

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 35 (1962)
Heft: IV-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. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 01.04.2025

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

les 4 et 5 mai 1962, au Technicum de Lucerne

Président: Prof. D. RIVIER,
Vice-président: Prof. J.-P. BLASER,
Secrétaires: Prof. B. VITTOZ,
Prof. J. ACKERET.

Partie administrative

L'assemblée générale élit à l'unanimité M. le Prof. P. SCHERRER membre d'honneur de la Société.

Le Président rappelle le décès de MM. les Prof. AUGUSTE PICCARD et ALBERT PERRIER; ce dernier, membre fondateur et membre d'honneur, a toujours participé très activement aux séances et s'est dévoué à de nombreuses reprises à la cause de notre Société.

Les comptes de la Société sont présentés et acceptés par l'assemblée.

Le Prof. M. FIERZ mentionne les problèmes financiers et administratifs qui se posent à la rédaction des HPA et qui sont notamment à l'origine de la révision actuelle des statuts.

Le Président passe ensuite à la lecture et à la mise en discussion des modifications des statuts de la Société proposées par le Comité. Au cours d'une discussion nourrie, ces propositions sont acceptées à un amendement près. Les statuts mis à jour seront édités prochainement et envoyés à tous les membres de la Société.

Sur proposition du Comité, l'assemblée élit les membres suivants du Comité de rédaction des HPA:

MM. les Prof. P. HUBER, J. M. JAUCH, W. KÄNZIG, A. MERCIER, D. RIVIER et J. ROSSEL. Le Comité de rédaction ainsi constitué établira un nouveau règlement de rédaction.

M. le Prof. P. HUBER donne communication du rapport annuel du Comité national Suisse de Physique.

Sont reçus membres ordinaires: Messieurs: J.-C. ALDER (Lausanne), M. BRULLMANN (Zürich), E. CANTIENI (Fribourg), A.-W. ELBEL (Zug), B. ELSCHNER (Genève), R.-C. FORNEROD (Lausanne), C. FRÖHLICH (Zürich), C. FROIDEVAUX (Berkeley, Cal.), G. HARBEKE (Zürich), A. HENCHOZ (Lausanne), W. HIRT (Zürich), E. HOFER (Neuchâtel), H. JUNG

(Zürich), G. KELLER (Adliswil), J.-FR. LOUDE (Lausanne), C. LUNKE (Neuchâtel), E. MUFF (Neuchâtel), H. R. MÜLLER (Adliswil), F. RYS (Zürich), P. SCHRANZ (Zug-Oberwil), B. VAUCHER (Lausanne).

Exposés généraux: 1) Prof. V. F. WEISSKOPF (CERN): Superconductivity and quantisation of the Magnetic Flux.
2) Prof. P. HUBER (Bâle): Polarisierte D^+ -Quellen.
3) Dr. N. KURTI (Oxford): Nuclear Orientation and Cryophysics.

10 communications du domaine de la physique appliquée paraissent dans Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP).

Kritische Bemerkungen zu Verstärkern mit Tunnel-Dioden

VON E. BALDINGER

(Institut für angewandte Physik der Universität, Basel)

Die Tunnel-Diode stellt den ersten, praktisch brauchbaren 2-Pol mit negativem Widerstand dar. Der Störpegel ist gering und die Zeitkonstante ($-R \cdot C$) sehr klein*), so dass die Verstärkung grosser Bandbreiten möglich ist. Der in Figur 1 dargestellte Verstärker besitzt eine Anstiegszeit von 1,4 ns, eine Spannungsverstärkung von 1,9 und eine maximale Ausgangsspannung von 0,12 Volt. Es zeigt sich indessen,

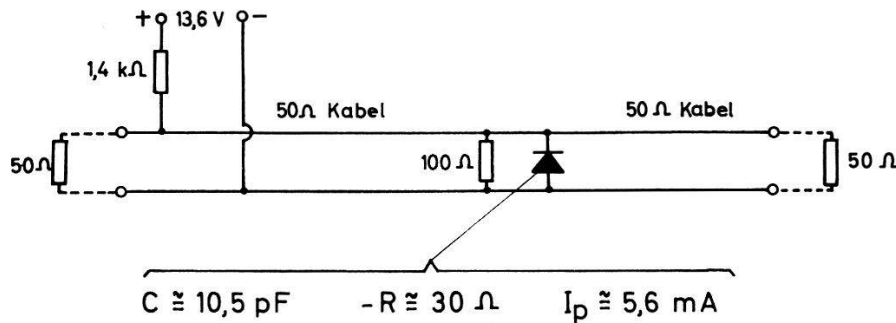


Fig. 1

dass solche Verstärker eine wesentliche positive Rückkopplung enthalten. Infolgedessen ist der Verstärkungsgrad ausserordentlich empfindlich auf die Veränderungen und auf die Nichtlinearität der Kennlinie der Tunnel-Diode. Diese Tatsache bedeutet, dass Tunnel-Dioden für mehrstufige Breitbandverstärker, welche linear und zeitlich konstant

*) Vgl.: Ein einfaches Testgerät zur Bestimmung der Parameter von Tunnel-Dioden (E. BALDINGER und U. SPYCHER), Figur 1.

sein sollen, wohl nicht in Frage kommen. Ihre Anwendung wird sich auf Einzelfälle beschränken, bei denen die inhärent vorhandene positive Rückkopplung nicht stört.

Die dem Tunnel-Dioden-Verstärker angeborne positive Rückkopplung lässt sich folgendermassen beweisen: Wir betrachten das in Figur 2 dargestellte lineare Netzwerk, welches an einer Stelle eine Tunnel-Diode W enthalte. Der Ausgangsstrom J_2 ist gegeben durch

$$\frac{J_2}{U_1} = \frac{\Delta_{12}}{\Delta} = \frac{\Delta_{12}^0 + W \Delta_{12jj}}{\Delta^0 + W \Delta_{jj}}. \quad (1)$$

Die Determinanten Δ^0 , Δ_{12}^0 , Δ_{jj} und Δ_{12jj} enthalten das Element W nicht mehr*). Die «Empfindlichkeit» E der Schaltung sei definiert durch die Gleichung

$$\frac{dJ_2}{J_2} = \frac{1}{E} \frac{dW}{W}.$$

Bei einer stabilen Schaltung bedeutet $|E| > 1$ eine negative und $0 < |E| < 1$ eine positive Rückkopplung.

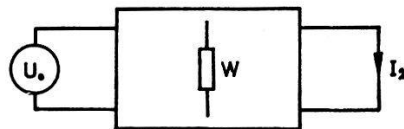


Fig. 2

Im Spezialfall $\Delta_{12}^0 = 0$, bei welchem die sogenannte direkte Übertragung verschwindet, erhält man

$$\frac{J_2}{U_1} = \frac{W \Delta_{12jj}}{\Delta^0 + W \Delta_{jj}} \quad \text{und} \quad E \equiv k = \frac{\Delta}{\Delta^0}, \quad (2)$$

wobei E identisch mit dem üblichen Rückkopplungsfaktor k der Verstärkertechnik wird.

