés dans des séances spéciales à l'occasion des réunions de la S.S.P.

Monsieur P. de HALLER (Winterthur) est désigné comme secrétaire-adjoint pour les questions de Physique et de Mathématiques appliquées.

La prochaine séance de la S.S.P. aura lieu à l'occasion de la 132e réunion annuelle de la Société Helvétique des Sciences Naturelles à Berne.

### *Partie scientifique.*

Les travaux de Physique et de Mathématiques appliquées paraissent dans la «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik».

#### **Anregungsfunktion der Kernreaktion $N^{14}(p, \alpha) C^{11}$**

von J.-P. BLASER, P. MARMIER und M. SEMPET (ETH., Zürich).

Die Reaktion  $N^{14}(p, \alpha) C^{11}$  ist für Protonen von ca. 6-MeV-Energie die einzige  $(p, \alpha)$ -Reaktion, die auf eine gut messbare Aktivität führt [ $C^{11}(\beta^+) B^{11}$ ,  $T = 20,4$  min.]. Man ist also in der Lage, die Anregungsfunktion dieser Reaktion mittels der Folienmethode zu messen\*).

In der früher beschriebenen Anordnung<sup>1)</sup> wurde ein Paket stickstoffhaltiger Folien mit dem ausgelenkten monochromatischen Protonenstrahl des Cyklotrons bestrahlt. Die Herstellung der Folien erfolgte durch Sedimentation von  $NH_4Cl$ -Nebel auf dünnes Aluminium. Die so erhaltenen Schichten (Dicke einige Zehntel  $\mu$ ) erwiesen sich als ausserordentlich homogen und genügend widerstandsfähig, um mehrere Bestrahlungen auszuhalten. Die Aktivität der Folien ist praktisch reine  $C^{11}$ -Aktivität, da die Schwelle der Reaktion  $N^{14}(p, n) O^{14}$  oberhalb 7 MeV liegt und die  $Cl(p, n) A$ -Reaktionen nicht stören.

Fig. 1 zeigt die erhaltene Anregungskurve. Auf der Ordinatenachse ist der absolute Wirkungsquerschnitt aufgetragen. Er wurde durch Absolutbestimmung der Aktivität gemessen<sup>2)</sup>. Die 4 gefun-

\*) Eine frühere Messung mit geringerem Auflösungsvermögen ergab keine Resonanzen. BARKAS, Phys. Rev. **56**, 287 (1939).

<sup>1)</sup> BLASER, BOEHM, MARMIER und PEASLEE, Helv. Phys. Acta **24**, 421 (1951).

<sup>2)</sup> BLASER, BOEHM, MARMIER und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **24**, 444 (1951).

denen Resonanzen entsprechen Anregungsniveaux des Zwischenkerns  $O^{15}$ . Ein Vergleich dieser Niveaux mit andern Messungen ist nicht möglich, weil in diesem Energiebereich des Zwischenkerns keine andern Untersuchungen existieren.

Protonen-Energie (Laborsystem)	Anregungsenergie des Zwischenkerns $O^{15}$	Wirkungs- querschnitt
4,94 MeV	11,9 MeV	10 mb
5,3 MeV	12,2 MeV	28 mb
5,6 MeV	12,5 MeV	35 mb
6,15 MeV	13,0 MeV	66 mb

Der allgemeine Verlauf des Wirkungsquerschnittes mit der Energie lässt sich durch die Konkurrenz verschiedener Prozesse qualitativ erklären. Von den in diesem Energiebereich zu erwartenden

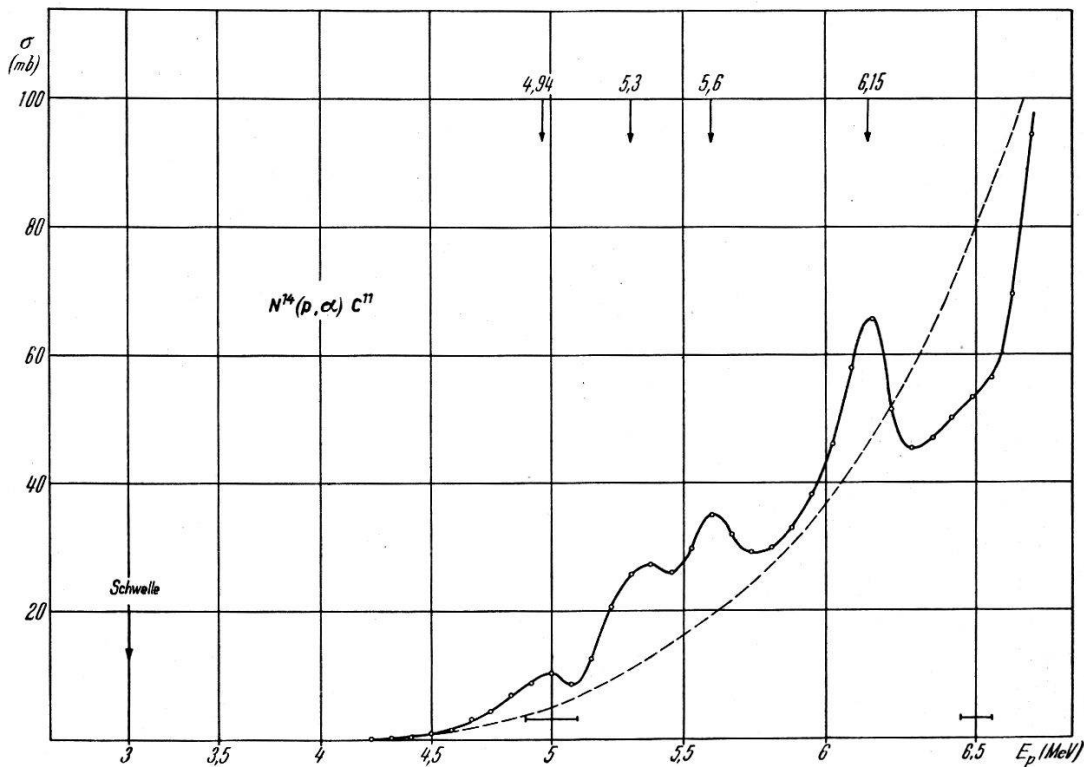


Fig. 1.

Reaktionen  $(p, \gamma)$   $(p, n)$   $(p, p)$   $(p, \alpha)$  treten nur die beiden letzten in Konkurrenz, weil die  $(p, n)$ -Schwelle über der Maximalenergie liegt und der  $(p, \gamma)$ -Prozess gegenüber Reaktionen mit Teilchenemission ganz zurücktritt. Der Verlauf der Kurve zeigt verhältnismässig schwach ausgeprägten Resonanzcharakter, was vermuten lässt, dass wir uns in einem Gebiet relativ grosser Niveaudichten und be-



trächtlicher Niveaubreiten befinden. Der Wirkungsquerschnitt lässt sich unter diesen Umständen folgendermassen abschätzen:

$$\sigma_{p,\alpha}(E_p) = \sigma_c(E_p) \cdot \eta_\alpha(E_p, E_\alpha)$$

$\sigma_c$  ist der nach der Weisskopfschen Theorie berechnete Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkerns;  $\eta_\alpha = \Gamma_\alpha / (\Gamma_\alpha + \Gamma_p)$  ist die relative Wahrscheinlichkeit für  $\alpha$ -Emission. Wir beschränken uns auf Teilchen mit Bahnmoment null und schreiben für die Emissionswahrscheinlichkeiten<sup>1)</sup>

$$\Gamma_{\alpha,p} = \Gamma_{\alpha,p}^0 \sqrt{E_{\alpha,p}} \cdot P_{\alpha,p}^0 \quad E_\alpha = E_p - E_{\text{Schwelle}}$$

$P$  stellt die Penetrationsfunktion der Coulomb-Barriere dar. Der gemessene Verlauf von  $\eta_\alpha$  gestattet also, die *a priori* Wahrscheinlichkeiten  $\Gamma_\alpha^0$  und  $\Gamma_p^0$  zu vergleichen. Die unter der Annahme  $\Gamma_\alpha^0 = \Gamma_p^0$  berechnete Kurve (in Fig. 1 gestrichelt) gibt den allgemeinen Verlauf von  $\sigma_{p,\alpha}$  befriedigend wieder. Insbesondere ergibt sich auch der erst ca. 1,5 MeV oberhalb der Schwelle einsetzende Anstieg.

Trotz der Verschiedenartigkeit von Proton (Elementarteilchen) und  $\alpha$ -Teilchen (zusammengesetzt) scheinen in diesem Fall die *a priori*-Emissionswahrscheinlichkeiten von der gleichen Grössenordnung zu sein.

### **Streuung von schnellen Neutronen an He<sup>4</sup> und C<sup>12</sup>**

von P. HUBER, E. BALDINGER und R. BUDDE (Basel).

Die Streuexperimente an He<sup>4</sup> und C<sup>12</sup> mit schnellen Neutronen wurden mit der Methode durchgeführt, die wir ebenfalls für O<sup>16</sup> benutzten<sup>1)</sup>. Die Analyse der Streuresultate geschah mit Hilfe eines Analogie-Rechengerätes<sup>2)</sup>. Die He-Resultate sind bereits in einer speziellen Arbeit publiziert<sup>3)</sup>. Als Ergebnis sei hier folgendes mitgeteilt: Der Grundzustand des He<sup>5</sup> ist ein  $P_{3/2}$ -Zustand. Das  $P_{1/2}$ -Niveau liegt 1,76 MeV höher, so dass eine Aufspaltung des  $P$ -Zustandes um 1,76 MeV vorliegt.

An C<sup>12</sup> bestimmten wir im Energiegebiet von 2,6—4,15 MeV den differentiellen Streuquerschnitt. Die benutzte Ionisationskammer ist in <sup>1)</sup> beschrieben. Das Füllgas war CS<sub>2</sub>-Dampf von 0,6 ata. Wegen der Schwefelrückstösse konnte die Neutronenstreuung nur im Winkelgebiet 180—63° (angegeben im Schwerpunktssystem)

<sup>1)</sup> E. BALDINGER, P. HUBER und W. PROCTOR, *Helv. Phys. Acta* **25**, 142 (1952).

<sup>2)</sup> E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 446, (1952).

<sup>3)</sup> P. HUBER und E. BALDINGER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 435 (1952).

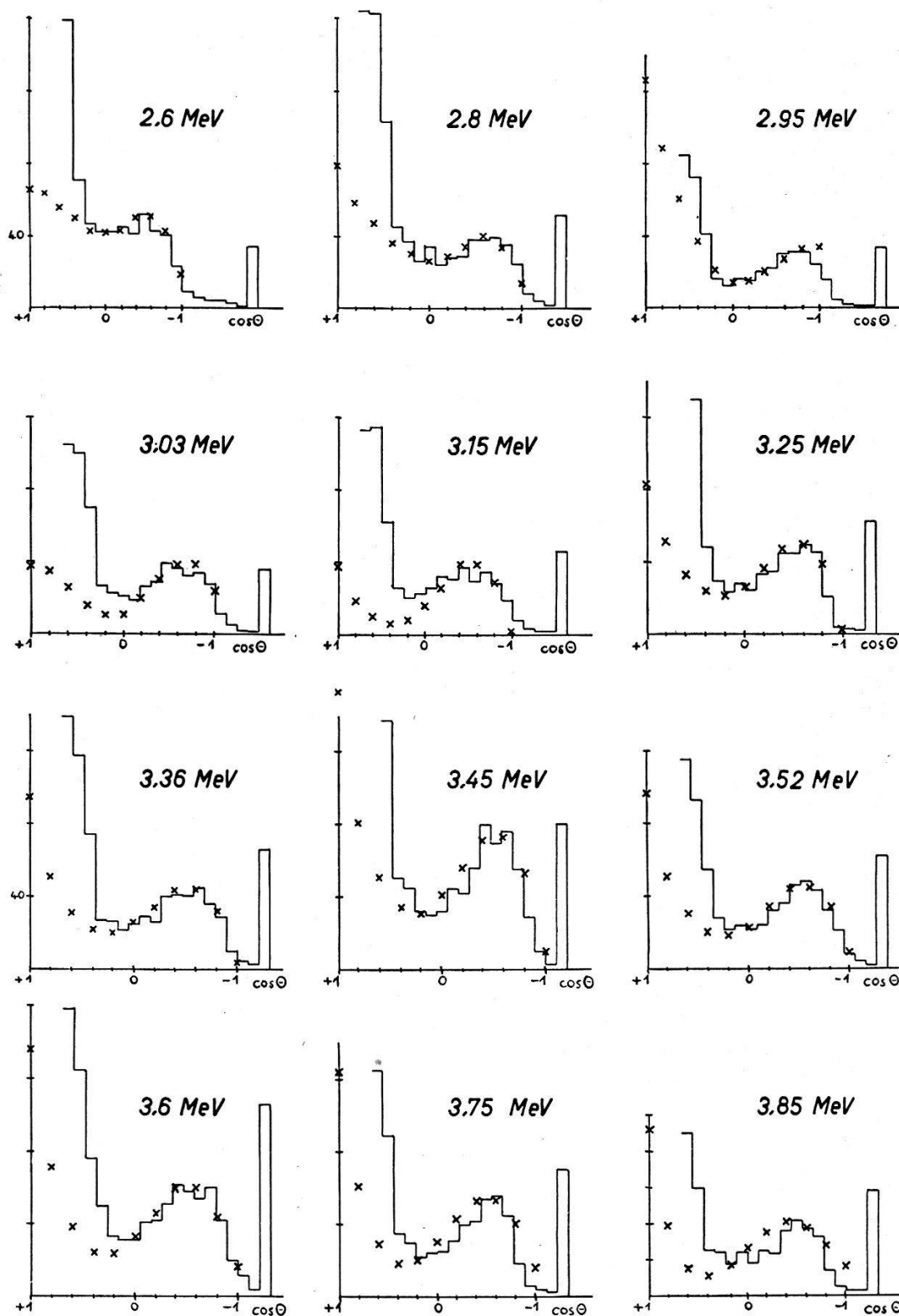


Fig. 1.

Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Neutronen-Streuung an  $C^{12}$ . Als Abszisse ist der Kosinus des Streuwinkels vom Neutron im Schwerpunktsystem, als Ordinate die Impulszahl/Kanal aufgetragen. Die Einheit in der Ordinate entspricht 160 Impulsen/Kanal.

Stufenkurve = gemessene Werte.      Kreuze = gerechnete Werte.  
Die angegebenen Energien sind die Neutronenenergien im Lab.-System.

gemessen werden. Die Vorwärtsstreuung war daher nicht messbar. Der Phasenanalyse liegt der totale Neutronen-Streuquerschnitt<sup>1)</sup> zugrunde und der von uns gemessene relative differentielle Streuquerschnitt. Auch diese Analyse berechneten wir mit dem Analogie-Rechengerät. Die Phasen sind so gewählt, dass sie den totalen Streuquerschnitt genau, den differentiellen Querschnittsverlauf möglichst gut wiedergeben (Fig. 1). Die erhaltenen Phasenverläufe sind in Fig. 2 dargestellt. Es zeigen sich zwei Resonanzstellen. Bei

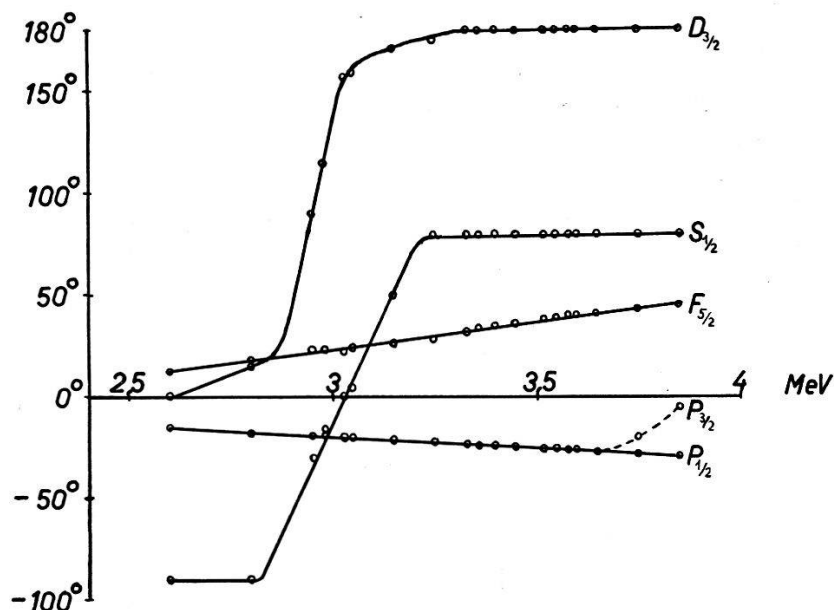


Fig. 2.

Phasenverlauf der Streuwellen zwischen 2,6 und 3,85 MeV. Die Energie bezieht sich auf die Neutronenenergie im Lab.-System.

2,95 MeV liegt eine  $D_{3/2}$ -Resonanz, bei 3,04 MeV eine  $S_{1/2}$ -Resonanz. Die angegebenen Energien beziehen sich auf die Neutronenenergie im Lab.-System. Bemerkenswert ist, dass der breite Buckel im totalen Querschnitt bei 3,6 MeV keiner Resonanzstelle entspricht.

### Analogie-Rechengerät zur Phasenanalyse von Streuexperimenten mit schnellen Neutronen

von E. BALDINGER (Basel).

Die theoretische Beschreibung der elastischen Streuung von schnellen Neutronen mit dem Spin Null wurde von BLOCH<sup>2)</sup> und anderen gegeben. Der totale sowie der differentielle Wirkungsquer-

<sup>1)</sup> C. K. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. **84**, 69 (1951).

<sup>2)</sup> F. BLOCH, Phys. Rev. **58**, 829 (1940).

schnitt  $\sigma(\Theta)$  lässt sich durch die Phasen  $\mu$  der Streuwellen beschreiben. Für  $\sigma(\Theta)$  erhält man eine Beziehung von der Form:

$$\sigma(\Theta) \approx \left| \sum_{\lambda} c_{\lambda} y_{\lambda}(\Theta) e^{i\eta_{\lambda} \sin \eta_{\lambda}} \right|^2 + \left| \sum_{\lambda} c'_{\lambda} y'_{\lambda}(\Theta) e^{i\eta_{\lambda} \sin \eta_{\lambda}} \right|^2 \quad (1)$$

Dabei bedeuten:  $y(\Theta)$  und  $y'(\Theta)$  die normierte und ihre zugeordnete Kugelfunktion 1. Art,  $c$  und  $c'$  von dem Index  $\lambda$  abhängige Konstanten und  $\Theta$  den Neutronenstreuwinkel im Schwerpunktsystem. Um die zeitraubende Analyse der Messungen\*) zu erleichtern, wurde ein einfaches Analogie-Rechengerät gebaut, das die obige Formel nachbildet. Auf dem Eingang des Rechengerätes wird eine Wechselspannung von 2500 Hz geschaltet. Der Term  $e^{i\eta} \sin \eta$  lässt sich durch ein  $RC$ -Glied darstellen, wobei der Widerstand einstellbar und in Graden der Phase  $\eta$  geeicht ist. Die Änderung des Winkels  $\Theta$  erfolgt durch Drehen eines Stufenschalters, mit dessen Hilfe an Kathodenwiderständen Wechselspannungen entsprechend dem Werte von  $c_{\lambda} y_{\lambda}(\Theta)$  abgegriffen werden. Trioden, deren Anoden parallel geschaltet sind, bilden die vektoriellen Summen. Die quadratische Addition der beiden Terme von Formel (1) erfolgt durch ein quadratisch anzeigendes statisches Voltmeter. Zu diesem Zwecke wird die dem 2. Term entsprechende Wechselspannung zuerst gleichgerichtet. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Analogie-Rechengerätes folgt demnächst in der *Helv. Phys. Acta*.

