

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 34 (1961)
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: 17.01.2026

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Rolle, les 5 et 6 mai 1961

Président: Prof. H. STAUB (Zürich)
Secrétaires: Prof. B. VITTOZ
Prof. J. ACKERET

Partie administrative

Sont reçus membres ordinaires: Mademoiselle D. BHARUCHA (Zürich),
Messieurs: K. ANDRES (Zürich), R. BALZER (Basel), J.-H. BRUNNER
(Zürich), J. BUTTET (Lausanne), A. CHÂTELAIN (Lausanne), J. CHEVALIER
(Porrentruy), A. ERBEIA (Genève), P. GAVIN (Pully), M. GUENIN (Genève),
F. HEINIGER (Zürich), D. HINZE (Wohlen), A. HOFMANN (Zürich), W.
HUNZINGER (Würenlingen), J. LANG (Zürich), R. LOMBARD (Zürich),
H. LUTZ (Würenlingen), CH. MANDRIN (Lausanne), B. MARTINET (Lau-
sanne), R. MÜLLER (Zürich), T. NIEWODNICZANSKI (Zürich), M. A. POU-
CHON (Genève), F. ROHRBACH (Genève), F. ROTHEN (Lausanne), C. SCHÜ-
LER (Zürich), M. P. STEIGER (Zürich), S. STRÄSSLER (Zürich), F. TANNER
(Dübendorf), G. TARGONSKI (Genève), R. WELLINGER (Neuchâtel), M.
WOHLERS (La Conversion).

La Société Suisse de Physique compte actuellement 589 membres.

Les comptes annuels et le rapport des vérificateurs sont donnés, puis
acceptés.

Prof. M. FIERZ, rédacteur des Helvetica Physica Acta, expose son
rapport sur la situation de notre périodique.

Prof. H. STAUB communique le rapport annuel du Comité National
Suisse de Physique.

L'assemblée procède à l'élection du nouveau comité pour l'exercice
1961–1963:

Président: Prof. D. RIVIER (Lausanne)
Vice-président: Prof. J.-P. BLASER (Zürich)
Secrétaires: Prof. B. VITTOZ (Lausanne)
Prof. J. ACKERET (Zürich)

Les vérificateurs des comptes sont Prof. O. HUBER (Fribourg) et Dr.
B. HAHN (Fribourg).

La prochaine réunion de la Société aura lieu du 22 au 24 septembre 1961 à Bienne, dans le cadre de la 141^e assemblée annuelle de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

Partie scientifique

Douze communications du domaine de la physique appliquée paraissent dans «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)».

Apparatur zum Ziehen von Einkristallen von Verbindungen mit leichtflüchtigen Komponenten

von A. BECK und E. MOOSER*)

Division of Pure Physics, National Research Council, Ottawa, Canada)

Beim Ziehen von Einkristallen von Verbindungen mit leichtflüchtigen Komponenten nach dem Verfahren von CZOCHRALSKI¹⁾ stellt sich das Problem, eine Zieh- und Rührbewegung auf einen Kristallkeim zu übertragen, der sich in einer vollständig abgeschlossenen und über die Kondensationstemperatur der flüchtigen Komponente hinaus erhitzten Ampulle befindet. Dieses Problem wurde von GREMMELMAIER²⁾ dadurch gelöst, dass er den Keimhalter magnetisch mit dem Ziehmechanismus kuppelte. Da einerseits die magnetische Kupplung recht lose ist und andererseits der Keimhalter in der Ampulle nicht reibungsfrei geführt werden kann, besteht die Gefahr, dass der Keim der Bewegung des Magneten ruckartig folgt. Üblicherweise wird daher der Keimhalter in Gleitlagern aus Graphit geführt.

Ein solches Vorgehen ist allerdings nur möglich, wenn die flüchtige Komponente nicht mit Graphit reagiert. Um die Anwesenheit von Graphit in der Ampulle zu vermeiden, wurden von RICHARDS³⁾ und von MOODY und KOLM⁴⁾ mechanische Kupplungen zwischen Kristallhalter und Ziehvorrichtung benutzt, die sowohl gasdicht als auch hochtemperaturbeständig sind. Diese Kupplungen sind recht kompliziert. Insbesondere verlangt das von MOODY und KOLM vorgeschlagene System Quarzteile, die mit höchster Präzision geschliffen sind. Daher wählten wir für unsere Apparatur die viel einfachere magnetische Kupplung und kombinierten sie mit einem neuen Führungssystem für den Kristallhalter.

Die Quarzampulle zusammen mit dem ebenfalls aus Quarz hergestellten Keimhalter sind in Figur 1 dargestellt. Dank der speziellen Form der Polschuhe und der zwei im Keimhalter eingeschmolzenen Hohlzylinder

*) Neue Adresse: Cyanamid European Research Institute, Genève.

aus Hiperco (Curie-Punkt 970°C) wird der Keimhalter stets zum selben Polschuh hingezogen. Wenn daher der Magnet um die Achse der Ampulle rotiert, so rollt der Keimhalter mit seinen zwei Rollbahnen auf der Innenseite der Ampulle ab, und zwar derart, dass alle Punkte seiner Achse Kreise und alle seine übrigen Punkte Hypozykloiden beschreiben. Wird der Magnet auch noch gehoben, so durchlaufen die Berührungspunkte der Rollbahnen mit der Ampullenwandung auf dieser zwei Schraubenlinien.

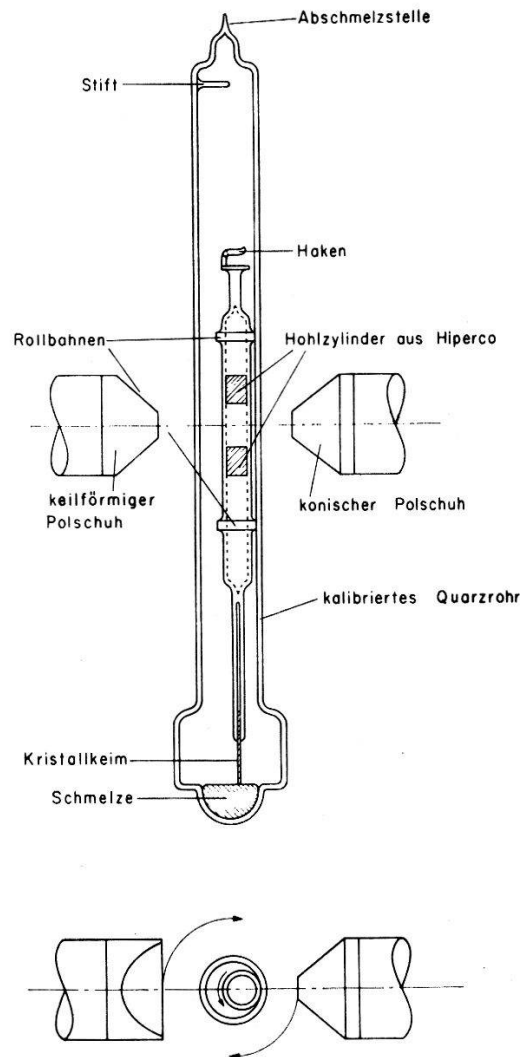


Fig. 1
Keimhalter und Ampulle

Da die Wachstumsgeschwindigkeit der Kristalle und daher die axiale Geschwindigkeit des Magneten gering sind ($\sim 1\text{ cm/h}$), entsteht durch diese Bewegung vorwiegend Rollreibung zwischen Keimhalter und Ampullenwand, und man erhält damit die zum Kristallziehen notwendige, *gleichförmige* Bewegung des Keims. Gleichzeitig bewirkt der kreisende Keim ein gründliches Durchrühren der Schmelze.

Um die beschriebene gleichförmige Bewegung des Keims sicherzustellen, wurden die Rollbahnen und die Innenwand der Ampulle geschliffen. Die Anforderungen an die Präzision sind dabei recht gering: die Rollbahnen wurden mit einer Supportschleifmaschine auf der Drehbank geschliffen und das Ampullenrohr durch Aufziehen auf einen polierten Graphitdorn und Nachschleifen von Hand kalibriert.

Damit die Ampulle leicht in die Schmelzöfen eingeführt und wieder herausgenommen werden kann, wurde am oberen Ende der Ampulleninnenwand ein Quarzstift angebracht. Daran kann vor der Montage der Keimhalter aufgehängt werden. Nach dem Einbringen der Ampulle in die Öfen kann der Kristallhalter durch Drehen des Magneten nach Belieben aus- und eingehängt werden.

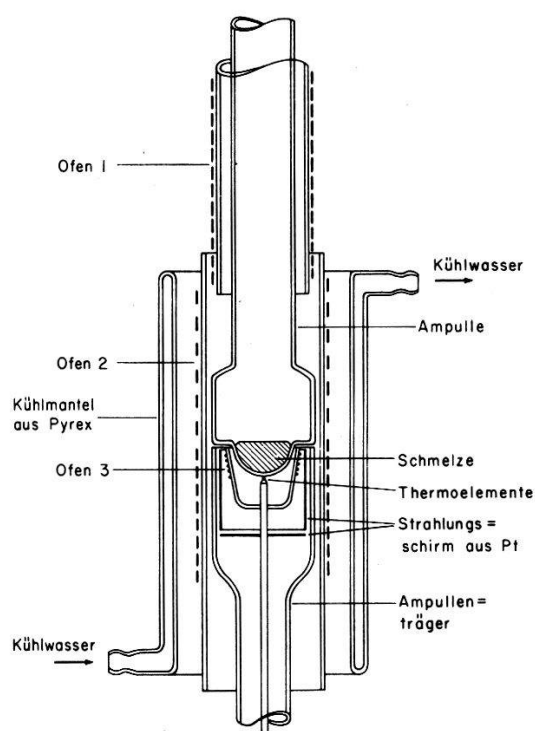


Fig. 2

Ampulle und Öfen

Figur 2 stellt die in die Öfen eingeführte Ampulle dar. Der untere, eng gewickelte Teil von Ofen 2 zusammen mit dem Zusatzofen 3 dienen zum Schmelzen der Verbindung. Der obere, weit gewickelte Teil von Ofen 2 und Ofen 1 halten die oberen Teile der Ampulle über der Kondensationstemperatur der flüchtigen Komponente. Das von unten an die Schmelze herangebrachte Thermoelement steuert den Thermostaten der Apparatur. Dieser besteht aus einem Regler vom DAUPHINEE-WOODS Typ⁵⁾, kombiniert mit einer variablen Induktivität, die mit der Heizwicklung des Ofens 2 in Serie geschaltet ist.

Die hier beschriebene Apparatur wurde im letzten Jahr mit Erfolg zum Ziehen von Einkristallen von GaS, GaSe und GaTe verwendet. Darüber wird an anderer Stelle ausführlich berichtet werden.

Literatur

- ¹⁾ I. CZOCHRALSKI, *Z. Phys. Chem.* 92, 219 (1918).
- ²⁾ R. GREMMELMAIER, *Z. Naturforschg.* 11a, 511 (1956).
- ³⁾ J. L. RICHARDS, *J. Sci. Instr.* 34, 289 (1957).
- ⁴⁾ P. L. MOODY und C. KOLM, *Rev. Sci. Instr.* 29, 1144 (1958).
- ⁵⁾ T. M. DAUPHINEE und S. B. WOODS, *Rev. Sci. Instr.* 26, 693 (1955).

Relationship between Structures and Dislocations in GaS and GaSe

by Z. S. BASINSKI, D. B. DOVE, and E. MOOSER*)

(Division of Pure Physics, National Research Council, Ottawa, Canada)

In recent years we have studied some of the electrical and optical properties of a series of gallium compounds, namely GaS, GaSe and GaTe¹⁾. To come to a satisfactory interpretation of the experimental results, detailed knowledge of the crystal structures of these materials is essential. Unfortunately, the atomic positions in GaTe are not known. Moreover, there exists in the literature some confusion about the structure of GaSe. On the one hand, SCHUBERT, DÖRRE and KLUGE²⁾ have found GaSe to crystallize in a hexagonal as well as in a rhombohedral modification and these structures both differ from that of GaS determined by HAHN and FRANK³⁾. TATARINOVA, AULEITNER and PINSKER⁴⁾ on the other hand reported the GaSe structure to be the antitype of that of GaS. Their work was criticized by SEMILETOV⁵⁾ who suggested that GaSe has a structure identical to that of GaS.

One thing is common to all proposed structures of GaSe (except to that suggested by TATARINOVA *et al.* which we will not consider here) and to the structure of GaS. They are all built up of four-fold layers, each of which contains two close-packed gallium layers and two close-packed anion layers in the sequence anion-gallium-gallium-anion (Figs. 1 and 2). The bonding between two adjacent multiple layers is of the VAN DER WAALS type while the intralayer bonding is covalent. The difference between the various suggested structures arises from the different stacking of the four-fold layers. This is readily seen from Figure 3 in which the structure of GaS (3a) and SCHUBERT's hexagonal (3b) and rhombohedral

*) Now at Cyanamid European Research Institute, Geneva, Switzerland.

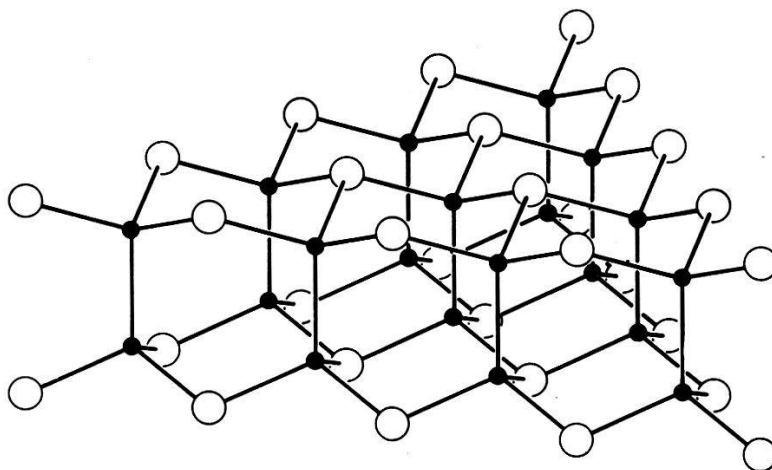


Fig. 1

One of the four-fold layers in GaS and GaSe

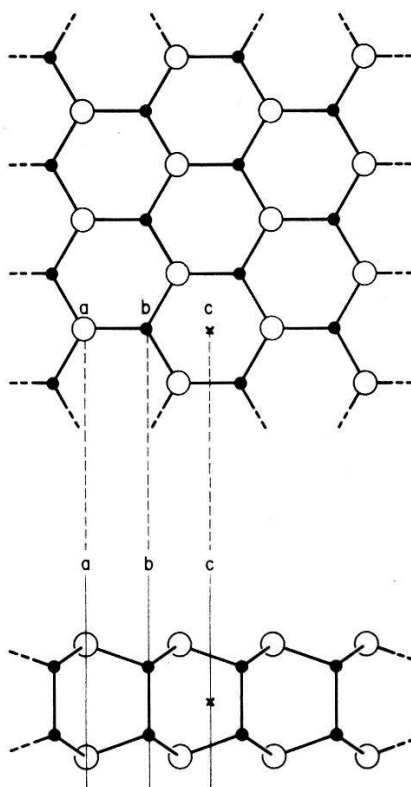


Fig. 2

The layers in GaS and GaSe

(3c) modifications of GaSe are reproduced. Thus, in order to transform a layer into its neighbour in GaS, a rotation through 60° about the c-axis as well as a vertical translation is necessary whereas in both the GaSe structures a translation alone is sufficient. To characterize the stacking sequence in the different structures, we have introduced in Figure 3

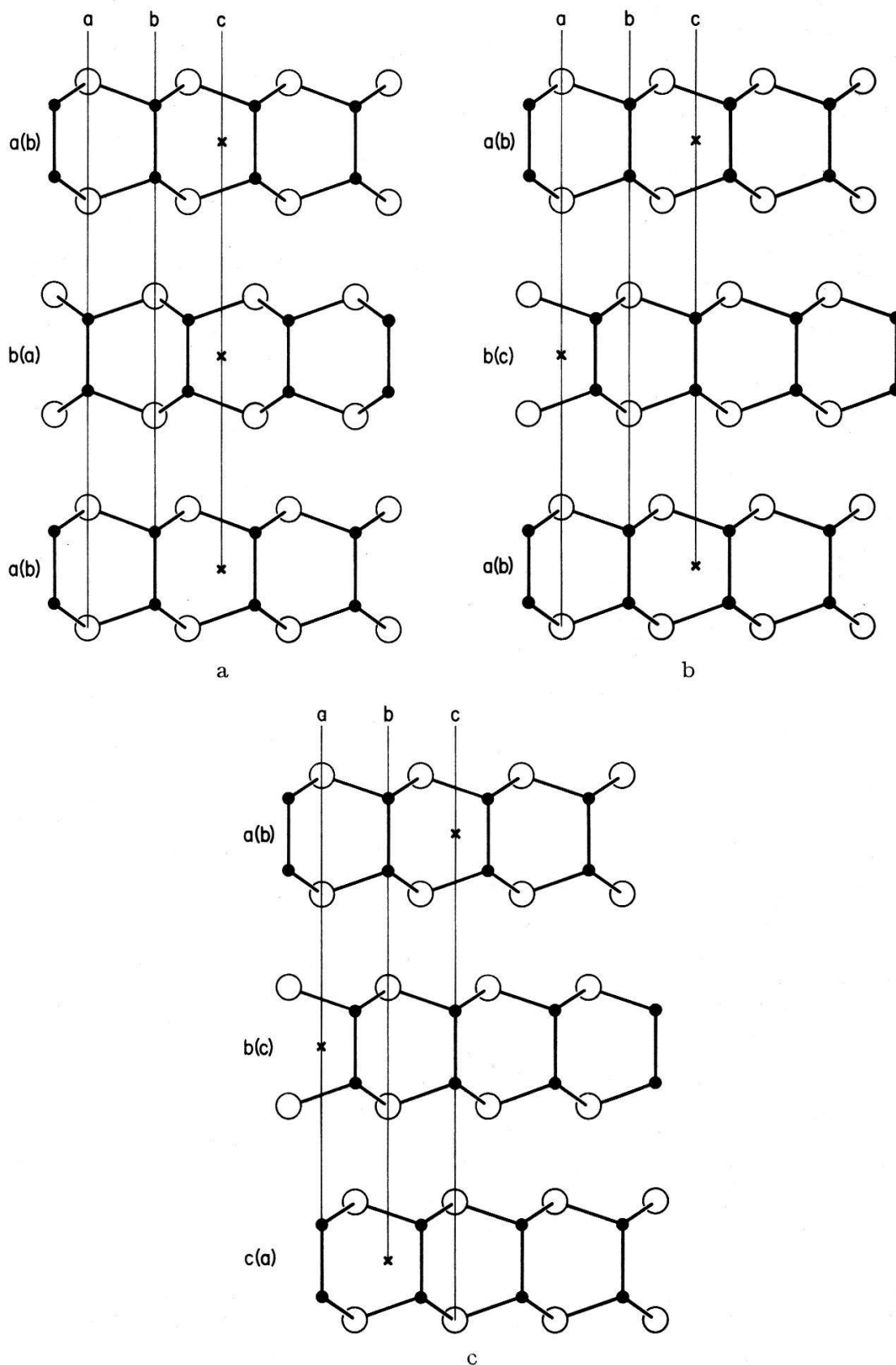


Fig. 3

The structures of GaS (a), and GaSe; (b) hexagonal;
(c) rhombohedral modification

symbols $a(b)$, $b(c)$, $c(a)$, ... which indicate the positions of the anions a , b , c and those of the cations (a) , (b) , (c) .

As a consequence of the different stacking, the stacking faults which will occur in the three structures, if part of a crystal is slipped along one of its layers, will be different. Indeed, it can readily be shown that *the energy associated with a stacking fault in GaS (Fig. 3a) is relatively large, while the stacking fault energy in GaSe (Figure 3b and 3c) is small*. Thus, if we displace all the layers below the $b(a)$ layer in Figure 3a by the distance $a-b$ towards the left, the stacking sequence which in Figure 4 is labelled GaS will result. It follows from these figures that in the unfaulted regions the anions of a layer lie directly above the cations of the next lower layer and vice versa, and that this relation no longer holds across the fault; here the cations lie opposite each other and the anions have no neighbour directly opposite. Because of the electric charge associated with the cations and anions, considerable energy is required to create such a fault.

<u>GaS</u>		<u>GaSe (hex.)</u>
a (b)		a (b)
(a) b		b (c)
a (b)		a (b)
(a) b	fault	b (c)
c (a)		c (a)
(c) a		a (b)
c (a)		c (a)
(c) a		a (b)

Fig. 4

Stacking faults in GaS and GaSe

If, on the other hand, all the layers below a $b(c)$ layer of Figure 3b are displaced in the same way, the second stacking sequence (Fig. 4, GaSe hex.) results. The corresponding stacking fault energy is expected to be very low since the relation between the layers $b(c)$ and $c(a)$ across the fault is exactly the same as the relation between the layers $a(b)$ and $b(c)$ in the unfaulted crystal. Indeed the stacking fault energy here arises from the change in the relative position of second-nearest neighbour layers and, in view of the thickness of the layers ($\sim 8 \text{ \AA}$), must be small. The situation is similar in the rhomboedral structure of GaSe (Fig. 3c).

This expected difference between the stacking fault energy in the two materials is confirmed by electron microscope observations of dislocation

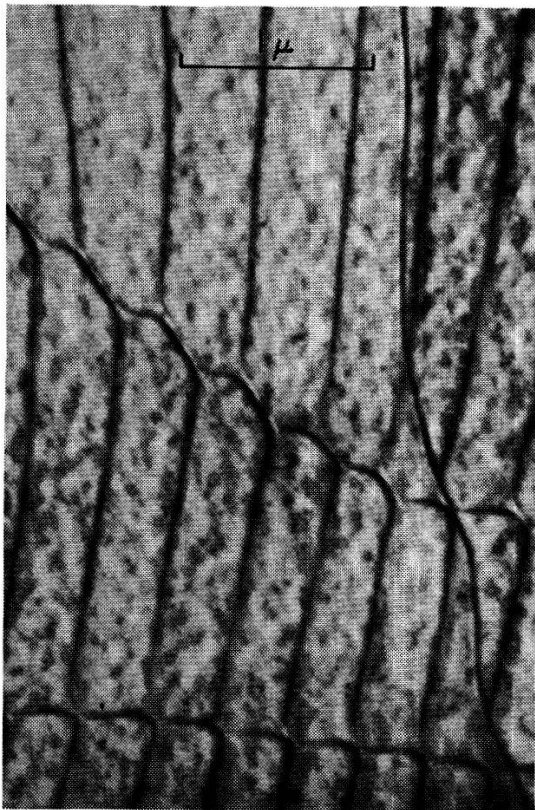


Fig. 5. Dislocations in GaS

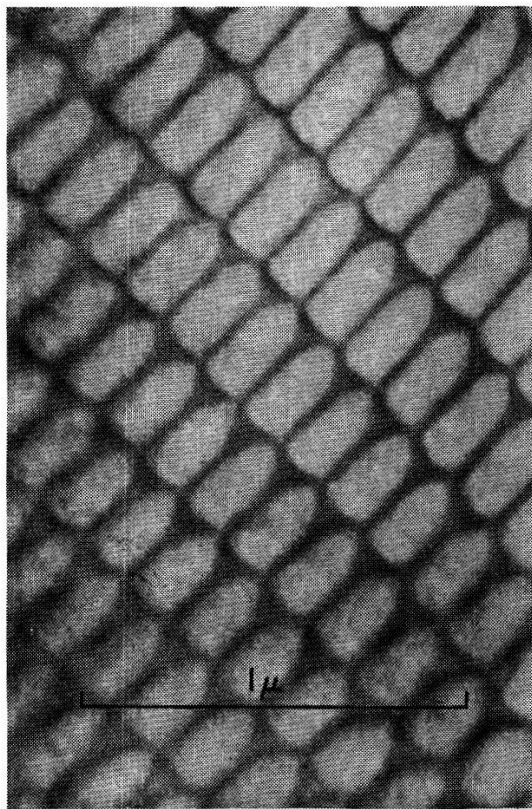


Fig. 6. Dislocation network in GaS

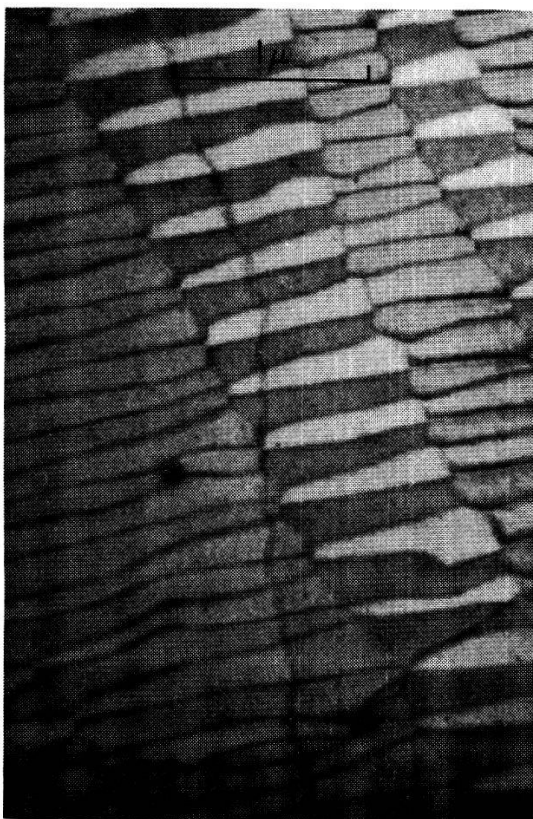


Fig. 7. Dislocation network in GaSe

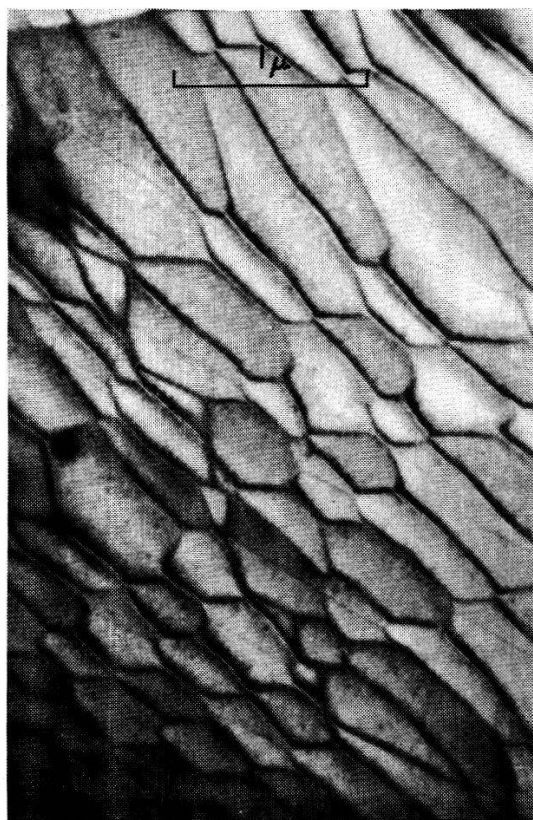


Fig. 8. Dislocation network in GaSe

networks. In GaS crystals grown from the melt⁶⁾ and deformed during cleavage the networks consist essentially of total dislocations. Appreciable splitting of these dislocations into partials is observed only at nodes (Fig. 5) so that networks similar to those in graphite described by AMELINCKX and DELAVIGNETTE⁷⁾ are also found in GaS (Fig. 6). Rather than the dislocation lines themselves, Figure 6 reveals a pronounced contrast between the faulted (dark) and the unfaulted (light) regions of the sample. The strong curvature of the edges of the faulted areas, i.e. of the partial dislocations, is indicative of the high stacking fault energy of GaS.

In contrast, networks in GaSe have a strikingly different appearance. Figure 7 shows large areas of stacking fault bounded by essentially straight partial dislocations, indicating an extremely low stacking fault energy for this compound. Indeed, the networks of Figures 7 and 8 can both be interpreted as arising from the interaction of two sets of ribbons of stacking fault. A detailed discussion of these networks, to be given elsewhere, reveals that they are formed by partial dislocations.

In conclusion, we should like to point out that the present studies strongly support the GaSe structures proposed by SCHUBERT *et al.*²⁾. In view of the ease with which stacking faults can form in GaSe, one might, in fact, expect to find other modifications with more complex stacking sequences than those given in Figures 3b and 3c.

References

- 1) P. FIELDING, G. FISCHER, and E. MOOSER, J. Phys. Chem. Solids 8, 434 (1959).
- 2) K. SCHUBERT, E. DÖRRE, and M. KLUGE, Z. Metallkunde 46, 216 (1955).
- 3) H. HAHN and G. FRANK, Z. anorg. allg. Chem. 278, 340 (1955).
- 4) L. I. TATARINOVA, YU. K. AULEITNER, and Z. G. PINSKER, Kristallografiia 1, 537 (1956).
- 5) S. A. SEMILETOV, Kristallografiia 3, 288 (1958).
- 6) A. BECK and E. MOOSER, Helv. Phys. Acta 34, 370 (1961).
- 7) S. AMELINCKX and P. DELAVIGNETTE, J. Appl. Phys. 31, 2126 (1960).

Struktur, elektrische und thermoelektrische Eigenschaften von SnSe_2

von C. FRÖHLICH und F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

und E. STEIGMEIER

(AG Brown, Boveri & Cie., Baden)

Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta

Wärmeleitfähigkeit von Ah_2Se

von G. BUSCH und B. HILTI

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

und E. STEIGMEIER

(AG Brown, Boveri & Cie., Baden)

Erscheint in *Zeitschrift für Naturforschung***Neue halbleitende Verbindungen vom Sulvanit-Typ**

von F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Struktur des kubischen Minerals Sulvanit, Cu_3VS_4 , wurde von PAULING und HULTGREN¹⁾ an natürlichen Einkristallen bestimmt. Seine Raumgruppe ist $T_d^1 - P\bar{4}3m$, die Atomlagen

1 V in $(0\ 0\ 0)$,

3 Cu in $(\frac{1}{2}\ 0\ 0)$, $(0\ \frac{1}{2}\ 0)$, $(0\ 0\ \frac{1}{2})$,

4 S in $(x\ x\ x)$, $(x\ \bar{x}\ \bar{x})$, $(\bar{x}\ x\ \bar{x})$, $(\bar{x}\ \bar{x}\ x)$, mit $x = 0,235 \pm 0,004$.

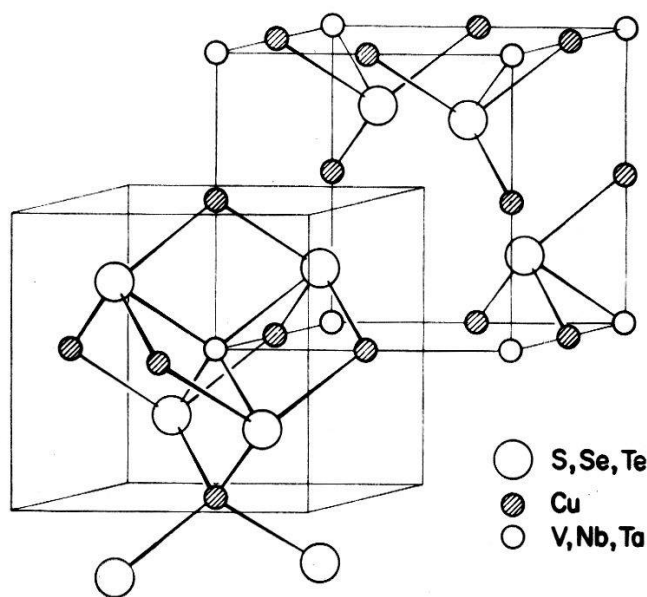


Fig. 1

Atomlagen in der Sulvanit-Struktur, nach¹⁾

Jedes Metallatom ist von 4 Schwefelatomen umgeben. Beim V bilden die benachbarten S ein reguläres, beim Cu ein fast reguläres Tetraeder. Jedes S besitzt als Nachbarn 3 Cu in 3 Ecken eines fast regulären Tetraeders und 1 V in der negativen Lage der 4. Ecke. Die Deformation des S-Gitters wird verursacht durch das asymmetrische elektrostatische Feld der 4 benachbarten Kationen, sowie durch den Grössenunterschied zwischen Cu und V.

Ein idealisiertes Gitter erhält man mit $x = 1/4$. Darin besetzen die S die Lagen einer kubisch dichtesten Kugelpackung. Eine kubische oder hexagonale Kugelpackung (kKP bzw. hKP) von n Atomen begrenzt $2n$ Tetraederlücken und n Oktaederlücken. Bezeichnen wir das Grundgitter, also die kKP (in unserem Fall das S-Teilgitter) mit Γ , die beiden Sätze der Tetraederlücken, welche aus Γ durch Verschiebung um $(\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$ bzw. $(\frac{3}{4} \frac{3}{4} \frac{3}{4})$ hervorgehen, mit τ_1 und τ_2 und schliesslich die Oktaederlücken, welche aus Γ durch Verschiebung um $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2})$ entstehen, mit Ω . Dann lauten die Koordinaten des Anionengrundgitters und seiner Lücken:

$$\begin{aligned} \Gamma: & \left(0 \ 0 \ 0\right), \quad \left(\frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \ 0\right), \quad \left(0 \ \frac{1}{2} \ \frac{1}{2}\right), \quad \left(\frac{1}{2} \ 0 \ \frac{1}{2}\right), \\ \tau_1: & \left(\frac{1}{4} \ \frac{1}{4} \ \frac{1}{4}\right), \quad \left(\frac{3}{4} \ \frac{3}{4} \ \frac{1}{4}\right)^*, \quad \left(\frac{1}{4} \ \frac{3}{4} \ \frac{3}{4}\right)^*, \quad \left(\frac{3}{4} \ \frac{1}{4} \ \frac{3}{4}\right)^*, \\ \tau_2: & \left(\frac{3}{4} \ \frac{3}{4} \ \frac{3}{4}\right)^{**}, \quad \left(\frac{1}{4} \ \frac{1}{4} \ \frac{3}{4}\right), \quad \left(\frac{3}{4} \ \frac{1}{4} \ \frac{1}{4}\right), \quad \left(\frac{1}{4} \ \frac{3}{4} \ \frac{1}{4}\right), \\ \Omega: & \left(\frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \ \frac{1}{2}\right), \quad \left(0 \ 0 \ \frac{1}{2}\right), \quad \left(\frac{1}{2} \ 0 \ 0\right), \quad \left(0 \ \frac{1}{2} \ 0\right). \end{aligned}$$

Im idealisierten Sulvanitgitter befinden sich die S in Γ , die Cu in den mit * bezeichneten Lagen von τ_1 und die V in der mit ** bezeichneten Lage von τ_2 . Dadurch, dass die Metallatome nicht dem gleichen Satz der Tetraederlücken angehören, unterscheidet sich die Sulvanit-Struktur von den aus der Zinkblende ableitbaren Strukturen, wie der Chalkopyrit- (CuFeS_2) der Stannit- ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$) und vor allem der Famatinit-Struktur (Cu_3SbS_4).

Bei den meisten Sulfid-Halbleitern führt ein Ersatz des S durch Se auf einen isomorphen Halbleiter mit geringerer Aktivierungsenergie. Ist der Bandabstand beim Selenid noch relativ gross, so existiert meist auch das Tellurid²⁾.

So gelangten wir vom Sulvanit Cu_3VS_4 durch Ersatz von S durch Se und Te, sowie von V durch Nb und Ta auf eine Reihe isotyper Verbindungen. Diese wurden aus den Elementen bei 600–800°C zusammengesintert und ihre Gitterkonstanten aus Debye-Scherrer-Aufnahmen bestimmt (21–23°C; $\pm 0,002 \text{ \AA}$):

	$a(\text{\AA})$		$a(\text{\AA})$		$a(\text{\AA})$
Cu_3VS_4	5,391	Cu_3VSe_4	5,569	Cu_3VTe_4	5,859 ₅
Cu_3NbS_4	5,500	Cu_3NbSe_4	5,654 ^{*)}	Cu_3NbTe_4	5,923
Cu_3TaS_4	5,514	Cu_3TaSe_4	5,664	Cu_3TaTe_4	5,928

Zum Vergleich seien die Gitterkonstanten einiger verwandter Verbindungen aufgeführt (auf kubisches Gitter umgerechnet):

ZnS	5,41 $\text{\AA}$	ZnSe	5,66 $\text{\AA}$	ZnTe	6,09 $\text{\AA}$
$\text{Cu}_3\text{AsS}_4 \sim$	5,26 $\text{\AA}$	$\text{Cu}_3\text{AsSe}_4 \sim$	5,52 $\text{\AA}^2$		
$\text{Cu}_3\text{SbS}_4 \sim$	5,38 $\text{\AA}$	$\text{Cu}_3\text{SbSe}_4 \sim$	5,64 $\text{\AA}^2$		

Zwischen den reinen Verbindungen sind Mischkristalle verschiedener Art möglich:

$\text{Cu}_3\text{VS}_2\text{Se}_2$	5,480 $\text{\AA}$	$\text{Cu}_3\text{V}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{Se}_4$	5,609 $\text{\AA}$
$\text{Cu}_3\text{TaSSe}_2\text{Te}$	5,660 $\text{\AA}$	$\text{Cu}_3\text{Nb}_{1/2}\text{Ta}_{1/2}\text{Te}_4$	5,925 $\text{\AA}$

Da Nb^{5+} und Ta^{5+} sich grössenmässig fast nicht unterscheiden, sind diese Elemente besonders geeignet, sich gegenseitig zu ersetzen. V, Nb und Ta können z.T. auch durch As und Sb substituiert werden. Der Ersatz von Cu durch Ag führt auf ein anderes Kristallgitter.

Da im kubischen Grundgitter keine Kation-Kation-Bindungen auftreten und durch die 8 Valenzelektronen pro Anion das Valenzband gerade gefüllt wird, ist in diesen Verbindungen die Voraussetzung für nichtmetallischen Charakter erfüllt. Alle diese Verbindungen sind denn auch Halbleiter oder Isolatoren.

Interessant scheint uns die Tatsache, dass die Aktivierungsenergie weitgehend durch das Übergangselement bestimmt wird. So äussert sich die Verschiebung der Energie der d-Elektronen mit steigender Hauptquantenzahl in einer deutlichen Zunahme von ΔE , in Analogie zu binären Verbindungen von Übergangselementen mit leerer d-Schale (wie $\text{TiS}_2 \rightarrow \text{ZrS}_2$, $\text{TiS}_3 \rightarrow \text{ZrS}_3$, $\text{V}_2\text{O}_5 \rightarrow \text{Nb}_2\text{O}_5$ usw.), im Gegensatz jedoch zu den übrigen Halbleiterverbindungen. Die Zunahme der Aktivierungsenergie beim Übergang von 5-wertigen V-Verbindungen zu 4-wertigen Ti-Verbindungen tritt auch bei den entsprechenden Cu-S-Verbindungen auf. Cu_2TiS_3 zeigt eine beträchtlich grössere Energielücke als Cu_3VS_4 . Der Übergang von S zu Se und Te bewirkt die übliche Verbreiterung und Verschiebung des Valenzbandes und damit eine Abnahme von ΔE .

Ob sowohl die optische Absorption im Sichtbaren (Cu_3NbS_4 z.B. ist gelb, Cu_3NbSe_4 rot) wie die thermische Aktivierungsenergie durch die nichtbindenden d-Niveaux bestimmt wird oder ob diese bloss zusätzlich als Akzeptoren wirken (die auf Thermospannung geprüften Proben Cu_3VTe_4 , Cu_3NbTe_4 , Cu_3TaTe_4 , $\text{Cu}_3\text{VSe}_2\text{Te}_2$ und $\text{Cu}_3\text{NbSSe}_2\text{Te}$ waren ausnahmslos p-Typ-Halbleiter), kann noch nicht entschieden werden. Eine

*) Pulverisierte Einkriställchen ergaben denselben Wert.

Beziehung besteht auf alle Fälle zwischen Aktivierungsenergie und magnetischer Suszeptibilität. Alle Verbindungen sind schwach diamagnetisch. Die Abnahme des temperaturunabhängigen paramagnetischen Anteils (des Van Vleck-Terms, der durch höher liegende, unbesetzte Energiezustände verursacht wird) beim Übergang von den V- zu den Nb-Verbindungen ist begleitet von einer Zunahme der Aktivierungsenergie:

	$10^6 \cdot \chi_M^{\text{para}}$	$\Delta E(\text{eV})$ geschätzt
Cu_3VS_4	120	~ 1
Cu_3NbS_4	70	$2,5 \div 3$
Cu_3TaS_4	55	~ 3

χ_M^{para} bedeutet den auf $T = \infty$ extrapolierten paramagnetischen Anteil pro Mol in CGS-Einheiten.

Zur Berechnung von χ_M^{dia} wurden die Werte von SELWOOD³⁾ benutzt.

Dieser Zusammenhang zwischen paramagnetischem Anteil und Aktivierungsenergie äussert sich noch deutlicher bei den Oxyden V_2O_5 , Nb_2O_5 und Ta_2O_5 .

Die Suszeptibilitätsmessungen wurden auf der Apparatur von Herrn S. YUAN durchgeführt. Für sein freundliches Entgegenkommen möchte ich ihm herzlich danken.

Literatur

- ¹⁾ L. PAULING und R. HULTGREN, Z. Krist. 84, 204 (1933).
- ²⁾ G. BUSCH und F. HULLIGER, Helv. Phys. Acta 33, 657 (1960).
- ³⁾ P. W. SELWOOD, Magnetochemistry, Interscience Publ., New York (1956).

Über Nichtlinearitäten in Elektronenleitern

par R. JAGGI

(IBM Laboratory, Zürich)

A paraître dans Physical Review

Sur des effets liés à l'inertie de courants en régime permanent

par A. L. PERRIER (Lausanne)

A la suite de la communication de M. R. JAGGI, le professeur PERRIER exprime sa satisfaction que l'on puisse observer des variations de résistivité par modifications de densités de courant. Il rappelle à ce propos qu'un tel effet a été prévu par lui dans une note théorique en 1925¹⁾. Faute

d'équipements, et aussi de temps à l'époque, il n'avait pu procéder à des expériences. La prévision en question faisait partie d'un ensemble plus général étudié notamment en vue de trouver des expériences de *détermination directe des densités de charges* prenant part au courant (c.-à.-d. donc leurs vitesses moyennes d'écoulement).

A cet ensemble se rattache un autre effet apparenté prévu dans une note subséquente²⁾ et, à la connaissance de l'auteur, non encore soumis à des essais; sous la forme la plus simple: un disque est le siège d'un courant à lignes de force radiales; si on lui imprime un mouvement uniforme de rotation, *il se superpose une nappe de courant à lignes d'écoulement circulaires*, concentriques au disque; ou s'il a subi une incision radiale, il s'établit une différence de potentiel entre ses bords (champ électrique sensiblement circulaire).

Ce phénomène («transversal») est proportionnel à l'intensité du «primaire» et à la vitesse angulaire tandis que le précédent («longitudinal») dépend du carré de l'intensité. De plus, ce dernier *change de signe* avec celui des véhicules de courant, tandis que le sens du transversal *ne dépend pas de ce signe*; en sorte qu'avec un primaire constitué par un double écoulement (positif et négatif) la valeur numérique de l'effet est la *somme arithmétique* de celle des deux composants. Ce caractère *différencie* essentiellement *le phénomène de celui de Hall* duquel par ailleurs il peut être rapproché; et cela souligne son importance en ce que la connaissance des deux apporterait de très utiles informations sur les deux types de véhicules.

Une étude plus attentive est nécessaire en vue d'une mise au point actuelle, notamment sur certains aspects thermiques, et les conditions favorables de l'expérience; l'auteur compte y procéder sans retard.

Bibliographie

- 1) A. L. PERRIER, Manifestations mécaniques et électriques des accélérations d'électrons en régime permanent. Bull. Soc. Vaud. sc. natur. 56, 39-45 (1925).
- 2) A. L. PERRIER, Sur des effets mécanoélectriques et mécanothermiques transversaux, Soc. Vaud. Sc. naturelles 56, 145-149 (1926).

Résonance quadrupolaire du Li^7 dans Li_2SO_4 , D_2O

par E. BRUN et B. DERIGHETTI

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Les mesures existantes^{1) 2) 3)} des transitions quadrupolaires du Li^7 dans le sulfate de lithium monohydraté sont incomplètes et aboutissent à des résultats discordants.

La difficulté de la mesure réside dans le fait que le Li^7 possède un temps de relaxation très long, et que la présence de plusieurs atomes dans la cellule élémentaire donne un mélange de raies difficilement résolubles.

$\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ possède une structure monocline du type C22.P21. Il y a deux molécules par cellule élémentaire qui se déduisent l'une de l'autre par une rotation de 180° autour de l'axe des b plus une translation de $b/2^4)^5$). Les quatre atomes de Li contenus dans la cellule élémentaire se partagent en deux groupes de deux atomes équivalents, c'est-à-dire que, dans chaque groupe, les gradients du champ électrique ne diffèrent que d'une rotation de 180° autour de l'axe des b .

Le spin du Li^7 est $3/2$. L'interaction du moment quadrupolaire du lithium avec le gradient du champ électrique cristallin, divise la raie de résonance magnétique nucléaire en une raie centrale pratiquement inchangée et deux satellites, dont la séparation est :

$$2 \Delta\nu = \frac{e \cdot Q}{h} V_{zz}.$$

V_{zz} étant la composante du gradient du champ électrique dans la direction du champ magnétique H_0 .

Dans le cas du $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$, les quatre atomes de lithium nous donneront quatre paires de satellites et une raie centrale. La présence des sites équivalents se traduira par les faits suivants

a) si on mesure $2\Delta\nu$ en fonction de l'orientation du cristal, pour le cas où H_0 est parallèle à l'axe des b , la figure obtenue sera symétrique par rapport à la position H_0 parallèle à b (voir Fig. 2 et 3).

b) lorsque H_0 est dans le plan $a-c$, les satellites des sites identiques sont confondus. On ne verra donc que deux paires de satellites (voir Fig. 1).

Du point de vue expérimental la situation était assez confuse^{1) 2) 3)} :

- 1) POUND ne trouvait qu'une paire de satellites, H_0 étant dans le plan $b-c$ (alors que la théorie en prévoit quatre).
- 2) BECKER parle de trois paires de satellites.
- 3) MURAKAMI et HIRAHARA ont mesuré la position des raies de spectre en fonction de l'orientation du cristal, toujours pour H_0 dans le plan $b-c$, et ils n'ont observé que deux paires de satellites.

Nous avons repris ces mesures d'une façon systématique en suivant la méthode des trois rotations de VOLKOFF⁶⁾. Notre échantillon était un monocristal de $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{D}_2\text{O}$. La présence du deuterium a légèrement diminué la largeur des lignes. Nous avons utilisé un spectromètre de haute sensibilité réglé à la fréquence de 12,47 MHz. Les trois axes de rotation étaient :

OX : même sens que l'axe des b

OY : perpendiculaire aux axes b et c ; dirigé dans le sens de a

OZ : dans le sens contraire à l'axe des c

Dans les figures 1, 2 et 3 nous donnons la distance $2\Delta\nu$ entre les satellites en fonction de l'orientation pour les trois rotations. Les résultats prévus par la théorie sont confirmés. Cependant les quatre paires de satellites ne sont jamais visibles à la fois.

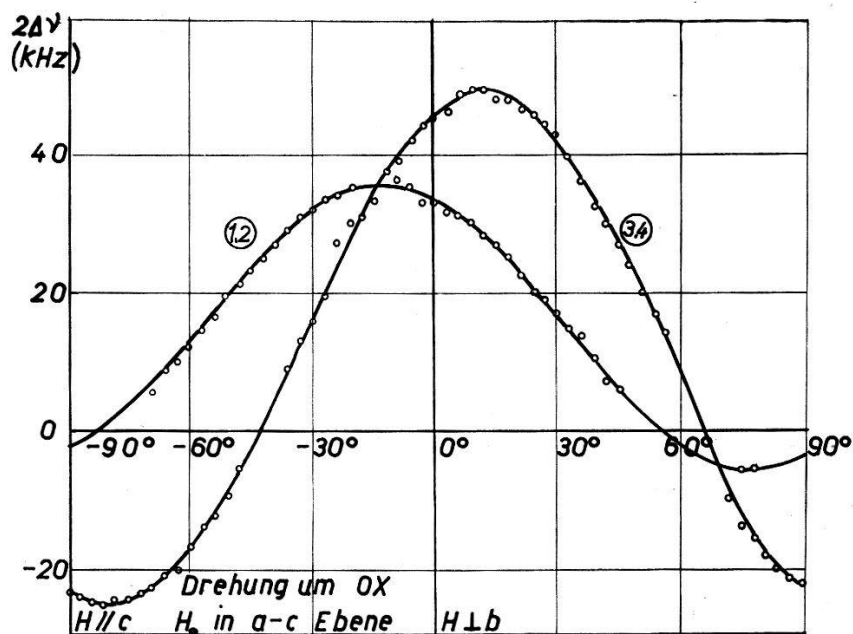


Fig. 1

Rotation du cristal autour de l'axe OX : distance entre les satellites. H_0 est dans le plan $a-c$, les satellites dus aux sites équivalents sont confondus

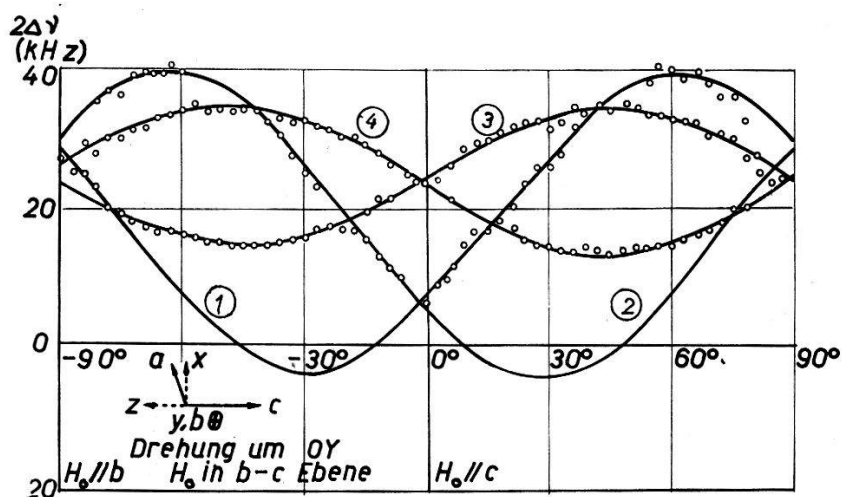


Fig. 2

Rotation du cristal autour de l'axe OY : distance entre les satellites. Les mesures précédentes^{1) 2) 3)} avaient été effectuées pour cette orientation

A partir des courbes des figures 1, 2, 3 on calcule les tenseurs $eQ/(h) V_{zz}$ dans le système XYZ . Dans notre cas six tenseurs étaient possibles, suivant la façon dont on combinait les courbes. Nous avons effectué une quatrième mesure de rotation autour d'une autre direction afin d'éliminer les deux mauvaises combinaisons.

Les résultats sont les suivants:

A) *Premier groupe d'atomes de lithium équivalents (Courbes 1 et 2, figures 1, 2, 3).*

Valeurs propres du tenseur $eQ/(h) V_{zz}$:

$$\gamma_1 = -2,49 \text{ kHz}, \quad \gamma_2 = -35,56 \text{ kHz}, \quad \gamma_3 = 38,05 \text{ kHz}.$$

Constante de couplage quadrupolaire $eQ/(h) V_{zz\max} = 38,05 \text{ kHz}$. Facteur d'asymétrie:

$$\eta = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_3} = 0,87.$$

Cosinus directeurs λ, μ, ν des axes principaux par rapport au système XYZ (pour le tenseur relatif à la courbe 1):

$$\begin{array}{lll} \lambda_1 = 0,471 & \mu_1 = -0,236 & \nu_1 = 0,850 \\ \lambda_2 = 0,063 & \mu_2 = 0,970 & \nu_2 = 0,234 \\ \lambda_3 = 0,880 & \mu_3 = 0,056 & \nu_3 = -0,472 \end{array}$$

B) *Deuxième groupe d'atomes de lithium (Courbes 3 et 4).*

Valeurs propres du tenseur

$$\gamma_1 = -22,24 \text{ kHz}, \quad \gamma_2 = -34,72 \text{ kHz}, \quad \gamma_3 = 56,96 \text{ kHz}.$$

Constante de couplage quadrupolaire $eQ/(h) V_{zz\max} = 56,96 \text{ kHz}$. Facteur d'asymétrie $\eta = 0,22$.

Cosinus directeurs des axes principaux par rapport au système XYZ (Tenseur relatif à la courbe 3):

$$\begin{array}{lll} \lambda_1 = 0,513 & \mu_1 = 0,330 & \nu_1 = 0,792 \\ \lambda_2 = 0,811 & \mu_2 = 0,117 & \nu_2 = -0,573 \\ \lambda_3 = -0,282 & \mu_3 = 0,937 & \nu_3 = -0,208 \end{array}$$

Les cosinus directeurs des axes principaux pour le deuxième atome de lithium de chaque groupe, s'obtiennent en changeant les signes des cosinus des directions 2 et 3 (rotation de 180° autour de l'axe des b). Il n'a pas été possible d'identifier les groupes dans la cellule élémentaire. Le moment quadrupolaire du Li^7 étant $4,2 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$, les valeurs maximales du gradient du champ électrique cristallin sont :

$12,53 \cdot 10^{12} \text{ Cgs}$ pour le premier groupe,

$18,71 \cdot 10^{12} \text{ Cgs}$ pour le second.

On pourrait essayer de calculer ce gradient à partir du réseau cristallin (modèle ionique). La position des atomes dans la cellule élémentaire n'est cependant pas connue avec assez de précision pour pouvoir entreprendre un tel travail.

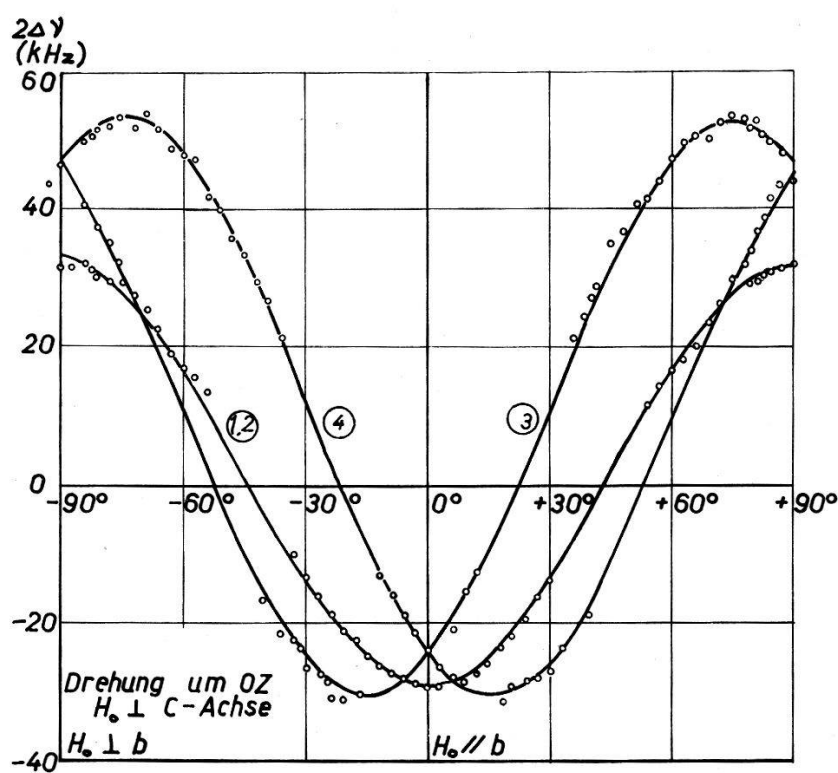


Fig. 3

Rotation du cristal autour de l'axe OZ : distance entre les satellites

Bibliographie

- 1) R. V. POUND, Phys. Rev. 79, 685 (1950).
- 2) G. BECKER, Z. Physik 130, 415 (1951).
- 3) M. MURAKAMI and E. HIRAHARA, J. Phys. Soc. Japan 11, 607 (1956).
- 4) G. E. ZIEGLER, Z. Krist. 89, 456 (1934).
- 5) A. C. LARSEN and L. HELMHOLTZ, J. Chem. Phys. 22, 2049 (1954).
- 6) VOLKOFF, PETCH et SMELLIE, Canad. J. of Phys. 30, 270 (1952).