Man erhält schliesslich für das Produkt (Rückkopplungsfaktor) mal (Verstärkung)

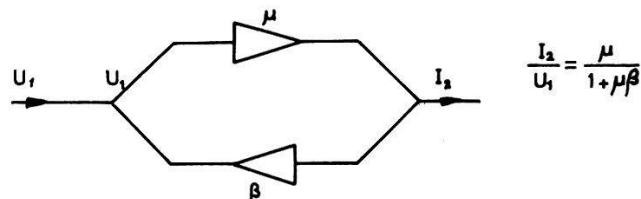
$$E \frac{J_2}{U_1} = W \frac{\Delta_{12jj}}{\Delta^0}. \quad (3)$$

Vergleichen wir das Resultat für $W = +R$ mit demjenigen für $W = -R$, so bleibt das obige Produkt seinem Betrag nach konstant. $W = +R$ kann nicht verstärken. E wird somit im gleichen Ausmass kleiner, wie J_2 beim Übergang auf $W = -R$ sich vergrössert. Mit anderen Worten wird die Verstärkung durch eine positive Rückkopplung erzielt.

*) Vgl. H. W. BODE, «Network Analysis and Feedback Amplifier Design». D. van Nostrand 1945. Seite 44–65.

Das Ergebnis dieser Betrachtungen lässt sich im Schema Figur 3 zusammenfassen. Nur der μ -Zweig enthält das Element W und hat denselben absoluten Wert, ob nun $W = -R$ oder $W = +R$ eingesetzt wird.

Es sei noch bemerkt, dass sich ein ähnlicher Beweis führen lässt, falls $\Delta_{12}^0 \neq 0$ angenommen wird.



$$\frac{I_2}{U_1} = \frac{\mu}{1 + \mu\beta}$$

Gegenkopplung : $\mu\beta > 1$

pos. Rückkopplung : $\mu\beta < 1$

$$\mu = W \frac{\Delta_{12jj}}{\Delta^0} \quad \beta = \frac{\Delta_{jj}}{\Delta_{12jj}}$$

Fig. 3

Nachtrag: Die Induktivitäten und die Kapazitäten im Netzwerk Figur 2 werden nicht näher diskutiert. Genügend kleine C bzw. L können immer zugelassen werden und sollen bei einem Breitbandverstärker klein gehalten werden. Es wurde deshalb nur ein Netzwerk aus Widerständen betrachtet. Damit Gleichung (2) einen Verstärker darstellt, also beim Übergang von $W = +R$ auf $W = -R$ der Ausgangsstrom J_2 gross wird, haben die Determinanten Δ_{jj} und Δ^0 gleiches Vorzeichen aufzuweisen. Da die Tunneldiode kurzschlußstabil ist, muss für einen stabilen Verstärker

$$|W \Delta_{jj}| > |\Delta^0|$$

gelten. Werden die L und C berücksichtigt, so sind die Bedingungen so abzuändern, dass $\Delta^0 + W \Delta_{jj} = 0$ keine Lösungen in der rechten Hälfte der komplexen p -Ebene ($p = j\omega$) aufweist.

Ein einfaches Testgerät zur Bestimmung der Parameter von Tunneldioden

VON E. BALDINGER UND U. SPYCHER

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Zur Bemessung von Schaltungen mit Tunneldioden benötigt man neben der Gleichstromkennlinie der Dioden (Fig. 1a) noch Angaben über die differentiellen Parameter des Ersatzschemas (Fig. 1b). Die

Absolutwerte brauchen dabei meist nur grob bestimmt zu werden. Hingegen wünscht man sich eine Messeinrichtung, mit der verschiedene Dioden rasch verglichen werden können. Vor allem interessiert die für die Schaltgeschwindigkeit massgebende Zeitkonstante $|R|C$. Da die Raumladungskapazität nur schwach von der angelegten Spannung abhängt, genügt zumeist eine Bestimmung in einem Arbeitspunkt. Der Widerstand R ist frequenzunabhängig und kann der Gleichstromkennlinie mit hinreichender Genauigkeit als Tangente entnommen werden. Durch Modifikation einer bereits früher beschriebenen Anordnung¹⁾ lassen sich diese Messungen in einem Arbeitsgang durchführen. Der Schaltung (Fig. 3) liegen folgende Überlegungen zugrunde:

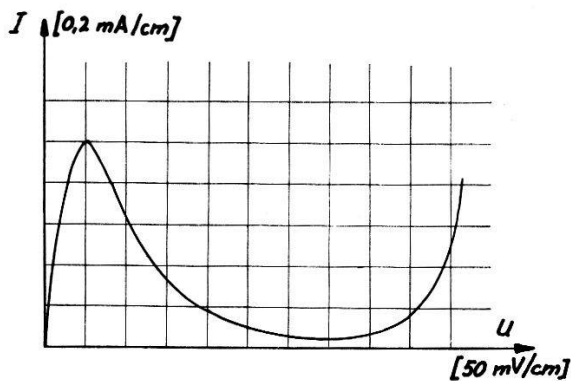


Fig. 1 a
Gleichstromkennlinie

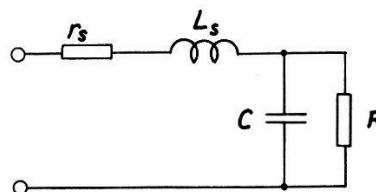


Fig. 1 b
Ersatzschema

Die Tunneldiode werde aus einer Spannungsquelle über einen Seriewiderstand r_a und eine variable Induktivität L_a gespeist. Es gelten dann die Stabilitätsbedingungen

$$\begin{aligned} r < |R|, & \quad r = r_s + r_a, \\ L < r |R| C, & \quad L = L_s + L_a. \end{aligned} \tag{1}$$

Ist $L > r |R| C$, so tritt im Gebiet negativen Widerstandes eine periodische Schwingung auf. Es lässt sich zeigen²⁾, dass die Amplitude dieser Schwingung mit abnehmendem L kontinuierlich gegen null geht und für

$$L_k = r |R| C \tag{2}$$

verschwindet, wenn der Arbeitspunkt im Gebiet positiver Krümmung der Kurve $G = f(U)$ liegt (d. h. zwischen A und B in Figur 2). Bei kleinen Amplituden ist die Schwingung sinusförmig, und für den Grenzfall der kritischen Induktivität wird die Frequenz

$$\omega = \frac{1}{RC} \sqrt{\frac{R-r}{r}}. \tag{3}$$

Vor dem Einsetzen der Diode gleicht man die Brücke $R_1 R_2 R_3 R_4$ (Fig. 3) mit Hilfe des Potentiometers ab ($I(U) \equiv 0$). Mit einer Induktivität $L < L_k$ erhält man auf dem Oszillographen direkt die Gleichstromkennlinie, gilt doch

$$U_D = -U_2, \quad I_D = U_1 \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2}.$$

Vergrößert man nun L sukzessive, so wird sich zuerst im Wendepunkt*) der fallenden Gleichstromcharakteristik eine Schwingung anfachen, die sich in einer Verformung der Kennlinie äussert (Fig. 4). Das Eintreten dieser Verformung liefert die kritische Induktivität L_k und damit die Kapazität $C = L_k / \gamma |R|$.

