Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 27 (1954)
Heft: VI

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

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

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

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

Download PDF: 12.12.2025

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

Copyright 1954 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Altdorf, le 26 septembre 1954, à l'occasion de la 134e assemblée annuelle de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

Président: Prof. Dr P. Huber (Bâle),
Vice-président: Prof. Dr W. Pauli (Zurich),
Secrétaires: Dr P. Dinichert (Neuchâtel),
Dr P. de Haller (Winterthour).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. L. Rinderer (Zurich) et Ch. Terreaux (Zurich).

Partie scientifique.

Méthode de mesure absolue du nombre de neutrons émis par une source RaαBe

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

Une source RaαBe contenant 47,29 mC de Ra a été calibrée en valeur absolue en déterminant le nombre total de neutrons capturés par seconde dans un récipient sphérique, contenant une solution d'un sel du bore dont la concentration a été mesurée avec précision, et en divers points duquel ont été irradiés des émulsions nucléaires au bore. La fraction des neutrons diffusant à l'extérieur de la sphère a été déterminée en plongeant celle-ci et son contenu dans une solution d'un sel du manganèse, et en mesurant, à l'aide d'un compteur de verre, partiellement immergé dans cette solution, l'activité moyenne provoquée à l'équilibre. La valeur absolue trouvée pour une source préparée en 1954 par l'Union Minière du Haut Katanga, est de $R = 1{,}50 \pm 0{,}07 \times 10^7$ neutrons par seconde par Curie; elle est en bon accord avec les valeurs récentes déterminées par divers expérimentateurs, utilisant des méthodes de mesure différentes de celle que nous avons mise en œuvre.

(Un mémoire détaillé paraîtra prochainement dans les Helvetica Physica Acta.)

Etude de la radiation cosmique par hodoscope

par Mme M. Biasutti, R. Favre, Ch. Haenny et A. Heym (Lausanne).

L'hodoscope dont la construction a été jalonnée de divers articles et communications[1)2)3)4)5)], fonctionne depuis 3 mois à notre entière satisfaction.

Du type à anticoïncidences, il comprend à cet effet 120 compteurs de protection disposés en 4 couches supérieures et latérales tandis que 180 compteurs actifs, repérés individuellement, se répartissent en 4 bancs doubles comportant respectivement deux couches de compteurs croisés, de manière à déterminer les coordonnées de passage des rayons. Le banc inférieur, complété de compteurs latéraux, permet la réception de rayons largement dispersés.

Les perfectionnements apportés à la technique de fabrication des compteurs Maze[4)] et les précautions géométriques prises dans la conception du banc d'anticoïncidences ont permis de réduire les fuites à un taux extrêmement faible ($^1/_{60\,000}$ coïncidences environ).

La disposition particulière des compteurs donne accès aux mesures de scattering et permet la discrimination relativement aisée des événements perturbateurs inévitables.

L'espace entre chaque banc de compteurs a été ménagé pour permettre l'introduction d'écrans sélecteurs dont l'épaisseur totale peut atteindre de 50 à 80 cm selon leur poids. La partie supérieure de l'hodoscope peut recevoir 1½ tonne de matériaux de filtrage, soit 30 cm de plomb.

L'étude approfondie de divers circuits électroniques a permis la mise au point d'un dispositif de repérage individuel des compteurs, caractérisé par un temps de sélection voisin de 1 μsec qui exclut pratiquement les perturbations y relatives. Nous nous réservons de préciser, dans un article ultérieur, le détail de ces circuits.

Les mesures préliminaires effectuées jusqu'ici, visaient au contrôle du bon fonctionnement de l'hodoscope tout en nous familiarisant avec les phénomènes enregistrés. La mesure que nous avons faite de la longueur d'absorption dans le plomb de la composante neutre pénétrante du rayonnement cosmique est notamment en accord avec les valeurs connues.

Les dimensions exceptionnelles de cet hodoscope, la précision du repérage et l'épaisseur des écrans sélecteurs utilisables, lui confèrent de précieuses possibilités pour l'étude de la radiation cosmique pénétrante. La fréquence et l'intérêt des événements étudiés seront accrus en poursuivant les mesures au Jungfraujoch (3500 m).

Nous saisissons cette occasion pour exprimer notre reconnaissance à la commission suisse pour l'Energie Atomique et au Fonds Natio-

nal Suisse qui par leur appui ont largement contribué à l'accomplissement de ce travail.

Bibliographie.

[1]) M. DEGALLIER, Apparatus for the Study of the Production and Scattering of Ionizing Penetrating Particles Generated by the Non-Ionizing Radiation, Nuovo Cimento, **6**, 485 (1949).

[2]) M. DEGALLIER, Zero Inefficiency Anticoincidence Circuit, Review of Scientific Instruments, **21**, 1025 (1950).

[3]) R. FAVRE, Les dispositifs électroniques d'un télescope pour l'étude de la production et de la diffusion des particules ionisantes, pénétrantes de la radiation cosmique, Helv. Phys. Acta **24**, 599 (1951).

[4]) R. FAVRE et CH. HAENNY, Construction de compteurs Maze et leurs caractéristiques de 0° à 50° C, Helv. Phys. Acta **26**, 53 (1953).

[5]) R. FAVRE, Circuits électroniques multistables et décades, Helv. Phys. Acta **27**, 235 (1954).

Dispositif de réduction du temps de résolution des démultiplicateurs électroniques d'impulsions

par R. FAVRE (Lausanne).

Un article paraîtra prochainement sous ce titre dans les Helvetica Physica Acta.

Lames minces métalliques et colloïdes

par J. P. BOREL (Laboratoire de Physique, E.P.U.L., Lausanne).

Sommaire. L'auteur expose quelques résultats de l'étude des lames minces et en déduit un procédé de préparation de suspensions colloïdales (destinées en particulier à la résonance nucléaire pour des recherches sur l'effet Overhauser).

Depuis les recherches que FARADAY fit sur les lames d'or[1]), aux environs de 1852, un grand nombre de physiciens ont étudié les lames minces, en disposant de techniques tout d'abord assez rudimentaires, puis de plus en plus évoluées. Actuellement on utilise de préférence l'évaporation thermique dans un vide aussi poussé que possible en prenant de grandes précautions pour supprimer les effets perturbateurs.

Malgré quelques contradictions apparentes qui sont dues surtout à des imperfections opératoires, un certain nombre de faits essentiels se dégagent de ces travaux. Les propriétés physiques des dépôts minces diffèrent totalement de celles du corps solide correspondant. Les «anomalies» sont dues en partie à des phénomènes intrinsèques propres à la matière mince, en partie aussi à l'adsorption gazeuse, mais surtout à la structure microcristalline et à un ré-

arrangement de la substance déposée sur le support en agglomérations distinctes et séparées les unes des autres.

Les méthodes d'investigation classiques sont:

a) La mesure des caractéristiques électriques. On trouve sur ce sujet de précieux renseignements dans l'ouvrage de BLANC-LAPIERRE et PERROT[2]).

b) L'observation au microscope électronique.

c) La diffraction électronique.

Un moyen d'étude très précieux, peu employé dans ce domaine, est la mesure et l'analyse spectrale du «bruit de fond» (plus spécialement de l'effet de grenaille).

Nous nous proposons de repérer par ce moyen l'apparition des différents états connues des lames métalliques et de suivre l'évolution spontanée. Cela peut donner de précieux renseignements sur ce phénomène.

Il faut être prudent dans l'interprétation des photographies obtenues au microscope électronique. Le faisceau d'électrons a en effet une action énergique sur les lames qu'il traverse. Ainsi un faisceau de 400 à 500 W/cm^2 [3]) produit sur une lame de 4 mμ une modification de structure correspondant à un chauffage prolongé à 100^0 C, c'est-à-dire, un regroupement des grains en éléments plus gros (effet thermique irréversible). Or, dans un microscope (TRÜB-TÄUBER par exemple), l'observation normale nécessite 200 W/cm^2 environ. Il faut, si l'on veut obtenir des résultats valables faire la mise au point sur une partie sacrifiée de la lame et déplacer le porte-objet pour photographier une région non altérée avec une intensité suffisamment faible (9 W/cm^2 dans notre cas) et éviter une détérioration sensible.

Les 3 lames *A*, *B*, *C* représentées à la fig. 1 ont été photographiées dans ces conditions au centre de microscopie électronique de l'Institut de Physique de Genève. Nous saisissons cette occasion pour remercier Monsieur le Professeur EXTERMANN et Monsieur KELLENBERGER dont l'aide nous a été précieuse.

On constate:

en (*A*) une structure «granulaire»;

en (*B*) une structure caractérisée par des plages relativement étendues de substance séparées les unes des autres par un petit espace vide;

en (*C*) une structure poreuse à pores filiforme.

L'examen par diffraction indique une forme microcristalline dont la maille élémentaire est indépendante de l'épaisseur équivalente, sauf aux très faibles épaisseurs. Il semble, en effet, qu'il y ait une