### Direkte Messungen der Winkelverteilung gestreuter Neutronen an $C^{12}$

VON A. E. REMUND UND R. RICAMO (ETH., Zürich).

Die Kenntnis der elastischen Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  und der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\sigma(\vartheta)$  beim elastischen Stoss von Neutronen an Kernen für einen genügend breiten Energiebereich erlaubt die Charakterisierung der Niveaux: Die Analyse von  $\sigma$  gibt normalerweise den gesamten Drehimpuls  $J$  des an einer Resonanzstelle angeregten Zwischenkernes und  $\sigma(\vartheta)$  gibt den Bahndrehimpuls  $l$ , da  $\sigma(\vartheta)$  sehr stark von  $l$  abhängt.

Besonders interessant ist die Kenntnis der Niveaux von  $C^{13}$ , da daraus auf die Existenz und Art der Spin-Bahn-Kopplung geschlossen werden kann<sup>1)</sup>.

\*) Vgl. z. B. E. BALDINGER, P. HUBER, W. G. PROCTOR, *Helv. Phys. Acta* **25**, 142 (1952).

<sup>1)</sup> M. VERDE, *Helv. Phys. Acta* **23**, 501 (1950).

Wir versuchten deshalb, experimentelle Methoden für die Bestimmung von  $\sigma(\vartheta)$  durch direkte Messung der Winkelverteilung gestreuter Neutronen an  $C^{12}$  zu entwickeln. (An  $C^{12}$  tritt besonders starke Anisotropie auf<sup>2)</sup>.)

Wir verwenden monochromatische Neutronen, erzeugt durch die  $D(d,n)He^3$ -Reaktion ( $D_2O$ -Eisschicht von ungefähr  $\frac{1}{4}$ -Sättigungsdicke mit 615 kV-Deuteronen beschossen), deren Energie  $E_n$  in bekannter Weise vom Winkel  $\alpha$  abhängt (z. B.:  $E_n = 3,67$  MeV für  $\alpha = 0^\circ$ ;  $E_n = 2,60$  MeV für  $\alpha = 90^\circ$ ).

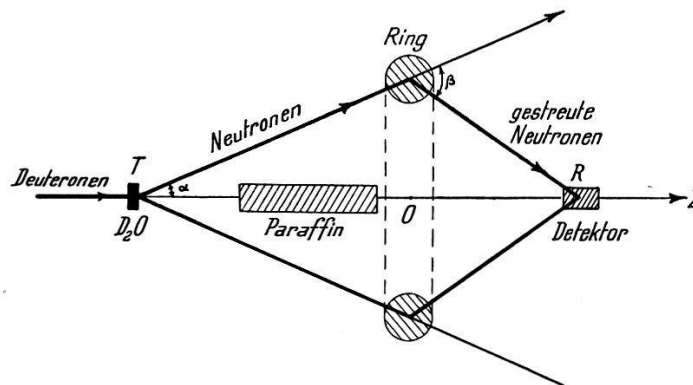


Fig. 1.

Anordnung für Winkelverteilungsmessungen mit Ringmethode.

Als Detektor und Monitor verwendeten wir Anthracenkristalle mit Photomultiplier<sup>3)</sup>.

Ein Grafitstreuer, als Ring ausgebildet\*), steht mit seiner Symmetrieachse in Richtung der einfallenden Deuteronen (Fig. 1). So wird jedes Ringelement mit Neutronen derselben Energie bestrahlt. Zwischen Neutronenquelle und Detektor schirmt ein Paraffinzylinder (Transmissionsfaktor 0,02) direkte Neutronen ab. Die vom Ring gestreuten Neutronen treffen den Detektor unter dem von der Geometrie der Versuchsanordnung abhängigen Streuwinkel  $\beta$ . Wir verwendeten verschiedene Grafitringe mit mittleren Durchmessern zwischen 180 mm und 370 mm und mit Ringdicken von 27 mm bis 36 mm. Die konstante Neutronenenergie  $E_n = 3,62$  MeV, um das hier untersuchte Niveau von 8,20 MeV in  $C^{13}$  zu erregen, erhielten wir durch entsprechende Wahl von  $E_D$ . Durch Verändern des Abstandes  $RO$  kann  $\beta$  zwischen  $25^\circ$  und  $133^\circ$  variiert werden.

<sup>2)</sup> E. BALDINGER, P. HUBER, R. RICAMO und W. ZUENTI, *Helv. Phys. Acta* **23**, 503 (1950).

<sup>3)</sup> R. RICAMO, W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta* **24**, 419 (1951).

\*) Wir danken hier Herrn Direktor KIRMESS von der Firma CECE-Graphitwerk AG., Zürich, für die uns überlassenen grossen Mengen reinen Graphits.

Die Intensität der im Laborsystem unter einem Winkel  $\beta$  gestreuten Neutronen wird gemessen als Differenz zwischen den Neutronenzahlen mit und ohne Ring, dividiert durch den Raumwinkel, unter dem der Detektor vom Ring aus gesehen erscheint. Geeignete Experimente haben gezeigt, dass die Detektorempfindlichkeit von der Neutronenrichtung unabhängig ist. Die Kurve in Fig. 2 gibt die Intensität der gestreuten Neutronen im Schwerpunktsystem in willkürlichen Einheiten wieder. Sie enthält die

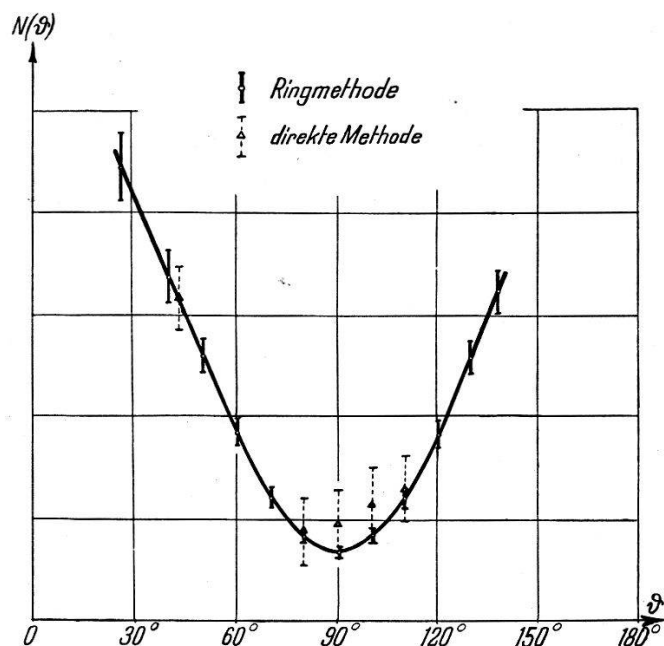


Fig. 2.

Intensität der an  $C^{12}$  gestreuten 3,62-MeV-Neutronen in Funktion des Winkels (Schwerpunktsystem).

Mittelwerte aus 20 Messreihen, wobei die eingetragenen Fehler die mittleren quadratischen Abweichungen einer einzelnen Messreihe darstellen.

Die „mit Ring“ gemessenen Neutronenzahlen sind 20–60% grösser als „ohne Ring“. Jede einzelne Messung ist auf 1% genau, so dass der Effekt mit 3–10% Genauigkeit bestimmt ist. Die Energie der an  $C^{12}$  unter  $90^\circ$  gestreuten Neutronen ist etwa 14% kleiner als diejenige der einfallenden Neutronen. Da unsere Detektoren etwas energieempfindlich sind, kann sich die ganze  $\sigma(\vartheta)$ -Kurve deformieren, sofern nicht der in Fig. 2 der Arbeit<sup>3)</sup> mit  $d$  bezeichnete energieunabhängige Arbeitspunkt gewählt wird. (Eine Änderung der Stossverstärkung um den Faktor 2 verursacht übrigens nur eine Änderung des Verhältnisses  $\frac{\sigma(40^\circ)}{\sigma(90^\circ)}$  von höchstens 10%.)



Wir haben ferner versucht, die Streuung monochromatischer Neutronen statt an einem Ring an einem Graphitblock direkt zu messen (Fig. 3).

Für verschiedene Streuwinkel  $\beta$  wird die Neutronenintensität mit und ohne Graphitstreuer gemessen. Im günstigsten Fall (bei  $\beta = 30^\circ$ ) beträgt der Effekt ca. 10%, somit entspricht 1% Messgenauigkeit bereits einem Fehler von 10%. Die Ringmethode ist also wegen ihrer grösseren Genauigkeit vorzuziehen.

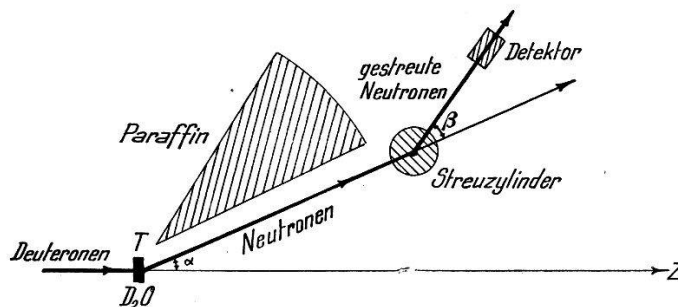


Fig. 3.

Anordnung für Winkelverteilungsmessungen mit der direkten Methode (abgeschirmter Detektor).

Die Genauigkeit sowohl der direkten als auch der Ringmethode ist durch den Neutronenuntergrund begrenzt. Der relative Untergrund in unserer Anlage ist nie besser als 10%.

Eine Verbesserung der Resultate ist möglich durch eine Koinzidenzanordnung, wobei ein Neutron durch 2 Detektoren registriert wird. Auf diese Weise ist eine Verbesserung des Effektes um den Faktor 3 zu erzielen. Entsprechende Messungen sind aber wegen der erforderlichen Messzeit wenig lohnend. Die Entwicklung von experimentellen Methoden zur Messung der Winkelverteilung ist aber wichtig, weil man so auch  $\sigma(\vartheta)$  in Funktion des Azimutes  $\varphi$  bestimmen und auf diese Weise die Polarisation der D-D-Neutronen messen kann, wie VERDE<sup>4)</sup> vorgeschlagen hat.

Die Messungen von  $\sigma_t$  und  $\sigma(\vartheta)$  lassen durch Vergleich mit den nach den Theorien von WEISSKOPF<sup>5)</sup> und BLOCH<sup>6)</sup> berechneten Werten für das 8,20-MeV-Niveau von  $C^{13}$  auf ein  $D_{3/2}$ -Niveau schliessen.

<sup>4)</sup> M. VERDE, Nuovo Cimento **9**, 376 (1951).

<sup>5)</sup> H. FESHBACH, D. C. PEASLE und V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).

<sup>6)</sup> F. BLOCH, Phys. Rev. **58**, 829 (1940).



**Kernphotospaltung am  $B^{11}$  und  $B^{10}$** 

von O. ROCHAT und P. STOLL (ETH., Zürich).

GOWARD<sup>1)</sup>, TITTERTON<sup>2)</sup> und WILKINS haben mit Hilfe photographischer Platten folgende Reaktionen am Bor gefunden:

1.  $B^{11} + h\nu \rightarrow H^3 + He^4 + He^4 \quad Q = 11,13 \text{ MeV}$
2.  $B^{10} + h\nu \rightarrow H^2 + He^4 + He^4 \quad Q = 5,89 \text{ MeV}$
3.  $B^{10} + h\nu \rightarrow H^1 + n^1 + 2 He^4 \quad Q = 8,05 \text{ MeV}$

Der Wirkungsquerschnitt<sup>2)</sup>  $\sigma$  der Reaktion 2 weist zwischen 10 und 14 MeV ein Maximum auf. Daher eignet sich diese Reaktion für die Ausmessung der weichen Komponente<sup>3)</sup> der Lithium-Gammastrahlung. Zusätzlich wollen wir durch eine umfangreichere Statistik einen Beitrag zur Abklärung des Reaktionsmechanismus der Photospaltung am Bor liefern.

a) *Entwicklung von Platten mit Boreinlagerungen.*

Wegen der bekannten alkalischen Wirkung von Borax sind diese Platten viel empfindlicher als gewöhnliche Emulsionen. Kodak-NTL-Platten sind mit Erfolg verwendet worden. Die Temperaturentwicklung mit Amidol bei einem pH-Wert von 7,6 gestattet die Unterscheidung der Spuren der Alphateilchen von denen, die einfach geladen sind. Diese Tatsache ermöglichte es, die fünfmal häufiger auftretenden Kohlenstoffsterne von den Borsternen zu unterscheiden.

b) *Unterscheidung der Reaktionen am  $B^{11}$  und  $B^{10}$ .*

Für die Trennung der möglichen Reaktionen, die sich am  $B^{10}$  wie  $B^{11}$  ereignen können, muss das Impulskriterium und die Energiebilanz (Spektrum der Lithium-Gammastrahlung) herangezogen werden. Im Histogramm Fig. 1 sind alle Sterne nach  $E_T$  (totale Energie des Sternes)-Werten aufgetragen, unter der Annahme, dass das einfach geladene Teilchen ein Triton sei. Das ausgeprägte Maximum in der Verteilung bei  $E_T = 6,4 \text{ MeV}$  entspricht der  $B^{11}(\gamma, T) 2\alpha$ -Reaktion, hervorgerufen durch die 17,6-MeV-Gammalinie.

Unter der schwarz ausgezogenen Linie (Fig. 1) befinden sich alle Sterne, die dem Impulskriterium genügen. Die punktierte Verteilung umfasst dagegen alle beobachteten Stern-Reaktionen. Die Exemplare, die sich rechts der ausgeprägten Spitze um den

<sup>1)</sup> F. K. GOWARD, E. W. TITTERTON und J. J. WILKINS, Proc. Soc. A **63**, 172 (1950).

<sup>2)</sup> M. J. BRINKWORTH und E. W. TITTERTON, Phil. Mag. **17**, 1191 (1951).

<sup>3)</sup> H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **25**, 153 (1952).

$E_T$ -Wert von 9 MeV gruppieren, gehören zum Reaktionstypus  $B^{10}(\gamma, D) 2\alpha$ , hervorgerufen durch die 14,8-MeV-Komponente der Lithiumgammastrahlung. Der Abfall des Wirkungsquerschnittes von dieser Reaktion ersieht man aus der Tatsache, dass bei

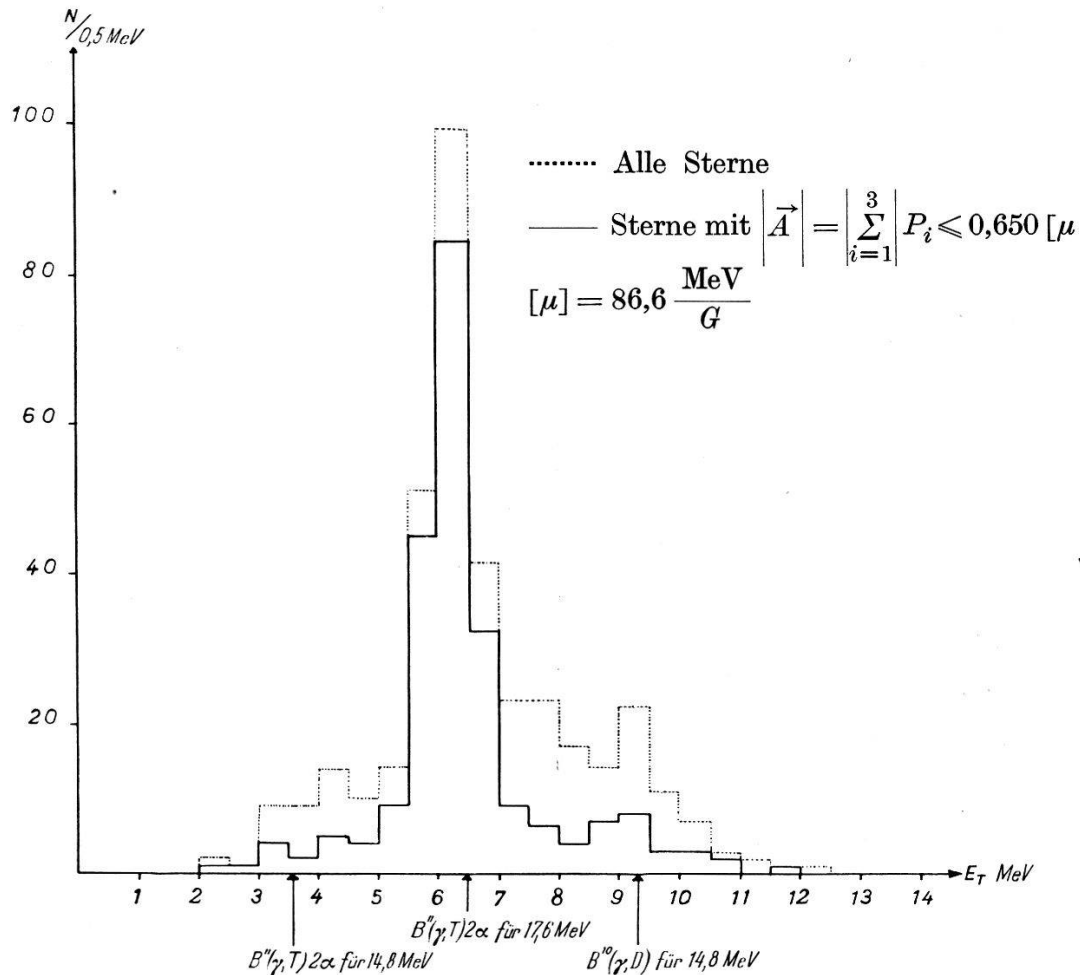


Fig. 1.

$E_T$ -Verteilung von 374 Sternen. Die Energie der einfach geladenen Teilchen wird mit Hilfe der Reichweite-Energie-Beziehung für Tritonen berechnet.

$E_T = 11,7$  MeV keine Sterne der 17,6-MeV-Gammastrahlung entsprechend beobachtet werden. Die Sterne, die einen  $E_T$ -Wert zwischen 5,5 und 7,5 MeV aufweisen und dem Impulskriterium genügen, sind als  $B^{11}$ -Reaktionen der 17,6-MeV-Gammalinie zu betrachten ( $E_T$  theoretisch:  $6,44 \pm 0,01$  MeV;  $E_T$  experimentell:  $6,30 \pm 0,02$  MeV). Der relative Wirkungsquerschnitt in bezug auf die Kohlenstoffspaltung kann folgendermassen angegeben werden:

$$\frac{\sigma \text{ C}^{12}(\gamma, 3\alpha) E_\gamma: 17,6+14,8+12,5 \text{ MeV}}{\sigma \text{ B}^{11}(\gamma, T) 2\alpha E_\gamma: 17,6 \text{ MeV}} = 1,06 \pm 30\%*$$

\*)  $\text{C}^{12}(\gamma, 3\alpha)$  für Li- $\gamma$ -Strahlung:  $1,75 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ . Rel. Intensitäten: I(17,6): I(14,8): I(12,5) = 1:0,5:0,2. O. SEIPPEL, H. GLÄTTLI und P. STOLL, Helv. Phys. Acta (in Publikation).

Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittverlaufes der Reaktion 1 ergibt für das Verhältnis  $\frac{\sigma_{(17,6)}}{\sigma_{(14,8)}} = 3,8 \pm 0,8$ .

c) *Die Energieverteilung der Tritonen. Anregungszustände im  $\text{Be}^8$ .*

Für diese Verteilung (Fig. 2) werden die Sterne benutzt, die obigen Bedingungen genügen.

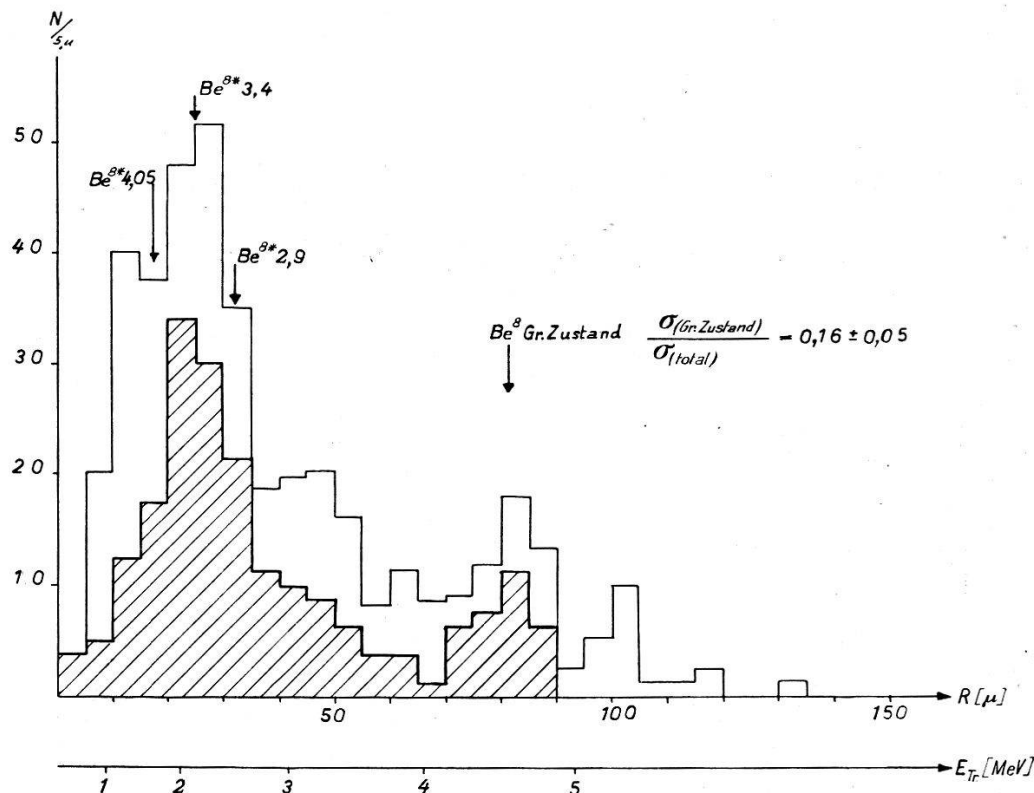


Fig. 2.

Reichweiteverteilung der einfach geladenen Teilchen.

- a) Gestrichelte Fläche: Spuren von Tritonen, entsprechend  $\text{B}^{11}(\gamma, T)2\alpha$ -Reaktion für  $E_\gamma = 17,6$  MeV. b) Totale Fläche: alle Spuren.

Die Gruppe von  $79 \mu$  Reichweite (4,61 MeV) entspricht Übergängen in den Grundzustand des  $\text{Be}^8$ . Bei einer Quantenenergie von 17,6 MeV stellen 16% aller beobachteten Spaltungen Übergänge in den Grundzustand dar. Das Auffinden der  $80 \mu$  langen Tritonen-Spuren mit den zwei kurzen Alphateilchen war nur durch sorgfältigste Beobachtung der Platten möglich. Eine zweite Gruppe, entsprechend einer Tritonenenergie von 2,15 MeV, muss als Übergänge in ein Niveau im  $\text{Be}^8$  von  $3,4 \pm 0,2$  MeV mit einer maximalen Halbwertsweite von  $T = 0,8$  MeV gedeutet werden. Die kontinuierliche Tritonenverteilung in diesem Energiegebiet (langsamer Abfall gegen  $65 \mu$ ) dürfte zu den Übergängen gehören, die in

<sup>4)</sup> H. E. GOVE und J. A. HARVEY, Phys. Rev. **82**, 299, 658 (1951).

das bekannte 2,9-MeV-Niveau des  $\text{Be}^8$  mit  $\Gamma = 1,8 \text{ MeV}$  führen. Trotzdem Fig. 2 sehr gut mit der Annahme erklärt werden kann, dass neben dem Grundzustand auch höhere Niveaus im  $\text{Be}^8$  angeregt werden (2,9; 3,4, evtl. 4,05 MeV), so kann folgender Reaktionsmechanismus nicht vollständig ausgeschlossen werden.



Eine Rechnung mit der Annahme eines Niveaus im  $\text{Li}^7$  von 4,77 MeV<sup>4)</sup> zeigt, dass höchstens 10% der Sterne in Fig. 2 diesem Übergang entsprechen könnten.

d) *Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\text{B}^{10}(\gamma, D) 2\alpha$ .*

Aus der  $E_T$ -Verteilung obiger Reaktion (Fig. 3) (Auslese siehe Abschnitt b) ersieht man den Abfall des Wirkungsquerschnittes von 14,8 MeV auf 17,6 MeV Quantenenergie (Konkurrenzreaktion

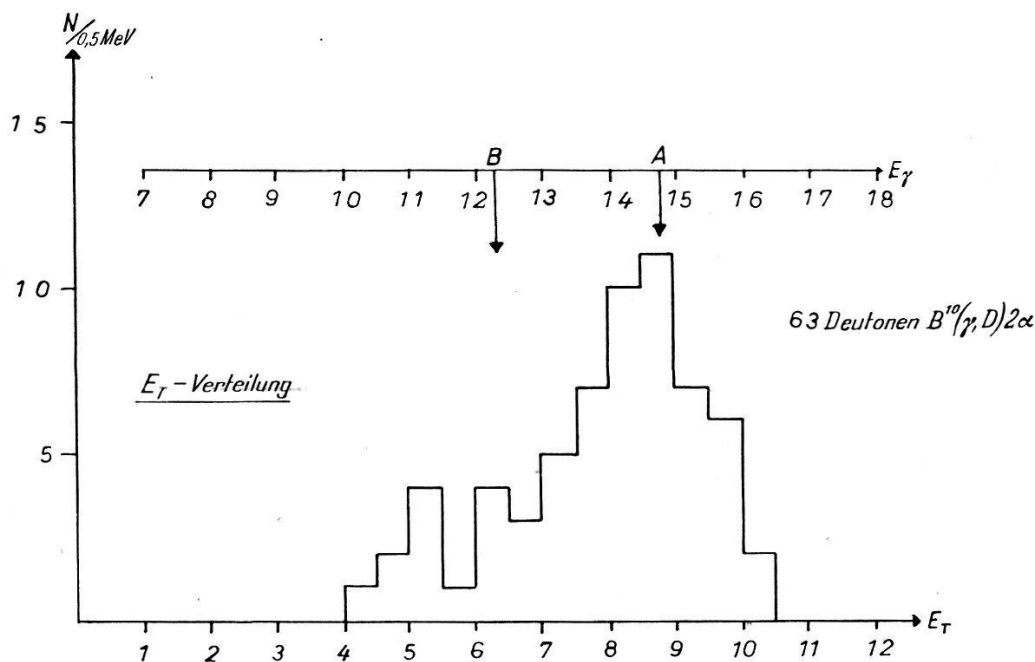


Fig. 3.

$E_T$ -Verteilung von 63 Sternen der Reaktion  $\text{B}^{10}(\gamma, D) 2\alpha$ . Für die einfach geladenen Teilchen wird die Reichweite-Energiebeziehung für Deutonen benützt.

Gruppe A:  $E_\gamma = 14,8 \text{ MeV}$ .

Gruppe B:  $E_\gamma = 12,5 \text{ MeV}$ .

( $\gamma, np$ )). Der Wirkungsquerschnitt der Gruppe A ( $E_\gamma = 14,8 \text{ MeV}$ ) beträgt  $\sigma_{14,8} \approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ . Die Gruppe B rührt von der 12-MeV-Komponente<sup>3)</sup> der Li-Gammastrahlung her.

Eine ausführliche Arbeit erscheint später in den *Helv. Phys. Acta*.

**Die Winkelverteilung der Bor-Gammastrahlung.  $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$** 

von H. GLÄTTLI und P. STOLL (ETH., Zürich).

Das Spektrum dieser Gammastrahlung, die durch Einfang von Protonen am Bor ( $B^{11}$ ) entsteht, ist durch Arbeiten mit Wilson-Kammern<sup>1)</sup> sowie mit Hilfe eines Paarspektrographen<sup>2)</sup> ausgemes-

$$B''(p, \gamma)C^{12}$$

$$B''(p, \alpha)Be^8$$

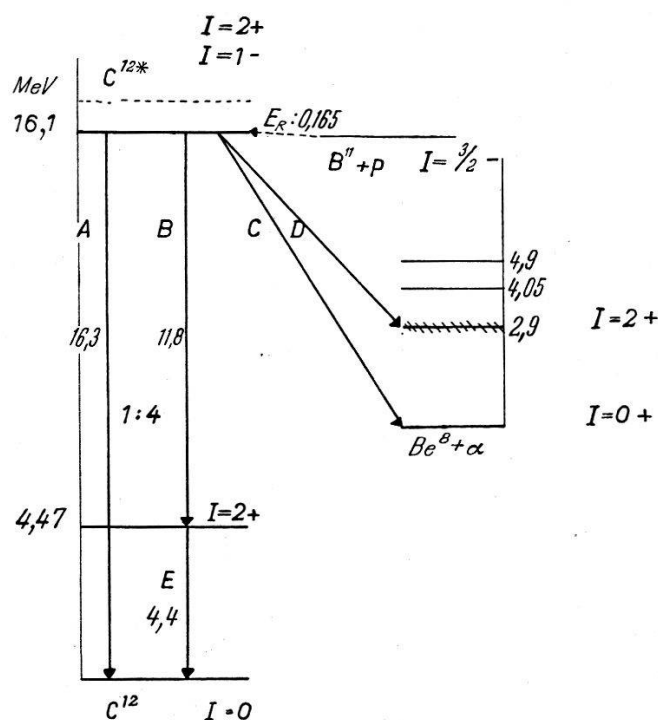


Fig. 1.  
Zerfallsschema von  $C^{12*}$ .

A	$I_{\Theta} = I_{90^{\circ}} (1 + 0,03 \cos \Theta + 0,12 \cos^2 \Theta + 0,04 \cos^4 \Theta)$
$E_p$ : 500 keV (dicke Target)	
AB	$I_{\Theta} = I_{90^{\circ}} (1 + 0,03 \cos \Theta + 0,12 \cos^2 \Theta + 0,04 \cos^4 \Theta)$

Variation.

	$E_p$ keV	$\angle$ -Verteilung
A	150—500	keine
B	150—500	Ja $I_{0^{\circ}}/I_{90^{\circ}}$ Min. $\approx 300$ keV

<sup>1)</sup> W. A. FOWLER, E. R. GAERTNER und C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **53**, 628 (1938).

<sup>2)</sup> R. L. WALKER, Phys. Rev. **79**, 172 (1950).

sen worden. Die Quantenenergien der drei Linien betragen 16,3, 11,8 und 4,4 MeV, wobei bei 500 keV Protonenenergie ein Intensitätsverhältnis  $I_{16,1}/I_{11,8} = 1:4^2$ ) festgestellt wurde. Das Zerfallschema (Fig. 1) ergibt sich aus den gemessenen Quantenenergien; die Gamma-Gamma-Kaskade ist von uns durch Koinzidenzmessungen sichergestellt worden.

Durch die Ausmessung der Richtungsverteilung der emittierten Gammaquanten in bezug auf die Protoneneinfallsrichtung können Schlüsse über den Zustand des angeregten 16,3-MeV-Niveaus im  $C^{12}$  (Parität, Drehmoment) gezogen werden.

Die Winkelverteilungsmessungen wurden mit einer zweimal zweifachen Koinzidenzanordnung<sup>1)</sup> durchgeführt, die Variation von Absorber und Sekundärstrahler gestattet bei dieser Anordnung die Ansprechwahrscheinlichkeit für die verschiedenen Komponenten der Bor-Gammastrahlung zu ändern. Als Target wurde eine dicke Borschicht benutzt.

Die 16,3-MeV-Gammakomponente kann getrennt von den andern Komponenten gemessen werden. Die Kurve (Fig. 2) legt es nahe, eine Zerlegung nach  $\cos$ ,  $\cos^2$  und  $\cos^4$ -Termen durchzuführen.

$$E_\gamma: 16,3 \text{ MeV } E_p: 500 \text{ keV (dicke Target)}$$

$$I_{(\Theta)} = I_{(90^\circ)} (1 + 0,03 \cos \Theta + 0,12 \cos^2 \Theta + 0,04 \cos^4 \Theta).$$

Die 11,8-MeV-Gammakomponente lässt sich mit unseren Methoden nicht allein messen, da die 16,3-MeV-Gammalinie allerdings mit verminderter Ansprechwahrscheinlichkeit mitgezählt wird (Beitrag der 11,8-MeV-Linie: 15%).

Es kann eindeutig gesagt werden, dass innerhalb der Messgenauigkeit die Winkelverteilung der 16,3-MeV-Komponente *keine* Spannungsabhängigkeit zeigt (Variation  $E_p$ : 150–550 keV).

Dagegen variiert die Winkelverteilung der 11,8-MeV-Linie mit der Protonenbeschleunigungsspannung, das Verhältnis  $I_{(0^\circ)}/I_{(90^\circ)}$  weist bei  $E_p \approx 300$  keV ein Minimum auf, bei niedrigen Spannungen überwiegt der  $\cos$ -Term.

Das Verhalten der gemessenen Richtungsverteilungen in bezug auf die Änderungen der Protonenenergien lässt einige Schlüsse zu. Die Winkelverteilung der 16,3-MeV-Komponente ( $\cos^2$ -Term) erklärt sich mit der Annahme, dass das hochangeregte  $C^{12*}$ -Niveau, das Anlass zu dieser  $\gamma$ -Strahlung gibt, ein Gesamtdrehmoment  $J = 2$  mit gerader Parität aufweisen muss. Dieser Zustand kann

<sup>1)</sup> H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **25**, 153 (1952).



beim Einfang einer  $P$ -Welle entstehen (der Übergang in den Grundzustand ( $E_\gamma = 16,3$  MeV) ist daher ein elektrischer Quadrupol). Die 11,8-MeV-Komponente scheint aus einem Niveau mit Drehmoment 1 ungerader Parität ( $J = 1 -$ ) zu kommen, es würde sich hier um einen  $S$ -Einfang der einfallenden Protonenwelle handeln. Die gemessene Winkelverteilung der 11,8-MeV-Komponente und ihre

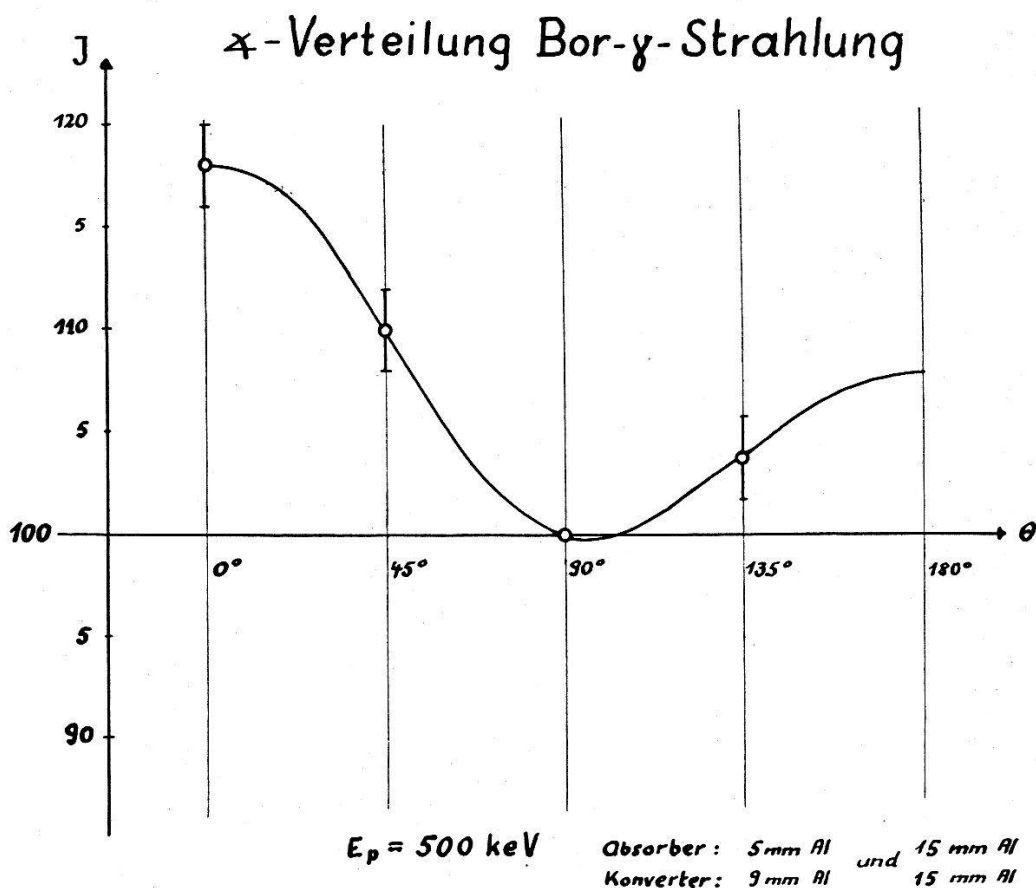


Fig. 2.

Winkelverteilung der 16,3- und 11,8-MeV-Komponenten der Borgammastrahlung (korrigierte Kurve auf Schwerpunktsystem und die durch den Dopplereffekt bedingte Empfindlichkeitsschwankung der Messanordnung).

Variation mit der Protonenspannung kann als Interferenzeffekt der beiden sich überlappenden Niveaus, in ähnlicher Weise wie es DEVONS<sup>1)</sup> für die Li-Gammastrahlung berechnet hat, gedeutet werden. Die Rechnung zeigt, dass ein Minimum für die Anisotropie existieren muss.

Das hochangeregte  $C^{12*}$ -Niveau mit  $J = 2 +$  emittiert nicht nur die 16,3-MeV-Quanten, sondern soll noch in Alphateilchen, bei denen eine homogene Gruppe<sup>2)</sup> (Übergang in den Grundzustand

<sup>1)</sup> S. DEVONS und M. G. N. HINE, Proc. Roy. Soc. A **199**, 73 (1949).

<sup>2)</sup> H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 217 (1937).



Be<sup>8</sup>) und eine breite Gruppe (Übergang in das 2,9-MeV-Niveau des Be<sup>8</sup>) festgestellt wurde, zerfallen (B<sup>11</sup> (p,  $\alpha$ ) Be<sup>8</sup>). Gemäss dem Rotationsmodell für Alphateilchen wird dem Grundzustand im Be<sup>8</sup> ein  $J = 0 +$  und dem 2,9-MeV-Niveau ein  $J = 2 +$  Zustand zugeschrieben. Die homogene Gruppe ( $d$ -Welle) müsste eine Winkelverteilung der Form  $1 + A(E)\cos^2 \Theta$  aufweisen, dagegen sollten die Alphateilchen, die in das breite Niveau des Be<sup>8</sup> gehen, isotrop emittiert werden, wenn es sich um eine reine  $s$ -Welle handelt.