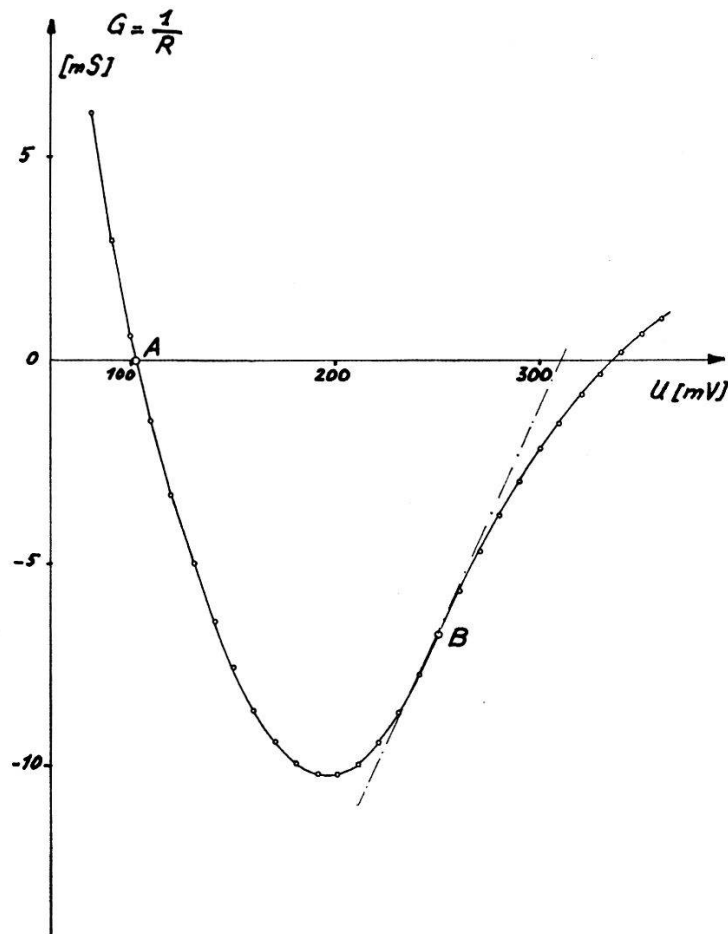


Fig. 2

Junctionleitwert $\frac{1}{R}$

In der praktischen Ausführung des Gerätes wurde eine am Ende kurzgeschlossene Koaxialleitung variabler Länge als Induktivität benutzt

*) Wegen der Spannungsabhängigkeit von C liegt der kritische Arbeitspunkt nicht genau im Wendepunkt. Dieser Effekt kann aber hier vernachlässigt werden.

und R_2 als Scheibenwiderstand zwischen Innen- und Aussenleiter montiert (Fig. 5). λ und R_6 (Fig. 3) dienen zur Hochfrequenzisolation. In allen Fällen war $R_1 \gg R_2$. Die Dimensionierung richtet sich nach den auszumessenden Dioden. Um den Einfluss des nicht genau bekannten Zuleitungswiderstandes r_s ($0,2 - 0,8 \Omega$) klein zu halten, wählt man $r = R_2$ möglichst gross. Dies bringt auch den Vorteil einer niedrigen Grenzfrequenz (siehe Gl. (3)).

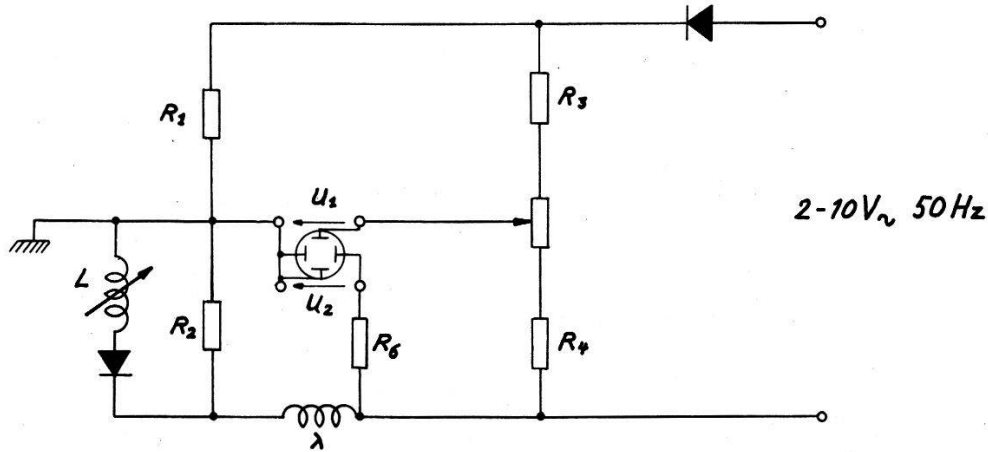


Fig. 3
Prinzip der Messeinrichtung

Die Induktivität L_a , welche die Lecherleitung der Länge l darstellt, berechnet sich unter Vernachlässigung der Verluste zu

$$L_a = \frac{Z_0}{\omega} \operatorname{tg} \left(\frac{\omega l}{c} \right) \quad (4)$$

$Z_0 =$ Wellenwiderstand der Leitung, $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s.

Eine Frequenzmessung erübrigt sich, denn aus (2) und (3) findet man

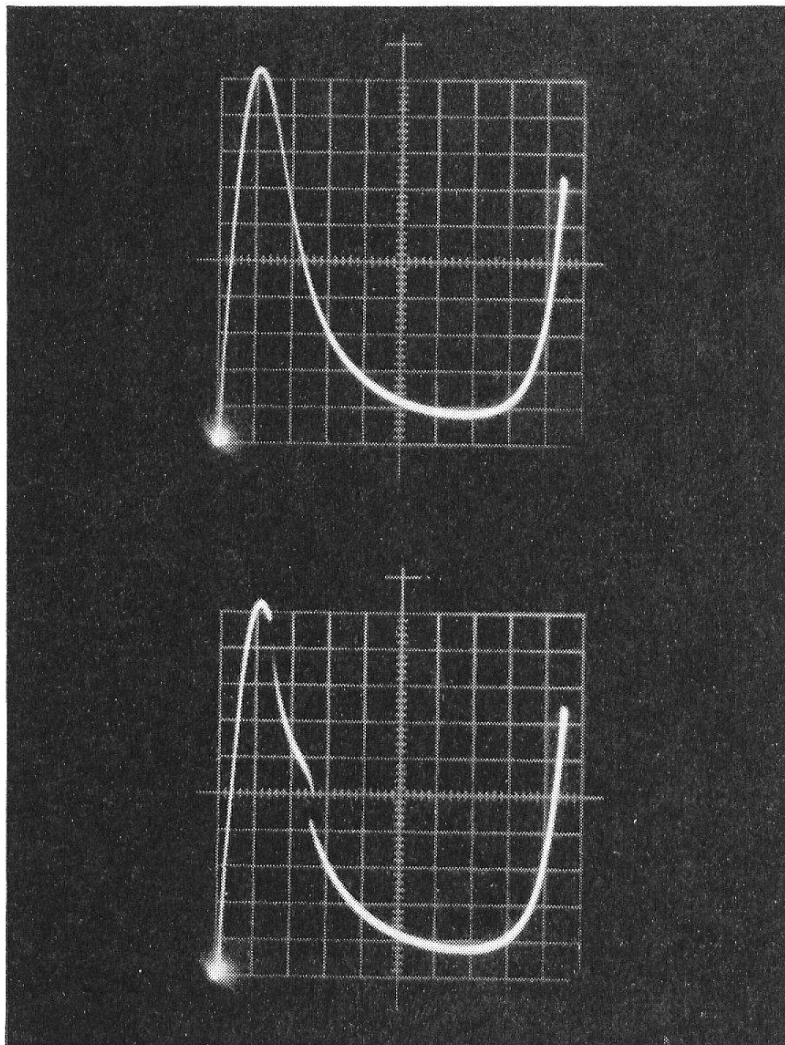
$$\omega l = c \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\frac{1}{Z_0} \left(\sqrt{r(R-r)} - \omega L_s \right) \right], \quad (5)$$