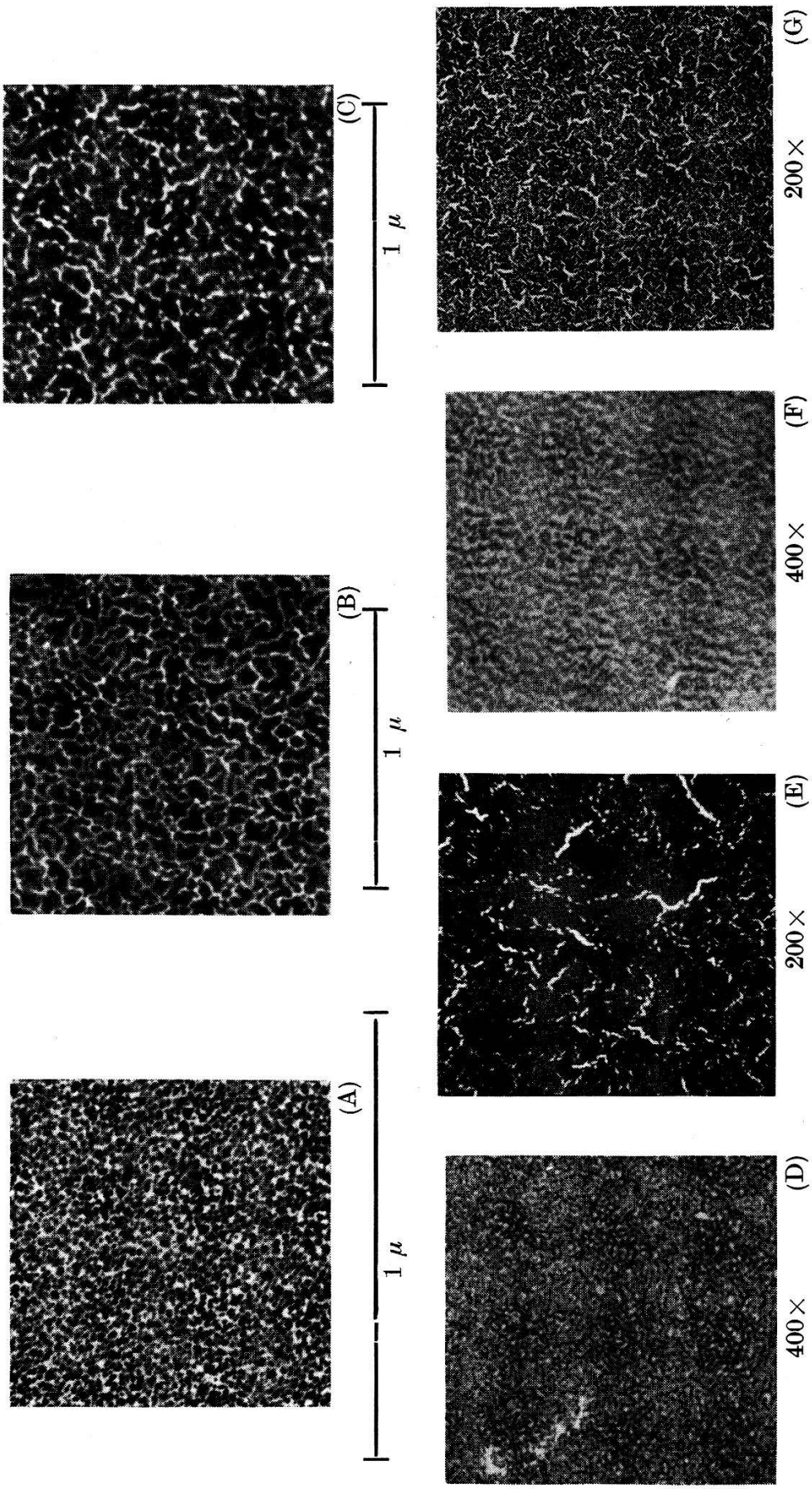


Fig. 1. Dépôts d'argent:

A 4 mμ sur collodion. B 7 mμ sur collodion. C 10,5 mμ sur collodion. D 40 mμ sur caoutchouc.
E 110 mμ sur caoutchouc. F 10 mμ sur pellicule de silicone. G 40 mμ sur silicone.
(Evaporations rapides.)

contraction de la maille lorsque la dimension des cristallites devient très petite. Ainsi pour une lame de 1,5 mμ on a trouvé des cristallites dont la dimension moyenne, mesurée par élargissement du spot, était de 3 mμ et dont la distance réticulaire était de 3% inférieure à celle des cristaux plus gros. Des constatations semblables ont été faites par d'autres auteurs[4][5]).

Théoriquement, on explique facilement la structure discontinue des lames minces lorsque $\alpha_2 + \alpha_{12} - \alpha_1 > 0$[6]).

α_2 étant la tension superficielle du corps déposé,
α_1 celle du support et
α_{12} la tension interfaciale.

On prévoit aussi l'effet thermique irréversible dont il a été question plus haut et l'existence, dans tous les cas, d'une épaisseur critique où les lames deviennent compactes. Ce dernier fait nous intéresse particulièrement ici.

En étudiant des dépôts d'argent sur support de caoutchouc, nous avons constaté qu'ils étaient discontinus jusqu'à une épaisseur considérable (voisine de 50 mμ) et que l'état poreux existait encore au voisinage du micron. On pouvait observer dans ces conditions les mêmes genres de structures que dans le cas des dépôts d'argent sur collodion, mais à une tout autre échelle (fig. 1, *D* et *E*). Le même fait se produit à peu près pour des condensations métalliques sur un film d'huile (placé lui-même sur un support de verre) (voir fig. 1, *F* et *G*). On remarque en *D* et *F* l'état «granulaire», en *E* et *G* l'état poreux caractéristique. Ainsi l'existence même de la structure dite «granulaire» permet de réaliser des suspensions colloïdales. Il suffit d'évaporer sous vide le corps que l'on désire disperser et de le condenser à la surface d'un liquide (à tension de vapeur convenablement basse). Il faut prendre soin de brasser le liquide assez vigoureusement pour que la surface se renouvelle à un rythme tel que l'épaisseur du dépôt n'excède jamais la valeur critique où la lame cesse d'être granulaire. Il a été obtenu par ce moyen des suspensions colloïdes très fines et très régulières d'argent et de sodium dans de l'huile silicone. Les miscelles avaient 1 μ dans le premier cas et 2 μ dans le second. Il est théoriquement possible d'arriver à des dimensions beaucoup plus petites encore.

Nous nous proposons d'utiliser les considérations qui précédent pour réaliser des colloïdes destinés à la résonance nucléaire et plus particulièrement à l'observation de l'effet Overhauser.

D'autres études sont d'ailleurs envisagées.

Littérature.

[1]) OSTWALD, Klassiker, n⁰ 214, Leipzig 1925.
[2]) A. BLANC-LAPIERRE et M. PERROT, Mémorial des Sciences Physiques, Fasc. 57, Paris 1954.
[3]) L. WEGMANN, Optik, T. **10**, 1953, pages 44–59.
[4]) F. W. C. BOSWELL, Proc. Phys. Soc., sect. H, 1951, page 465.
[5]) C. R. BERRY, Phys. Rev. **88**, Nov. 1952.
[6]) J. P. BOREL, Thèse (à l'impression).

Die Absorption von π-Mesonen durch schwere Kerne

von K. BLEULER und CH. TERREAUX
(Seminar für theoretische Physik, Universität Zürich).

Seit einiger Zeit liegen Messungen[1]) vor über die Absorption von freien π-Mesonen durch die Kerne der Photoplatte. Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt für Silber und Brom zwischen 100 und 200 MeV ein Maximum besitzt und dort einen auffällig grossen Wert (ca. $^3/_4$ des geometrischen Querschnitts) annimmt. Bei höheren Meson-Energien (kosmische Strahlung) scheint der Wirkungsquerschnitt auf einen kleinen Bruchteil abzufallen.

Die Energieverteilung der in der Folge emittierten Protonen zeigt ein sehr charakteristisches Verhalten: neben sog. Verdampfungsnukleonen hat man in ca. 50% der Fälle ein bis zwei Protonen mit verhältnismässig hoher Energie nachgewiesen (sog. schnelle Protonen).

Eine befriedigende theoretische Deutung dieses experimentellen Materials ist bisher nicht gelungen. Wir haben uns nun die Aufgabe gestellt, den Absorptionsvorgang auf Grund des bekannten Schalenmodells der Kerne zu analysieren. Obschon dabei auch die noch unsichere Meson-Nukleon-Wechselwirkung eingeht, zeigt es sich, dass gerade in der Theorie dieses Phänomens die Schalenstruktur der Kerne wesentlich eingeht. Dies liegt daran, dass vermögens der grossen Ruhmasse der Mesonen die Nukleonen aller Schalen an der Absorption teilnehmen, während z. B. bei der Deutung des Termschemas nur die Zustände der äussersten Nukleonen wesentlich sind.

Zunächst wurde versucht den Absorptionsvorgang in der folgenden Weise aufzufassen: Eines der Nukleonen absorbiert das π-Meson und geht dabei unter Energieerhaltung in einen freien Zustand über, wonach der angeregte Restkern verdampft (sog. Einteilchen-Absorption, die formal der K-Absorption von Röntgenstrahlen in der Elektronenhülle ähnlich ist). Zu diesem Zweck waren einige Rechnungen notwendig über die energetische Lage und Form der

Wellenfunktion der verschiedenen Einteilchen-Zustände des Schalenmodells. Es zeigte sich, dass abgesehen von sehr extremen Annahmen auch bei schweren Kernen die tiefste Schale nur ca. 35 MeV Bindungsenergie erhält. Der freie Zustand besitzt dann vermöge der grossen Ruheenergie des Mesons eine beträchtliche kinetische Energie. Man ist also hoch über der „Absorptionskante" und erhält deshalb ein ziemlich kleines Matrixelement. Damit wird aber der Wirkungsquerschnitt gegenüber den experimentellen Tatsachen zu klein. Man hätte in diesem Falle bei jedem Absorptionsvorgang ein schnelles Nukleon erwartet.

Nun zeigt aber eine eingehende Analyse der Anzahlen und Energieverteilung der „schnellen Protonen" bei Vergleich der π^+ und π^--Absorption, dass beim ersten Schritt des Absorptionsprozesses offenbar nicht nur ein einziges Nukleon, sondern meistens deren zwei beteiligt sein müssen. Ein solcher Vorgang wird sofort verständlich, wenn man bedenkt, dass im Schalenmodell neben dem gemeinsamen mittleren Kernpotential noch eine direkte Wechselwirkung zwischen je zwei Nukleonen berücksichtigt werden muss. (Diese Abweichung vom mittleren Kernpotential ist auch wesentlich bei der Deutung der Energieniveaus eines Kernes.)

Man hat also z. B. den folgenden Prozess zweiter Ordnung: 1. Das π-Meson wird absorbiert durch Nukleon A, welches in einen virtuellen Zwischenzustand übergeht. 2. Die Wechselwirkung zwischen Nukleon B und dem Nukleon A führt diese beiden über in die freien Endzustände, welche als schnelle Nukleonen beobachtet werden. Die Energieverteilung und Ladungsabhängigkeit der „schnellen Nukleonen" wird damit ohne weiteres verständlich.

Nun ergibt eine längere Rechnung folgendes:

1. Man erhält die richtige Grössenordnung des Wirkungsquerschnittes, wenn man eine verhältnismässig grosse „Zweikörperkraft" mit kleiner Reichweite annimmt. Eine solche Annahme scheint in engem Zusammenhang zu sein mit der grossen Paarungsenergie zwischen gleichartigen Nukleonen, welche man bei der Deutung der Niveauschemata der schweren Kerne mit Hilfe des Schalenmodells heranziehen muss. Ähnliche Anhaltspunkte liefert auch die auffällige Winkelabhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Streuung bei hohen Energien.

2. Es scheint auch, dass nur die Verwendung einer „Gradientenkopplung" für die Mesonwechselwirkung die richtige Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ergeben kann.

Wir wünschen Herrn Prof. Dr. W. Heitler für das grosse Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat, herzlich zu danken.

Einer von uns (Ch. T.) möchte für das Forschungsstipendium aus dem Schweizerischen Nationalfonds seinen besten Dank aussprechen. Dadurch wurde ihm ermöglicht, diese lange Arbeit auszuführen.

Literatur.

[1]) G. Bernardini, E. T. Booth und L. Lederman, Phys. Rev. **83**, 1075 und 1277 (1951). – G. Bernardini und F. Levy, Phys. Rev. **84**, 610 (1951). – M. G. K. Menon, H. Muirhead und O. Rochat, Phil. Mag. **41**, 583 (1950). – W. O. Lock und G. Yekutieli, Phil. Mag. **43**, 231 (1952).

Interactions électromagnétiques et couples de radiation

par R. Reulos (Grenoble).