Eine ältere Arbeit von WILLIAMS<sup>1)</sup> u. a. bestätigt diese Annahmen, im Gegensatz dazu stehen die Aussagen von JACOBS<sup>2)</sup> u. a., die für beide Gruppen Isotropie finden. Aus diesen Gründen haben wir selbst mit (p,  $\alpha$ )-Winkelverteilungsmessungen begonnen, um auch von dieser Seite aus eine befriedigende Zuordnung der hochangeregten Niveaus des C<sup>12</sup> zu ermöglichen. Eine ausführliche Arbeit erscheint später in der *Helv. Phys. Acta*.

### Catalyses de Relaxation Magnétique Nucléaire

par G. J. BÉNÉ, P. M. DENIS et R. C. EXTERMANN (Genève).

Nous donnons seulement quelques résultats provisoires sur des recherches en cours; les résultats détaillés feront l'objet d'une communication future.

1<sup>o</sup> Effet du mouvement de l'échantillon sur les signaux de résonance magnétique nucléaire. Les temps apparents de relaxation sont considérablement diminués par le mouvement laminaire d'un échantillon liquide<sup>3)</sup>.

2<sup>o</sup> Sur la suggestion de A. KASTLER<sup>4)</sup> nous avons étudié la catalyse de la relaxation par le paramagnétisme d'états excités de substances fluorescentes. Une solution de fluorescéine dans la glycérine, soumise à la lumière d'une lampe à vapeur de mercure entre  $-60^{\circ}\text{C}$  et  $+20^{\circ}\text{C}$  n'a donné que des résultats négatifs. Cet échec semble dû à une durée de vie trop courte des états excités.

3<sup>o</sup> Nous avons enfin étudié l'influence d'un fort champ électrique statique (20 Kv/cm) sur la résonance nucléaire des protons. On sait<sup>5)</sup> que dans certains liquides fortement polaires (acétonitrile p. ex.)

<sup>1)</sup> J. H. WILLIAMS, R. O. HAXBY und J. S. ALLEN, *Phys. Rev.* **55**, 140 (1939).

<sup>2)</sup> J. A. JACOBS und W. L. WHITSON, *Phys. Rev.* **59**, 108 (1941).

<sup>3)</sup> P. M. DENIS, G. J. BÉNÉ, R. C. EXTERMANN, *Archives des Sciences*, vol. 5, fasc. 1, 32 (1952).

<sup>4)</sup> A. KASTLER, *Experientia* **8**, 1 (1952).

<sup>5)</sup> E. N. da C. ANDRADE et C. DODD, *Proc. Roy. Soc. A* **187**, 296 (1946).

la viscosité est pratiquement doublée, ce qui devrait, s'il s'agissait d'une «vraie» viscosité, diminuer dans la même proportion les temps de relaxation. En fait, aucune variation de  $T_1$  et  $T_2$  supérieure à 5% n'a pu être mise en évidence. On en conclut que cette viscosité additionnelle, due à l'électrostriction, n'implique pas d'interaction de contact, mais qu'il s'agit plutôt du blocage de degrés de liberté par action à distance du champ électrique sur les dipôles électriques.

### Spektrum einer Hochfrequenzionenquelle

von R. BUDDE und P. HUBER (Basel).

Die Ionenquelle, mit der die Messung ausgeführt wurde, ist im Schnitt in der Abbildung dargestellt. Das doppelwandige Glasgefäß ist aus Pyrex und wird mit Petroleum gekühlt. Die Ionen durchlaufen einen Magnesiumkanal von 4 mm Durchmesser und 12 mm Länge. Nachher werden sie weiter beschleunigt. Die Dimensionen der Ionenquelle und die Anordnung des Austrittskanals sind ähnlich wie bei der Ionenquelle, die von E. S. Shire, Cavendish Lab., Cambridge, benutzt wird.

Die Entladung wird durch ein hochfrequentes Magnetfeld von 25 MHz angeregt. Die aufgenommene Leistung betrug etwa 100 Watt. Zwei Permanentmagnete erzeugen ein schwaches transversales Magnetfeld, wodurch schon bei wesentlich kleinerem Druck, als es ohne Magnetfeld möglich ist, eine intensive Entladung entsteht.

Ionenart	Ionenstrom $\mu\text{A}$	Magnetstrom gemessen A	Magnetstrom berechnet A
$\text{H}_1^+ (\text{H}_3^+ \rightarrow \text{H}_1^+ + \text{H}_2)$ . . . . .	0,6	2,35	2,40
$\text{H}_1^+ (\text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}_1^+ + \text{H}_1)$ . . . . .	2	2,90	2,93
$\text{H}_3^{++}$ . . . . .	< 0,1	3,55	3,58
$\text{H}_1^+; \text{H}_4^{++}; \text{H}_2^+ (\text{H}_4^+ \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}_2)$	40 (69%)	4,15	
$\text{H}_2^+ (\text{H}_3^+ \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}_1)$ . . . . .	$\sim 0,1$	4,80	4,80
$\text{H}_2^+$ . . . . .	11	5,85	5,86
$\text{H}_3^+$ . . . . .	4	7,1	7,18
$\text{H}_4^+$ . . . . .	< 0,1	8,3	8,3

Die Ionen wurden durch eine Spannung von 5 kV zwischen der Wolframelektrode und dem Kanal aus der Entladung herausgezogen, dann mit 100 kV beschleunigt und trafen nach Durchlaufen eines Magnetfeldes in den Faradaykäfig. Die Distanz zwischen Kanal und Faradaykäfig betrug etwa 1,80 m.

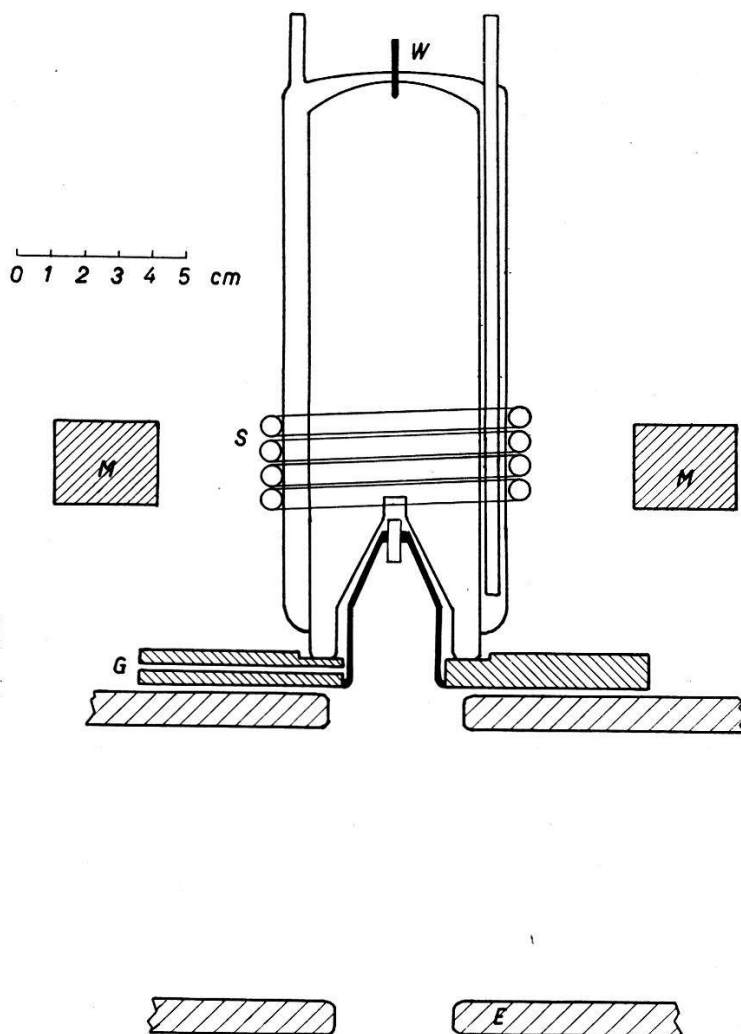


Fig. 1.

Schnitt durch die Ionenquelle. *M* = Permanentmagnete, *W* = Wolframelektrode, *S* = Spule zur Erzeugung des Hochfrequenzfeldes, *G* = Gaseinlass, *E* = Nachbeschleunigungselektrode auf Erdpotential. Die Ionenquelle selbst befand sich auf +100 kV.

Die einzelnen Ionenarten der Wasserstoff-Entladung haben wir mit dem Faradaykäfig gemessen. Diese Messung wurde kontrolliert und ergänzt durch die Untersuchung des Ionenstrahls mit einem Quarz. Lässt man Ionen auf einen Quarz treffen, so leuchtet dieser bekanntlich an den getroffenen Stellen auf, und aus der Intensität des Leuchtens kann man grössenordnungsmässig auf den Ionenstrom schliessen. Diese qualitative Methode ist empfindlicher als

die Messung mit dem Faradaykäfig. Es wurden auf diese Weise ausser den mit dem Faradaykäfig gefundenen Ionengruppen noch zwei weitere gefunden, die dort nicht bemerkt worden waren. Die Resultate zeigt die Tabelle. In der ersten Spalte steht die Ionenart und, soweit erforderlich, ihre Entstehungsweise. Die  $H_4^{++}$ -Ionen sowie die durch Zerfall der  $H_4^+$ -Ionen entstehenden  $H_2^+$ -Ionen fallen mit den Protonen zusammen, geben aber wegen des kleinen Anteils an  $H_4^+$ -Ionen wohl keinen messbaren Beitrag zum Protonenstrom. Die zweite Spalte zeigt den gemessenen Ionenstrom, wobei der Anteil an  $H_3^{++}$ - und  $H_4^+$ -Ionen auf Grund einer Messung mit dem Quarz geschätzt wurde. Die dritte Spalte bringt den Strom in dem Elektromagneten, mit dem die Ionen abgelenkt und analysiert wurden. In der vierten Spalte sind die berechneten Magnetströme zur Kontrolle aufgeführt, unter der Voraussetzung, dass der Strom im Magneten dem Magnetfeld proportional ist. Die berechneten Werte wurden an den Magnetstrom für die Protonen angeschlossen.

### Die Zerfallsreihe $Mn^{51}$ - $Cr^{51}$ - $V^{51}$ und der Spin der Mn-Isotope

von D. MAEDER, P. PREISWERK und A. STEINEMANN (ETH., Zürich).

Nach dem Schalenmodell der Atomkerne ist für das Isotop  $V^{51}$  kein isomeres Niveau mit grosser Drehimpulsdifferenz gegenüber dem Grundzustand zu erwarten. Mit dieser Erwartung standen jedoch die bisherigen experimentellen Daten in Widerspruch: dem  $V^{51}$  wurde, neben einer 320-keV- $\gamma$ -Strahlung niedriger Multipolordnung, ein Übergang mit hoher Drehimpulsdifferenz, nämlich ein vollständig konvertierter Übergang von 237 keV Energie zugeordnet<sup>1)</sup>. Wir konnten diese Diskrepanz aufklären:

Die vermeintliche Konversionslinie des isomeren Überganges erwies sich in Wirklichkeit als Photolinie, ausgelöst von der 320-keV-Strahlung in Blei, welches in den zitierten Arbeiten als Träger-substanz bei der chemischen Abtrennung des Cr verwendet worden war<sup>2)</sup>. Das korrigierte Zerfallsschema enthält also nur noch ein Anregungsniveau des  $V^{51}$ .

Um über die Spinwerte Auskunft zu erhalten, bestimmten wir den Konversionskoeffizienten des 320-keV-Überganges und das Verzweigungsverhältnis der Übergänge vom Cr nach dem Grundzustand und dem angeregten Zustand des  $V^{51}$ . Der Konversions-

<sup>1)</sup> BRADT et al., *Helv. Phys. Acta* **18**, 259 (1945); KERN, MITCHELL und ZAFFARANO, *Phys. Rev.* **76**, 94 (1949).

<sup>2)</sup> Unabhängig von uns hat M. GOLDBABER dieselbe Erklärung vermutet.

koeffizient beträgt  $\alpha_k = 1,5 \cdot 10^{-3}$  und entspricht magnetischer Dipolstrahlung. Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses erfordert, da der Zerfall nur durch Elektroneneinfang erfolgt, die Kenntnis der Anzahl emittierter  $\gamma$ -Quanten und Röntgenquanten pro Zerfall. Von ein und demselben Präparat haben wir diese beiden Strahlungen absolut bestimmt, und zwar die  $\gamma$ -Strahlung mit dem NaJ-Szintillationsspektrometer. Die Absolutintensität der Röntgenstrahlung bestimmten wir ebenfalls mit Hilfe eines Impulsspektrographen, an den diesmal ein Methan-Argon-gefülltes Proportionalzählrohr angeschlossen war. Unter Berücksichtigung der Fluoreszenzausbeute ergibt sich aus diesen Messungen, dass 21% der Zerfälle über das angeregte Niveau führen. Aus den partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten und der bekannten Zerfallsenergie folgt, dass beide Übergänge zur Kategorie der erlaubten Übergänge gehören. In Übereinstimmung mit dem Konversionskoeffizienten zeigt auch dieses Ergebnis, dass die Spindifferenz der beiden  $V^{51}$ -Zustände höchstens 1 betragen kann.

Es ist interessant, dieses Zerfallsschema im Zusammenhang mit den Spinwerten der Mn- und Cr-Isotope zu betrachten. Bekanntlich hat das stabile  $Mn^{55}$  den Spin  $5/2$ , während Kerne mit ungeraden Protonenzahlen zwischen 21 und 27 sonst den Spin  $7/2$  haben und hierin dem strengen Einteilchenschalenmodell entsprechen. Man erklärt diesen anomalen Spin durch die Annahme, dass die drei Protonenlöcher der  $1f_{7/2}$ -Schale durch Orientierung zu einem Term mit der Spinresultante  $5/2$  kombinieren.

Im  $V^{51}$  sind — ausser dem Kernrumpf — drei Protonen der  $1f_{7/2}$ -Schale vorhanden. Diese kombinieren hier aber in ihrem Grundzustand zu einem  $7/2$ -Term. Das nur 320 keV über dem Grundzustand liegende Anregungsniveau hat nach unserem experimentellen Befund einen Drehimpuls zwischen  $5/2$  und  $9/2$  und gleiche Parität wie der Grundzustand. Es kann sich bei diesem Anregungszustand nicht um eine andere Konfiguration als die des Grundzustandes handeln, da sonst die Energiedifferenz wesentlich grösser sein müsste. Dies kann man am Beispiel des  $Cr^{51}$  sehen: dort ist in der  $f_{7/2}$ -Schale *ein* Neutronenloch vorhanden, die Grundkonfiguration ist also nicht entartet. In der Tat liegt das tiefste Anregungsniveau des  $Cr^{51}$  mit Spin zwischen  $5/2$  und  $9/2$  1,4 MeV über dem Grundzustand, wie aus Untersuchungen der  $\beta^+$ -Umwandlung von  $Mn^{51}$  in  $Cr^{51}$  hervorgeht<sup>1)</sup>.

Beim  $V^{51}$ , wo die Energiedifferenz nur 320 keV beträgt, ordnen wir darum beide Terme der Konfiguration dreier Nukleonen in der

<sup>1)</sup> MUKHERJEE und PICTET, unveröffentlicht.



$f_{7/2}$ -Schale zu. Da diese Konfigurationsaufspaltung sich als so klein erweist, kann man zunächst die Reihenfolge der  $7/2$ - und  $5/2$ -Terme als mehr oder weniger zufällig betrachten. Es wäre auch denkbar, dass der Konfigurationsterm mit resultierendem Spin  $5/2$  von dem weiter oben gelegenen  $f_{5/2}$ -Einteilchenterm her gestört wird, und zwar bei 3 vorhandenen Löchern (also 5 Teilchen) mehr als bei 3 vorhandenen Teilchen. So könnte im Mn der  $5/2$ -Zustand zum Grundzustand werden, während er im  $V^{51}$  mit dem ersten Anregungsniveau zu identifizieren wäre.

---

### Ein Szintillationszähler für Alphateilchen. Impulsverteilung für 4,8 MeV Alphateilchen in Anthrazen

von P. BENER (Zürich).

Fallen monoenergetische Teilchen auf den Kristall eines Szintillationszählers, so beobachtet man am Ausgang des Multipliers nicht eine einheitliche Impulsgrösse, sondern eine Impulsverteilung, denn die Anzahl der Photoelektronen, welche pro Teilchen auf der Photokathode ausgelöst werden, sowie die Verstärkung des Multipliers sind statistischen Schwankungen unterworfen. Soll der Szintillationszähler zur Bestimmung von Teilchenenergien dienen, so ist eine möglichst enge Impulsverteilung erwünscht. Während die Impulse von Elektronen und Protonen in Anthrazen keine anormale Streuung aufweisen, erhielt P. R. BELL<sup>1)</sup> für Alphateilchen des Poloniums in Anthrazen eine sehr breite Impulsverteilung (Fig. 1, Kurve B). Eine viel engere Verteilung ergab sich mit der folgenden Anordnung:

Kanalisierte Alphateilchen eines Poloniumpräparats fallen mit einer Restenergie von 4,8 MeV auf die Oberfläche eines Anthrazenkristalls ( $17 \times 17 \times 3$  mm), der mit gutem Lichtkontakt auf dem Fenster eines Multipliers Nr. 5819 aufsitzt. Die Impulse wurden über einen Impulsverstärker auf den Diskriminatoreingang eines Untersetzers gegeben. Gemessen wurde zunächst die integrale Impulsverteilung. Nach Abzug des Backgrounds ergab sich durch Differenzieren der integralen Kurve die differentielle Impulsverteilung Fig. 1, Kurve A.

Es bedeute  $n$  die Anzahl der Photoelektronen, welche pro Alphateilchen auf der Photokathode ausgelöst werden,  $\bar{n}$  den Mittelwert von  $n$ ,  $g$  die Verstärkung des Multipliers,  $\delta_n^2$  und  $\delta_g^2$  die mittleren

---

<sup>1)</sup> P. R. BELL, Phys. Rev. **73**, 1405 (1948).

relativen Schwankungsquadrate von  $n$  und  $g$ . Dann gilt für die Streuung der Impulsgrösse unabhängig von der statistischen Verteilung von  $n$  und  $g$ :

$$\delta^2 = \delta_n^2 + \frac{1}{n} \delta_g^2 \quad \text{Poisson}$$

Im beschriebenen Versuch betragen  $\bar{n} = 128$ ,  $\delta_n^2 = 1/\bar{n} = 0,0078$  und  $\delta_g^2 = 0,83$  (bestimmt aus der Impulsverteilung bei schwacher Beleuchtung der Photokathode). Nach dieser Formel ist eine

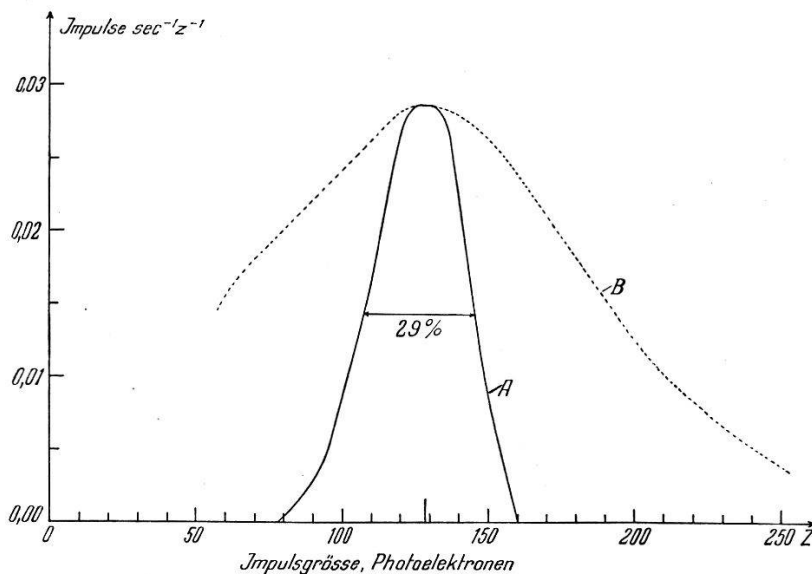


Fig. 1.