Elektrische Quadrupolwechselwirkung von Al^{27} in AlPO_4

von E. BRUN*), P. HARTMANN*), F. LAVES**) und D. SCHWARZENBACH**)

(Physik-Institut der Universität*) und Institut für Kristallographie der ETH**),
Zürich)

AlPO_4 ist eine mit Quarz eng verwandte Substanz. Die röntgenographisch ermittelte Länge der a -Achse des Elementarparallelepipeds von AlPO_4 ist nahezu gleich derjenigen von Quarz, die c -Achse ist annähernd doppelt so lang. Die Raumgruppe ist für beide Kristalle dieselbe: $P3_121$ bzw. $P3_221$. Es wurden bei AlPO_4 auch achsenparallele Zwillinge nachgewiesen, die dem Brasilianer- und Dauphineergesetz bei Quarz entsprechen.

Die Verwandtschaften lassen sich durch eine Ableitung der Struktur des AlPO_4 aus der Quarzstruktur erklären: Die Hälfte der Si des Quarz, die auf zweizähligen Drehachsen sitzen, wird durch Al, die andere Hälfte durch P ersetzt, wobei die Symmetrien der Raumgruppe verlangen, dass die zweizähligen Drehachsen erhalten bleiben. Da eine dreizählige Schraubenachse ($= c$) vorhanden ist, hat dies Schichten von Al und P senkrecht zu dieser Achse zur Folge (Fig. 1). Die Sauerstofftetraeder um Al und P sind natürlich nicht gleich gross. Die genauen Strukturparameter sind zurzeit noch unbekannt¹⁾.

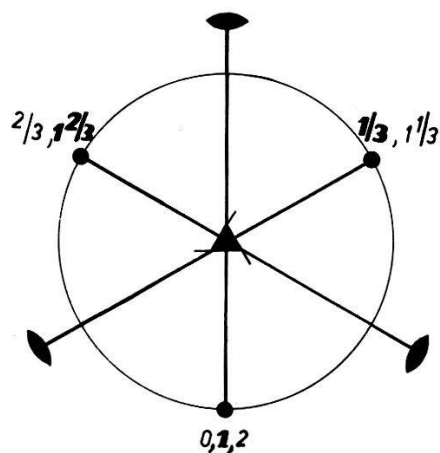


Fig. 1

$0, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \dots$ z -Koordinaten der Si-Atome in Quarz in Einheiten von c .

$0, \frac{2}{3}, 1\frac{1}{3}, \dots$ P
 $\frac{1}{3}, 1, 1\frac{2}{3}, \dots$ Al } in AlPO_4 in Einheiten von $c/2$.

Schichtenbildung durch translatorische Vervielfältigung.

Es wurde die magnetische Kernresonanz von Al^{27} ($I = 5/2$, $\mu = +3,6385 \mu_K$, $Q_{Al} = 0,149 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) in einem Magnetfeld von ca. 7000–9000 Gauss untersucht. Die beobachteten Signale zeigten die charakteristischen elektrischen Quadrupoleffekte: von der Orientierung Kristall/

Magnetfeld abhängige Aufspaltung in fünf Komponenten. Die Untersuchungen ergaben folgende Resultate:

a) Alle Resonanzspektren können als Superposition von drei Systemen zu 5 Linien – entsprechend der Anordnung der Al-Atome in drei verschiedenen, aber gleichwertigen Lagen – interpretiert werden.

b) Die Zentrallinien und Satelliten sind in jeder Orientierung ziemlich scharf, was als weitgehend geordnete (Al, P)-Verteilung in AlPO_4 gedeutet werden kann (Fig. 2).

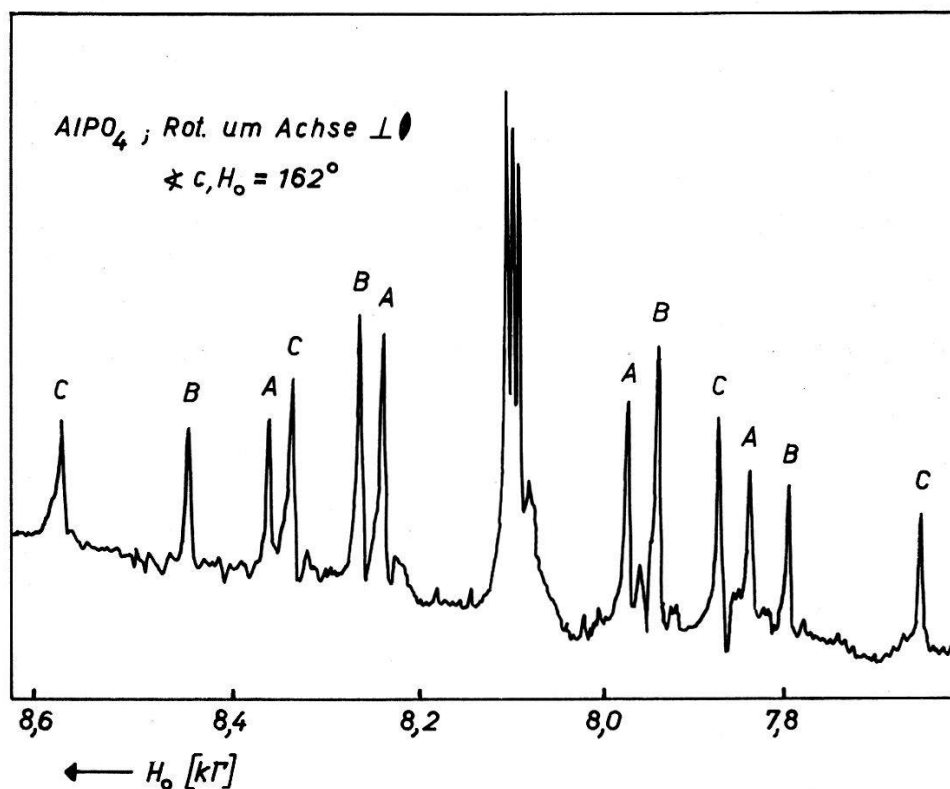


Fig. 2

Magnetisches Kernresonanzspektrum von Al^{27} in AlPO_4

c) Die Orientierungsabhängigkeit der Spektren bei Rotation des Kristalls um drei ausgezeichnete, zueinander orthogonale Achsen muss auf Grund der Symmetrie wie folgt gefordert werden:

1. Rotation um c : Die Folge der Aufnahmen sind spiegelbildlich bezüglich 30° (Winkel zwischen Magnetfeld H_0 und zweizähliger Achse) und zeigen eine Periodizität von 60° .
2. Rotation um eine Achse senkrecht zur zweizähligen Achse und senkrecht zu c : Die Folge der Aufnahmen muss spiegelbildlich bezüglich der Lage $H_0 \perp c$ bzw. $H_0 \parallel c$ sein (Fig. 3).

3. Rotation um zweizählige Achse: Zwei Aufspaltungen müssen stets zusammenfallen.

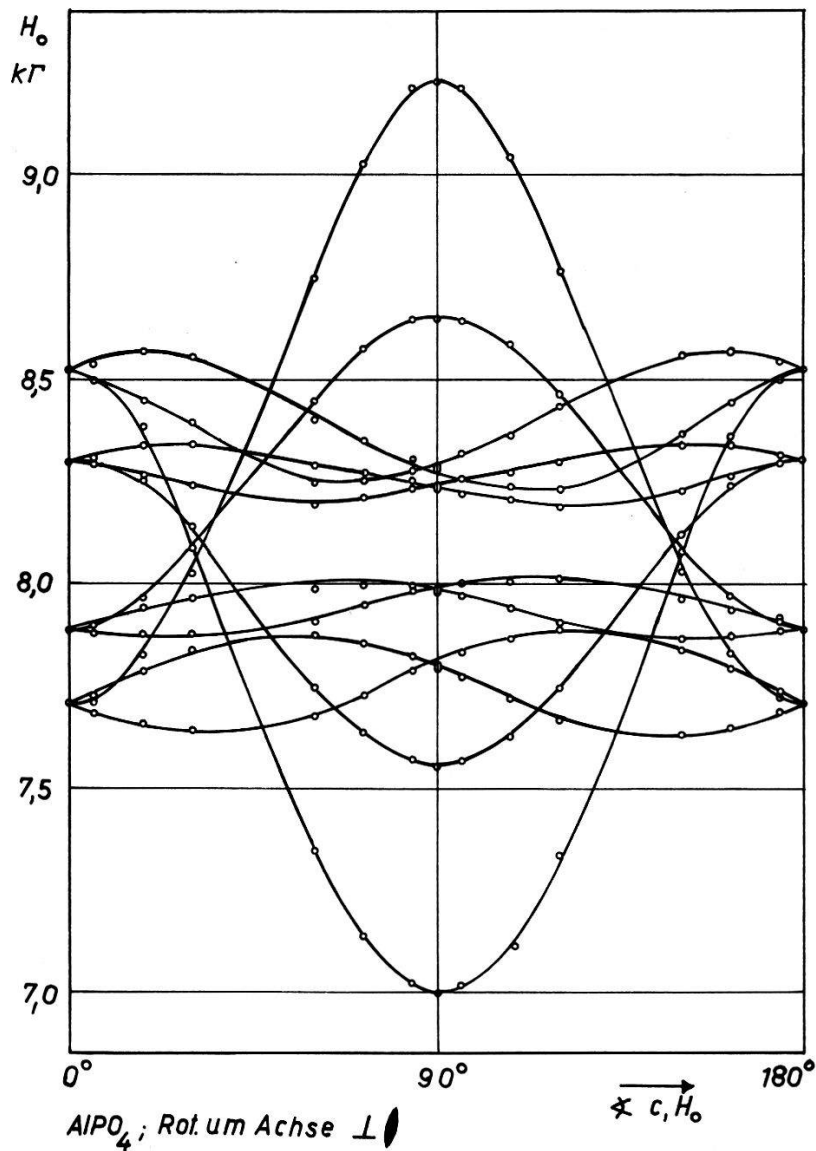


Fig. 3

Winkelabhängigkeit der Al^{27} -Resonanzen

Alle Forderungen wurden durch die Messungen bestens erfüllt.

d) Die Anwendung der Methode von VOLKOFF *et al.*²⁾ ergab aus der Orientierungsabhängigkeit der Aufspaltungen für die Quadrupolkopplungskonstante:

$$\frac{e Q V_{zz}}{h} = (4,088 \pm 0,004) \text{ Megahertz.}$$

Der Asymmetrieparameter für den elektrischen Feldgradienten-Tensor beträgt: $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz} = 0,367$.

Mit dem bekannten Wert von Q_{Al} berechnet sich der kristallelektrische Feldgradient in Richtung der zweizähligen Achse zu $V_{ZZ} = 3,79 \cdot 10^{14}$ cgs.

e) Die Signalform lässt auf längere Relaxationszeiten schliessen (Größenordnung sec).

f) Aus Symmetriegründen können Brasilianerzwillinge bei beliebigen Rotationen, Dauphineerzwillinge bei Rotationen um c und um eine Richtung senkrecht zur zweizähligen Achse und senkrecht zu c keinen Einfluss auf das Spektrum haben. Bei der Rotation um die zweizählige Drehachse wurden kleine Signale (Verhältnis Signal/Rauschen ca. 2:1) beobachtet, die ihrer Winkelabhängigkeit gemäss Dauphineerzwillingen zugeordnet werden.

Literatur

¹⁾ R. BRILL und A. DE BRETTEVILLE, *Acta Cryst.* 8, 567 (1955).

²⁾ VOLKOFF, PETCH and SMELLIE, *Canad. J. of Phys.* 30, 270 (1952).

Elektrische Feldgradienten in Ionenkristallen

VON E. BRUN*), S. HAFNER**) und F. WALDNER*)

(Physik-Institut der Universität*) und Institut für Kristallographie und Petrographie der ETH**), Zürich)

In den letzten Jahren sind eine Reihe von Quadrupolkopplungskonstanten von Atomkernen in Kristallen gemessen worden. Ist das Quadrupolmoment des Atomkerns bekannt, so gestatten diese Messungen die experimentelle Ermittlung des Gradienten ∇E des elektrischen Kristallfelds E am Ort des Atomkerns. Es stellt sich die Frage, ob es bei relativ ionischen Kristallen möglich ist, diese Feldgradienten mittels des reinen Ionenmodells angenähert zu berechnen.

Bei einem rein ionischen Kristall kann ∇E auf folgende Weise geschrieben werden:

$$\nabla E_{\text{effektiv}} = \nabla E_{\text{extern}} - \gamma_{\infty} \nabla E_{\text{extern}} = (1 - \gamma_{\infty}) \nabla E_{\text{extern}}$$

γ_{∞} ist der Sternheimer-Faktor. Er wurde für Al^{27} von BERSOHN¹⁾ und BURNS²⁾ theoretisch zu $-2,5$ berechnet. BERSOHN³⁾ verwendete das reine Punktladungsmodell zur Berechnung von ∇E_{extern} am Ort des Al^{27} -Kerns für Korund (Al_2O_3). Aus dem Vergleich mit $\nabla E_{\text{gemessen}}$ erhielt er für γ_{∞} einen Wert von ≈ 5 .

Eine Berücksichtigung höherer Momente (Dipol- und Quadrupolmoment) der elektronischen Ladungsverteilungen der Ionen zeigt aber, dass

diese noch beträchtliche Beiträge zu ∇E_{Punkt} liefern können, die das Resultat wesentlich beeinflussen. Unter der Voraussetzung, dass der Feldgradient achsialsymmetrisch ist, kann man ∇E_{extern} wie folgt entwickeln:

$$\nabla E_{\text{extern}} = \nabla E_{\text{Punkt}} + \nabla E_{\text{Dipol}} + \nabla E_{\text{Quadrupol}} + \dots$$

$$\nabla E_{\text{Dipol}} = k_1 \alpha E$$

$$\nabla E_{\text{Quadrupol}} = k_2 \beta \nabla E$$

α , β sind die elektronischen Dipol- bzw. Quadrupol-Polarisierbarkeiten der Ionen.

k_1 , k_2 sind Faktoren, die durch die Kristallstruktur, d. h. durch die Abstände und Orientierung der Ionen zueinander festgelegt sind.

Der Einfluss der elektronischen Dipol- und Quadrupolmomente der Ionen auf den Feldgradienten am Ort von Al^{27} wurde für die Strukturen Korund (Al_2O_3) und Spinell (MgAl_2O_4) zu berechnen versucht (der Feldgradient ist für beide Fälle achsialsymmetrisch). Das elektrische Feld E wurde zu diesem Zweck auf folgende Weise angenähert:

$$E = E_{\text{Punkt}} + E_{\text{Dipol}} + E_{\text{Quadrupol}} + \dots$$

Bei der Ermittlung von E_{Punkt} , E_{Dipol} , $E_{\text{Quadrupol}}$, ∇E_{Punkt} , ∇E_{Dipol} und $\nabla E_{\text{Quadrupol}}$ wurde eine genügend grosse Anzahl von Nachbarionen berücksichtigt (≈ 18000)⁴).

Leider sind die elektronischen Polarisierbarkeiten α und β nur ungenau bekannt. Die Annahme eines α für O^{2-} von 1,0–1,5 Å³⁵) (die Polarisierung des O^{2-} -Ions beeinflusst ∇E_{extern} am stärksten) ergibt im Fall von Spinell einen Wert für ∇E_{Dipol} , der das 6–8fache von ∇E_{Punkt} ⁶) beträgt (∇E_{Punkt} allein würde ein γ_∞ von etwa 17 ergeben). Bei Korund liegen die Verhältnisse ähnlich.

Es scheint, dass bei der Berechnung des Feldgradienten ∇E_{extern} mittels des Ionenmodells die höheren Momente der Ladungsverteilungen der Ionen nicht vernachlässigt werden dürfen. Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der Zeitschrift für Kristallographie.

Literatur

- ¹) T. P. DAS and R. BERSOHN (1956), Phys. Rev. 102, 733–738.
- ²) G. BURN'S (1959), J. Chem. Phys. 31, 1253–1255.
- ³) R. BERSOHN (1958), J. Chem. Phys. 29, 326–333.
- ⁴) Berechnet mit IBM-650.
- ⁵) J. R. TESSMAN, A. H. KAHN and W. SHOCKLEY (1953), Phys. Rev. 92, 890–895.
- ⁶) E. BRUN, ST. HAFNER, and P. HARTMANN, Bulletin du Groupement AMPERE, Compte rendu du 9^e Colloque, Pise 12–16 septembre 1960.

Propriétés électriques du SnTe

P. FISCHER, P. JUNOD, Y. TIÈCHE
(Laboratoire des Corps Solides EPF, Zurich)

Un travail paraîtra prochainement dans les *Helv. Phys. Acta*

Symmetrische Silizium-Silizium-Kontakte

G. BUSCH und H. SCHADE
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint später

Feldabhängigkeit der Thermoemission aus Silizium

G. BUSCH, R. ZINGG und A. H. MADJID
Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich

Eine ausführliche Arbeit erscheint später

Introduction à l'étude du frottement interne dans les solides

par B. MARTINET, B. SECRÉTAN et B. VITTOZ
(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Une publication complète paraîtra probablement dans *ZAMP*

**Phénomènes d'anélasticité,
propagation d'ondes dans un solide linéaire idéal**

par B. SECRÉTAN, B. MARTINET et VITTOZ
(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Une publication complète paraîtra probablement dans *ZAMP*

Ein Absorptionsspektrometer mit photoelektrischer Registrierung für das nahe Schumanngebiet

VON C. VON PLANTA

(F. Hoffmann-La Roche & Cie AG., Basel)

Das im folgenden beschriebene Spektrometer dient dazu, Absorptionsspektren im ultravioletten Spektralgebiet zwischen 2400 und 1700 Å aufzunehmen.

Figur 1 zeigt das Spektrometer und die elektronischen Geräte für die photoelektrische Registrierung.

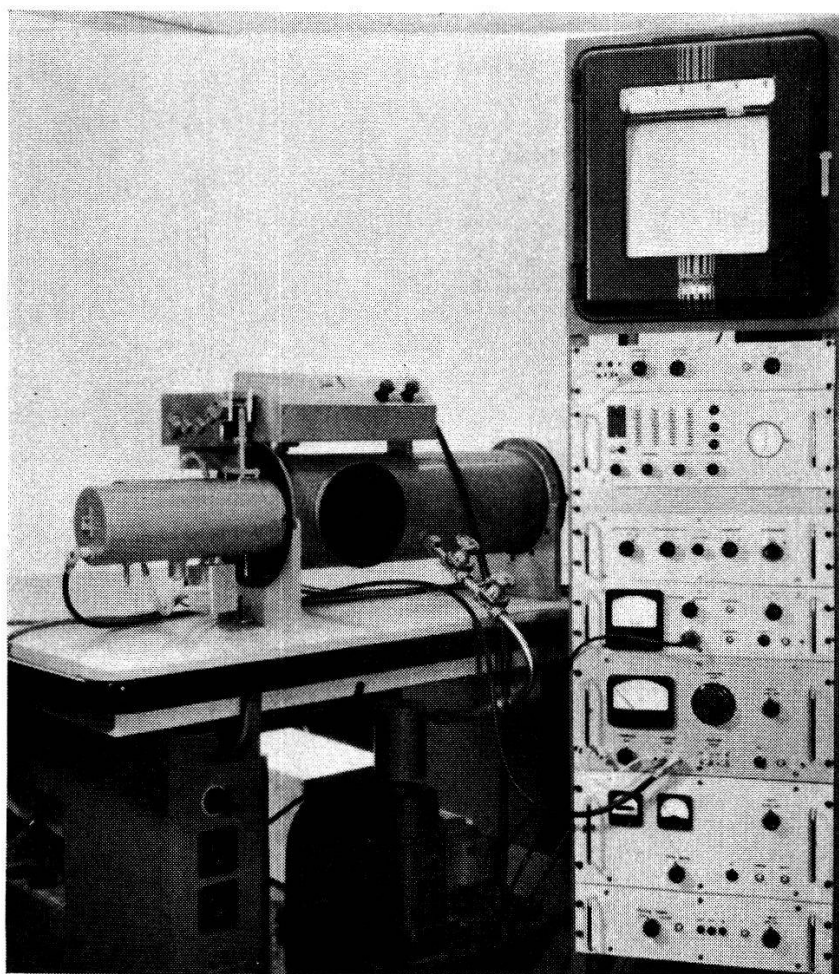


Fig. 1

Ansicht des Spektrometers

1. Optischer Teil

Es handelt sich um eine Ebert-Optik¹⁾ mit einem Plangitter*) von 12000 Strichen pro cm und einer gravierten Fläche von $6,5 \times 7,6$ cm.

*) Geliefert von BAUSCH & LOMB, Optical Company, Rochester, N. Y.

Das Gitter hat einen Blazewinkel für $2000 \text{ \AA}$ in 1. Ordnung. Der Ebertkreisradius beträgt 12 cm und die Brennweite des Kollimatorsiegels 60 cm . Die Spalte sind zur Kompensation des Astigmatismus Kreisbögen einer Länge von $1,5 \text{ cm}$ auf dem Ebertkreis und ihre Breite kann mittels eines Spaltprogrammes so gesteuert werden, dass die aus dem Austrittspalt austretende Energie über das Spektrum konstant ist. Der Monochromator ist in einem Vakuumtank eingebaut, der mit 2 CaF_2 -Fenstern für den Eintritt und Austritt der Ultraviolettstrahlung versehen ist. Mittels einer Vakuumdurchführung kann das Gitter über ein Getriebe mit einem Synchromotor mit vier verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten gedreht und damit das Spektrum mit vier verschiedenen Geschwindigkeiten ($20, 15, 10, 5 \text{ \AA min}^{-1}$) vom Austrittspalt abgetastet werden. Die Wellenlängeneichnung erfolgte mit dem Hg-Emissionsspektrum (s. Fig. 2),

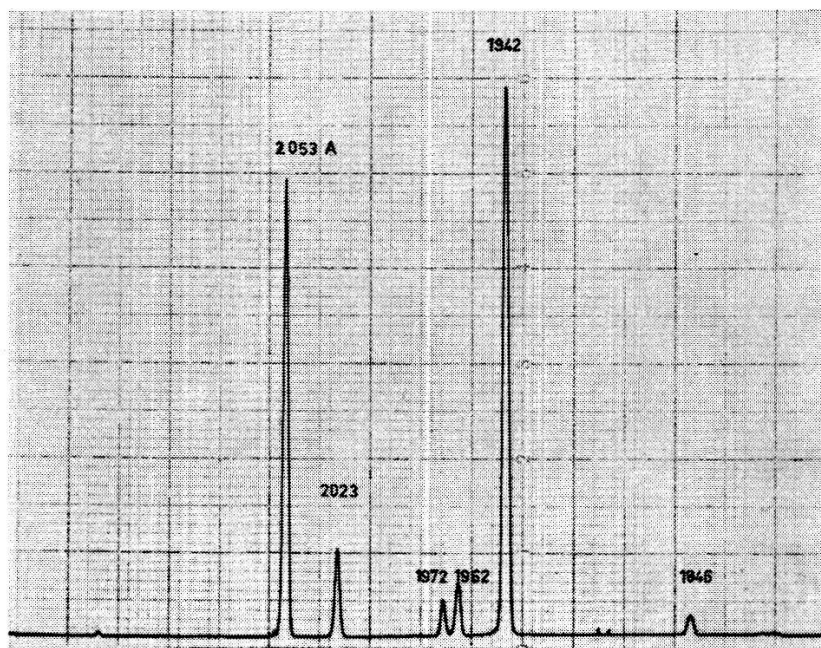


Fig. 2

Hg-Emissionsspektrum. Spaltbreite $0,05 \text{ mm}$
Aufgenommen mit einer Beckman-Hg-Lampe, Typ QSB 6Q/3751

das auch die Auflösung des Instruments zeigt. Die Wellenlänge kann auf einem dem Getriebe angeschlossenen Tourenzähler abgelesen werden. Der Vakuumtank wird zur Aufnahme von Spektren unterhalb von $2000 \text{ \AA}$ mit einer zweistufigen Rotationspumpe auf einen Druck von 10^{-3} Torr ausgepumpt. Der verbleibende nicht im Vakuum befindliche Lichtweg zwischen Lichtquelle und Eintrittsfenster und Austrittsfenster und Detektor einer Gesamtlänge von $0,7 \text{ cm}$ wird mit Stickstoff gespült. Die Absorptionszelle befindet sich zwischen dem Austrittsfenster und dem Detektor. Die Fenster der Absorptionszelle sind aus Suprasil-Quarz und

die Schichtdicke ist durch einen Distanzring aus Gold von 0,03 cm Dicke gegeben. Als Lichtquelle wird eine Deuteriumentladungsröhre mit aufgeschmolzenem dünnem Suprasil-Quarzfenster benützt. Der stabilisierte Entladungsstrom beträgt 0,6 Å.

2. Registrierung

Als Detektor dient ein 17stufiger Photomultiplier mit CuBe-Dynoden und Saphirfenster*). Der Multiplier hat keine Photokathode. Es wird der Photoeffekt an der ersten Dynode zum Strahlungsnachweis ausgenützt. Da der Photoeffekt des Dynodenmaterials erst unter 2400 Å einsetzt, stellt dieser Multiplier einen für das kurzwellige U.V. selektiven Empfänger dar. Diesem Empfänger sowie dem Einbau von Lichtbaffles ist es zu verdanken, dass der Streulichtanteil über den ganzen Bereich relativ klein

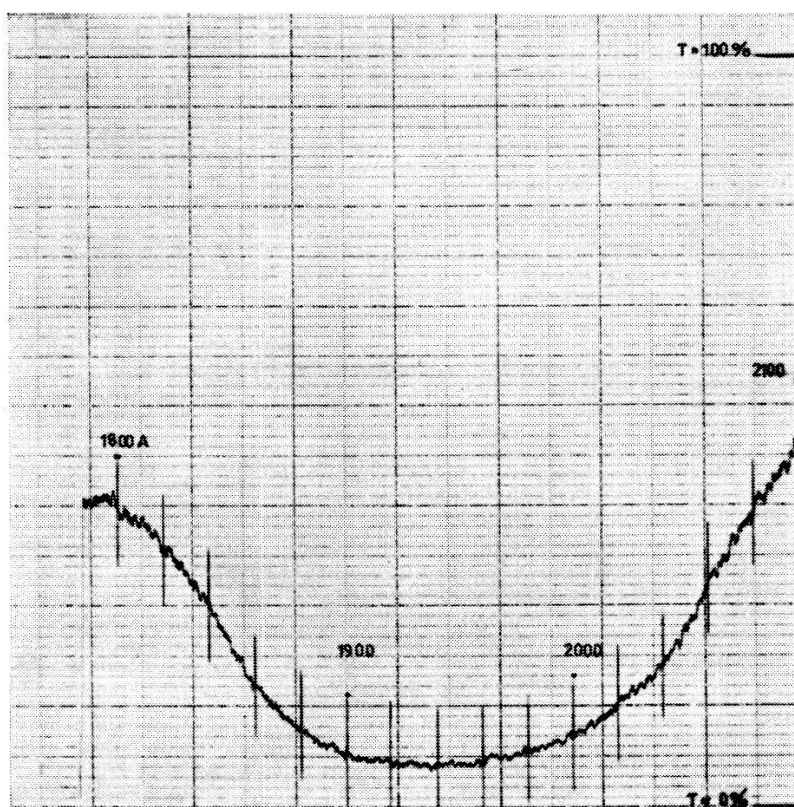
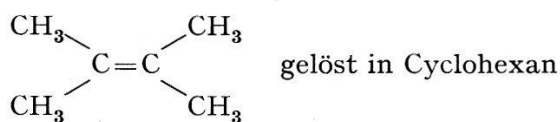


Fig. 3



Probe des National Bureau of Standards
Verunreinigung: $0,10 \pm 0,05$ Molprozent
 $\lambda_{\text{max}} = 1937 \text{ Å}$ $\text{Log } \epsilon = 4,052$

*) Geliefert von der A.F.I.F., Zürich.

ist (5 Prozent bei 1750 Å). Die vom Multiplier gelieferten Stromimpulse werden über eine Kathodenfolge-, Verstärker- und Impulsformerstufe einem Impulsraten-Meter zugeführt und mit einem Kompensationsschreiber registriert. Je nach der Abtastgeschwindigkeit des Spektrums sind verschiedene Zeitkonstanten für die Registrierung wählbar. Für genaue Extinktionsmessungen können die Impulse auch mit einem Untersetzer gezählt werden. Die elektronischen Schaltungen mit Ausnahme des Multiplierspeisegerätes und der Kathodenfolgestufe enthalten ausschliesslich Transistoren als Schaltelemente.

Figur 3 zeigt das Transmissionsspektrum (T) von Tetramethyläthylen (Probe des National Bureau of Standards) gelöst in Cyclohexan zwischen 2100 und 1800 Å.

Die elektronischen Geräte wurden von Herrn P. BROGLE hergestellt. Die feinmechanischen Arbeiten wurden von Herrn U. BISSEGER ausgeführt.

Herrn Prof. E. MIESCHER und Herrn Prof. E. BALDINGER danke ich für wertvolle Diskussionen.

Literatur

- ¹⁾ W. G. FASTIE, *J. Opt. Soc. Am.* 42, 647 (1952).

Eine Elektronenbeugungsapparatur zur Untersuchung dünner Schichten im Ultra-Hochvakuum

VON C. SCHÜLER

(IBM Forschungslaboratorium, Adliswil-Zürich)

Die Entwicklung der Ultra-Hochvakuumtechnik in den letzten Jahren macht es möglich, mit dünnen Schichten zu experimentieren, die frei von störenden Verunreinigungen aus der Restgasatmosphäre sind, indem man den Druck während des Aufdampfens unter 10^{-9} Torr hält.

Arbeiten über den Aufbau und die Kristallstruktur solcher Schichten liegen bis jetzt nur für vereinzelte, sehr spezielle Fälle vor, obwohl diese Eigenschaften wegen ihres starken Einflusses auf das physikalische Verhalten dünner Schichten besonders wichtig sind.

Es wurde deshalb eine Elektronenbeugungsapparatur gebaut, die durch einfache Konstruktion und Vielseitigkeit zur Untersuchung einer ganzen Reihe dieser Probleme angewandt werden kann. Die Schichten werden während der Untersuchung langsam auf die jeweilige Unterlage aufgedampft und gleichzeitig ihre Struktur fortlaufend im Beugungsdiagramm verfolgt.

Das Vakuumgefäß besteht ganz aus Pyrex-Glas, die eingebauten Metallteile sind meist aus rostfreiem Stahl gefertigt. Es werden die bekannten Methoden der Ultra-Hochvakuumtechnik angewandt, und die ganze Apparatur bei 450°C mehrere Stunden ausgeheizt. Ein Druck von weniger als 10^{-9} Torr kann erreicht und während der gesamten Untersuchung aufrecht erhalten werden.

Von den elektronenoptischen Elementen befinden sich nur die Kathode und zwei Blenden im Vakuum. Eine magnetische Linse und verschiedene Magnetspulen, die zur Justierung des Strahles dienen, sind von aussen angebracht und können während des Ausheizens leicht entfernt werden. Auf einem Leuchtschirm werden die Beugungsbilder beobachtet und zur Registrierung photographiert.

Im Mittelteil der Apparatur ist die Objektkammer mit Verdampfungsquelle und dem Substrathalter. Dieser ist den jeweiligen Untersuchungen angepasst. Für Reflexionsaufnahmen an auf Glasunterlage aufgedampften Schichten, dient der polierte Boden einer Glasküvette, die von aussen auf jede Temperatur zwischen 80° K und etwa 600° K gebracht werden kann. Ein Halter für Durchstrahlungsobjekte wird zur Bedampfung um 90° gekippt. Die Objekttemperatur lässt sich einstellen zwischen 80° K und 800° K. Mit anderen Objekthaltern erweitert sich der Bereich der Untersuchungen auf Schichten, die auf einkristalline Unterlagen, wie NaCl und MgO, oder auf Metalle aufgedampft werden.

Zunächst wurden auf Glas niedergeschlagene Schichten von Gadolinium in Reflexion untersucht. Wegen der ausserordentlich starken Affinität der seltenen Erdmetalle zu Sauerstoff ist es nur im Vakuum von 10^{-9} Torr möglich, eine oxydfreie Oberfläche zu bekommen. Eine langsame Oxydation setzt bereits bei 5×10^{-8} Torr ein, wenn die Schicht auf 150°C erwärmt wird.

Weitere Untersuchungen sind im Gange.

Thermische Ausdehnung bei tiefen Temperaturen

von K. ANDRES und H. ROHRER

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Metallen setzt sich – wie die spezifische Wärme – aus einem Gitter- und einem der Temperatur proportionalen Elektronenanteil zusammen. Für kubische Kristalle gilt:

$$\alpha = a T + b T^3, \quad \text{wobei} \quad a = 1/3 \gamma^* \kappa d \ln \gamma / d \ln v.$$

Dabei bedeuten α den linearen Ausdehnungskoeffizienten, γT und $\gamma^* T$ die spezifischen Elektronenwärmen pro Mol resp. pro cm^3 , κ die Kompressibilität und v das Volumen.

Um die thermische Ausdehnung experimentell in einen Gitter- und Elektronenanteil separieren zu können, muss α bei Temperaturen unter 10°K bestimmt werden ($a \sim 10^{-9}$, $b \sim 10^{-9} \div 10^{-11}$). WHITE¹⁾ gelang es kürzlich, den Ausdehnungskoeffizienten von Cu und Cu-Legierungen in diesem Temperaturbereich mit der Kapazitätsmethode zu messen. Mit einer optischen Methode, die wir in einer späteren Veröffentlichung beschreiben werden, sind wir ebenfalls in der Lage, die thermische Ausdehnung bis $1,5^\circ\text{K}$ zu beobachten.

Die ersten Versuche wurden an Aluminium und Blei durchgeführt. Gemessen wurden die Längenänderungen der Proben beim Aufheizen von einer festen Temperatur (ungefähr $1,7^\circ\text{K}$) auf verschiedene Temperaturen bis 10°K . Durch Differentiation erhält man daraus den totalen Ausdehnungskoeffizienten.

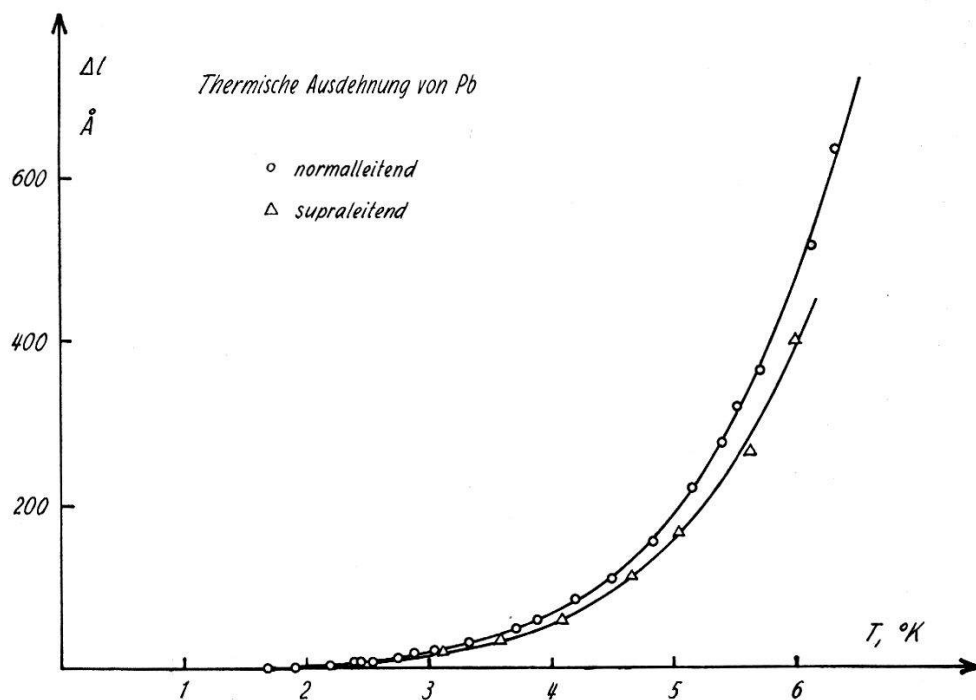


Fig. 1

Blei: Die thermische Ausdehnung von Blei wurde im normal- und im supraleitenden Zustand gemessen (Fig. 1). Wegen der niedrigen Debye-Temperatur bildet die Gitterausdehnung im untersuchten Temperaturbereich den Hauptanteil der thermischen Ausdehnung. Die Bestimmung von a (Fig. 2) ist deshalb mit einem grossen relativen Fehler verbunden, doch sind sowohl der erhaltene Wert von a als auch der Unterschied der thermischen Ausdehnung im normalen und supraleitenden Zustände mit

früheren Messungen der Längenänderung beim Übergang normal-supraleitend²⁾ gut verträglich. Die aus b berechnete Grüneisenkonstante zeigt in Übereinstimmung mit einer Arbeit von DHEER und SURANGE³⁾ einen deutlichen Abfall bei $T = 0,05 \Theta$.

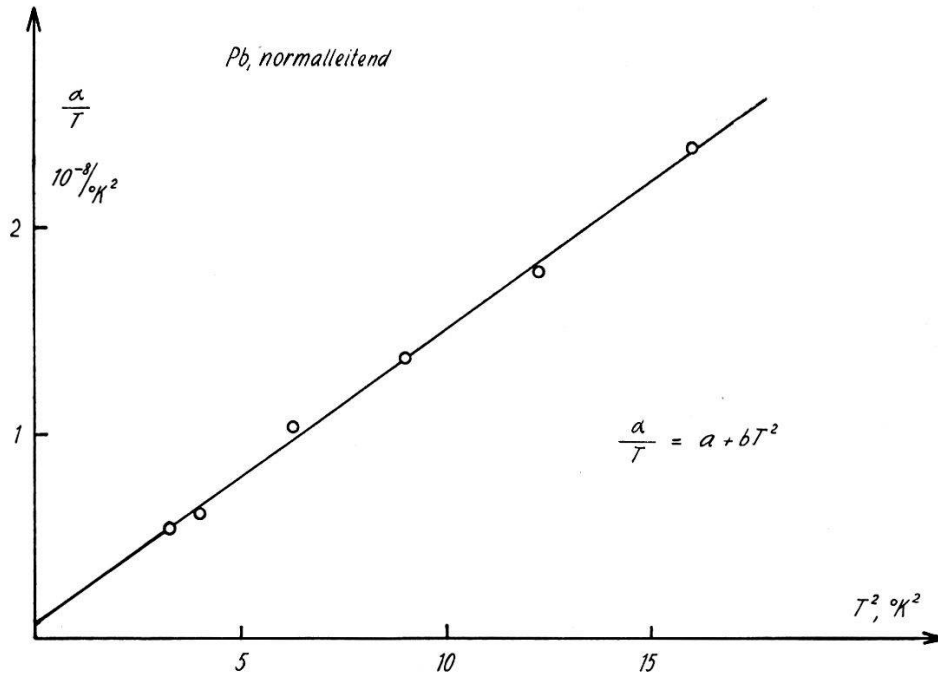


Fig. 2

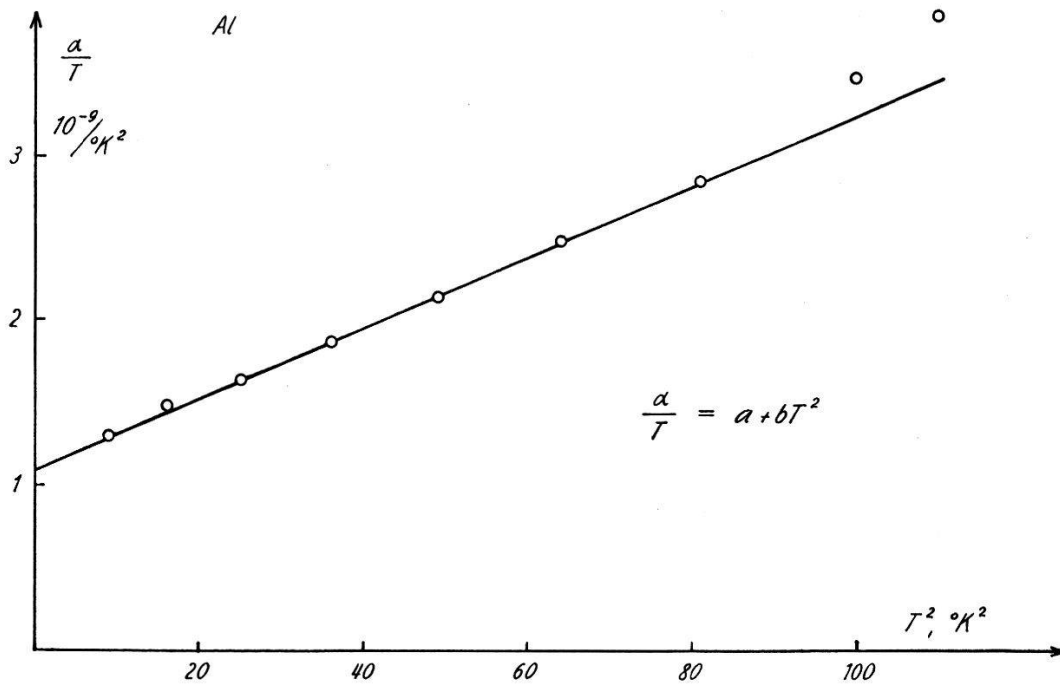


Fig. 3

Aluminium: Der Gitter- und Elektronenanteil des thermischen Ausdehnungskoeffizienten sind bei 4°K von der gleichen Grössenordnung ($\Theta = 381^\circ\text{K}$) und lassen sich deshalb leicht separieren (Fig. 3). Wir erhalten einen Elektronenanteil, der beträchtlich kleiner ist, als dies Messungen der Druckabhängigkeit des kritischen Feldes von GROSS und OLSEN⁴⁾ erwarten lassen. Im untersuchten Temperaturbereich ist die Grüneisenkonstante innerhalb der Fehlergrenzen konstant.

Die Arbeit wurde finanziell unterstützt durch einen Beitrag aus den Arbeitsbeschaffungs- und Forschungskrediten des Bundes.

Literatur

- 1) G. K. WHITE, *Cryogenics*, Vol. 1, 151 (1961).
- 2) J. L. OLSEN und H. ROHRER, *Helv. Phys. Acta* 33, 872 (1960).
- 3) P. N. DHEER und S. L. SURANGE, *Phil. Mag.* 3, 665 (1958).
- 4) D. GROSS und J. L. OLSEN, *Cryogenics*, Vol. 1, 91 (1960).

Covalence et hamiltonien de spin en résonance paramagnétique électronique

par R. LACROIX et G. EMCH

(Institut Physique Théorique, Genève)

Un article complet paraîtra prochainement

Voir également: R. LACROIX, *C. R. Acad. Sc.* 252, 1768 (1961)

Résonance paramagnétique de l'ion Ni^{++} dans un cristal de MgO soumis à une pression uniaxiale

par A. M. GERMANIER et R. LACROIX

(Institut de Physique Théorique, Genève)

Plusieurs travaux théoriques récents¹⁻³⁾ traitent de l'action d'un champ cristallin sur la séparation du niveau fondamental d'un ion dans un état S. La déformation uniaxiale d'un cristal cubique contenant un tel ion, permet d'étudier expérimentalement l'effet d'un faible champ axial et de trancher entre une action linéaire ou quadratique de ce champ.

Afin de savoir si un modèle de charges ponctuelles peut être utilisé, et dans quelle mesure, nous avons étudié le comportement de l'ion Ni^{++} (configuration $3d^8$, état fondamental 3F) dans un cristal de MgO soumis à une compression uniaxiale.

Nous avons effectué ces mesures à la fréquence de 9200 MC/sec au moyen d'un spectrographe décrit par RYTER⁴). La compression est exercée selon un axe $[100]$ perpendiculaire au champ magnétique statique. Le cristal utilisé présente une raie d'absorption du Ni^{++} relativement étroite (50 gauss).

Le champ axial provoque un dédoublement de la raie de résonance (Fig. 1).

La constante D qui caractérise le champ axial est reliée au ΔB mesuré par l'équation:

$$D = 2 h \nu \frac{\Delta B}{B}.$$

Nous observons $\Delta B = 0,23 p$ (gauss), où p est la pression exercée sur le cristal, exprimée en (kg^*/cm^2). Ceci donne:

$$D_{\text{observé}} = (4,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-5} p \text{ (cm}^{-1}\text{)}.$$

Un modèle ionique de charges ponctuelles conduit à:

$$D = \frac{7 \lambda^2}{20 Dq} \frac{A_4^0 \text{ axial}}{A_4^0 \text{ cubique}}$$

avec

$$Dq = \frac{e^2 \langle r^4 \rangle}{12 \pi \epsilon_0 a^5} \text{ (M. K. S.)}$$

et où A_4^0 est le coefficient de la fonction de Laplace Y_4^0 dans le développement du champ cristallin.

Si l'on introduit les données expérimentales suivantes:

$$\lambda = -245 \text{ (cm}^{-1}\text{)}^5 \quad (\lambda \text{ effectif})$$

$$Dq = 860 \text{ (cm}^{-1}\text{)}^5$$

et si l'on prend pour les constantes élastiques les valeurs données par DURAND⁶), on obtient:

$$D_{\text{théorique}} = (3,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} p \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

en tenant compte des 26 ions du plus proche voisinage.

Nous constatons donc qu'un modèle de charges ponctuelles est adéquat, à condition d'introduire un $\langle r^4 \rangle$ effectif donné par la valeur expérimentale de Dq .

On peut comparer le $\langle r^4 \rangle$ effectif avec le valeur de $\langle r^4 \rangle$ calculée à partir des fonctions d'onde obtenues par WATSON⁷⁾ au moyen de la méthode de Hartree-Fock. On trouve que le rapport $\langle r^4 \rangle$ effectif/ $\langle r^4 \rangle$ théorique vaut approximativement 4, ce qui met en évidence que le modèle ionique n'est que très approximatif et que la covalence joue un rôle important dans le Dq .

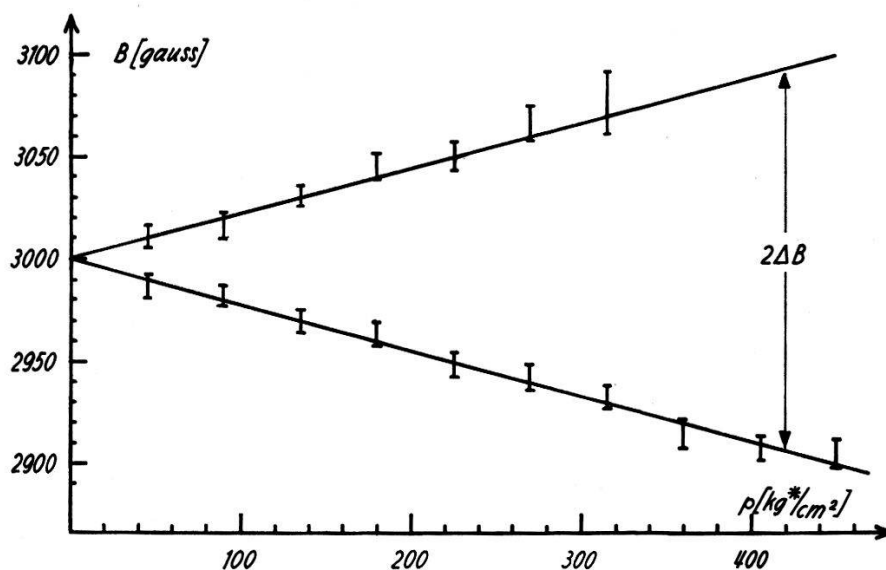


Fig. 1

Dédoublage de la raie en fonction de la pression exercée sur le cristal

Un travail récent⁸⁾ montre qu'un modèle de charges ponctuelles permet aussi de rendre compte de l'effet d'une compression uniaxiale sur la fluorescence d'un cristal de MgO contenant du Cr^{3+} .

Nous tenons à remercier ici le Professeur J. E. WERTZ de l'Université de Minnesota, qui nous a aimablement fourni le cristal utilisé.

Bibliographie

- 1) H. WATANABE, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 18, 405 (1957).
- 2) R. LACROIX, Helv. Phys. Acta. 30, 479 (1957).
- 3) M. J. D. POWELL, J. R. GABRIEL, D. F. JOHNSTON, Phys. Rev. Letters 5, 145 (1960).
- 4) C. RYTER, Helv. Phys. Acta 30, 353 (1957).
- 5) W. LOW, Phys. Rev. 109, 246 (1958).
- 6) M. A. DURAND, Phys. Rev. 50, 449 (1936).
- 7) R. E. WATSON et A. J. FREEMAN, Phys. Rev. 120, 1125 (1960).
- 8) A. L. SCHAWLOW, A. H. PIKSIK et S. SUGANO, Phys. Rev. 122, 1469 (1961).

Résonance paramagnétique du gadolinium trivalent dans le titanate de strontium

par JÉRÔME SIERRO

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

Plusieurs ions du groupe du fer dilués dans des monocristaux de titanate de strontium ont déjà été étudiés par la résonance paramagnétique¹⁻⁵). Ces ions, Fe^{3+} , Cr^{3+} et Mn^{4+} se substituent aux ions Ti^{4+} . Dans le but d'approfondir le mécanisme du changement de phase que subit le titanate de strontium à 100°K ^{1) 6)}, nous avons essayé de substituer des ions paramagnétiques des terres rares à la place du Sr^{2+} . Nous présentons ici des résultats préliminaires qui montrent que le Gd^{3+} se substitue au Sr^{2+} dans SrTiO_3 .

Notre étude a porté sur deux monocristaux obtenus par le procédé Verneuil. Le premier (cristal I) contenait en poids 0,1 % de Gd_2O_3 et était bleu foncé. Le second (cristal II) contenait en poids 0,04 % de Gd_2O_3 et 0,02 % de Al_2O_3 et était parfaitement incolore. Au moyen des rayons X nous avons orienté différents échantillons de ces deux cristaux avec une précision de l'ordre de 10 minutes d'angle. Les mesures de résonance à température ordinaire ont été effectuées à la fréquence de 9200 MHz au moyen du spectromètre décrit par RYTER⁷⁾.

Le cristal I n'a donné aucun spectre de résonance. Ce fait peut s'expliquer de la manière suivante: le Gd^{3+} se substitue au Sr^{2+} et la compensation de la charge excédentaire se fait localement par un Ti^{3+} voisin. En effet, la couleur bleu foncé du cristal indique la présence d'ions titane trivalents⁸⁾. Comme le Ti^{3+} est paramagnétique et possède un temps de relaxation très court, par son interaction avec le Gd^{3+} voisin, il rend impossible toute observation d'un spectre à température ordinaire.

Dans le cristal II, les ions non paramagnétiques Al^{3+} substitués à la place d'ions Ti^{4+} compensent la charge excédentaire des ions Gd^{3+} et l'absence de la coloration bleu foncé indique que le cristal ne contient pas d'ions Ti^{3+} . Nous observons en effet un spectre de résonance composé de nombreuses raies. Un groupe de sept raies très intenses présente une variation angulaire restreinte qui reflète une symétrie cubique. Ce spectre peut être décrit à l'aide d'un hamiltonien de spin de la forme⁹⁾:

$$\mathcal{H} = g \beta \mathbf{H} \cdot \mathbf{S} + B_4 (O_4^0 + 5 O_4^4) + B_6 (O_6^0 - 21 O_6^4).$$

Les constantes g , $b_4 = 60 B_4$ et $b_6 = 1260 B_6$ déterminées expérimentalement sont données dans la table pour le Gd^{3+} dilué dans différents cristaux cubiques.

On peut calculer à l'aide d'un modèle de charges ponctuelles le champ cristallin à la place occupée par les ions Gd^{3+} dans les cristaux cités dans la table. On voit alors que la relation entre b_4 et le champ cristallin est approximativement linéaire, ce qui est en accord avec la théorie¹²⁾, et qu'ainsi seul un Gd^{3+} substitué à la place du Sr^{2+} explique la petite valeur de b_4 observée dans SrTiO_3 . De la symétrie cubique du spectre on déduit que la compensation de charge par un Al^{3+} ne se fait pas nécessairement localement.

Constantes du spectre du Gd^{3+} dans différents cristaux cubiques

Cristal	g	$b_4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	$b_6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$	Références
ThO_2	$1,9913 \pm 0,0005$	$60,0 \pm 0,2$	$0,45 \pm 0,02$	Low et SHALTIEL ¹⁰⁾
CaF_2	$1,9918 \pm 0,0010$	$46,6 \pm 0,3$	$0,07 \pm 0,03$	RYTER ⁷⁾
SrCl_2	$1,9906 \pm 0,001$	$9,9 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,03$	Low et ROSENBERGER ¹¹⁾
SrTiO_3	$1,992 \pm 0,001$	$5,4 \pm 0,6$	$< 0,1$	présent travail

Parmi les raies de faible intensité du spectre du cristal II, nous avons pu séparer quatre groupes de sept raies dont la variation angulaire présente une symétrie trigonale. Sous l'action d'un champ cristallin trigonal, le niveau fondamental de l'ion Gd^{3+} se décompose en quatre doublets correspondant en première approximation aux nombres quantiques $|M| = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ avec l'axe de symétrie du champ comme direction de quantification. Utilisant un hamiltonien de la forme $g\beta \mathbf{H} \cdot \mathbf{S} + V$ où V représente le champ cristallin, nous avons obtenu, à partir de nos mesures, les valeurs suivantes pour le facteur g et les écarts d'énergie entre les doublets:

$$g = 1,992 \pm 0,001,$$

$$E_{3/2} - E_{1/2} = 0,072 \pm 0,002 \text{ cm}^{-1},$$

$$E_{5/2} - E_{3/2} = 0,168 \pm 0,002 \text{ cm}^{-1},$$

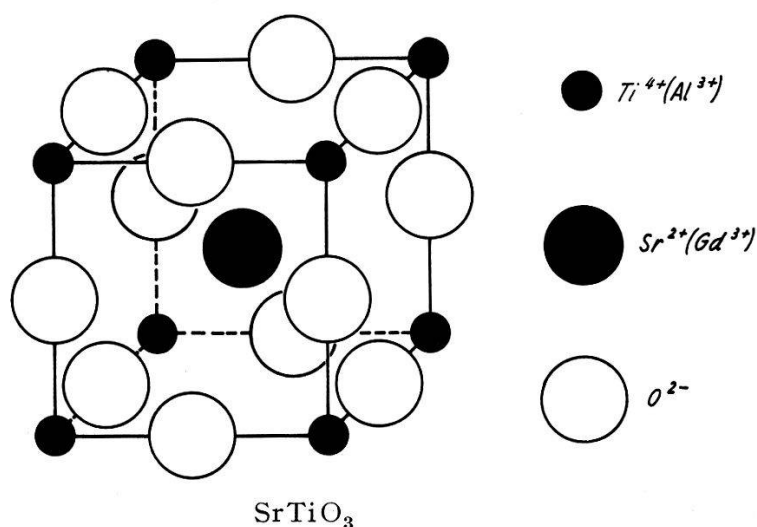
$$E_{7/2} - E_{5/2} = 0,329 \pm 0,002 \text{ cm}^{-1},$$

$$\Delta E = E_{7/2} - E_{1/2} = 0,569 \pm 0,003 \text{ cm}^{-1}.$$

Nous attribuons les raies trigonales à des ions Gd^{3+} substitués au Sr^{2+} avec compensation de la charge excédentaire par un Al^{3+} substitué à un des Ti^{4+} voisins. Comme il y a huit positions possibles (Figure) pour un Al^{3+} au voisinage d'un Gd^{3+} et que ces sites sont équivalents deux à deux, il en résulte les quatre spectres trigonaux observés. Des traitements ther-

miques prolongés n'ont pas modifié la proportion de sites trigonaux par rapport aux sites cubiques. On voit ainsi que les ions diffusent mal dans SrTiO_3 .