Les équations de l'électromagnétisme (Maxwell-Lorentz), lient le champ électrique $\vec{E}$, le champ magnétique $\vec{H}$, la densité de charge électrique ϱ, la densité de courant électrique $\vec{J}$, le potentiel scalaire V, le potentiel vecteur $\vec{A}$, mais elles ne donnent pas à ces grandeurs une signification physique. Pour atteindre ce but, il faut introduire les *interactions* entre les champs d'une part, les courants, les champs et les polarisations d'autre part. Il est possible d'éliminer la charge et le courant entre ces relations et les équations de l'électromagnétisme, et l'on obtient les expressions bien connues de l'énergie et de l'impulsion, qui viennent s'intégrer dans un tenseur d'univers, généralisation du *Tenseur de Maxwell.* Dans ce domaine, la notation symétrique, issue de la Relativité, apporte beaucoup d'ordre et de lumière.

L'interaction peut aussi s'exprimer à partir des *potentiels*, et c'est ce point de vue que je me propose de traiter, en exposant quelques résultats tirés d'une étude plus approfondie[1]).

L'énergie W d'un système peut déjà s'évaluer à partir de l'interaction Potentiel scalaire—Densité électrique, à l'aide de la formule bien connue

$$dW = \varrho V d\tau \qquad (d\tau \text{ élément de volume}) \tag{1}$$

mais $i\varrho = J_4$ est la quatrième composante du vecteur courant, $iV = A_4$ est la quatrième composante du potentiel vecteur, de sorte que le second membre de (1) n'est qu'un fragment du produit scalaire des deux vecteurs d'univers $\boldsymbol{A}$ et $\boldsymbol{J}$. On doit donc associer à (1) la formule

$$dW = -(\vec{J} \cdot \vec{A})\, d\tau \tag{2}$$

qui correspond au cas extrême ou $\varrho = 0$ et $V = 0$, et plus généralement, on a:

$$dW = (\varrho V - \vec{J} \cdot \vec{A})\, d\tau\,. \tag{3}$$

La formule (2) montre que, dans le cas très souvent réalisé, pour lequel $\varrho = 0$ et $V = 0$ (soit $J_4 = 0$ et $A_4 = 0$), l'énergie attribuée à un élément de courant soumis à un potentiel vecteur, a la même forme que l'énergie que possède un élément de substance polarisée (électrique ou magnétique), dans le champ (électrique ou magnétique), qui lui correspond.

A des énergies W de même forme doivent correspondre des couples $\vec{\Gamma}$ de même forme. On déduit de cette correspondance la formule élémentaire

$$d\vec{\Gamma} = \vec{J} \wedge \vec{A}\, d\tau . \tag{4}$$

Si l'on fait agir le circuit C_1 parcouru par le courant permanent J_1 sur le circuit C_2 parcouru par le courant permanent J_2, si $\vec{A}$ est le potentiel vecteur créé par C_1, on a, au point M_2 situé sur C_2

$$\vec{A}_1 = J_1 \int_{C_2} \frac{\overrightarrow{d s_1}}{r}$$

ds_1 étant un élément du circuit C_1, ds_2 étant un élément du circuit C_2, r étant la distance qui sépare deux éléments de courant. Le couple exercé par C_1 sur C_2 a pour expression

$$\vec{\Gamma} = - J_2 \int_{C_2} \vec{A}_1 \wedge \overrightarrow{d s_2} \tag{5}$$

$$\text{soit} \qquad \vec{\Gamma} = - J_1 J_2 \int_{C_1} \int_{C_2} \frac{d s_1 \wedge d s_2}{r} . \tag{6}$$

La formule (5) permet de retrouver facilement le couple fourni par l'électromètre absolu de Pellat, dispositif qui a l'avantage de donner des effets facilement calculables. Il en est de même de (6) qui est une conséquence de (5). La formule (4), jointe aux équations de Maxwell-Lorentz, permet d'éliminer le vecteur courant, et d'obtenir un tenseur d'Univers des couples et des impulsions de moments (7). Ce tenseur qui est la réplique du Tenseur de Maxwell explique très simplement les phénomènes de *Couple de Radiation*, tout comme ce dernier explique la *Pression de Radiation*. Le détail des calculs sera publié prochainement. Le couple de radiation peut aussi s'expliquer directement dans des cas particuliers qui relèvent de la technique de la Radio-Electricité[2]), à l'aide de la *formule* (4), tout comme la pression de la radiation s'explique au moyen de la *Loi de Laplace*.

Enfin, remarquons que la théorie classique laisse le potentiel vecteur indéterminé, et qu'il est possible de lui ajouter un vecteur sans divergence ni rotationnel, sans qu'il cesse de vérifier les conditions

$$\operatorname{div} \vec{A} + \frac{1}{C} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \qquad \vec{H} = \operatorname{rot} \vec{A}$$

auxquelles il est assujetti. Par contre, la formule 5, qui lui donne une signification physique, a pour effet de lever cette indétermination.

Il existerait donc un couple d'interaction du type *potentiel-courant*, qui par élimination du courant, deviendrait une interaction *potentiel-champ*, ou *potentiel-polarisation*, parce que $\vec{H}/4\pi$ représente une aimantation ou polarisation magnétique, que $\vec{E}/4\pi$ représente une polarisation électrique. (En effet, nous avons cru pouvoir postuler, en conclusion d'une étude antérieure[3]), que «*le champ électrique* et la *polarisation électrique* d'une part, *le champ magnétique* d'autre part, *ont la même nature physique et produisent les mêmes effets*».)

Tenseur des densités d'impulsion de moments et de moments cinétiques:

$$\Gamma_{rs} = \frac{1}{4\pi} \begin{vmatrix} A_1H_1 - A_2H_2 - A_3H_3 & A_1H_2 + A_2H_1 + UE_3 & A_1H_3 + A_3H_1 - UE_2 & i(A_2E_3 - A_3E_2 + UH_1) \\ A_1H_2 + A_2H_1 - UE_3 & A_2H_2 - A_3H_3 - A_1H_1 & A_2H_3 + A_3H_2 + UE_1 & i(A_3E_1 - A_1E_3 + UH_2) \\ A_1H_3 + A_3H_1 + UE_2 & A_2H_3 + A_3H_2 - UE_1 & A_3H_3 - A_1H_1 - A_2H_2 & i(A_1E_2 - A_2E_1 + UH_3) \\ -i(A_2E_3 - A_3E_2 + UH_1) & -i(A_3E_1 - A_1E_3 + UH_2) & -i(A_1E_2 - A_2E_1 + UH_3) & -(A_1H_1 + A_2H_2 + A_3H_3) \end{vmatrix} \quad (7)$$

Bibliographie.

1) René Reulos, Recherches sur la théorie des corpuscules. Annales de l'Institut Fourier, 1954, Tome V, chap. I, § 11.

2) Recherches sur la théorie des corpuscules, chap. I, § 13.

3) Recherches sur la théorie des corpuscules, chap. I, § 8.
Emile Henriot, «Les couples de radiation», Mémorial des Sciences Physiques, Fasc. XXX, Gauthier-Villars (1936).

Contribution à la théorie du transfert radiatif

par P. Bouvier (Genève).

Dans l'étude du transfert de rayonnement à travers une atmosphère parfaitement diffusante, on admet souvent pour simplifier que le coefficient de diffusion est, en tout point de l'atmosphère, indépendant de la fréquence du rayonnement incident ainsi que de l'angle de diffusion.

On généralise un peu ce problème de Milne au sens restreint en se libérant de la seconde des restrictions mentionnées ci-dessus; l'énergie diffusée en un point, d'un cône d'angle solide infinitésimal $d\omega$ dans un cône d'angle solide $d\omega'$ dont l'axe fait avec celui du premier cône un angle Θ, s'exprime alors à l'aide d'une fonction de phase p (cos Θ) caractérisant l'anisotropie de la diffusion[1]).

La fonction particulière

$$p\,(\cos\Theta) = \frac{3}{4}\,(1 + \cos^2\Theta) \qquad (1)$$

relative à l'effet Rayleigh-Thomson est l'une de celles qui présentent,

à côté de la diffusion isotrope, un certain intérêt physique dans le transfert à travers une atmosphère stellaire ou planétaire. Le problème de MILNE pour une atmosphère grise, stratifiée en couches planparallèles et faisant intervenir la fonction (1) a été traité par S. CHANDRASEKHAR[2]), repris par nous-mêmes[3]) en tenant compte de la courbure de l'atmosphère, puis par M. WRUBEL[4]) avec l'effet de la polarisation; ce dernier effet qu'on pouvait songer à observer sur des étoiles B à atmosphères riches en électrons libres, paraît d'ailleurs devoir être masqué par la polarisation du milieu interstellaire.

Revenant au modèle d'atmosphère diffusante stratifiée en couches planparallèles et régie par la loi de RAYLEIGH-THOMSON nous pouvons, en suivant la méthode usuelle directe du cas isotrope, écrire ici les équations intégrales de MILNE, lesquelles se présentent comme un système d'équations intégrales

$$\begin{aligned} J_l &= \frac{3}{2} \Lambda \{K_l - J_l\} + \frac{3}{16} X \{K_l - 2\, J_l + J_r\} \\ J_r &= \frac{3}{4} \Lambda \{K_l + J_r\} \end{aligned} \tag{2}$$

mettant en jeu les intensités totales J et les «intégrales K» (apparentées à la pression de radiation), l et r étant les indices de polarisation longitudinale, respectivement transversale[5]). Λ et X sont des opérateurs à noyaux intégroexponentiels d'ordre 1 et 3 respectivement. On vérifie sans peine que la condition

$$3\, K_l - 2\, J_l + J_r = 0$$

implique l'absence de polarisation et l'isotropie; elle définit ainsi une première approximation du système (2) d'où s'en déduiront d'autres par itération.

Nous avons ensuite calculé, en suivant une interprétation de V. KOURGANOFF[6]), l'expression exacte des fonctions-source dans l'approximation d'ordre $n \to \infty$ de la méthode de WICK-CHANDRASEKHAR. En n-ième approximation, les fonctions-source renferment des sommes du type

$$\sum_1^n L_\alpha\, e^{-k_\alpha \tau}$$

qui seront remplacées, quel que soit n et par application du théorème des résidus de CAUCHY, par des intégrales dans le plan d'une variable complexe. Le résultat du calcul sera inséré en détail dans un prochain fascicule des Archives des Sciences.

Littérature.

[1]) S. CHANDRASEKHAR, Radiative transfer, chap. I (Oxford 1950).
[2]) S. CHANDRASEKHAR, Ap. J. **100**, 117 (1944).
[3]) P. BOUVIER, Arch. des Sc., Genève, **2**, 87 (1949).
[4]) M. WRUBEL, Ap. J. **110**, 288 (1949).
[5]) P. BOUVIER, Pub. Obs., Genève, fasc. 48 (1953).
[6]) V. KOURGANOFF, Basic methods in transfer problems, chap. VI (Oxford 1952).

Bemerkungen zum Atomgewicht

von A. FISCH (Aarau).