Differentielle Impulsverteilung von Alphateilchen des Poloniums in Anthrazen.

Kurve A: Eigene Messung.

Kurve B: Erhalten durch Differenzieren der integralen Kurve nach P. R. BELL (loc. cit.), in relativem Mass.

Streuung von  $\delta = 0,12$  zu erwarten. Die beobachtete Streuung ergibt sich aus Kurve A in Übereinstimmung mit diesem Wert ebenfalls zu  $\delta = 0,12$ . Mit breiteren Impulsverteilungen ist zu rechnen, wenn die mittlere Anzahl  $\bar{n}$  der Photoelektronen pro Teilchen z. B. infolge schlechter Lichtsammlung kleiner wird, oder falls die Ausbeute der Fluoreszenzstrahlung an Photonen pro Teilchen und damit auch die Grösse  $n$  eine grössere als normale Streuung aufweist. Die von BELL beobachtete Impulsverteilung besitzt eine Halbwertsbreite von ca. 100%. Wahrscheinlich haben in diesem Fall beide der erwähnten Ursachen zur Verbreiterung der Verteilung beigetragen. In diesem Zusammenhang ist zu beachten, dass der von BELL benutzte Multiplier Nr. IP 21 keine so gute Lichtsammlung erlaubt, wie der Multiplier Nr. 5819.



## Die Linienform monochromatischer $\gamma$ -Strahlungen im Szintillationsspektrographen

von D. MAEDER (ETH., Zürich) und V. WINTERSTEIGER (Inst. f. Phys., Belgrad)\*).

Mit Hilfe eines NaI-Szintillationskristalls, dessen Lichtblitze in einem Impulsspektrographen nach ihrer Energie geordnet registriert werden, lassen sich komplexe<sup>1)</sup> oder selbst kontinuierliche<sup>2)</sup>  $\gamma$ -Spektren analysieren. Dabei wirken sich sowohl der Abfall der Ansprechwahrscheinlichkeit als auch die Zunahme der Linienbreite dahin aus, dass die härteren Komponenten zunächst meist viel schwächer erscheinen als die weichen. Die Tatsache, dass man diese Intensitätsverhältnisse durch Absorber leicht umkehren kann, ist für die Zerlegung eines komplexen Spektrums oft von grossem Nutzen, da sich so auch die Energien nahe beieinanderliegender Komponenten recht genau bestimmen lassen. Um auch hinsichtlich der Intensitäten zu einer quantitativen Zerlegung zu gelangen, muss man die Linienform der einzelnen monochromatischen Komponente kennen; diese hängt aber infolge von Sekundäreffekten wesentlich von der Geometrie des Kristalls und der  $\gamma$ -Strahlenquelle ab. Unter Zugrundelegung einfacher geometrischer Bedingungen (zylindrischer Kristall, Länge  $L = \text{Radius } R$ , Einstrahlung nur in der Zylinderachse) haben wir die Sekundäreffekte für primäre Quantenenergien von 0,1–1 MeV berechnet.

Unser Rechenverfahren beginnt bei zwei leicht zu berechnenden Extremfällen: (1) Der *Primäreffekt* umfasst einerseits Photo-Absorptionsprozesse (Elektronenenergie  $\approx h\nu$ ), deren Häufigkeit aus den Tabellen von VICTOREEN<sup>3)</sup> zu berechnen ist, andererseits *einfache Compton-Streuungen*, für welche die Formel von KLEIN-NISHINA<sup>4)</sup> gilt (Elektronen mit Energien von 0 bis  $(h\nu)^2/(h\nu + \frac{1}{2} mc^2)$ ). Die Impulsamplituden sind jeweils proportional der umgesetzten Elektronenenergie. (2) Die Annahme, dass *alle Streuquanten* im Kristall vollständig *absorbiert* würden, führt zum Verschwinden der Compton-Verteilung und liefert dafür eine Photospitze der Intensität  $1 - e^{-\mu L}$  ( $\mu = \text{totaler Absorptionskoeffizient der Primärstrahlung}$ ).

In den beiden Fällen (1) und (2) werden die Beiträge der Sekundäreffekte unter- bzw. überschätzt. Um die Sekundäreffekte

\*) Zurzeit an der ETH., Zürich.

<sup>1)</sup> R. HOFSTADTER and J. A. MCINTYRE, Phys. Rev. **80**, 631 (1950).

<sup>2)</sup> D. MAEDER und P. PREISWERK, Helv. Phys. Acta **24**, 625 (1951).

<sup>3)</sup> J. A. VICTOREEN, J. Appl. Phys. **20**, 1141 (1949).

<sup>4)</sup> Siehe z. B. W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, Chap. III, § 16 (Oxford University Press 1944).

schärfer einzugrenzen, berechnen wir zunächst die Absorptionswahrscheinlichkeit für die Streuquanten bei festgehaltenem Streuwinkel  $\vartheta$  als Funktion des Entstehungsortes im Kristall. Durch Multiplikation mit der Anzahl primärer Streuprozesse und Integration über die Kristalllänge ergibt sich die Anzahl absorbierter Streuquanten, deren Energie  $h\nu'$  einem bestimmten  $\vartheta$ -Intervall entspricht.

Die Beiträge dieser Sekundärquanten an die Vergrößerung der primären Impulsamplituden lassen sich nun mittels (1) bzw. (2) abschätzen: (1') Die Rechenvorschrift (1), angewandt auf einfallende Quanten der Energie  $h\nu'$ , liefert eine breite Verteilung der Amplitudenzusätze und somit eine teilweise Auffüllung der Lücke zwischen Photospitze und Compton-Verteilung. Dabei ist die Absorption tertiärer Quanten vernachlässigt.

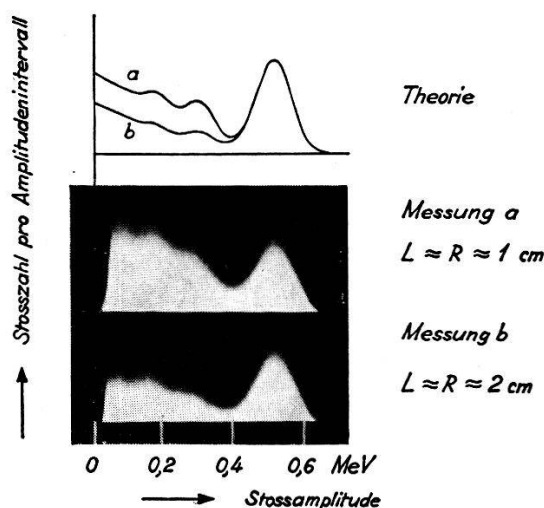


Fig. 1.

Einfluss der Kristallgrösse auf die Amplitudenverteilung bei der Messung von 511 keV-Quanten mit dem NaI-Szintillationsspektrograph.

(2') Analog zu (2) ergäben sich bei vollständiger Absorption aller tertiären Quanten im Kristall ausschliesslich Beiträge an die Photospitze.

Die zu verschiedenen  $\vartheta$ -Werten berechneten Beiträge (1'), (2') werden, soweit sie zur gleichen Impulsamplitude führen, jeweils summiert, wodurch man eine obere bzw. untere Schranke der durch die Sekundäreffekte modifizierten Compton-Verteilung erhält (tertiäre Effekte unter- bzw. überschätzt). Sind diese Schrankenfunktionen für alle  $\gamma$ -Energien berechnet, so kann man sie an Stelle der ursprünglichen Annahmen (1), (2) einsetzen und das ganze Verfahren wiederholen. Auf diese Weise erhält man verbesserte Schranken, welche gegen die wahre Linienform konvergieren.

Unter Berücksichtigung der statistischen Schwankungen der Impulsamplituden stimmen die theoretischen Linienformen (Fig. 1, oben) gut mit den experimentellen überein, wie der Vergleich mit photographisch aufgenommenen Impulsspektrogrammen (Fig. 1, unten) für zwei verschiedene Kristallgrößen bei  $h\nu = 511$  keV zeigt. Wir haben solche Verteilungen auch bei anderen Energien und für alle Kristallgrößen berechnet. Als summarische Übersicht über den ungefähren Verlauf dieser Kurven zeigt Fig. 2 den relati-

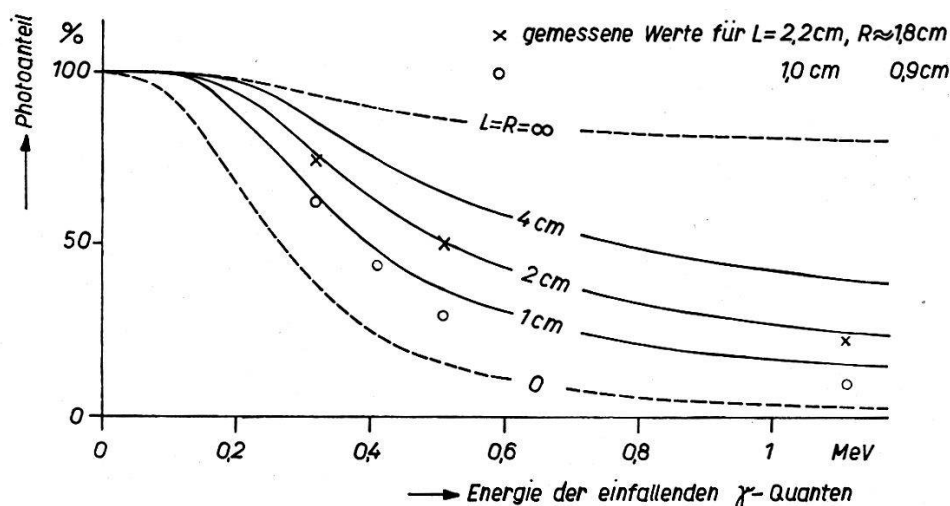


Fig. 2.

Theoretisches Verhältnis der Photospitze zum Gesamteffekt für zylindrische NaI-Kristalle (Länge  $L$  = Radius  $R$ ) bei Einstrahlung in der Zylinderachse.

ven Photoanteil des jeweiligen Gesamteffektes. Die experimentellen Werte für kleine Kristalle (1 cm) liegen, wegen ungenügender Realisierung der vorausgesetzten idealen Geometrie, zwischen der zugehörigen theoretischen Kurve und der durch den Grenzfall des verschwindend kleinen Kristalls gegebenen unteren Schranke. Dagegen fallen die Messpunkte für Kristalldicke 2 cm sehr gut auf die berechnete Kurve.

Die ausführliche Arbeit erscheint in den *Helv. Phys. Acta*.

### Absolutwerte der Arbeit pro Ionenpaar von Po- $\alpha$ -Teilchen in den Gasen He, N<sub>2</sub>, A, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>

von W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER (Basel).

Die experimentelle Bestimmung der Arbeit pro Ionenpaar erfolgte, indem die Amplituden der Ionisationskammerimpulse mit Hilfe eines Impulsverstärkers und eines Impulsspektrographen<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 139 (1947).

mit Eichladungen verglichen wurden, welche besser als 2‰ bekannt sind. Das Frequenzband des Verstärkers ist nach oben und unten durch je ein RC-Glied gleicher Zeitkonstante  $\tau_0$  begrenzt. Die Impulshöhe am Ausgang des Verstärkers wurde bei verschiedenen Drucken in Abhängigkeit der Feldstärke bei zwei Verstärkereinstellungen ( $\tau_0 = 1,68 \cdot 10^{-3}$  sec und  $\tau_0 = 3,4 \cdot 10^{-3}$  sec) gemessen.

Die Ladungseichung erfolgt mit  $\delta$ -Stößen. Wird die Sammelzeit der Ionen vergleichbar mit der Zeitkonstante des Verstärkers, so wird die Ausgangsamplitude kleiner als diejenige eines  $\delta$ -Stosses gleicher Ladung (ballistisches Defizit). Das auf Grund des gegebenen Frequenzbandes des Verstärkers gerechnete ballistische Defizit stimmt gut mit den gemessenen Werten überein. Die entsprechend korrigierten Amplituden sind nicht mehr abhängig von der Zeitkonstante des Verstärkers.

Um den Sättigungswert der Ladung zu bestimmen, wird die reziproke Ladung in Abhängigkeit der reziproken Feldstärke aufgetragen. Nach der Theorie von JAFFÉ<sup>1)</sup> erwartet man bei genügend hoher Feldstärke eine Gerade. Die Messungen zeigen bei allen Gasen einen hinreichenden Bereich linearer Abhängigkeit, so dass die Sättigungskurven gut extrapoliert werden können. Der so gemessene Sättigungswert erweist sich als druckunabhängig. Nur bei CO<sub>2</sub> wächst die durch lineare Extrapolation bestimmte Sättigungsladung im gemessenen Gebiet von 1,8—5 ata mit wachsendem Druck um 3‰.

Tabelle 1.

	Reinheit in %	Arbeit pro Ionenpaar in eV
He . . . . .	96	30,86
A . . . . .	99,7	26,25
N <sub>2</sub> . . . . .	99,9	36,30
O <sub>2</sub> . . . . .	98,5	32,17
CO <sub>2</sub> . . . . .	99,8	33,5

In Tabelle 1 ist die Arbeit pro Ionenpaar und die Reinheit der verwendeten Gase angegeben. Der Fehler ist bei CO<sub>2</sub> etwa 2‰, bei allen anderen Gasen kleiner als 0,5‰. Zur Gasanalyse wurde ein Massenspektrograph verwendet.

<sup>1)</sup> G. JAFFÉ, Ann. d. Phys. **42**, 303 (1913).

**Scintillations de luminescence dans les iodures d'alcalins.**

par J. BONANOMI et J. ROSSEL (Neuchâtel).

Un compte rendu détaillé paraîtra très prochainement dans *Helv. Phys. Acta*.

**Mesures magnétogalvaniques et champs radiaux**

par A. PERRIER (Lausanne).

1<sup>o</sup> Les champs magnétiques appliqués à des courants dans les nombreuses recherches sur leurs effets transversaux ont toujours été pratiquement *uniformes*. L'auteur a signalé, il y a longtemps déjà, l'intérêt théorique qu'il y aurait à opérer avec des échantillons cylindriques soumis à des *champs à lignes de force radiales*<sup>1)</sup>.

Il avait construit, à cette occasion, un électro-aimant à transformations multiples pouvant produire de deux manières de tels champs<sup>2)</sup>.

On montre ici, par l'exemple de quelques procédés inédits, comment l'on peut faire correspondre assez généralement à chaque technique utilisable en champs à lignes de force parallèles une autre, corrélative, mais pour cette autre répartition de champ. De plus, cette dernière offre, au moins en principe, une latitude de variantes sensiblement plus large.

2<sup>o</sup> *Effets magnétogalvaniques* (type HALL). La méthode proposée récemment par l'auteur<sup>3)</sup> se transpose facilement dans ces nouvelles conditions. Le double disque élémentaire devient ici une paire de cylindres à paroi mince, coaxiaux et séparés par une pellicule isolante; l'un est continu, l'autre divisé par un certain nombre de coupures parallèles aux génératrices. Un groupe de paires semblables sont emboîtées les unes dans les autres, puis connectées en série par leurs pourtours opposés alternativement. L'assemblage ainsi réalisé est logé coaxialement dans un *entrefer cylindrique*, siège du *champ radial*.

Par *induction*, on provoque dans les cylindres compacts des nappes de courants à lignes circulaires, cependant que les autres cylin-

1) A. PERRIER, Principe de méthodes de mesure d'effets galvanomagnétiques et thermomagnétiques à circuit transversal fermé, *Helv. Phys. Acta* **1**, 463 (1928). Des modalités reprises ici ont déjà été proposées à cette époque par l'auteur, mais dans un cadre moins général et sans l'amplification en série.

2) A. PERRIER, Sur un électro-aimant de laboratoire à transformations multiples, *Helv. Phys. Acta* **1**, 457 (1928).

3) Séance de Lucerne de la S.S.P., *Helv. Phys. Acta* **24**, 637 (1951).



dres en demeurent exempts en raison des coupures. Toutes les conditions sont alors remplies pour l'apparition, dans les cylindres non incisés, de forces électromotrices (ou de courants de HALL) parallèles aux génératrices, et tous dans le même sens.

Par l'entremise des autres cylindres, il se constitue une pile d'éléments en série que l'on n'a plus qu'à fermer sur un circuit extérieur de mesure.

Or, grâce au type d'entrefer choisi, il est loisible de faire agir de diverses manières des variations inductives de flux: par intervention d'un courant dans une bobine coaxiale, par une légère variation de courant dans l'électro-aimant, ou même encore par une *translation de tout le système* parallèlement à l'axe de symétrie. Et, bien étendu, chacun de ces divers modes d'induction peut être appliqué ou en percussions discrètes ou en variations périodiques sinusoïdales, corrélativement les mesures seront ou balistiques ou par moyennes sur instruments convenables.

3° *Permutation du courant longitudinal et des effets transversaux.* Le dispositif décrit se prête à d'autres modes encore d'opérer et de mesurer.

Le circuit de mesure suivait ci-dessus les génératrices des cylindres; faisons-en cette fois le circuit du courant *cause*; de plus, ne lui donnons plus une origine inductive, mais entretenons-le par une source extérieure: les f. e. m. (courants) HALL se manifestent alors suivant des *cercles parallèles*. On pourrait les mesurer par induction (à vrai dire malaisément), mais il existe une possibilité toute différente, importante sinon facile: la nappe de courant causée par le champ  $H$ , origine des effets rotationnels, est l'objet de forces de LAPLACE-LORENTZ de la part de ce même champ. Toutes ces forces sont parallèles à l'axe et leur résultante (ici somme simple)  $F$  peut être mesurée.

Un raisonnement, élémentaire dans ce cas, conduit à l'expression remarquable suivante du paramètre rotationnel le plus caractéristique.

$$\operatorname{tg} \varphi = F/I H h$$

$I$  = Intensité du courant longitudinal;  $H$  = Champ magnétique;

$h$  = Hauteur totale de l'ensemble des cylindres compacts.

Les dimensions géométriques autres que la hauteur (diamètre, épaisseur), disparaissent entièrement, de même que tout potentiel.

4° *Effets en présence d'un gradient thermique.* Le champ radial permet ici deux réalisations d'une remarquable simplicité de principe, savoir:

a) La corrélatrice du conducteur hélicoïdal dans le champ uniforme, soit un ruban métallique recouvert sur une face d'un film

isolant est *enroulé*, et le cylindre creux ainsi constitué est introduit dans l'entrefer toroïdal, coaxialement cela va de soi; on établira ensuite le gradient thermique *suivant les génératrices*. On doit pouvoir ainsi arriver sans peine à des longueurs transversales de l'ordre du mètre, c'est-à-dire multiplier les intensités d'effets dans la proportion de plusieurs dizaines de fois par rapport à la méthode classique.

b) Correspondante de la *mesure électromécanique* ci-dessus de l'effet HALL.