wobei im allgemeinen $\omega L_s \ll \sqrt{r(R-r)}$ ist. Wir dürfen deshalb eine Reihenentwicklung der rechten Seite von (5) nach dem linearen Glied abrechnen und erhalten

$$\omega \left(l + \frac{c L_s}{Z_0 \left(1 + \frac{r(R-r)}{Z_0^2} \right)} \right) = c \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\sqrt{r(R-r)}}{Z_0} \right), \quad (5a)$$

worin die Zuleitungsinduktivität in erster Näherung als Korrektur zur Leitungslänge berücksichtigt ist. L_s ist für jeden Diodentyp praktisch konstant und kann meist abgeschätzt werden. Die Frequenz ω und

damit die Induktivität L_k lassen sich daher aus den gemessenen Grössen R und l bestimmen. Anhand von (4) und (5) sieht man ferner, dass Z_0 möglichst gross gewählt werden soll. L_a wird dann innerhalb des Messbereiches praktisch unabhängig von ω .



Vertikal: 0,1 mA/cm Horizontal: 50 mV/cm

Fig. 4

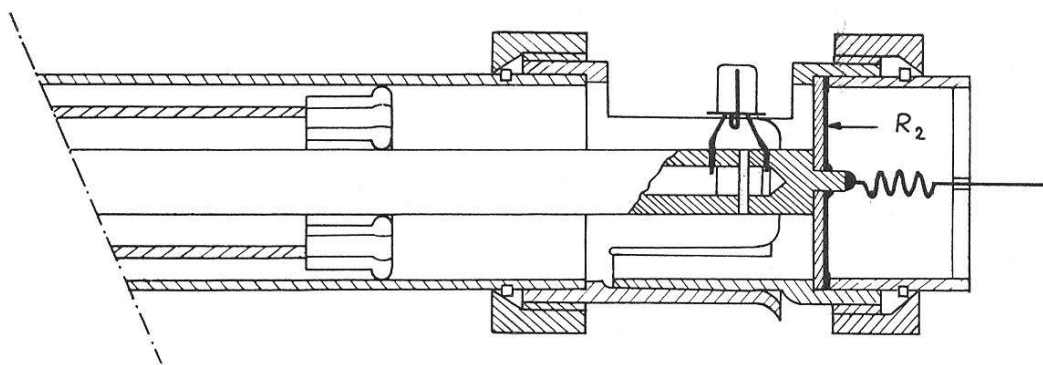


Fig. 5

Zusammenbau von Leitung und Widerstand R_2

Wie die Nachkontrolle auf einer Hochfrequenzmessbrücke gezeigt hat, konnten nach der oben beschriebenen Methode Diodenkapazitäten zwischen 6–20 pF mit einer Genauigkeit von ca. 10% ermittelt werden. Vergleichsmessungen liessen sich auf Bruchteile von pF vornehmen.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Untersuchungen.

Literatur

- ¹⁾ E. BALDINGER und U. SPYCHER, *Z. angew. Math. Phys.* **11**, 518 (1960).
²⁾ E. BALDINGER und U. SPYCHER, *Helv. phys. Acta* (erscheint demnächst).

Untersetzer mit Tunneldioden

VON E. BALDINGER, U. SPYCHER und R. BOSSART
(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Bei Tunneldioden ist der Tunneleffekt der Majoritätsladungsträger bedeutend schneller als die Diffusion der Minoritätsladungsträger bei Transistoren. Untersetzer mit Tunneldioden zeichnen sich deshalb durch ein hohes Auflösungsvermögen aus.

Die negative Charakteristik der Tunneldiode erlaubt einfache bistabile Anordnungen mit wenig Schaltungselementen. Der Leistungsbedarf von Tunneldiodenuntersetzern ist rund 10- bis 100-mal kleiner als bei Transistoruntersetzern. Infolgedessen erlaubt die geringere Wärmeentwicklung eine höhere Packungsdichte für Microminiaturisierungen.

Der Signalpegel der Tunneldioden liegt gerade an der Grenze, bei der man Transistoren noch aussteuern kann. Mit Ge-Tunneldioden können nur Ge-Transistoren, mit Ga-As-Tunneldioden sowohl Ge- als auch Si-Transistoren voll angesteuert werden.

Untersetzer mit Tunneldioden können nach mehreren Prinzipien gebaut werden. Figur 1 zeigt die duale Schaltung zu den Glimmlampenuntersetzern. Je nach der Wahl von R_1 und R_2 ist die Schaltung astabil, monostabil oder bistabil. Für Untersetzer verwenden wir den bistabilen Fall: Im Ruhezustand befindet sich die eine Tunneldiode nahe beim Spitzenstrom (1), während die andere nahe beim Talstrom (2) liegt.

Die Induktivität L_1 dient als Gedächtnis, damit der Untersetzer nicht in den alten Zustand zurückkehrt, wenn das Triggersignal verschwindet. Die Induktivität L_2 reduziert die Triggerleistung. Für ein betriebs-sicheres Schalten müssen die beiden Tunneldioden TD 1 und TD 2 möglichst gleich sein.