Dans cette étude préliminaire nous avons montré que le Gd^{3+} se substitue au Sr^{2+} dans le SrTiO_3 et que, malgré la présence d'ions Al^{3+} , la symétrie cubique est préservée pour la majorité des ions Gd^{3+} . Nous avons présenté également une analyse théorique grossière des spectres cubique et trigonal. Nos recherches se poursuivent en vue d'une étude plus détaillée des spectres expliqués et d'une identification des raies supplémentaires.



Nous tenons à remercier Monsieur M. D. BEALS de la National Lead Company, South Amboy, N. J. qui a mis gracieusement à notre disposition tous les cristaux nécessaires à cette étude.

Nos recherches sont subventionnées par le Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- 1) K. A. MÜLLER, *Helv. Phys. Acta* **31**, 173 (1958).
- 2) K. A. MÜLLER, 7^e Colloque Ampère, *Arch. Sci. (Genève)* **11**, 150 (1958).
- 3) W. I. DOBROV, R. F. VIETH et M. E. BROWNE, *Phys. Rev.* **115**, 79 (1959).
- 4) S. AISENBERG, H. STATZ et G. F. KOSTER, *Phys. Rev.* **116**, 811 (1959).
- 5) K. A. MÜLLER, *Phys. Rev. Letters* **2**, 341 (1959).
- 6) H. GRÄNICH, *Helv. Phys. Acta* **29**, 210 (1956) et 7^e Colloque Ampère, *Arch. Sci. (Genève)* **11**, 28 (1958).
- 7) CH. RYTER, *Helv. Phys. Acta* **30**, 353 (1957).
- 8) M. D. BEALS, communication privée.
- 9) J. M. BAKER, B. BLEANEY et W. HAYES, *Proc. Roy. Soc. A* **247**, 141 (1958).
- 10) W. LOW et D. SHALTIEL, *J. Phys. Chem. Solids* **6**, 315 (1958).
- 11) W. LOW et U. ROSENBERGER, *Phys. Rev.* **116**, 621 (1959).
- 12) R. LACROIX, *Proc. Phys. Soc. (London)* **77**, 550 (1961).

Etude de la résonance paramagnétique du Picryl-Amino-Carbazyl en fonction de la température*)

par P. CORNAZ et J. P. BOREL

(Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne)

Le Picryl-N-Amino-Carbazyl (P.A.C.) est un radical libre stable très semblable au Diphenyl-picryl-Hydrazyl.

Nous avons mesuré la largeur de raie de la résonance paramagnétique électronique de cette substance à 42,2 Gauss ($f = 118,5$ MHz) aux températures de 20°C et - 196°C (azote liquide). Le spectromètre utilisé a été décrit ailleurs¹⁾. Nous avons travaillé avec une modulation de 500 Hz et une détection synchrone thermique²⁾. La sortie de cette dernière est branchée sur l'axe des Y d'un enregistreur XY. Sur son axe X nous avons mis une tension proportionnelle à l'écart du champ magnétique H de sa valeur de résonance. Cette tension était obtenue comme différence entre une tension fixe prélevée sur un potentiomètre de mesure et la tension développée dans une résistance parcourue par le courant des bobines de Helmholtz. Ainsi l'axe des X de l'enregistreur a été étalonné avec précision.

L'échantillon (environ 15 mm $\times$ 3 mm ϕ) était placé dans un petit récipient en teflon scellé avec de la paraffine et celui-ci a été logé dans un petit Dewar spécial. Un thermocouple était logé dans l'échantillon pour surveiller sa température. Pour les mesures à - 196°C l'espace autour de l'échantillon dans le Dewar était rempli d'azote liquide.

La largeur de raie mesurée entre les extremums de la dérivée d'absorption est indépendante de la température entre 20°C et - 196°C et vaut pour la substance polycristalline à 42,2 Gauss:

$$\Delta H_{\text{pente max}} = 0,93 \text{ Gauss} \pm 5\%.$$

La courbe est approximativement Lorentzienne. KIKUCHI et COHEN³⁾ ont étudié le P. A. C. en monocristal à champ élevé et trouvent une anisotropie cristalline de g qui donne à 42 Gauss une largeur anisotrope de la substance polycristalline de 0,03 Gauss. La forme de la courbe et sa largeur ne sont donc pas conditionnées par cette anisotropie de g . Une étude de la largeur de raie en fonction du champ magnétique et de l'intensité du signal en fonction de la température est en cours et fera l'objet d'une publication ultérieure.

Références

- 1) J. P. BOREL et C. MANUS, *Helv. Phys. Acta* **30**, 254 (1957).
- 2) J. P. BOREL et P. CORNAZ, *ZAMP* **11**, 89 (1960).
- 3) C. KIKUCHI et V. W. COHEN, *Phys. Rev.* **93**, 394 (1954).

*) Dans le cadre du subside No 1723 du Fonds National.

PdTe₂, ein Supraleiter mit CdJ₂-Struktur

von J. GUGGENHEIM, F. HULLIGER und J. MÜLLER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

In der CdJ₂-Struktur kristallisieren Verbindungen mit sehr verschiedenem Bindungscharakter. Es existieren stark heteropolare Kristalle (Mg(OH)₂, Cd(OH)₂, ...), Halbleiter mit vorwiegend kovalenter Bindung (SnS₂, TiS₂, ...) und Metalle (β -RhTe₂, NiTe₂, ...). Die zunehmende Verbreiterung der Energiebänder führt vom Halbleiter PtS₂ ($\sim 0,75$ eV) über PtSSe ($\sim 0,25$ eV) und PtSe₂ ($\sim 0,1$ eV) zum Halbmetall PtTe₂¹⁾. Die elektronischen Strukturen von PtTe₂ und PdTe₂ dürften nicht allzu stark voneinander verschieden sein; das Achsenverhältnis c/a beträgt bei PdTe₂ 1,27 und bei PtTe₂ 1,30.

PdTe₂ wurde aus den Elementen mit einer Reinheit von 99,99% in evakuierten Quarzampullen zusammengeschmolzen. Die Reaktion ist stark exotherm und geht unter Aufglühen vor sich. Der Schmelzpunkt liegt bei $\sim 730^\circ\text{C}$. Durch längeres Zonenschmelzen wird Te an das Ende der Probe transportiert, wodurch der übrige Teil mit Pd angereichert wird. Der Segregationskoeffizient ist jedoch ziemlich klein, und wir konnten nach der Bridgman-Methode Einkristalle von ca. 11 mm Durchmesser und 30–40 mm Länge züchten, deren c -Achse in einem Winkel von ca. 45° zur Erstarrungsrichtung steht.

Die Verbindung zeichnet sich aus durch ihre leichte Spaltbarkeit in den (001)-Ebenen. Es lassen sich leicht Plättchen von ca. 1 cm² und einer Dicke von 0,05 mm mit beidseitig ebenen Spaltflächen abspalten.

In den Schichten beträgt der Widerstand bei Zimmertemperatur $30 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$. Er nimmt bis 84°K ungefähr linear ab und beträgt dort $9,2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$. An einer sehr dünnen Probe wurde bei $4,1^\circ\text{K}$ ein Restwiderstand von $2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$ gemessen, d. h. $\sim 7\%$ des Widerstandes bei Zimmertemperatur. Die Hall-Konstante wurde bei Zimmertemperatur zu $\sim -2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 \text{ Coul}^{-1}$ bestimmt. Unter der Voraussetzung reiner Elektronenleitung ergibt dies eine Elektronenkonzentration von $3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ oder 0,5 Elektronen/Atom.

Durch Widerstandsmessung stellten wir den Übergang zur Supraleitung bei $1,7^\circ\text{K}$ fest. Zur Kontrolle bestimmten wir den Sprungpunkt magnetisch an Polykristallen zu $1,46^\circ\text{K}$ bei einem Feld von 4,5 Oe und an Einkristallen zu $1,53^\circ\text{K}$. Eine Pulveraufnahme bei 92°K bestätigte uns, dass PdTe₂ auch bei tiefen Temperaturen die CdJ₂-Struktur beibehält. Eine Phasenumwandlung, etwa in die kubische Pyritstruktur oder in die orthorhombische Markasitstruktur, bei noch tieferen Temperaturen ist thermodynamisch unwahrscheinlich. Einkristallplättchen zeigten nach

Abkühlung auf 1,2° K keinerlei Veränderungen, was ebenfalls gegen eine Strukturumwandlung spricht.

Nach MATTHIAS²⁾ wird das in der NiAs-Struktur kristallisierende PdTe bei 2,3° K supraleitend. Das NiAs-Gitter entsteht aus dem CdJ₂-Gitter durch Auffüllen der noch unbesetzten Schichten der Oktaederlücken. Dieser Übergang ist in gewissen Fällen stetig, z. B. im System NiTe₂ – NiTe³⁾. Wir stellten Proben mit 5, 25, 50 und 75 % Auffüllung der zweiten Kationenschicht her; sie erwiesen sich nach der Beurteilung der Schlitze und Röntgenaufnahmen als einphasig. Dies bestätigte auch der Verlauf des Übergangs zur Supraleitung. Die Sprungpunkte sind aus Tabelle 1 ersichtlich.

Tabelle 1
Sprungpunkte der Mischkristalle PdTe₂ – PdTe

Probe	T_c [° K]	
	ungetempert	getempert
Pd _{1,0} Te ₂	1,46	1,53 *
Pd _{1,05} Te ₂	1,74	1,77
Pd _{1,25} Te ₂	1,90	2,20
Pd _{1,50} Te ₂	1,87	2,21
Pd _{1,75} Te ₂	1,93	2,25
* Einkristall		

Wie wir feststellten, kristallisiert auch PdSeTe im CdJ₂-Gitter. Dieses zeigt jedoch bis 1,2° K keine Anzeichen von Supraleitung. PdSe₂ besitzt orthorhombische Struktur.

Die im periodischen System direkt benachbarten Elemente Ni, Rh, Pt bilden ebenfalls Ditelluride mit CdJ₂-Struktur. β -RhTe₂⁴⁾ zeigte nach MATTHIAS⁵⁾ bis 1° K keine Supraleitung, ebenso wenig die von uns bis 1,2° K geprüften Verbindungen NiTe₂ und PtTe₂. Wir untersuchten deshalb Mischkristalle von PdTe₂ mit diesen Substanzen. Die Schmelzpunkte von NiTe₂, RhTe₂ und PtTe₂ liegen oberhalb 1000°C. Proben, die Platin enthielten, waren nach einigen Tagen Tempern bei 600°C wieder entmischt; es gelang jedoch, teils durch Abschrecken, die in Tabelle 2 zusammengestellten Proben herzustellen. In Klammer sind die Sprungpunkte beigelegt.

Die Einphasigkeit dieser Mischkristalle wurde ebenfalls durch Metallschlitze und anhand des Verlaufes des Überganges zur Supraleitung kontrolliert.

PINES⁶⁾ behauptet, dass die CdJ₂-Struktur für die Supraleitung ungünstig sei. In der Tat findet MATTHIAS⁵⁾ für α -RhTe₂, die Tieftemperatur-

Modifikation mit Pyrit-Struktur⁴⁾, einen Sprungpunkt von 1,51° K, während β -RhTe₂ bis 1° K keine Anzeichen von Supraleitung zeigt. Allerdings ist die Elektronenkonfiguration in den beiden Strukturen verschieden, und zwar auch verschieden von derjenigen des PdTe₂.

Tabelle 2
Mischkristalle mit CdJ₂-Struktur

Ni _{0,05} Pd _{0,95} Te ₂ (1,40°)	Rh _{0,05} Pd _{0,95} Te ₂ * (1,65°)	Pd _{0,95} Pt _{0,05} Te ₂ (1,71°)
Ni _{0,10} Pd _{0,90} Te ₂ * (1,30°)		Pd _{0,90} Pt _{0,10} Te ₂ (1,65°)
*) Enthalten < 1% 2. Phase.		

Im Auftreten der Supraleitung bei PdTe₂ äussert sich auch in dieser Verbindungsgruppe die Bevorzugung der 4d-Elemente. Sollten PtTe₂ und NiTe₂ ebenfalls supraleitend werden, so haben sie einen bedeutend niedrigeren Sprungpunkt. Da die drei isomorphen Verbindungen keine lokalisierten Spinmomente aufweisen (nach vorläufigen Messungen beobachteten wir auch bei NiTe₂ bis 90° K keine wesentliche Temperaturabhängigkeit der schwach paramagnetischen Suszeptibilität), ist die Supraleitung in NiTe₂ und PtTe₂ bei tieferen Temperaturen jedenfalls nicht ausgeschlossen.

Literaturverzeichnis

- 1) F. HULLIGER, Helv. Phys. Acta 33, 959 (1960).
- 2) B. T. MATTHIAS, Phys. Rev. 90, 487 (1953); Phys. Rev. 92, 874 (1953).
- 3) S. TENGNÉR, Naturwiss. 26, 429 (1938); Z. anorg. allg. Chem. 239, 126 (1938).
- 4) S. GELLER, J. Amer. Chem. Soc. 77, 2641 (1955).
- 5) B. T. MATTHIAS, E. CORENZWIT und C. E. MILLER, Phys. Rev. 93, 1415 (1954); B. T. MATTHIAS, Phys. Rev. 97, 74 (1955).
- 6) D. PINES, Phys. Rev. 109, 280 (1958).

Supraleitung in hexagonalen Ti-V- und Ti-Nb-Legierungen

von E. BUCHER und JEAN MÜLLER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Legierungen von Vanadium¹⁾ sowie Titan²⁾ mit den ferro- und antiferromagnetischen Elementen zeigen starke Variationen der supraleitenden kritischen Temperatur mit der Konzentration. Beispielsweise genügt die Einlagerung von 5% Eisen, um die Supraleitung von Vanadium zu

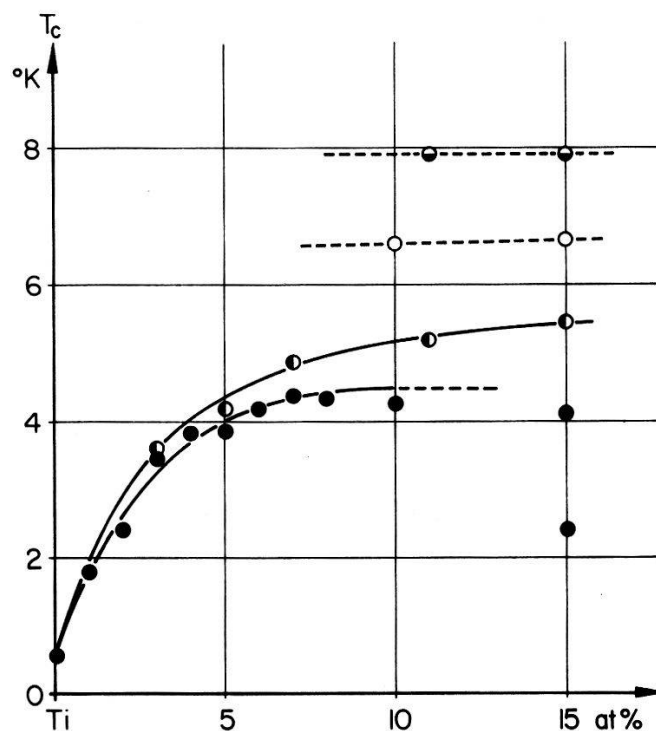
unterdrücken, währenddem anderseits 1 % Fe in Ti die kritische Temperatur T_c um etwa 2° K erhöht. In beiden Fällen wurde eine magnetische Wechselwirkung postuliert, welche vorwiegend für diese Änderung von T_c verantwortlich sein sollte. Im Falle der Titan-Legierungen schien für diese Annahme der Umstand wesentlich, dass die Mn, Fe, Co nach der Elektronenzahl entsprechenden Elemente Re, Ru, Rh eine bedeutend geringere Erhöhung von T_c bewirken²⁾.

Es liegen jedoch Gründe vor, wonach sich die magnetischen Elemente sowohl in Titan als auch in Vanadium in geringer Konzentration lösen, ohne lokalisierte Elektronen beizubehalten. Die magnetische Suszeptibilität von Vanadium mit geringen ferromagnetischen Zusätzen zeigt keinen Curie-Weiss-Anteil³⁾. CHENG, WEI und BECK⁴⁾ bestimmten die Elektronenwärme in kubisch-raumzentrierten V-Fe-Mischkristallen und fanden ein Minimum bei 20 % Fe, sowie ausgeprägte Tieftemperatur-Anomalien bei etwas höherem Eisengehalt. Im Konzentrationsbereich dieser Anomalien waren auch von uns Maxima der Suszeptibilität in Funktion der Temperatur festgestellt worden. Zur Deutung dieser Befunde erscheint nun der Schluss gerechtfertigt, dass die magnetischen Elemente der 1. Periode in kleiner Konzentration in der Umgebung von V (und auch Ti) keine nicht kompensierten Spins aufweisen. MATTHIAS *et al.*⁵⁾ konnten dieses Verhalten im Falle von Nb-Mo-Legierungen mit geringen Fe-Zusätzen durch die Beobachtung der magnetischen Suszeptibilität direkt demonstrieren.

Nachdem reines, metallisches Vanadium erwiesenermassen kein magnetisches Moment besitzt, untersuchten wir die Konzentrationsabhängigkeit der supraleitenden kritischen Temperatur von Titan-reichen Mischkristallen mit Vanadium, um abzuklären, wie weit der magnetische Charakter der Elemente Cr bis Co für den steilen Anstieg der kritischen Temperatur der Titanlegierungen wesentlich ist. Vergleichsweise wurde der entsprechende Teil des Systems Ti-Nb mit einbezogen. Die Proben wurden aus den reinen Ausgangsmetallen (Van Arkel-Titan) im Argon-Bogen erschmolzen und für die Messungen in der hexagonalen Phase vom Schmelzpunkt abgeschreckt. Die Gitterkonstanten der Legierungen mit bis zu 10 Atom % Vanadium oder Niobium erwiesen sich mit $a = 2,94 \text{ \AA}$ und $c/a = 1,59$ als praktisch konzentrationsunabhängig.

In der Figur sind die kritischen Temperaturen (Mitte der magnetischen Umwandlung) als Funktion der Konzentration aufgetragen. Vanadium bewirkt im wesentlichen dieselbe starke Erhöhung von T_c wie Cr, Mn, Fe und Co. Somit ist offensichtlich, dass der Ferromagnetismus der letzteren belanglos ist für das beschriebene Verhalten. Bezieht man die Änderung von T_c auf die Zahl der zusätzlichen Elektronen, so ist der Effekt für Vanadium am grössten. Interessant ist, dass der Zusatz von Niobium die

Supraleitung in gleicher Weise beeinflusst wie derjenige von Vanadium, dies im Gegensatz zu den Verhältnissen bei Ti-Fe und Ti-Ru. Molybdän hingegen verursacht nur eine geringe Veränderung von T_c : bei 4 und 10 A% Mo (beide Legierungen waren abgeschreckt hexagonal) wurden Umwandlungen bei 2,28 bzw. 3,25° K gemessen, d. h. die Konzentrationsabhängigkeit für Mo ist ungleich derjenigen für Cr und entspricht dem Verhalten von Ti-Ru.



Kritische Temperaturen von Ti-V- und Ti-Nb-Legierungen

- Ti-V, ○ Ti-Nb (abgeschreckt)
- Ti-V, ● Ti-Nb (getempert)

Mehrtägiges Tempern der Proben bei 680°C hatte in allen untersuchten Fällen teilweise Entmischung zur Folge. Der hexagonale Anteil von Proben mit wenig V oder Nb war nach der Wärmebehandlung oberhalb 1,25° K nicht supraleitend, was darauf hinweist, dass der Titan-reiche Grenzmischkristall bei sehr geringer Konzentration (unterhalb 1 %) liegt. Nach dem Tempern wurde gegenüber den abgeschreckten Proben eine leichte Kontraktion in der c -Richtung festgestellt (Ti-V: $a = 2,94 \text{ \AA}$, $c/a = 1,57$; Ti-Nb: $a = 2,93 \text{ \AA}$, $c/a = 1,56$). Die kritischen Temperaturen bei 6,6° K für Ti-V und 7,9° K für Ti-Nb entsprechen nach den Debye-Scherrer-Aufnahmen der kubischen Grenzphase.

Es ist naheliegend, den Verlauf der Umwandlungstemperaturen in den verdünnten Titanlegierungen mit Veränderungen der elektronischen Zustandsdichte in Beziehung zu setzen. Nach den vorliegenden Resultaten

wäre ein starker Anstieg der Zustandsdichte für geringe Zusätze von Übergangsmetallen der ersten Periode und Niobium zu erwarten. Dieser Zusammenhang soll durch die Messung der spezifischen Elektronenwärme abgeklärt werden.

Literatur

- ¹⁾ J. MÜLLER, *Helv. Phys. Acta* 32, 141 (1959).
- ²⁾ B. T. MATTHIAS, V. B. COMPTON, H. SUHL und E. CORENZWIT, *Phys. Rev.* 115, 1597 (1959).
- ³⁾ W. E. GARDNER, persönliche Mitteilung.
- ⁴⁾ C. H. CHENG, C. T. WEI und P. A. BECK, *Phys. Rev.* 120, 426 (1960).
- ⁵⁾ B. T. MATTHIAS, M. PETER, H. J. WILLIAMS, A. M. CLOGSTON, E. CORENZWIT und R. C. SHERWOOD, *Phys. Rev. Letters* 5, 542 (1960).

Supraleitung in σ -Phasen

VON E. BUCHER, F. HEINIGER und J. MÜLLER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die σ -Phase ist eine der dominierenden Phasen unter den binären Legierungen der Übergangsmetalle. Ihr Vorkommen wird häufig bei Konzentrationsverhältnissen von etwa 40 bis 60 A% der Komponenten, zum Teil in beschränkten Temperaturbereichen, beobachtet¹⁾. Charakteristisch ist ihre komplizierte tetragonale Struktur mit einer grossen Elementarzelle, ähnlich der kubischen α -Mn-Phase. Die Ausdehnung des Homogenitätsgebietes der σ -Phasen variiert zwischen sehr kleinen Konzentrationsbereichen und etwa 30 A%. Über physikalische Eigenschaften ist wenig bekannt. HOARE und MATTHEWS²⁾ beobachteten eine extrem hohe Elektronenwärme in $\text{Cr}_{0,44}\text{Fe}_{0,56}$ (σ). Unserer Arbeit liegt die Vermutung zugrunde, dass die Eigenschaft hoher Zustandsdichten an der Fermigrenze für eine Vielzahl von σ - (und α -Mn-)Phasen typisch sein könnte. Wir untersuchten insgesamt 20 σ - und 5 α -Mn-Legierungen der Zusammensetzung $A_x B_{1-x}$ mit $A = \text{Ti, Nb, Ta, Mo oder W}$ und $B = \text{Re, Ru, Os, Rh, Ir, Pd oder Pt}$.

Die Proben wurden unter sorgfältigsten Bedingungen im Hochvakuum durch Elektronenbombardement hergestellt und ihre Struktur und Gitterkonstanten mit Hilfe von Pulveraufnahmen bestimmt. Nach magnetischen Messungen sind mit Ausnahme von $\text{Ta}_{0,7}\text{Os}_{0,3}$, $\text{Ta}_{0,65}\text{Ir}_{0,35}$ und $\text{Ta}_{0,8}\text{Pt}_{0,2}$ alle untersuchten Proben oberhalb 1°K supraleitend. Der Verlauf der kritischen Temperaturen zeigt eine ähnliche Abhängigkeit von der mittleren Elektronenzahl, wie dies bei den β -Wolfram-Strukturen beobachtet wurde³⁾. Ein ausführlicher Bericht mit den Daten der kritischen

Temperaturen, der Gitterparameter, sowie der paramagnetischen Suszeptibilitäten erscheint in den Helv. Phys. Acta.

Literatur

- ¹⁾ P. GREENFIELD and P. A. BECK, J. Metals 8, 265 (1956); A. G. KNAPTON, J. Inst. Met. 87, 28 (1958).
- ²⁾ F. E. HOARE und J. C. MATTHEWS, Proc. Phys. Soc. 71, 220 (1958).
- ³⁾ B. T. MATTHIAS, Progress in Low Temperature Physics. Vol. II, 138, Amsterdam 1957.

Air-equivalent Materials for γ -Ray Dosimetry from 10 keV to 50 MeV

by G. JOYET, E. HUGENTOBLE, and A. MYSYROWICZ
(Betatron and Isotopes Laboratory, Zurich)

If μ_a is the *true absorption coefficient*, an air equivalent material or compound is defined by the ratio

$$\frac{(\mu_a)_{\text{compound}}}{(\mu_a)_{\text{air}}} = \lambda \cong 1$$

where λ is a constant, in the neighbourhood of 1, for γ -ray energies where the equivalence is valid. As the absorption occurs through the secondary electrons, the equivalence may also be defined by the ratio

$$\frac{(\bar{E}_e)_{\text{compound}}}{(\bar{E}_e)_{\text{air}}} = \lambda \cong 1$$

where $(\bar{E}_e)_{\text{compound}}$ is the energy average of the secondary electron spectrum in the medium and $(\bar{E}_e)_{\text{air}}$ that for air, corresponding to a given incident γ -ray energy E_0 .

If ${}_a\tau$ is the total photoelectric cross section per atom, ${}_a\sigma$ the cross section per atom for Compton scattering (free electrons), ${}_a\psi_N$ the cross section per atom for pair production in the field of the nucleus and ${}_a\psi_e$ that in the field of the atomic electrons, the true absorption coefficient is given as

$$\mu_a = \left[{}_a\tau + {}_a\sigma \frac{\bar{E}_e}{E_0} + ({}_a\psi_N + {}_a\psi_e) \frac{E_0 - 2m_0c^2}{E_0} \right] \frac{N}{A} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \quad (1)$$

where A is the atomic weight and N Avogadro's number.

In this expression it is assumed that for the photoeffect the total energy of the incident quantum is absorbed in the medium. (In air and in the equivalent compounds, wherein the atomic numbers do not exceed

$Z = 18$, the low-energy fluorescence quanta are locally reabsorbed). For Compton scattering, the Klein-Nishina cross section ${}_a\sigma$ is multiplied by $\bar{E}_e/E_0$, the ratio of the average energy of the recoil electron $\bar{E}_e$ to the energy E_0 of the incident photon. For the ratio $\bar{E}_e : E_0$, the numerical values quoted by R. D. EVANS¹⁾ from recent calculations have been adopted. The sum of the cross sections for pair production (${}_a\psi_N + {}_a\psi_e$) is multiplied by the factor $E_0 - 2m_0 c^2/(E_0)$ in order to subtract the energy of the two annihilations quanta which are not absorbed in the medium.

The cross sections are taken from the NBS Circular 583 published by G. WHITE GRODSTEIN²⁾, who used these to calculate attenuation coefficients. The scattering cross section adopted in the present treatment omits the contribution of coherent + incoherent scattering where the binding energy of the electron to the atom is considered. The latter induce an augmentation in the cross section due mainly to Rayleigh elastic scattering without energy absorption.

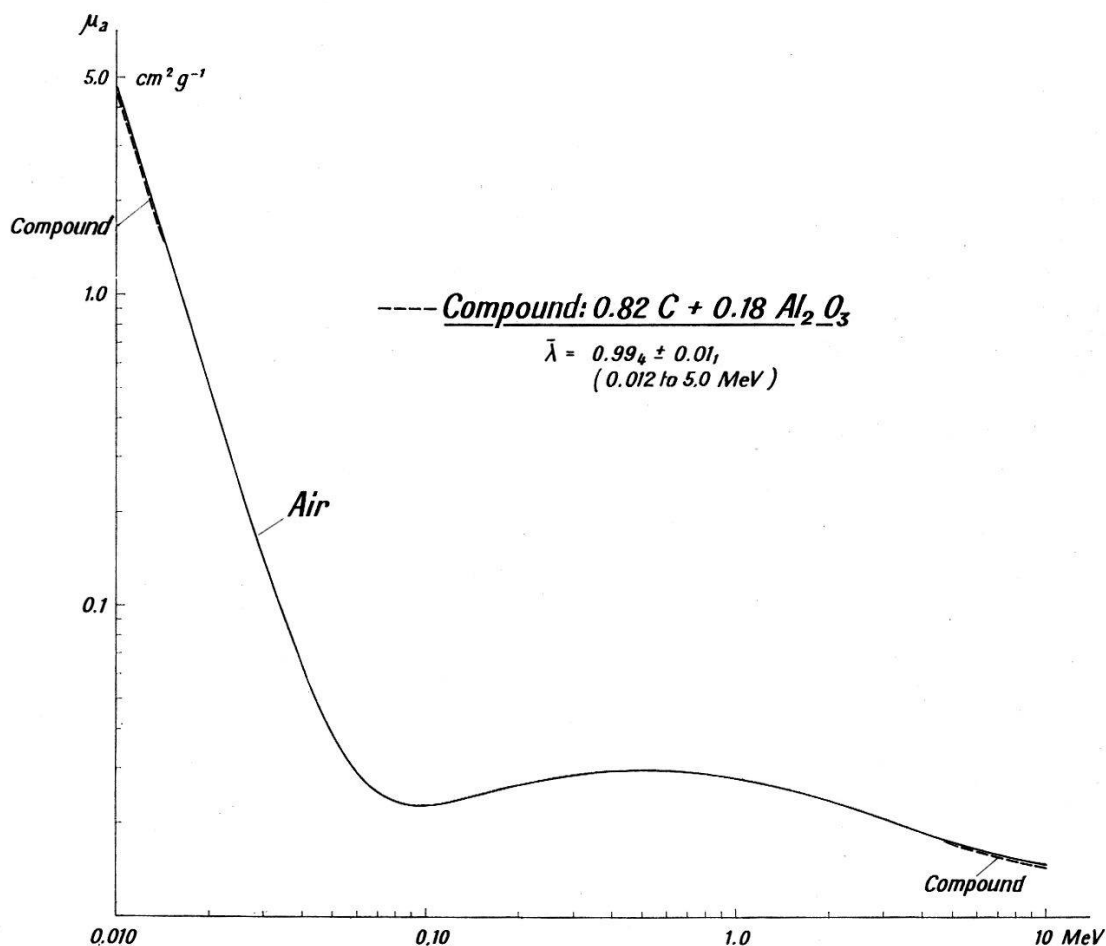


Fig. 1

The absorption coefficients for «true absorption» μ_a were calculated from equation (1) for the atoms H, C, N, O, Mg, Al, A and K. The values for

Cl were determined through precise interpolation in known cross sections. Table I gives the result of the calculations and the «true absorption» coefficients for air, assuming the usual composition of 0.755 N₂, 0.232 O₂ and 0.0128 A (the CO₂ need not be taken into account).

After some preliminary investigation, we found that Plexiglass (C₂H₈O₂), Araldite D + 10 % hardener 951 (0.077 H, 0.713 C, 0.035 N, 0.175 O by weight)*, Vinyl chloride C₂H₃Cl, Al₂O₃ and KCl were the best chemical constituents for same air-equivalent compounds. The true absorption coefficients μ_{a1} , μ_{a2} ... and the number of electrons per gram $e_{1/g}$, $e_{2/g}$... of these constituents were first calculated. If α_1 , α_2 and α_3 are the unknown proportions in weight of the constituents 1, 2 and 3 of the air-equivalent compound, the linear relations

$$\alpha_1 \mu_{a1} + \alpha_2 \mu_{a2} + \alpha_3 \mu_{a3} = \lambda \mu_{a, \text{air}}$$

$$(\text{Compton}) \quad \alpha_1 e_{1/g} + \alpha_3 e_{3/g} = \lambda_c e_{\text{air/g}}$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$$

apply, where λ_c is the ratio of the absorbed energy in the compound to that in air in the Compton region. The first equations are written for some definite energies E_0 , 15, 30, 50 keV in the photoelectric range or 20, 30 MeV in the pair range. By trial and error it is possible to find the composition which gives the lowest variation of λ with the energy E_0 of the incident quantum.

Figure 1 depicts the true absorption coefficient μ_a of air and of a compound of 0.82 graphite and 0.18 Al₂O₃ in the energy range 0.010 to 10 MeV. One notes the remarkably good agreement of the curves with an average value $\bar{\lambda} = 0.99_4 \pm 0.01_1$ (maximum deviation) in the range from 0.012 up to 5.0 MeV. The variation of μ_a attains a factor of about 200 in this region.

In the energy range from 0.010 to 5.0 MeV the true absorption coefficient of a compound of 0.30 Araldite D + 0.54 Plexiglass + 0.16 Al₂O₃ lies parallel to the absorption curve of air with $\bar{\lambda} = 1.06_9 \pm 0.01_4$ (maximum deviation).

Figure 2 shows, for the energy range 0.1 to 50 MeV, the variation of μ_a for air and for two other compounds, 0.68 C + 0.32 Al₂O₃ and a copolymer with 0.71 Plexiglass + 0.29 Vinyl chloride. Within the indicated energy limits one has $\bar{\lambda} = 0.99_8 \pm 0.00_6$ for the first compound and $\bar{\lambda} = 1.06_8 \pm 0.00_5$ for the copolymer.

*) We are indebted to the scientific departments of CIBA and LONZA in Basle for information and materials.

Table I
'True' absorption coefficients μ_a Calculated according cross sections of Circular NBS 583 (without coherent scattering)

Energy MeV	cm ² /g									
	H	C	N	O	Mg	Al	Cl (inter- polated)	A	K	Air
0.01	0.00993	1.94	3.42	5.50	20.98	26.1	57.6	64.6	81.1	4.68
0.015	0.0111	0.516	0.917	1.49 ₆	6.1	7.65	17.6	19.90	25.5	1.291
0.02	0.0134	0.203	0.360	0.586	2.47	3.15 ₅	7.47	8.46	10.7 ₇	0.516
0.03	0.0186	0.0589	0.102	0.163	0.682	0.880	2.16 ₆	2.48	3.19	0.146 ₃
0.04	0.0232	0.0306	0.0464	0.0699	0.274	0.351	0.855	0.983	1.26 ₇	0.0638
0.05	0.0272	0.0227	0.0300	0.0412	0.140	0.176	0.425	0.489	0.632	0.0385
0.06	0.0307	0.0201	0.0245	0.0305	0.0845	0.104 ₂	0.249	0.286	0.370	0.0292
0.08	0.0363	0.0201	0.0218	0.0239	0.0454	0.0535	0.111	0.125	0.159 ₅	0.0236
0.10	0.0408	0.0214	0.0222	0.0232	0.0333	0.0371	0.0661	0.0727	0.0908	0.0231
0.15	0.0484	0.0244	0.0247	0.0250	0.0274	0.0281	0.0359	0.0366	0.0432	0.0249
0.20	0.0528	0.0265	0.0265	0.0269	0.0276	0.0273	0.0307	0.0300	0.0338	0.0267
0.30	0.0573	0.0286	0.0287	0.0288	0.0288	0.0282	0.0291	0.0277	0.0302	0.0288
0.40	0.0589	0.0295	0.0295	0.0295	0.0294	0.0287	0.0290	0.0274	0.0298	0.0295
0.50	0.0593	0.0298	0.0297	0.0297	0.0295	0.0288	0.0291	0.0274	0.0296	0.0297
0.60	0.0591	0.0294	0.0295	0.0296	0.0292	0.0286	0.0287	0.0270	0.0291	0.0295
0.80	0.0576	0.0289	0.0289	0.0290	0.0285	0.0279	0.0278	0.0262	0.0283	0.0289
1.0	0.0557	0.0279	0.0280	0.0280	0.0273	0.0270	0.0268	0.0252	0.0272	0.0279
1.5	0.0508	0.0256	0.0256	0.0256	0.0253	0.0247	0.0246	0.0232	0.0249	0.0257
2.0	0.0461	0.0236	0.0236	0.0236	0.0234	0.0229	0.0229	0.0216	0.0233	0.0236
3.0	0.0401	0.0205	0.0207	0.0208	0.0209	0.0206	0.0209	0.0197	0.0213	0.0207
4.0	0.0353	0.0186	0.0189	0.0191	0.0195	0.0192	0.0199	0.0189	0.0205	0.0189
6.0	0.0291	0.0162	0.0166	0.0169	0.0180	0.0179	0.0192	0.0184	0.0200	0.0167
8.0	0.0252	0.0149	0.0153	0.0159	0.0174	0.0174	0.0191	0.0183	0.0203	0.155
10	0.0223	0.0141	0.0146	0.0152	0.0172	0.0173	0.0193	0.0184	0.0208	0.0148
20	0.0159	0.0125	0.0135	0.0144	0.0174	0.0182	0.0214	0.0210	0.0235	0.0138
30	0.0134	0.0123	0.0135	0.0146	0.0186	0.0193	0.0234	0.0229	0.0258	0.0138
40	0.0121	0.0124	0.0137	0.0150	0.0196	0.0203	0.0248	0.0245	0.0276	0.0141
50	0.0112	0.0126	0.0139	0.0153	0.0203	0.0212	0.0261	0.0257	0.0291	0.0144

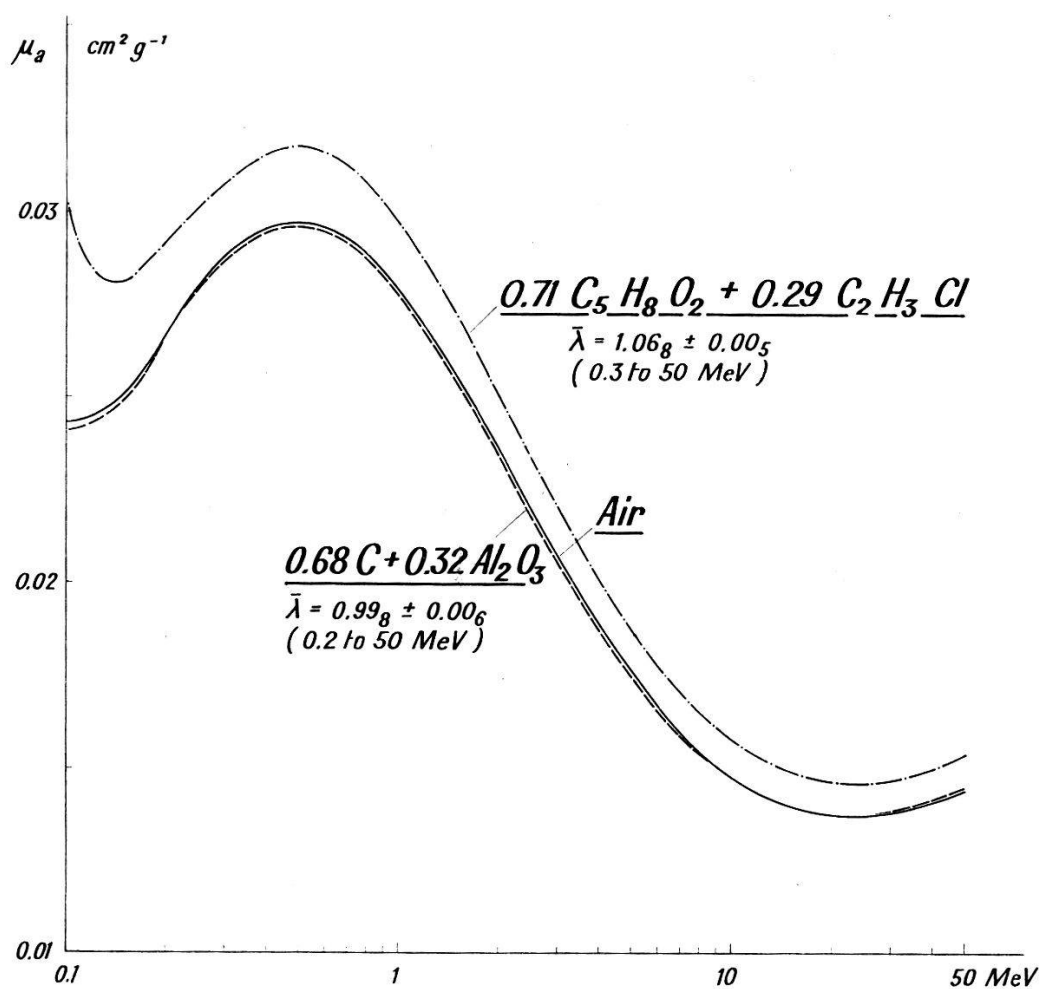


Fig. 2

Table II

Compound	Making	Electrons per $\text{g} \cdot 10^{23}$	λ_c	Energy range MeV	$\bar{\lambda}$
$0.82 \text{ C} + 0.18 \text{ Al}_2 \text{ O}_3$	heating to 1000°C solid	3.00_1	0.99_7	0.012 to 5.0	$0.99_4 \pm 0.01_1$
$0.30 \text{ Araldite D} +$ $0.54 \text{ Plexiglass} +$ $0.16 \text{ Al}_2 \text{ O}_3$	moulded, solid	3.20_2	1.06_4	0.010 to 5.0	$1.06_9 \pm 0.01_4$
$0.68 \text{ C} + 0.32 \text{ Al}_2 \text{ O}_3$	heating to 1000°C , solid	2.99_3	0.99_5	0.2 to 50	$0.99_8 \pm 0.00_6$
$0.71 \text{ Plexiglass} +$ $0.29 \text{ Vinyl chloride}$	copolymer, solid	3.20_3	1.06_4	0.3 to 50	$1.06_8 \pm 0.00_5$

Figures 3 and 4 show for the four compounds the values of λ , the ratio of the absorbed energy in the calculated equivalent compound to the

absorbed energy in air, for various energies of the incident γ -quantum. λ_c is the ratio of the number of electrons per gram in the compound to that in air. The properties of these compounds are given in Table II.

All the four compounds could be prepared in solid form as products which are easily usable as phantom materials or as walls of ionization chambers. The two compounds of graphite and Al_2O_3 were manufactured in the same way as graphite reflectors for reactors using very pure components (Al_2O_3 99.998%) on heating up to 1000°C . The copolymer of

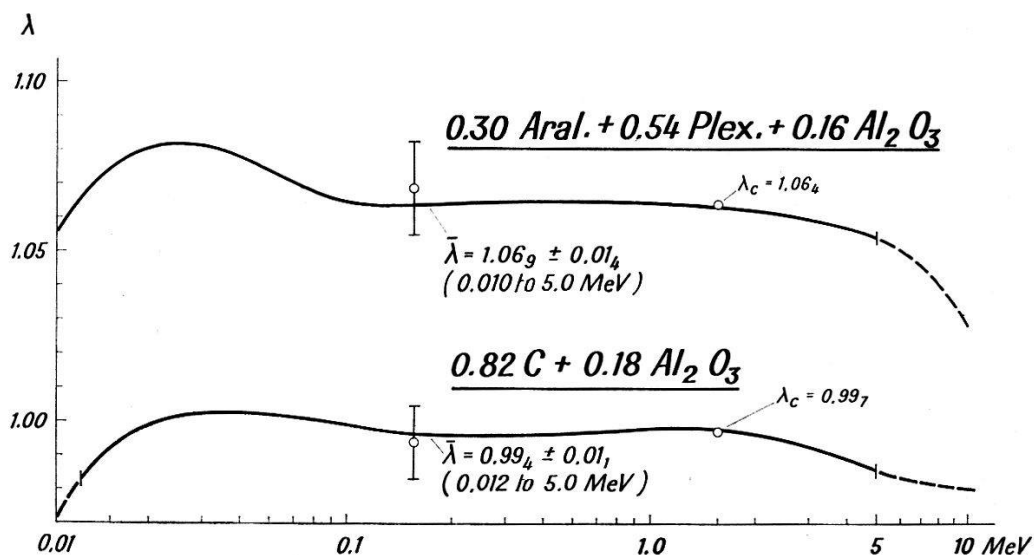


Fig. 3

Plexiglass and Vinyl chloride has been manufactured industrially in Switzerland. The compound of Araldite, Plexiglass and Al_2O_3 was moulded in the laboratory.

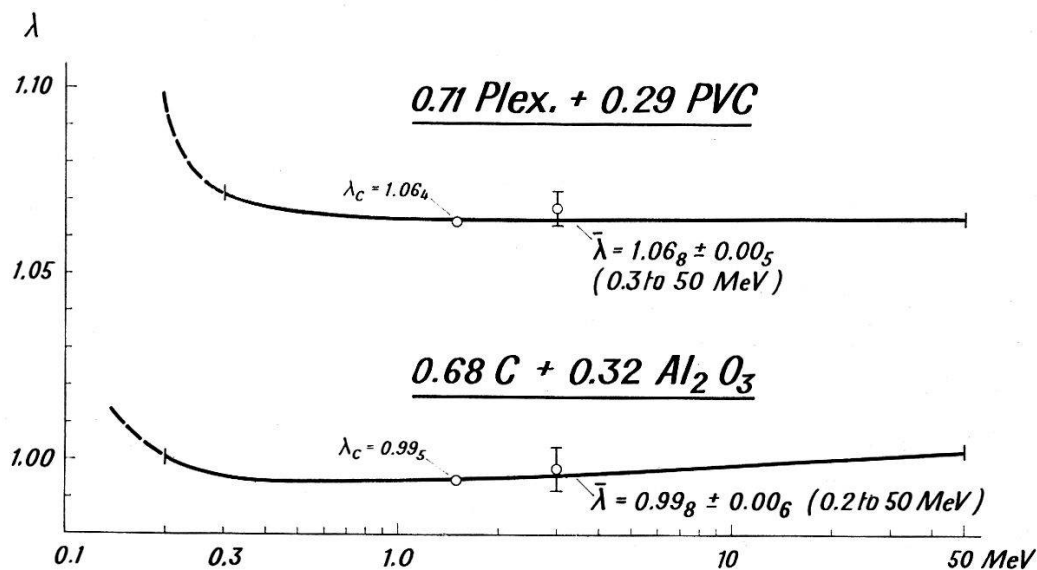


Fig. 4

As the free-air ionization chamber cannot be used as standard for γ - or X-rays above 1 to 3 MeV because of the high range of the secondary electrons in air, solid materials equivalent to air may, for energies up to 50 MeV, permit the development of ionization standards in this high energy range.

References

- ¹⁾ R. D. EVANS, Encyclopedia of Physics, by S. Flügge, Vol. XXXIV, p. 266.
²⁾ G. WHITE GRODSTEIN, National Bureau of Standards Circular 583, 1957.

**Ferro- et antiferromagnétisme des terres rares
par échange indirect**

par J. CHEVALIER et W. BALTENSPERGER
(Laboratoire des Corps Solides, EPF, Zurich)

Le travail sera publié dans les Helvetica Physica Acta

**Austausch- und Spin-Bahn-Kopplung
bei paramagnetischen Ionen in Metallen**

VON W. BALTENSPERGER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Eine Publikation ist in Vorbereitung

Ein Bändermodell des Antiferromagnetismus des MnF_2

VON A. M. DE GRAAF UND S. STRÄSSLER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Eine ausführliche Publikation für die Helvetica Physica Acta ist in Vorbereitung

**Bemerkungen zur Bestimmung des Zuleitungswiderstandes
von Tunneldioden**

VON E. BALDINGER UND U. SPYCHER
(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Die Bestimmung der differentiellen Parameter des Ersatzschemas von Tunneldioden (Fig. 1) erfolgt im wesentlichen nach den bekannten Methoden der Impedanzmessung^{1) 2) 3)}. Das Problem besteht darin, durch

passende Wahl von Frequenz und Arbeitspunkt eine eindeutige Trennung der Elemente zu finden. Für $I = 0$ liegt R_j je nach Diode zwischen 4...30 Ohm und wird mit zunehmendem Zenerstrom (Fig. 2) immer kleiner. Für Tonfrequenzen sind ωL und ωC in diesem Bereich der Kennlinie vernachlässigbar klein. Man misst deshalb als Diodenimpedanz die Summe $R = R_j + r$. Für grosse Ströme strebt R_j gegen null, und man erwartet, nur noch r zu messen. Solche Messungen wurden mit einer Brückenordnung bei 4 kHz durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, dass der Anteil von R_j selbst an der Grenze der zulässigen Belastung noch nicht vernachlässigbar ist und r sich nur angenähert bestimmen lässt.

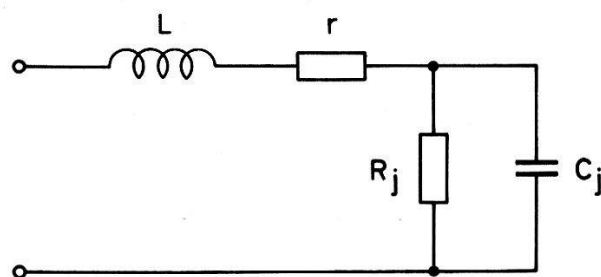


Fig. 1

Ersatzschema der Tunnel diode

R_j und C_j sind die Elemente des p - n -Überganges;
 L und r charakterisieren die Zuleitung

Die Theorie des Zenerstromes ist hingegen hinlänglich bekannt und vor kurzem von CHYNOWETH *et al.* an Backwarddioden überprüft worden⁴⁾. Für kleine Ströme fanden sie eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Bei Tunnel dioden gilt im Zenergebiet der gleiche Ansatz. Es liegt nahe, die an den Diodenklemmen gemessenen Werte mit der für die Raumladungszone geltenden Theorie zu vergleichen und aus den Abweichungen den Zuleitungswiderstand zu bestimmen. Unter der für Tunnel dioden zutreffenden Annahme eines abrupten p - n -Überganges lässt sich die Zenercharakteristik nach ⁴⁾ auf folgende Form bringen:

$$\frac{d(\ln I)}{d(\ln U)} = p + a \cdot U. \quad (1)$$

I bezeichnet den Strom, U die am p - n -Übergang angelegte Spannung; p und a sind Konstanten. Der Ansatz gilt mit der Näherung, dass U klein ist gegenüber der Diffusionsspannung, was unterhalb 100 mV genügend gut erfüllt ist.

Die linke Seite der Gleichung (1) kann wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{d(\ln I)}{d(\ln U)} = \frac{dI}{I} \frac{U}{dU} = \frac{U}{I} \frac{1}{R}. \quad (2)$$

Sie lässt sich somit direkt in den gemessenen Grössen U , I und R ausdrücken und müsste über U aufgetragen eine Gerade mit dem Achsenabschnitt p und der Steigung a ergeben. Eine solche Auftragung ist in Figur 3 als Punkte dargestellt. Die Abweichung von der erwarteten Geraden lässt auf einen merklichen Zuleitungswiderstand schliessen. Es ist demnach in (2) statt U und R

$$U_j = U - r \cdot I \quad \text{resp.} \quad R_j = R - r$$

einzusetzen. Die Krümmung von $U_j/I \cdot 1/R_j = f(U_j)$ wird durch den Parameter r stark beeinflusst. Der Wert des Zuleitungswiderstandes kann dadurch rasch mit einer Genauigkeit von etwa 10% ermittelt werden (ausgezogene Gerade in Figur 3).

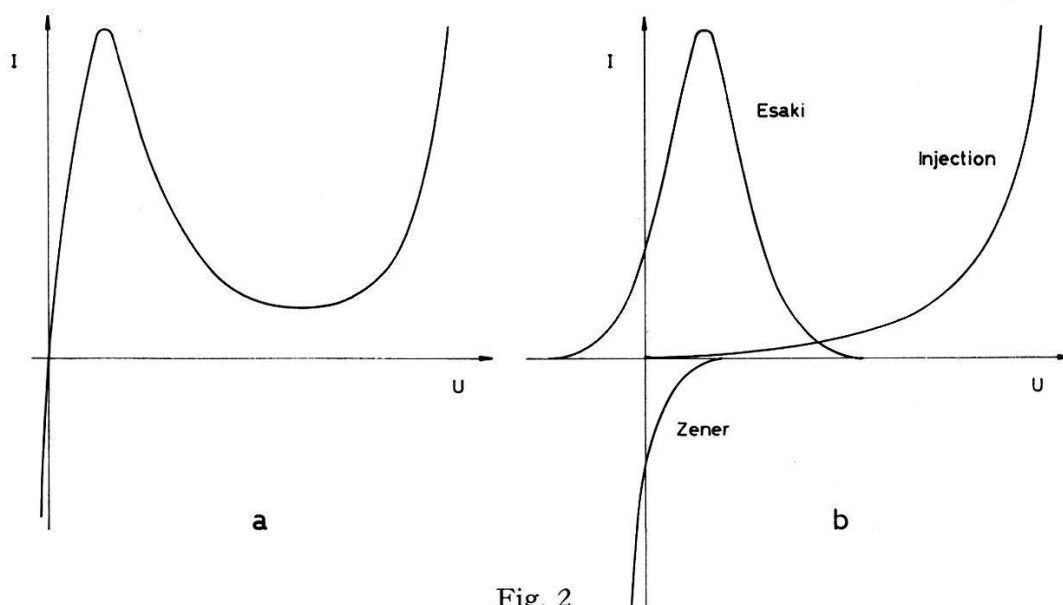


Fig. 2

Gleichstromkennlinie (a) und Aufteilung in ihre drei Stromanteile (b)

Eine weitere Kontrolle ergibt sich aus der Bestimmung der Diodenimpedanz in Funktion der Frequenz. Diese Messungen wurden mit einer General Radio Brücke Typ 1607 A ebenfalls im Zenergebiet ausgeführt. Bei grossem Ruhestrom erhält man aus dem Imaginärteil die Zuleitungsinduktivität. Für den Widerstand ergeben sich unterschiedliche Resultate. Dioden mit koaxialer Halterung zeigten bis 900 MHz keine Abweichung von den niederfrequent gemessenen Werten (vgl. auch ²⁾). In Figur 4 ist andererseits der Widerstand einer Diode mit Normalgehäuse (JEDEC TO 18) aufgetragen. Der lineare Anstieg mit $\sqrt{f}$ deutet auf Skineffekt. Die Geraden mit I als Parameter verlaufen alle parallel. Dies lässt darauf schliessen, dass der Widerstand der Raumladungszone, der allein stromabhängig ist, keinen Skineffekt zeigt. Das ist zu erwarten. Der Querschnitt der Übergangszone ist von der Grössenordnung 10^{-5} cm^2 . Eine

Abschätzung ergibt, dass selbst unter der Annahme der gleichen Leitfähigkeit wie im Homogengebiet ein Skineffekt erst bei Frequenzen über 30 kHz merkbar wird. Die Frequenzabhängigkeit ist auf den Zuleitungswiderstand beschränkt und hängt in ihrer Grösse von der Art des Diodengehäuses ab. Eine Extrapolation nach niedrigen Frequenzen zeigt, dass bei der in Figur 4 dargestellten Diode etwa 60% des bei 4 kHz bestimmten Zuleitungswiderstandes Skineffekt aufweisen und deshalb auf die metallischen Anschlüsse zurückzuführen sind.