In dieser Mitteilung soll gezeigt werden, dass der Massendefekt pro Partikel, im folgenden bezeichnet mit D/P, einen systematischen Gang aufweist, woraus sich einige Folgerungen ergeben. Voraussetzung für das Auffinden dieses Ganges ist eine genügende Anzahl genauer Atomgewichte, die möglichst über das ganze periodische System verteilt sein sollen. Im Isotopenbericht von MATTAUCH und FLAMMERSFELD von 1949 sind solche enthalten, aber leider nur bis Argon, was für den vorliegenden Zweck nicht genügte. Deshalb wurden die bis Ende 1953 in der „Physical Review" publizierten Atomgewichte herangezogen und noch einige aus Niveauschemata berechnet. Aus diesen fast 300 Werten wurden die D/P berechnet und in der folgenden Tabelle für die Hauptelemente von C12—Ni58 zusammengestellt.

${}_2X_P$	D/P	A_2/P	$\frac{D+A_2}{P}$	${}_2X_P$	D/P	A_2/P	$\frac{D+A_2}{P}$
6C12	8,24	1,18	9,42	18A40	9,22	0,27	9,49
7N14	8,02	1,32	9,34	19K39	9,18	0,24	9,42
8O16	8,56	0,86	9,42	20Ca40	9,17	0,24	9,41
9F19	8,35	1,09	9,44	21Sc45	9,25	0,19	9,44
10Ne20	8,62	0,79	9,41	22Ti48	9,36	0,09	9,45
11Na23	8,70	0,73	9,43	23V51	9,37	0,08	9,45
12Mg24	8,86	0,55	9,41	24Cr52	9,42	0,03	9,45
13Al27	8,94	0,49	9,43	25Mn55	9,40	0,05	9,45
14Si28	9,07	0,35	9,42	26Fe56	9,43	0,02	9,45
15P31	9,10	0,33	9,43	27Co59	9,44	0,02	9,46
16S32	9,11	0,30	9,41	28Ni58	9,38	0,05	9,43
17Cl35	9,17	0,25	9,42				

Die Tabelle zeigt den Anstieg der D/P von C bis Ni. Bei 28Ni58 zeigt sich allerdings ein leichter Rückgang von D/P gegenüber von 27Co59. Es ist aber zu beachten, dass innerhalb einer Isotopen-

gruppe das Maximum von D/P nicht immer auf das Hauptelement fällt, sondern häufig auf ein Nebenelement. So ergeben sich für die Eisengruppe folgende Maxima:

Fe58 9,45 Co59 9,44 Ni62 9,46

Von Ni bis U erfolgt wieder ein langsamer Abstieg der D/P, für U238 ist der Wert 8,1 TAE. Es zeigt sich also, dass bei Ni62 das absolute Maximum von D/P mit 9,46 liegt. Es ist wohl kein Zufall, dass das Maximum in eine Gruppe fällt, deren Ordnungszahl 28 eine magische Zahl darstellt. Auch ermöglicht diese besondere Lage des Maximums von D/P die Abgabe von Energie bei Kernspaltungen. Der Kern mit dem grössten D/P hat bei seiner Bildung aus den Kernpartikeln ein Maximum von Bindungsenergie abgegeben, wird also nur noch ein Minimum von verfügbarer Energie besitzen. Setzen wir nun für das Atomgewicht $A = A_1 + A_2$, wo A_2 die vorläufig in TAE ausgedrückte verfügbare Energie bedeutet, an der alle Energieumsätze vor sich gehen, und A_1 den daran unbeteiligten Anteil des Atomgewichtes, so würde also für Ni62 A_2 ein Minimum. Dieses wählen wir als Bezugsniveau und geben damit jedem Atomkern ein relatives Energieniveau. Es wird also für Ni62 $A = A_1 = 61{,}94681$, $A_1/P = 0{,}99914$. Für irgendeinen Kern wird also $A_2 = A - 0{,}99914 \cdot P$. So ergibt sich für das Neutron $A_2 = 9{,}84$ TAE, für das Proton $A_2 = 9{,}00$ TAE.

Die Tabelle enthält auch die Werte von A_2/P, die den entgegengesetzten Verlauf nehmen wie die D/P. Die Tabelle zeigt ferner, dass die Summe der beiden Grössen nahezu konstant ist. Das kann folgendermassen begründet werden:

Bezeichnet man mit A' das aus den Atomgewichten der Kernpartikeln berechnete Atomgewicht, so wird $D = A' - A$, $A_2 = A - A_1$, also $D + A_2 = A' - A_1$. Daraus ergibt sich nach leichter Umrechnung $D/P + A_2/P = 9{,}84 - 0{,}84 \cdot Z/P$.

Von C12 bis U238 ändert sich Z/P von 0,5—0,38 und damit zeigt die Summe von $D/P + A_2/P$ über das ganze periodische System den leichten Anstieg von 9,42 — 9,46.

Es soll nun noch gezeigt werden, wie die aus den Atomgewichten berechenbaren Strahlungsenergien (Q-Werte) noch etwas einfacher mit den A_2-Werten berechnet werden können. Zu diesem Zwecke würden die A_2-Werte umgerechnet in MeV und in einer Tabelle zusammengestellt.

Bezeichnen die Indizes a und p die Zustände vor und nach der Reaktion, so ist $Q = A_a - A_p = 0{,}99914. \ (P_a - P_p) + ((A_2)_a - (A_2)_p)$. Da bei allen Reaktionen $P_a = P_p$, so folgt einfach $Q = (A_2)_a - (A_2)_p$. Auch Bindungsenergien lassen sich mit den A_2-

Werten einfach berechnen. Bezeichnet A_2' das aus den A_2 der Kernpartikeln berechnete Energieniveau (Neutron = 9,16 MeV, Proton = 8,38 MeV), so wird die Bindungsenergie $E_B = A_2' - A_2 = 9{,}16 \cdot (P - Z) + 8{,}38 \cdot Z - A_2$.

Description d'un analyseur spectral pour l'étude de l'effet de scintillation

par C. Manus, J. P. Borel et R. Mercier
(Laboratoire de Physique, E. P. U. L., Lausanne).

Les dispositifs courants de mesure des bruits de fond[1]) sont des dispositifs à large bande passante de fréquence. Il nous a paru souhaitable de mettre au point un appareil qui permette l'analyse de Fourier de l'effet de scintillation dans certains conducteurs, et en particulier dans les lames minces. Il semble que les rapports devant exister entre leur épaisseur qui conditionne leur structure et l'effet de grenaille résultant soient un moyen d'étude particulièrement efficace. De telles mesures ont déjà été entreprises par Blanc-Lapierre et Perrot[2]) et [5]).

De plus, ce dispositif permet le contrôle rigoureux des éléments intervenant dans des appareils récepteurs de haute sensibilité, du type de ceux que nous utilisons pour l'étude de la résonance nucléaire.

Les considérations théoriques de Valley et Wallman[3]) d'une part, et l'appareil à large bande dans le domaine audible de L. Lee Price[4]) d'autre part, suggèrent la solution proposée dans la fig. 1.

Les deux lampes d'entrée sont montées en cascode. Elles sont traversées par le même courant de plaque. Ce montage s'est révélé particulièrement heureux, eu égard à son faible niveau de bruit de fond. Les deux conditions à remplir sont:

1. faible niveau de bruit,
2. bonne sélectivité.

1. Cette première condition implique l'élimination des résistances en charbon dans les circuits de grille et de plaque, plus encore dans les circuits de plaque où leur effet de scintillation est désastreux. Il convient également de choisir soigneusement le type de lampes à utiliser et, ceci fait, d'effectuer une sélection parmi celles qui présentent le moins de bruit de fond.

2. La sélectivité peut être obtenue par différents circuits, comme le circuit filtre à contre-réaction en double T, en simple T, ou le circuit oscillant. Les deux premiers circuits permettent dans la majorité des cas d'obtenir une bande passante plus étroite que dans le

circuit oscillant, mais ils nécessitent l'introduction d'une résistance dans la plaque.

La nature de nos recherches nous imposant un nombre limité de fréquences d'étude, à savoir 100 c, 1000 c, 10 Kc, 100 Kc, l'appareil présenté est du type «amplificateur accordé» sur ces quatre fréquences. La grande difficulté de réaliser des self de blocage aux fréquences les plus basses rend nécessaire l'introduction de circuits oscillants sur la plaque et sur la grille.

Les trois premiers étages sont accordés, le dernier est un simple amplificateur à résistance.

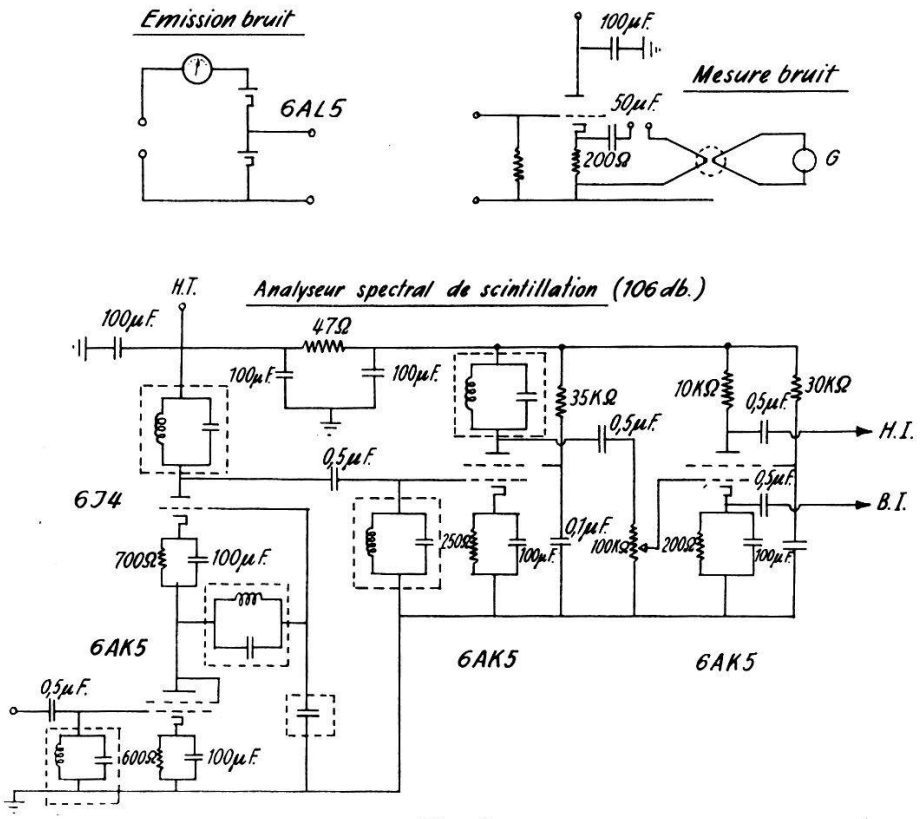


Fig. 1.

Gamme 100 c/sec.

Le choix de self en ferroxcube nous a permis d'obtenir un Q du circuit oscillant de 25 pour des dimensions très réduites.

$$L = 0{,}9 \text{ Hy.}$$
$$C = 2\ \mu\text{F.}$$

Le fait que la self du circuit oscillant de plaque de la 1re lampe ne soit pas traversée par le courant de plaque est particulièrement heureux. En effet, le courant a pour effet de diminuer la valeur de la perméabilité et par conséquent du Q; néanmoins, la self sous

charge possède un Q de 20. Cette valeur est suffisante pour obtenir une bonne amplification sur chaque étage.