Figur 2 zeigt einen 2stufigen 4fach-Untersetzer für 200 MHz mit sehr schnellen Labordioden, die uns freundlicherweise von den Bell Labs. zur Verfügung gestellt wurden. Die erste Stufe allein hat ohne Belastung durch die 2. Stufe ein Auflösungsvermögen von 300 MHz. Durch

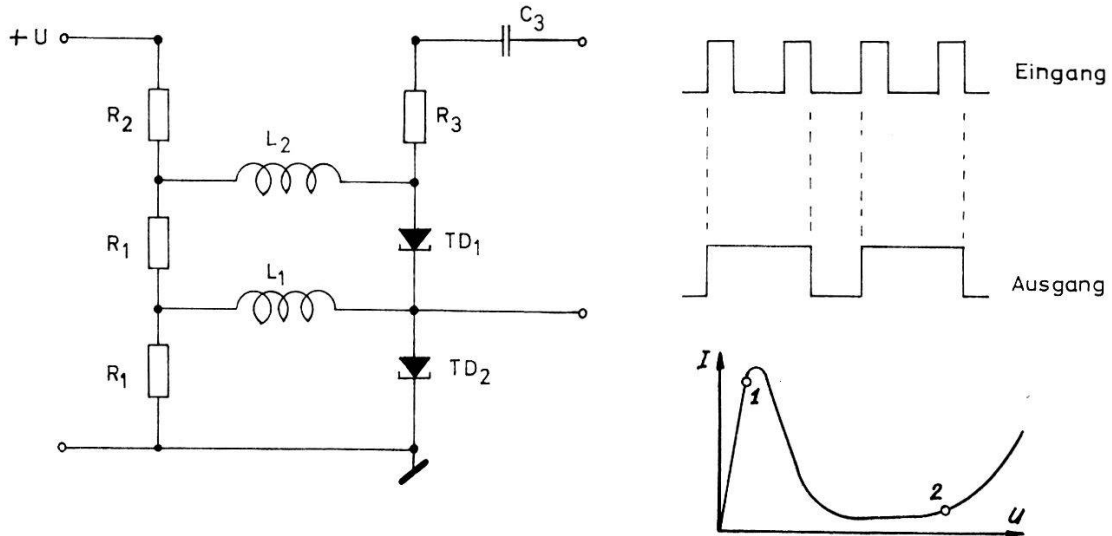


Fig. 1

Dualer Untersetzer mit Tunneldioden

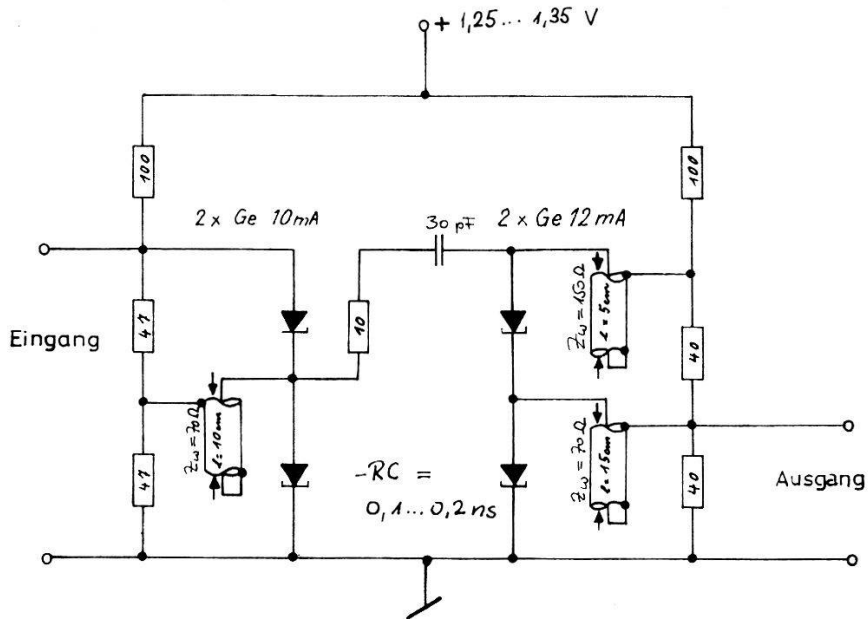


Fig. 2

Dualer Untersetzer 200 MHz

Belastung der 1. und der 2. Stufe sinkt das Auflösungsvermögen auf 200 MHz für eine Gruppe von 4 Impulsen. Bei diesen hohen Frequenzen sind die Spulen durch kurzgeschlossene Kabel zu ersetzen, die nahezu reflexionsfrei arbeiten und keine Kopplung aufweisen. Dadurch wird

die Übersichtlichkeit der Schaltung und damit die Betriebssicherheit erhöht. Die Bilder in Figur 3 wurden mit einem Samplingoszilloscope von 0,5 ns Auflösungsvermögen aufgenommen.

In Figur 4 ist ein betriebssicherer dekadischer Untersetzer für 20 MHz dargestellt, der aus einer dualen und einer 5er-Stufe besteht. Zur Kopp- lung der beiden Stufen sind Transistoren notwendig. Die 5er-Stufe,