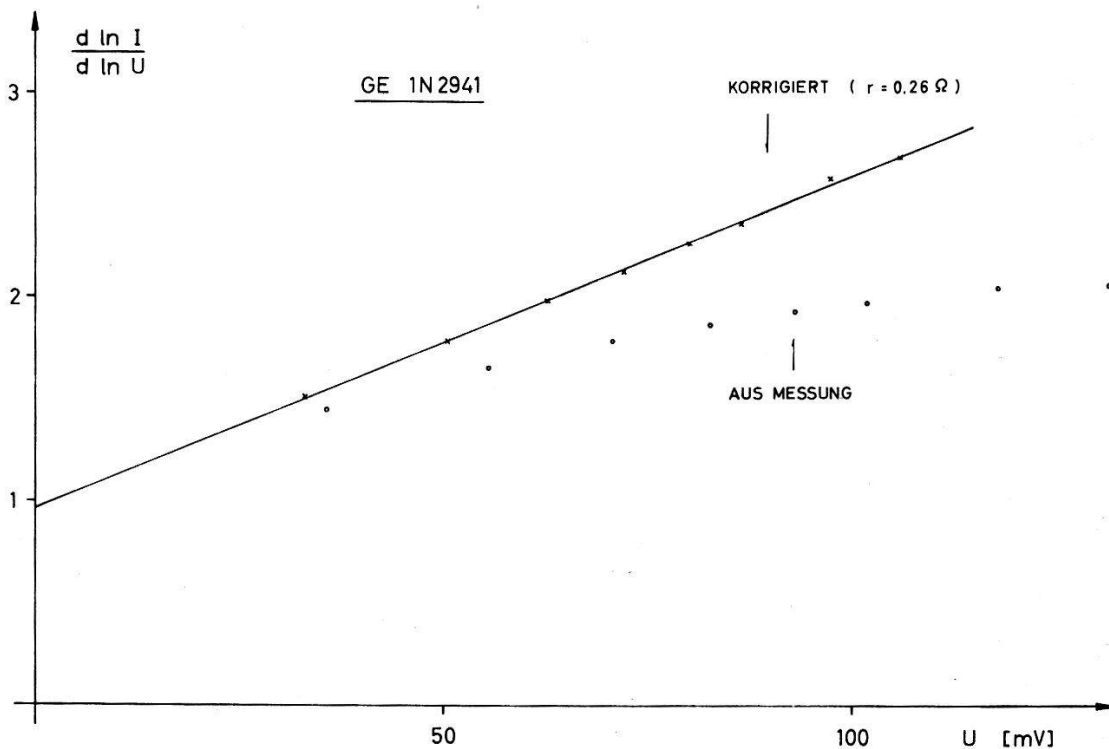


Fig. 3

Funktioneller Zusammenhang der Gleichstromgrössen im Zenergebiet

Der gemessene Skineffekt kann auch bei impulsförmiger Belastung beobachtet werden. Eine ins Zenergebiet vorgespannte Diode zeigt bei einer sprunghaften Änderung des Stromes einen Spannungsverlauf nach Figur 5. Die scharfe Spitze ist dem Einfluss der Induktivität L zuzuschreiben und der anschliessende Abfall wird durch den Skineffekt hervorgerufen. Da die Stromverdrängung eine gleiche Erhöhung des Wirk- wie des Blindwiderstandes zur Folge hat⁵⁾, kann dafür gesetzt werden:

$$Z(p) = R_0 + c\sqrt{p}, \quad p = j\omega.$$

Wird ein derartiger Widerstand mit einem Stromsprung I_p belastet, so ergibt sich über dem frequenzabhängigen Teil ein zeitlicher Spannungsverlauf

$$U(t) = \frac{c \cdot I_p}{\sqrt{\pi \cdot t}}.$$

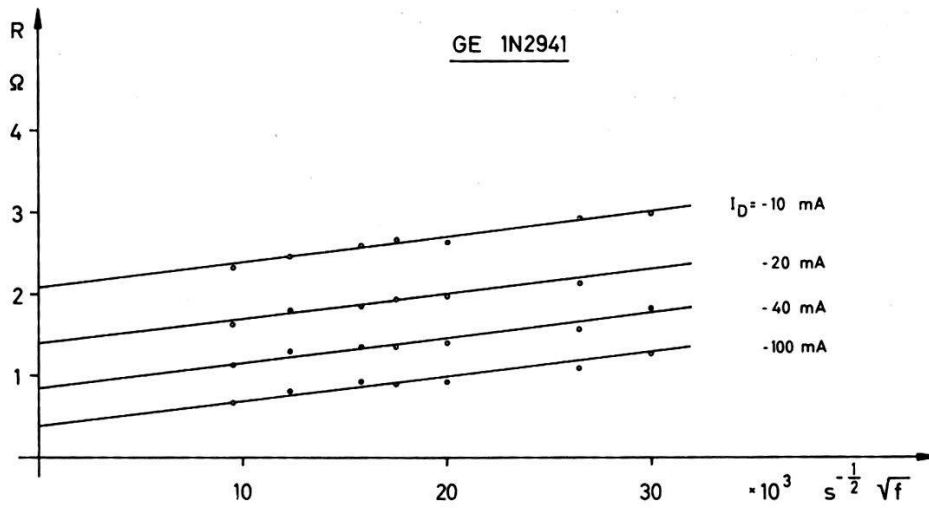


Fig. 4

Frequenzabhängigkeit des Diodenwiderstandes

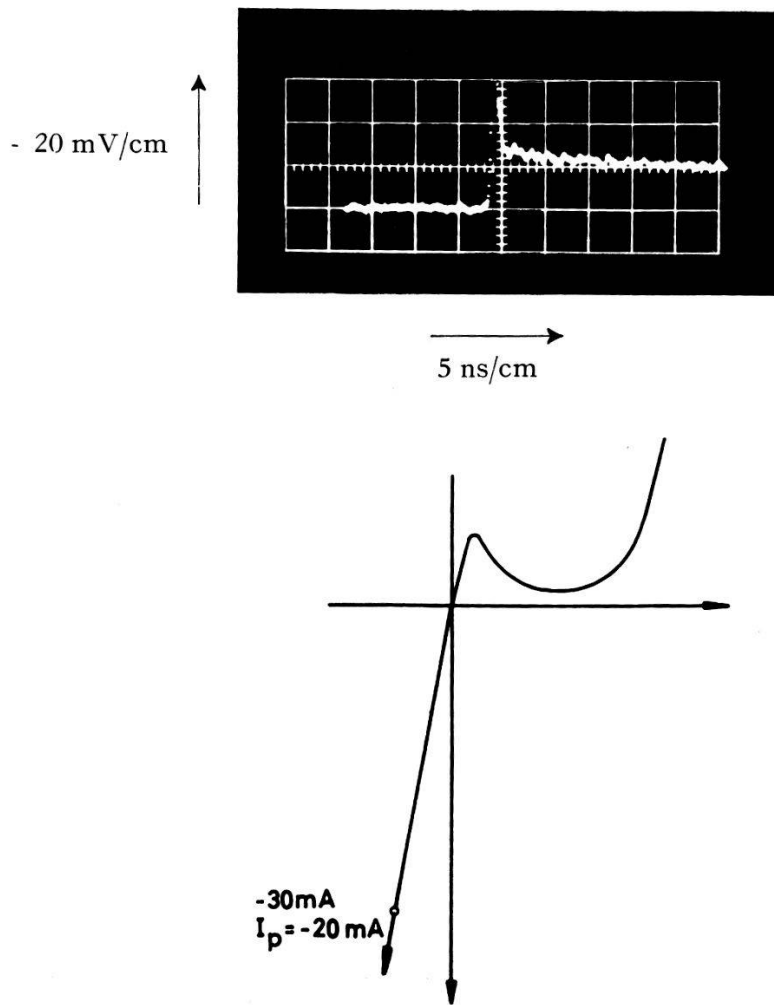


Fig. 5

Diodenspannung bei aufgeprägtem Stromsprung

Figur 6 zeigt vergrössert nochmals die gemessene Spannung der Figur 5. Die Punkte entsprechen den gerechneten Werten mit der aus Figur 4 entnommenen Konstanten c . Die Annahme, dass der beobachtete Spannungsverlauf durch Skineffekt bedingt ist, wird nicht nur durch die gute Übereinstimmung von Rechnung und Experiment gestützt. Man findet nämlich einen gleichen Verlauf auch bei stark ins Injektionsgebiet (vgl. Fig. 2) vorgespannter Diode. Ferner konnte er nur bei denjenigen Dioden festgestellt werden, die auch einen messbaren Skineffekt zeigen.

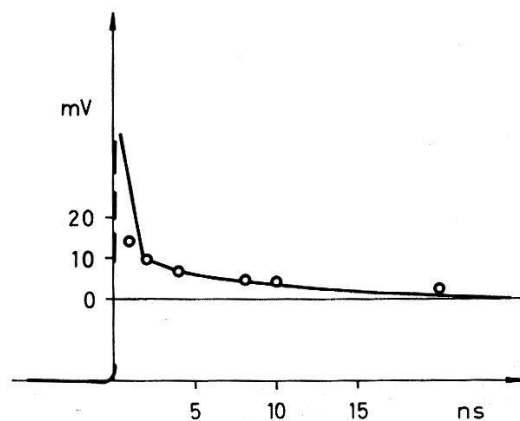


Fig. 6

— Messung Fig. 5

○ ○ ○ ○ Rechnung

Wir danken Herrn Dr. R. KAENEL von den Bell Laboratories für die freundliche Überlassung einiger Tunneldioden, sowie dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

- ¹⁾ General Radio Experimenter Juli/Aug. 1960.
- ²⁾ H. FUKUI, Int. Solid State Circuit Conference 1961 Digest Tech. Papers, 16.
- ³⁾ E. BALDINGER, U. SPYCHER, ZAMP XI, 518 (1960).
- ⁴⁾ A. G. CHYNOWETH, Phys. Rev. 118, 425 (1960).
- ⁵⁾ Vgl. z. B. SCHELKUNOFF, Electromagnetic Waves, p. 265 D. van Nostrand Co, N. Y. 1943.

Echelle à haute résolution

par R. L. FAVRE

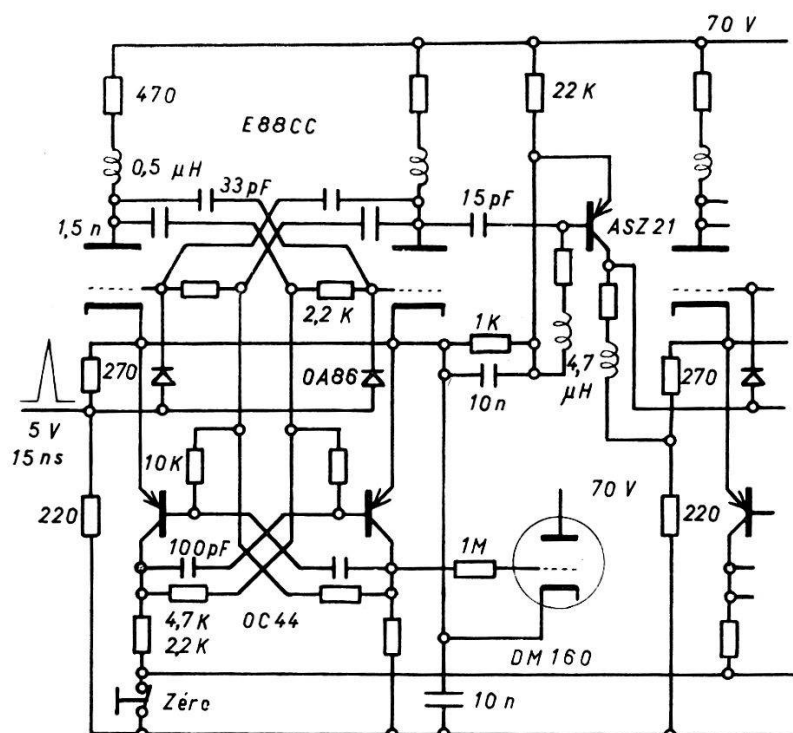
(Laboratoire de Recherches Nucléaires, Lausanne)

L'occasion d'exploiter les performances d'un compteur d'impulsions d'un temps de résolution de 30 ns s'étant présentée dans le cadre de notre Laboratoire, nous en avons profité pour expérimenter sur le plan pratique

les circuits proposés antérieurement^{1) 2)}. Les conditions requises nous ont permis de réduire le pouvoir de résolution au profit de la stabilité des circuits. Les résistances anodiques ont été élevées à 470 ohms et les capacités de couplage interne à 33 pF.

Nous avons obtenu un temps de résolution maximum de 25 ns pour des impulsions d'entrée positives, d'une durée de 15 ns et d'une amplitude de 6 à 7 volts.

Faute de transistors de commutation, les étages ont été couplés par des transistors OC 171 qu'il est prévu de remplacer par des transistors ASZ 21 dans les compteurs plus rapides.



Echelle à haute résolution

L'affichage binaire est assuré par des tubes DM 160, idéalement adaptés aux conditions particulières. La remise à zéro par les étages transistorisés ne présente pas de difficulté.

Composé de 5 étages binaires, ce prototype fonctionne depuis plusieurs mois à notre entière satisfaction.

Nous remercions Monsieur le Professeur HAENNY, nos techniciens Messieurs JOMINI et QUINCHE ainsi que la Commission Suisse pour la Science Atomique, de leur précieuse contribution respective à ce travail. Nos sentiments de reconnaissance vont également à notre collègue, Monsieur ALDER, qui nous a fait part de ses remarques et propositions en tant qu'utilisateur de cet appareil.

Bibliographie

- 1) R. L. FAVRE, Compteur d'impulsions pour le domaine des UHF, *Helv. Phys. Acta* 32, 502-504 (1959).
- 2) R. L. FAVRE, Modifications et performances d'un compteur UHF, *Helv. Phys. Acta* 33, 601-605 (1960).

Discriminateur rapide

par R. L. FAVRE

(Laboratoire de Recherches Nucléaires, Lausanne)

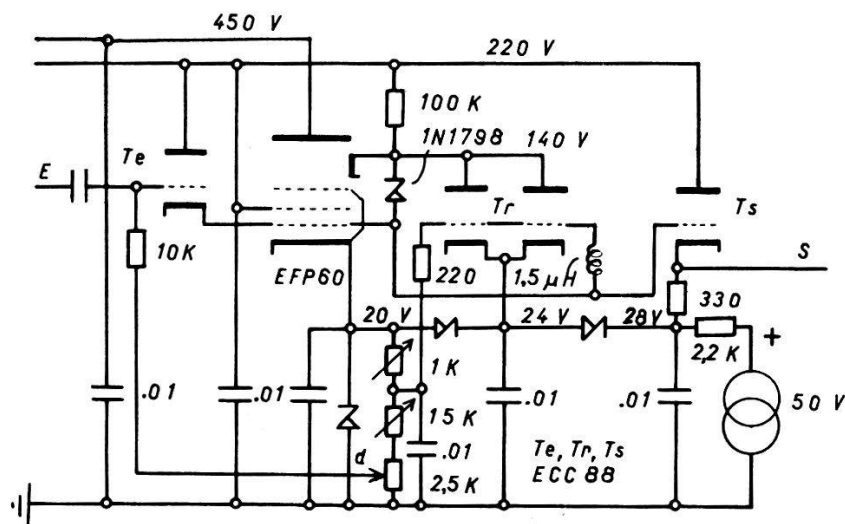
La principale difficulté rencontrée dans l'élaboration d'un circuit impulsif réactif, à faible temps de recouvrement, tient à l'énergie accumulée dans les éléments passifs qui doit être rapidement dissipée, en dépit d'une impédance de charge «interne» relativement élevée pour permettre l'accrochage de la réaction.

Cette difficulté a été surmontée dans le circuit discriminateur proposé par la suppression des éléments critiques et l'intervention de deux éléments actifs distincts pour la formation de chacun des fronts de l'impulsion de réponse. La réaction est obtenue de manière classique par couplage dynode-grille d'un tube à émission secondaire, fonction confiée à une diode Zener à haute tension (140 V) shuntée par une capacité. La polarisation étant imposée du côté grille, la tension de dynode subit les contre-coups du temps de recouvrement de la diode Zener. Il se trouve que la réponse est heureusement peu sensible à la tension de dynode. Le front de retour est obtenu par l'intervention différée d'un tube de «rappel» constitué par la double triode ECC88. La durée des impulsions de réponse est ajustée par l'élément de retard que constitue la self de grille du tube de rappel.

L'impédance de charge «interne» est composée des capacités parasites et de la self de retard, soit une valeur totale assez élevée pour assurer un accrochage énergétique. La faible énergie réactive accumulée dans la self est rapidement dissipée par une résistance d'amortissement critique qui tient lieu d'élément de polarisation. Le seuil de discrimination est déterminé par la position du potentiomètre d. La contribution des autres éléments se passe de commentaires.

Les valeurs du schéma confèrent aux impulsions de sortie une durée voisine de 15 ns à mi-hauteur. Les impulsions d'entrée, de polarité positive, doivent être de durée inférieure, à quel défaut il se produirait une réexcitation du circuit. La réponse est relativement indépendante des impulsions d'entrée. Toutefois, lorsque ces dernières ne font qu'effleurer

le seuil de discrimination, il se produit un retard au déclenchement de la réaction qui peut atteindre 30 ns. Ce retard tombe à quelques ns pour un dépassement de l'ordre du volt. La réexcitation est possible après 20 ns mais le temps de recouvrement total est voisin de 30 ns. Cette valeur implique d'ailleurs le plus grand soin dans l'exécution du câblage. Les meilleures performances exigent une certaine sélection des tubes EFP 60.



Discriminateur d'amplitude

Nous remercions Monsieur le Professeur HAENNY, notre technicien Monsieur MERCANTON et la Commission Suisse pour la Science Atomique, de leur contribution respective à ce travail.

Masers à deux jets comme étalon de fréquence primaire

par J. DE PRINS*), C. MENOUD et P. KARTASCHOFF
(Laboratoire suisse de Recherches Horlogères, Neuchâtel)

Comme l'ont suggéré SHIMODA *et al.*¹⁾, l'onde progressive, présente dans la cavité d'un maser à simple jet, peut être fortement diminuée, en symétrisant le phénomène à l'aide d'un second jet de direction opposée au premier. Dans le dessein de faire du maser un étalon absolu, nous avons réalisé deux installations expérimentales de maser à deux jets.

L'installation N° 1 a été construite de manière à ce que les nombres de molécules des deux jets et les tensions appliquées aux deux jets puissent être réglées indépendamment. L'alignement des composantes est réalisé

*) Faculté des Sciences. Université libre de Bruxelles, Belgique.

assez grossièrement. Les mesures de fréquence ont été faites quand les deux jets sont équilibrés.

L'installation N° 2 a été conçue de manière à permettre un alignement par méthode optique des composantes des deux jets. De plus, par construction, le nombre de molécules dans les deux jets, ainsi que les tensions appliquées aux focaliseurs sont identiques. Les gicleurs de l'installation N° 2 assument une directivité du jet environ 3 fois moins bonne que dans l'installation N° 1.

Dans les deux installations la cavité employée est du type TM_{010} . Les deux appareils ont été étudiés avec la raie $J = 3, K = 3$ de $N^{15}H_3$, le critère de mesure étant celui du champ magnétique²⁾. La précision de mesure est de $2 \cdot 10^{-11}$.

Influences des paramètres expérimentaux

La fréquence des masers à deux jets est, à la précision de mesure près, indépendante de la haute tension appliquée aux focaliseurs (fig. 1). Par contre, la fréquence varie en fonction du nombre de molécules dans le jet (fig. 2 et tableau).

	Variation relative de fréquence / Nombre de molécules dans le jet
Installation N° 1 . . .	$1,6 \cdot 10^{-10} / 10^{17} \text{ mol. s}^{-1}$
Installation N° 2 . . .	$4 \cdot 10^{-11} / 10^{17} \text{ mol. s}^{-1}$

Cette variation n'est pas fonction de l'amplitude d'oscillation de maser. Celle-ci varie en effet fortement avec la tension appliquée au sélecteur d'états et l'expérience montre que la fréquence ne varie pas dans ces conditions.

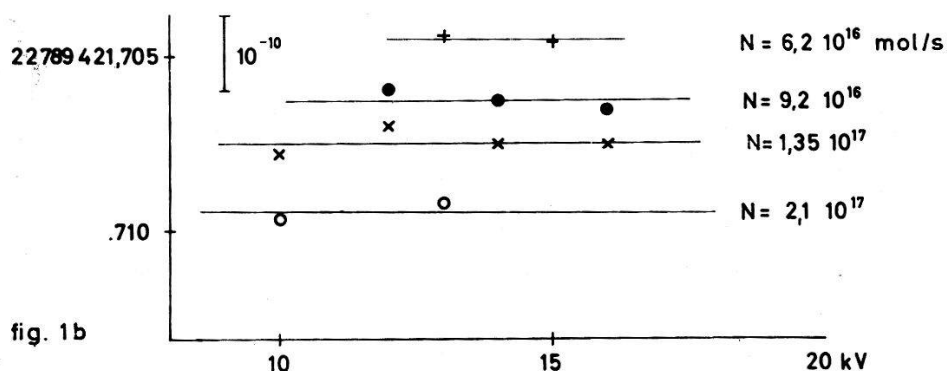


fig. 1b

Fig. 1

Variation de la fréquence en fonction des paramètres expérimentaux

La variation observée semble être proportionnelle au nombre de molécules dans la cavité, en effet :

1) Le nombre des molécules dans la cavité est proportionnel à $N^{2/3}$, où N est le nombre de molécules dans le jet. La figure 3 montre un bon alignement des points expérimentaux sur des droites.

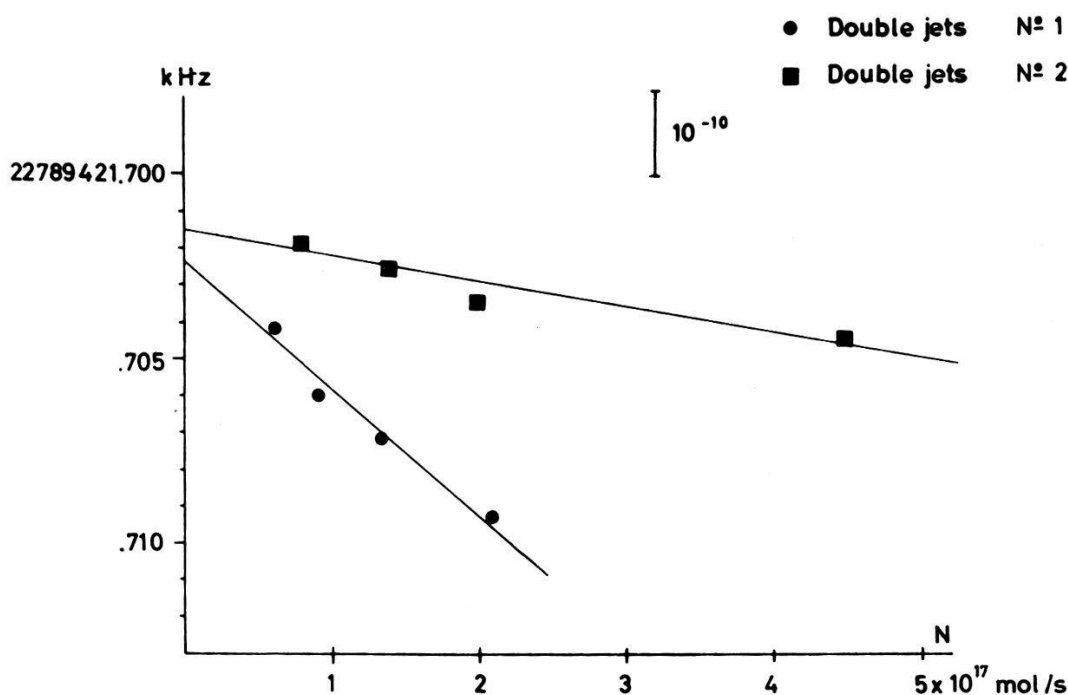


Fig. 2

Fréquence des masers en fonction du nombre de molécules dans le jet

2) L'influence du nombre de molécules dans le jet est plus petite dans l'installation N° 2. En effet, les gicleurs de cette installation ont une directivité plus faible, ce qui fait que pour une même intensité du jet, le nombre de molécules dans la cavité est trois à quatre fois plus petit (ce fait est vérifié par les conditions d'oscillation). Le rapport entre les variations relatives de fréquence est du même ordre que le rapport des directivités des deux gicleurs (fig. 3).

3) D'autre part, les expériences faites par SABARI *et al.* avec des masers à deux jets, oscillant sur la ligne $J = 3$, $K = 2$ de $N^{14}H_3$, ce qui exige un nombre plus grand de molécules, ont montré une dépendance environ 10 à 40 fois plus forte des conditions expérimentales³⁾.

4) Le nombre de molécules dans la cavité ne varie que de deux pour cent, quand la tension appliquée au sélecteur d'états passe de 0 à 20 KV⁴⁾. Si l'on admet une variation de fréquence proportionnelle au nombre de molécules dans la cavité, l'effet des variations de tensions dans l'installation N° 2, pour un nombre de molécule inférieur à $3 \cdot 10^{17} \text{ mol s}^{-1}$ est plus petit que 10^{-11} , donc actuellement non mesurable.

Cette variation de fréquence peut être due à des interactions entre molécules dans la cavité. Les expériences de mesure de largeur de raie montrent qu'il y a effectivement de telles interactions.

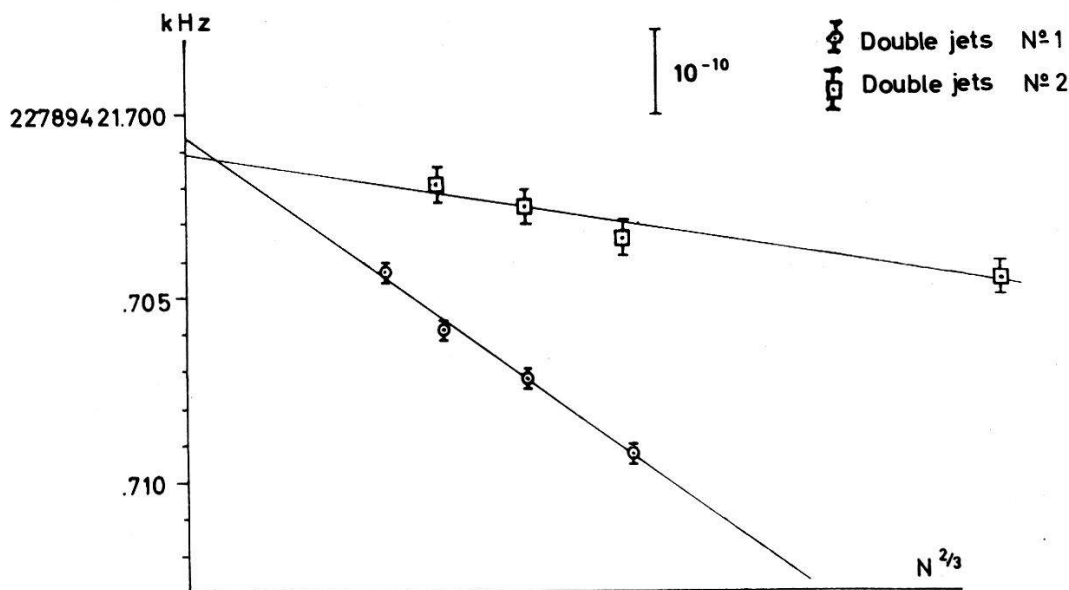


Fig. 3

Fréquence des masers en fonction du nombre de molécules dans la cavité

Stabilité et exactitude des masers à deux jets

a) *Stabilité*: Les paramètres expérimentaux sont facilement mesurables et reproductibles à quelques pour cents. Cette reproductibilité des conditions expérimentales, permet une reproductibilité de la fréquence à quelques unités fois 10^{-12} . L'on peut donc garantir pour un appareil donné une stabilité à long terme de cet ordre de grandeur.

b) *Exactitude*: L'évaluation de cette grandeur est plus difficile. Si l'on retient l'hypothèse de la variation de fréquence linéaire en fonction du nombre de molécules, l'on peut extrapoler la fréquence pour un nombre nul de molécules dans la cavité.

Aux erreurs de mesures près, cette extrapolation conduit à des valeurs identiques des fréquences des deux masers.

La valeur intrinsèque de la fréquence ainsi obtenue est:

$$\nu_{\text{maser}} = 22789421701 \pm 1 \text{ Hz} \quad \text{exprimé dans l'échelle de temps TA 1}$$

$$(\nu_{cs} = 9192631770 \text{ Hz})$$

Une autre question est de savoir à quel point l'onde progressive a été diminuée. On peut faire l'évaluation grossière, suivante: dans un maser à simple jet, l'augmentation de la tension appliquée au sélecteur d'états de 10 à 20 KV, entraîne une augmentation de l'effet de l'onde progressive

de 30 % à 40 %. Comme dans le maser à deux jets, cette augmentation est plus petite que l'erreur de mesure de $2 \cdot 10^{-11}$, on peut estimer que l'effet d'onde progressive est inférieur à 10^{-10} .

En conclusion et, malgré l'incertitude sur la cause réelle de la variation de fréquence en fonction du nombre de molécules, nos résultats permettent d'attribuer aux masers à deux jets une exactitude meilleure que 10^{-10} .

Bibliographie

- ¹⁾ K. SHIMODA, T. C. WANG et C. H. TOWNES, Phys. Rev. 102, 1308 (1956).
- ²⁾ J. DE PRINS et P. KARTASCHOFF, L.S.R.H. Report No CEI (1960); Sup. Nuovo Cimento (à paraître).
- ³⁾ Y. SABURI, M. KOBAYASHI et S. IJIMA, Procès Verbaux des Sciences du Comité International des Poids et Mesures. Document S. 2 du «Comité Consultatif pour la définition de la seconde» (1961).
- ⁴⁾ FRANK S. BARNES, Proc. Inst. Radio Engrs. 47, 2085 (1959).

Trajectoires curvilignes de l'énergie et circulation énergétique des particules

par R. BOOLSKY et R. EXTERMANN (Genève)

La présente note traite d'un aspect particulier de la propagation de l'énergie électromagnétique, avec l'intention d'établir un nouveau pont entre les théories corpusculaires et ondulatoires.

Le vecteur de propagation de Poynting $\mathbf{S} = (c/4\pi) [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ est un vecteur caractéristique d'un courant d'énergie électromagnétique; nous l'écrivons donc aussi $\mathbf{S} = c.u.\mathbf{t} = (c.u) \cdot \mathbf{t} = N.\mathbf{t}$, où $N = c.u$ prend la signification d'un indice de réfraction optique.

Cette première remarque conduit à admettre que le vecteur de propagation obéit à une équation iconale classique, avec trajectoires minimales d'un gradient comme trajectoires propres. Ce serait cependant une erreur de limiter ainsi les possibilités à celles de la mécanique ondulatoire basée sur l'analogie avec le théorème de Fermat. Un précédent travail¹⁾, voué à l'optique géométrique, admettait comme postulat fondamental de l'optique géométrique l'invariance de la durée de succession d'événements identiques en tout point d'une trajectoire dans un référentiel absolu. Les référentiels des objets matériels apparaissent alors attachés à une configuration stationnaire dans une convection énergétique de vitesse absolue uniforme c .

En accord avec ce postulat, nous avons admis l'existence de trajectoires cycliques et de champs de rotationnels répondant à une seconde équation iconale, $\text{rot } \mathbf{R} = \mathbf{S}$, avec $|\mathbf{S}| = N = c.u$.

De telles trajectoires apparaissent immédiatement lorsqu'une charge d'un dipole tourne autour de l'autre, induisant en ce cas un courant et un champ magnétique dans la charge immobile.

Déjà en 1953, une conséquence imprévue d'une théorie d'optique instrumentale avait été la mise en lumière de modèles iconaux d'instruments optiques très particuliers, dans lesquels la lumière pouvait graviter indéfiniment. L'étude de cette circulation conduisait immédiatement à admettre l'identité entre énergie circulante et courant électrique.

Cette identité est vérifiée, le courant énergétique et le courant électrique étant à l'origine du champ magnétique et du champ électrique de manière formellement semblable. Nous avons des exemples de circulations énergétiques dans lesquels le champ électrique est proportionnel à l'expression $\text{grad } \ln u$ et le champ magnétique est proportionnel au rotationnel du vecteur unitaire trajectorial. Ces propriétés purement géométriques reflètent par ailleurs l'extrême souplesse d'interprétation des équations iconales, qui représentent en même temps des champs de propagation à vitesse constante et densité variable, soit l'inverse; ou encore la propagation dans un univers non euclidien.

Les équations de MAXWELL sont contenues implicitement dans la définition de la densité d'énergie u et particulièrement dans l'identité entre les expressions $\text{div } (c/4\pi) [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = -du/dt = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{i} - 1/8\pi \delta/\delta t (E^2 + H^2)$ qui subsistent pour les circulations stationnaires. Ceci doit permettre de constituer une collection complète de modèles iconaux de particules tenant compte de leurs propriétés électriques, magnétiques et de spin. Les caractères ondulatoires sont liés à la validité des équations de Maxwell: on peut admettre qu'un spin ou moment cinétique invariable constitue un élément énergétique neutre se retrouvant dans plusieurs particules: la présente théorie ne se limite pas aux particules chargées.

Bibliographie

- ¹⁾ R. BOOLSKY, *Helv. Phys. Acta*, Vol. 26, Fasc. 7/8, 743 (1953).

Détecteur G. M. pour un spectromètre bêta

par J. KERN

(Institut de Physique de l'Université, Fribourg)

Dans un travail précédent¹⁾ nous avons montré qu'il était possible de réaliser un compteur G. M. à coque métallique ayant une pente relative du plateau $(\Delta N/N)_{\Delta V = 100 \text{ Volts}}$ de l'ordre de 0,5% lorsque le taux de comptage est d'environ 50 c/sec. Pour cela il faut utiliser un diamètre

d'anode judicieux, dégazer le compteur sous haut vide et incorporer des électrodes de garde. Des électrodes simples suffisent lorsque l'irradiation est concentrée sur le milieu du compteur, des électrodes doubles sont préférables lorsque l'irradiation est répartie sur toute la longueur du compteur. Avec ces dernières électrodes on obtient une pente de $0,24 \pm 0,14\%$ (pour $\Delta V = 100$ V) sur 160 volts lorsque l'irradiation est concentrée. Cette pente est due à la diminution du temps mort qui se produit lorsqu'on accroît la surtension.

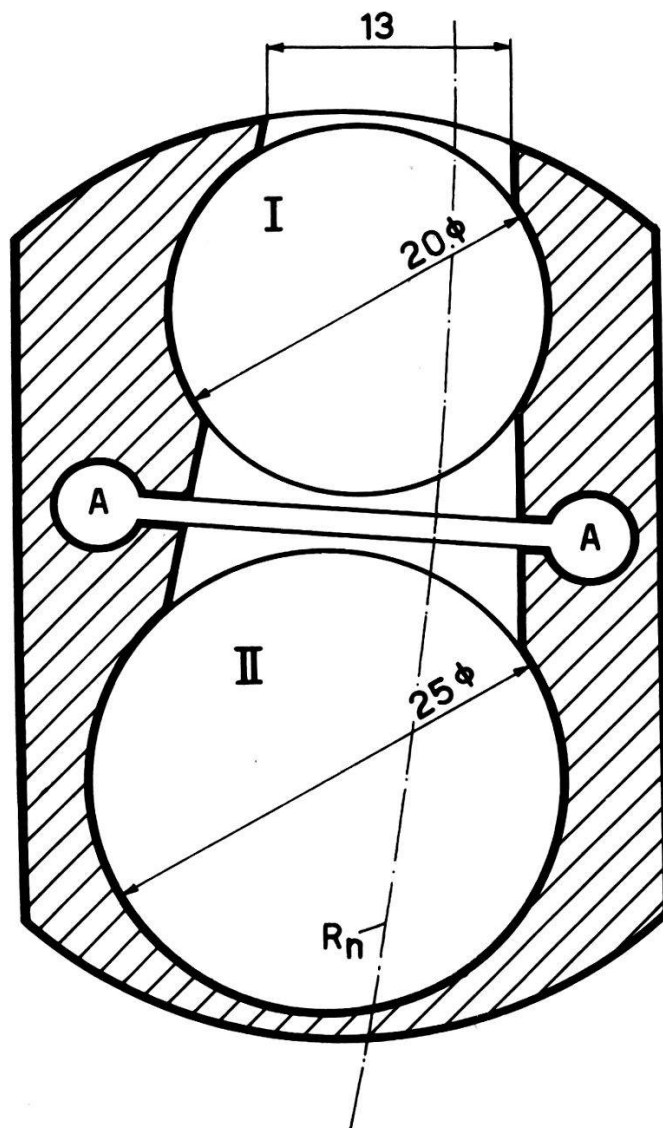


Fig. 1

Compteur double. Coupe transversale. R_n = rayon normal du spectromètre

Dans le but de réduire le mouvement propre nous avons construit un compteur double qui est représenté en coupe dans les figures 1 et 2. Dans le spectromètre²⁾ l'irradiation est concentrée par l'action de la fenêtre, aussi des électrodes simples sont-elles suffisantes. Elles ont un diamètre

de 3 mm. La fenêtre d'entrée a 13×24 mm et la fenêtre intermédiaire 17×37 mm. Cette dernière est montée sur un cadre métallique qui peut être glissé dans les rainures A (cf. fig. 1). Les fenêtres sont en MYLAR de $0,9 \text{ mg/cm}^2$ aluminisé. Celle d'entrée est collée sur la paroi extérieure. Un second compteur à fenêtre amovible est en construction. Les diamètres de cathode sont de 20 et 25 mm. Le diamètre des anodes est de 0,15 mm, valeur légèrement inférieure à celle de 0,18 mm utilisée jusqu'ici. Cette modification a été effectuée pour compenser la réduction du diamètre de la cathode qui était de 30 mm. Il en résulte un temps mort plus court, ce qui est favorable aux taux de comptage élevés.

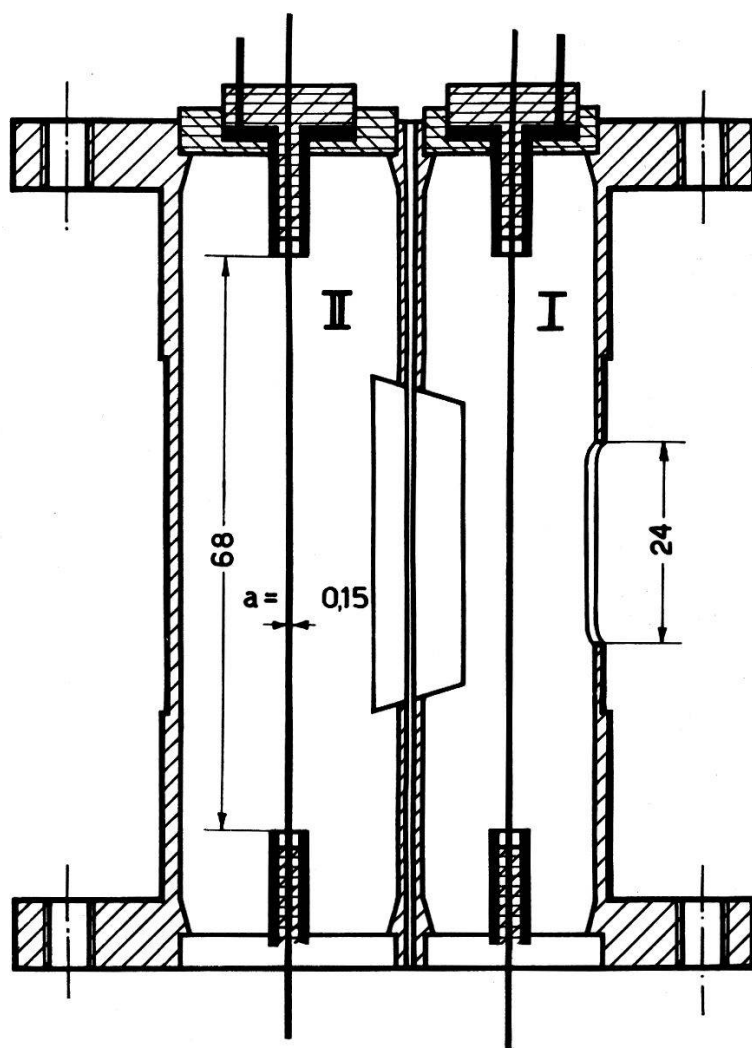


Fig. 2

Compteur double. Coupe longitudinale

Les mesures de test ont été effectuées en dehors du spectromètre en irradiant le compteur latéralement (c'est-à-dire depuis une direction perpendiculaire au plan des axes des compteurs) avec une source de Co^{60} .

Ces conditions sont beaucoup moins favorables que celles que l'on a dans le spectromètre, où le faisceau est centré et où le taux des coïncidences est presque égal au taux de comptage simple si ce taux est important.

Ces mesures ont donné les résultats suivants:

Compteur I seul:	Pente $1,70 \pm 0,15\%$ sur 200 volts. Taux de comptage 125 c/sec.
Compteur II seul:	Pente $1,48 \pm 0,15\%$ sur 240 volts. Taux de comptage 135 c/sec.
I et II en coïncidence:	Pente $0,98 \pm 0,2\%$ sur 240 volts. Longueur du plateau supérieure à 360 volts. Taux de comptage: Coïncidences 25 c/sec. I 119 c/sec. II 125 c/sec.

L'amélioration du mouvement propre en utilisant le compteur double en coïncidence par rapport au comptage simple est d'un facteur 5 environ. En valeur absolue, le mouvement propre est de 7 coïncidences/min dans le spectromètre.

La diminution de la correction statistique due au temps mort donne lieu dans les conditions indiquées précédemment à une pente du plateau en coïncidence de 0,65%. La pente mesurée se compare favorablement à cette valeur.

Nous remercions le Prof. O. HUBER de l'intérêt qu'il a porté à notre travail et le Fonds National de la Recherche Scientifique de son aide financière.

Bibliographie

- ¹⁾ J. KERN et O. HUBER, *Helv. Phys. Acta* 33, 27 (1960).
- ²⁾ H. WILD et O. HUBER, *Helv. Phys. Acta* 30, 3 (1957).

Erzeugung von Ionenimpulsen im ns-Bereich durch Laufzeitmodulation

VON R. WAGNER, P. HUBER, R. PLATTNER UND C. POPPELBAUM
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Unser Bestreben, die Vorteile der Ionenbündelung auf möglichst einfache Weise auszunutzen, führte zur nachfolgend beschriebenen Apparatur, bei der durch einen HF-Sender der Ionenstrahl gleichzeitig gepulst und durch Energiemodulation zeitlich fokussiert wird. Dabei erfolgt die

Modulation mit relativ kleiner Amplitude, so dass sie sich bei der Erzeugung von Neutronen mit Hilfe der ($d-d$) und der ($d-t$)-Reaktion nicht störend auswirkt.

Die in einem Duo-Plasmatron erzeugten Ionen werden durch eine mit 4 MHz modulierte Gleichspannung ($U_0 = 30$ kV) abgesaugt (Fig. 1). Die Gleichspannungskomponente dient über einen Vorwiderstand gleichzeitig als Fokussierspannung am Linsensystem. Dieser Vorwiderstand wird so gewählt, dass bei der Spannung U_0 für einen bestimmten Ionenstrom der Strahl auf die Austrittsblende fokussiert wird. Nach der Beschleunigung auf 160 kV und magnetischer Stromanalyse trifft der Strahl durch einen Ring zur Erzeugung eines Referenzsignals auf ein Tritiumtarget.

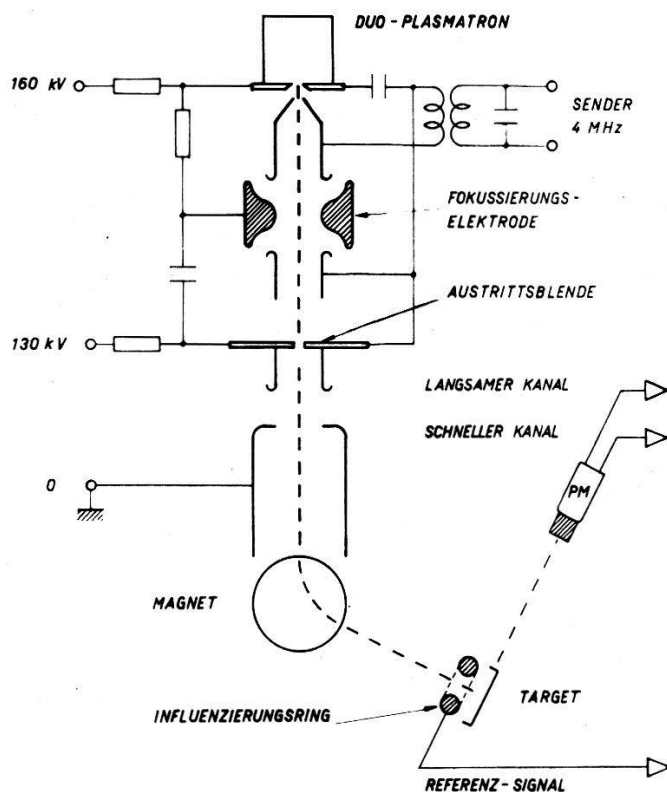


Fig. 1

Aufbau der Apparatur. Der Durchmesser der Austrittsblende beträgt 5 mm

Das Prinzip der Impulserzeugung ist aus Figur 2 ersichtlich. Beim Nulldurchgang der HF ist der Strahl auf die Austrittsblende fokussiert. Ändert sich die Absaugspannung, so wird der Strahl um so stärker defokussiert, je mehr diese von U_0 abweicht. Dadurch ergibt sich der in Figur 2 dargestellte Stromverlauf $i(U_A)$. Dabei ist wichtig, dass der Strahl an den Rändern (z. B. Punkte A und B in Figur 2) des linearen Teiles der HF vollkommen defokussiert ist, d. h. im Idealfall kein Strom durch die Austrittsblende kommt. Dieser lineare Teil bewirkt nun die Laufzeitmodula-

tion. Bei 0 und T_0 geht die Absaugspannung von kleineren zu grösseren Werten durch U_0 : die zuerst eintreffenden Ionen erhalten weniger Energie als die späteren. Umgekehrt werden bei $T_0/2$ die ersten Ionen noch mehr beschleunigt, so dass der Impuls stark auseinandergezogen wird und sich der in Figur 2 dargestellte Stromverlauf $i(t')$ am Ort des Targets ergibt. Man wählt nun die HF-Amplitude derart, dass bei 0 und T_0 die eingeführte Laufzeitmodulation im Idealfall gleichzeitiges Eintreffen der Ionen auf dem Target ergibt. Auf die Bedeutung des auseinandergezogenen Impulses kommen wir zurück. Beachtet man, dass durch die Modulation der Absaugspannung auch die Spannung zwischen Absaugelektrode und Fokussierungselektrode moduliert wird, so sieht man, dass sogar eine Verdoppelung des Effektes möglich ist, wenn die Laufzeit der Ionen von der Absaugelektrode bis zur Fokussierungselektrode gleich der halben Periode $T_0/2$ der HF wird. Die Erfüllung dieser Bedingung bringt eine Reduktion der notwendigen Senderamplitude.

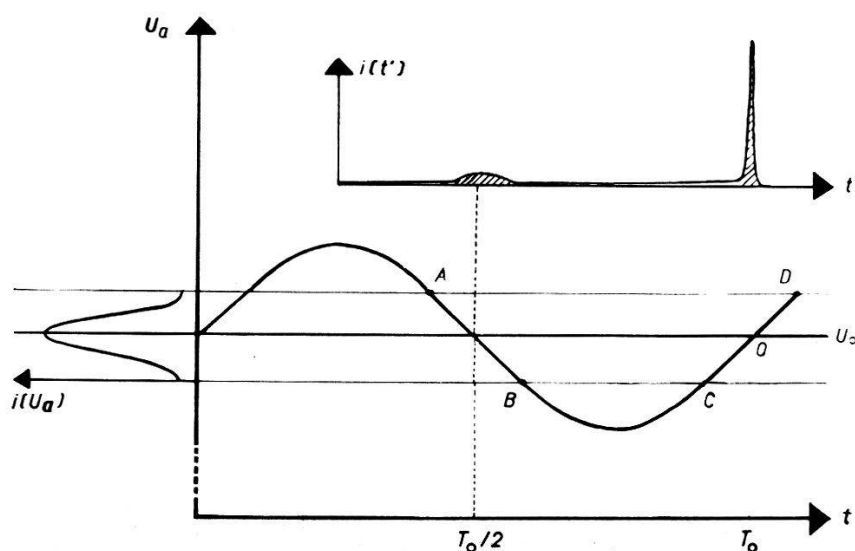


Fig. 2

Stromverlauf als Funktion der Absaugspannung und der Zeit

Beim Durchgang eines Ionenimpulses durch einen Ring direkt oberhalb des Targets wird auf diesem ein Signal influenziert, das zur Kontrolle der Impulserzeugung sowie als Referenzsignal in der time-of-flight-Anordnung benutzt werden kann. Figur 3 zeigt zwei solche Signale nach der Verstärkung durch zwei additive Verstärker vom Typ Hewlett Packard A.

Die Auflösung der ganzen Apparatur wird durch das in Figur 4 dargestellte Flugzeitspektrum von 14 MeV Neutronen gezeigt. Die Halbwertsbreite des durch den komprimierten Impuls erzeugten Neutronenimpulses ergibt sich zu 3,5 ns. Bei einem mittleren Targetstrom von $50 \mu\text{A}$ ergibt sich im Vergleich zu der bisher von uns verwendeten Methode der

HF-Strahlableitung eine Verbesserung der Auflösung um 60 % bei einem sechsfachen Strom.

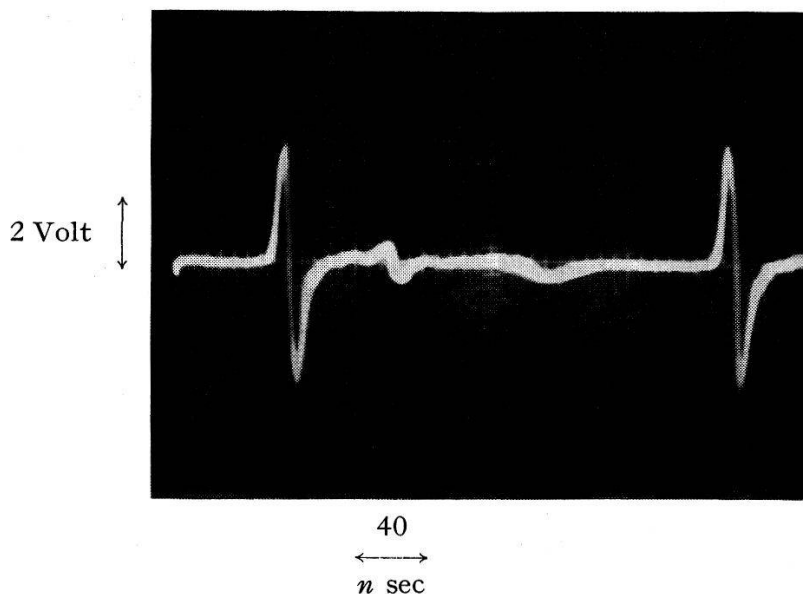


Fig. 3

Referenzsignal. Abszisse 40 ns/cm, Ordinate 2 V/cm

In Figur 4 ist ferner der auseinandergezogene Impuls sichtbar. Die Distanz zum komprimierten Impuls beträgt immer die halbe Periode der HF, also hier 125 ns. Begnügt man sich mit einem Flugzeitspektrum dieser Breite (z. B. 1–14 MeV bei 1,7 m Flugstrecke), so liegt der auseinandergezogene Impuls ausserhalb des Spektrums. Bei Experimenten, die einen

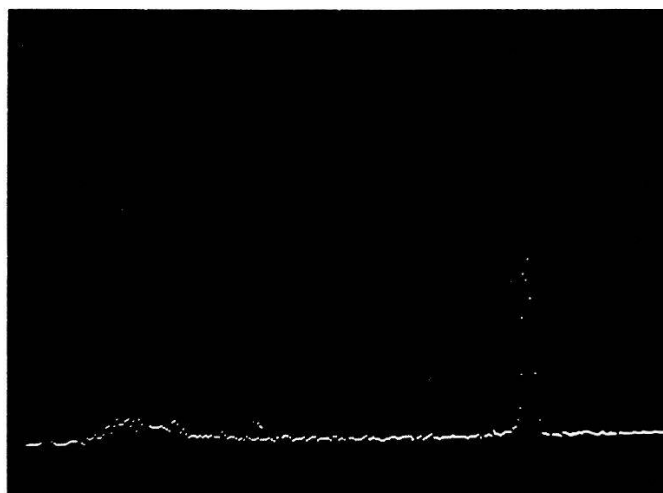


Fig. 4

Flugzeitspektrum auf dem 256-Kanal RCL Impulsspektrographen.
Die Kanalbreite beträgt 0,8 ns/Kanal

grösseren Zeitbereich erfordern, wurde eine Methode in Erwägung gezogen, bei der durch synchrone Ablenkung quer zum Strahl der nicht komprimierte Impuls unterdrückt werden kann.

Wir erwarten durch Übergang zu höheren Absaugspannungen eine Verkleinerung der Raumladungseffekte und damit eine weitere Verbesserung der Halbwertsbreite erreichen zu können.

Amplitudenkorrigierter Zeitanalysator im ns-Bereich

VON R. WAGNER, P. HUBER UND Z. LEWANDOWSKI
(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Aus unseren Streuexperimenten mit schnellen Neutronen an schweren Kernen¹⁾ ergaben sich folgende Forderungen an den Zeitanalysator: Ein Zeitbereich von 0–200 ns bei einer Auflösung von 1 ns, ein Szintillatordurchmesser von 125 mm (mit Philips 58-AVP) und ein Pegel von 300 keV Protonenenergie im Startkanal, gute Linearität im ganzen Zeitbereich und genügende Stabilität.

Dabei sollte das bis jetzt von uns angewandte Prinzip der Zeit-Amplituden-Wandlung beibehalten werden, da uns ein Los-Alamos-Converter der Firma Eldorado Electronics zur Verfügung stand.

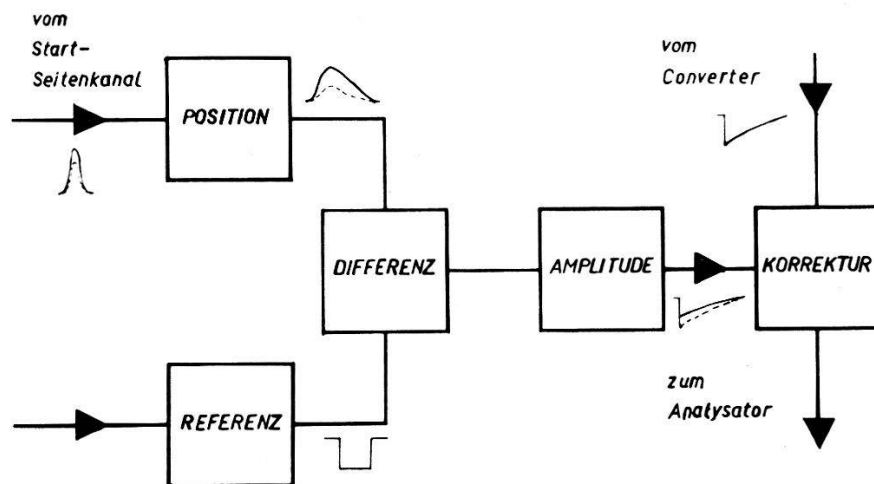


Fig. 1

Blockschema der Korrekturstufe

Die Zeitauflösung wird durch grosse Amplitudenunterschiede der Startsignale wesentlich verschlechtert. Je kleiner die Amplitude des Startsignals ist, um so später wird der Startdiskriminator ausgelöst. Relativ zu einem normierten Referenzsignal in der Stoppleitung wird der Converter von kleinen Signalen zu spät gestartet und liefert am Ausgang einen Im-

puls mit zu kleiner Amplitude. Die Idee zur Verbesserung dieser Situation besteht darin, zu kleine Ausgangssignale des Zeit-Amplituden-Wandlers durch eine entsprechende Addition zu korrigieren. Dabei wird die zur Korrektur erforderliche Amplitude um so grösser, je kleiner das Start-signal war. Eine ähnliche Korrektur hat schon D. MAEDER⁶⁾ bei einem Converter angewandt.