Sur la fig. 2, nous voyons que, sous une amplification de 106 db, la largeur de la bande passante ne dépasse pas 2 c/sec, correspondant à un Q équivalent de 50. Cette valeur élevée permet une bonne

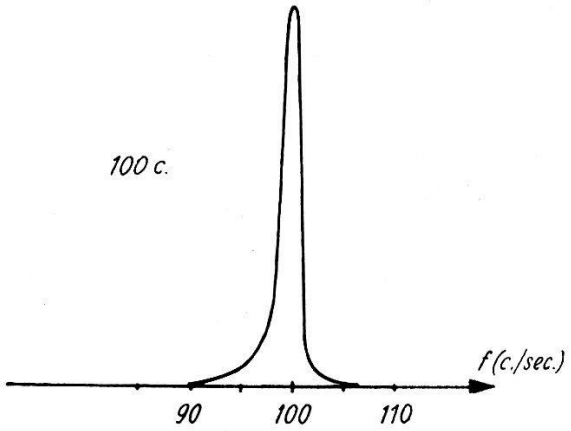


Fig. 2.
$A = 106$ db $\Delta f = 2$ c./sec. $e_0 = 3 \cdot 10^{-8}$ v. R éq. $= 27{,}5$ KΩ Q éq. $= 50$.

résolution spectrale sur l'échelle de fréquence la plus basse. e_0 est le niveau de bruit de fond ramené à l'entrée; sa valeur est de $^3/_{100}$ de μV. Il est intéressant de noter que la résistance équivalente ramenée à l'entrée est de 27,5 KΩ. Sa valeur est telle que l'effet Johnson correspondant pour une même bande de fréquence est précisément de $^3/_{100}$ de μV. Cette valeur relativement élevée en regard de la résistance équivalente de la 1re lampe est due en partie au flicker-effect des deux premiers étages.

La suppression totale des oscillations requiert un blindage particulièrement efficace entre les différentes grilles et plaques des

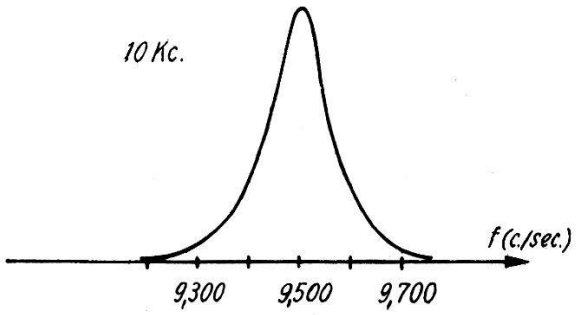


Fig. 3.
$A = 92$ db. $\Delta f = 130$ c./sec. $e_0 = 7 \cdot 10^{-8}$ v. R éq. $= 2{,}4$ KΩ Q éq. $= 73$.

étages. Il convient également d'introduire entre le 2e et le 3e étage un circuit filtre, qui élimine toutes possibilités de réaction entre ces deux étages. Il reste que ce point constitue une des plus grosses diffi-

*

cultés de réalisation de l'appareil. Nous avons pu néanmoins supprimer toutes les oscillations sur les quatre gammes de fréquence, bien que tous les étages soient alimentés par la même source de tension.

Les autres gammes de fréquence présentent des caractéristiques tout aussi intéressantes. Nous mentionnerons encore la gamme des 10 Kc (voir fig. 3). A noter la résistance équivalente, qui est de 2,4 KΩ; ceci s'explique par la disparition du flicker-effect. Celui-ci se fait encore sentir à la fréquence de 1 Kc (fig. 4). La résistance

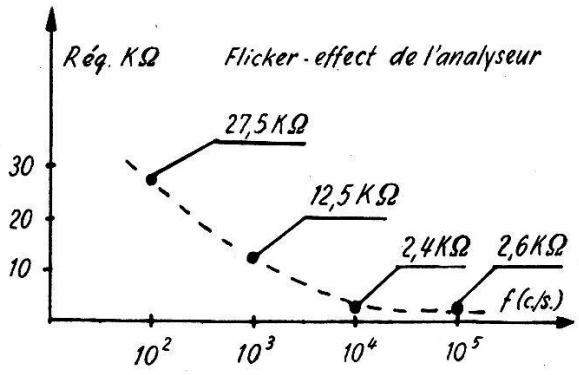


Fig. 4.

équivalente de l'analyseur tend asymptotiquement vers une valeur de 2 KΩ.

Etalonnage de l'appareil.

L'étalonnage se fait au moyen d'une source émettrice de bruit de fond, constituée par une double diode (voir fig. 1). La mesure de la valeur quadratique moyenne du bruit de fond est donnée par une croix thermique, alimentant un galvanomètre. La croix thermique est attaquée par un transformateur d'impédance. Nous avons pu ainsi contrôler que la stabilité dans le temps de l'appareil était très bonne.

Calcul du niveau de bruit de fond de l'appareil.

Soit A_i = amplification du $i^{\text{ième}}$ étage.
R_i = résistance équivalente de la $i^{\text{ième}}$ lampe.
ΔF_i = bande passante en c/sec des étages entre le $i^{\text{ième}}$ et la sortie.
$A = A_1 \times A_2 \times A_3$ = amplification des trois premiers étages accordés.

Un calcul très simple montre que:

$$\overline{e}_3^2 \cong 4\,KT \cdot A^2 \left[R_1 \Delta f_1 + \frac{R_2\,\Delta f_2}{A_1^2} + \frac{R_3 \cdot \Delta f_3}{A_1^2 \cdot A_2^2} \right].$$

Comme $A_1 = 30$ au minimum, cette expression se réduit à: $\overline{e}_3^2 = 4\,KTA^2 R_1 \Delta f_1$ ce qui revient à dire que le bruit de fond à la sortie

du troisième étage est donné directement par l'effet de grenaille de la première lampe.

En ce qui concerne le 4e étage, le calcul montre que l'effet Johnson de la résistance de grille et l'effet de scintillation de la résistance de plaque n'interviennent que pour le millième dans le niveau de bruit de fond de sortie. En d'autres termes, le 4e étage n'apporte aucune contribution appréciable au bruit de fond et le niveau est fixé par le seul effet de grenaille de la 1re lampe.

Si nous nous reportons à la fig. 4, nous voyons que la résistance équivalente aux hautes fréquences est de 2 KΩ environ. Il semble possible de réduire encore cette valeur en faisant un meilleur choix de la 6AK5 d'entrée. Il paraît évident qu'il est pratiquement impossible d'atteindre la valeur théorique minimum, qui est d'environ 500 Ω, en raison des effets microphoniques qui ne peuvent être complètement éliminés. Il y aurait lieu d'étudier la contribution au bruit de fond de certains organes tels que les capacités électrolytiques et l'effet des fluctuations spontanées dans les self. Ces facteurs seraient susceptibles de justifier l'écart entre les 500 Ω théoriques et les 2 KΩ obtenus pratiquement.

Dans ces calculs, le circuit oscillant d'entrée de chaque étage est considéré comme «silencieux» vu la faible valeur de la résistance ohmique de sa self.

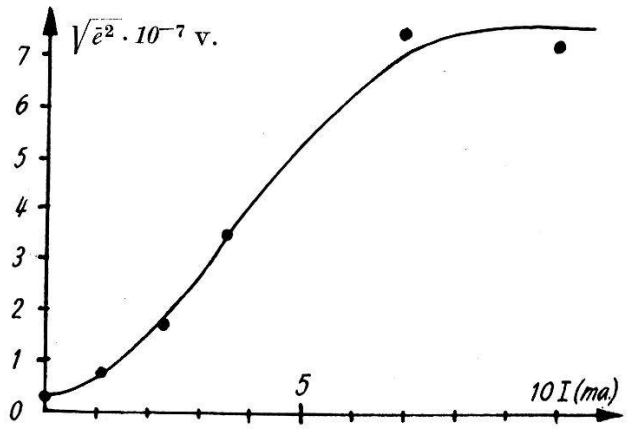


Fig. 5.

Effet Johnson: th. $\rightarrow 1{,}7 \cdot 10^{-8}$ v. Effet Johnson: exp. $\rightarrow 2 \cdot 10^{-8}$ v.

$R = 3{,}8$ KΩ.

La fig. 5 illustre la sensibilité de l'appareil. L'étude porte sur une résistance de 3,8 KΩ. Elle a été étudiée à 100 c/sec sur une bande passante de 4 c/sec. Malgré la très faible valeur de l'effet Johnson ($^2/_{100}$ de microvolt), valeurs théoriques et expérimentales sont voi-

sines à 15% près. On remarque la saturation de l'effet de scintillation à partir de 7 mA.

L'appareil sera complété par un analyseur actuellement en cours d'étude, dont la fréquence pourra être réglée d'une façon continue entre quelques cycles et 200 c/sec. Cet analyseur est basé sur un principe autre.

Pour terminer, nous tenons à remercier Monsieur H. RIEBEN, dont l'aide nous a été si précieuse lors du câblage et de la mise au point de l'appareil.

Références.

[1]) MILTON E. KOCH, jr., «Electronics», mars 1954.
[2]) A. BLANC-LAPIERRE, M. PERROT et N. NIFONTOFF, «Extraits des comptes-rendus des séances de l'Académie des Sciences», T. 233, p. 241–243, séance du 16 juillet 1951.
[3]) «Vacuum Tube Amplifiers», T. 18, McGraw-Hill.
[4]) R. LEE PRICE, «Electronics», mars 1954.
[5]) A. BLANC-LAPIERRE et M. PERROT, «Mémorial des sciences physiques, fasc. 57, Conductibilité électrique des lames métalliques minces», Gauthier-Villars, Paris 1954.
[6]) A. BLANC-LAPIERRE, «Etude expérimentale de l'effet de grenaille pur», Ecole Normale Supérieure, Masson & Cie, Paris.

Biréfringences accidentelles et variations absolues des indices dans le quartz

par B. VITTOZ (Laboratoire de Physique, E.P.U.L., Lausanne).

Par une méthode décrite il y a quelque temps[1])[2]), nous avons mesuré les variations des indices de réfraction du quartz pour différents modes de direction de propagation lumineuse, de direction de compression et de direction de champ électrique.

La méthode de mesure est basée sur l'exploration au moyen d'un photo-multiplicateur de la figure d'interférences produites par trois faisceaux monochromatiques parallèles, le faisceau central traversant l'échantillon de quartz dont on désire déterminer les variations d'indices. La comparaison du flux lumineux d'une certaine plage de la figure d'interférences à trois faisceaux à celui de la même plage, mais de la figure d'interférences produite seulement par les deux faisceaux latéraux, fournit un pointé de la variation absolue du chemin optique du faisceau central de haute précision ($\lambda/1000$).

Nous avons à disposition 3 échantillons identiques de quartz de forme cubique de 6 mm d'arête. L'axe ternaire est perpendiculaire à une paire de faces, un des axes binaires (axes électriques) est perpendiculaire à une autre paire de faces.