Un cylindre creux, sans aucune incision, est disposé dans un champ radial avec un gradient thermique suivant ses génératrices; la nappe de courants circulaires qui alors s'établit en régime permanent est soumise à la force de LAPLACE-LORENTZ.

$$F = 2 \pi Q r h e H^2 \text{ gradt}/\varrho$$

$Q$  = coeff. v. ETTINGSHAUSEN-NERNST;  $r, h, e$  = dimensions;  $\varrho$  = résistivité.

que l'on peut mesurer directement.

Les procédés esquissés sont adaptables à des degrés variables selon les conditions imposées. C'est ainsi que les échantillons ferromagnétiques ne sauraient guère admettre une mesure mécanique, que l'entrefer toroïdal ne conviendrait pas à des recherches à basses températures. En contrepartie, le champ radial sera précieux pour des déterminations absolues de constantes, lesquelles font singulièrement défaut; et enfin, les voies ouvertes, de multiplier les effets par la série, font espérer la mesure quantitative exacte des phénomènes faibles, les plus nombreux.

*Note additionnelle:* La brièveté du temps accordé pour les communications orales a contraint de choisir entre les procédés possibles. Les principes expérimentaux proposés en impliquent d'autres par la variété de leurs combinaisons. Ces principes sont donc pour l'essentiel: la production du courant principal directement par induction dans les lames d'essai, le façonnage en grille de la moitié des lames, l'application de champs magnétiques à lignes de force radiales, la permutableté enfin du circuit principal et du circuit de mesure. Deux modes de procéder encore pourraient présenter de sérieux avantages.

a) La lame d'essai, plane et rectangulaire cette fois comme dans les procédés traditionnels, est fermée transversalement (direction  $y$ ) et sur toute sa longueur par des conducteurs identiques de forte section et de même nature si possible. Ces conducteurs sont séparés par un faible espace isolant; c'est en somme, pratiquement, une fermeture transversale par courts-circuits séparés; mais de plus ces fermetures doivent enlacer avec la lame une surface relativement grande.

On opérera alors ainsi: le système ainsi formé est placé dans un champ magnétique uniforme, la lame lui étant normale. Par un moyen approprié, on provoque une variation de flux normale au champ rotationnel; on induit de la sorte une nappe de courant transversale à la lame (le primaire) et on observe l'effet HALL longitudinalement. On vérifiera aisément qu'un nombre quelconque de ces systèmes placés dans le même champ peuvent être *montés en série*. C'est en quelque



mesure la transposition cylindrique en champ uniforme de la méthode des doubles disques proposée précédemment.

b) On pourra se rendre compte également que le même système peut être appliqué en *permutation du primaire et du secondaire*. Un courant est envoyé de l'extérieur le long de la lame, les courants transversaux constituent alors un solénoïde d'axe normal au champ. On peut les mesurer par induction, mais l'effet sera en général très faible. Il serait préférable de revenir au régime permanent et à l'observation *mécanique*, soit la détermination du couple exercé par le champ sur le solénoïde.

Semblablement, *en substituant au courant longitudinal un gradient thermique*, le couple qui s'exerce mesure l'effet v. ETTINGSHAUSEN-NERNST. Le moment de ces couples croît comme  $H^2$ .

### Principes expérimentaux pour intensifier les effets magnétothermoélectriques transversaux

par A. PERRIER (Lausanne).

1<sup>o</sup> Au cours de la précédente séance de la S.S.P. (Lucerne),<sup>1)</sup> l'auteur a indiqué le principe d'une méthode nouvelle permettant d'amplifier l'intensité de l'effet HALL par la mise *en série* jusqu'alors irréalisable des forces électromotrices y afférentes (magnétogalvaniques transversales).

Le présent exposé donne le principe de techniques atteignant le même résultat, mais pour les forces électromotrices *magnétothermoélectriques* transversales (effet VON ETTINGSHAUSEN-NERNST).

Pour l'effet HALL, la méthode faisait appel à des régimes variables (percussions de courants ou courants alternatifs). On ne peut songer ici à procéder pareillement; les courants de chaleur, en effet, ne permettent d'expériences précises guère qu'en régimes permanents.

Voici esquissées deux réalisations différentes, applicables toutes deux dans des *champs uniformes*.

2<sup>o</sup> Le métal à étudier est façonné en une pile de lames rectangulaires égales, séparées par des feuilles isolantes et reliées conductivement en série par deux arêtes opposées: ainsi la plaque 1 et la plaque 2 auront une arête commune, l'opposée dans 2 est commune avec une arête de 3, l'opposée de 3 avec une de 4, etc... De plus, *une plaque sur deux est divisée en rubans étroits par des incisions*

<sup>1)</sup> A. PERRIER, Méthode nouvelle permettant la mesure des effets HALL, en série et en parallèle, Helv. Phys. Acta **24**, 637 (1951).

*parallèles entre elles et perpendiculaires aux arêtes communes.* Le tout est immergé dans un champ magnétique normal aux plaques; et enfin, on entretient une différence de température permanente entre les deux *tranches* opposées de la pile (parallèles aux incisions).

La transmissibilité pour la chaleur par les discontinuités que constituent les incisions est incomparablement plus faible que celle des rubans compris entre elles, en sorte que le *gradient thermique* qui s'établit dans ces derniers est lui-même incomparablement plus faible que dans les lames continues. Or, l'effet transversal de l'aimentation étant proportionnel à ce gradient, la force électromotrice de l'ensemble de la pile peut ainsi totaliser celles de toutes les lames continues, sans diminution par d'autres de sens inverse; en l'absence d'incisions, la somme serait évidemment nulle par compensation.

On doit remarquer de plus que, toute la chaîne étant homogène, les différences transversales de température (effet LEDUC-RIGHT) sont sans action sur le résultat.

3° La matière en expérience est façonnée à la manière d'une lame engendrée par le rectangle étroit décrivant un hélicoïde en demeurant continuellement normale à l'axe. C'est donc une sorte de vis à filet carré que l'on réalise de la sorte, vis dont le pas est imposé par l'épaisseur (faible) de la lame et celle d'une feuille isolante séparant les spires consécutives. On ménage un canal cylindrique coaxial. L'ensemble affecte l'apparence d'un tore à méridienne rectangulaire auquel on appliquera un champ magnétique parallèle à son axe. Installant une source de chaleur dans le canal intérieur et une de froid sur la surface latérale extérieure, on établit le gradient thermique radial nécessaire.

Là encore, et cette fois *sans aucune incision*, on observera entre les extrémités une différence de potentiel proportionnelle *au diamètre moyen* et au *nombre de tours* de l'hélice. On remarquera que cette tension n'est autre que la circulation changée de signe d'un champ électrique à lignes de force circulaires, analogue à celui qui apparaît par induction autour d'un champ magnétique variable.

La réalisation d'un gradient thermique de répartition uniforme est très probablement la principale difficulté que l'on doit rencontrer dans la mise en œuvre de l'une et l'autre méthode. La seconde a d'ailleurs conduit déjà par des essais sommaires à des résultats positifs.

### Das Verhalten sehr kleiner ferroelektrischer Teilchen

von M. ANLIKER, W. KÄNZIG und M. PETER (ETH., Zürich).

1. Im spontan polarisierten Zustande bestehen ferroelektrische Kristalle im allgemeinen aus Weisschen Bezirken. Dem Übergangsgebiet zwischen zwei Bezirken, der sog. Wand, ist eine Flächenenergie (Wandenergie) zuzuschreiben. Bei sehr kleinen Kristallen wird nun das Verhältnis der Flächenenergie (Wandenergie) zur Volumenenergie (Wechselwirkungsenergie und elektrische Feldenergie) so gross, dass die Wandenergie das thermodynamische Verhalten des Kristalls wesentlich mitbestimmt: Die Curietemperatur eines isolierten und nichtleitenden ferroelektrischen Kristalls,

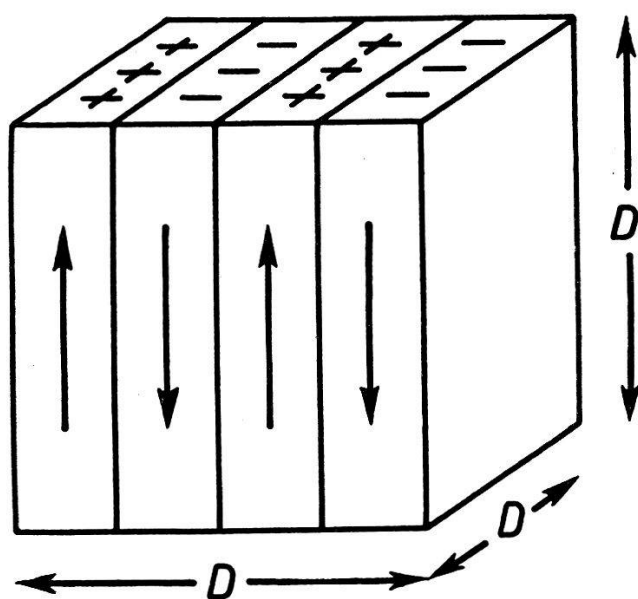


Fig. 1.

welcher in einem Medium mit der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon$  eingebettet ist, wird einerseits durch das depolarisierende Feld und andererseits durch den Aufwand an Wandenergie gegenüber der Curietemperatur des kurzgeschlossenen Makrokristalls zu tieferer Temperatur verschoben. Für  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  ( $T_c = 123^\circ \text{K}^1$ ) lässt sich diese Curiepunktsdepression  $\Delta T_c$  leicht berechnen, da die zu erwartende Domänenkonfiguration sehr einfach ist<sup>1)</sup> (Fig. 1). Sie beträgt unter der Annahme einer Wandenergie  $\sigma = \alpha P^2$  für einen  $n$ -Domänenkristall kubischer Gestalt<sup>4)</sup>

$$\Delta T_c = - [3,4 C/n \epsilon + 2(n-1) \alpha C/D]$$

wobei

$C$  = Curiekonstante ( $260^\circ \text{C}^1$ );  $\epsilon$  = Dielektrizitätskonstante der Einbettung;  
 $\alpha$  = Wandenergiekoeffizient;  $n$  = Domänenanzahl;  $D$  = Teilchendurchmesser.

Die Anzahl  $n$  stellt sich so ein, dass die Summe von Volumenenergie und Wandenergie minimal wird. Somit ergibt sich bei vorgegebenem  $\varepsilon$  und  $D$  ein eindeutiger Zusammenhang zwischen  $\alpha$  und  $\Delta T_C$ . Unsere Experimente an kolloidalem  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  ergaben folgendes:

Bei  $\varepsilon \approx 5$  und  $D \leq 1500 \text{ \AA}$  liegt die Curietemperatur unterhalb der Temperatur des flüssigen Stickstoffes, für  $D \geq 4000 \text{ \AA}$  aber oberhalb. Für den Wandenergiekoeffizienten  $\alpha$  ergeben sich daraus folgende Grenzen:

$$9 \cdot 10^{-8} \text{ cm} < \alpha < 26 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Diese Grenzen sind verträglich mit der Annahme klassischer Dipol-Dipol-Wechselwirkung und einer Wanddicke von wenigen Gitterkonstanten<sup>2)</sup>.

2. Das sog. innere Feld wird durch die Grenzbedingungen an der Oberfläche gestört, so dass bei kleinen Teilchen eine Abweichung vom Verhalten des Makrokristalls zu erwarten ist. Bei Ferroelektrika vom  $\text{BaTiO}_3$ -Typ besteht theoretisch die Möglichkeit, dass durch diese Störung der antiferroelektrische Zustand unterhalb der Curietemperatur ( $T_C = 120^\circ \text{ C}$  für  $\text{BaTiO}_3$ ) bevorzugt wird<sup>3)</sup>.

Experimentell wurde folgendes festgestellt: Teilchen vom Durchmesser  $D \leq 4000 \text{ \AA}$  zeigen unterhalb und oberhalb der Curietemperatur anomale Gitterkonstantenschwankungen. Die spontane Deformation (und somit auch die spontane Polarisierung) ist kleiner als beim Makrokristall. Der Curiepunkt ist bei leitenden Kolloiden unverschoben und bleibt scharf bis zu Teilchengrößen  $D \approx 1600 \text{ \AA}$ . Bei Teilchen vom Durchmesser  $D \approx 300 \text{ \AA}$  und  $D \approx 150 \text{ \AA}$  ist die Umwandlung unscharf und erstreckt sich von Zimmertemperatur bis auf etwa  $220^\circ \text{ C}$ .

Weitere Untersuchungen sind im Gange.

#### Literatur.

<sup>1)</sup> Siehe z. B. H. BAUMGARTNER, F. JONA und W. KÄNZIG, Erg. d. Ex. Naturwiss. **23**, 235 (1950).

<sup>2)</sup> C. KITTEL, Phys. Rev. **82**, 965 (1951).

<sup>3)</sup> M. H. COHEN, Phys. Rev. **84**, 369 (1951).

<sup>4)</sup> W. KÄNZIG, Phys. Rev. **87**, Nr. 2 (1952).

### Der Einfluss schneller Schwerkraftänderungen auf die Atmosphäre

VON F. DESSAUER, A. MERCIER, E. und J. SCHAFFHAUSER (Fribourg).

Ähnlich wie der Boden dauernd kleine Schwingungen ausführt — man nennt diese Erscheinung die natürliche Bodenunruhe oder auch Mikroseismik —, so treten auch in der Atmosphäre dauernd kleine Schwingungen auf, auch bei vollkommener Windstille. Diese Schwingungen, welche Periodendauern von 1–10 sec. aufweisen bei Amplituden von ca.  $10^{-3}$  mm Hg, wurden erstmals von BAIRD und BANWELL 1936 in Neuseeland und unabhängig von GUTENBERG und BENIOFF 1939 in Amerika und von SAXER 1944 in Fribourg festgestellt.

Bei der Diskussion über die möglichen Ursachen dieser Schwankungen trat dabei die Frage auf, ob evtl. eine Schwankung der Schwerebeschleunigung mitbeteiligt sein könnte. Es soll deshalb im folgenden untersucht werden, welchen Einfluss angenommene schnelle Variationen der Schwerebeschleunigung ( $g$ -Änderung) auf die Atmosphäre ausüben würden. Man weiss zwar heute, dass mit sehr grosser Wahrscheinlichkeit die erwähnte Erscheinung auf meteorologische Einflüsse zurückzuführen ist, aber es ist vielleicht doch interessant, das Ergebnis mitzuteilen.

Zur Vereinfachung der Rechnung nehmen wir eine idealisierte Atmosphäre an, ruhend (ohne Strömungen) und isotherm geschichtet, gemäss der barometrischen Höhenformel, und vernachlässigen ebenfalls die innere Reibung. Die Erde sei eben und nicht rotierend vorausgesetzt (keine Corioliskraft). Der Vektor von  $g$  stehe senkrecht auf dieser Ebene. Die Variation sei diesem überlagert, ihre Amplitude  $a$  sei sehr klein gegenüber dem Mittelwert. Wir können dann setzen:

$$g = g_0 + a \sin \omega t.$$

Jede andere Kurvenform lässt sich dann aus trigonometrischen Funktionen zusammensetzen. Für die  $g$ -Änderung nehmen wir ferner noch an, dass sie in einem genügend grossen Gebiet synchron erfolge. Wir können uns dann darauf beschränken, die Schwingung einer vertikalen Luftsäule vom Querschnitt 1 zu betrachten, und zwar untersuchen wir in dieser Luftsäule kleine Schwingungen eines Volumelementes  $dV$  in der Höhe  $z$  über dem Erdboden.

Die Durchrechnung des Problems führt auf eine Differentialgleichung mit der folgenden Lösung für die Druckamplitude  $\Delta p_z$  in der Höhe  $z$ :

$$\Delta p_z = \frac{a}{\omega^2} \kappa p_z \frac{\alpha}{2} \left( 1 - i \sqrt{4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0} - 1} \right) e^{\left( \frac{\alpha}{2} - i \frac{\alpha}{2} \sqrt{4 \frac{\omega^2}{\kappa \alpha g_0} - 1} \right) z} *).$$

\*) Ausführliche Publikation im „Archives des sciences“, Genf, 5, 97 (1952).



In der obigen Gleichung bedeuten ferner:

$p_z$  = Druck in der Höhe  $z$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$$

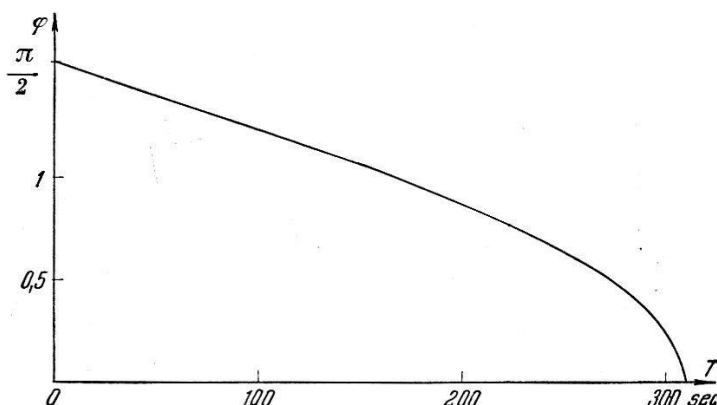
$$\alpha = \frac{\varrho_0}{p_0} g_0 \text{ ist die Konstante der barometrischen Höhenformel}$$

$\varrho_0, p_0$  Bedeuten Dichte bzw. Druck am Erdboden.

Beschränken wir uns auf den Erdboden ( $z = 0$ ), so wird die  $e$ -Funktion = 1. Wir haben nun zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem der Wert unter der Wurzel positiv oder negativ ist. Im ersten Fall besteht zwischen der Erregung und der Luftschwingung eine Phasenverschiebung. Diese ist:

$$\varphi = -\arctg \sqrt{\frac{4\omega^2}{\kappa\alpha g_0} - 1}$$

plus ein  $z$ -abhängiges Glied, das in unserem Falle gleich Null ist. Die Phasenverschiebung beginnt also bei der Wurzel 0, das ist bei einer Periodendauer von etwa 300 sec und ist  $-\pi/2$  bei  $T = 0$  (Fig.).



Für die Amplitude erhält man in diesem Falle:

$$|\Delta p_0| = \frac{\alpha}{2\pi} \sqrt{\kappa p_0 \varrho_0} \cdot T$$

d. h. sie wächst linear mit der Periodendauer  $T$ .

Im Gebiet oberhalb 300 sec erfolgt die Luftdruckänderung dann synchron mit der Erregung und die Amplitude strebt dem statischen Wert als Grenzwert zu.

Ein Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zeigt, dass nur für grosse  $T$  der Einfluss der  $g$ -Änderungen hinreichend sein könnte, aber auch hier wahrscheinlich nicht existiert.



### Beziehungen zwischen quasiperiodischen Luftdruckschwankungen und meteorologischen Erscheinungen

von L. SAXER (Fribourg).

Seit einigen Jahren sind kleine atmosphärische Druckschwankungen von einigen Sekunden Periodendauer und Amplituden von  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  mm Hg bekannt. Während die Frequenz dieser Luftdruckschwankungen meistens 10–14 pro Minute beträgt, ist ihre Amplitude zeitlich stark veränderlich. In der vorliegenden Arbeit werden Beziehungen zwischen dem Gang der Amplitude und meteorologischen Erscheinungen untersucht.