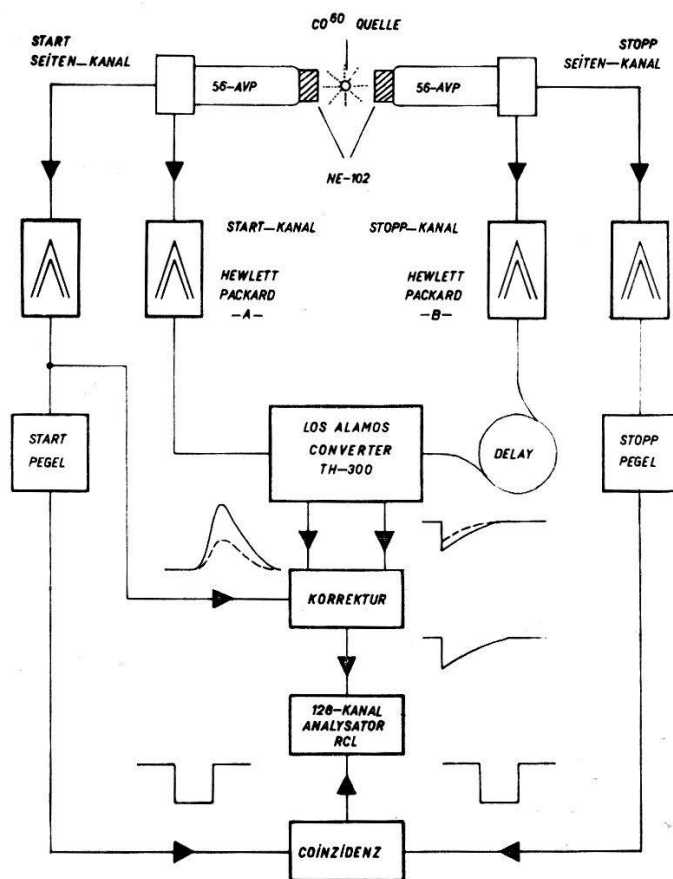


Fig. 2

Blockschema des Zeitanalysators

Figur 1 zeigt das Blockschema der Korrekturstufe. Vom Start-Seitenkanal gelangen die Impulse des Seitenkanal-Verstärkers in das erste Glied der Korrekturstufe, werden hier entsprechend geformt und können in ihrer Grösse abgeschwächt werden. Über einen zweiten Eingang liefert der Converter beim Auslösen durch einen Startimpuls ein Referenzsignal. Seitenkanal-Impuls und Referenz gelangen in eine Differenzstufe, an deren Ausgang nun die zur Korrektur notwendige Information zur Verfügung steht. Dadurch wird die maximale Amplitude festgelegt, bei der noch eine Korrektur eintreten soll. Eine vorgespannte Diode lässt nur negative Korrekturanteile zur Mischung durch. Die Korrekturamplitude lässt sich kontinuierlich variieren. In der letzten Stufe erfolgt schliesslich

die Addition des Korrektursignals zum Converter-Impuls. Der Ausgang der Korrekturglieder führt zum Impulsspektrographen.

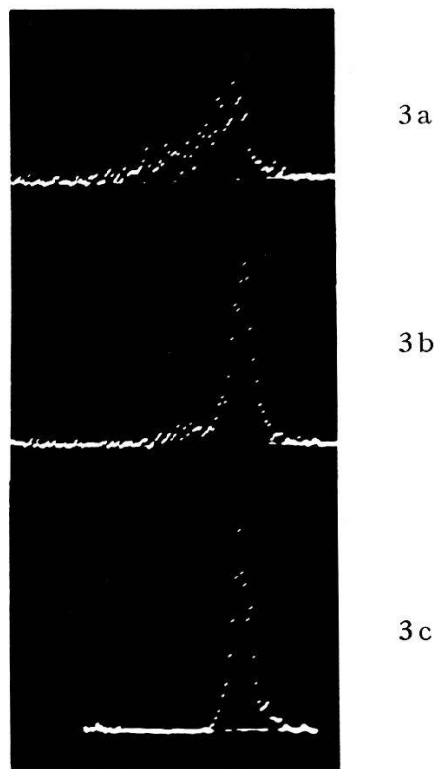


Fig. 3

Fig. 3a gibt das Zeitspektrum einer prompten Co^{60} γ - γ -Koinzidenz wieder, ohne Seitenkanalselektion und ohne Korrektur. (Kanalbreite $1,15 \times 10^{-10}$ s)

Fig. 3b zeigt das Spektrum bei eingeschalteter Korrektur

Fig. 3c illustriert den Einfluss der Seitenkanalselektion (Pegel ~ 100 keV)

Die drei Spektren haben gleiche Aufnahmezeiten

Figur 2 zeigt das Blockschema des Zeitanalysators in der Testanordnung mit Co^{60} γ - γ -Koinzidenzen. Von der Anode des Startmultipliers (Arbeitswiderstand 200Ω) führt ein $200\text{-}\Omega$ -Koaxialkabel über einen additiven Verstärker (Hewlett Packard A) zum Starteingang des Converters. Im Stopkanal, ausgehend von der 14. Dynode des Multipliers, wurde ein Hewlett Packard Verstärker vom Typ B eingesetzt, da der Converter eine minimale Signalamplitude von -15 V erfordert. In der Stopleitung können zur kontrollierten Verzögerung variable Längen von $200\text{-}\Omega$ -Kabeln eingesetzt werden. Die langsamen Seitenkanäle, von der 12. Dynode des entsprechenden Multipliers ausgehend, führen über Kathodenstufen die Amplitudeninformation den Seitenkanal-Verstärkern zu. Die Energie-selektion erfolgt mit Hilfe von zwei EFP-60-Diskriminatoren, deren Ausgangsimpulse eine Koinzidenzstufe bedienen. Die Breite dieser Diskriminatorimpulse wurde so gewählt, dass nur Signale mit höchstens 250 ns

zeitlichem Abstand eine Koinzidenz auslösen können. Ein Koinzidenzimpuls öffnet den Eingang des Impulsspektrographen. Vom Start-Seitenkanal führt eine 75- Ω -Leitung die Signale des Startmultipliers der Korrekturstufe zu. Sie bringt damit die zur Korrektur notwendige Information über die Startamplitude zum Differenzglied. Figur 3 zeigt die Wirkung der Amplitudenkorrektur.

In Figur 4 ist die Auflösung unseres korrigierten Analysators als Funktion des Startpegels zusammen mit den Ergebnissen anderer Autoren aufgetragen. Dabei ist die verschiedene Grösse der Szintillatoren zu beachten.

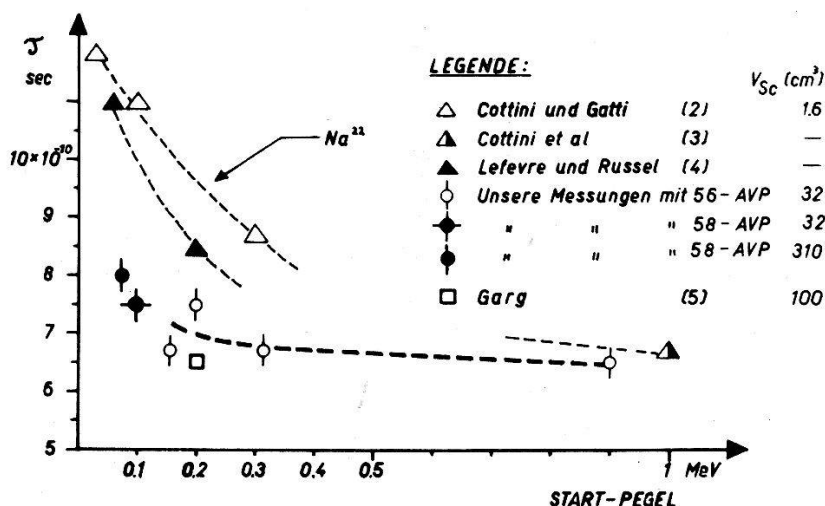


Fig. 4

Die Auflösung verschiedener Zeitanalysatoren als Funktion des Seitenkanalpegels. τ bedeutet die Halbwertsbreite einer prompten γ - γ -Koinzidenzkurve

Abschliessend sei bemerkt, dass sich diese Methode der Amplitudenkorrektur auch auf den Stopkanal erweitern lässt. Es wurde dies von uns nicht in Erwägung gezogen, da wir bei der Spektroskopie schneller Neutronen, mit Hilfe einer gepulsten Quelle, eine Referenz mit relativ kleiner Amplitudenvariation zur Verfügung haben.

Literatur

- 1) P. NIKLAUS, P. HUBER und R. WAGNER, *Helv. Phys. Acta* 34 (1961), erscheint demnächst.
- 2) C. COTTINI und E. GATTI, *Nuovo Cim.* 4, 1550, 8 (1956).
- 3) C. COTTINI *et al.*, *Proc. of the second Symp. on Advances in Fast-Pulse Techniques for Nucl. Counting*, Berkeley, UCRL-8706, Febr. 1959,
- 4) H. W. LEFEVRE und I. T. RUSSEL, *Proc. of the sixth Scint. Counter Symp. I.R.E. Transactions on Nucl. Sci.*, Vol. NS-5, Number 3 (1958).
- 5) J. B. GARG, *Nucl. Instr. Meth.* 6, 72 (1960).
- 6) J. H. NEILER, *Proc. of the second Symp. on Advances in Fast-Pulse Techniques for Nucl Counting*, Berkeley, UCRL-8706, Febr. 1959, p. 60.

Méthode d'analyse d'un faisceau d'ions

par A. HEYM, C. JOSEPH et J.-F. LOUDE

(Laboratoire de Recherches Nucléaires E.P.U.L. Lausanne)

L'accélérateur SAMES de 150 KV que nous utilisons comme générateur de neutrons par réaction (d, t) est équipé d'une source d'ions HF non pulsée du type de MOAK et REESE¹). Nous avons réalisé un dispositif basé sur le temps de vol des ions dans un champ électrique variable pour étudier la composition du faisceau en fonction des paramètres de réglage de la source d'ions (pression du gaz, puissance HF, potentiel d'extraction).

Un condensateur à plaques parallèles de longueur L produit un champ électrique $E\omega t$ variant linéairement au cours du temps. Les trajectoires des ions d'un faisceau parallèle entrant dans le condensateur sont des cubiques:

$$y = \frac{e E \omega}{6 M_p} \frac{Z}{m} t^3 + C t + D,$$

où M_p est la masse du proton et m la masse relative du ion de charge Z .

Un diaphragme situé à la sortie du condensateur sélectionne les ions dont les trajectoires satisfont aux conditions aux limites suivantes:

$$\text{en } x = 0; \quad t = T_{\text{entrée}} = -t_0; \quad y = 0 \quad \text{et} \quad dy/dx = 0$$

$$\text{en } x = L; \quad t = T_{\text{sortie}} = -t_0 + \Delta t; \quad y = 0$$

avec Δt = temps de vol du ion sur L .

Seuls traversent le diaphragme les ions qui ont été admis à l'entrée aux instants:

$$T_{\text{entrée}} = -t_0 = -\Delta t/3,$$

et qui ressortent en: $T_{\text{sortie}} = 2t_0 = 2\Delta t/3$.

Le temps de vol Δt d'ions accélérés par une différence de potentiel V dépend de la masse par la relation:

$$\Delta t = 72,3 \frac{L_{(m)}}{\sqrt{V_{(MV)}}} \sqrt{\frac{m}{Z}} \quad (\text{ns}).$$

Les ions de rapport m/Z différent sortent à des instants différents. La résolution du dispositif, définie par la durée des paquets d'ions transmis, dépend des largeurs du diaphragme et du faisceau, mais pas du type d'ions.

La figure 1 schématise le dispositif expérimental. Les plaques du condensateur ont une longueur de 1 m et une largeur de 50 mm. Le diaphragme de sortie et le faisceau ont un diamètre de 5 mm. Une tension

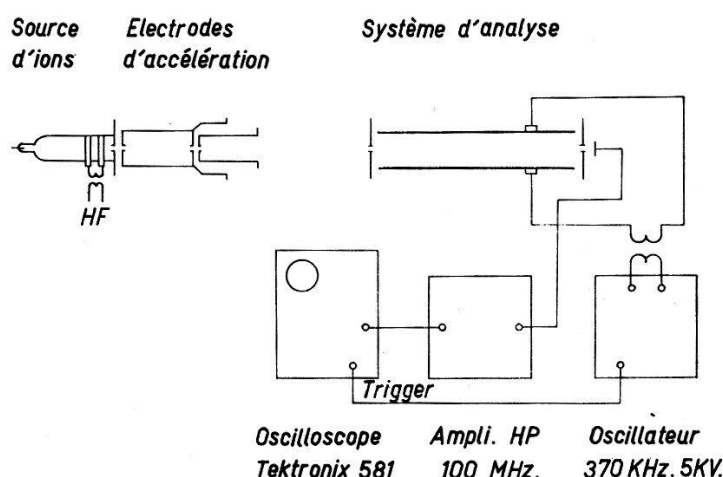


Fig. 1

sinusoïdale de 370 KHz appliquée aux plaques du condensateur, distantes de 35 mm, produit un champ électrique de 1 KV cm^{-1} d'amplitude. Le temps de vol dans le condensateur étant de l'ordre du dixième de la période, la linéarité de la sinusoïde autour de $t = 0$ est suffisante pour analyser des ions de $m/Z \leq 6$. Les paquets d'ions sont collectés dans une cage de Faraday et transmis par une ligne de 200Ω à un amplificateur Hewlett Packard 460 AR. L'observation du signal amplifié est faite sur un oscilloscope Tektronix type 581 dont le balayage est déclenché par l'oscillateur produisant le champ.

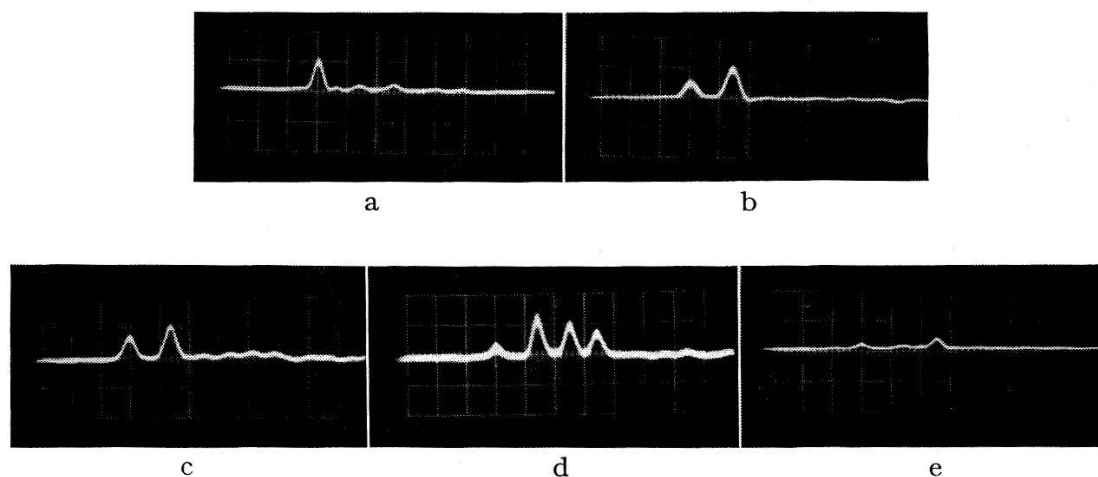


Fig. 2

1 cm vertical = 0,1 V; 1 cm horizontal = 40 ns

Abcisse	3	4,4	5,5	6,4	7,2	7,9	cm
m/Z	1	2	3	4	5	6	

Les oscillogrammes de la figure 2, enregistrés alors que la source est alimentée avec de l'hydrogène pur (figure 2a et b) ou avec un mélange

d'hydrogène et de deutérium obtenu par électrolyse d'eau lourde (fig. 2c et d) montrent que la composition ionique du faisceau dépend surtout de la pression du gaz dans l'ampoule de source; les pressions élevées favorisent la production d'ions monoatomiques (fig. 2a et c). D'autre part, une faible excitation HF, à la limite de l'extinction de la source, favorise la production d'ions triatomiques comme le montre la figure 2e pour l'hydrogène.

Il nous reste l'agréable devoir de remercier Monsieur le Professeur CH. HAENNY, directeur du Laboratoire, Messieurs CASANOVA, CHÂTELAIN, mécaniciens, et la Commission Suisse pour la Science Atomique pour leurs contributions respectives à ce travail.

Bibliographie

- ¹⁾ C. D. MOAK, H. REESE et W. M. GOOD, *Nucleonics* 9, Nr. 3, 18 (1951).

Ein Atomstrahl als Target für Kernstreuung

VON H. H. MÜLLER, H. H. STAUB UND H. WINKLER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die α - α -Streuung lässt bei einer Energie von 94,5 KeV im Schwerpunktsystem eine Abweichung von der reinen Coulombstreuung (Mottstreuung) erwarten. Ursache hierfür sind Kernkräfte, die zur Bildung von Be^8 im Grundzustand führen, d.h. es tritt Resonanzstreuung ein¹⁾. Aus der Energieabhängigkeit der α - α -Streuung wollen wir die Energiebreite des Grundzustandes von Be^8 ermitteln. In der Literatur findet man nur zwei Grenzwerte für diese Breite, und zwar 0,15 und 4,5 eV, wobei besonders der obere Grenzwert unsicher zu sein scheint^{2) 3) 4)}.

Die Messung einer so kleinen Niveaubreite kann nur gelingen, wenn die Streuung bei einer möglichst gut definierten Energie abläuft. Das Energiespektrum der von einem Van-de-Graaff-Generator mit Energie $E = 189$ KeV eingeschossenen α -Teilchen (tatsächlich werden He^{4+} -Ionen benutzt) kann, bei ausreichender Strahlintensität von ca. $2 \cdot 10^{-8}$ A, mit Hilfe eines 180° -Analysiermagneten auf etwa 20 eV Halbwertsbreite im Laborsystem eingeschränkt werden. Die Streuung der α -Teilchen an den Kernen von He-Atomen in einem Gas liefert infolge des Dopplereffektes eine Energieverbreiterung. In unserem Falle würde die volle Halbwertsbreite des so bei der Streuung zur Verfügung stehenden Energiespektrums $\Delta E = (2 E k T)^{1/2} = 100$ eV im Schwerpunktsystem betragen. Diese Dopplerverbreiterung kann auch ohne Anwendung extrem tiefer Temperaturen weitgehend unterdrückt werden, wenn als Target ein Atomstrahl benutzt

wird. Treffen die α -Teilchen senkrecht auf den Atomstrahl, dann ist die zufällige thermische Bewegung der Atome im Strahl in Richtung der α -Teilchen je nach der Güte der Kollimation des Atomstrahls reduziert. Da der Strahl der beschleunigten α -Teilchen durch die scharfe Energie-selektion im Analysiermagnet auf einen Querschnitt von etwa $6 \times 0,1$ mm ausgeblendet wird, muss der Atomstrahl bei hoher Teilchendichte nur geringe Ausdehnung haben. Das Volumen, in dem die Streuung erfolgt, wird damit klein und gewährleistet eine gute Winkelauflösung bei der Registrierung der gestreuten α -Teilchen.

Als Quelle für den Gasstrahl verwenden wir ein 3,5 mm langes Kupferrohr mit ca. 2,2 mm Innendurchmesser, dessen Querschnitt eine bienenwabenförmige Gitterstruktur aufweist, so dass das Rohr von ca. 730 sechseckigen Kanälen durchzogen wird. Die Quelle stammt von einem Klystrongitterstab, den wir freundlicherweise von der Firma Varian Associates, Palo Alto, California, erhielten. Durch einen nachträglichen Ziehprozess reduzierten wir die ursprüngliche mittlere Kanalweite von ca. 0,11 mm auf ca. 0,07 mm. Die Wände der Kanäle sind dann ca. 4μ dick und beanspruchen weniger als 10 % der Querschnittsfläche der Quelle. Quellen ähnlicher Art sind theoretisch und experimentell bis zu Quelldrucken von ca. 2 mm Hg untersucht worden⁵⁾.

Wir fanden, dass unsere Quelle mit zunehmendem Quelldruck bis ca. 30 mm Hg eine Steigerung der Vorwärtsintensität ermöglicht. Jedoch nimmt die Breite der Winkelverteilung der Intensität dann relativ schnell zu. Bei der geforderten Intensität wird die Strahlbreite so gross, dass eine weitere Kollimation durch eine Lochblende nötig wird. Durch diese wird ein scharf gebündelter Strahl hergestellt und gleichzeitig der Gasfluss günstig aufgeteilt. Im Raum zwischen Quelle und Lochblende kann der Druck relativ hoch sein, sofern die Distanz zwischen beiden klein genug gemacht wird. Die durch die breite Winkelverteilung gelieferte Gasmenge wird von dort mit einer Diffusionspumpe von 1000 l/sec bei ca. $1 \cdot 10^{-3}$ mm Hg abgesaugt.

Figur 1 zeigt ein Schema der Apparatur. Die Lochblende ist zusammen mit der Kanalpaket-Quelle fest in einem Gehäuse montiert und kann unter Vakuum mittels eines Kreuzschlittens auf den aus dem Magneten austretenden α -Teilchen-Strahl einjustiert werden. Figur 2 zeigt eine Messung der Winkelverteilung eines H_2 -Strahles. Mit einer Lochblende von 1,2 mm $\varnothing$ in 10 mm Abstand von der Quelle ergab sich bei einem Quelldruck von ca. 25 mm Hg 30 mm nach der Lochblende eine Vorwärtsintensität von 3×10^{17} Molek./cm² sec bei einer vollen Halbwertsbreite des Strahles von 15° . Mit derselben Lochblende 12 mm hinter der Quelle und gleichem Quelldruck wird mit Helium 7 mm nach der Lochblende – d.h. an der für die Streuung vorgesehenen Stelle – eine Intensität von $1,2 \times 10^{18}$

Atomen/cm² sec erreicht. Die Halbwertsbreite beträgt dann etwas weniger als 15°, was einer Energiestreuung $\Delta E \cong 13$ eV im Schwerpunktsystem oder einer effektiven Targettemperatur von ca. 4° K entspricht. Mit der Annahme mittlerer thermischer Geschwindigkeit für alle Atome im Strahl erhält man am Streuort eine Teilchendichte von $0,7 \times 10^{13}$ Atomen/cm³. Die gleiche Dichte wäre in einer Gastarget bei einem Druck von 2×10^{-4} mm Hg erreicht. Der Druck in der Streukammer beträgt mit diesem Strahl ca. 6×10^{-6} mm Hg, so dass sich ein Verhältnis der Dichten inner- und ausserhalb des Atomstrahles von 30 ergibt.

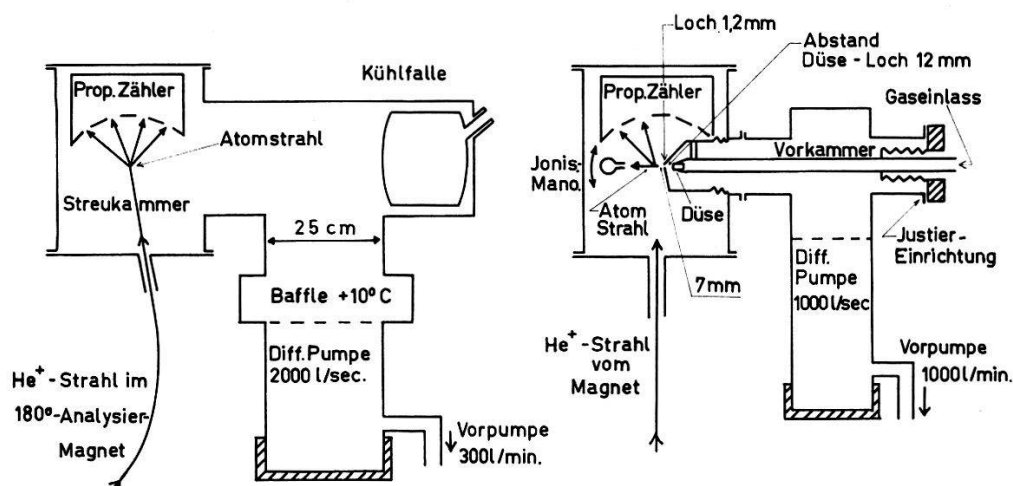


Fig. 1

Längs- und Querschnitt durch die Apparatur, maßstäblich

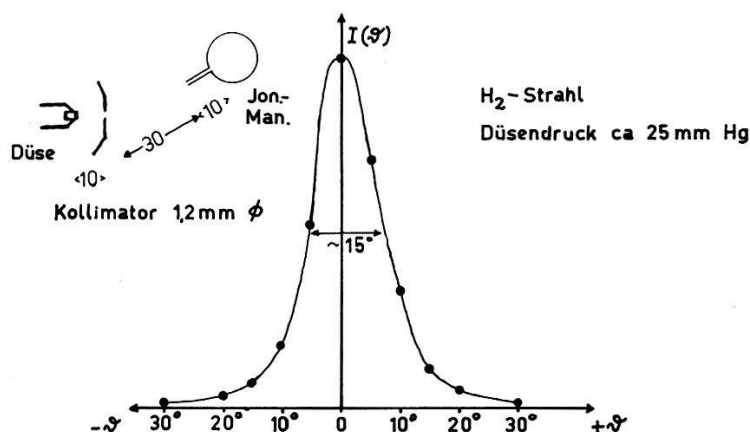


Fig. 2

Intensitätsverteilung als Funktion des Winkels gegen die Strahlachse (= 0°) für einen H₂-Strahl

Die Messeinrichtung für die Strahlintensität bestand aus einem oben zugeschmolzenen Cerberus-Ionisationsmanometer (in einem Glasrohr von 25 mm $\varnothing$ und 80 mm Länge) mit einer seitlich angeschmolzenen

Glaskapillare von 1,2 mm $\varnothing$ und 10 mm Länge. Tritt beim Einbringen in den Atomstrahl eine bestimmte Zahl von Teilchen parallel zur Achse des Kapillarrohres durch dieses in das Manometer, so kann aus dem erhöhten Gleichgewichtsdruck im Manometer und der Geometrie der Kapillare der Teilchenfluss berechnet werden. Diese Eichung wurde mittels eines einfachen Spaltes als Quelle geprüft. Die Vorwärtsintensität eines Spaltes lässt sich bei geringem Quellendruck leicht berechnen, auch ist die Winkelverteilung (cos-Verteilung) der Intensität bekannt. Mit einer Intensitätsmessung in Vorwärtsrichtung kann so zusätzlich die totale ausströmende Gasmenge berechnet werden, die andererseits leicht am Auspuff der Vorpumpe gemessen werden kann. Diese Versuche ergaben, dass der Fehler der berechneten Eichung der Messeinrichtung höchstens 30 % beträgt.

Literatur

- 1) JONES, DONAHUE, McELLISTREM, DOUGLAS und RICHARDS, *Phys. Rev.* **91**, 879 (1953).
- 2) TREACY, *Proc. Phys. Soc. A* **68**, 204 (1955).
- 3) HEYDENBURG und TEMMER, *Phys. Rev.* **104** (1956).
- 4) RUSSEL, PHILLIPS und REICH, *Phys. Rev.* **104**, 135 (1956).
- 5) J. A. GIORDMAINE und T. C. WANG, in: *Quantum Electronics*, Columbia University Press, New York 1960.

180°-Ablenk magnet für die Absolutbestimmung von Partikelenergien

von H. WINKLER und W. ZYCH*)
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Der hier beschriebene Magnet dient der Absolutmessung von Partikelenergien (hauptsächlich Protonen von 0,5–5 MeV) durch Ablenkung um 180° in einem homogenen Magnetfeld. Wird das Magnetfeld mit magnetischer Kernresonanz gemessen, so ergibt sich die Partikelenergie aus dem Abstand der beiden Spalte bei 0° und 180° sowie der Frequenz der Kerninduktionsprobe direkt in absoluten Einheiten. Ein solcher Magnet muss gute zeitliche Konstanz und Homogenität des Feldes längs der Partikelbahn von mehr als 150 cm besitzen.

Der in Figur 1 im Schnitt gezeigte Magnet erstreckt sich über einen Winkel von 210°, damit die beiden Spalte noch im gut homogenen Feld

*) Fellow of the Ford Foundation, beurlaubt vom Institut für Kernforschung, PAN, Warschau.

liegen. Die Breite der ringförmigen Pole beträgt 140 mm, ihr Abstand 24 mm. Die Polschuhringe und die Jochringe wurden einzeln als volle Ringe geschmiedet und dann die benötigten Stücke von 210° herausgeschnitten. Die Polflächen und die Trennflächen des Jochs sind geschliffen, wodurch nach dem Zusammenbau der beiden Hälften der Abstand der Pole über die volle Polfläche auf besser als $\pm 10 \mu$ konstant ist. Das Material ist Stahl ZSH mit einem Kohlenstoffgehalt $< 0,06\%$.

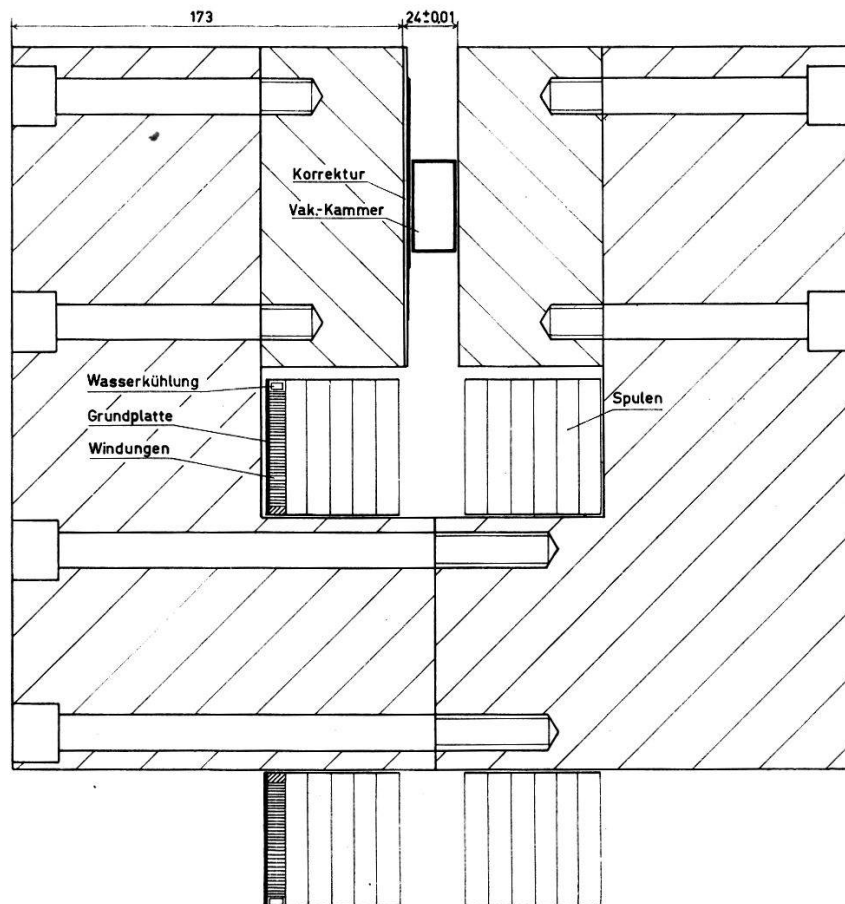


Fig. 1

Schnitt durch den Magneten, maßstäblich

Damit die Pole für die Feldmessung gut zugänglich sind, befinden sich die Spulen über dem Joch. Das Streufeld ist dadurch stark erhöht, jedoch ist die Magnetisierungskurve linear bis 7,5 KG. Die Wicklung besteht aus 12 Einzelspulen mit je 36 Windungen Kupferband $1,2 \times 7$ mm. Dieses Band ist hochkant stehend auf einer Kupferplatte von 1,5 mm Dicke, die am Rand mit einem Vierkantrohr für Kühlung verlötet ist, mit Araldit vergossen. Bei einer Spulentemperatur von 35° wird eine Stromdichte von 5 A/mm^2 erreicht.

Das in Figur 2 gezeigte Schema der zeitlichen Stabilisierung des Feldes ist in vielen Teilen ähnlich dem Schema von GARWIN¹⁾. Ein fremderregter Gleichstromgenerator (Spannung 20–100 V) dient als Stromquelle von 20 bis 80 A. Als einziges Siebelement folgt ein Kondensator von 5000 μF zur Verminderung des Kollektorrauschens. Die Stabilisierung besorgen 10 parallelgeschaltete Leistungstransistoren 2N 278, deren Kennlinien durch Widerstände am Emitter angeglichen werden. Ein Manganin-Widerstand von 5 m Ω liegt in Serie mit den Spulen (1,2 Ω Gesamtwiderstand). Die an ihm entstehende Spannung von max. 400 mV wird mit einer durch ein Potentiometer herabgesetzten Spannung einer 1,5 V-Trockenbatterie verglichen und die Differenz einem Brown-Null-Detektor (Zerhacker-Verstärker) zugeleitet. Dessen Ausgang steuert über ein Siebglied und je 2 Transistoren zur Spannungs- und Stromverstärkung die 10 Transistoren im Hauptstromkreis. Diese Rückkopplung ist bis etwa 1 Hz wirksam. Der Generator hat aber infolge Unsymmetrien im Anker einen Brumm von etwa 2 Volt mit der Grundfrequenz von 25 Hz.

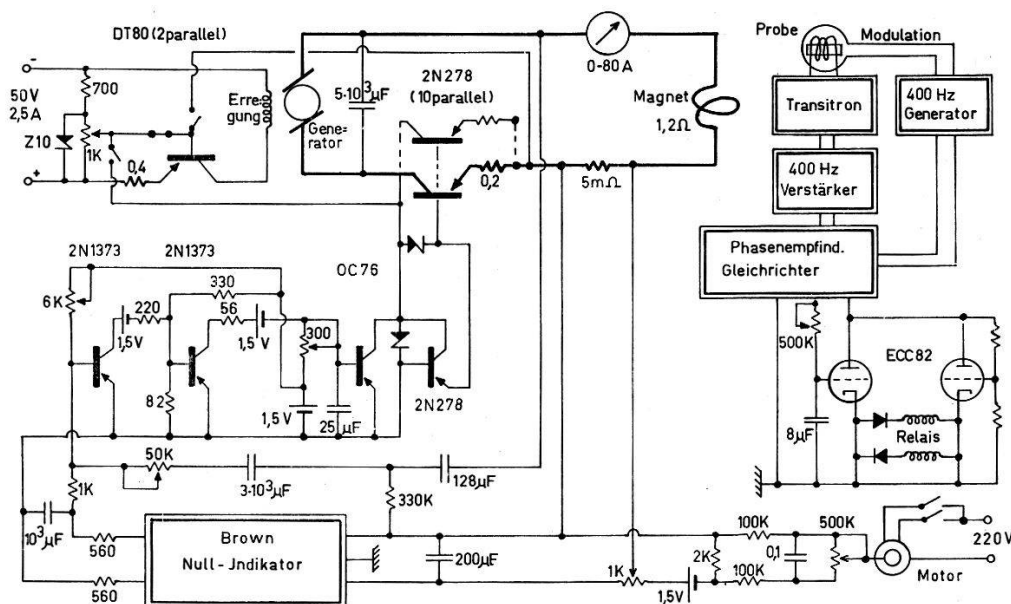


Fig. 2

Schaltung der Stabilisierung. Der eigentliche Magnetstromkreis ist stark gezeichnet

Deshalb wird die volle am Magnet liegende Spannung, die über kurze Zeiten dem Strom proportional ist, über einen Kondensator als Wechselspannungs-Rückkopplungssignal an den Eingang des Transistorverstärkers geführt. Der Widerstand von $330\text{ K}\Omega$ in diesem Zweig dient nur zur Entlastung des Verstärkereinganges von Fehlerströmen im Kondensator. Die von GARWIN¹⁾ angegebene Dimensionierung der Wechselspannungs-Rückkopplung führte bei uns zu Regelschwingungen von ca. 2 Hz.

Eine Schwierigkeit bildet die Freihaltung des Einganges des Null-Detektors von 50 Hz-Wechselspannungen. Diese sind synchron mit dem Zerhacker und bringen den Wechselspannungsverstärker des Nulldetektors zur Sättigung, wodurch die Verstärkung sehr stark sinkt. Zu den von GARWIN¹⁾ angegebenen Massnahmen für das Eingangsfilter des Null-Detektors mussten wir noch einen 200 μ F-Kondensator am Eingang hinzufügen. Das ganze System ist nur an der Erdbuchse des Nulldetektors, nicht aber am Hauptstromkreis geerdet.

Der 5 m Ω -Widerstand und die Vergleichsbatterie sind nicht temperaturstabilisiert. Die Langzeitstabilisierung des Feldwertes besorgt ein Kerninduktionssignal mit einer Signalbreite von etwa 200 mG (Probengrösse 3,4 mm $\varnothing$, 9 mm lang) in der bekannten Schaltung von PACKARD²⁾. Sobald die mittlere Abweichung vom stabilisierten Feldwert über 1–2 sec etwa $2 \cdot 10^{-6}$ des Feldwertes erreicht, wird ein Stellmotor eingeschaltet, der über ein zusätzliches Helipot-Potentiometer die Vergleichsspannung von der 1,5-V-Batterie ändern kann. Die erreichte Stabilität ist besser als $\pm 4 \cdot 10^{-6}$ des Feldwertes. Eine Schreiberaufzeichnung der zeitlichen Stabilität befindet sich in Figur 3. Wegen der Wirkung der Nachlaufsteuerung, die langsame Schwankungen völlig eliminiert, gibt schon eine Aufzeichnung von einigen Minuten ein Bild von der Stabilität.

Die auf einer wassergekühlten Kupferplatte montierten 10 Transistoren 2N 278 sind gegen zu hohe Kollektorspannungen und damit zu hohe Verlustleistungen durch 2 nacheinander eingreifende Zenerdioden geschützt, eine davon in der 2. Stromverstärkerstufe. Die Spannung an diesen Transistoren muss bei allen Strömen immer zwischen 3 und 9 Volt gehalten werden. Zu diesem Zweck wird die Erregung des Generators einem spannungsstabilisierten Netzgerät (50 V, 2,5 A) über 2 parallelgeschaltete Transistoren DT 80 zur Stromregelung entnommen. An der Basis der DT 80 kann von Hand der richtige Erregerstrom für den Generator eingestellt werden. Die Basis kann aber auch auf einfache Weise mit der Kollektorspannung der 2N 278 so gekoppelt werden, dass der Generator an den 10 Transistoren für einen gewählten Magnetstrom stets die richtige Kollektorspannung erzeugt. Auf diese Weise sind Feldänderungen von $\pm 10\%$ ausschliesslich durch Ändern der Vergleichsspannung von der 1,5-V-Batterie möglich, falls ohne Kerninduktions-Nachlaufsteuerung gearbeitet wird.

Die durch Schleifen der Polschuhe erreichbare Homogenität des Feldes war ungenügend und musste verbessert werden. Obwohl man ein nicht gut homogenes Feld punktwise ausmessen und dann für die Partikelbahn einen Mittelwert berechnen kann, müssen doch zur Vermeidung grösserer Fehler dieses Mittels die Feldabweichungen vom Mittelwert über die ganze Bahn klein sein. Die Kerninduktionsproben zur Feldmessung

sind Zylinder (mit der Achse als Tangente zur Partikelbahn) von 3 mm $\varnothing$ und 9 mm Länge und können mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ mm auf die gewünschte Stelle im Feld gesetzt werden. Nach dem Schleifen der Polschuhe war das Feld entlang der Partikelbahn über eine Breite von ± 2 cm um diese auf ca. 3×10^{-4} des Feldes konstant, mit Ausnahme eines überall gleichen radialen Gradienten von 2×10^{-4} des Feldes pro cm, der aus der Konstruktion des Magneten stammt. Als Shims verwenden wir Tonbandfolie Typ LGS (Fabrikat BASF), die eine Schicht von $10 \mu \text{ Fe}_2\text{O}_3$ sehr homogener Dicke besitzt. Eine Schicht davon auf einem Polschuh ändert das Feld bei 3 KG um ca. $1,3 \times 10^{-4}$ des Feldes. Beim Übereinanderlegen solcher Folien wird zwischen zwei Schichten eine Methode der linearen Interpolation angewandt. In das untere Ende jeder Schicht werden ca. 2 mm breite Zacken eingeschnitten, und zwar so tief, dass die Einschnitte gerade bis zum unteren Ende der nächstfolgenden Schicht (bzw., da auch diese Zacken besitzt, bis zu den Spitzen dieser

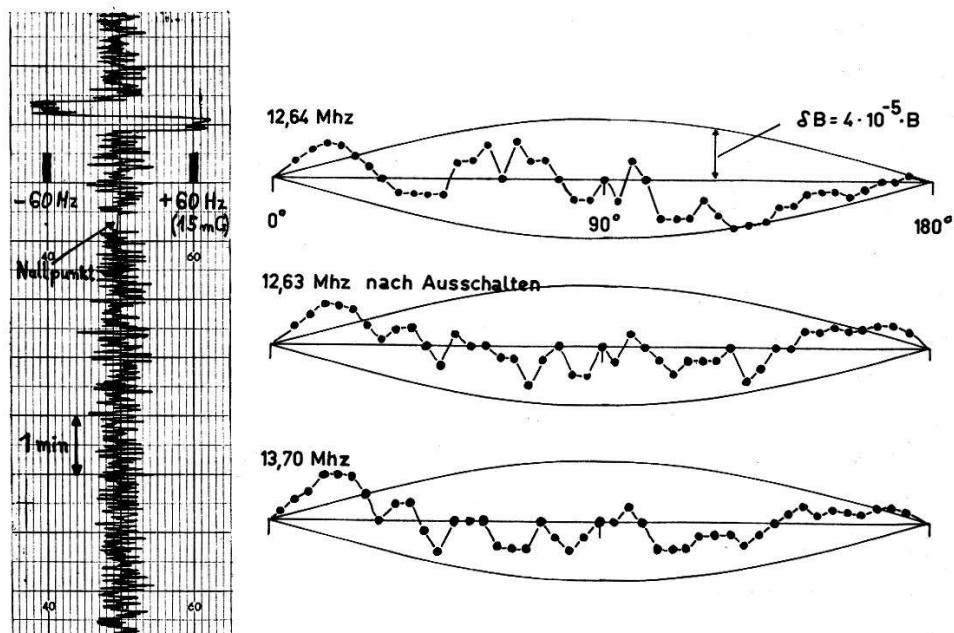


Fig. 3

Stabilität der Feldwerte

Links eine Schreiberaufzeichnung der zeitlichen Stabilität des Feldes bei 3 kG ($\nu_{\text{Kernind.}} = 12,6$ Mhz). Die beiden grossen Ausschläge oben sind Eichungen für $\Delta B/B = 5 \times 10^{-6}$. Rechts 3 Beispiele für den Feldverlauf entlang der Partikelbahn im homogen gemachten Feld. Da die notwendige Feldkorrektur (nach HARTREE) von der Form

$$\Delta B = \frac{1}{2} \int_0^{180^\circ} \delta B \sin \vartheta \, d\vartheta \quad (\vartheta = 0^\circ \text{ und } 180^\circ: \text{Eingangs- bzw. Ausgangsspalt})$$

ist, wird direkt $\delta B \sin \vartheta$ entlang der Partikelbahn aufgetragen. Die eingezeichneten sin-Kurven entsprechen einer konstanten Feldabweichung von 4×10^{-5} des Feldes am Ort der Stabilisierprobe.

Zacken) reichen. Der Abstand der Partikelbahn von der Folienlage auf dem Polschuh (ca. 10–12 mm) ist gross gegen die Breite der Zacken, daher findet dort die gewünschte Mittelung statt. Mit den Kerninduktionssignalen der Messprobe, die eine Halbwertsbreite von ca. 200 mG haben, konnte eine Verschlechterung der lokalen Homogenität des Feldes, die sich in einer Signalverbreiterung zeigen müsste, nicht festgestellt werden. Diese Art der Korrektur des Feldes hat den Nachteil, dass sie wegen der stark unterschiedlichen Permeabilität des Magneteisens und der Tonbandfolie für verschiedene Feldstärken einzeln angefertigt werden muss. Eine Korrektur kann nur über einen Bereich von ca. $\pm 10\%$ des Feldes verwendet werden. Mit dieser Korrektur ist bei 3 kG (entsprechend 1 MeV Protonenenergie) der radiale Gradient über eine Breite von ± 2 cm um die Partikelbahn kleiner als 25 mG/mm (entsprechend 17 eV/mm). Die Lage der Partikelbahn von max. 0,5 mm Ausdehnung in radialer Richtung ist auf $\pm 0,5$ mm bekannt. Die noch verbleibenden Inhomogenitäten entlang der Partikelbahn zeigt Figur 3. In dem Mittelteil des Magneten, der zur Hauptsache die Grösse der Ablenkung bestimmt, sind die Abweichungen kleiner als $\pm 3 \times 10^{-5}$ des Feldes (± 90 mG) und erreichen nur in der Nähe der Spalte Werte bis $\pm 1 \times 10^{-4}$ des Feldes. Aus- und Einschalten des Feldes beeinflusst die Feldverteilung kaum, siehe Figur 3.

Literatur

- ¹⁾ R. L. GARWIN, D. HUTCHINSON, S. PENMAN und S. SHAPIRO, R. S. I. 30, 105 (1959).
²⁾ M. T. PACKARD, R. S. I. 19, 435 (1948).

Kernresonanzfluoreszenz an V^{51} und Cd^{111}

VON R. FRAUENFELDER, W. HEER und F. HEINRICH
 (Laboratorium für Kernphysik der ETH, Zürich)

Zur Messung des Kernresonanzfluoreszenzeffektes wird oft von der Dopplerverbreiterung der Emissionslinie infolge erhöhter Quellentemperatur Gebrauch gemacht¹⁾. Diese Linienverbreiterung ist eine Folge der thermischen Bewegung der Atome. Zur Berechnung des effektiven Wirkungsquerschnittes σ_{eff} für Kernresonanzfluoreszenz ist daher die Kenntnis der zugehörigen Geschwindigkeitsverteilungsfunktion nötig. Bei Zugrundelegung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung lässt sich σ_{eff} aus der Breit-Wigner-Formel geschlossen berechnen:

$$\sigma_{\text{eff}} = g \frac{h^3 c^2}{8 \pi E_0^3 \tau} \left(\frac{M c^2}{2 \pi k (T_e + T_a)} \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_0^2}{2 k (T_e + T_a) M c^2}}. \quad (1)$$

M ist die Kernmasse, E_0 die Anregungsenergie des Resonanzniveaus und τ dessen partielle Lebensdauer für Gammazerfall. g ist das Verhältnis der Spinmultiplizitäten des angeregten bzw. des Grundzustandes und T_e und T_a die Temperaturen der Quelle bzw. des Absorbers. Für den Fall gasförmiger Quellen und Streusubstanzen ist die Anwendung einer Maxwell-Verteilung sicher gerechtfertigt. LAMB³⁾ konnte zeigen, dass unter gewissen Bedingungen σ_{eff} auch im Falle von Festkörpern durch (1) richtig beschrieben wird, sofern man in (1) die wirklichen Temperaturen T durch die effektiven Temperaturen T^* ersetzt, welche mit T durch (2) verknüpft sind:

$$\frac{T^*}{T} = 3k \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\Theta/T} t^3 \left(\frac{1}{e^t - 1} + \frac{1}{2} \right) dt. \quad (2)$$

Θ = Debyetemperatur.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, durch Messung des Kernresonanzfluoreszenzeffektes am 325-keV-Niveau von V^{51} und am 340-keV-Niveau von Cd^{111} als Funktion der Quellentemperatur die Lebensdauern der entsprechenden Niveaux zu ermitteln. Die Messung erfolgte im Rahmen eines Streuexperimentes in Ringgeometrie. Zur Erzeugung der Kernresonanzfluoreszenz an V^{51} wurde die nach dem K -Einfang von Cr^{51} emittierte 325-keV-Gammastrahlung benutzt. Als Quelle dienten 10 g metallisches Chrom bei einer Aktivität von ca. 2 Curie. Dem 340-keV-Übergang in Cd^{111} geht ein β -Zerfall von Ag^{111} voraus. Die Quelle bestand aus 0,3 g metallischem Silber bei einer Quellstärke von ca. 50 mCurie. Die Quellen konnten in einem elektrischen Strahlungsofen bis zu 1550°C aufgeheizt und die Temperatur pyrometrisch überwacht werden. Die Streukörper – V_2O_5 -Pulver bzw. metallisches Cadmium – befanden sich auf Zimmertemperatur. Die Gammastrahlung wurde mit einem Szintillationszähler registriert, wobei die empfindlich störende Rayleigh- und Comptonstreuung durch Vergleichsmessung an Cr_2O_3 bzw. an metallischem Silber eliminiert wurde. Die Geometrie des Experimentes und die Absorption im Streukörper wurden durch Analogiemessungen ermittelt. Die Anisotropie der Resonanzstrahlung ist bei V^{51} kleiner als 3% und bei Cd^{111} kleiner als 0,5%^{4) 5)}, wodurch eine Korrelationsmessung überflüssig wird.

Tabelle 1 zeigt die Messwerte für σ_{eff} als Funktion der Quellentemperatur. Die Lebensdauern wurden durch Anpassung an den theoretischen Temperaturverlauf ermittelt.

Die nach (2) berechnete Differenz ($T^* - T$) beträgt im ungünstigsten Fall 15°C und kann vernachlässigt werden. In Tabelle II sind Messwerte für die Lebensdauern der untersuchten Kernzustände zusammengestellt.

Die Wahrscheinlichkeit für Zerfall des 340-keV-Niveaus von Cd^{111} durch innere Konversion oder durch Kaskade über das 247-Niveau be-

trägt nur 4 % der totalen Zerfallswahrscheinlichkeit, so dass innerhalb der erreichten Genauigkeit die totale Lebensdauer und die partielle Lebensdauer für Gammazerfall übereinstimmen.

Tabelle I

Isotop	Niveau (keV)	Quellen- temperatur T_e (°C)	σ_{eff} gemessen (mb)	Lebensdauer (sec)
V^{51}	325	1010 ± 30	$0,021 \pm 0,011$	$(2,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-10}$
		1280 ± 30	$0,038 \pm 0,012$	
		1490 ± 40	$0,064 \pm 0,020$	
Cd^{111}	340	1015 ± 45	$3,4 \pm 3,8$	$(9 \pm 2,5) \cdot 10^{-11}$
		$1210 + 30$ $- 15$	16 ± 11	
		1410 ± 45	14 ± 5	
		$1550 + 30$ $- 15$	23 ± 10	

Tabelle II

(KRF = Kernresonanzfluoreszenz)

Isotop	Niveau (keV)	Lebens- dauer (10^{-11} sec)	Autor	Messmethode
V^{51}	325	10 ± 3	SCHOPPER ²⁾	KRF-Rückstossmethode
		19 ± 6	SCHOPPER ²⁾	KRF-thermische Methode
		28	DEUTSCH <i>et al.</i> ⁶⁾	verzögerte Koinzidenzen
		31 ± 8	DELYAGIN <i>et al.</i> ⁷⁾	KRF-Rückstossmethode
		27 ± 5	eigene Messung	KRF-thermische Methode
Cd^{111}	340	4,1	McGOWAN <i>et al.</i> ⁴⁾	Coulombanregung
		$9 \pm 2,5$	eigene Messung	KRF-thermische Methode

Literatur

- 1) K. G. MALMFORS: Resonant Scattering of Gamma-Rays (in K. Siegbahn: Beta and Gamma-Ray Spectroscopy).
- 2) H. SCHOPPER: Z. Phys. 144, 476 (1956).
- 3) W. E. LAMB jr.: Phys. Rev. 55, 190 (1939).
- 4) F. K. MCGOWAN *et al.*: Phys. Rev. 109, 910 (1958).
- 5) S. JOHANNSEN, Phys. Rev. 79, 896 (1950).
- 6) FLÜGGE, Handbuch der Physik 42, 83.
- 7) N. N. DELYAGIN *et al.*: JEPT 36, 1127 (1959).

Untersuchung der Reaktion $\text{Bi}^{209}(\text{n},\gamma)\text{Bi}^{210}$ mit einer Gamma-Gamma-Koinzidenzmethode

VON L. JARCZYK, J. LANG, R. MÜLLER UND W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Die aus radioaktiven Zerfällen und Reaktionen aufgebauten Zyklen lassen vermuten, dass die beim Neutroneneinfang beobachtete γ -Liniengruppe bei 4 MeV nicht direkt in den Grundzustand führt. Zum Nachweis einer allfälligen Kaskade wurde ein Koinzidenzexperiment unternommen und folgende mit der erwähnten Liniengruppe koinzidierende Gamma-
linien gefunden:

Energie (keV)	Intensität (%)
117	4
165	7
275	14
396	4
507	4

Der wahrscheinlichste Wert für die Bindungsenergie ist 4,56 MeV. Die Intensitäten zeigen, dass nicht alle Übergänge beobachtet wurden, was möglicherweise durch nicht messbare Linien unter 100 keV und weitere isomere Zustände erklärt werden kann.

Eine ausführliche Arbeit erscheint in der Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik.

Messung des Neutronenspektrums einer Pu-Be-Quelle

Z. LEWANDOWSKI, P. HUBER UND R. WAGNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Das Neutronenspektrum einer Pu-Be-Quelle ist nur wenig bekannt. U. a. liegen die Messungen von STEWART¹⁾ und BROEK und ANDERSON²⁾ vor. Unsere Messung wurde an einer Pu-Be-Quelle durchgeführt, die 9,99 g Pu enthält*). Das Neutronenspektrum wurde mit Hilfe der Flugzeitmethode bestimmt. Figur 1 zeigt die Anordnung der beiden Photomultiplier und der Pu-Be-Quelle. Die Neutronen werden in einem zylindrischen Szintillator (NE-102) von 28 mm Länge und 25,4 mm Durchmesser gestreut. Die Lichtimpulse der Rückstossprotonen registriert ein 56-AVP-Photomultiplier. Die unter 45° gestreuten Neutronen gelangen in den Szintillator (NE-102 mit 125 mm Durchmesser und 25,4 mm Dicke)

*) Die Quelle wurde uns freundlicherweise von Herrn Prof. Dr. O. HUBER vom Physikalischen Institut der Universität Fribourg zur Verfügung gestellt.

des zweiten Photomultipliers (58-AVP). Dieser befindet sich in einem Abstand von 188 cm von dem Streuplastik.