Ces trois cubes sont disposés côte à côte sur la presse à quartz (fig. 1) et pour parer à de faibles erreurs de parallélisme des faces des quartz, on a constitué un bloc homogène du point de vue optique géométrique en disposant deux glaces planes parallèles contre les faces verticales des quartz avec un film intercalaire dont l'indice de réfraction est la moyenne des indices principaux du quartz.

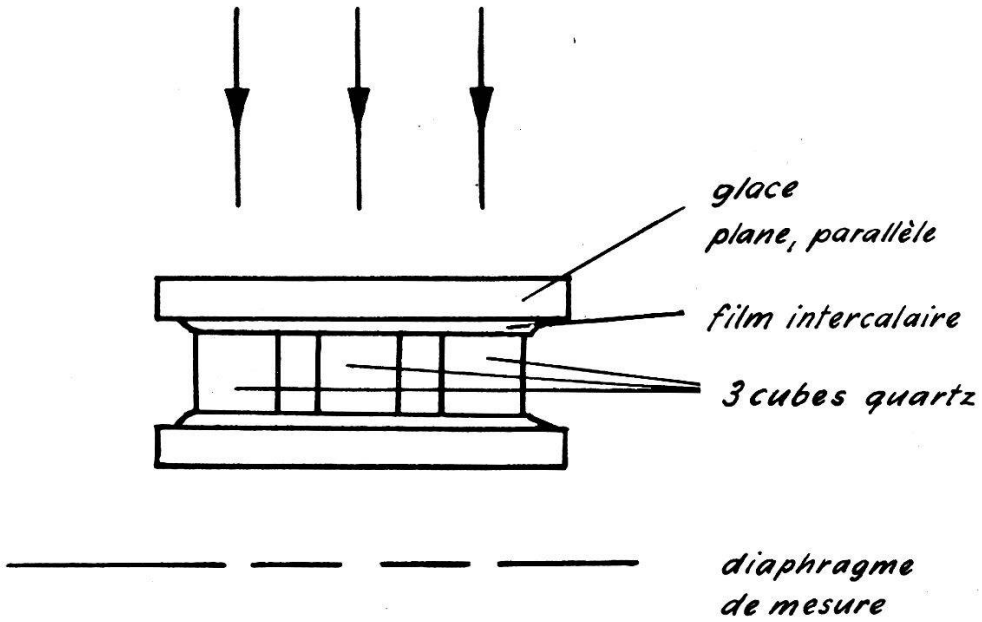


Fig. 1.

De cette façon, les variations d'épaisseurs produites par compression sont sans effets appréciables sur les mesures.

Le quartz central est comprimé par un piston de laiton. Nous avons construit une presse de gravité à fléau montée sur cadre rigide pouvant se translater par rapport au sol. Cette presse exerce sur le piston de laiton une force égale à 6 fois le poids déposé dans le plateau. Le bloc de quartz à comprimer est disposé sous le piston entre deux lamelles de matière plastique adéquate, de telle façon que la répartition des tensions dans le quartz soit homogène. C'est un réglage délicat qu'il faut faire avec grande minutie, car une inhomogénéité dans la répartition des tensions est la cause d'erreur la plus importante. Aussi, avant d'effectuer les mesures par notre méthode, nous nous sommes assurés de la bonne répartition des tensions dans le quartz, au moyen d'un analyseur à pénombre (à lame demi-onde) construit spécialement pour ces expériences.

Tout le montage de mesure est soigneusement calorifugé, afin de réduire au minimum les fluctuations thermiques. La source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure alimentée par un stabilisateur de tension alternative.

Mesures. Une étude théorique formelle du phénomène a été faite par POCKELS[3]) qui suppose une relation linéaire tensorielle entre le tenseur diélectrique et le pseudo-tenseur des tensions:

$$\delta^{ij} = \delta_0^{ij} + \Gamma_{kl}^{ij}\,\Theta^{kl} \qquad \text{où}$$

δ^{ij} = tenseur diélectrique inverse tel que: $E^i = \delta^{ij} D_j$,
δ_0^{ij} = tenseur diélectrique inverse sans tension mécanique (biréfringence naturelle),
Θ^{kl} = pseudo-tenseur des tensions mécaniques (densité tensorielle).

Le pseudo-tenseur Γ (capacité tensorielle) a 8 coefficients distincts dans le cas du quartz. Jusqu'à maintenant, il n'y a pas eu à notre connaissance de théorie satisfaisante qui rattache ce tenseur aux données expérimentales de la structure du solide. Nous avons fait une théorie de première approximation qui négligeait la polarisation propre de chaque ion du réseau du quartz. Les résultats ne rendent pas suffisamment compte des faits d'expériences.

Un cube de quartz nous permet de faire des mesures pour 6 cas différents avec le même échantillon, ce qui est un grand avantage:

1° Pression selon l'axe ternaire, 2 directions de propagation perpendiculaires à l'axe ternaire.

2° Deux directions de pression perpendiculaires à l'axe ternaire avec 2 directions de propagation perpendiculaires à la pression.

Ce qui donne avec les deux directions de vibrations neutres 12 relations permettant de connaître 6 des 8 composantes du tenseur.

Le quartz a été également soumis à un champ électrique extérieur et une biréfringence électrique a pu être mise en évidence.

Résultats. Les mesures ont été faites avec une lumière monochromatique de longueur d'onde 5461 Å. La pression maximum exercée était de 85 kg*/cm² et aucun écart de linéarité n'a été observé.

La variation du chemin optique $\varnothing$ (retard) est exprimée pour une pression de 1 kg*/cm² et pour un champ électrique de 1 Volt/cm dans une lame de 1 cm d'épaisseur. (Champ maximum: 5000Volt/cm.)

La variation d'indice N est exprimée pour une pression de 1 kg*/cm² et pour un champ électrique de 1 Volt/cm.

Pression selon l'axe ternaire, propagation lumineuse perpendiculaire à l'axe ternaire.

Nous avons vérifié expérimentalement que les variations d'indices ne dépendent pas de l'orientation des directions perpendiculaires

pression-propagation, si leur plan est perpendiculaire à l'axe ternaire, ce qui est évident par raison de symétrie.

	Effets mécaniques			Effets électriques	
	N $\frac{cm^2}{kg^*}$	$\varnothing$ $\frac{degré\text{-}cm}{kg^*}$	$\Delta\varnothing$ $\frac{degré\text{-}cm}{kg^*}$	N $\frac{cm}{Volt}$	$\varnothing$ $\frac{degré}{Volt}$
Vibration extraordinaire	$3{,}5\cdot10^{-7}$	2,3		0	0
Vibration ordinaire	0	0		0	0
Biréfringence (par différence) . .			2,3		
Biréfringence mesurée (analyseur)			2,18		
Biréfringence mesurée par BRUHAT et BLANC-LAPIERRE[4])			2,14		

Pression suivant l'axe électrique et propagation lumineuse perpendiculaire à cet axe et à l'axe ternaire.

	Effets mécaniques			Effets électriques	
	N $\frac{cm^2}{kg^*}$	$\varnothing$ $\frac{degré\text{-}cm}{kg^*}$	$\Delta\varnothing$ $\frac{degré\text{-}cm}{kg^*}$	N $\frac{cm}{Volt}$	$\varnothing$ $\frac{degré}{Volt}$
Vibration extraordinaire	$5{,}6\cdot10^{-7}$	3,57		0	0
Vibration ordinaire	$2{,}1\cdot10^{-7}$	1,42		$1\cdot10^{-10}$	$7\cdot10^{-4}$
Biréfringence (par différence) . .			2,15		
Biréfringence mesurée (analyseur)			2,08		
Biréfringence mesurée par BRUHAT et BLANC-LAPIERRE[4])			2,09		

Le champ électrique a bien une influence sur l'indice de réfraction directement, car une dilatation se ferait sentir pour les deux vibrations, et l'effet Kerr dans le liquide intercalaire produit un effet négligeable (environ 1000 fois moins) et devrait aussi se faire sentir pour la vibration extraordinaire ainsi que pour le premier cas étudié (pression selon l'axe ternaire).

Nous ne voudrions pas terminé cet exposé sans remercier sincèrement Monsieur H. RIEBEN dont l'aide nous fut très précieuse pour la construction du dispositif et de la mise au point.

Littérature.

[1]) B. VITTOZ, Helv. Phys. Acta **26**, 400 (1953).
[2]) B. VITTOZ, Helv. Phys. Acta **27**, 219 (1954).
[3]) F. POCKELS, Lehrbuch der Kristalloptik.
[4]) G. BRUHAT et A. BLANC-LAPIERRE, Revue d'Optique **17**, 137 (1938).

Mesure de l'effet Nernst-von Ettingshausen à champ démagnétisant réduit et sans rotation du gradient thermique

par R. Gaille et A. Perrier (Lausanne).

Dans des notes présentées antérieurement à la S.S.P., l'un des auteurs (P.) a résumé diverses méthodes nouvelles permettant d'élever notablement la précision et le degré de certitude dans la mesure des effets de l'aimantation sur des substrats solides de courants électriques et calorifiques.

Ces méthodes se distinguent par ce caractère commun qu'elles veulent entre autres *intensifier notablement les phénomènes eux-mêmes,* réduisant ainsi à proportion les parasites et rendant en général superflues des amplifications extérieures (équipements de mesure). Le principe de la technique ici présentée se réclame du même ordre d'idées.

Schéma. Soit dans un référentiel $oxyz$ un parallélépipède d'essai dont les arrêtes ont les directions des axes. Etablissons un gradient thermique suivant ox et un champ magnétique H suivant oz. Le corps réagit alors par une «force électromotrice transversale» normale à ces deux vecteurs ($// oy$). C'est l'effet bien connu de Nernst et von Ettingshausen (brièvement NE) que l'on symbolisera rationnellement par une composante locale de champ électrique

$$\vec{E}_y = Q\vec{B} \text{ grad } t$$

Q = constante spécifique $\vec{B}$ = induction magnétique

Notre technique rompt complètement avec la disposition traditionnellement appliquée pour la mesure de E_y (lame rectangulaire mince suivant oz, longue suivant ox, moyennement large suivant oy). Nous choisissons la plus *petite dimension parallèle au gradient thermique* ($// ox$), *la plus grande* dans la *direction de mesure* ($// oy$) et la moyenne dans celle (oz) du champ magnétique.

Ce dispositif qui peut paraître un paradoxe expérimental n'en implique pas moins les bénéfices suivants:

1. Les *tensions* à observer sont *élevées* à proportion de l'écartement des sondes (pratiquement 5 à 10 fois plus fortes qu'usuellement).

2. La *rotation* des surfaces équithermes est *réduite à zéro* dans la majeure partie de la lame (exclusion de l'effet Leduc-Righi dans la région de mesure) et ainsi possibilité de prendre la direction *fixe* du gradient thermique comme référence pour les rotations variables du champ électrique.