Die Messung der Luftdruckschwankungen erfolgt mit einer Membrandose, deren Kapazitätsänderungen einen *Hf*-Oszillator verstimmen. Die Frequenzänderungen werden mit einem Quarzresonanzkreis gemessen und nach Gleichrichtung und Verstärkung mit einem Tintenschreiber registriert. Man erreicht mit dieser Anordnung leicht eine Empfindlichkeit von 3 m A pro  $10^{-3}$  mm Hg bei genügender Stabilität für Dauerbetrieb aus dem Netz.

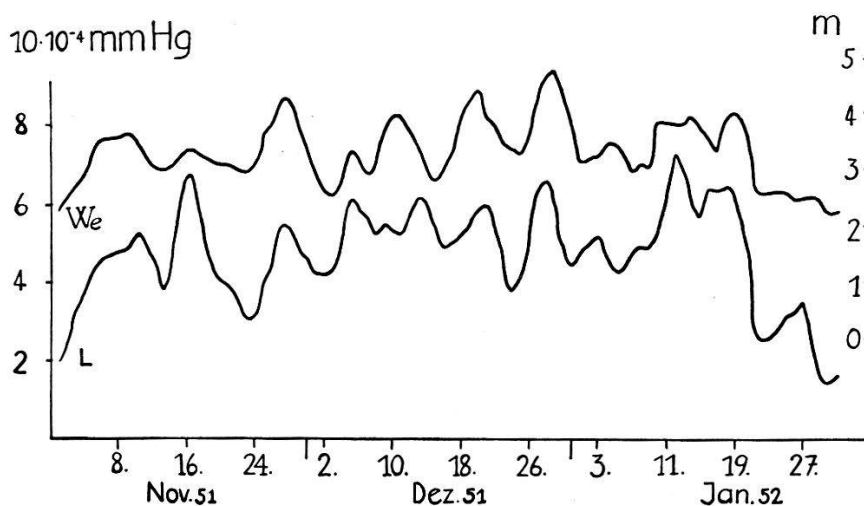


Fig. 1.

Bei früheren Dauerregistrierungen, welche im Winter 1948/49 in Aarau durchgeführt wurden, konnte keine Beziehung zwischen der Grösse der Luftdruckschwankungen und dem am Messort herrschenden Wetter gefunden werden. Hingegen zeigte sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Tiefdrucktätigkeit auf dem Atlantik und den gemessenen Druckschwankungen in dem Sinne, dass starke Tiefdrucktätigkeit parallel mit grossen Druckschwankungen geht. Um zu einem quantitativen Vergleich zu kommen, wurde versucht, als Mass für die Tiefdrucktätigkeit die Höhe der Meereswellen und die Windgeschwindigkeit zu verwenden. Diese Grössen werden viermal täglich von den im Atlantik kreuzenden Wetterschiffen gemel-

det. In Fig. 1 und 2 sind die Tagesmittelwerte von Wellenhöhe ( $We$ ) bzw. Windgeschwindigkeit ( $Wi$ ) der im „Daily Weather Report, London“ aufgeführten Wetterschiffe den Tagesmittelwerten der in Aarau gemessenen Luftdruckschwankungen ( $L$ ) für die Zeit vom 1. November 1951 bis 31. Januar 1952 gegenübergestellt. Um die starken Schwankungen zwischen den Tagesmitteln etwas auszugleichen, wurden alle Kurven nach dem in der Meteorologie üblichen Verfahren durch Mittelwertbildung über drei aufeinanderfolgende Tage geglättet. Die Übereinstimmung zwischen den Kurven konnte im Mittel dadurch etwas verbessert werden, dass die

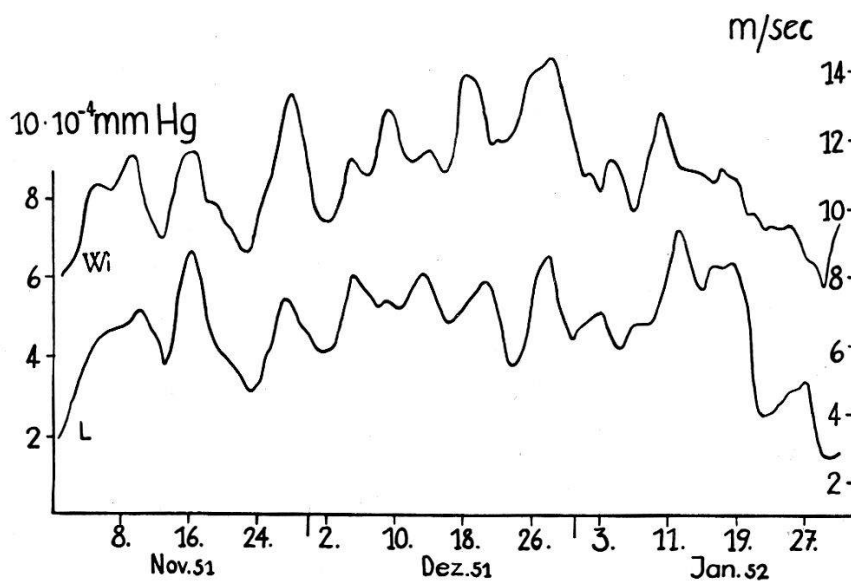


Fig. 2.

Luftdruckschwankungen des jeweiligen Tages mit den Werten für Wellenhöhe bzw. Windgeschwindigkeit des Vortages aufgetragen wurden. Diese mittlere Verspätung von etwa 24 Stunden kann aber nicht zur Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit verwendet werden, weil die Distanzen zwischen den Wetterschiffen und dem Messort der Luftdruckschwankungen sehr verschieden sind. Für die Beziehung zwischen Grösse der Luftdruckschwankungen und Höhe der Meereswellen berechnet sich aus Fig. 1 ein Korrelationskoeffizient  $r = 0,69$ , für die Beziehung zwischen Luftdruckschwankungen und Windgeschwindigkeit aus Fig. 2  $r = 0,68$ . Für beide Werte ist die Wahrscheinlichkeit für zufällige Korrelation kleiner als  $1\%$ , so dass ein Zusammenhang zwischen den untersuchten Grössen als gesichert betrachtet werden darf. Es ist nach dem Dargelegten wahrscheinlich, dass die Vorgänge in einem Tiefdruckgebiet die Ursache für diese Luftdruckschwankungen sind.

Eine ausführliche Arbeit wird im Archiv für Meteorologie erscheinen.

**Über Herkunft und Ausbreitung der natürlichen Luftunruhe (Luftseismik)**

von E. und J. SCHAFFHAUSER (Fribourg).

Der zweite von uns hatte in den Jahren 1949/50 eine Apparatur gebaut zur Messung von Herkunftsrichtung und Ausbreitungsgeschwindigkeit der kurzperiodigen Luftdruckwellen und damit im Winter 1950/51 Messungen ausgeführt. Es ist darüber eine vorläufige Mitteilung erschienen<sup>1)</sup>. Eine ausführliche Publikation wird demnächst folgen.

Die weitere Auswertung der Registrierungen ergab folgendes: Die Herkunftsrichtung der Druckwellen liegt immer zwischen NW und W. Die Messwerte streuen sehr stark. Es wurden deshalb für jeden Tag die Mittelwerte gebildet. So beträgt die Winkelstreuung am 14. Oktober 1950 ca.  $40^\circ$ , der Winkel mit der Nordrichtung schwankt von  $47^\circ$ – $87^\circ$ . Der mittlere Winkel beträgt  $50,3^\circ$ . Eine statistische Auswertung der Streuung führte nicht auf eine Normalverteilung, woraus zu schliessen ist, dass die Streuung nicht nur rein zufällig ist. Ziehen wir in dem oben angeführten Beispiel einen Vergleich mit der Wetterlage und tragen die erhaltene Richtung auf der Wetterkarte ein, so sehen wir, dass dieselbe gerade südlich eines Tiefs über Island verläuft. Die Wetterlage ist an diesem Tage besonders einfach, ausser dem erwähnten Tief liegt nur noch eines über Labrador, also in beträchtlich grösserer Distanz vom Beobachtungsort. Man kann daraus auf einen Zusammenhang zwischen Tiefdruckgebieten und der natürlichen Luftunruhe schliessen. Diese Vermutung wird unterstützt durch eine zweite Registrierung am 26. Januar 1951. An allen übrigen Tagen herrschten kompliziertere Wetterverhältnisse, so dass diese Registrierungen nicht so beweiskräftig sind. Wir nehmen also als Arbeitshypothese an, dass die von uns registrierten Luftdruckschwankungen oder zumindest ein Teil davon, in einem Tief oder in der Nähe eines Tiefs erzeugt werden und durch die Atmosphäre zu uns gelangen. Wir hätten dann die Ausbreitung einer Druckwelle zu studieren.

Die gemessenen Phasengeschwindigkeiten liegen zum Teil unterhalb und zum Teil über der Schallgeschwindigkeit. Die Mittelwerte können auch an Tagen mit sehr ähnlicher Wetterlage grosse Unterschiede aufweisen. Man kann dies etwa erklären, indem man einen stark schwankenden Inzidenzwinkel annimmt. Die wirkliche Phasengeschwindigkeit müsste dann kleiner sein als Schallgeschwindigkeit, was bedeuten würde, dass die Zustandsänderungen bei diesen langsamen Schwingungen nicht mehr rein adiabatisch erfolgen. Es ist aber auch möglich, dass die Wellenfront durch meteorologische

Einflüsse verzerrt wird und innerhalb des Messdreiecks nicht mehr eben ist.

Analoge Messungen, wie die hier beschriebenen, wurden in Amerika von GUTENBERG und BENIOFF<sup>2)</sup> schon 1940 gemacht, ebenfalls mit drei Stationen. Die beiden Autoren vermuteten schon damals, dass als Strahlungsquelle Tiefdruckgebiete in Frage kommen könnten. Die von ihnen gefundene Herkunftsrichtung liegt zwischen SW und W. Die Arbeiten sind aber anscheinend nicht weitergeführt worden.

Zur Beschreibung der Ausbreitung der Druckwellen bestehen zunächst zwei Möglichkeiten, nämlich erstens mit Hilfe von Schallwellen und zweitens mit Hilfe von Gravitationswellen (Oberflächenwellen). Zur Untersuchung der Ausbreitung von Schallwellen geht man ähnlich vor wie in der geometrischen Optik. Wir nehmen an, in einer bestimmten Entfernung von der Beobachtungsstation befinde sich eine Schallquelle. Die ausgesandten Schallwellen werden als eine Folge des negativen Temperaturgradienten in der Nähe des Erdbodens zunächst nach oben abgebogen und dann in den Inversionsschichten nach unten gebrochen und kehren wieder auf die Erde zurück. Zwei Tatsachen sind dabei sehr wichtig:

1. Die Dispersion: Schallwellen niedriger Frequenz haben eine von der Frequenz abhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phase.

2. Die Absorption, die hauptsächlich im Gebiet niedriger Drucke sehr gross werden kann, nimmt mit der Frequenz zu.

Damit könnte evtl. bereits der quasiperiodische Charakter der gemessenen Kurven erklärt werden. Ferner lässt sich noch der folgende Schluss ziehen: Da die Absorption mit wachsender Frequenz ansteigt, müssten die Amplituden der kürzeren Wellen kleiner sein als diejenigen der längeren Wellen, was durch die Erfahrung bestätigt wird. Also trägt man z. B. Periodendauer und Amplitude übereinander auf, so verlaufen beide Kurven synchron. In diesem Zusammenhang ist noch folgendes interessant. Von verschiedenen Autoren wurde der schwebungsartige Verlauf der Registrierungen besonders hervorgehoben. Analysiert man nun eine solche Schwebung, so findet man, dass die Frequenz dabei nicht konstant bleibt, sondern mit der Amplitude ändert sich synchron die Periodendauer. Es handelt sich also um keine echte Schwebung. Dies würde mit dem oben erwähnten Resultat übereinstimmen.

Aber auch über grössere Zeiträume scheint diese Amplituden-Frequenzbeziehung erfüllt zu sein. So zeigen die von uns ausgemessenen Kurven im Winter längere mittlere Perioden als im



Frühling, und es ist seit langem bekannt, dass die Amplituden im Winter sehr gross sind und im Frühling stark abnehmen.

Der Gang der Periodendauer müsste dann, ausser durch die Aktivität und Lage der Schallquelle, durch atmosphärische Veränderungen erklärt werden, denn alle Vorgänge in der Atmosphäre, die im Bereiche des Schallweges liegen, müssen in den Registrierungen zum Ausdruck kommen, da dadurch die Ausbreitungsbedingungen geändert werden. Solche Vorgänge sind z. B. Schwingungen, Änderungen der Höhe der Inversionsschicht oder des Temperaturgradienten usw. Ferner ist noch zu erwähnen, dass auch in der Atmosphäre liegende Grenzflächen (Fronten) eine Brechung bewirken, und zwar nicht nur in bezug auf eine vertikale Brechung, sondern auch in bezug auf eine horizontale Brechung des Schallstrahls. Dies ist vor allem für Richtungsbestimmungen wesentlich. Es ist wohl kaum möglich, alle Faktoren, die eine horizontale Brechung des Schallstrahls bewirken, in Rechnung zu stellen. Der praktische Wert einer Peilung der Schallquelle erscheint deshalb im allgemeinen fraglich, was bedeuten soll, dass nur bei besonders einfachen Wetterlagen die Ergebnisse zuverlässig sind. Infolge dieser vielen meteorologischen Einflüsse ist von vornherein mit einer starken Streuung der Einzelresultate zu rechnen.

Dass, wie die Messungen zeigen, nur im Westen liegende Schallquellen wirksam sind, deutet darauf hin, dass die Ausbreitung noch durch eine gerichtete Grösse, z. B. Wind, beeinflusst wird. Die Theorie zeigt, dass durch einen Windgradienten die Brechungsverhältnisse geändert werden, wodurch der Strahlungsquelle eine bestimmte Richtcharakteristik zugeordnet wird.

Wie aus den obigen Darlegungen zu ersehen ist, lassen sich bei der geometrischen Schallausbreitung schon durch einfache Überlegungen einige Resultate ableiten. Dies ist im Falle der Gravitationswellen nicht mehr möglich. Bevor wir jedoch auf die Theorie der Gravitationswellen näher eingehen, möchten wir noch auf eine Folgerung hinweisen, die sich für das experimentelle Arbeiten ergibt. Da, wie gezeigt wurde, das Studium der Ausbreitung der Luftdruckwellen sehr wesentlich ist, um zu einer befriedigenden Theorie zu gelangen, ist es notwendig, gleichzeitig in verschiedenen Entfernungen von der vermutlichen Schallquelle Messungen durchzuführen. Durch Vergleich der gemessenen mittleren Perioden kann dann die Dispersion bestimmt und mit den Berechnungen verglichen werden.

Es gilt nun, vorerst abzuklären, ob eine Ausbreitung der uns interessierenden Frequenzen durch Gravitationswellen überhaupt

möglich ist. Die Rechnung zeigt nun, dass eine Grenzfrequenz existiert, die wir mit  $\omega_c$  bezeichnen. Diese Grenzfrequenz stellt die höchste mögliche Frequenz dar, die noch durch Gravitationswellen übertragen werden kann. Höhere Frequenzen werden in der Atmosphäre nach oben zerstreut. Liegt die Grenzfrequenz in dem uns interessierenden Frequenzbereich, so ist die Möglichkeit der Erklärung der Luftdruckschwankungen gegeben, andernfalls ist sie von vornherein ausgeschlossen. Die Grenzfrequenz hängt wesentlich von der Temperaturverteilung in der Atmosphäre ab.

Rechnungen über Gravitationswellen wurden von verschiedenen Autoren gemacht, zuletzt von SCORER<sup>3)</sup>, allerdings unter vereinfachten Annahmen über die Temperaturverteilung. Die Grenzfrequenz liegt deshalb zu tief. Wir haben die Rechnung nach einer anderen Methode, unter Zugrundelegung einer mit der Wirklichkeit besser übereinstimmenden Temperaturverteilung durchgeführt.

In einem bestimmten Punkt der Erdoberfläche werde ein grosses Luftvolumen verdrängt. Die Flächen konstanter Dichte, die ursprünglich horizontal waren, werden nach oben abgebogen, und es wandern zirkuläre Wellen radial von Störherd weg. Zur Beschreibung des Vorgangs wählen wir zweckmässigerweise Kugelkoordinaten, wobei der Koordinatenursprung im Erdmittelpunkt liegt. Wir haben nun die Bewegungsgleichungen für die Komponenten aufzustellen. Unter Zuhilfenahme der Kontinuitätsgleichung und der Differentialgleichung der potentiellen Temperatur erhalten wir nach einigen Umformungen die folgende Differentialgleichung für die Druckänderung:

$$\left( \frac{c \operatorname{tg} \Theta}{a^2} + \frac{\partial}{a^2 \partial \Theta} \right) \frac{\partial p}{\partial \Theta} = - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{RT} \frac{\partial p}{\partial z} \left( R \frac{dT}{dz} + g \right) - \frac{1}{RT} \cdot \frac{c_v}{c_p} \left( \frac{g^2}{RT} + \omega^2 \right) p.$$

In dieser Gleichung bedeuten:

$a$	=	Erdradius
$\Theta, z$	=	Kugelkoordinaten
$R$	=	Gaskonstante
$g$	=	Erdbeschleunigung
$T$	=	Temperaturfunktion.

Zur Vereinfachung der Rechnung haben wir in der Ableitung gesetzt:

$$p \sim e^{i \omega t}.$$

Die vorstehende Differentialgleichung lässt sich separieren. Wir machen deshalb den folgenden Ansatz für die Druckänderung

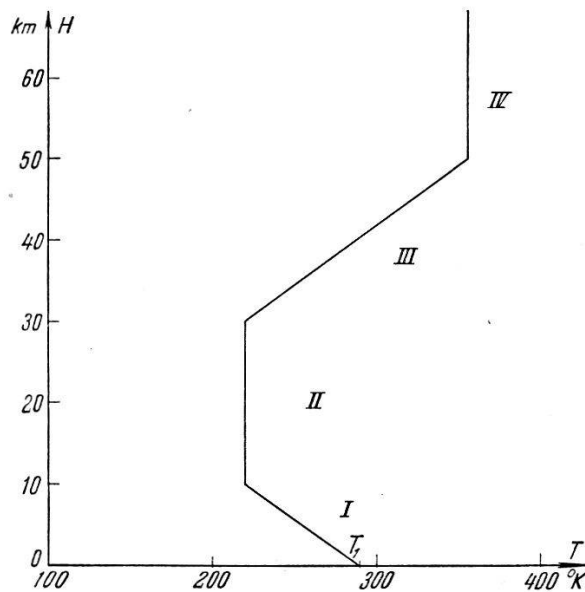
$$p(z, \Theta) = f(z) \cdot \varphi(\Theta)$$



und erhalten damit je eine Differentialgleichung für die horizontale und vertikale Druckänderung. Zur Berechnung der Grenzfrequenz benötigen wir nur diejenige für die vertikale Druckänderung, welche folgendermassen lautet:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + \frac{1}{RT} \left[ R \frac{dT}{dz} + g \right] \frac{df}{dz} + \left[ \frac{1}{RT} \frac{c_v}{c_p} \left( \frac{g^2}{RT} + \omega^2 \right) - k^2 \right] f(z) = 0.$$

In dieser Differentialgleichung haben wir noch die Temperaturfunktion einzusetzen (Fig.). Wir erhalten dadurch je eine Differen-



tialgleichung für die vier Temperaturgebiete I—IV. Für das Gebiet I lautet z. B. die Temperaturfunktion:

$$T_i = T_1 - \alpha z.$$

Die Lösung wird dann dargestellt durch eine Kombination zweier konfluenter hypergeometrischer Funktionen. Die Lösung im Gebiet IV gibt zusammen mit den Randbedingungen die Bedingung für die Grenzfrequenz. Die Randbedingungen lauten: Die vertikale Geschwindigkeitskomponente soll am Erdboden verschwinden, stetiger Anschluss der Lösungen bei allen drei Übergängen, ferner soll die kinetische Energie der Welle endlich sein.