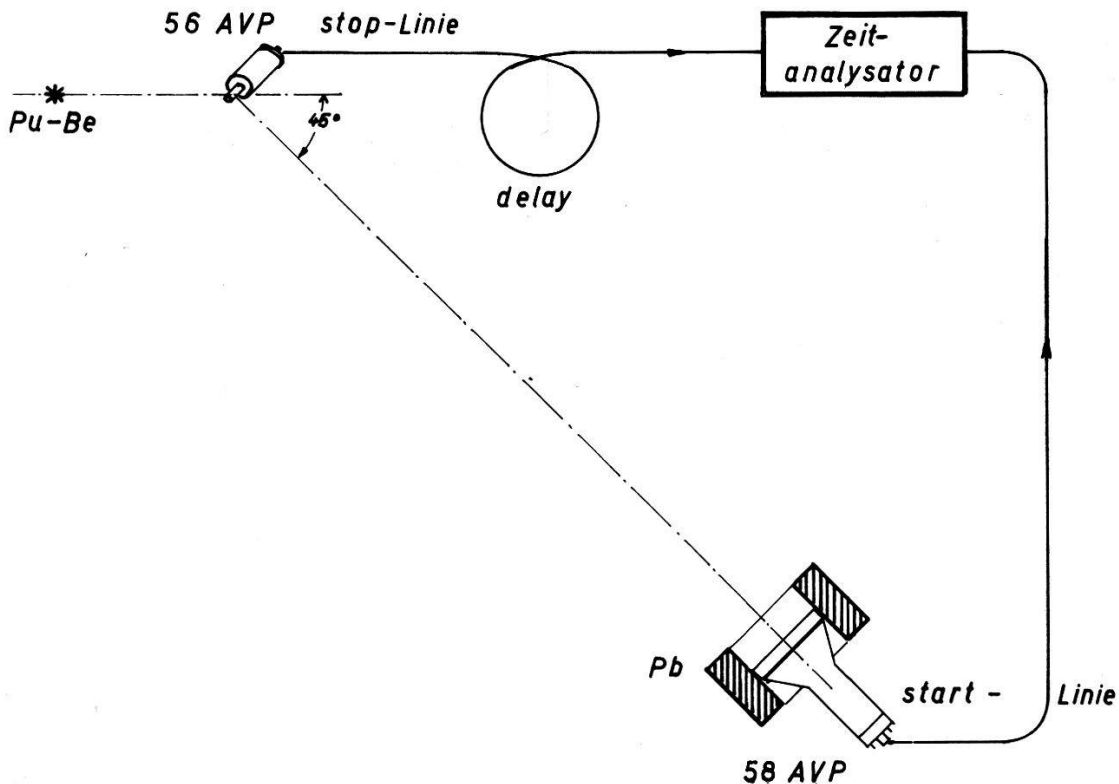


Fig. 1

Messanordnung zur Bestimmung des Energiespektrums der Neutronen einer Pu-Be-Quelle

Mit unserem Zeitanalysator messen wir das Flugzeitspektrum der am ersten Szintillator gestreuten Neutronen. Die Seitenkanal-Pegel lassen nur Protonenenergien oberhalb etwa 350 keV zu. Bei dieser Einstellung erreichten wir eine Halbwertsbreite der Co- γ - γ -Koinzidenzlinie von 0,9 ns.

Die Apparatur lief mehrere Tage ununterbrochen und wies sehr gute Konstanz auf. Innerhalb der ersten 6–8 Stunden konnte man eine Verschiebung der γ -Referenzlinie beobachten, die jedoch nach dieser Anwärmzeit nur noch 0,2 Kanäle während 40 Stunden betrug. Die Koinzidenzrate inklusive der zufälligen Koinzidenzen (ca. 20 %) betrug 0,8 pro min.

Figur 2 zeigt das aus dem Flugzeitspektrum errechnete Energie-Spektrum. Der Untergrund ist mit der gestrichelten Linie angedeutet. Die Korrektur für die Ansprechwahrscheinlichkeit der beiden Zähler wurde rechnerisch ermittelt. Das Spektrum weist Maxima für die Neutronenenergien von ca. 9,2, 7,3, und 4,7 MeV auf.

Andeutungen für Maxima sind bei ca. 3,0 und 6,2 MeV vorhanden. Als Vergleich zeigen wir das Spektrum nach BROEK und ANDERSON. Der

Charakter der beiden Spektren ist ähnlich. Allerdings scheint bei uns der niederenergetische Anteil entweder von einer zu groben Korrektur oder durch Absorption in der Quelle und dem Metallmantel verfälscht zu sein.

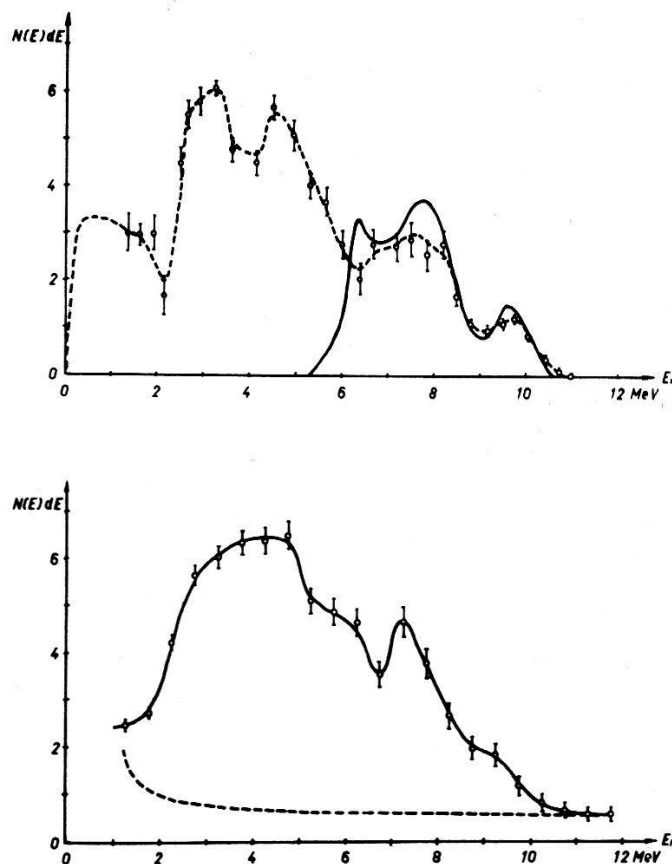


Fig. 2

Neutronenspektrum der Pu-Be-Quelle

Oben: Das Spektrum nach BROEK und ANDERSON. Der Anteil, der vom Übergang zum Grundzustand des C^{12} herrührt, ist mit voller Linie ausgezogen. Unten: Unsere Messung. Die Ordinate gibt die Neutronenzahl pro Energieintervall in willkürlichen Einheiten an.

Der wahrscheinliche statistische Fehler ist durch die Strichhöhen angegeben. Der wahrscheinliche Fehler in der Energiemessung rührt hauptsächlich von den endlichen Raumwinkeln her. Bis etwa 3 MeV ist er unter 6% und steigt bei 9,3 MeV bis 6,5%. Von 9,3 MeV an wird der Fehler vor allem durch die Kanalbreite des 128-Kanal-Impulsanalysators bestimmt und wächst bei 12 MeV bis zum Wert von 8%.

Literatur

- 1) L. STEWART, *Phys. Rev.* **98**, 740 (1955).
- 2) H. W. BROEK und C. E. ANDERSON, *Rev. Sci. Instrum.* **31**, 1063 (1960).
- 3) R. WAGNER, P. HUBER und Z. LEWANDOWSKI, *Helv. Phys. Acta* **34**, 440 (1961).

Neutronen in Meteoriten

VON P. EBERHARDT

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

J. GEISS

(Theoretical Division, Goddard Space Flight Center, Silver Spring, Maryland, und
Physikalisches Institut der Universität Bern)

und H. LUTZ

(Eidgenössisches Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

In Meteoriten werden durch die kosmische Strahlung in hochenergetischen Kernstößen radioaktive und stabile Isotope erzeugt. Aus den relativen und absoluten Häufigkeiten können die Intensität der kosmischen Strahlung längs der Bahn des Meteoriten, die zeitliche und räumliche Konstanz der kosmischen Strahlung und das Strahlungs- oder Aufbruchalter der Meteoriten bestimmt werden. (Für eine zusammenfassende Darstellung siehe z. B. ¹⁾.) Bei allen Berechnungen wurde dabei bisher angenommen, dass nur höherenergetische Spallationsprozesse eine wesentliche Rolle spielen. Für genaue Diskussionen müssen aber alle möglichen, auch niederenergetischen Kernprozesse berücksichtigt werden. Dabei kommen in erster Linie Reaktionen durch langsame Neutronen, die im Meteoriten selbst gebildet und abgebremst worden sind, in Frage. Es ist schon früher vermutet worden, dass der Überschuss von A^{36} , der in Chondriten gefunden wird, durch den Prozess $Cl^{35}(n, \gamma) Cl^{36}$ erklärt werden könnte ²⁾. VAN DILLA *et al.* ³⁾ haben darauf hingewiesen, dass die Messung von Isotopen, die spezifisch durch den Einfang von langsamen Neutronen produziert werden, zur Abschätzung der präatmosphärischen Grösse des Meteoriten benutzt werden kann.

Wir haben nun die Neutronenflüsse, die zu erwarten sind, berechnet. Die Rechnungen beschränken sich vorläufig auf kugelförmige Meteoriten chondritischer Zusammensetzung. Chondrite sind bei weitem die häufigsten Steinmeteorite und zeigen eine recht einheitliche chemische Zusammensetzung. Der hohe Sauerstoffgehalt (ca. 50 Atomprozent) lässt erwarten, dass sie nicht zu schlechte Moderatoren sind. Für die Quelle der schnellen Neutronen machen wir den Ansatz

$$S = S_0 \cdot \alpha(R) \frac{\sinh \lambda r}{\lambda r} \frac{\lambda R}{\sinh \lambda R} \quad (1)$$

Dieser Ansatz gibt die von SIGNER und NIER ⁴⁾ an verschiedenen Eisenmeteoriten gemessene Tiefenverteilung von He^4 bis zu 2 m Radius genügend gut wieder. α und λ wurden aus diesen Messungen entnommen,

wobei für die Umrechnung von Eisen auf chondritisches Material angenommen ist, dass alle Wirkungsquerschnitte sich wie die geometrischen Wirkungsquerschnitte verhalten. S_0 gibt die Zahl der Neutronen, die in einem beliebig kleinen Chondriten pro cm^3 und sec gebildet werden. Tabelle 1 gibt die Quellparameter. Für diese Quelle ergibt sich die Lösung der Fermi-Differentialgleichung

$$\Delta q(r, \tau) - \frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau} = 0 \quad (2)$$

wie folgt

$$q(r, \tau) = 2 S_0 \alpha(R) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{B_n^2}{\lambda^2 + B_n^2} e^{-B_n^2 \tau} \frac{\sin B_n r}{B_n r}, \quad (3)$$

wobei:

$$B_n = \frac{n \pi}{R},$$

und für den thermischen Fluss

$$\Phi_{th}(r) = 2 S_0 \frac{\alpha(R)}{\Sigma_{a, th}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{B_n^2 e^{-B_n^2 \tau}}{(\lambda^2 + B_n^2) (B_n^2 L^2 + 1)} \frac{\sin B_n r}{B_n r}, \quad (4)$$

wobei: $\Sigma_{a, th}$ = totaler makroskopischer thermischer Absorptions-Wirkungsquerschnitt, L = thermische Diffusionslänge.

Tabelle 1
Quellparameter in Gleichung (1) für Quellneutronen

Radius	α	λ (cm^{-1})
10	1,30	0,000
20	1,44	0,000
30	1,42	0,000
40	1,36	0,000
50	1,26	0,000
75	1,23	0,016
100	1,15	0,019
150	1,05	0,021
200	1,04	0,0217

Hierbei ist die Extrapolationslänge, die ca. 2 cm beträgt, vernachlässigt. Ihre Berücksichtigung erscheint überflüssig angesichts der starken Vereinfachung, die in der Annahme der Kugelgestalt des Meteoriten liegt.

Figur 1 zeigt die Bremsdichte q am Zentrum des Meteoriten in Abhängigkeit vom Radius R bei verschiedenen Fermi-Altern τ , ohne Berücksichtigung der Absorption von Neutronen, und die Neutronenquellstärke im

Zentrum. Für Radien kleiner als ca. 1 m ist der Zentrumswert identisch mit dem Maximalwert im Meteoriten. Für grössere Radien verschiebt sich das Maximum gegen den Rand. Figur 2 zeigt die radiale Abhängigkeit der Bremsdichte in einem Meteoriten von 2 m und 50 cm Radius (ebenfalls ohne Absorption) und die entsprechenden Neutronenquellstärken. Die tatsächliche Bremsdichte $\bar{q}(r, \tau)$ ergibt sich zu

$$\bar{q}(\tau) = p(\tau) q(\tau), \quad (5)$$

wobei

$$p(\tau) = e^{-\frac{\Sigma_R(\tau)}{\xi \Sigma_s}} \quad (6)$$

($\Sigma_R(\tau)$ = Resonanzintegral).

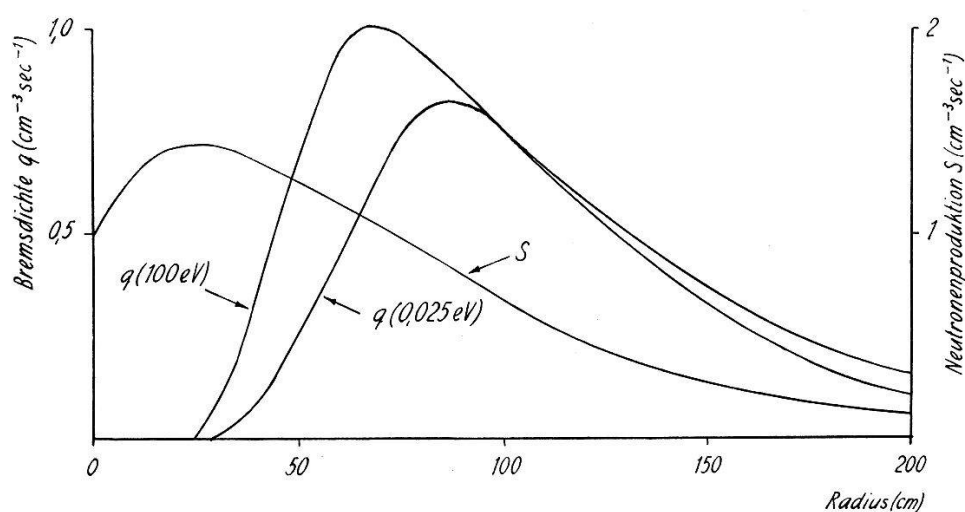


Fig. 1

Bremsdichte q und Neutronenproduktion S im Zentrum von Steinmeteoriten für Radien von 0–200 cm. Aufgetragen sind q für 100 eV und thermische Neutronen, ohne Absorption, mit $S_0 = 1 \text{ cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$.

Für thermische Energien kann die Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p aus bekannten Daten berechnet werden, da hier die experimentell bestimmten Resonanzintegrale gegeben sind⁵⁾. Für kleinere Fermi-Alter τ sind die Resonanzintegrale nur berechenbar, wenn Mehrgruppenwerte bekannt sind. Tatsächlich sind für die Elemente mit den grössten makroskopischen Absorptionsquerschnitten, Eisen und Nickel, die 30-Gruppenwerte publiziert⁵⁾. Für diese Elemente setzt sich das Resonanzintegral aus der Absorption $\sim 1/v$ plus einem Anteil für Energien über etwa 100 eV zusammen. Wir haben nun auch für die anderen Elemente, die zur Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p relativ wenig beitragen, angenommen, dass sich die Absorption für Energien unter 100 eV wie $1/v$ verhält und dass der Überschuss des Resonanzintegrals von Energien über

100 eV herrührt. Es sei betont, dass Meteoriten sehr wenig schwere Elemente ($Z > 28$) enthalten, so dass diese Annahme wohl eine vernünftige Näherung darstellt. Hiermit können wir die tatsächliche Bremsdichte q für alle Energien unterhalb 100 eV bestimmen und die Erzeugung bestimmter Isotope berechnen.

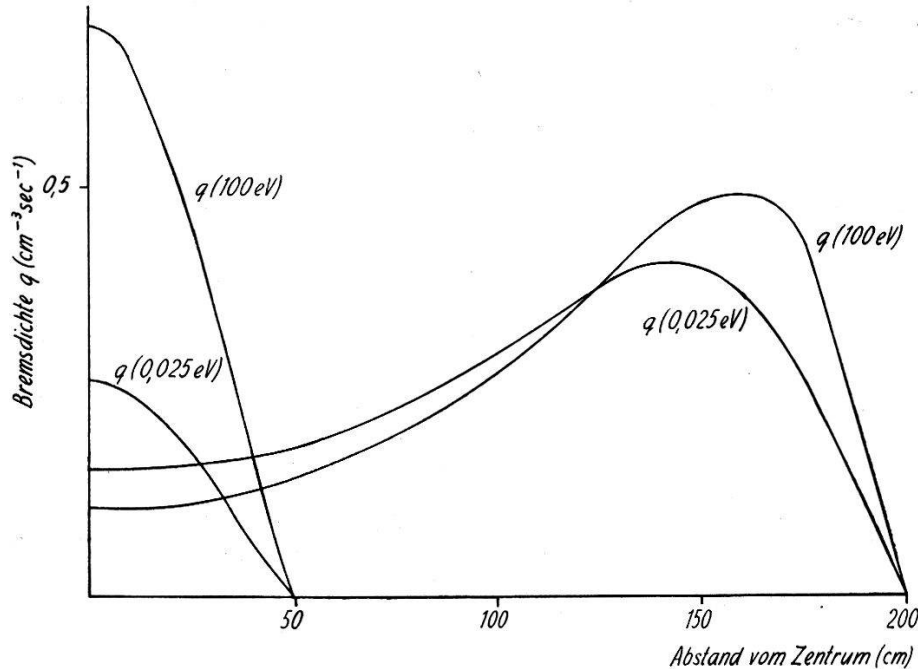


Fig. 2

Radiale Abhängigkeit der Bremsdichte q in einem Steinmeteoriten von 50 cm und 2 m Radius für 100 eV und thermische Neutronen, ohne Absorption, mit $S_0 = 1 \text{ cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$.

In Tabelle 2 sind zwei Beispiele angeführt. Es wurde $S_0 = 0,7 \text{ cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$ benutzt. Für die Berechnung der Cl^{36} -Aktivität wurde angenommen, dass Cl^{35} praktisch nur im $1/v$ -Gebiet absorbiert. Für die Neutronenabsorption von Co^{59} wurde auch $1/v$ -Absorption im Gebiet unter 100 eV angenommen. Für den verbleibenden Rest des Resonanzintegrals wurde angenommen, dass er ganz von der grossen Resonanz bei 130 eV herrührt.

Die Tabelle zeigt, wie auch Figur 1, die starke Grössenabhängigkeit der Produktion von Isotopen wie Cl^{36} und Co^{60} . Diese Grössenabhängigkeit ist etwas schwächer beim Co^{60} , da der Resonanzeinfang bei kleinerem τ geschieht, wobei der Diffusionsverlust nicht so stark ins Gewicht fällt.

Wie Tabelle 2 zeigt, wird in grösseren Meteoriten tatsächlich durch langsame Neutronen soviel Cl^{36} produziert, dass die genannten Überschüsse von A^{36} in Chondriten, die maximal in der Grössenordnung von einigen $10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ STP/g}$ liegen, erklärt werden könnten. Im Gegensatz zu Cl^{36} wird Co^{60} nur wenig durch Spallationsprozesse erzeugt, da es schon

über dem Eisen liegt. Co^{60} -Konzentrationen in Steinmeteoriten sollten daher sehr stark grössenabhängig sein und bei Radien < 20 cm nur eine schwache Aktivität von einigen dpm/kg, die durch Spallation erzeugt wird, übrig bleiben. Die hier gezeigten Grössenabhängigkeiten sind weit

Tabelle 2

Berechnete, durch (n, γ) -Reaktion in Chondriten im Zentrum induzierte Co^{60} - und Cl^{36} -Aktivitäten und A^{36} -Gehalt (für $22 \cdot 10^6$ a Strahlungsalter). Co-Gehalt 700 ppm, Cl-Gehalt 300 ppm. Speziell der Chlorgehalt ist nicht gut bekannt und könnte sehr stark schwanken.

Radius	Co^{60} dpm/kg	Cl^{36} dpm/kg	A^{36} 10^{-8}ccSTP/g
40 cm	56	10	0,44
100 cm	208	59	2,5

stärker und verlaufen in entgegengesetzter Richtung als die der Spallationprodukte, so dass die Konzentration von Isotopen, die vorwiegend durch langsame Neutronen erzeugt werden, ein sehr empfindlicher Massstab für die präatmosphärische Grösse des Meteoriten ist. Dieser Effekt gestattet es auch zu entscheiden, ob die Strahlungsalter durch space-Erosion oder durch einmaligen, grösseren Aufbruch bestimmt sind.

Literatur

- 1) P. EBERHARDT und J. GEISS, Proceedings of the Varenna conference on nuclear geology (september 1960).
- 2) J. GEISS, *Chimia* 11, 349 (1957).
- 3) M. A. VAN DILLA, J. R. ARNOLD und E. C. ANDERSON, *Geochim. et Cosmochim. Acta* 20, 115 (1960).
- 4) P. SIGNER und A. O. NIER, *J. Geophys. Res.* 65, 2947 (1960).
- 5) Reactor physics constants ANL-5800 (1958).

Diffusion de diffraction des Protons de 24 BeV à très petits angles

par G. B. CVIJANOVICH

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Ces expériences ont été faites au CERN. Le faisceau utilisé était celui que le groupe de Berne avait proposé et que le groupe du Professeur COCCONI du CERN avait développé et mis au point.

Trois expériences ont été réalisées. La première prenant l'émulsion même comme diffuseur, les deux autres du polyéthylène, du graphite et du plomb comme seconde cible. Dans les deux dernières expériences les plaques d'émulsion furent exposées perpendiculairement à l'axe du faisceau.

L'angle du faisceau sortant de la chambre à vide du P. S. était de 20 mR. Après le passage à travers le mur de protection, le faisceau a été analysé par un aimant. Le faisceau ainsi défini traversait deux collimateurs dont le dernier avait 2 m de long et une ouverture de 2×2 mm.

L'intensité totale des expositions a été de $1,78 \times 10^7$ protons/cm². Les plaques d'émulsion nucléaires ont été analysées avec un microscope de $53,5 \times 10$. La distribution des traces traversant l'émulsion a été mesurée autour de l'axe du faisceau. Seules les traces comprises entre 0° et 6° de diffusion ont été comptées.

L'analyse des données expérimentales a permis de conclure que le modèle optique du proton comme simple disque absorbant n'est pas satisfaisant. Nous avons dû modifier ce modèle en adaptant un anneau extérieur absorbant, c'est-à-dire un modèle de proton à «noyau dur» entouré d'une couche absorbante.

Les paramètres $p = 0,4f$ pour le «noyau dur» et $R = 0,8f$ pour le rayon du proton ont permis de faire un ajustement, satisfaisant entre les courbes théoriques et expérimentales.

Comme autre possibilité d'interprétation des résultats expérimentaux, nous avons utilisé la méthode de Bethe conçue pour l'analyse de diffusion élastique sur les noyaux de carbone. Cette méthode a donné un résultat inattendu: la partie réelle de l'amplitude de diffusion nucléaire $\text{Re } f(0)$ n'est pas négligeable par rapport à la partie imaginaire $\text{Im } f(0)$. Les données expérimentales donnent en effet les valeurs suivantes: $\text{Re } f(0) = 2,7 f$ et $\text{Im } f(0) = 7,8 f$.

Dans la méthode décrite ci-dessus un facteur de forme gaussien a été adopté. L'étude de distribution des traces à gauche et à droite de l'axe du faisceau a montré qu'il existe une asymétrie due probablement à la polarisation du faisceau à très petits angles et provoquée par la diffusion sur les bords du collimateur.

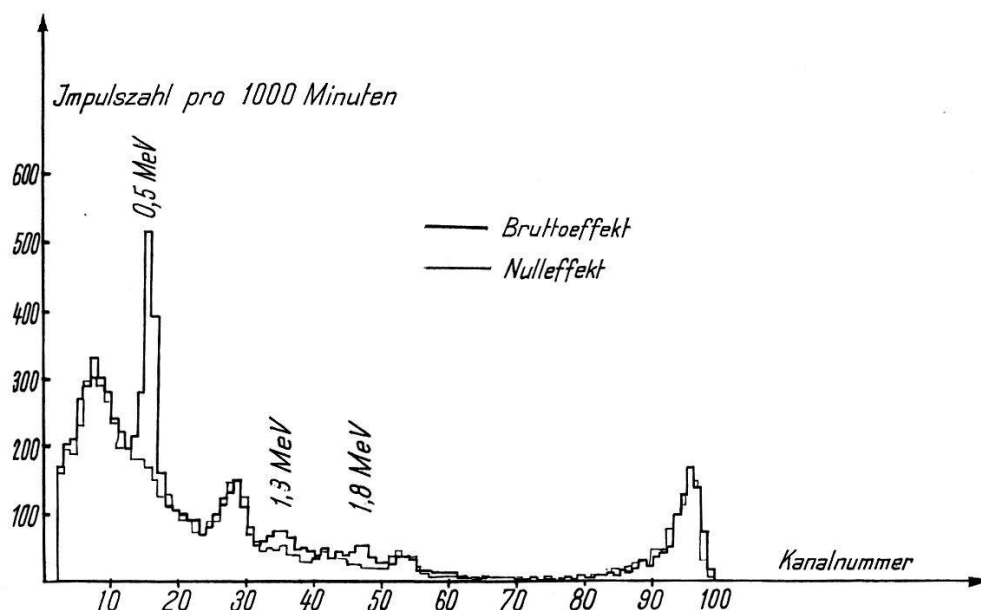
Nous voudrions remercier ici M. le Prof. HOUTERMANS pour le vif intérêt, qu'il nous a montré, ainsi qu'à M. le Prof. COCCONI du CERN et Messieurs WINZELER, KOCH et NICOLIC. Nos remerciements vont aussi à la Fondation Nationale Suisse de la Recherche Scientifique grâce à laquelle nous avons pu entreprendre ce travail. L'aide du groupe d'émulsion du CERN nous a grandement aidé.

γ - γ -Koinzidenzmessung zur zerstörungsfreien Messung des Gehaltes von Meteoriten an Positronenstrahlern und γ -aktiven Isotopen

VON CHR. GFELLER, F. G. HOUTERMANS, H. OESCHGER und U. SCHWARZ
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

E. ANDERS¹⁾ hat mittels einer Koinzidenzanordnung von zwei NaJ(Tl)-Kristallen die Vernichtungsstrahlung zum Nachweis von Positionsstrahlern in Meteoriten benützt, die durch Spallation in Folge der Einwirkung der kosmischen Strahlung erzeugt worden sind.

Eine ähnliche Anordnung, bestehend aus zwei 4×4 inch NaJ(Tl)-Kristallen, wurde zur zerstörungsfreien Messung der Positronenstrahler zweier Chondrite (Kandahar, Afghanistan, Fall: Nov. 1959 und Utzenstorf, Kt. Bern, Fall: August 1928) benützt. Gemessen wurde das Impulshöhenspektrum der Impulse des ersten Kristalls mittels eines 100-Kanal-Impulshöhenanalysators (Typ Marshall) in Koinzidenz mit denjenigen Impulsen des zweiten Kristalls, die einer Energie von 0,51 MeV entsprechen. Die Figur zeigt das Spektrum des Untergrundes mit einem noch nicht identifizierten Maximum bei ca. 1 MeV als dünn ausgezogene Linie. In der gleichen Figur zeigt die dick ausgezogene Linie das Spektrum, das mit einer Probe von 200 g des Meteoriten Kandahar erhalten wurde. In diesem Spektrum ist ein deutliches Maximum bei 0,5 MeV sichtbar, das durch die Vernichtungsquanten erzeugt wird, falls alle Energie im Kristall abgegeben wird. Zu diesem Maximum tragen alle in der Probe enthaltenen Positronenstrahler bei. In Steinmeteoriten kommen vor allem Na^{22} ($T = 2,6 a$) und Al^{26} ($T = 8 \cdot 10^5 a$) in Frage. Bei dem Zerfall des Na^{22} wird auch noch ein γ -Quant von 1,28 MeV (Emissionswahrscheinlichkeit 99%)



emittiert, bei Al^{26} ein γ -Quant von 1,83 MeV (Emissionswahrscheinlichkeit 96 %). Man erwartet daher für Na^{22} auch eine Linie bei 1,28 MeV und bei Al^{26} bei 1,83 MeV, falls das Annihilationsquant nicht nachgewiesen wird, wohl aber das gleichzeitig emittierte γ -Quant. Ferner sollte ein der Summe der Energien von Annihilationsquant und γ -Quant (1,79 MeV für Na^{22} , 2,34 MeV für Al^{26}) entsprechendes Maximum gefunden werden, wenn Annihilationsquant und γ -Quant ihre gesamte Energie im Kristall verlieren. Die Figur zeigt in der Tat Maxima bei 1,3 und 1,8 MeV, so wie ein angedeutetes Maximum bei 2,3 MeV. Das Maximum bei 1,8 MeV enthält Beiträge von Na^{22} und Al^{26} , die nicht aufgelöst erscheinen.

Tabelle 1 gibt die mit künstlichen Präparaten kleinen Volumens erhaltene Empfindlichkeit der Apparatur, weiter den Nulleffekt in den entsprechenden Kanälen sowie den mit 200 g des Meteoriten Kandahar erhaltenen Nettoeffekt. Die Nachweisempfindlichkeit für Annihilations-, bzw. γ -Annihilationskoinzidenzen nimmt naturgemäss stark mit dem Abstand der Probe vom Zentrum ab. Über diese Messungen und die Kalibration mit ausgedehnten Proben mit einem Aliquot des Meteoriten gleicher Form, versetzt mit künstlich erzeugten radioaktiven Substanzen, wird an anderer Stelle berichtet werden. Die hier gegebene provisorische Eichung benutzt die gegebene Radialabhängigkeit zur Integration über die Dimensionen der Probe unter rechnerischer Berücksichtigung der Absorption.

Tabelle 1

Linie in MeV	Empfindlichkeit für Na^{22}	Nulleffekt	Nettoeffekt pro 200 g Steinmeteorit (Kandahar)
0,51	3,4 %	0,5 cpm	0,45 cpm
1,28	0,4 %	0,14 cpm	0,06 cpm
1,79	0,26 %	0,36 cpm	0,04 cpm*)
*) Mit Beitrag von Al^{26} .			

Tabelle 2 gibt die so erhaltene Zahl von Zerfällen von Na^{22} und Al^{26} (auf Fallzeit korrigiert) in Zerfällen pro Minute und kg Meteorit. In einer ebenfalls gemessenen Probe des Meteoriten Utzensdorf von 100 g darf angenommen werden, dass die Na^{22} -Aktivität praktisch vollständig abgeklungen ist, so dass die vorhandene Aktivität ausschliesslich dem Al^{26} zugeschrieben werden darf. Eine Aktivität von Sc^{44} , einem Folgeprodukt des Ti^{44} , darf in beiden Meteoriten als vernachlässigbar klein angenommen werden, da der Gehalt an Elementen schwerer als Si sehr klein ist. Die bisherigen Messungen sind in einer relativ dünnen Abschirmung von ca. 10 cm

Pb durchgeführt worden. Daher musste mit einem verhältnismässig hohen Untergrund gearbeitet werden. Zudem besteht eine gewisse Unsicherheit in der Eichung, so dass den oben angegebenen Werten nur eine Genauigkeit von etwa 30 % zugeschrieben werden darf.

Tabelle 2
Erste Ergebnisse

Meteorit und Falldatum	Isotop	Aktivität dpm pro 1 kg Meteorit korr. auf Falldatum
Kandahar Nov. 59	Na ²²	100
	Al ²⁶	75
Utzensdorf Aug. 28	Al ²⁶	70

Zur Interpretation solcher Messungen hinsichtlich der Intensität und des Energiespektrums der kosmischen Strahlung längs der Bahn der Meteoriten, muss die Verteilungsfunktion der durch Spallationsprozesse erzeugten Nuklide bekannt sein. Diese wird üblicherweise nach RUDSTAM²⁾ durch folgende empirische Beziehung mit guter Genauigkeit abgeschätzt:

$$\sigma(A, Z) = \exp[PA - Q - R(Z - SA)^2].$$

Dabei bedeutet:

$\sigma(A, S)$ = Wirkungsquerschnitt in mbarn für die Produktion eines Isotops mit Masse A und Ladung Z .

P, Q, R, S = Konstante bei gegebener Primärenergie E_0 der einfallenden Teilchen und Masse A_0 des Targetmaterials.

RUDSTAM zeigte auch, dass P sehr stark von der Primärenergie E_0 abhängt.

Es wurde nun versucht, eine Formel zu finden, in der die E_0 - und A_0 -Abhängigkeit explizit enthalten ist, in Anlehnung an Ergebnisse, die nach der Monte-Carlo-Methode erhalten worden waren³⁾. Dabei zeigte es sich, dass sich die Wirkungsquerschnitte der Spallation durch folgende Beziehung berechnen lassen:

$$\sigma(A, A_0, E_0) = \sigma_0 A_0^{2/3} \cdot p \cdot e^{-p(A_0 - A)}$$

mit

$$p = c_1 E_0^{-2/3} \frac{1}{1 + c_2 A_0},$$

wobei: $\sigma(H, A_0, E_0)$ = Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der Summe der Isobare der Masse A aus einem Targetkern der Masse A_0 bei einer Primärenergie E_0 .

c_1, c_2 = Konstanten

Der Gültigkeitsbereich dieser Formel ist beschränkt auf den Energiebereich $0,3 \leq E_0 \leq 6$ BeV. Weiter muss berücksichtigt werden, dass bei Nukliden mit kleinem A der Anteil der Fragmente denjenigen der Restkerne, für welche diese Formel Gültigkeit hat, überwiegt. Auch können bei Nukliden mit einer von A_0 wenig verschiedenen Masse grössere Abweichungen von der gegebenen Beziehung auftreten.

Diese Formel stimmt hinsichtlich der Energieabhängigkeit gut mit der von HONDA und LAL erhaltenen Formel⁴⁾ überein. Eine ausführliche Publikation, die die Herleitung und den Vergleich unserer Formel mit Daten an mit künstlich beschleunigten Teilchen bestrahlten Targets enthält mit der Anwendung auf Meteoriten unter Berücksichtigung des Energiespektrums der kosmischen Strahlung, wird an anderer Stelle erscheinen⁵⁾.

Für die Ermöglichung dieser Arbeit danken wir der Kommission für Atomwissenschaft des Schweizerischen Nationalfonds. Ferner möchten wir für die Überlassung je einer Probe des Meteoriten Kandahar den Herren H. P. HUNGER und Dr. M. GRÜNENFELDER, Zürich, und einer Probe des Meteoriten Utzensdorf den Herren Dr. W. KÜENZI und Dr. H. ADRIAN unseren Dank aussprechen.

Literatur

- ¹⁾ ANDERS, *Geochim. et Cosmochim. Acta* **19**, 53 (1960).
- ²⁾ RUDSTAM, Diss., Uppsala (1956).
- ³⁾ METROPOLIS, BIVINS und STORM, *Phys. Rev.* **110**, 204 (1958); DOSTROVSKY, RABINOWITZ und BIVINS, *Phys. Rev.* **111**, 1659 (1958).
- ⁴⁾ HONDA und LAL, *Phys. Rev.* **118**, 1623 (1960).
- ⁵⁾ SCHWARZ und OESCHGER, in Vorbereitung.

Strahlungsalter von Chondriten

von J. GEISS und H. OESCHGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

und P. SIGNER

(School of Physics, University of Minnesota, Minneapolis, Minn./USA)

Die Strahlungsalter nach der He^3/H^3 -Methode und die He^4 - und A/K -Alter wurden in einigen Chondriten bestimmt. Die Messergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die Alter wurden unter der Voraussetzung gleicher H^3 - und He^3 -Produktion, einem K -Gehalt von $0,085\%$ ¹⁾ ²⁾, einem

U-Gehalt von $1,2 \cdot 10^{-8} \text{ g/g}^3$) und einem Verhältnis $\text{Th/U} = 3,6^4$) berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammen mit früheren Resultaten und Ergebnissen von GOEBEL u.a.^{5) 6)} aufgeführt.

Tabelle 1
Tritium- und Edelgasisotope in einigen Chondriten

	$\text{H}^3\text{dpm/g}$	$\text{He}^3 \times 10^8 \text{ cm}^3/\text{g}$	He^4	Ar^{40}
Benton	0,62	$48,5 \pm 1,0$	1220 ± 40	4450 ± 250
Kandahar	0,48	41	1150	6200
Mezel	0,42	$7,8 \pm 0,1$	340 ± 10	2750 ± 150
Ramsdorf	—	$6,55 \pm 0,15$	145 ± 6	160 ± 20

In der Figur haben wir zwei Gruppen von Meteoriten unterschieden, solche mit hohen und solche mit niedrigen He^4 - und A/K -Altern. Die erste Gruppe gibt ein einheitliches Strahlungsalter von $22 \pm 2 \text{ m.a.}$ Dies kann am besten gedeutet werden durch einen Kollisionsprozess vor $22 \text{ m.a.}^*)$, bei dem viele der auf die Erde fallenden chondritischen Meteorite erzeugt wurden.

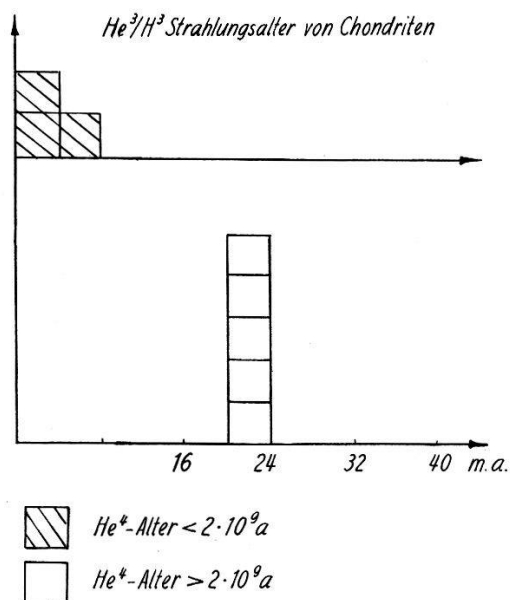
Tabelle 2
 He^3/H^3 Strahlungsalter von Chondriten

	Falljahr	He^3/H^3 m. a.	He^4 m. a.	A/K m. a.
Monte das Fortes ⁷⁾ . . .	1950	23,6	4000	—
Elenovka ^{7) 8)}	1951	23,6	4100	4000
Breitscheid ^{5) 9) 10) 11)} . .	1956	22,1	2600	3300
Benton	1949	20,0	3600	3800
Kandahar	1959	21,8	3500	4300
Mezel	1949	4,7	1300	3100
Ramsdorf ⁶⁾	1958	3,4	400	370
Kunashak ^{7) 8)}	1949	2,8	400	700

Da die Chondrite 80 % der Meteoritenfälle ausmachen, bedeutet dies, dass ein sehr wesentlicher Teil der heute fallenden Meteorite aus diesem Kollisionsprozess stammen. Es sei darauf hingewiesen, dass vor dem genannten Zeitpunkt die relativen Fallhäufigkeiten der verschiedenen Meteoritentypen sehr viel anders gewesen sein müssen als heute. Dies muss bei

*) Der numerische Wert des Alters dieses Ereignisses kann noch ändern, falls sich erweisen sollte, dass das Produktionsverhältnis He^3/H^3 nicht gleich 1/1 ist.

der Diskussion der kosmischen Häufigkeiten der Elemente beachtet werden. Aus der Figur sieht man eine auffällige Korrelation zwischen den Strahlungsaltern und den radioaktiven Edelgasaltern, die a priori nichts miteinander zu tun haben. Diese Erscheinung kann vielleicht durch Edelgasverluste erklärt werden, indem die Meteoriten nach dem Aufbruchprozess aus dem Asteroidgürtel herausgeworfen wurden und danach diejenigen mit kleinen radioaktiven Altern und Strahlungsaltern besonders kleine Periheldistanzen erhielten. GOLES u.a.¹²⁾ haben schon früher darauf hingewiesen, dass Edelgasverluste hauptsächlich nach dem Aufbruch eine Rolle spielen sollten. Es ist also noch nicht auszuschliessen, dass nicht ein Teil der Meteoriten in der Figur, die kleinere Strahlungsalter zeigen, nicht doch dem genannten Kollisionsprozess entstammen. Wir sind dabei, diese Frage durch Untersuchung von festen Spallationsprodukten näher zu untersuchen.



Die hier diskutierten Resultate wurden bereits an anderer Stelle gegeben¹³⁾.

Literatur

- 1) G. EDWARDS und H. C. UREY, *Geochim. Cosmochim. Acta* 7, 154 (1957).
- 2) J. GEISS und D. C. HESS, *Astrophys. J.* 127, 224 (1958).
- 3) H. HAMAGUCHI, G. W. REED und A. TURKEVICH, *Geochim. Cosmochim. Acta* 12, 337 (1957).
- 4) G. L. BATE, J. R. HUIZENGA, and H. A. POTRATZ, *Geochim. Cosmochim. Acta* 8, 171 (1959).
- 5) K. GOEBEL und P. SCHMIDLIN, *Geochim. Cosmochim. Acta* 17, 342 (1959).
- 6) K. GOEBEL, P. SCHMIDLIN und J. ZÄHRINGER, *Z. Naturforschung* 14a, 996 (1959).
- 7) J. GEISS, B. HIRT und H. OESCHGER, *Helv. Phys. Acta* 33, 590 (1960).
- 8) E. K. GERLING and K. G. RIK, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 107, 433 (1955).

- ⁹⁾ H. KÖNIG, H. WÄNKE und K. I. MAYNE, *Geochim. Cosmochim. Acta* **17**, 339 (1959).
¹⁰⁾ K. H. EBERT, F. HERNEGGER, H. KÖNIG und H. WÄNKE, *Geochim. Cosmochim. Acta* **17**, 349 (1959).
¹¹⁾ H. KÖNIG und H. WÄNKE, *Geochim. Cosmochim. Acta* **17**, 350 (1959).
¹²⁾ G. G. GOLES, R. A. FISH und E. ANDERS, *Geochim. Cosmochim. Acta* **19**, 177 (1960).
¹³⁾ J. GEISS, H. OESCHGER und P. SIGNER, *Z. Naturforschung* **15a**, 1016 (1960).

Die γ -Strahlung der $\text{Li}^7(p)\text{Be}^8$ -Reaktion bei der 441-keV-Resonanz

von V. MEYER, H. MÜLLER, H. STAUB und R. ZURMÜHLE
(Physikalisches Institut der Universität, Zürich)

Spectres de positrons dans les désintégrations



par J. H. BRUNNER, R. LOMBARD, C. F. PERDRISAT
(Lab. Phys. des Hautes Energies, E.P.F. Zurich)

et H. J. LEISI

(Physics Department of the University of Pennsylvania, Philadelphia USA)

Dans le cadre d'une étude des transitions nucléaires avec émission de positrons monoénergétiques^{1) 2)}, nous avons mesuré les spectres de positrons des désintégrations des noyaux Bi^{205} et Bi^{206} . Ces spectres apparaissent essentiellement comme superpositions de différents continus: désintégration β^+ parallèle à la capture électronique, spectres de paires internes, enfin spectres de paires externes.

Nous avons utilisé deux sources préparées par des réactions du type $\text{Pb}(d, xn)\text{Bi}$; les irradiations ont été faites avec le cyclotron de Birmingham.

Source A: énergie des deutérons 14 MeV; environ 19 mC Bi^{206} et 0,21 mC Bi^{205} .

Source B: énergie des deutérons 20 MeV; environ 13 mC Bi^{206} et 2,0 mC Bi^{205} .

Nous disposons d'un spectromètre à lentille magnétique muni d'un séparateur $e^+ - e^-$; ce spectromètre ainsi que la technique de mesure ont été décrits ailleurs²⁾. La résolution était sensiblement la même pour les deux sources, soit 1,4%.

Analyse des spectres résultants

Le coefficient de conversion par formation de paires internes, ainsi que la forme de la répartition des positrons de paires ont été calculés par différents auteurs utilisant diverses approximations. Les calculs les plus exacts sont ceux de JAEGER et HULME³⁾ qui utilisent les fonctions d'ondes solutions de l'équation de DIRAC, mais ne tiennent compte ni de la dimension finie du noyau ni des effets d'écran. Ces auteurs ont calculé pour $Z = 84$ et des transitions E1 et E2, quatre points de la répartition pour $k = 3$ ($= \hbar\nu/mc^2$) et ont déterminé le coefficient total en intégrant la courbe ainsi définie.

Pour les transitions M1 il n'existe que les calculs de ROSE⁴⁾; ROSE utilise l'approximation de BORN et ses résultats sont valables pour $Z \approx 0$. Nous avons extrapolé ces valeurs à $Z = 84$ en supposant la dépendance en Z identique pour M1 que pour E1; ceci est justifiable par la faible dépendance en Z de la formation de paires internes. Les valeurs utilisées pour cette extrapolation sont:

E1: $Z=0$ et $Z=84$, valeurs de JAEGER et HULME, calcul dit «exact».

M1: $Z=0$, calcul de ROSE, avec approximation de BORN.

A partir de ces valeurs, nous avons calculé les courbes de la figure qui représentent α_π/α_k , soit le nombre de paires internes par électron K de conversion interne, en fonction de l'énergie de la transition. Pour α_k , le coefficient de conversion interne, nous avons utilisé les valeurs calculées par SLIV et BAND⁸⁾.

Pour les raisons énumérées ci-dessus, les résultats de JAEGER et HULME ne sauraient être très précis. Nous avons supposé que notre résultat pour la transition de 1720 keV (voir tableau), pour laquelle l'erreur est de l'ordre de 5%, nous définissait une courbe pour E1 et $Z=82$ plus proche de la réalité (voir fig.). L'allure de la courbe est admise identique à celle de JAEGER et HULME.

Remarquons que le quotient α_π/α_k est très sensible à la multipolarité de la transition. En effet, pour tout Z et toute énergie:

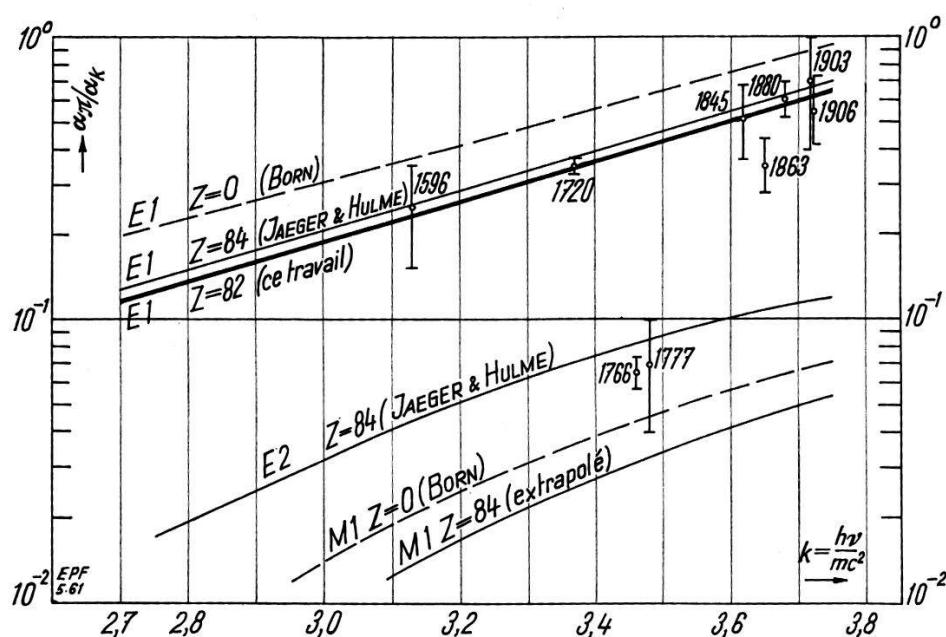
$$\alpha_\pi(E\ 1) > \alpha_\pi(E\ 2) > \alpha_\pi(M\ 1) \quad \text{d'une part, et}$$

$$\alpha_k(E\ 1) < \alpha_k(E\ 2) < \alpha_k(M\ 1) \quad \text{d'autre part}$$

$$\alpha_\pi/\alpha_k(E\ 1) \gg \alpha_\pi/\alpha_k(E\ 2) \gg \alpha_\pi/\alpha_k(M\ 1).$$

Bien que les valeurs théoriques de α_π soient certainement moins précises que celles de α_k , la détermination de α_π/α_k permet une assignation de la multipolarité appréciablement plus sensible que la mesure absolue de α_k , utilisée par exemple par STOCKENDAL⁶⁾ et SCHMORAK *et al.*⁷⁾.

Expérimentalement nous mesurons d'une part le spectre de positrons émis par chacune des sources en fonctions de l'impulsion, d'autre part un certain nombre de lignes de conversion de transitions caractéristiques de chaque isotope. Connaissant les durées de vie de chacun de ceux-ci, nous calculons le nombre de positrons appartenant à un isotope donné, en fonction de l'impulsion, et par électron K de conversion d'une transition caractéristique de cet isotope. Après soustraction des continus β^+ si nécessaire, et identification des spectres de paires des différentes transitions, nous calculons le nombre de positrons de paires par électron K pour chaque transition. Nous utilisons à cette fin les intensités relatives des différentes lignes de conversion (soit les mesures de ALBURGER et PRYCE⁵⁾ pour Bi^{206} , et STOCKENDAL *et al.*⁶⁾ et SCHMORAK *et al.*⁷⁾ pour Bi^{205}).



Formation de paires internes dans Bi^{205} et Bi^{206}

Nos résultats pour 5 transitions dans Bi^{206} et 4 transitions dans Bi^{205} sont représentés sur la figure.

Résultats

A. *Durées de vie.* Les durées de vie de Bi^{205} et Bi^{206} n'étaient pas connues avec une précision suffisante pour que nous puissions utiliser la technique d'analyse décrite ci-dessus. Nous les avons remesurées en suivant la décroissance de lignes de conversion pendant un grand nombre de durées de vie. Cette méthode permet de considérer chaque point mesuré sur la

répartition d'une ligne de conversion donnée comme une mesure de durée de vie. Nous avons trouvé:

$$\text{Bi}^{205}: T_{1/2} = 15,31 \pm 0,04 \text{ jours},$$

$$\text{Bi}^{206}: T_{1/2} = 6,243 \pm 0,003 \text{ jours}.$$

B. *Positrons dans Bi*²⁰⁵. Un continu β^+ a été mesuré par SCHMORAK⁷⁾. Nous avons soustrait du spectre résultant des mesures A et B un continu dont nous avons modifié l'énergie limite et l'intensité totale par approximations successives. La forme des spectres de paires restants est correcte lorsque le β^+ a les caractéristiques suivantes:

énergie limite: $955 \pm 25 \text{ keV}$ (erreur due essentiellement à l'indétermination actuelle de l'étalonnage pour positrons⁹⁾),

forme: suppose la transition «autorisée»; effectue les corrections d'«écran»,

intensité intégrée: $1,07 \pm 0,10 \quad \beta^+/e_k^- (1766)$.

En utilisant l'intensité relative $e_k^- (1766)/e_k^- (703) = 0,34$ donnée par STOCKENDAL⁶⁾, le coefficient de conversion $\alpha_k (703, E2)$ calculé par SLIV⁸⁾, enfin en supposant avec SCHMORAK⁷⁾ qu'il y a 14,5 $\gamma (703)$ par 100 désintégrations de Bi²⁰⁵, on trouve:

$(5,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-4} \beta^+/\text{désintégration de Bi}^{205}$, l'erreur indiquée tenant compte des indéterminations des différentes grandeurs utilisées.

Si l'on suppose que ce β^+ conduit au niveau de 703 keV dans le Pb²⁰⁵ (cf. 7)), on obtient un $\log ft = 9,35 \pm 0,3$, résultat compatible aussi bien avec une transition «autorisée» qu'avec une transition «une fois interdite».

Le spectre résultant de la soustraction de ce continu β^+ permet d'identifier les répartitions de positrons de paires internes des transitions connues de 1766, 1777, 1863 et 1906 keV. Mise à part la transition de 1863 keV, l'assignation de multipolarité que nous avons faite sur la base de α_π/α_k est en accord avec les résultats de SCHMORAK⁷⁾ (transitions de 1766 et 1906 keV) et STOCKENDAL⁶⁾ (transition de 1906 keV). La multipolarité de la transition de 1863 keV sera discutée dans un prochain travail⁹⁾.

C. *Positrons dans Bi*²⁰⁶. Le schéma de désintégration proposé par ALBURGER *et al*⁵⁾ ne contient pas de transitions dont l'énergie dépasse 1720 keV. L'analyse du spectre de conversion nous a permis de mettre en évidence 3 transitions dont les énergies sont 1845, 1880*) et 1903 keV. Les spectres de paires internes des 2 premières transitions permettent de leur assigner avec certitude la multipolarité E1. Les résultats sont de plus compatibles avec la multipolarité E1 pour la troisième transition.

*) L'existence de cette transition nous a été confirmée par Mme C. S. Wu (communication privée).

Bibliographie

- 1) J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT et P. SCHERRER, Phys. Rev. letters 2, 207 (1959).
- 2) H. J. LEISI, J. H. BRUNNER, C. F. PERDRISAT et P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta XXXIV, 161 (1961).
- 3) J. C. JAEGER et H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. 148, 708 (1935).
- 4) M. E. ROSE, Phys. Rev. 76, 678 (1949).
- 5) D. E. ALBURGER et M. H. L. PRYCE, Phys. Rev. 95, 589 (1955).
- 6) R. STOCKENDAL et S. HULTBERG, Arkiv f. Fysik 15, 33 (1959).
- 7) M. SCHMORAK *et al.*, Nuclear Phys. 2, 193 (1956–1957).
- 8) L. A. SLIV et I. M. BAND, Coefficient of Internal Conversion of Gamma Radiation, Académie des Sciences d'URSS, Moscou 1956.
- 9) C. F. PERDRISAT, J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, à paraître dans H.P.A.

Corrélations angulaires bêta-gamma dans la désintégration de l'Eu¹⁵⁴

par J. W. SUNIER

(Laboratoire de Physique des hautes énergies, E.P.F., Zurich)

Plusieurs expériences ont récemment permis de déterminer les éléments de matrice nucléaires de l'hamiltonien d'interaction pour les transitions interdites $3^- - 2^+$ dans la désintégration de l'Sb¹²⁴ et de l'Eu¹⁵². La faible contribution des éléments de matrice d'ordre 1 ($\int i \sigma \times r$, $\int r$, $\int i \alpha$) par rapport à l'élément d'ordre 2 ($\int B_{ij}$) a été mise en évidence^{1) 2) 3) 4) 5)}. L'effet de la règle de sélection K , proposée pour les transitions bêta de l'Eu¹⁵² déformé en Gd¹⁵² sphérique, devrait *a fortiori* caractériser les transitions bêta interdites de l'Eu¹⁵⁴ en Gd¹⁵⁴, tous deux noyaux déformés.

Nous avons mesuré la fonction de corrélation directionnelle de la cascade $\beta_1 - \gamma_1$, représentée dans le schéma de désintégration de la figure 1, en fonction de l'énergie des particules bêta.

La transition β_1 , avec $\Delta I = 1$ et $\Delta K = 3$ est fortement interdite. Une mesure de la forme du spectre bêta par LANGER⁵⁾ confirme l'hypothèse d'un effet de la règle de sélection K , caractéristique de la prédominance de l'élément de matrice B_{ij} .

La mesure de corrélation, effectuée avec un dispositif classique utilisant deux détecteurs à scintillations et un circuit de coïncidences «fast-slow» de 9 ns de résolution, est relativement longue vu la faible intensité de la transition β_1 (6%) suivie d'une transition γ_1 convertie à 60%. D'autre part la source d'Eu₂O₃ utilisée ne permet pas la mesure de la corrélation vraie, les interactions quadrupolaire et hyperfine provoquant un réalignement des spins des noyaux, au niveau intermédiaire de la cascade dont la durée de vie moyenne est de 1,7 ns. La figure 2

représente la fonction de corrélation mesurée, corrigée pour la dimension finie des détecteurs, la présence de coïncidences fortuites, de coïncidences $\gamma-\gamma$ et de coïncidences $\beta-\gamma$ d'autres cascades dans le domaine d'énergie inférieur à 1600 keV. Aucune correction n'a été apportée pour tenir compte de l'épaisseur de la source qui était de 0,7 mg/cm².