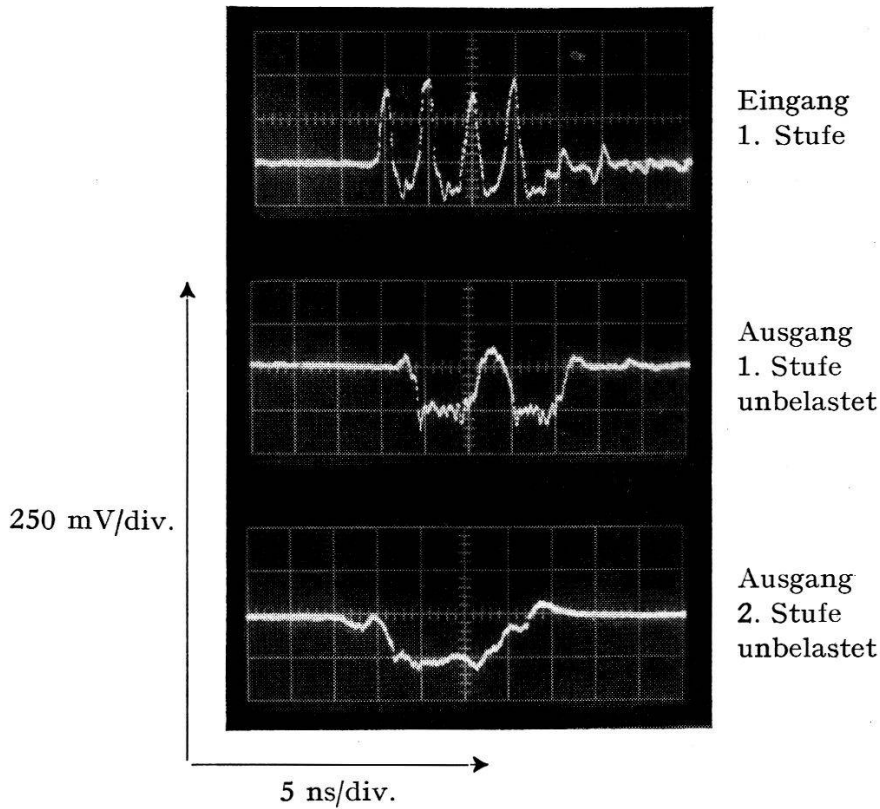


Fig. 3
Untersetzer 200 MHz

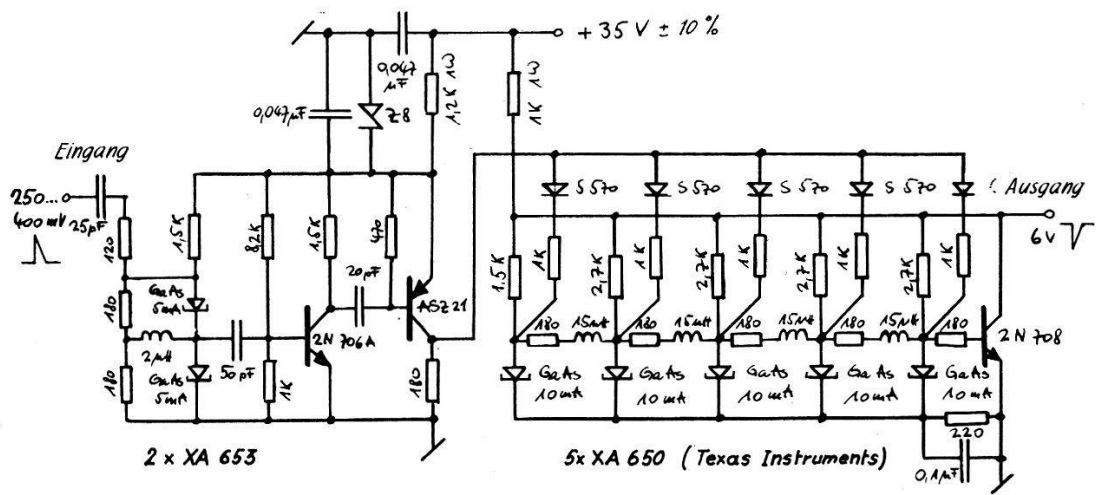


Fig. 4
Dekadischer Untersetzer 20 MHz

bestehend aus 5 parallel angeordneten Tunneldioden, wird nach jeweils 5 Impulsen durch den Endtransistor wieder auf den Ausgangszustand zurückgestellt.

Ein Beispiel für sehr geringen Leistungsverbrauch zeigt Figur 5. Die 5er-Stufe, eine Kombination von Ge-Tunneldioden mit Ge-Transistoren, benötigt 10 mW Speiseleistung. Das Auflösungsvermögen dieser betriebs-sicheren Schaltung beträgt 500 kHz. Es ist durch die Geschwindigkeit der Transistoren begrenzt.

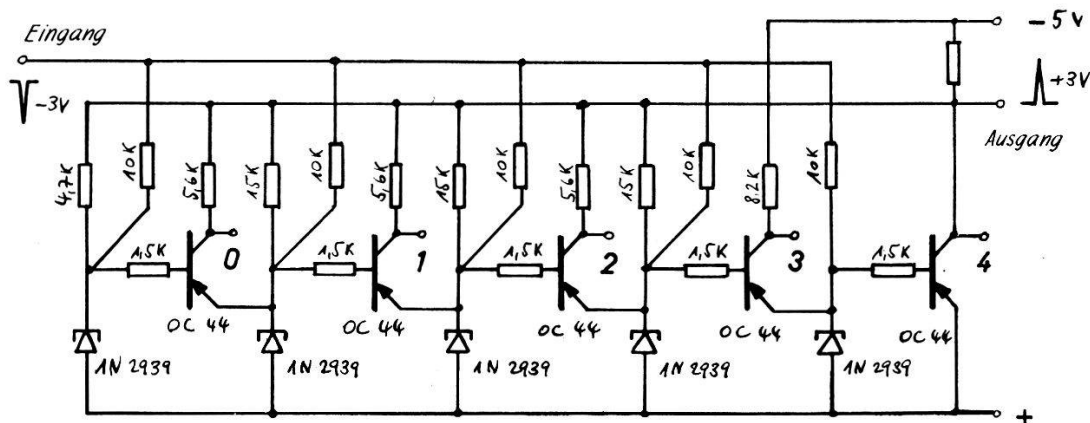


Fig. 5
5er-Stufe

Herrn G. MATILE danken wir für seine wertvolle Hilfe bei manchen Messungen und dem Schweizerischen Nationalfonds für die Unterstützung dieser Untersuchung.

Désorption thermique pulsée de l'acier inoxydable NS-22 S en ultravide

par L. A. PETERMANN, B. LUX

(Battelle Memorial Institute, International Division, Genève)

et D. A. DEGRAS et A. SCHRAM

(Commissariat à l'Énergie Atomique, Service de Physique Appliquée,
Gif-sur-Yvette (S. & O.), France)

Résumé

Le but général des recherches, dont une partie est décrite ici, est la connaissance détaillée des mécanismes d'interaction entre les gaz et certains solides utilisables en technologie de l'ultravide. Une telle connaissance devrait permettre de réduire à un minimum la valeur du taux

de dégazage résiduel des solides, et rendre possible la construction de grands systèmes à ultravide avec des pressions limites encore irréalisables à l'heure actuelle.

En particulier et à titre de première étape, on cherche à déterminer l'importance relative des phénomènes d'adsorption, de désorption et de diffusion des gaz au voisinage de la surface d'un acier inoxydable plongé dans une enceinte ultravide.

La méthode choisie pour ce travail est celle de la désorption thermique pulsée («flash filament technique»), appliquée à de petits échantillons de tôle mince d'acier roulés en forme de cylindres. Les gaz libérés pendant le chauffage HF rapide sont détectés simultanément à l'aide d'une jauge à ultravide (Bayard-Alpert) et d'un omégatron. Les résultats obtenus par cette méthode avec des échantillons d'acier inoxydable (NS-22 S, Ugine) peuvent être expliqués de plusieurs manières, dont deux sont particulièrement simples. Le premier modèle physique considéré ici conduit à la détermination d'énergies de liaison superficielle gaz-solide (adsorption); le second fournit une fonction de distribution du gaz absorbé par le solide au voisinage de la surface (diffusion).

Il n'est donc pas possible de choisir entre ces deux interprétations principales lorsque l'on ne dispose que des résultats d'expérience obtenus par la méthode de désorption thermique pulsée. On conclut qu'il est nécessaire de compléter cette étude par des mesures au moyen d'autres techniques (par exemple par bombardement électronique pulsé), afin de préciser l'importance relative des différents mécanismes possibles de dégagement de gaz résiduels par les solides.

Le text complet de cette communication est soumis à la rédaction des *Helv. Phys. Acta* pour une publication ultérieure.

Temperaturbestimmungen durch Laufzeitmessung an Plasmawellen *)

VON H. SCHNEIDER und H. U. HOSTETTLER
(Physikalisches Institut der Universität, Fribourg)

Abstract: In a plasma without applied external magnetic field electromagnetic waves are excited and their phase velocity is measured for frequencies between $\omega = 10^6$ and 10^7 s⁻¹. The experiment represents a determination of the plasma conductivity and further of the temperature, if a theoretical temperature dependence of the conductivity is assumed. The observed dispersion is in good agreement with theory. A maximum plasma temperature of 20000°K was found, decaying roughly exponentially with a time constant of 180 μ s.

*) Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

In einem Entladungsrohr aus Quarzglas von 75 cm Länge und 9 cm Durchmesser wird durch die kritisch gedämpfte Entladung einer Kondensatorbank von 3,8 kJoule Energieinhalt ein Plasma erzeugt. Zur Erregung von elektromagnetischen Wellen im Plasma befindet sich im Entladungsrohr eine isolierte Sendespule mit 4 Windungen von 2 cm Durchmesser. Das Sendesignal wird durch eine schwach gedämpfte Kondensatorentladung (0,6 Joule) hervorgerufen, deren Frequenz zwischen $\omega = 10^6$ und 10^7 s^{-1} wählbar ist. Der Nachweis der Welle erfolgt durch eine kleine Pickup-Spule mit 40 Windungen von 3,5 mm Durchmesser, die sich im Innern eines zugeschmolzenen, ins Plasma ragenden Glasröhrchens befindet. Da die Welle so stark gedämpft ist (Dämpfungslänge $\approx 2 \text{ cm}$), dass sie auf höchstens 65 mm Distanz beobachtet werden konnte, ist für die mathematische Behandlung die Vernachlässigung der Ränder gerechtfertigt.