3. *Les champs démagnétisants sont affaiblis très considérablement.* On sait qu'ils interviennent au contraire avec le maximum d'intensité avec les dispositifs classiques. C'est là un gain d'une très grande portée dans les milieux ferromagnétiques, objets principaux de nos études.

Expériences. L'application a été faite jusqu'ici au fer et au nickel. La nécessité de mesurer le gradient de température oppose une limite à la réduction de l'épaisseur (ox); les échantillons d'essais sont taillés en blocs de dimensions de l'ordre de 15 (x) × 90 (y) × 30 (z)mm^3; chacun d'eux est partagé en deux moitiés égales par une coupure normale à l'aimantation (// plan xoy). Les sondes de mesure des gradients et tensions sont soudées sur l'une des faces de la coupure (conditions optimums tant thermiques qu'électriques et magnétiques).

Une plaque chauffante sur une face extérieure, une soufflerie d'air froid sur la face opposée établissent et maintiennent le flux calorifique; on se dispense de four. Nous renvoyons les détails à une autre publication.

Des résultats exposés à l'aide de graphiques, retenons seulement ici:

1° L'aimant disponible ne pouvait fournir des champs dépassant appréciablement 7500 Oersted. Ce nonobstant, on a pu non seulement atteindre la saturation des échantillons, mais effectuer des mesures au delà de cet état sur un intervalle de plusieurs milliers d'Oersted.

2° Grâce à ce progrès, on a pu constater qu'il ne se manifeste aucun effet-champ (postsaturation) dans les limites de certitude des déterminations ($\approx 1\%$).

3° Avec les gradients atteints (2 à 14 degré/cm) et la distance des sondes de potentiel (55 à 62 mm), les effets s'observent directement sur un galvanomètre de sensibilité courante, sans difficultés ni parasites sensibles.

4° L'effet EN spontané a été déterminé à des températures s'étendant de 50 à 200°; il s'accroît notablement et de plus en plus vite dans cet intervalle. On retrouve ici une propriété tout à fait similaire à celle de l'effet Hall. L'un de nous a donné ailleurs l'interprétation théorique de cette variation, si étrange puisque les effets sont étroitement liés à l'aimantation spontanée et que la variation thermique de cette dernière est exactement inverse. L'interprétation corrélative de l'effet EN est dans la même ligne, mais plus complexe, parce que nécessitant l'intervention simultanée en plus de la résistivité du pouvoir thermoélectrique intrinsèque.

Untersuchungen an Cs-Sb-Photokathoden

von N. SCHAETTI (Inst. für techn. Physik ETH., Zürich).

Eine ausführliche Darstellung erfolgt später.

Sur le comportement des cordes métalliques soumises à des forces de traction

par R. GOLDSCHMIDT (Cossonay-Gare).

La loi de HOOKE qui s'applique à des corps homogènes de section constante dit que pour des charges qui restent suffisamment petites le rapport entre tension mécanique et allongement relatif est une constante caractéristique du matériel. On définit ainsi un module d'élasticité:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{F/S}{dl/l}.$$

La détermination de ce module qui se fait normalement sur des fils ou des barres présente pas mal de difficultés pratiques. Le problème se complique encore de beaucoup s'il s'agit de définir et mesurer un tel module pour les cordes. Ce problème qui n'a pas seulement un aspect théorique et physique, a en même temps une grande importance pratique. Le réseau de haute tension pour la transmission d'énergie électrique doit transmettre d'année en année de puissances de plus en plus fortes et à des distances de plus en plus grandes. Ainsi les sections de cordes, la distance entre les mâts et les différences de niveau à dépasser augmentent continuellement et il est évident que la connaissance du comportement mécanique des cordes est techniquement et économiquement de la plus haute importance. Aux Câbleries de Cossonay, où nous construisons de telles cordes, nous avons alors mis au point un nouvel appareillage permettant de mesurer leurs caractéristiques mécaniques. Je ne voudrais pas manquer de souligner que la partie la plus essentielle de ce développement est due à un ancien collaborateur, M. MARTIN KRON, actuellement établi aux Etats-Unis.

Le problème qui nous était posé avait le double aspect théorique et pratique. Quant à la théorie la corde se place entre la tige et la spirale, mais son comportement se rapproche de beaucoup du premier de ces éléments. Nous la considérons donc plutôt comme une tige qu'une spirale, c'est-à-dire nous supposons que les fils qui la constituent sont soumis à la traction et non pas à la torsion. En

outre, nous admettons que les différentes couches de la corde s'allongent du même montant – qu'il n'y a donc pas glissement entre les couches. Les prémisses fixées, le calcul nous montre que la corde soumise à une force de traction s'allonge et crée un moment de torsion qui la fait tourner ou qui peut être tenu en équilibre par un moment opposé exercé par les brides de fixation.

Si donc la force de traction exercée sur la corde est F, un élément de la $x^{\text{ième}}$ couche subit dans son axe une force f_x. Cette force allonge ce fil (dans la direction de son axe) de:

$$dl_x = l_x \frac{f_x}{s_x} \cdot \frac{1}{E_x}.$$

L'allongement de la corde est alors

$$dl = \frac{dl_x}{\cos \alpha_x}$$

si α_x est l'angle de câblage (complément de l'inclination). Avec:

$$l_x = \frac{l}{\cos \alpha_x}; \qquad f_x = \frac{f_{xa}}{\cos \alpha_x}$$

on obtient

$$dl = \frac{l}{\cos \alpha_x} \cdot \frac{f_{xa}}{\cos \alpha_x} \cdot \frac{1}{s_x} \cdot \frac{1}{E_x} \cdot \frac{1}{\cos \alpha_x}$$

$$\varepsilon = \frac{dl}{l} = \frac{f_{xa}}{s_x \cdot E_x \cdot \cos^3 \alpha_x}$$

ε est le même pour tous les fils. On obtient donc pour une corde de z couches et de n_x fils par couche

$$\varepsilon = \frac{\sum_0^z{}^x f_{xa}\, n_x}{\sum_0^z{}^x n_x\, s_x\, E_x \cos^3 \alpha_x} = \frac{F}{\sum_0^z{}^x n_x\, s_x\, E_x \cos^3 \alpha_x}.$$

Un module d'élasticité de la corde est alors défini par:

$$E_{\text{corde}} = \frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{\varepsilon}{F}\, s_{\text{corde}}.$$

La section de la corde s_{corde} reste à définir. Une commission de l'ASE s'occupe actuellement de la question si on veut mettre

$$s_{\text{corde}} = \sum_0^z{}^x n_x\, s_x; \quad \text{ou} \quad s_{\text{corde}} = \sum_0^z{}^x \frac{n_x\, s_x}{\cos \alpha_x}$$

valeur qui est plus près de la valeur théorique.

Le moment créé par la force de traction s'écrit alors (si D_x est le diamètre moyen de la couche x):

$$M = \sum_0^z{}^x \frac{D_x}{2} n_x f_{xa} \operatorname{tg} \alpha_x$$

$$\frac{M}{F} = \frac{\sum_0^z{}^x \frac{D_x}{2} n_x s_x E_x \cos^3 \alpha_x \operatorname{tg} \alpha_x}{\sum_0^z{}^x n_x s_x E_x \cos^3 \alpha_x} .$$

Le moment M étant indépendant de la longueur de la corde, le rapport M/F est une constante caractéristique de la corde. On peut obtenir que M devienne zéro en choisissant les éléments de la corde convenablement. Quant à l'angle de torsion on peut le déduire du moment de torsion en introduisant le module de glissement et le moment d'inertie polaire de la corde par la formule connue pour une tige tordue:

$$\frac{\varphi}{l} = \frac{M}{G_{\text{corde}} J_p} .$$

En mettant:

$$J_p = \sum_0^z{}^x n_x J_{px}; \qquad J_{px} = \frac{\pi d_x^4}{32 \cos \alpha_x} + \left(\frac{D_x}{2}\right)^2 \frac{\pi d_x^2}{4 \cos \alpha_x} .$$

(J_{px} = moment d'inertie d'un fil)

nous obtenons avec $G_{\text{corde}} = \mu_{\text{corde}} \cdot E_{\text{corde}}$

$$\frac{\varphi}{l} = \frac{M}{E_{\text{corde}} \cdot \mu_{\text{corde}}} \cdot \frac{1}{J_p} .$$

L'expérience montre alors que pour différents types de cordes on obtient

$$\mu_{\text{corde}} = 0{,}05$$

$$\text{contre } \mu = \frac{m}{2\,(m+1)} = 0{,}385$$

$$\text{avec } m = \frac{10}{3} \text{ (coefficient de Poisson)}$$

pour des fils métalliques.

L'appareillage développé pour mesurer ces caractéristiques de la corde se distingue essentiellement des installations existantes par les points suivants (voir fig. 1 et photo).

1. Système d'amarrage aux extrémités de la corde qui serre individuellement chaque couche de la corde. Les brides qui sont utilisées pour cela pressent elles-mêmes sur les cônes de fixation de la corde. Ainsi leur serrage augmente avec l'augmentation de la traction.

2. Extensiomètre d'un mètre de longueur, mesurant l'allongement à l'aide de 3 comparateurs.

3. Une division de la corde en deux parties, dont une ne tournant pas et l'autre tournant librement lors de l'application de la force de traction. Pour obtenir cet effet, la corde est fixée sur la machine de traction d'un côté par un amarrage fixe et de l'autre côté par

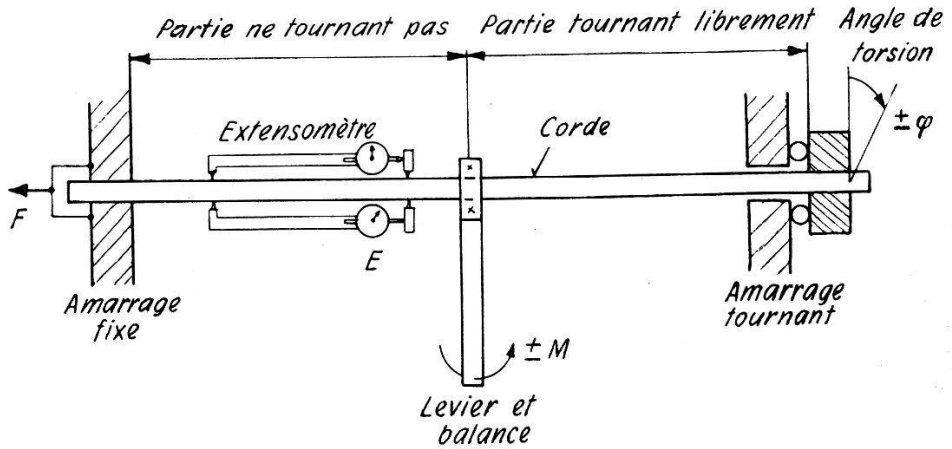
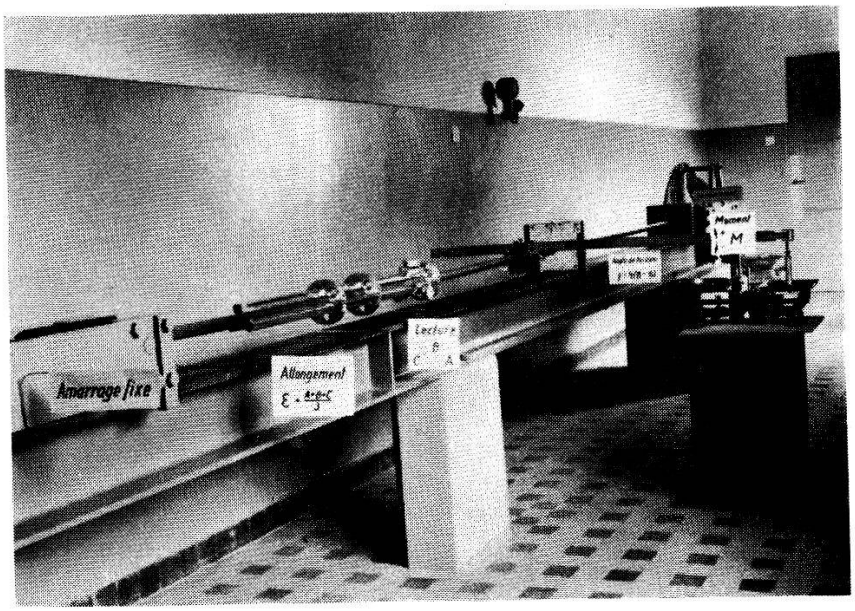