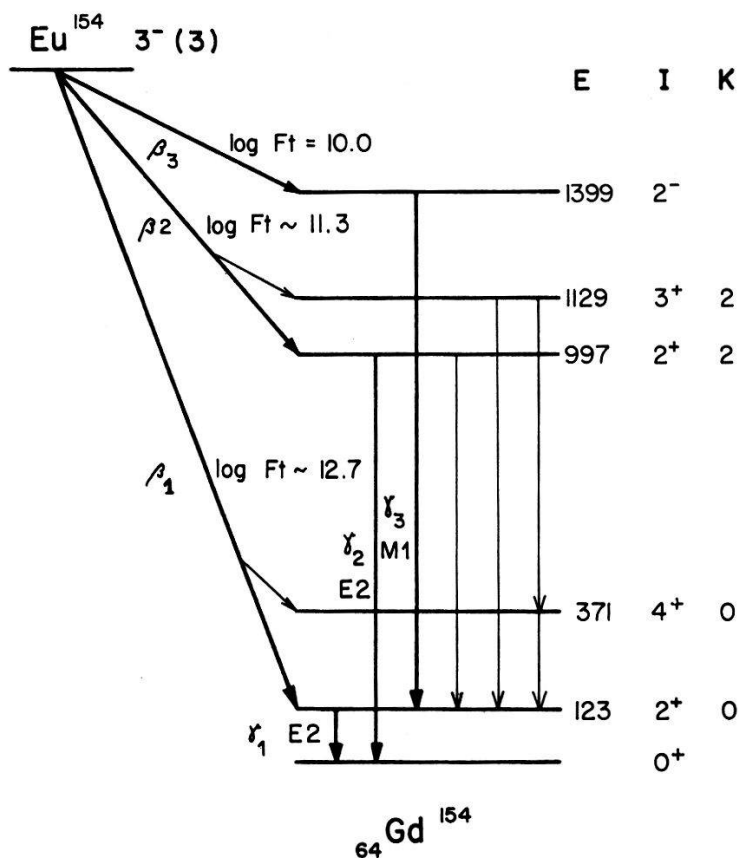


Fig. 1

Pour tenir compte de l'atténuation de la corrélation, nous avons mesuré la fonction de corrélation de la cascade $\gamma_3-\gamma_1$ avec la même source, en utilisant les résultats des expériences de STIENING et DEUTSCH sur les corrélations $\gamma-\gamma$ perturbés du Gd¹⁵⁴ ⁶⁾. En appliquant le facteur d'atténuation mesuré, $G_2 = 0,410 \pm 0,024$, à la fonction de corrélation de la cascade $\beta_1-\gamma_1$, nous avons déterminé un choix possible des éléments de matrice nucléaires, compatible avec les résultats de LANGER⁵⁾ et nos valeurs mesurées. La courbe de la figure 2 donne la valeur théorique de $A_2(W)$ calculée pour les paramètres suivants:

$$\left| \frac{-C_V \int i \alpha}{C_A \int B_{ij}} \right| = 2,0 \pm 0,8 \quad \left| \frac{C_A \int i \sigma \times r}{C_A \int B_{ij}} \right| = 0,12 \pm 0,2 \quad \left| \frac{-C_V \int r}{C_A \int B_{ij}} \right| = 0 \pm 0,2.$$

Une étude détaillée du mécanisme d'atténuation est nécessaire pour permettre de tirer une conclusion. Les résultats obtenus avec notre hypo-

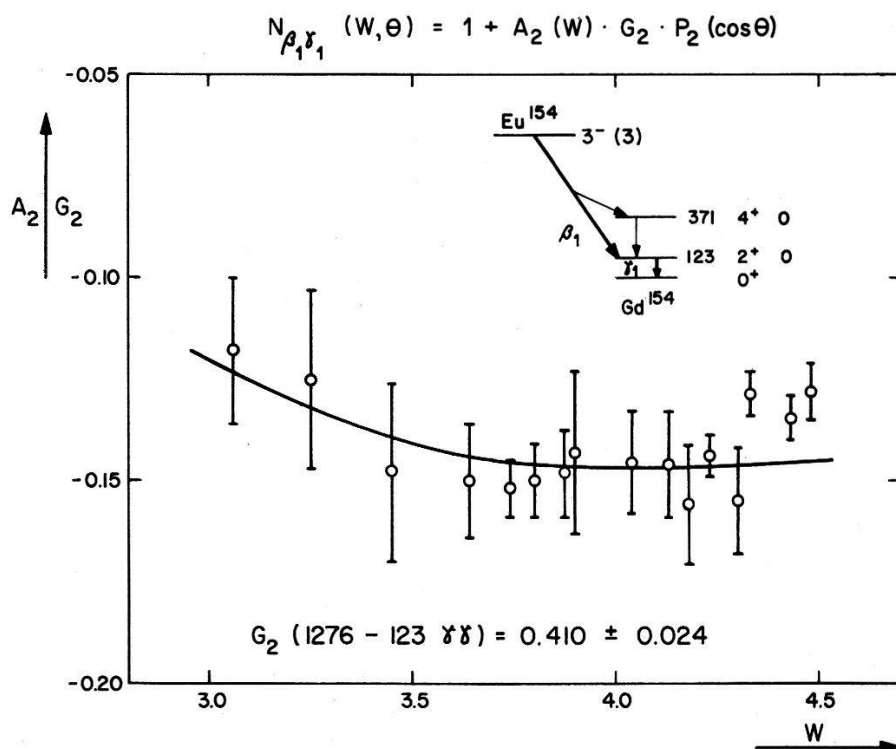


Fig. 2

thèse sont compatibles avec les prédictions de la règle d'interdiction K . Signalons qu'une mesure de la corrélation de la cascade $\beta_2 - \gamma_2$, permise par la règle K , a donné le résultat:

$$N_{\beta\gamma}(W, \theta) = 1 - (0,04 \pm 0,01) P_2(\cos \theta) \quad \text{pour} \quad W = 2,7 m_0 c^2.$$

Il est suggéré que l'élément de matrice B_{ij} n'est pas prédominant dans cette transition.

Bibliographie

- 1) R. M. STEFFEN, Phys. Rev. Letters 4, 290 (1960).
- 2) G. HARTWIG, Z. Phys. 161, 221 (1961).
- 3) H. J. FISCHBECK et R. G. WILKINSON, Phys. Rev. 120, 1762 (1960).
- 4) J. W. SUNIER *et al.* Nuclear Physics 19, 62 (1960) et Helv. Phys. Acta 33, 985 (1960).
- 5) L. M. LANGER et D. R. SMITH, Phys. Rev. 119, 1308 (1960).
- 6) R. STIENING et M. DEUTSCH, Phys. Rev. 121, 1484 (1961).

Etude des réactions de stripping $\text{Ne}^{20}(d, n)\text{Na}^{21}$ et $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$

par W. GRÜEBLER et J. ROSSEL

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Les deutons incidents d'une énergie moyenne de $(2,83 \pm 0,06)$ MeV étaient produits par l'accélérateur van de Graaf.

Le spectre des neutrons émis et la distribution angulaire des différents groupes détectés ont été obtenus au moyen d'un spectromètre à focalisation de protons de recul.

L'état fondamental et le premier niveau excité de Na^{21} ainsi que quelques niveaux excités de Na^{23} ont été étudiés.

Le niveau de 1,47 MeV attribué à Na^{21} par MARION, SLATTERY et CHAPMAN¹⁾, à partir d'une mesure de seuil, n'a pas été confirmé. Il apparaît que le groupe de neutrons correspondant provient en fait d'un niveau excité de Na^{23} à 7,72 MeV.

Si le niveau en question de Na^{21} existe il doit se manifester avec un maximum de section efficace différentielle inférieur à 0,3 mb/sterad, valeur représentant la sensibilité limite de notre mesure.

Le niveau de Na^{23} à 7,72 MeV est probablement le premier niveau de ce noyau avec un isospin $T = 3/2$.

Un résumé de nos résultats est donné dans le tableau ci-dessous. On y indique également quelques valeurs de «largeurs réduites» θ^2 extraites des mesures absolues de la section efficace différentielle, suivant les principes établis par MACFARLANE et FRENCH²⁾.

Réaction	$\text{Ne}^{20}(\text{d},\text{n})\text{Na}^{21}$ $E_d=2,83\text{ MeV}$		$\text{Ne}^{22}(\text{d},\text{n})\text{Na}^{23}$ $E_d=2,83\text{ MeV}$		
E_n MeV $\Theta=0^\circ$	$3,05 \pm 0,05$	$2,70 \pm 0,03$	$3,10 \pm 0,05$	$2,20 \pm 0,05$	$1,65 \pm 0,05$
Q MeV	$0,25 \pm 0,05$	$-0,10 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,05$	$-0,64 \pm 0,05$	$-1,15 \pm 0,05$
E^* MeV	niveau fondamenta	$0,33 \pm 0,03$	$6,27 \pm 0,05$	$7,21 \pm 0,05$	$7,72 \pm 0,05$
l_p	2; 3	2	0	2	2
J^π	$3/2^+, 5/2^+, 7/2^-$	$3/2^+, 5/2^+$	$1/2^+$	$3/2^+, 5/2^+$	$3/2^+, 5/2^+$
$\frac{(d\sigma)}{(d\omega)_{\text{max}}}$ mb/sterad	$3,5 \pm 0,5$	$14,3 \pm 2,0$	$2,8 \pm 4$	$10,5 \pm 1,8$	$5,1 \pm 0,9$
$(2J+1)\Theta^2$	$0,035(1 \pm 2)$ $0,059(1 \pm 3)$	0,070	0,012	0,073	0,021
valeur la plus probable de J^π	$3/2^+$	$5/2^+$	$1/2^+$		
Θ^2	0,0089	0,012	0,0062		

Du point de vue du mécanisme de réaction, il est intéressant de relever les bons résultats que nous avons obtenus par la théorie simple de BUTLER dans l'interprétation des maxima dominants de la distribution angulaire, bien que l'énergie des deutons (2,83 MeV) ne dépasse pas la hauteur de la barrière de Coulomb. Le niveau fondamental de Na^{21} fait cependant exception.

Ce cas ainsi que la structure secondaire des distributions angulaires observées suggère un calcul plus poussé basé sur la méthode des ondes distordues.

Une telle étude peut fournir des informations plus complètes sur le mécanisme de réaction. C'est également dans ce but que nous avons tenu à déterminer la valeur absolue des sections efficaces différentielles et à étendre les mesures dans le domaine des grands angles.

Un compte rendu plus détaillé de ce travail paraîtra prochainement dans *Helv. Phys. Acta*.

Bibliographie

- ¹⁾ J. B. MARION, J. C. SLATTERY et R. A. CHAPMAN, *Phys. Rev.* **103**, 676 (1956).
- ²⁾ M. H. MACFARLANE et J. B. FRENCH, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 567 (1960).

(n, t) -Prozesse an mittelschweren Kernen

von F. HEINRICH und F. TANNER

(Laboratorium für Kernphysik ETH, Zürich)

Kernreaktionen, bei denen zusammengesetzte Teilchen emittiert werden, zeigen ein sehr unterschiedliches Verhalten. Während die Messungen von F. HEINRICH und H. WÄFFLER¹⁾ an (γ, t) -Reaktionen mit den Vorhersagen des statistischen Modelles übereinstimmen, müssen bei der Deuteronemission in Kernphotoprozessen andere Reaktionsvorgänge für die unverhältnismässig grossen Wirkungsquerschnitte verantwortlich sein. Um zu entscheiden, ob die (n, t) -Reaktion über einen Compoundzustand verläuft oder als Direkt-Prozess behandelt werden muss, wurden die totalen (n, t) -Querschnitte an den Elementen Al, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu und Ag gemessen.

Als Quelle hochenergetischer Neutronen dient das Fissionspektrum²⁾ des Reaktors Saphir. Die analytisch gut bekannte Form dieser Energieverteilung wird durch Ausbeutemessungen von Reaktionen mit stark verschiedenen Schwellenwerten kontrolliert. Besonders geeignet dazu sind die (n, α) - und $(n, 2n)$ -Prozesse an Al und Ni, die gleichzeitig als Monitorreaktionen verwendet werden.

Die Methode der Restkernaktivierung verunmöglicht eine Unterscheidung der (n, t) -Prozesse von den gleichzeitig auftretenden (n, dn) - und $(n, p2n)$ -Reaktionen, weshalb das bei der Bestrahlung produzierte Tritium anhand seiner eigenen Radioaktivität nachgewiesen wird. Die metallische Probe wird in Gegenwart von 10^{-5} Mol gewöhnlichem Trägerwasserstoff ausgeheizt. Das durch Diffusionsaustausch separierte Wasserstoff-Tritium-Gemisch wird zunächst zur Befreiung von eventuellen radioaktiven Fremdgasen und Dämpfen über einige Kühlfallen und ein Ni-

Filter geleitet und schliesslich mit einer Hg-Strahl- und einer Toeplerpumpe in ein Geigerzählrohr transportiert.

Aus der gemessenen, absoluten Tritiumzerfallsrate wird der über das Neutronenspektrum gemittelte Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{eff}} = \int \sigma(E) \cdot S(E) dE$$

bestimmt, wo $S(E)$ das auf Eins normierte Fissionsspektrum darstellt. Wegen der besonders bei schweren Elementen sehr kleinen Tritiumaktivität wird der Detektor von einem Antikoinzidenzzähler umgeben, der aus einer ringförmigen Anordnung von 10 parallelen Drähten zwischen zwei konzentrischen Rohren besteht. Eine 15 cm dicke Eisenschicht dient zur Reduktion der Umgebungsaktivität sowie der weichen Komponente der kosmischen Strahlung. Zum Schutz gegen Neutronen wird eine zusätzliche Abschirmung aus Holz und Borsäure verwendet. Dank dieser Anordnung beträgt die Untergrundzählrate für ein Zentralzählrohr von 20 cm Länge und 2,5 cm Durchmesser ca. 50 Stösse pro Stunde, so dass 10^7 Tritiumatome noch quantitativ nachgewiesen werden können.

Die experimentell gewonnenen Resultate werden mit den analogen Werten, die auf Grund der folgenden Voraussetzungen berechnet wurden, verglichen.

1. Die (n, t) -Reaktion verlaufe über einen Compoundzustand.
2. Der Zerfall des Zwischenzustandes in den gewünschten Kanal wird mit Hilfe des Reziprozitätstheorems aus den Querschnitten der inversen Reaktionen berechnet.
3. Die Niveaudichte des Restkerns wird dargestellt als

$$\omega(E) = C(A) \chi e^{2\sqrt{a(A) \cdot E}}.$$

χ berücksichtigt den Gerade-Ungerade-Charakter des Restkerns, während die Parameter C und a nur von der Massenzahl abhängen. Wegen der unzulänglichen Kenntnis dieser Grössen sowie der Schwellenwerte und der Kernradien lassen sich die theoretischen Werte wesentlich ungenauer angeben als die experimentellen. Die Unsicherheit der letzteren wird fast ausschliesslich durch den folgenden Effekt bestimmt. Schon bei Li-Verunreinigungen in der Grössenordnung von 1 in 10^9 kann durch die Reaktion $\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{H}^3$ eine bedeutende Tritiummenge erzeugt werden, die z.B. im Falle des Eisens bereits einen um einen Faktor 2 zu grossen (n, t) -Querschnitt vortäuschen würde. Aus diesem Grunde muss der Li-Gehalt jedes untersuchten Elementes bestimmt werden, was durch Messung des Cadmiumverhältnisses leicht möglich ist.

Die Resultate sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Element	$\sigma_{\text{eff}}(\text{Exp.})$ 10^{-30} cm^2	$\sigma_{\text{eff}}(\text{Theorie})$ 10^{-30} cm^2	$\frac{\sigma_{\text{eff}}(\text{Exp.})}{\sigma_{\text{eff}}(\text{Theorie})} = \eta$
^{13}Al	$0,26 \pm 0,04$	1,40	0,19
^{24}Cr	$0,062 \pm 0,01$	0,0122	5,1
^{25}Mn	$0,17 \pm 0,03$	0,064	2,7
^{26}Fe	$0,056 \pm 0,01$	0,013	4,3
^{27}Co	$0,05 < \sigma < 0,13$	0,036	$1,5 < \eta < 4$
^{28}Ni	$\sigma < 0,05$	0,0084	$\eta < 6$
^{29}Cu	$0,073 \pm 0,01$	0,035	2,1
^{47}Ag	$0,019 \pm 0,003$	0,0005	38

Wegen der Unsicherheit in den theoretischen Werten kann bei den ersten 7 Elementen allenfalls von einer Übereinstimmung zwischen Experiment und statistischer Kerntheorie gesprochen werden. Bei Silber dagegen ist die Abweichung so gross, dass man zu ihrer Erklärung einen anderen Reaktionsmechanismus zugrunde legen müsste. Es wäre interessant, (n, t) -Querschnitte an noch schwereren Kernen zu messen, um festzustellen, ob sich die Diskrepanz bei Elementen oberhalb von Ag noch stärker ausprägt. Dazu müsste allerdings eine Methode bekannt sein, die es erlauben würde, auch minimste Borverunreinigungen zu bestimmen.

Literatur

- ¹⁾ F. HEINRICH und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta 29, 232 (1956).
- ²⁾ B. E. WATT, Phys. Rev. 87, 6, 1037 (1952).

(n, γ) -Spektren und Wirkungsquerschnitte von Lithium, Beryllium und Kohlenstoff

von L. JARCZYK, J. LANG, R. MÜLLER und W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Die Messungen wurden ausgeführt an einem Tangentialkanal des Swimmingpool-Reaktors «Saphir» in Würenlingen. Zur Bestimmung der Energien und Intensitäten der γ -Übergänge wurde bei hohen Energien ein magnetisches Paarspektrometer, bei tieferen Szintillationskristalle verwendet. Die Wirkungsquerschnitte wurden bestimmt, indem Mischtargets mit Eichsubstanzen von bekannten Wirkungsquerschnitten ausgemessen wurden.

Resultate

Reaktion	γ -Energie in MeV (* = Bindungs- energie des Neutrons)	Intensität in γ pro Neutron	Wirkungs- querschnitt
a) <i>Lithium</i>			
$\text{Li}^6(\text{n}, \gamma)\text{Li}^7$	7,26*	0,35	$\text{Li}^6(\text{n}, \gamma)\text{Li}^7$: 48 ± 15 mbarn
$\text{Li}^6(\text{n}, \gamma)\text{Li}^7$	6,78	0,29	
$\text{Li}^6(\text{n}, \gamma)\text{Li}^7$	4,64	0,29	
$\text{Li}^6(\text{n}, \gamma)\text{Li}^7$	2,61	0,36	
$\text{Li}^6(\text{n}, \gamma)\text{Li}^7 +$ $\text{Li}^7(\text{n}, \text{n}'\gamma)\text{Li}^7$	0,48	—	$\text{Li}^7(\text{n}, \gamma)\text{Li}^8$: 40 ± 12 mbarn
$\text{Li}^7(\text{n}, \gamma)\text{Li}^8$	2,02*	0,8	
$\text{Li}^7(\text{n}, \gamma)\text{Li}^8$	1,06	0,2	
$\text{Li}^7(\text{n}, \gamma)\text{Li}^8$	0,96	0,3	
b) <i>Beryllium</i>			
$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$	6,808*	0,70	$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$: $7,5 \pm 1$ mbarn
$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$	5,94	0,02	
$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$	3,443	0,15	
$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$	3,352	0,28	
$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$	2,59	0,17	
$\text{Be}^9(\text{n}, \gamma)\text{Be}^{10}$	0,85	0,16	
c) <i>Kohlenstoff</i>			
$\text{C}^{12}(\text{n}, \gamma)\text{C}^{13}$	4,946*	0,69	
$\text{C}^{12}(\text{n}, \gamma)\text{C}^{13}$	3,680	0,31	
$\text{C}^{12}(\text{n}, \gamma)\text{C}^{13}$	1,27	0,30	
$\text{C}^{12}(\text{n}, \text{n}'\gamma)\text{C}^{12}$	4,433	—	

Eine ausführliche Beschreibung der Messanordnung und die Diskussion der Resultate erscheinen in Nuclear Physics.

Messung interner und externer Konversionselektronen bei Kernreaktionen

von M. MARTIN und P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik der ETH, Zürich)

Ein eisenfreies Doppellinsen-Betaspektrometer ist gebaut worden, mit Hilfe dessen die während einer Kernreaktion emittierten Konversionselektronen untersucht werden können. Der auf 2 mm Durchmesser ausgeblendete Protonenstrahl des Zyklotrons wird achsial ins Spektrometer

eingeführt und nach Durchdringung einer Target in einem gut abgeschirmten und elektrisch isolierten Auffänger abgebremst. Um eine automatische Registrierung von Spektren zu ermöglichen, wird die Ionenquelle des Zyklotrons durch den Strahlstrom gesteuert. Dank dieser Stabilisierung kann der Protonenstrom im Spektrometer auf etwa 1% konstant gehalten werden. Bei einem Strahldurchmesser von 2 mm beträgt die Impulsauflösung ca. $1\frac{1}{2}\%$ und die Transmission des Spektrometers etwa 2%.

Durch Bestrahlung einer dünnen Kupferfolie mit 4,3 MeV-Protonen werden durch die Kernreaktion $\text{Cu}^{65}(p, n \gamma)\text{Zn}^{65}$ die drei tiefsten Niveaus im Zn^{65} bei 52, 113 und 205 keV angeregt. Die Übergänge in den Grundzustand sind durch Beobachtung der internen K - und $L + M$ -Konversionslinien gemessen worden. Aus den $K/L + M$ -Verhältnissen kann geschlossen werden, dass es sich in drei Fällen um Dipolübergänge handelt.

Bei leichten Kernen und höheren Energien sind die internen Konversionsübergänge zu schwach, um noch beobachtet werden zu können. Um die relativ gute Energieauflösung eines Betaspektrometers auch in solchen Fällen auszunützen, können externe Konversionselektronen an einem schweren Element erzeugt werden. Dünne Filme aus U_3O_8 , die nur wenige Prozente Formvar als Bindemittel enthalten, werden auf die zu untersuchende, dünne Target aufgeklebt. Hierbei trägt praktisch nur der Bereich innerhalb des Strahldurchmessers von 2 mm zur externen Konversionslinie bei. Durch Bestrahlung einer dünnen Aluminiumfolie, auf der ein Urankonverter von 10 mg/cm^2 aufgeklebt war, konnten einige Gammaenergien von Übergängen im Al^{27} und Mg^{24} bei 843, 1013, 1370 und 1720 keV mit 1% Genauigkeit bestimmt werden.

Eine ausführlichere Arbeit soll in nächster Zeit in der HPA erscheinen.

Umladung von Protonen bei 4 MeV in Stickstoff

VON R. SZOSTAK, M. MARTIN, P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

An einem Protonenstrahl von 4 MeV aus dem Cyclotron der ETH wurden die durch Umladung in Stickstoff gebildeten Anteile an neutralen Wasserstoffatomen H^0 und Protonen H^+ untersucht. Es wurden die Wirkungsquerschnitte σ_{10} für die Umladung $\text{H}^+ \rightarrow \text{H}^0$ und σ_{01} für die Umladung $\text{H}^0 \rightarrow \text{H}^+$ bestimmt. Der Anteil negativer Wasserstoffionen H^- konnte bei der Messung nicht nachgewiesen werden; es ist auch zu erwarten, dass die Bildung von H^- bei 4 MeV vernachlässigbar gering ist.

Als Targetanordnung diente ein Gaskanal von 13 cm Länge und 3 mm Durchmesser, in dem sich im Strömungsgleichgewicht ein bestimmter Druck einstellt, der durch ein Nadelventil in der Gaszufuhr regulierbar ist. Dieser Gaskanal befand sich hinter einer justierbaren Blende von 0,8 mm Durchmesser in der Mitte des Strahlrohres. Zur Berechnung der Targetdicke wurde von dem Mittelteil des Gaskanals, wo die Druckmessung erfolgt, zu den Enden hin ein linearer Druckabfall angenommen.

Nach Passieren des Targets wurden die geladenen Teilchen durch ein Magnetfeld von den neutralen getrennt (Fig. 1). Gemessen wurde die Zahl der neutralen Teilchen N_0 im Verhältnis zu einer bestimmten Protonenzahl N_1 bei verschiedenen Drucken. Die Protonen wurden über die aufgefangene Ladung und die neutralen Teilchen in einem Plasticszintillator mit einem Photomultiplier registriert. Die unterschiedliche Art der Teilchenzählung ist dadurch bedingt, dass grössenordnungsmässig $N_1/N_0 \approx 10^7$ ist. Der Protonenstrom wurde auf $0,1 \mu\text{A}$ begrenzt, damit der Scaler nicht mehr als etwa 20000 Teilchen/sec zu zählen hatte.

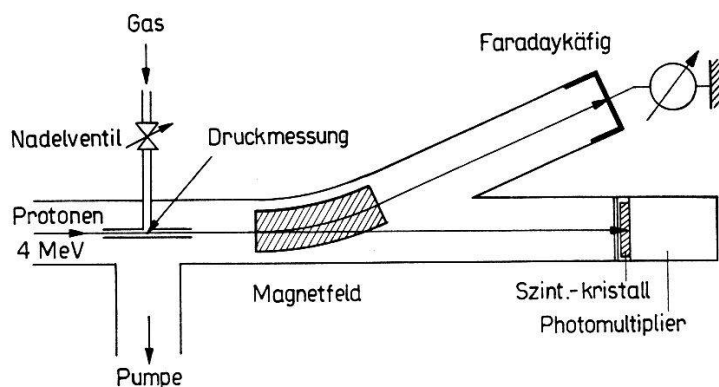


Fig. 1

Experimentelle Anordnung

Der Anteil N_0 nimmt mit der Targetdicke nx gemäss einer e -Funktion zu¹⁾, die sich bei konstanter Länge x des Gaskanals sehr leicht durch die Zahl n der Targetatome pro cm^3 ändern lässt, indem man den Druck variiert. Figur 2 zeigt eine solche Messreihe. Bei hohen Drucken nahm zwar die gemessene Teilchenzahl N_0 wieder etwas ab. Der Strahl aus dem Cyclotron ist ausserdem schon vor dem Eintritt in den Gaskanal zum Teil umgeladen, wie sich an N_0 bei $p = 0$ zeigt.

Aus dem theoretischen Verlauf von N_0 in Funktion von p folgen für die gesuchten Wirkungsquerschnitte zwei Bestimmungsgleichungen

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}} \text{ bei } p \rightarrow \infty \text{ und } \frac{dN_0}{d(nx)} = \sigma_{10} \text{ bei } p = 0,$$

mit deren Hilfe folgende Werte ermittelt wurden

$$\sigma_{01} = 5,9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2, \quad \sigma_{10} = 2,2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Die Genauigkeit dürfte etwa $\pm 10\%$ betragen. Figur 3 zeigt, dass diese Resultate den Verlauf der Messwerte anderer Autoren²⁾ über 1 MeV linear fortsetzen. – Eine Probe auf den H^- -Anteil ergab, dass die Wirkungsquerschnitte zur Bildung von H^- bei dieser Energie mit Sicherheit kleiner als 10^{-27} cm^2 sind.

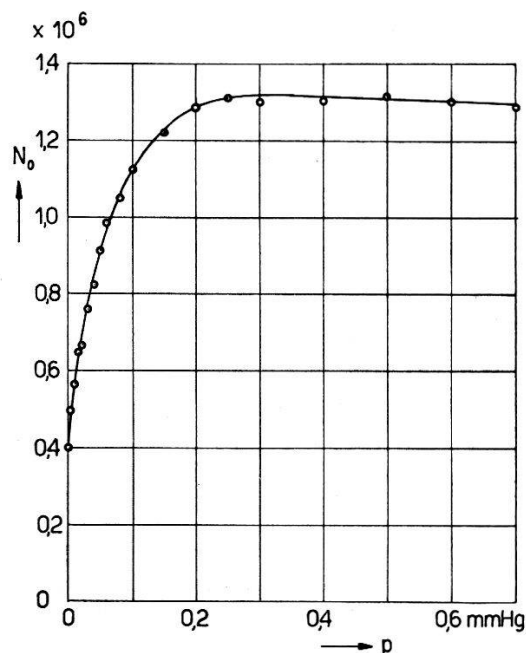


Fig. 2

Zahl der gemessenen neutralen Teilchen in Funktion des Druckes

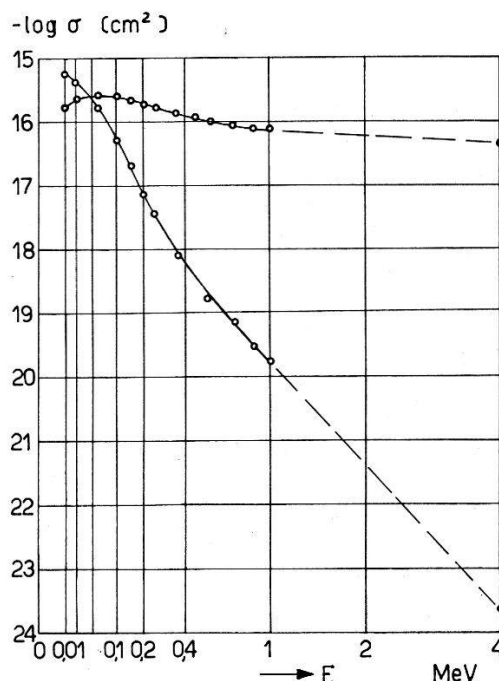


Fig. 3

Vergleich mit den Ergebnissen von BARNETT und REYNOLDS (PR 109, 355, 1958)

Literatur

- ¹⁾ A. J. GALE, Symp. Advanced Propulsion Concepts, Boston (Okt. 1959).
- ²⁾ C. F. BARNETT und H. K. REYNOLDS, PR 109, 355 (1958).

Unelastische Streuung von niederenergetischen Neutronen an ^{24}Mg

von H. R. BRUGGER, T. NIEWODNICZANSKI*) und M. P. STEIGER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Es wurde eine experimentelle Untersuchung der Reaktion $^{24}\text{Mg}(n, n'\gamma)$ unter Anregung des ersten Niveaus bei 1,37 MeV vorgenommen, und zwar a) durch Bestimmung der Anregungsfunktion für $E_n = 2,9$ bis 3,6 MeV Energie**) der einfallenden Neutronen und b) durch Messung der $n'\gamma$ -Richtungskorrelation bei $E_n = 3,25$ MeV.

*) Beurlaubt vom Institut für Kernforschung, Warschau.

**) Hier und im folgenden sind alle Grössen im Schwerpunktsystem angegeben.

Als Neutronenquelle diente in beiden Fällen ein dünnes Target aus schwerem Eis, das mit Deuteronen variabler Energie bombardiert wurde. Die Messungen wurden an natürlichem Magnesium von $\geq 99,8\%$ Reinheit vorgenommen.

Die Anregungsfunktion wurde bestimmt als relativer differentieller Wirkungsquerschnitt für die Emission von 1,37-MeV-Gammaquanten unter einem mittleren Winkel von $\theta_\gamma = 90^\circ$ bezüglich der Richtung der einfallenden Neutronen. Bei einer Unschärfe der Neutronenenergie von 40 keV wurden zwei Maxima bei $E_n = (3,08 \pm 0,04)$ MeV bzw. $(3,39 \pm 0,06)$ MeV festgestellt.

Die Messung der Neutron-Gamma-Korrelationsfunktion erfolgte in Ringgeometrie mit einer Schnell-Langsam-Koinzidenzanordnung von $2\tau = 9$ ns Zeitauflösung. Die Richtungskorrelation $W(\theta_n, \theta_\gamma)$ wurde bestimmt für Neutronstreuwinkel $\theta_n = 98,1^\circ; 108,0^\circ; 117,9^\circ; 137,2^\circ$ und $156,3^\circ$ (bezüglich Einfallsrichtung) bei Gammaemissionswinkeln von $25^\circ, 35^\circ$ und 45° . Die Messungen sind in guter Übereinstimmung mit theoretischen Voraussagen auf Grund des statistischen Modells unter Zuhilfenahme von Transmissionskoeffizienten für ein komplexes, abgerundetes Potential.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in *Helv. Phys. Acta*.

Photoausbeute und Antwortfunktion einiger Szintillationskristalle für Gammaenergien bis 11 MeV

VON L. JARCZYK, J. LANG, R. MÜLLER UND W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Die theoretische Bestimmung der Antwortfunktion und der Photoausbeute von NaJ- und CsJ-Szintillationskristallen verursacht bei höheren Gammaenergien erhebliche Schwierigkeiten und kann nur noch näherungsweise durchgeführt werden¹⁾.

Für eine zweckmässige Anwendung solcher Kristalle in der Gamma-spektroskopie müssen aber diese Eigenschaften möglichst genau bekannt sein. Wir haben deshalb im Energiebereich von 0,6 bis 11 MeV eine systematische Untersuchung an einigen Kristallen durchgeführt (NaJ: $2'' \times 2''$, $3'' \times 3''$, $5'' \times 4''$ und CsJ: $2\frac{3}{4}'' \times 2\frac{3}{4}''$), wobei oberhalb 3 MeV die günstigen Eigenschaften der (n, γ) -Spektren in bezug auf freistehende, intensive Gammalinien ausgenützt wurden²⁾.

Die Messungen erfolgten am Tangentialkanal des Swimmingpoolreaktors «Saphir» in Würenlingen mit den folgenden Targets und Gammaenergien:

Target	Energie (MeV)
N ¹⁴	10,83
Pb ²⁰⁷	7,38
Ca ⁴⁰	6,42
S ³²	5,43
Si ²⁸	4,93/3,54

Die Messungen mit den bekannten Aktivitätslinien des Na²⁴ und Cs¹³⁷ dienen als Kontrolle.

Figur 1 zeigt die gemessene Photoausbeute am Beispiel der NaJ-Kristalle. Die drei verwendeten Messmethoden ergeben eine gute Übereinstimmung. Die erste Methode beruht auf der Gammafluxmessung mit einem absolut geeichten Paarspektrometer, währenddem bei der zweiten Methode das Verhältnis Photolinienfläche zur Gesamtfläche gemessen wurde. Für die zwei höchsten Gammaenergien wurde auch eine, in der (n, γ)-Spektroskopie übliche Methode der Mischtargets angewendet³⁾.

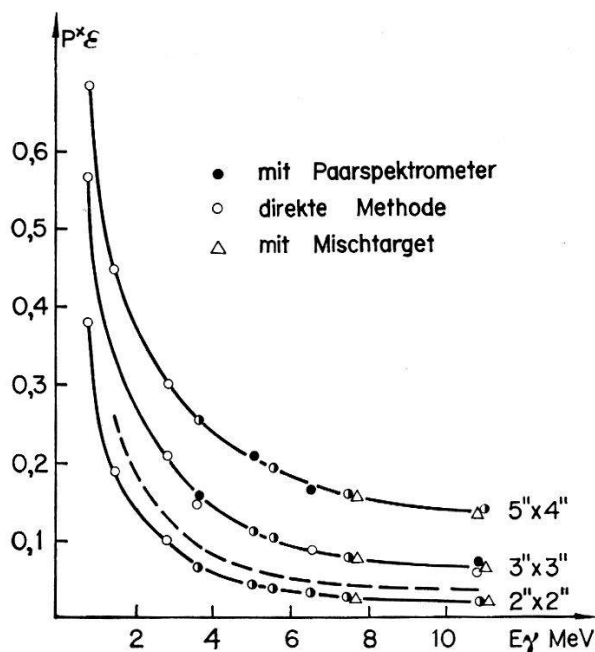


Fig. 1

Photoausbeute der NaJ-Szintillationskristalle

P*: Photoanteil, d. h. Verhältnis der Fläche in der Photolinie (Gausskurve) zur Gesamtfläche

ε: Gesamtausbeute der Kristalle

— Dünnere Strahl $\varnothing = 6$ mm

- - - - Breiter paralleler Strahl

Der Verlauf der Antwortfunktion in Abhängigkeit der Energie ist in der Figur 2 für den 3'' × 3'' NaJ-Kristall dargestellt. Alle Messkurven sind auf dieselbe Photolinienhöhe normiert, damit die Veränderung der Escape-linien deutlich sichtbar wird.

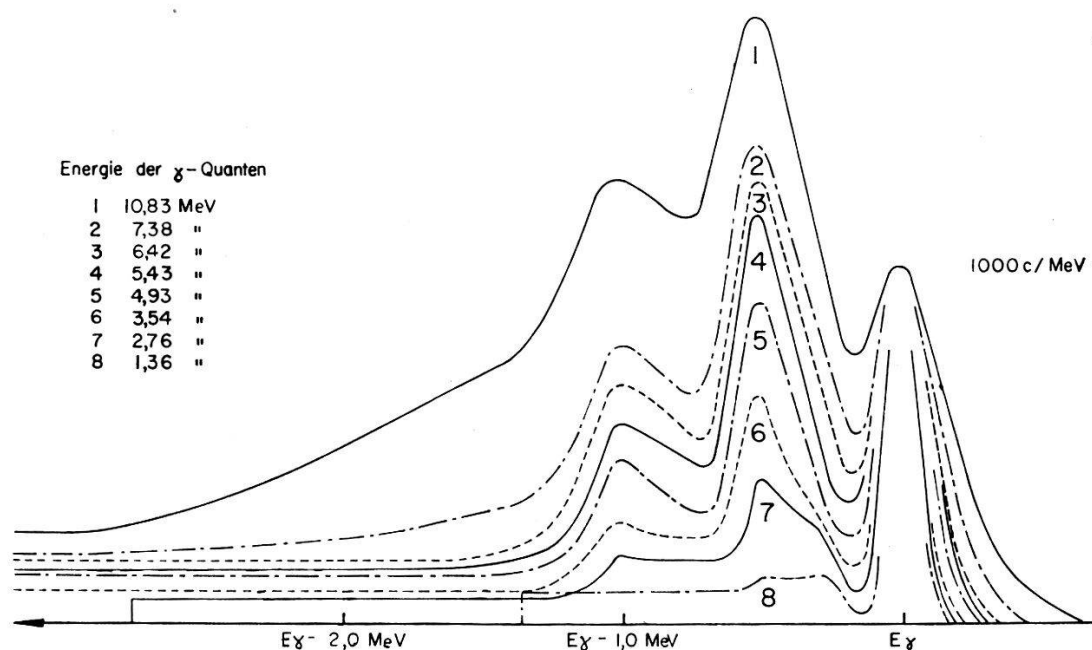


Fig. 2

Linienform 3'' $\times$ 3'' NaJ(Tl) KristallAntwortfunktion des 3'' $\times$ 3'' NaJ-Kristalls für verschiedene Gammaenergien

Für eine ausführliche Beschreibung der Messanordnung, der Messmethoden und weitere Resultate verweisen wir auf unsere Arbeit, die demnächst in Nucl. Instr. Meth. erscheint.

Literatur

- ¹⁾ W. F. MILLER and W. J. SNOW, Rev. Sci. Instr. 31, 39 (1960).
- ²⁾ L. JARCZYK, H. KNOEPFEL, J. LANG, R. MÜLLER und W. WÖFLI, erscheint in Nucl. Instr. Meth.
- ³⁾ H. KNOEPFEL, P. SCHERRER und P. STOLL, Z. Phys. 156, 293 (1959).

Un circuit simple de conversion temps-amplitude

par G.-A. GRIN, C. JOSEPH, J.-C. ALDER et B. VAUCHER
(Laboratoire de Recherches Nucléaires, E.P.U.L., Lausanne)

Directement inspiré du circuit de coïncidences rapides à trois diodes (1), le dispositif décrit ici réalise la conversion temps-amplitude par la charge linéaire d'une capacité pendant le temps de chevauchement de deux impulsions rectangulaires standard; étant donné sa simplicité, les performances de ce circuit sont intéressantes.

Les valeurs indiquées sur le schéma ont été déterminées pour réaliser la mesure de retards compris entre 10 et 50 ns, correspondant aux différences des temps de vol de neutrons de 1 à 14 MeV sur un parcours de 75 cm; les impulsions rectangulaires positives, ayant pour mission de couper les diodes D_1 et D_2 et par là-même de rendre D_3 conductrice, ont une amplitude de 2 V et durent 60 ns. La polarisation de la cathode de D_3 à + 1,2 V assure d'une part que cette diode n'est rendue conductrice qu'en cas de chevauchement, d'autre part que la transmission de signaux isolés (capacité, résistance inverse) est quasi nulle. Enfin l'impulsion intégrée maximum sur C, correspondant au chevauchement total, ne doit pas dépasser 0,3 V.

Par un amplificateur (gain 100, $T_m = 0,15 \mu \text{ sec}$), le spectre converti à analyser est transmis à un analyseur à 100 canaux (CDC) couvrant l'intervalle 0–30 V en dix échelons de 100 canaux de 0,03 V.

Les essais purement électroniques effectués avec des impulsions ($T_m = 1 \text{ ns}$) mises en forme par câble court-circuité sur l'anode de penthodes E180F, attaquées par des impulsions de coupure (-6 V , $T_m \leq 1 \text{ ns}$, $RC = 1 \mu \text{ sec}$, $f = 50/\text{s}$) provenant d'un générateur à relai de mercure, ont mis en évidence la nécessité d'une parfaite stabilité de l'amplitude des impulsions standard.

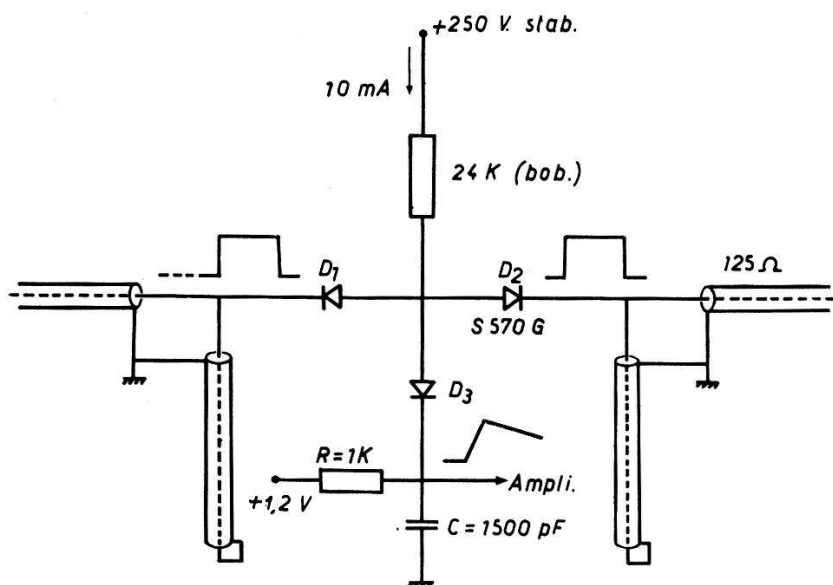
La stabilité de l'ensemble, les éléments importants étant alimentés par un stabilisateur de réseau, a été testée sur de nombreuses périodes d'une dizaine d'heures; elle s'est révélée être en moyenne de $\pm 1^0/_{00}$, soit $\pm 6 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$. Aucune précaution thermostatique n'est nécessaire, car le coefficient thermique du système des trois diodes, lorsque la température n'excède pas 40° C , est inférieur à $0,3^0/_{00}/^\circ \text{ C}$; la stabilité propre du convertisseur dépend essentiellement de l'alimentation, de la résistance fixant le courant et du condensateur d'intégration.

La résolution intrinsèque, déterminée dans les mêmes conditions, que ce soit en «self-coïncidences», ou avec un câble de retard de 15 ns inséré dans une des voies, est meilleure que $6 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$. La linéarité, mesurée en introduisant sur l'une des voies un retard croissant (de 5 en 5 ns), est parfaite, sauf peut-être pour les cinq premières et cinq dernières nano-secondes (effets des fronts).

Enfin des mesures de coïncidences promptes avec détecteurs ont été faites avec les deux gamma en cascade du Co 60; les scintillateurs utilisés étaient des plastiques $2'' \times 2''$ NE102 ($\tau = 4 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$), les photomultiplicateurs des 56 AVP; la mise en forme était réalisée par des penthodes à forte pente D3A (amplitude nécessaire à la coupure: 1,7 V).

Un circuit porte, commandé par un système classique de coïncidences sur les voies spectrométriques, réalise à l'entrée de l'analyseur la sélection des événements intéressants.

Avec un spectre d'impulsions de 0–12 V sur l'anode du photomultiplicateur (résistance anodique 2,5 K), les impulsions standard présentent un temps de montée d'environ 2,5 ns; en sélectionnant par les canaux latéraux une bande correspondant au cinquième supérieur seulement du spectre Compton, la résolution obtenue est de $6,5 \cdot 10^{-10}$ sec. C'est bien ce que permettent de prévoir les caractéristiques de l'ensemble détecteur-mise en forme. La résolution est évidemment d'autant moins bonne que la fraction utilisée du spectre est plus large; ainsi, dans les conditions ci-dessus, elle n'est plus que de $1,5 \cdot 10^{-9}$ sec si toutes les impulsions d'amplitude supérieure au cinquième du maximum sont acceptées.



Convertisseur temps-amplitude

Une amélioration du système de mise en forme s'avère indispensable pour un travail fin avec des spectres étendus; le système actuel présente encore le désavantage, sensible aux forts taux de comptage, de nécessiter, sur l'anode des photomultiplicateurs, des impulsions relativement longues (la durée au-dessus du seuil des plus petites impulsions utilisées doit dépasser 60 ns). Une application d'un circuit réagissant au passage à zéro d'une impulsion doublement différenciée est actuellement à l'étude.

Il nous reste l'agréable devoir de remercier Monsieur le Professeur CH. HAENNY, directeur du Laboratoire, et la Commission Suisse pour la Science Atomique pour leurs contributions respectives à ce travail.

Bibliographie

- 1) S. DE BENETTI et H. J. RICHINGS, Rev. Sci. Instr. 23, 37 (1952).

Détermination de l'énergie d'une particule chargée par utilisation simultanée de la courbure magnétique et de la diffusion multiple coulombienne

par F. ROHRBACH et PH. ROSSELET
(Lausanne, E.P.U.L.)

Nous nous proposons de déterminer l'énergie d'une particule chargée se déplaçant dans un milieu dense, en présence d'un champ magnétique, connaissant la position d'un certain nombre de points de la trajectoire, dans le cas où ni l'effet de la diffusion multiple coulombienne ni celui de la déviation magnétique ne prédomine.

La masse m et la charge e de la particule étant connues, considérons la projection de sa trajectoire sur un plan perpendiculaire à B . Soient $y_0 = 0, y_1, \dots, y_\mu, \dots, y_M = 0$, les ordonnées de cette courbe aux points d'abscisses $x_0 = 0, x_1 = h, \dots, x_\mu = \mu h, \dots, x_M = Mh$; $d_1, \dots, d_\mu, \dots, d_{M-1}$ les différences secondes des y_μ , $d_\mu = y_{\mu+1} - 2y_\mu + y_{\mu-1}$. Moyennant les hypothèses usuelles en matière de diffusion multiple, petits angles, perte d'énergie négligeable, les distributions des y_μ et des d_μ ($\mu = 1$ à $M-1$) sont gaussiennes:

$$\begin{aligned} \Psi_M(y_\mu) &= \left[\frac{C(p)}{2\pi} \right]^{(M-1)/2} |\mathbb{I}|^{1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} C(p) \sum_{\mu, \nu=1}^{M-1} \mathbb{I}_{\mu\nu} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(y_\mu - \frac{\mu(M-\mu)h^2}{2\varrho(p)} \right) \left(y_\nu - \frac{\nu(M-\nu)h^2}{2\varrho(p)} \right) \right], \\ \Phi_M(d_\mu) &= \left[\frac{C(p)}{2\pi} \right]^{(M-1)/2} |\mathbb{J}|^{1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} C(p) \sum_{\mu, \nu=1}^{M-1} \mathbb{J}_{\mu\nu} \left(d_\mu + \frac{h^2}{\varrho(p)} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(d_\nu + \frac{h^2}{\varrho(p)} \right) \right] \end{aligned}$$

avec:

$$\begin{aligned} C(p) &= \frac{12 \cos^3 \varphi}{h^3 \theta_s^2}, & \theta_s^2 &= \frac{K_c^2}{p^2 \beta^2}, \\ \varrho(p) &= K_m p \cos \varphi, & K_m &= \frac{1}{B e}. \end{aligned}$$

φ étant l'angle moyen de la trajectoire avec le plan d'observation, K_c la constante de diffusion multiple du milieu, p la quantité de mouvement de la particule.

$\mathbb{I}$ et $\mathbb{J}$ sont des matrices symétriques d'ordre $M-1$ dont les éléments qui ne dépendent que de M , peuvent être déterminés explicitement.

Soient $y^* = y_\mu + e_\mu$ les valeurs mesurées des ordonnées y_μ , d_μ^* leurs différences secondes, les erreurs e_μ affectant la mesure de y_μ étant de

moyenne nulle, de variance ε^2 , non corrélées et indépendantes de y_μ . La distribution des d_μ^* est alors donnée par :

$$\Phi^*(d_\mu^*, p) = \left[\frac{C(p)}{2\pi} \right]^{(M-1)/2} |\mathfrak{R}^*|^{1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} C(p) \sum_{\mu, \nu=1}^{M-1} \mathfrak{R}_{\mu\nu}^* \left(d_\mu^* + \frac{h^2}{\varrho(p)} \right) \times \right. \\ \left. \left(d_\nu^* + \frac{h^2}{\varrho(p)} \right) \right] \quad (1)$$

avec :

$$\mathfrak{R}^{*-1} = \mathfrak{R}^{-1} (I + \varepsilon^2 C(p) \mathfrak{W}) ,$$

distribution qui dépend du paramètre p par l'intermédiaire de $\varrho(p)$ et de $C(p)$.

D'après la méthode du maximum de vraisemblance, un ensemble de d_μ^* étant donné, la meilleure estimation de p est fournie par la résolution de l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial p} \Phi^*(d_\mu^*, p) = 0$$

et peut être affectée d'une erreur statistique :

$$\varepsilon_p = \left[E \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial p} \log \Phi^*(d_\mu^*, p) \right)^2 \right\} \right]^{-1/2} .$$

L'application de cette méthode à la distribution (1) conduit à l'équation :

$$P_6(x) - \varepsilon^2 C(x) Q_6(x) = 0 \quad (2)$$

où :

$$x = \frac{p}{m c} , \quad C(x) = \frac{12 m^2 c^2 \cos^3 \varphi}{h^3 K_c^2} \frac{x^4}{1+x^2} ,$$

$$P_6(x) = x^6 + A x^5 + (B + 2) x^4 + 3 A x^3 + (C + 3 B) x^2 + 2 B ,$$

$$Q_6(x) = 2 D x^6 + 3 E x^5 + (4 D + F + G) x^4 + 7 E x^3 + 3 (G + F) x^2 + 2 G .$$

et :

$$A = \frac{h^2}{m c k_m \cos \varphi} \frac{\Sigma \mathfrak{I} \mathfrak{O}_\nu d_\nu^*}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} , \quad B = - \frac{(h^3 K_c^2 M - 1)}{12 m^2 c^2 \cos^3 \varphi} \frac{1}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} ,$$

$$C = \frac{h^4}{m^2 c^2 K_m^2 \cos^2 \varphi} \frac{\mathfrak{U}}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} , \quad D = \frac{\Sigma \mathfrak{K}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} ,$$

$$E = \frac{h^2}{m c K_m \cos \varphi} \frac{\Sigma \mathfrak{I} \mathfrak{V}_\nu d_\nu^*}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} , \quad F = \frac{h^4}{m^2 c^2 K_m^2 \cos^2 \varphi} \frac{\Gamma}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} ,$$

$$G = - \frac{h^3 K_c^2}{12 m^2 c^2 \cos^3 \varphi} \frac{\text{Tr } \mathfrak{W}}{\Sigma \mathfrak{R}_{\mu\nu} d_\mu^* d_\nu^*} , \quad \mathfrak{K} = \mathfrak{R} \mathfrak{W} ,$$

$$\mathfrak{I} \mathfrak{O}_\nu = \sum_{\mu=1}^{M-1} \mathfrak{R}_{\mu\nu} , \quad \mathfrak{I} \mathfrak{V}_\nu = \sum_{\mu=1}^{M-1} \mathfrak{K}_{\mu\nu} , \quad \mathfrak{U} = \sum_{\mu, \nu=1}^{M-1} \mathfrak{R}_{\mu\nu} , \quad \Gamma = \sum_{\mu, \nu=1}^{M-1} \mathfrak{K}_{\mu\nu} .$$

Les approximations suivantes ont été faites lors de l'établissement de l'équation (2) :

$$(I + \varepsilon^2 C(x) \mathbb{I})^{-1} \simeq I - \varepsilon^2 C(x) \mathbb{I},$$

$$|I + \varepsilon^2 C(x) \mathbb{I}| \simeq 1 + \varepsilon^2 C(x) \text{Tr } \mathbb{I},$$

approximations justifiées si le coefficient sans dimensions $\varepsilon^2 C(x)$ est suffisamment petit par rapport à l'unité.

Deux seulement des dix solutions de (2) ont une signification physique, correspondant aux deux signes possibles de la charge.

Des expériences sont en cours pour tester l'application de cette méthode à la mesure d'énergies dans l'émulsion photographique nucléaire, en présence de champs magnétiques de quelques centaines de kilogauss.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière de la «Commission pour la Science Atomique du Fonds National Suisse».

Un article plus complet paraîtra prochainement.

Problèmes posés par l'étude des clichés d'une chambre à bulles opérant avec un faisceau d'électrons*)

par R. WEILL et E. MALAMUD

(Laboratoire de Recherches Nucléaires E.P.U.L., Lausanne)

et G. J. Mc. EWEN

(Laboratory of Nuclear studies, Cornell university (Ithaca; N-Y))

Les conclusions qui suivent se rapportent à l'étude de trajectoires d'électrons et de positons de 680 MeV, observées dans une chambre à bulles à propane de 6" de diamètre, placée dans un champ magnétique de 7350 gauss. Le faisceau pénètre dans la chambre à travers une paroi de duraluminium de 0,64 cm soit 0,08 longueur de rayonnement (ces résultats seront publiés prochainement sous une forme beaucoup plus générale).

On sait que la traversée de milieux matériels par des électrons et positons produit une perte d'énergie due à l'émission de photons de Bremsstrahlung. Cette perte d'énergie est caractérisée par l'existence de très grandes fluctuations, contrairement à ce qui se passe dans le cas des particules de masse plus élevées, pour lesquelles intervient seulement la perte d'énergie par ionisation.

*) Financé par le programme commun de «l'Office of Naval Research» et de la «Commission Américaine pour l'Energie Atomique» d'une part, et la «Commission Suisse pour la Science Atomique», d'autre part.

Le calcul montre que des électrons d'énergie initiale de 680 MeV auront une énergie moyenne de 651 MeV (pour des critères d'observation qui seront précisées un peu plus loin) la distribution de l'énergie étant caractérisée par un écart-type de 57 MeV (calculé d'après HEITLER¹)).

Remarquons que des protons de 680 MeV, traversant la même paroi, auraient à la sortie une énergie de 676 MeV avec un écart-type d'environ 2 MeV (calculé d'après LANDAU²)).

La mesure d'un libre-parcours-moyen, pour un type d'interaction donné, nécessite la mesure de la longueur des traces «primaires» observées. Dans le cas d'électrons l'existence de tout un spectre d'énergie, donc d'une distribution des courbures des trajectoires observées, nécessite le choix de certains critères qui caractériseront les traces dites primaires. (Dans notre cas nous avons considéré comme traces primaires, celles qui ont une flèche comprise entre 0 et 3 mm; ces valeurs sont celles observées en projection, l'agrandissement étant de 3,08.)

Le spectre d'énergie des traces primaires dépendra de ces critères; pour le calculer il faut faire intervenir la diffusion multiple coulombienne qui ajoute une contribution aléatoire, petite mais non négligeable, à la courbure magnétique. On se rend compte facilement que la déformation des traces, ou distorsion, résultant des mouvements du liquide et du déplacement des bulles, modifiera le spectre des énergies des «primaires», car elle fera entrer ou sortir des classes considérées un certain nombre de trajectoires. On introduira cette distorsion dans les calculs, en ajoutant sa contribution d aux flèches.

Le calcul montre que l'énergie moyenne $\bar{E}$ varie de 647 à 666 MeV, lorsque le paramètre distorsion varie de -1 à $+1$ mm. Dans nos conditions de travail d est compris entre $-0,7$ et $-0,4$ mm, $\bar{E}$ peut donc être considéré comme constant.