Aus der Plasmatheorie^{1) 2) 3)} ergibt sich für diesen Fall als Realteil der Dispersionsrelation folgender Ausdruck für die Phasengeschwindigkeit v_p

$$v_p^2 = 2 c^2 \{1 - A + [(1 - A)^2 + (A \nu/\omega)^2]^{1/2}\}^{-1}, \quad (1)$$

$$A = \omega_p^2/(\omega^2 + \nu^2),$$

dabei bedeuten ω_p die Plasmafrequenz, ν die totale Stossfrequenz Elektronen-Ionen und Elektronen-Neutralteilchen und ω die Frequenz der erregten Welle. Da für unser Plasma gilt $\omega_p \gg \nu \gg \omega$, lässt sich der obige Ausdruck stark vereinfachen zu

$$v_p^2 = 2 c^2 \omega \nu/\omega_p^2. \quad (2)$$

Die Grösse ν/ω_p^2 ist durch die bekannte Beziehung

$$\omega_p^2/\nu = 4 \pi \sigma \quad (3)$$

mit der spezifischen Leitfähigkeit σ verknüpft. Wegen des viel kleineren Wirkungsquerschnittes zwischen Elektronen und Neutralteilchen als zwischen Elektronen und Ionen können die Stösse zwischen ersteren bei Temperaturen oberhalb etwa 10000° vernachlässigt werden. Unter dieser Bedingung ist die Leitfähigkeit folgende Funktion der Temperatur⁴⁾

$$\sigma = 1,155 [(k T)^3/m_e]^{1/2}/(e^2 \psi), \quad (4)$$

$$\psi = \ln [1 + (4 k T d/e^2)^2],$$

$$d^2 = k T/(4 \pi e^2 n_e),$$

dabei bedeuten k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, m_e die

Elektronenmasse, e die Elementarladung, n_e die Elektronendichte und d die Debye-Länge. Messungen der Phasengeschwindigkeit können also zur Bestimmung der Plasmatemperatur verwendet werden*). Allerdings ist die Grösse ψ eine Funktion der Elektronendichte n_e , die ihrerseits vom Ionisationsgrad abhängt. Da n_e unter dem Logarithmus vorkommt, ist ψ nicht sehr empfindlich auf den Wert des Ionisationsgrades, der geschätzt werden muss. In Anlehnung an andere Autoren, die den Ionisationsgrad ähnlicher Entladungen aus Starkeffektmessungen und mit anderen Methoden bestimmt haben^{5) 6)}, legen wir unseren Temperaturbestimmungen einen Wert von 10% zugrunde. Ein Fehler um den Faktor 10 bei dieser Annahme hätte bei der Temperatur eine Abweichung von nur 10% zur Folge.

Die vorliegenden Experimente wurden mit Argon ausgeführt, dessen Druck vor der Entladung auf 0,18 mm Hg eingestellt wurde. Zur Messung der Phasengeschwindigkeit werden Sendestrom und Empfänger-signal mit Hilfe eines Zweistrahloszillographen gleichzeitig beobachtet und bei verschiedenen Distanzen zwischen Sende- und Empfangsspule auf Polaroidfilm photographiert. Auf den Oszillogrammen lassen sich die Verzögerungszeiten und die Sendefrequenz ausmessen, und man erhält Weg-Zeit-Diagramme, wie in Figur 1 für sechs verschiedene Sendefrequenzen gezeigt wird. Experimente mit verschieden stark gedämpftem

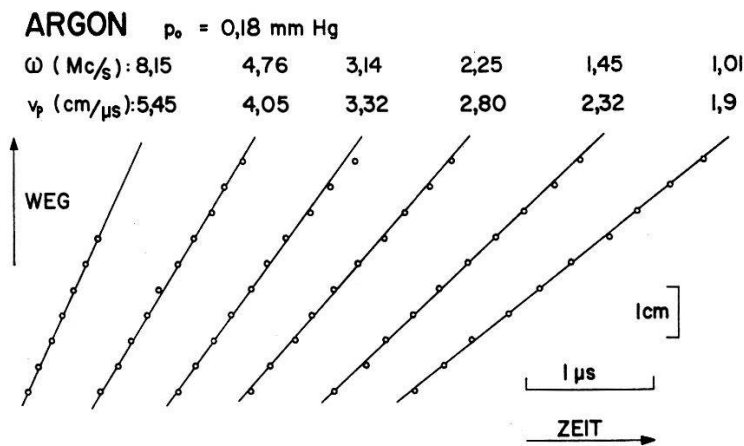


Fig. 1

Weg-Zeit-Diagramm zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten v_p . Die Werte der verwendeten Sendefrequenzen ω und die dazugehörigen Phasengeschwindigkeiten sind in der Figur angegeben. Infolge von elektrischen Phasenverschiebungen im Empfangssystem und wegen der endlichen Ausdehnung der Sendespule sind Abszissen und Ordinaten nicht absolut bekannt. In der Figur sind die einzelnen Geraden zudem willkürlich verschoben.

*) Im Prinzip liesse sich die Temperatur auch aus Messungen der Dämpfungslänge bestimmen, da auch diese mit der Leitfähigkeit in Beziehung gebracht werden kann. Bei der vorliegenden Versuchsanordnung lässt sich jedoch die Dämpfung weit weniger zuverlässig bestimmen als die Phasengeschwindigkeit.

Sendesignal ergeben dieselben Laufzeiten, so dass das verwendete Signal angenähert als monochromatisch angesehen werden darf. Die so gefundenen Phasengeschwindigkeiten sind in Figur 2 als Funktion von ω doppelt logarithmisch dargestellt. Alle Punkte liegen innerhalb der Fehlergrenzen auf einer Geraden mit der durch Gl. (2) geforderten Steigung. Somit ist bewiesen, dass im verwendeten Frequenzbereich die Dispersionsrelation Gl. (2) erfüllt ist. Gleichzeitig enthält Figur 2 die nach Gl. (2), (3) und (4) für verschiedene Temperaturen berechneten Geraden, die erlauben, zu den Messpunkten die zugehörige Temperatur abzulesen.