Fig. 1.
Arrangement de la corde et des appareils nécessaires pour l'essai.



un amarrage pouvant tourner. Au milieu de la longueur soumise à l'essai est fixé un bras de levier au bout duquel agit une force créant un moment qui compense le moment créé par la corde soumise à la traction. Ainsi la partie de la corde entre l'amarrage fixe et le bras exerçant le contre-moment ne tourne pas et l'extensiomètre peut y être fixé. L'amarrage tournant est muni d'un cadran permettant de mesurer l'angle de torsion.

En appliquant la force de traction, on peut ainsi mesurer simultanément l'allongement, le moment de torsion et l'angle de torsion de la corde.

Untersuchungen des Zerfalls $Hg^{195} \rightarrow Au^{195}$ mit spektrometrischen β-γ-Koinzidenzen

von J. Brunner, J. Halter, O. Huber*), R. Joly**) und D. Maeder (ETH., Zürich).

Mit einer Anordnung, die es erlaubt, das gesamte mit den β-Teilchen einer bestimmten Energie koinzidierende γ-Spektrum gleichzeitig photographisch aufzunehmen, wurden Messungen an $Hg^{195} \rightarrow Au^{195}$ durchgeführt. Als Resultat ergibt sich die eindeutige Einordnung der γ-Linien von 370 keV, 470 keV, 560 keV, 600 keV, 780 keV und 1150 keV in das Zerfallsschema.

Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den Helvetica Physica Acta.

Analyse der Streuphasen für elastische n-C^{12}-Streuung zwischen 1,9 und 3,8 MeV

von P. Huber und R. Budde (Basel).

In einer früheren Arbeit[1]) wurde eine Phasenanalyse der n-C^{12}-Streuung angegeben. Die Analyse basierte auf relativen differentiellen Streuquerschnitten, gemessen durch die Energieverteilung von C-Rückstosskernen in CS_2-Dampf. In der Zwischenzeit wurden die Versuche weitergeführt und festgestellt, dass durch (n, p)- und (n, α)-Reaktionen an Schwefel, die nicht in den Grundzustand des Endkernes führen, das Rückstoßspektrum der C-Kerne verfälscht wird. Um von diesen Störeinflüssen unabhängig zu sein, haben wir nun das Rückstoßspektrum der C-Kerne mit Hilfe einer Differenzmessung ermittelt. Dazu wurde das Energiespektrum der Rückstosskerne in CO_2 gemessen und davon dasjenige von O_2 abgezogen. Wegen der verschiedenen Arbeiten pro Ionenpaar der benützten Gase müssen die Spektren aufeinander normiert werden. Im benutzten Energiegebiet der Neutronen sind weder an Kohlenstoff noch an Sauerstoff Reaktionen zu erwarten, die in das Energie-

---

*) Universität Fribourg.
**) Laboratoire Central des Poudres, Paris.

gebiet der C-Rückstösse fallen. Überdies lässt sich mit dieser Methode das vollständige Energiespektrum der Rückstösse ermitteln.

Der Phasenanalyse haben wir die neu gemessenen relativen differentiellen Streuquerschnitte, den totalen Neutronen-Streuquerschnitt[2]) und die Polarisationsmessung[3]) von (d, d)-Neutronen durch Streuung an Kohlenstoff zugrunde gelegt. Die Phasen sind so gewählt, dass sie den totalen Streuquerschnitt genau, den differentiellen Querschnitt und die Polarisationsmessungen möglichst gut wiedergeben. Ein Phasenverlauf, der die erwähnten Messergebnisse befriedigend erklären kann, ist in Fig. 1 angegeben. F-Phasen, wie

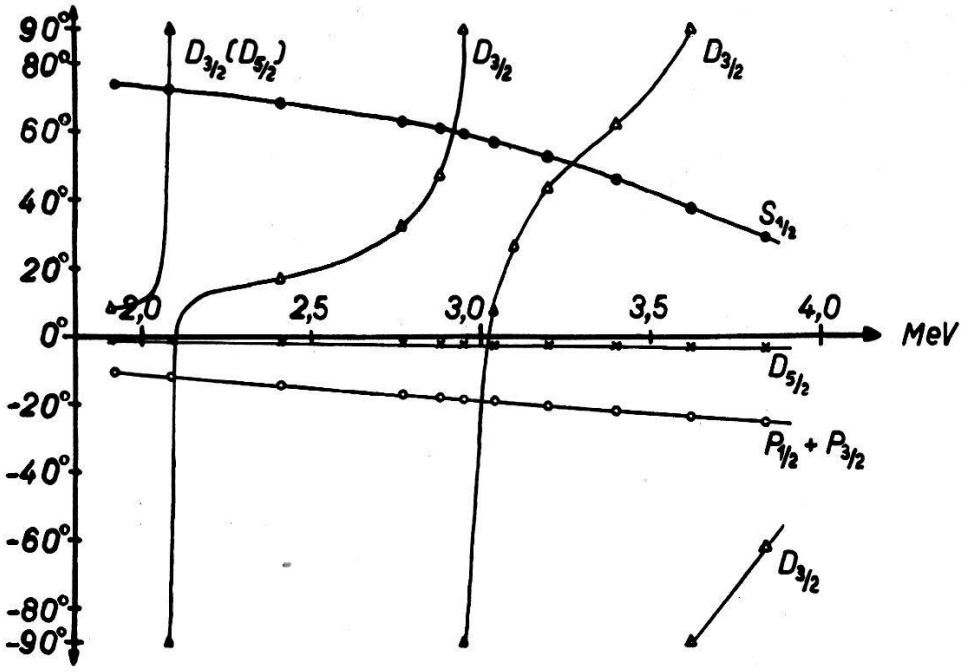


Fig. 1.
Phasenverlauf der Streuwellen zwischen 1,92 und 3,84 MeV. Energieangaben im Lab.-System.

sie in der ersten Analyse benutzt wurden, sind nicht mehr in Betracht gezogen worden, da nach dem inzwischen gemessenen totalen Streuquerschnitt keine F-Resonanz für höhere Energien zu erwarten ist. Die vorliegende Analyse zeigt drei Resonanzstellen: Bei 2,08 eine $D_{3/2}$ oder $D_{5/2}$-Resonanz, bei 2,95 und 3,62 MeV je eine $D_{3/2}$-Resonanz. Der tiefe Einschnitt im totalen Querschnitt bei 3,04 MeV entsteht durch Interferenz der beiden benachbarten $D_{3/2}$-Resonanzen. Die P-Streuphasen stimmen mit der sog. „harten Kugelstreuung" überein. Die S-Streuphasen dagegen fallen wesentlich rascher ab, als dieses Modell es zulässt. Überdies müssen sie positiv gewählt werden, damit die Polarisationsmessungen[3]) richtig wiedergegeben werden. Die Übereinstimmung der Polarisations-

experimente mit dem hier gegebenen Phasenverlauf ist in Fig. 2 dargestellt. Die Richtung der Polarisation für die (d, d)-Neutronen ergibt sich entgegengesetzt zu der ursprünglich angegebenen[3]). Sie

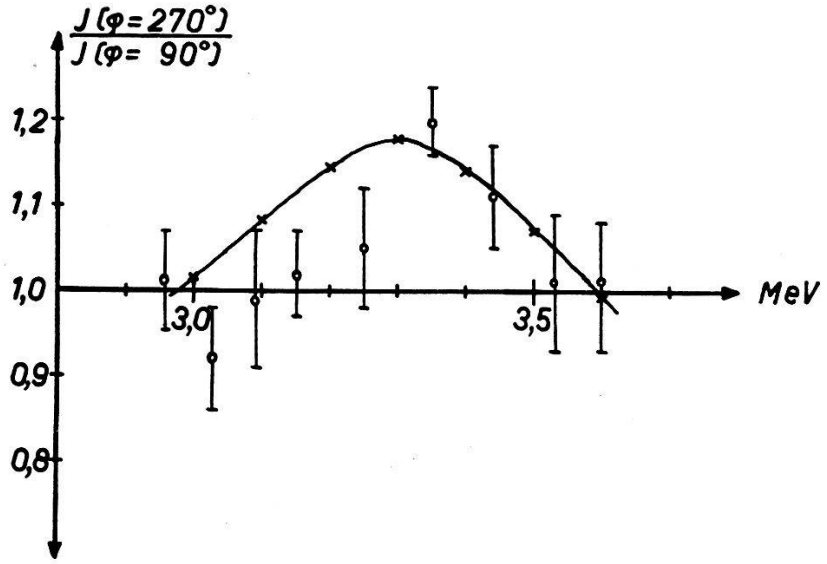


Fig. 2.
Verhältnis der Streuintensitäten für $\varphi = 270^0$ und $\varphi = 90^0$ (φ = Azimut, gemessen mit (d, d)-Neutronen unter 45^0 zum Deuteronenstrahl. ⊥ Exp. Werte[3]), x berechneter Verlauf auf Grund der Phasenanalyse und variablem Polarisationsgrad[3]). Energie im Lab.-System.

ist parallel zum Vektor $[\vec{v}_n \vec{v}_d]$. Hier bedeuten $\vec{v}_n$ bzw. $\vec{v}_d$ die Geschwindigkeit der Neutronen bzw. Deuteronen.

Literatur.

[1]) P. Huber, E. Baldinger und R. Budde, Helv. Phys. Acta **25**, 444 (1952).
[2]) C. K. Bockelman, D. W. Miller, R. K. Adair und H. H. Barschall, Phys. Rev. **84**, 69 (1951). – R. Ricamo und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **24**, 419 (1951). Neutron Cross Section Compilation (AECU-2040) Supplement 2, Juni 1953.
[3]) E. Baumgartner und P. Huber, Helv. Phys. Acta **26**, 545 (1953).