Eine näherungsweise Berechnung ergibt, dass die Grenzfrequenz bzw. die zugehörige Schwingungsdauer zwischen 30 und 60 sec liegt\*). Die Grenzperiode ist also immer noch zu lang. Es ist allerdings noch zu erwähnen, dass unsere Temperaturverteilung immer noch sehr approximativ ist, doch ist die Wahrscheinlichkeit gering,

\*) Ausführliche Publikation erfolgt demnächst.

dass sich Gravitationswellen mit nur wenigen sec Periodendauer noch ausbilden können.

Es existiert vermutlich auch bei der Ausbreitung durch Schallwellen eine Grenzfrequenz, in diesem Falle eine untere Grenzfrequenz. Es ist möglich, dass sich unterhalb einer bestimmten Frequenz kein Schallfeld mehr ausbilden kann<sup>4)</sup>.

Die durch die beiden Ausbreitungsmöglichkeiten erfassten Frequenzgebiete brauchen sich nicht zu überlappen. Es würde dann eine Lücke bestehen, in der eine Wellenausbreitung über grosse Entfernungen nicht mehr möglich ist. Die Messungen scheinen das Bestehen einer solchen Lücke bei Schwingungsdauern oberhalb ca. 10 sec zu bestätigen. Es wird deshalb notwendig, auch die Schallausbreitung noch genauer zu studieren.

Für die Finanzierung der experimentellen Arbeiten sind wir der *F. Hoffmann-La Roche*-Stiftung zu Dank verpflichtet.

#### *Literaturverzeichnis.*

- <sup>1)</sup> F. DESSAUER, W. GRAFFUNDER und J. SCHAFFHAUSER, Archiv. Met. Geophys. Bioklimat A III, 453 (1951).
- <sup>2)</sup> B. GUTENBERG und H. BENIOFF, Trans. Amer. Geophys. Union 424 (1941).
- <sup>3)</sup> R. S. SCORER, Proc. Roy. Soc. A **201**, 137 (1950).
- <sup>4)</sup> P. COURVOISIER: Über Luftdruckvariographen und Luftdruckschwankungen. Archiv. Met. Geophys. Bioklimat A I, 1 (1948).

### **Einige Ergebnisse über die Ausbreitung der quasiperiodischen Luftdruckschwankungen**

VON W. GRAFFUNDER und W. GÜNTHER (Fribourg).

Trotz gewisser Einschränkungen in bezug auf die erreichbare Genauigkeit ist die Methode der Richtungsbestimmung der ankommenden Luftdruckschwankungen durch Peilung von 3 Messpunkten ein wichtiges Verfahren, das einen Aufschluss über die Ursache und Herkunft dieser Schwankungen geben kann. Wir haben daher mit der Apparatur, über die der eine von uns bereits an der Herbsttagung der Physikalischen Gesellschaft in Luzern berichtete, einige weitere Messungen ausgeführt.

Die Registrierapparatur und eine der drei Druckmessdosen befanden sich im Physikalischen Institut, die beiden anderen in einer Entfernung von je einigen hundert Metern, so dass ein Dreieck mit den Seitenlängen 320, 410 und 445 m entstand. Aus der Verschiebung der gleichzeitig beobachteten Druckschwankungen konnten Richtung und Geschwindigkeit der ankommenden Wellenfront bestimmt werden. In den folgenden Abbildungen sind sämtliche aus-

gewertete Messtripel zusammengestellt. Fig. 1 zeigt die Richtung der ankommenden Wellenfront. Fast sämtliche Messwerte liegen in dem Winkelbereich West bis Nordwest, kein einziger Messpunkt in dem der Halbebene Nord—Ost—Süd entsprechenden Winkel-

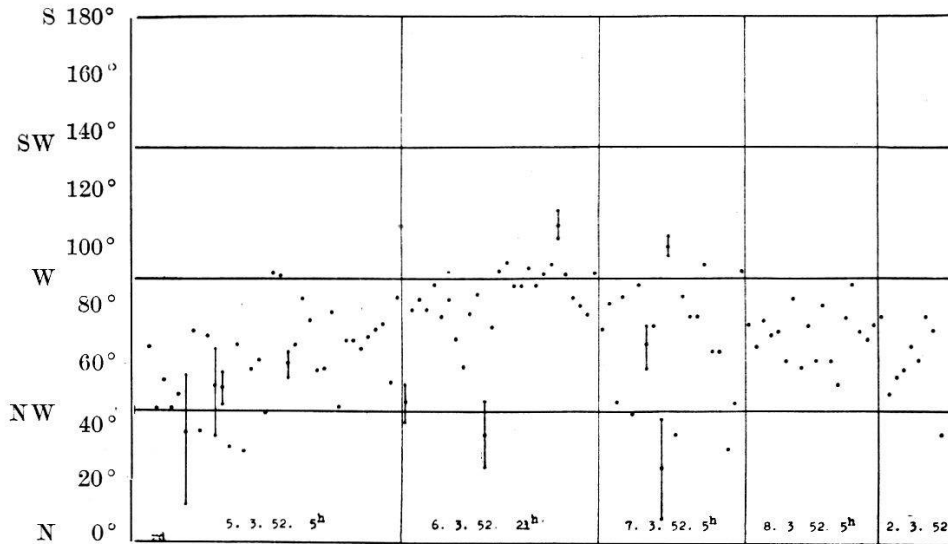


Fig. 1.

Herkunftsrichtung der Mikroschwankungen.

bereich. In der Zeichnung ist an einigen Punkten durch die Länge eines vertikalen Striches die ungefähre Grösse der Messungenauigkeit angegeben. Sie ist infolge der geringen Abstände der Mess-

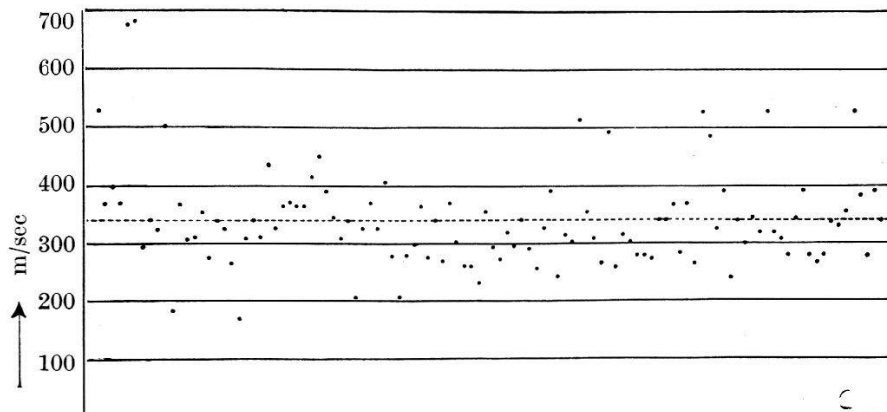


Fig. 2.

Phasengeschwindigkeit der Mikroschwankungen.

punkte verhältnismässig gross. Die Empfindlichkeit der Apparatur würde ohne weiteres auch Messungen bei beträchtlich grösseren Abständen der drei Stationen erlauben. In Fig. 2 ist die aus den Messungen errechnete Phasengeschwindigkeit der ankommenden Wellenfront aufgetragen. Man sieht, dass die Messwerte ungefähr

gleichmässig nach beiden Seiten der Schallgeschwindigkeit streuen. Der Mittelwert aller Messungen liegt bei 339,3 m/sec. Er ist in der Fig. 2 durch die gestrichelte Linie dargestellt und ist nur unwesentlich höher als die Schallgeschwindigkeit, die bei der zur Zeit der Messungen herrschenden Temperatur ca. 335 m/sec beträgt. Bei früheren Messungen, die von Herrn SCHAFFHAUSER ausgeführt wurden, hatten sich z. T. Werte ergeben, die beträchtlich höher als Schallgeschwindigkeit lagen und die sich auf Grund des schrägen Einfalls der Wellenfront im Gebiet der anormalen Hörbarkeit erklären. Ebenso kann die Zusammensetzung der von zwei oder mehr Entstehungszentren ausgehenden Wellenfronten eine Phasengeschwindigkeit ergeben, die über Schallgeschwindigkeit liegt. Dass wir bei unseren Messungen Werte fanden, die kaum über Schallgeschwindigkeit lagen, ist aber nicht erstaunlich und rührt her von der Krümmung des Schallstrahles in dem normalen Temperaturgefälle über dem Erdboden.

Die Messungen fanden Anfang März statt. Es finden sich trotz der geringen Messgenauigkeit Andeutungen davon, dass sich die Herkunftsrichtung der Druckschwankungen in analoger Weise verschoben hat wie die Zentren der zu dieser Zeit auf dem Atlantik liegenden Tiefdruckgebiete. Die Messungen sollten mit grösserer Messbasis und auch zu anderen Jahreszeiten und unter anderen meteorologischen Bedingungen wiederholt werden.

Die Untersuchungen wurden mit Unterstützung der Fritz-Hoffmann-La-Roche-Stiftung durchgeführt, der wir auch an dieser Stelle unseren Dank aussprechen.

### Die geometrische Transformation von Impedanzdiagrammen

von H. BRINER und W. GRAFFUNDER (Fribourg).

Wird eine Hochfrequenzleitung (abgeschirmte Parallelleitung oder konzentrische Rohrleitung) von Wellenwiderstand  $Z$  und Länge  $l$  durch einen Widerstand  $R_l$  abgeschlossen, so errechnet sich der Eingangswiderstand der Leitung durch die Formel:

$$\mathfrak{R}_0 = Z \frac{\frac{R_l}{Z} + j \tan \frac{2\pi l}{\lambda}}{1 + j \frac{R_l}{Z} \tan \frac{2\pi l}{\lambda}}$$

die man auf den Wellenwiderstand beziehen kann ( $r_0 = \mathfrak{R}_0/Z$ ;  $m = R_l/Z$ ):

$$r_0 = \frac{m + j \tan \varphi}{1 + j m \tan \varphi}.$$

Für die praktische Anwendung dieser Formel ist es üblich, eine graphische Darstellung zu verwenden, nach F. MEINKE „Kreisdiagramm erster Art“ bezeichnet. Dieses Diagramm besteht aus Kreisen, die die ganze rechte Halbebene decken. Es ist somit nur für beschränkte Werte von  $m$  und  $r_0$  brauchbar. Durch die konforme Abbildung

$$w = \frac{z-1}{z+1}$$

wird die rechte Halbebene in das Innere des Einheitskreises transformiert, und es entsteht so das bekannte „Kreisdiagramm zweiter Art“, das nun alle Werte von  $m$  und  $r_0$  umfasst.

Eigenartigerweise wird in der Spezialliteratur nicht darauf hingewiesen, dass die rechnerisch etwas umständliche Koordinatentransformation durch die funktionentheoretische Veranschaulichung mit der Riemannschen Zahlenkugel leichter verständlich ist. Die hier notwendige Transformation entspricht einer Drehung der Zahlenkugel um  $\pi/2$  nach rechts um den zur imaginären Achse parallelen Durchmesser. (Projektionen).

Ausführlicher Bericht erscheint in der Telefunken-Zeitung.

### **Eisenmessgerät für ganze Blechtafeln**

VON ERWIN WETTSTEIN (Zürich).

Die heute üblichen technischen Eisenmessmethoden und -geräte, insbesondere die Permeabilitätsmessungen an Messkernen und die Verlustzifferbestimmungen mit dem Epstein-Apparat, bedingen im allgemeinen zeitraubende Vorbereitungen und relativ grosse Materialverluste und gestatten praktisch nur die Durchführung von Stichproben. Die oft erwünschte Sortierung grösserer Blechmengen ist nur dann wirtschaftlich, wenn die ferromagnetischen Eigenschaften direkt an den unzerschnittenen Blechtafeln gemessen werden können<sup>1)2)3)</sup>.

Der in Fig. 1 gezeigte Eisenmesstisch vermeidet jeglichen Materialverlust und erlaubt die Messung mehrerer Tafeln pro Minute mit einer Genauigkeit von  $\pm 3 \dots \pm 5\%$ , je nach der Genauigkeit der Dickenmessung und der verwendeten elektrischen Messinstrumente. Er hat sich seit mehr als zwei Jahren im praktischen Betrieb als Permeabilitätsmesstisch bewährt.

Der magnetische Kreis des Messtisches ist in Fig. 2 im Schnitt dargestellt. Er wird durch einen Querstreifen der zu prüfenden



Blechtafel und zwei magnetische Rückschlussjoch mit geringem magnetischem Widerstand gebildet, welche sich über die *ganze* Breite der Prüftafel erstrecken. Das untere Joch ist in den Mess-tisch fest eingebaut, währenddem das obere Joch zum Durch-schieben der Blechtafel etwa 1 cm abgehoben werden kann (Pedal in Fig. 1 ersichtlich). Die Erreger- und Messwicklungen sind, abge-sehen von kleinen zusätzlichen Wicklungen zur Kompensation des

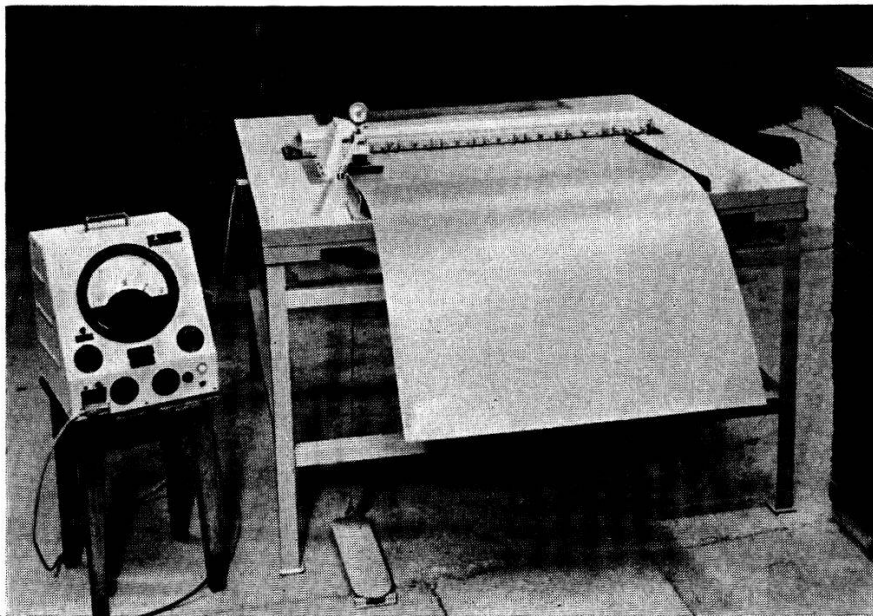


Fig. 1.

Eisenmesstisch und Anzeigeverstärker für Permeabilitätsmessungen.

magnetischen Spannungsabfalls bei den Polen und in den Jochen, homogen über der Prüfstrecke verteilt. Die Streuung wird dadurch gering.

Im Gegensatz zu anderen Ganztafelmessgeräten<sup>2)3)</sup> ist die magnetische Feldstärke im Prüfabschnitt der Tafel örtlich konstant, so dass eine physikalisch saubere Messung auch dann möglich ist, wenn die Messgrösse von der Feldstärke abhängt. Man erhält mit dieser Apparatur beispielsweise definierte Werte der Permeabilitäten  $\mu_5$ ,  $\mu_{20}$  und  $\mu_{100}$  bei 5, 20 und 100 mOe oder der Verlustziffer  $V_{10}$  bei 10000 G, währenddem andere Ganztafelgeräte Mittelwerte über einen bestimmten Feldstärkebereich ergeben.

Da die Prüftafel während der Messung zwischen den beiden Jochen festgeklemmt wird, ist die Länge der nichtferromagnetischen Spalte zwischen den Polen und der Blechtafel sehr klein. Entsprechend konnte die Länge der Prüfstrecke auf etwa 10 cm reduziert werden, was einerseits rasche Bedienung und geringes



Gewicht der Apparatur und andererseits die Messung einzelner Querstreifen ermöglichte.

Für die spezielle Anwendung des Eisenmesstisches zu Permeabilitätsmessungen wurde ein besonderer elektronischer Anzeigeverstärker (Fig. 1) entwickelt, an dem nach Einstellung der gemessenen Blechdicke und -breite die Permeabilitäten  $\mu_5$ ,  $\mu_{20}$  und  $\mu_{100}$  direkt abgelesen werden können.

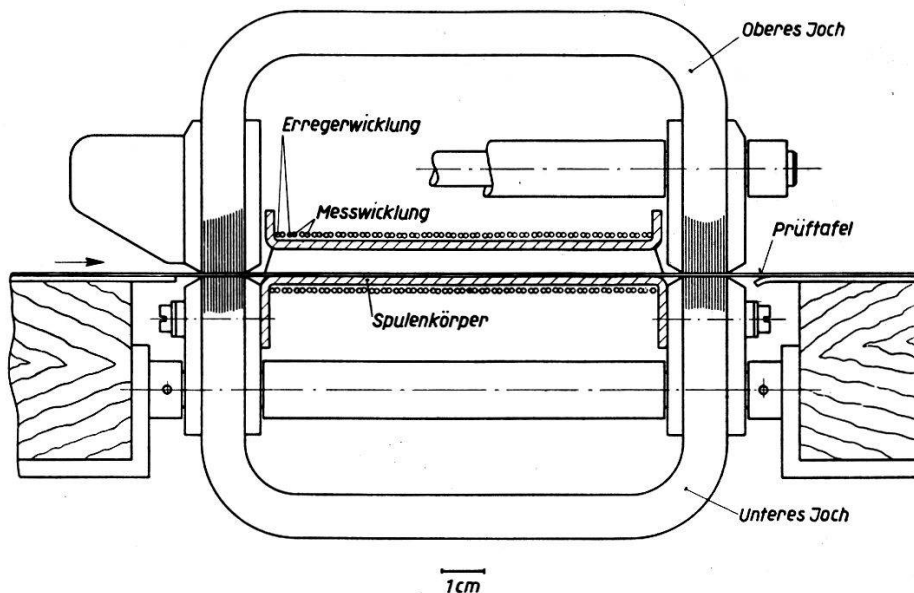


Fig. 2.

Schnitt durch den magnetischen Kreis des Eisenmesstisches.

Den Herren F. HAUSER und M. ANGST möchte ich für ihre wertvolle Mitarbeit bei der Konstruktion des Messtisches und der Entwicklung des Verstärkers danken.

Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint demnächst in den Albiswerk-Berichten.

#### Literaturverzeichnis.

- 1) R. RICHTER, ETZ. 1902, S. 491, und 1903, S. 341.
- 2) W. SKIRL, Elektrische Messungen, W. de Gruyter & Co., Berlin 1936, S. 746.
- 3) F. KOPPELMANN, ETZ. 1949, S. 463, und E. und M. 1951, S. 225.