Pour déterminer la valeur de d correspondant aux conditions expérimentales, on procédera de la façon suivante: on calcule la distribution des flèches à partir de la distribution des énergies après la traversée de la paroi; on tient compte de la diffusion multiple dans la chambre qui se superpose à la courbure magnétique liée à l'énergie. La distorsion d intervient comme un paramètre en fonction duquel on peut représenter l'histogramme des flèches et sa moyenne.

On comparera ces grandeurs aux mesures de flèches effectuées sur les trajectoires observées, ce qui permettra d'en déduire la valeur de d .

L'existence du spectre des énergies amène à une correction du nombre des événements observés. En effet, celui-ci doit être rapporté à la longueur totale de trajectoires primaires, pour en déduire un libre-parcours moyen. Or, les trajectoires primaires sont celles, observées sur toute la longueur de la chambre, satisfaisant aux critères choisis. Les «événements» eux

peuvent se produire à n'importe quelle distance de l'entrée. Il est donc nécessaire d'affecter chaque événement d'un « poids statistique » fonction de sa distance à l'entrée l , qui est la probabilité qu'une trajectoire observée sur une distance l , satisfasse aux critères des primaires, sur la longueur totale L .

Ces poids statistiques sont assez sensibles à la distorsion. Pour d variant de -1 mm à 0 mm, ils passent de $0,982$ à $0,915$. Ils semblent par contre ne dépendre que fort peu (moins de 2% en valeur relative) de la façon dont la distorsion varie avec la longueur de trajectoire (cette variation est difficile à mesurer).

Des programmes permettant le calcul de la distribution des énergies, de celle des flèches et des poids statistiques ont été écrits. Ils sont utilisables par la calculatrice électronique « Zebra ».

Si l'on considère une paroi d'entrée de $0,01$ longueur de rayonnement ($0,08$ cm) on voit alors que l'énergie moyenne, comme les poids statistiques, deviennent indépendants de la distorsion dans de très larges limites.

Pour d compris entre -1 et 0 mm les poids statistiques seront égaux à $0,995$ alors que $\bar{E}$ ne variera que de 672 à 675 MeV pour d compris entre -1 mm et $+1$ mm. Toutefois la réalisation de parois d'entrées d'épaisseurs aussi réduites présente des difficultés techniques, en particulier dans le cas des chambres à bulles à propane qui travaillent sous une pression de 30 atmosphères.

Bibliographie

- ¹⁾ HEITLER, Quantum Theory of Radiation (Oxford 1954, p. 378).
- ²⁾ L. LANDAU, Journal of Physics 8, 201 (1944).

Annihilation en vol et bremsstrahlung des positons de 650 MeV dans le propane*)

par E. MALAMUD et R. WEILL

(Laboratoire de Recherches Nucléaires E.P.U.L., Lausanne)

et J. G. McEWEN

(Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca, N.-Y.)

Ce rapport donne les résultats préliminaires d'une deuxième irradiation, ceux de la première ayant déjà été publiés¹⁾. Le faisceau γ du

*) Financé par le programme commun de « l'Office of Naval Research » et de la « Commission Américaine pour l'Energie Atomique » d'une part et la « Commission Suisse pour la Science Atomique » d'autre part.

synchrotron de CORNELL, d'énergie de pointe d'environ 1 GeV, traverse une cible de cuivre placée dans l'entrefer d'un spectrographe à paires. Les électrons produits dans la cible sont séparés d'après leur énergie. Un collimateur situé 6 mètres plus loin, sélectionne un faisceau de 680 ± 10 MeV qui pénètre dans une chambre à bulles à propane de 15 cm de diamètre placée dans un champ magnétique de 7350 gauss. Il suffit de renverser la direction du champ magnétique du spectrographe à paires pour remplacer les électrons par des positons de même énergie.

La deuxième irradiation présente les avantages suivants par rapport à la première:

1. La fenêtre d'entrée du faisceau dans la chambre à bulles a été ramenée de 0,3 à 0,08 longueur de rayonnement. Ceci a pour effet de diminuer d'un facteur 4 la dispersion de l'énergie des particules dans la chambre, et d'un facteur 2 les corrections dites de «poids statistiques» à apporter au nombre total d'évènements. Ces grandeurs sont définies dans le résumé précédent²⁾.

2. Lors de la seconde irradiation, la chambre à bulles a été déclanchée toutes les 3 secondes, par périodes de plusieurs jours. Ceci a permis de travailler dans des conditions de fonctionnement stables, et de ramener l'intervalle de temps séparant l'entrée du faisceau de la prise des clichés à 500 μ sec.

La dimension des bulles est alors réduite, ce qui permet des mesures d'énergie plus précises et diminue la distorsion.

3. La précision statistique a été accrue. La deuxième irradiation comporte environ 44 km de trajectoires. Les résultats publiés ici se rapportent aux 11 km dépouillés jusqu'à aujourd'hui. La première irradiation comportait 2,6 km de traces.

Les différentes interactions étudiées sont les suivantes:

1. Annihilation en vol des positons:

Ce phénomène correspond à la disparition soudaine d'une trace sur un cliché. Remarquons que l'émission d'un photon de bremsstrahlung d'énergie pratiquement égale à celle du positon initial donnera lieu à un évènement parasite de même aspect. La valeur de cet effet parasite se détermine à partir du nombre d'évènements du type annihilation, que l'on observe sur les trajectoires d'électrons.

La section efficace totale pour l'énergie de 650 MeV est la suivante:

positons: 309 évènements	$1,71 \pm 0,10$ mb/électron
électrons: 2 évènements	$0,13 \pm 0,09$ mb/électron
section efficace réelle	$1,58 \pm 0,14$ mb/électron

Ces valeurs incluent une correction de « poids statistique » d'environ 6%.

Ce résultat doit être comparé avec les valeurs théoriques pour l'annihilation en deux photons de 1,42 mb/électrons, calculée d'après HEITLER³).

Cependant dans cette expérience on n'observe pas le nombre de photons d'annihilation et une correction de radiation correspondant à l'émission de 3, 4, 5, ... photons, calculée d'après JOSEPH⁴), amène les résultats expérimentaux en bon accord avec les valeurs théoriques. Ces résultats confirment donc qualitativement l'existence d'une correction de radiation, mais la précision statistique n'est pas encore suffisante pour l'assurer quantitativement.

2. Bremsstrahlung:

Nous n'avons considéré que les émissions de photons de haute énergie, c'est-à-dire ceux pour lesquels $v > 0,90$ avec $v = k/E_0$; k = énergie du photon, E_0 énergie du positon primaire. Sur les clichés, ces événements se marquent sous la forme d'un brusque changement de courbure. Si l'énergie restante est inférieure à une dizaine de MeV, la trace du positon s'arrêtera dans la chambre et l'énergie secondaire sera mesurée dans ce cas à partir de son parcours.

La section efficace différentielle de bremsstrahlung des positons pour des valeurs de v variant de 0,02, pour v compris entre $v = 0,90$ et $v = 1,00$ est donnée dans le tableau suivant, provenant de l'analyse de 1400 événements.

v	σ_{exp} (mb/C ₃ H ₈ molécule)	$\sigma_{\text{théorique}}$
0,90–0,92	$33,2 \pm 2,2$	30,1
0,92–0,94	$29,7 \pm 2,1$	28,8
0,94–0,96	$29,7 \pm 2,1$	27,2
0,96–0,98	$24,7 \pm 1,9$	24,8
0,98–1,00	$22,5 \pm 1,8$	18,9

Les valeurs théoriques sont calculées par intégration du spectre de BETHE-HEITLER par OLSEN⁵), pour le carbone et l'hydrogène et du spectre de WHEELER-LAMB⁶) pour les électrons.

La résolution sur l'énergie dépend de la valeur de v , mais est suffisante pour permettre de diviser les derniers 2% du spectre en 5 classes. Les résultats sont indiqués dans le tableau suivant.

σ théorique 1 se calcule à partir des spectres de BETHE-HEITLER et de WHEELER-LAMB. σ théorique 2 fait intervenir la relation de SAUTER-FANO⁷) valable pour la fin du spectre. Cette dernière relation est plus

correcte car elle tient compte de la faillite de l'approximation de BORN lorsque le positon secondaire a une énergie très faible. Les résultats rapportés dans le tableau suivant montrent la difficulté de déterminer la valeur finie de la fin du spectre de Bremsstrahlung dans le cas de milieu à Z peu élevé.

ν	σ_{exp} (mb/C ₃ H ₈ molécule)	$\sigma_{\text{th 1}}$	$\sigma_{\text{th 2}}$
0,980–0,984	$5,3 \pm 1,0$	4,52	4,52
0,984–0,988	$6,4 \pm 1,0$	4,29	4,29
0,988–0,992	$4,6 \pm 0,9$	3,92	3,98
0,992–0,996	$2,9 \pm 0,7$	3,32	3,54
0,996–1,000	$2,9 \pm 0,7$	2,08	2,60

3. Bremsstrahlung dans le champ d'un électron:

Environ 20% des bremsstrahlungs se produisent dans le champ des électrons atomiques. Une petite fraction de ceux-ci peuvent être repérés comme bremsstrahlung dans un champ électronique: c'est ceux où l'électron de recul reçoit une énergie suffisante pour donner lieu à une trace visible. On a considéré ceux de ces événements pour lesquels le recul a un moment supérieur à 2 MeV/c afin de ne pas introduire de biais de dépouillement, car on a tendance à manquer les événements correspondant à des moments plus petits. On a trouvé 28 événements correspondant à cette condition. Si l'on admet que la distribution des électrons de recul dans le bremsstrahlung positon-électron est la même que celle des électrons, lors de la production de paires dans le champ d'électron (triplet), et que l'on applique alors des calculs de SUH et BETHE⁸⁾, on obtient un nombre théorique de 16.

Nous remercions nos observatrices en Suisse et aux Etats-Unis pour leur dépouillement consciencieux.

Bibliographie

- 1) E. MALAMUD et R. WEILL, *Helv. Phys. Acta* **33**, 991 (1960).
- 2) R. WEILL, E. MALAMUD, et J. G. MC. EWEN, *Helv. Phys. Acta* **34**, 495 (1961).
- 3) W. HEITLER, *Quantum theory of radiation*, 3^e édition; Oxford (1954), p. 270.
- 4) J. JOSEPH, Ph. D. Thesis (unpublished) Univ. of Iowa (1956).
- 5) H. OLSEN, *Phys. Rev.* **9**, 1355 (1955).
- 6) J. A. WHEELER and W. E. LAMB, *Phys. Rev.* **55**, 858 (1939), and *Phys. Rev.* **101**, 1836 (1956).
- 7) As given by H. W. KOCH and J. W. MOTZ, *Rev. of Mod. Phys.* **31**, 920 (1959).
- 8) K. S. SUH and H. A. BETHE, *Phys. Rev.* **115**, 672 (1959).



On a Composite Model of Pion

by H. BANERJEE

(Institut de Physique Théorique, Genève)

NAMBU and JONA-LASINIO¹⁾ have recently developed a theory of nucleons and mesons. They start from a basic Lagrangian

$$L = -\bar{\psi} \gamma_{\mu} \partial_{\mu} \psi + g_0 [(\bar{\psi} \psi)^2 - (\bar{\psi} \gamma_5 \psi)^2], \quad (1)$$

which is invariant under γ_5 -gauge transformation and obtain an equation for the mass 'm' of the nucleon by linearising the field equation in a 'self-consistent' way. The non-trivial solution $m \neq 0$ is determined by the self-consistency condition. The invariance of the Lagrangian under the γ_5 -gauge group together with the self-consistency condition seems to guarantee the vanishing of the pion mass in the first approximation. Another consequence of the invariance property is that the expectation value of the axial vector current between two single nucleon states is divergenceless.

We have investigated the relevance of the requirement of invariance of the Lagrangian under γ_5 -gauge transformation with regard to the vanishing of the pion mass and the divergenceless expectation value of the axial vector current. We have chosen a Lagrangian of the form

$$L = -\bar{\psi} \gamma_{\mu} \partial_{\mu} \psi + [g_s^0 (\bar{\psi} \psi)^2 - g_p^0 (\bar{\psi} \gamma_5 \psi)^2] + [g_s (\bar{\psi} \boldsymbol{\tau} \psi)^2 - g_p (\bar{\psi} \boldsymbol{\tau} \gamma_5 \psi)^2] \quad (2)$$

which is the obvious generalization of (1) in the isotopic spin space. The 'self consistency condition' for the nucleon mass now reads as:

$$1 = - \frac{2i(7g_s^0 + g_p^0 - 3g_s + 3g_p)}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4p}{p^2 + m^2 - i\epsilon} F(p, \Lambda), \quad (3)$$

where $F(p, \Lambda)$ is a suitable cut-off factor. The condition for the existence of pion of zero mass is:

$$1 = - \frac{2i(9g_p^0 + g_s^0 - g_s - g_p^0)}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4p}{p^2 + m^2 - i\epsilon} F(p, \Lambda). \quad (4)$$

The self consistency condition (3) together with

$$3(g_p - g_s^0) - (g_p^0 - g_s) = 0 \quad (5)$$

will guarantee the vanishing of pion mass. Thus, in the lowest approximation, the invariance of the Lagrangian under $\boldsymbol{\tau} \gamma_5$ -gauge transformation, for which

$$g_p^0 = g_s, \quad g_s^0 = g_p$$

is a sufficient but not necessary condition for the vanishing of the pion mass. It is, however, difficult to say whether the relation (5) among the coupling constants would guarantee pion of zero mass in higher approximations.

The expectation value of the axial vector current may be written as

$$\left. \begin{aligned} \langle p' | \bar{\psi} \boldsymbol{\tau} i \gamma_\lambda \gamma_5 \psi | p \rangle &= \bar{U}_{p'} \boldsymbol{\Gamma}_{\lambda 5} u_p \\ \boldsymbol{\Gamma}_{\lambda 5} &= \boldsymbol{\tau} [i \gamma_\lambda \gamma_5 F_1(q^2) + \gamma_5 q_\lambda F_2(q^2)] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

with $q = p' - p$. One can show from the integral equation satisfied by the vertex-function $\boldsymbol{\Gamma}_{\lambda 5}$ in the lowest order approximation that

$$F_2(q^2) = \frac{2m}{q^2} (1 + m_\pi^2 f(q^2))^{-1} \cdot F_1(q^2) \quad (7)$$

where ' m ' is the nucleon mass and m_π the pion mass. The function $f(q^2)$ has a well-defined value as m_π tends to zero. It is thus apparent from equations (6) and (7) that our expectation value is exactly of the form required by the conservation of axial vector current provided the mass of the pion is zero. This holds in our approximation even if the basic Lagrangian (2) is not invariant under γ_5 -gauge transformation.

Reference

- ¹⁾ Y. NAMBU, G. JONA-LASINIO, Phys. Rev. 122, 345 (1961).

Supersymmetries and Essential Observables

by J. M. JAUCH and B. MISRA

(Institut de Physique Théorique de l'Université de Genève)

A symmetry transformation of a quantum mechanical system is a unitary or antiunitary transformation which leaves the time evolution invariant. Physical systems with superselection rules allow special kinds of symmetry transformations characterized by the property of leaving *all* the observables invariant. We have called these transformations *supersymmetries*.

The following properties of supersymmetries have been established:

- (1) Supersymmetries are always unitary transformations.
- (2) They exist if and only if the system has superselection rules.
- (3) They form an abelian group if and only if the system has, at least, one complete set of commuting observables.

Whenever the supersymmetry group is non trivial there exist so called *essential observables*. Loosely speaking, they are defined as those observables which must be represented in every complete set of commuting observables.

The precise definition of essential observables is as follows:

let $\mathfrak{A}_i$ ($i \in I$) be the class of all maximal abelian Von Neumann algebras generated by observables. The intersection

$$\mathfrak{Q} \equiv \bigcap_i \mathfrak{A}_i$$

is also a von Neumann algebra called the *core*. The observables contained in (or affiliated with) the core are the essential observables.

We have shown that the core is identical with the center of the algebra of all observables, provided there exists at least one maximal abelian algebra generated by observables.

Examples of supersymmetries are the following types of transformations:

(1) Iteration of time—reversal transformation. It reverses the sign of a spinorfield and corresponds to the superselection rule discovered by WICK, WIGHTMAN and WIGNER.

(2) Rotation around any axis by 360° . This too reverses the sign of a spinorfield.

(3) Scalar gauge transformations of the electromagnetic field. It leads to the supersymmetry with respect to the charge. The charge operator becomes an essential observable. Any operator which does not commute with the charge cannot be an observable.

(4) The permutations of identical particles. The condition that they be represented by an abelian group leads to the conclusion that this representation is either the symmetric or the antisymmetrical one, or a superposition of the two. Intermediate statistics is thereby excluded. The essential observable in this case is the projection into one of the subspaces corresponding to Fermi-Dirac or Bose-Einstein statistics.

Structure de treillis de certaines observables quantiques

par C. PIRON*)

(Lausanne, Genève)

Introduction: Les observables que l'on considère ci-dessous sont les projecteurs P :

$$P^\dagger = P^2 = P.$$

*) Recherche financée par le Fonds National Suisse.

Ce sont des mesures dont la réponse du système peut se traduire par oui ou non qu'on appelle des propositions. On se propose de construire une théorie axiomatique de l'ensemble τ des propositions relatives à un système physique bien défini. Soit $a \in \tau$, on dira que a est vrai si la mesure de a donne la réponse oui avec la probabilité 1 ($\langle P_a \rangle = 1$). Dans ce cas, le système n'est pas perturbé par la mesure de a .

Les axiomes: On donne tout d'abord le système d'axiomes proposé (réf. BIRKHOFF et von NEUMANN¹⁾) que l'on discute ensuite:

1. τ est ordonné par l'implication logique $a \Rightarrow b$ que l'on note $a \leq b$:

$$\begin{aligned} a \leq b \quad \text{et} \quad b \leq a &\Leftrightarrow a = b, \\ \forall a, b, c \in \tau \\ a \leq b \quad \text{et} \quad b \leq c &\Rightarrow a \leq c, \end{aligned}$$

2. $\forall a \in \tau, \exists 0 \leq a \leq u$.

3. τ est un treillis:

$\forall a, b \in \tau, \exists a \cup b$ le plus petit majorant commun à a et b et $\exists a \cap b$ le plus grand minorant commun à a et b (x est majorant de y si $y \leq x$).

4. τ est complété:

$$\forall a \in \tau, \exists a' \text{ tel que } a' \cup a = u, \quad a' \cap a = 0.$$

5. τ est modulaire:

$$\begin{aligned} a \leq b, \quad a \cap c = b \cap c \quad \text{et} \quad a \cup c = b \cup c &\Leftrightarrow a = b, \\ \forall a, b, c \in \tau. \end{aligned}$$

6. Les chaînes de τ sont finies:

La suite

$$\cdots < a_n < a_{n+1} \cdots < a_{n+j} < a_{n+j+1} \cdots$$

est nécessairement finie.

Ces six axiomes ont été discutés par BIRKHOFF et von NEUMANN¹⁾, nous voulons ici ajouter deux remarques.

a) $a \cap b$ est vrai si a et b sont vrais tous deux à la fois, l'appareil de mesure de $a \cap b$ se compose des appareils de mesure de a et de b . Un tel appareil ne perturbe pas le système si $a \cap b$ est vrai. En terme de projecteurs on démontre facilement que:

$$P_{a \cap b} = \lim_{n \rightarrow \infty} (P_a P_b)^n.$$

$a \cup b$ est vrai s'il est impossible d'obtenir la réponse non à la fois pour a et b . Mais les appareils de mesure de a et b , perturbant le système même si $a \cup b$ est vrai, ne constituent pas un appareil de mesure pour $a \cup b$. L'axiome 3 implique donc l'existence d'un tel appareil.

b) L'axiome 5 de modularité peut s'exprimer de plusieurs façons, nous avons choisi une forme qui met en évidence le côté logique. Il permet le raisonnement par l'absurde, en effet soit a et b deux propositions quelconques et a' le complément de a . On a alors:

$$\begin{aligned} a \leq a \cup b \quad \text{et} \quad (a \cup b) \cup a' &= (a \cup a') \cup b = \\ &= u \cup b = u = a \cup a' \quad \text{et} \quad \text{si } (a \cup b) \cap a' = 0 \end{aligned}$$

de 5 on tire $a \cup b = a \Rightarrow b \leq a$

et si de plus $b \cup a' = n$ alors $b = a$.

Conclusion: On démontre [réf. 2)] que tout ensemble qui satisfait aux axiomes 1 à 6 est union directe de géométries projectives irréductibles g_n de dimension n . Si τ_1 , et τ_2 sont deux treillis, l'union directe est définie par les couples (x_1, x_2) avec:

$$(x_1, x_2) \leq (y_1, y_2) \quad \text{si} \quad x_1 \leq y_1, \quad y_2 \leq y_2.$$

De plus un g_n est isomorphe au treillis des sous-espaces vectoriels d'un espace vectoriel de dimension $n + 1$ (pour $n > 2$). Si a et b sont des points de g_n (sous-espaces vectoriels de dimension 1) on a la condition de FANO, il existe un point P.C. tel que 3):

$$a \cup b = a \cup c = b \cup c.$$

C'est le principe de superposition (de complémentarité) qui n'est donc pas valable dans le cas général. On retrouve ainsi l'espace des états quantiques (avec règles de superselections) mais de plus l'espace de phase classique apparaît comme cas particulier où τ est l'union directe de g_1 . Dans ce cas τ est distributif:

$$a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup (a \cap c).$$

Bibliographie

- 1) G. BIRKHOFF et J. VON NEUMANN, An. Math. 37, 823 (1936).
- 2) DUBREIL-JACOTIN, L. LESIEUR et R. CROISOT, Leçons sur la théorie des treillis (Gauthiers-Villars, 1953).
- 3) D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH et D. SPEISER, Notes on quaternions quantum mechanics. CERN, 7 (1959).

Antilinear Field Operators (Fields of the 2nd kind)

by M. GUENIN and E. C. G. STUECKELBERG*)
(Universities of Geneva and Lausanne)

In a previous communication¹⁾ and in a series of articles²⁾³⁾⁴⁾ (referred to as I, II, III), we have shown, that *quantum theory in real Hilbert space* (RHS) is isomorphic to the conventional theory in *complex Hilbert space* (CHS). RHS has the advantage to unify *unitary operators* ($\rightleftharpoons$ *orthochronous Lorentz transformations* (L's)) and *antiunitary operators* ($\rightleftharpoons$ *pseudochronous L's*) into *one group* ($O \rightarrow L$) of *orthogonal transformations*.

As it has been shown in III, fields may be *linear operators* in CHS ($\rightleftharpoons$ *fields of the 1st kind, commuting with $\bar{J}$ ($\rightleftharpoons i = \sqrt{-1}$)*) or *antilinear operators* ($\rightleftharpoons$ *fields of the 2nd kind, anticommuting with $\bar{J}$*).

In the 2nd case, the development

$$\bar{\psi}(x) = \mathbf{S}_{\varphi'} \varphi'(x) \bar{a}_{\varphi'} + \mathbf{S}_{\chi'} \chi'^T(x) \bar{b}_{\chi'}^T = \psi(x) \bar{K} \quad (1)**)$$

in terms of complete sets $\{\varphi'\}$ and $\{\chi'\}$ of orthonormal positive frequency wave packets (depending on $\bar{J}$) shows, that it is necessary to *identify the sets* ($\varphi' = \chi'$). Thus *particle states* $\{\varphi'\}$ and *antiparticle states* $\{\chi'\}$ *have to be chosen identical*.

For scalar fields $\bar{\psi}(x)$ the c-number (*anti*-)commutation relations ((A)CR's) following from (III 2.16) lead to algebraic contradictions.

For spinor fields $\bar{\psi}^A(x)$, the (A)CR's are, formally, identical with the rules for fields of the 1st kind $\psi^A(x)$ (III 8.12) and (III 8.13). (However (III 8.14, 2nd kind) is now $-\alpha_1 \mp \alpha_2 = 1$).

The CR's lead to an energy-spectrum without lower or upper limit and are thus to be excluded for thermodynamical reasons. The ACR's imply:

$$\bar{a}_{\varphi'} \bar{a}_{\varphi''} + \bar{b}_{\varphi''}^T \bar{b}_{\varphi'}^T = \bar{a}_{\varphi'} \bar{b}_{\varphi''}^T + \bar{a}_{\varphi''} \bar{b}_{\varphi'}^T = \bar{b}_{\varphi'}^T \bar{a}_{\varphi''} + \bar{b}_{\varphi''}^T \bar{a}_{\varphi'} = 0, \quad (2)$$

$$\bar{a}_{\varphi'} \bar{a}_{\varphi''}^T + \bar{b}_{\varphi''} \bar{b}_{\varphi'}^T = \bar{b}_{\varphi'}^T \bar{b}_{\varphi''} + \bar{a}_{\varphi''}^T \bar{a}_{\varphi'} = \delta_{\varphi', \varphi''}, \quad (3^{(1)})$$

$$\bar{a}_{\varphi'} \bar{b}_{\varphi''} + \bar{a}_{\varphi''}^T \bar{b}_{\varphi'}^T = 0. \quad (3^{(0)})$$

We have found a representation of this algebra, in which

$$\bar{J} = j \times (1 \times 1) \times (1 \times 1) \times \cdots, \quad \bar{K} = k \times (1 \times 1) \times (1 \times 1) \times \cdots \quad (4)**)$$

*) Supported by the Swiss National Research Fund.

**) We denote with $\bar{a}$ operators which anticommute with $\bar{J}$.

The representation is

$$\bar{a}_{\varphi(q)} = k \times \sigma \times \sigma \times \cdots \times \sigma \times \alpha \times \tau \times \tau \times \cdots, \quad (5)$$

$$\bar{b}_{\varphi(q)} = k \times \sigma \times \sigma \times \cdots \times \sigma \times \beta \times \tau \times \tau \times \cdots,$$

where σ , τ , α and β are '4 by 4' matrices (which can *not* be written) as Kronecker-products of the '2 by 2' matrices $1, j, k, l, a^*$ (as it was the case for fields of the 1st kind)

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

If we require *charge-conjugation covariance*

$$\bar{\psi}^A(x) = O_{(C)}^T \bar{\psi}^A(x) O_{(C)} = \bar{\psi}^{TA}(x) \quad (9)$$

for *momentum energy* ($\check{\Pi}^\mu = \check{\Pi}^\mu$) and *charge* ($Q' = -Q$), the eigenvalues in a given packet φ' are $Q'_{\varphi'} = \{0, -1, 1, 0\}$ and (aside from a negative zero point contribution) $\Pi'_{\varphi'} = k'^\mu \{0, 1, 1, 2\}$. *These eigenvalues are identical with those for fields of the 1st kind.*

We mention, that the gauge transformation $\bar{\psi} = e^{\check{J}^\lambda} \bar{\psi}$ is generated by

$$[-\check{J} (\sin(\pi Q/2))^2, \bar{\psi}^A(x)] = -\check{J} \bar{\psi}^A(x) \quad (10)$$

instead of

$$[\check{J} Q, \psi^A(x)] = \check{J} [Q, \psi^A(x)] = -\check{J} \psi^A(x) \quad (11)$$

for fields of the 1st kind**).

The question, we should like to answer is: *Are antilinear fields realised in nature?* If this is not the case, it should be possible to show, either

$$*) \quad 1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad j = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad k = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad l = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad a = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

**) Note added in proof: The most general gauge transformation is

$$[\check{J} f(Q), \bar{\psi}^A(x)] = -\check{J} \bar{\psi}^A(x); \quad f(Q) + f(Q+1) = -1. \quad (12)$$

that no interaction theory involving antilinear fields can be set up, or, that interaction theory involving antilinear fields leads to the same physical results as conventional theory of linear fields.

References

- 1) E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. Phys. Acta* 32, 254 (1959).
- 2) E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. Phys. Acta* 33, 727 (1960), ref. to as I.
- 3) E. C. G. STUECKELBERG and M. GUENIN, *Helv. Phys. Acta* 34, 621 (1961), ref. to as II.
- 4) E. C. G. STUECKELBERG, M. GUENIN, C. PIRON, and H. RUEGG, *Helv. Phys. Acta* 34, fasc. 7 (1961), ref. to as III (in press).

Remarques sur le rôle de la théorie des cumulants en physique théorique

par PH. CHOQUARD

(Institut Battelle, 7, route de Drize, Carouge (Genève))

et

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Introduction. Dans sa «Theory of Observations»¹⁾, le mathématicien T. N. THIELE, alors directeur de l'observatoire de Copenhague, a introduit les semi-invariants (ou cumulants) en statistique mathématique. Ces fonctions, douées de remarquables propriétés, n'ont trouvé en statistique proprement dite que peu d'applications si l'on en juge d'après un récent ouvrage sur le sujet²⁾. Il est en revanche surprenant que leur intérêt pour la physique théorique n'ait pas été reconnu dès l'origine de la mécanique quantique. Pour s'en convaincre, il suffit d'en donner une définition généralisée, qui soit adaptée à l'analyse fonctionnelle et de mentionner quelques problèmes de physique théorique où leur emploi paraît naturel; si naturel qu'on décèle aisément dans quelles théories modernes un usage *implicite* en a été fait. La reconnaissance de ces cas confirme la puissance de la méthode sans pour autant, nous semble-t-il, en épuiser les possibilités de développements et d'applications.

Définition des cumulants dans le cadre de l'analyse fonctionnelle

La définition originale des cumulants étant liée à l'algèbre des fonctions intégrables au sens de Stieltjes, il convient d'en étendre la portée à l'algèbre des opérateurs opérant dans un espace fonctionnel en vue des applications à la mécanique quantique. Soit alors $\mathfrak{A}$ une telle algèbre. Soit $A, B \in \mathfrak{A}$; $AB - BA \neq 0$ en général. Soit $|\alpha\rangle$ un système complet dans lequel A est supposé diagonal.

Soit la fonction génératrice

$$U = \exp(A + \lambda B)$$

où λ est un paramètre et où l'exponentielle d'un opérateur est définie par sa série de puissances. Soit Ω une opération linéaire de valeur scalaire définie sur $\mathfrak{A}$: par exemple un opérateur de projection. Soit

$$b(\lambda) = \Omega[U]$$

la valeur de la forme linéaire $\Omega[U]$. Soit

$$c(\lambda) = \ln b(\lambda) = \ln \Omega[U] \quad (1)$$

on a alors la définition suivante:

Les cumulants, ou semi-invariants c_n sont les coefficients de $\frac{1}{n!} \lambda^n$ dans le développement, s'il existe, de $c(\lambda)$ en série de puissances de λ .

Ces coefficients sont obtenus par dérivation logarithmique de $b(\lambda)$:

$$c' = b^{-1} b',$$

$$c'' = b^{-1} b'' - b^{-2} b'^2,$$

$$c''' = b^{-1} b''' - 3 b^{-2} b' b'' + 2 b^{-3} b'^3,$$

on pose après dérivation $\lambda = 0$, alors

$$c^{(n)}(0) = c_n,$$

$$b^{(n)}(0) = b_n$$

et l'on obtient, pour les premiers termes:

$$\begin{aligned} c_0 &= \ln b_0, & b_0 &= \exp c_0, \\ c_1 &= b_0^{-1} b_1, & b_0^{-1} b_1 &= c_1, \\ c_2 &= b_0^{-1} b_2 - b_0^{-2} b_1^2, & b_0^{-1} b_2 &= c_2 + c_1^2, \\ c_3 &= b_0^{-1} b_3 - 3 b_0^{-2} b_1 b_2 + 2 b_0^{-3} b_1^3, & b_0^{-1} b_3 &= c_3 + 3 c_2 c_1 + c_1^3, \end{aligned} \quad (2) \quad (2')$$

pour les suivants, voir référence ²⁾, p. 69.

Dans la théorie classique où A et B commutent, les cumulants sont reliés aux moments successifs de B engendrés par le développement de U

en puissance de λ et calculés en prenant pour Ω l'opération d'espérance mathématique :

$$b(\lambda) = \langle \exp(A + \lambda B) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \langle B^n \exp A \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} b_n$$

c'est-à-dire

$$\begin{aligned} b_n &= \langle B^n \exp A \rangle, \\ &\equiv b_0 \cdot m_n \end{aligned}$$

si l'on définit les moments normés :

$$m_n = \frac{\langle B^n \exp A \rangle}{\langle \exp A \rangle}.$$

Dans le cas d'une algèbre non commutative, on utilise le développement de U connu en théorie des perturbations sous forme d'une série de produits d'intégrales télescopiques. On forme à cette fin

$$U(z) = \exp z(A + \lambda B)$$

où z est un paramètre variant de 0 à 1. On pose $U(z)$ sous la forme

$$U(z) = \exp z A \cdot V(z)$$

et trouve pour $V(z)$ l'équation

$$\frac{\partial V(z)}{\partial z} = \lambda \mathfrak{B}(z) \cdot V(z)$$

où

$$\mathfrak{B}(z) = \exp -z A \cdot B \cdot \exp z A.$$

Avec $V(0) = 1$ on obtient la solution bien connue, obtenue par itération :

$$V(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} V_n(z)$$

où

$$V_n(z) = n! \int_0^z dz_n \int_0^{z_n} dz_{n-1} \dots \int_0^{z_2} dz_1 \mathfrak{B}(z_n) \cdot \mathfrak{B}(z_{n-1}) \dots \mathfrak{B}(z_1).$$

En posant finalement $z = 1$, on obtient les moments généralisés b_n (non normés), de l'opérateur B par rapport à $\exp A$ pour l'opération Ω de la façon suivante :

$$b_n = \Omega(\exp A \cdot V_n), \quad (3)$$

et les moments normés

$$m_n = \frac{\Omega(\exp A \cdot V_n)}{\Omega(\exp A)} . \quad (3')$$

Les relations entre moments et cumulants sont ainsi les mêmes que dans le cas classique.

Ayant ainsi défini les moments et cumulants généralisés, nous pouvons parler de leur utilisation.

De l'utilisation des cumulants dans quelques problèmes de physique théorique

i) En posant :

$$A + \lambda B = \frac{-1}{kT} (H_0 + \lambda H') ,$$

et

$$\Omega = \text{trace} ,$$

on a :

$$b(\lambda) = \text{fonction de partition canonique} ,$$

$$c(\lambda) = \frac{-1}{kT} (\text{énergie libre}) .$$

Dans le cas d'un problème à N corps, les cumulants c_n sont proportionnels à N alors que les moments b_n sont proportionnels à N^n . Cette propriété impose pratiquement le choix des cumulants pour dériver élégamment des théorèmes importants de mécanique statistique classique et quantique. Mentionnons ici que le fameux développement de URSELL et MAYER en théorie des gaz imparfaits est une application implicite de la théorie classique des cumulants³⁾. Une autre application implicite se trouve dans le calcul approximatif de l'énergie libre d'un solide anharmonique donné par G. LEIBFRIED⁴⁾. Dans le premier cas, il s'agit d'une résolution du facteur de BOLTZMANN qui consiste à écrire l'équation (2') pour m_N . Cette résolution est suivie comme on sait du calcul de la fonction de partition grande canonique :

$$Z = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{e^{+\mu N/kT}}{N!} m_N$$

où μ est le potentiel chimique. Dans le second, c'est l'utilisation de la dérivation logarithmique appliquée à la fonction de partition canonique qui permet de reconnaître le développement en termes des cumulants. On voit ainsi illustrée la puissance naturelle des semi-invariants.

ii) En posant ($\hbar = 1$)

$$A + \lambda B = -i t (H_0 + \lambda H') ,$$

$$U = \exp -i t (H_0 + \lambda H')$$

est l'opérateur du mouvement, solution formelle de l'équation de Schrödinger. Dans les très nombreux problèmes où cet opérateur intervient, on le manipule sous forme matricielle; Ω est alors la projection d'un élément de matrice. On a intérêt à utiliser la définition (1) dans le sens inverse, c'est-à-dire à poser

$$\Omega[U] = \exp c(-i t)$$

où, rappelons-le, $c(-it)$ est une fonction et non plus un opérateur, et à traiter le problème sous cette forme. On peut, par exemple, former

$$O(t) = U^+(t) O(0) U(t)$$

soit, en supposant que $O(o)$ soit un opérateur diagonal

$$O_{\alpha'\alpha}(t) = \sum_{\beta} O_{\beta\beta}(0) \exp (c_{\alpha\beta'}^*(t) + c_{\beta\alpha}(t)) .$$

On peut également opérer sur la résolvante:

$$\begin{aligned} R &= (H - \omega)^{-1} = i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} U(t) , & \text{Im } \omega > 0 , \\ \Omega[(H - \omega)^{-1}] &= i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \Omega[U(t)] , \\ \Omega[R] &= i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t + c(-it)} . \end{aligned} \quad (4)$$

Si Ω est diagonal, on décompose $c(-it)$ en sa partie linéaire dans le temps et sa partie oscillante. Il est alors possible et même tout à fait indiqué d'évaluer l'intégrale ci-dessus de nouveau par la technique des cumulants définis cette fois-ci par rapport aux moments de la partie oscillante. On peut ainsi développer les théories basées sur la technique de la résolvante^{5) 6)}.

Ainsi, que ce soit pour un problème aux valeurs propres (pôles de $\Omega(R)$) ou pour la théorie des phénomènes dissipatifs (qui a motivé notre recherche), l'utilisation des cumulants se révèle très instructive*).

iii) Sous i) et ii), nous avons mentionné l'application des cumulants à la mécanique quantique sous sa forme hamiltonienne. Il est une autre

*) Voir N. B.

classe d'applications qui ont trait à la formulation lagrangienne des théories covariantes. $A + \lambda B$ sont alors en général des intégrales sur l'espace temps de densités de Lagrange. On peut constater que la théorie des cumulants s'applique au principe de l'intégrale d'action (action principe) de DIRAC, à la théorie de FEYNMANN, DYSON (en particulier au calcul de la matrice S) et à la théorie de SCHWINGER⁷).

En ce qui concerne la théorie de SCHWINGER, il apparaît que la méthode de dérivation variationnelle, parallèle à la dérivation logarithmique, a conduit son auteur à calculer $\Omega[U]$ jusqu'au second ordre dans les cumulants, c'est-à-dire jusqu'à c_2 . Le récent article de G. BAYM⁸) sur la théorie de la diffusion des neutrons dans les solides, où cet auteur utilise la méthode de Schwinger, permet d'illustrer notre proposition.

Nous dirons en conclusion que la méthode des cumulants semble être une version avantageuse de la théorie des perturbations. Les applications, non seulement théoriques, mais également numériques, en font un précieux outil.

Nous tenons à remercier M. L. VAN HOVE qui nous a mentionné l'existence de la théorie des semi-invariants à l'occasion d'une discussion tenue en fin 1960, où nous avons exposé le calcul classique de l'énergie libre des solides anharmoniques dans les approximations supérieures par une méthode parallèle à celle de URSELL-MAYER, c'est-à-dire faisant implicitement usage des semi-invariants.

Nos remerciements s'adressent également à M. P. HUBER pour sa collaboration à la préparation de cette note.

La matière présentée dans cette communication est issue d'une recherche sur la théorie de la conductibilité thermique des phonons dans les solides non métalliques, travail poursuivi sous les auspices du «Thermoelectric Cooling Research Group» [Battelle Memorial Institute, Columbus, (Ohio)] que nous tenons à remercier.

N.B. A la suite de la réunion de la S. S. P., M. GUTZWILLER, du laboratoire I. B. M. à Zurich, a eu l'amabilité de nous faire part de deux travaux où figure l'utilisation *explicite* des cumulants, soit:

1. «On the Curie Points and High Temperature Susceptibilities of Heisenberg Model Ferromagnetics». G. S. RUSHBROOKE and P. J. WOOD, *Molecular Physics* 7, p. 257–283, 1958, voir p. 259.

La dérivation logarithmique de la fonction de partition est utilisée dans ce cas qui se rattache ainsi aux applications mentionnées sous i).

2. «The Statistical Theory of Kinetic Phenomena, II». M. I. KLINGER, *Soviet Solid State* 1, p. 1122–1134, 1960, voir p. 1131.

Dans ce travail, la méthode des cumulants est utilisée pour calculer la fonction de corrélation qui est à la base de la théorie des phénomènes de transports telle que Kubo l'a formulée. En particulier, la limite $t \rightarrow \infty$ de la partie *diagonale* $U_{\alpha\alpha}(t)$ de l'opérateur du mouvement est calculée à l'aide de cumulants. Ce cas illustre très précisément une des applications mentionnées sous ii).

Nous avons en outre noté: «Irreducible Linked Cluster Expansion in the Ising Model of Ferromagnetism». F. ENGLERT et R. BROUT, A. P. S. Bulletin Series II, 6, No 2, p. 123, 1961.

Dans cette communication, la relation entre diagrammes irréductibles et semi-invariants est mise en évidence.

Ces applications, qui vont sans doute se multiplier dans un proche avenir, indiquent clairement le profit que l'on peut tirer de la théorie des cumulants aussi bien pour la recherche que dans l'enseignement, où, à notre connaissance, cette théorie ne figure pratiquement pas.

Bibliographie

- ¹⁾ T. N. THIELE, *Theory of Observations* (Charles & Edwin Layton, London 1903).
- ²⁾ M. G. KENDALL & A. STUART, *The Advanced Theory of Statistics* (Ch. Griffin & Co, Ltd., London 1958).
- ³⁾ MAYER & MAYER, *Statistical Mechanics* (J. Wiley, N. Y. 1940), ou D. TER HAAR, *Elements of Statistical Mechanics* (Constable & Co, London 1955).
- ⁴⁾ G. LEIBFRIED, *Handbuch der Physik VII/1* (Springer, Berlin 1955), p. 288.
- ⁵⁾ N. M. HUGENHOLTZ, *Le Problème à N Corps* (Dunod, Paris 1958), p. 1-44.
- ⁶⁾ L. VAN HOVE, *Interaction of elastic waves in solids*, T. R. 11, Solid States and Molecular Group, M.I.T. (1959).
- ⁷⁾ Voir par exemple les articles de ces auteurs édités par J. SCHWINGER, dans *Quantum Electrodynamics* (Dover, N. Y. 1958).
- ⁸⁾ Physical Rev. 121, 741-747 (1961).

Note sur les méthodes élémentaires en statistique quantique avec application à la température de Curie d'un alliage

par M. C. GUTZWILLER

(International Business Machines Corporation Research Laboratory Zurich)

Soit $\mathfrak{H}$ l'Hamiltonien du système considéré. La distribution de BOLTZMANN de ce système est obtenue en cherchant le minimum de la fonction

$$F = \text{trace} (\varrho \mathfrak{H}) + k_0 T \text{trace} (\varrho \log \varrho) \quad (1)$$

par rapport aux variations de ϱ , la matrice de densité, soumise aux conditions

- a) les valeurs propres de ϱ ne sont jamais négatives;
- b) $\text{trace} \varrho = 1$.

k_0 est la constante de BOLTZMANN, T la température absolue.

Considérons un système composé d'un grand nombre N d'électrons dont nous connaissons une suite complète orthonormalisée de fonctions de Schrödinger antisymétriques $\Psi_p(x_1, \dots, x_N)$, numérotées par l'indice p .

Pour une matrice de densité quelconque (ϱ_{pq}) on peut alors définir la fonction de densité du premier ordre

$$\varrho_1(y, x) = N \sum_{p,q} \varrho_{pq} \int dx_2 \dots dx_N \Psi_p^*(y, x_2, \dots, x_N) \Psi_q(x, x_2, \dots, x_N). \quad (2)$$

Etant donné une fonction de Schrödinger à une variable $\psi(x)$, la probabilité n qu'un électron du système se trouve dans l'état décrit par ψ est donnée par

$$n = \int dx \int dy \psi^*(x) \varrho_1(y, x) \psi(y). \quad (3)$$

La connaissance des probabilités n pour le système décrit par la matrice (ϱ_{pq}) est suffisante pour calculer l'énergie cinétique et l'énergie dans un champ extérieur. Mais cette connaissance ne permet de calculer ni l'énergie d'interaction ni l'entropie. Les probabilités n ne permettent donc pas en général de résoudre le problème de variation posé au commencement de cette note.

Cependant il est intéressant d'examiner la possibilité d'une approximation qui ne traite que les probabilités n sans se soucier de probabilités plus compliquées telles que la corrélation entre deux électrons. Une telle approximation pourrait être appelée élémentaire. Elle consisterait dans le procédé suivant. D'abord on choisit une suite complète orthonormalisée de fonctions de Schrödinger à une variable, $\psi_k(x)$, auxquelles on associe des probabilités n_k . Ensuite les fonctions $\Psi_p(x_1, \dots, x_N)$ sont construites à l'aide des $\psi_k(x)$ et les éléments ϱ_{pq} sont donnés explicitement en fonction des n_k . Ceci permet de calculer F selon la formule (1), et finalement de déterminer les n_k pour lesquelles F atteint le minimum.

Parmi les nombreuses possibilités d'une telle construction la suivante semble assez simple: Comme fonctions $\Psi_p(x_1, \dots, x_N)$ on prend les déterminants N par N de Slater que l'on peut former à l'aide de la suite des fonctions $\psi_k(x)$, c'est-à-dire

$$\Psi_p(x_1, \dots, x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_{k_1}(x_1) & \psi_{k_2}(x_1) & \dots \\ \psi_{k_1}(x_2) & \psi_{k_2}(x_2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{vmatrix}. \quad (4)$$

La matrice (ϱ_{pq}) est diagonale par rapport à cette suite de fonctions Ψ_p , et les éléments diagonaux sont donnés par le produit des probabilités n_k ou $1 - n_k$ selon la formule

$$\varrho_{pp} = C \prod_k \begin{cases} n_k, & \text{si la fonction } \psi_k \text{ est contenu dans le déterminant } \Psi_p; \\ 1 - n_k, & \text{si la fonction } \psi_k \text{ n'est pas contenu dans } \Psi_p. \end{cases} \quad (5)$$

Puisque n_k et $1 - n_k$ ne sont jamais négatives, la condition a) pour une matrice de densité est satisfaite, tandis que la condition b) détermine la constante C . Pour que le nombre total d'électrons soit toujours égal à N il faut aussi que

$$\sum n_k = N. \quad (6)$$

Supposons que la suite des fonctions $\psi_k(x)$ puisse se diviser en classes toujours assez grandes de fonctions semblables du point de vue physique de telle manière que les fonctions d'une même classe ont la même probabilité. On peut montrer alors que

$$F = \sum_k n_k \langle k | H_1 | k \rangle + \frac{1}{2} \sum_{kl} n_k n_l [\langle k l | H_2 | k l \rangle - \langle k l | H_2 | l k \rangle] + \dots + \\ + k_0 T \sum_k [n_k \log n_k + (1 - n_k) \log (1 - n_k)], \quad (7)$$

où H_1 , H_2 , etc. se rapportent aux termes à un électron, à deux électrons, etc. dans l'Hamiltonien $\mathfrak{H}$ du système. Aucune hypothèse a été faite sur le rapport de N au nombre de fonctions ψ_k , et sur le caractère des fonctions ψ_k .

Il est important de noter que pour chercher le minimum de F les ψ_k peuvent varier aussi bien que les n_k . Par exemple après avoir choisi une certaine suite de fonctions ψ_k , une seconde suite complète et orthonormalisée est obtenue par une transformation unitaire de la première. Si les fonctions de la deuxième suite sont appelées $\varphi_\alpha(x)$ et leurs probabilités m_α , la formule (7) doit être changée d'une façon analogue pour décrire cette nouvelle approximation élémentaire. Ces deux approximations se distinguent évidemment par leurs fonctions de densité du premier ordre qui sont

$$\varrho_1'(y, x) = \sum_k n_k \psi_k^*(y) \psi_k(x), \\ \varrho_1''(y, x) = \sum_\alpha m_\alpha \varphi_\alpha^*(y) \varphi_\alpha(x). \quad (8)$$

Dans une approximation élémentaire F est une fonctionnelle nonlinéaire de la fonction de densité du premier ordre $\varrho_1(y, x)$, c'est-à-dire d'une matrice dans le même espace que les fonctions de SCHRÖDINGER à un électron, soumise aux conditions

- $\alpha)$ les valeurs propres doivent être entre 0 et 1.
- $\beta)$ la trace est égale à N , le nombre d'électron dans le système.

Si l'on varie n_k en (7) sans changer la suite des ψ_k , on obtient une distribution de FERMI, car

$$n_k = \left(\exp \frac{\varepsilon_k - \eta}{k_0 T} + 1 \right)^{-1},$$

$$\varepsilon_k = \langle k | H_1 | k \rangle + \sum_l n_l [\langle l k | H_2 | l k \rangle - \langle k l | H_2 | l k \rangle]. \quad (9)$$

L'énergie de l'électron dépend maintenant des probabilités n_k . On retrouve ainsi les formules de LANDAU¹⁾. Les termes de la formule (9) ont été définis directement en fonction de la fonction de densité du premier ordre. Si l'on varie les ψ_k en (7) sans changer les n_k , on retrouve les équations de Hartree-Fock modifiées par la présence des probabilités n_k qui sont données par (9).

Comme exemple d'une approximation élémentaire considérons le couplage des électrons par échange de spin

$$\mathfrak{H} = \sum_{ij} \sigma_i \sigma_j \cdot J_{ij}, \quad (10)$$

où les indices i et j désignent l'endroit dans le réseau et l'orbite dans lequel l'électron est localisé. Les constantes de couplage J_{ij} dépendent du modèle considéré, et ne dépendent en général que du vecteur qui va de i à j . Le nombre total des électrons N qui sont responsables de l'aimantation n'a pas besoin d'être fixé par rapport au nombre de positions dans le réseau cristallin. En effet, dans un alliage de deux métaux de structures semblables tels que le nickel et le cuivre, le nombre d'électrons (ou de trous) est proportionnel à la composition.

Si près de chaque noyau du réseau cristallin il y a tout juste un état capable de deux directions du spin, $+$ et $-$, l'invariance du système par rapport aux translations fait que la probabilité pour que le spin soit $+$ est indépendante de la position, et de même pour la direction $-$. Il n'y a donc que deux probabilités n^+ et n^- à calculer qui sont liées par la relation

$$n^+ + n^- = n, \quad (11)$$

dont la droite donne le nombre n d'électrons responsables de l'aimantation par position dans le réseau cristallin. Le seul paramètre de variation est donc la différence

$$n^+ - n^- = m, \quad (12)$$

qui est proportionnelle à l'aimantation par atome dans le réseau.

En appliquant la formule (7) le premier terme est négligé puisque les électrons responsables de l'aimantation ont tous la même énergie cinétique et la même énergie potentielle dans le champ des noyaux. Un calcul simple donne alors

$$\frac{m}{kT} \sum_s J_{s0} = \log \frac{(1+m)^2 - (1-n)^2}{(1-m)^2 - (1-n)^2}, \quad (13)$$

où la somme est portée sur toutes les positions s près d'une certaine position 0. La formule (13) donne une aimantation en fonction de la température tout à fait semblable à la théorie classique de WEISS, et cette dernière théorie résulte du cas spécial $n = 1$. La température de Curie θ est donnée par

$$\theta = \frac{n(2-n)}{4 k_0} \sum_s J_{s0}, \quad (14)$$

qui est donc une fonction de la concentration n , ce qui est en vérité la composition de l'alliage.

Au lieu de rapporter les probabilités à des états localisés, on peut aussi former des fonctions de Bloch à partir de ces états localisés et chercher la probabilité pour qu'un électron se trouve dans un tel état de Bloch. On aura alors plus de paramètres à varier parce que l'invariance par rapport aux translations n'impose plus de restrictions. Considérons donc les probabilités

$$n_k^+ = n^+ + \mu + \nu_k + \mu_k, \quad n_k^- = n^- - \mu + \nu_k - \mu_k \quad (15)$$

avec les conditions $\sum_k \mu_k = \sum_k \nu_k = 0$. L'indice k désigne cette fois-ci un vecteur de la première zone de Brillouin, n^+ et n^- sont les probabilités déterminées dans l'exemple précédent.

Si l'expression (7) est développée en puissances de μ , μ_k et ν_k jusqu'au second terme (le premier s'annule à cause du choix de n^+ et n^-), la variation de F est donnée par

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{k_0 T}{2 n^+ (1-n^+)} + \frac{k_0 T}{2 n^- (1-n^-)} - \sum_s J_{s0} \right\} \mu^2 + \\ & + \left\{ \frac{k_0 T}{n^+ (1-n^+)} + \frac{k_0 T}{n^- (1-n^-)} \right\} \frac{1}{L} \sum_k (\mu_k^2 + \nu_k^2) + \\ & + \left\{ \frac{k_0 T}{n^+ (1-n^+)} - \frac{k_0 T}{n^- (1-n^-)} \right\} \frac{1}{L} \sum_k \mu_k \nu_k + \\ & + \frac{3}{2} \sum_s J_{0s} \left| \frac{1}{L} \sum_k \nu_k e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{s}} \right|^2 - \frac{1}{2} \sum_s J_{0s} \left| \frac{1}{L} \sum_k \mu_k e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{s}} \right|^2, \end{aligned} \quad (16)$$

où l'on a déjà divisé par L , le nombre de positions dans le réseau qui est aussi le nombre de fonctions de Bloch dans la première zone de Brillouin. Le premier terme en (15) est la variation de F avec l'aimantation totale, et le coefficient de μ^2 est positif, mais s'annule à la température de Curie θ . Le deuxième et le troisième terme proviennent de la diminution de l'entropie parce que les fonctions de Bloch n'ont pas toutes la même probabilité. A la température θ le coefficient du deuxième terme devient égal

à $2 \sum_s J_{s0}$, alors que le coefficient du troisième terme s'annule, puisque n^+ devient égal à n^- pour $T = \theta$. Les deux derniers termes donnent l'énergie d'échange en tant que fonction des variations μ_k et ν_k . Il est intéressant de constater que ces deux derniers termes ne sont pas les mêmes pour le modèle de Heisenberg donné par (10) et le modèle d'Ising, donné par $\sum_s J_{ij} \sigma_i^z \sigma_j^z$. En effet, pour le modèle d'Ising les deux derniers termes dans (16) au lieu d'avoir les coefficients $3/2$ et $-1/2$, auraient les coefficients $1/2$ et $1/2$.

On voit donc qu'il est possible d'augmenter l'aimantation à la température θ ou tout juste en dessous de θ , c'est-à-dire de choisir $\mu > 0$, s'il est possible de compenser l'augmentation due au deuxième terme par une diminution due aux quatrième et cinquième termes. En vue des identités

$$\frac{1}{L} \sum_k \nu_k^2 = \sum_s \left| \frac{1}{L} \sum_k \nu_k e^{iks} \right|^2, \quad \frac{1}{L} \sum_k \mu_k^2 = \sum_s \left| \frac{1}{L} \sum_k \mu_k e^{iks} \right|^2,$$

une telle compensation ne peut se faire que quand $\sum_s J_{s0}$ est une somme de termes qui se compensent mutuellement de telle manière que $\sum_s J_{s0}$ est sensiblement plus petit que certains des termes J_{s0} . Une telle situation peut se présenter dans les terres rares si les constantes J_{ij} sont déterminées par l'interaction de RUDERMANN et KITTEL²⁾ 3). Ceci montre que même dans une théorie élémentaire du ferromagnetisme les fonctions de Bloch s'imposent, surtout quand le couplage des spins est compliqué. Mais il faut ajouter que les ondes de spin ne peuvent pas être traitées à l'aide des approximations élémentaires telles quelles sont définies ici.

Bibliographie

- 1) L. D. LANDAU, The Theory of a Fermi Liquid, Soviet Physics JETP, 3, 920-925 (1957).
- 2) M. A. RUDERMANN and C. KITTEL, Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons, Phys. Rev. 96, 99-102 (1954).
- 3) P. G. DE GENNES, Sur les propriétés des métaux des terres rares, Comptes rendues 247, 1836-1838 (1958).