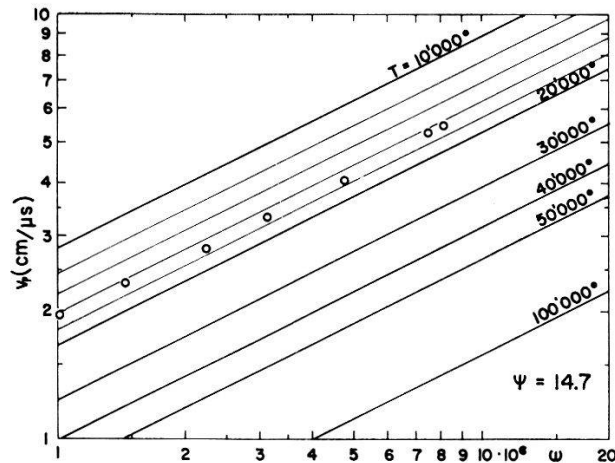


Fig. 2

Doppeltlogarithmische Darstellung der Phasengeschwindigkeit v_p als Funktion der Frequenz ω . Die für verschiedene Temperaturen eingezeichneten Geraden wurden berechnet, wobei für ψ ein Wert von 14,7 angenommen wurde (entspricht einem Ausgangsdruck von 0,18 mm Hg, einem Ionisationsgrad von 10% und einer Temperatur von 18000° , die zur Vereinfachung konstant gehalten wurde). Die eingetragenen Punkte entsprechen den gemessenen Geschwindigkeiten und Frequenzen aus Figur 1. Bei dieser Serie wurde die Sendeentladung 120μ s nach der grossen Kondensatorbank gezündet.

In einer weiteren Versuchsserie wurde die Plasmatemperatur zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Zündung der grossen Kondensatorbank bestimmt, unter Verwendung nur einer Sendefrequenz $\omega = 2,7 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. Figur 3a zeigt in einfachlogarithmischer Darstellung den Temperaturverlauf des zerfallenden Plasmas, während in Figur 3b bei gleicher Zeitachse der Verlauf des Entladestromes aufgezeichnet ist. Der Strom steigt in 10μ s auf 40000 Ampère und löscht nach zirka 65μ s. Erst nach ungefähr 10 weiteren μ s sind die Temperaturbestimmungen bedeutungsvoll, nachdem sich im Plasma thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Die Maximaltemperatur liegt bei 20000° K . Der Abfall erfolgt im wesentlichen exponentiell, obwohl einzelne Punkte reproduzierbar von der Geraden abweichen. Die Zeitkonstante beträgt

≈ 180 μs. Diese Experimente zeigen, dass Laufzeitmessungen an Plasmawellen in einfacher Weise zu gut reproduzierbaren Temperaturbestimmungen herangezogen werden können.

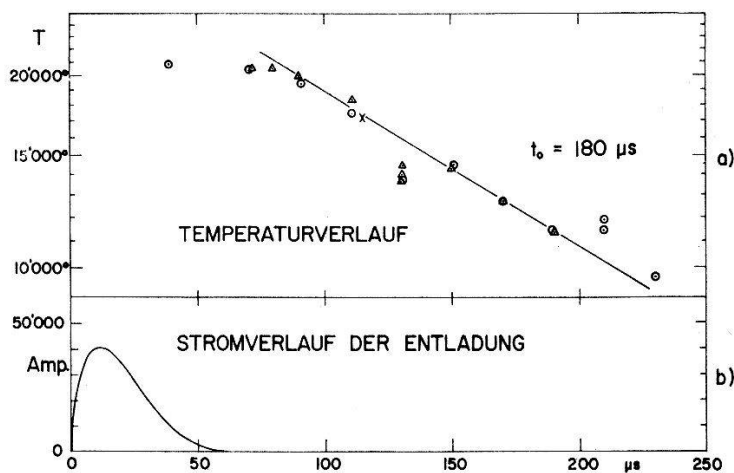


Fig. 3

a) Einfachlogarithmische Darstellung der gemessenen Plasmatemperatur als Funktion der Zeit. b) Stromverlauf der Kondensatorentladung zur Erzeugung des Plasmas.

Literatur

- 1) J. C. SLATER, Rev. Mod. Phys. 18, 441 (1946).
- 2) C. B. WHARTON, UCRL 4836 Rev., Sept. 1957.
- 3) B. S. TANENBAUM, Phys. of Fluids 4, 1262 (1961).
- 4) W. MARSHALL, AERE Harwell T/R 2419 (1960).
- 5) J. M. WILCOX, A. W. DESILVA, W. S. COOPER III, Phys. of Fluids 4, 1506 (1961) und UCRL 9528.
- 6) E. CANTIENI und H. SCHNEIDER, Helv. phys. Acta (im Druck).

Magnetoakustische Resonanz in einem zylindrischen Plasma *)

VON E. CANTIENI und H. SCHNEIDER
(Physikalisches Institut der Universität, Fribourg)

In einem leitenden Medium, das sich in einem äusseren Magnetfeld befindet, können sogenannte magneto hydrodynamische Wellen auftreten. Der longitudinale Modus wird kurz magnetoakustische Welle (MAW) genannt. Diese wird durch eine spezielle Lösung des linearisierten hydromagnetischen Gleichungssystems beschrieben. Das Magnet-

*) Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

feld ist dabei wesentlich, ohne Magnetfeld degeneriert die MAW zur Schallwelle. Wie in jedem berandeten Medium können auch bei diesem Phänomen stehende Wellen auftreten, und dies gibt Anlass zu Resonanzen. Es ist uns gelungen, diese stehenden Wellen in einem Plasma zylindrischer Geometrie zu erzeugen, und die Beobachtungen sind mit den Ergebnissen einer für partielle Ionisation erweiterten Theorie quantitativ in Übereinstimmung. Im weitern ergibt sich daraus eine neue Diagnostikmethode, die gestattet, in einem teilweise ionisierten Plasma den Ionisationsgrad und bei Vollionisation die Temperatur zu bestimmen.

Theorie

Wir gehen aus von den magnetohydrodynamischen Grundgleichungen eines quasineutralen, teilweise ionisierten, kalten Plasmas in linearer Näherung. Das äussere Magnetfeld \mathbf{B}_0 ist räumlich homogen und zeitlich konstant (bei dem zu behandelnden zylindrischen Problem liegt es in axialer Richtung). Als dissipative Effekte vernachlässigen wir die Viskosität, da diese erst über 10 eV von Bedeutung ist, berücksichtigen aber die endliche Leitfähigkeit in tensorieller Form und den Impulsaustausch zwischen Ionen und neutralen Atomen. Wir beschränken uns auf niedere Frequenzen $\omega \ll kc$, ω_0 , ω_{ie} , d. h. Vernachlässigung von Verschiebungsstrom und Ionenträgheit (c Lichtgeschwindigkeit, k Wellenzahl im Vakuum, $\omega_0^2 = e^2 B_0^2 / m M c^2$ hybride Frequenz, ω_{ie} Stossfrequenz zwischen Ionen und Elektronen, e Elektronenladung, m bzw. M Elektronen- bzw. Ionenmasse). Zwischen den Temperaturen der drei Komponenten herrsche lokales thermisches Gleichgewicht, und bei der Lösung der Gleichungen machen wir noch implizit die Annahme, dass Temperatur T und Ionisationsgrad I nicht vom Radius abhängen.

Unter diesen Voraussetzungen erhalten wir die Kontinuitäts- und Bewegungsgleichungen für Plasma und neutrale Komponente, die Maxwellgleichungen und das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz in der Form (z. B. ¹):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varrho_{p,n}}{\partial t} + \varrho_{0p,n} \operatorname{div} \mathbf{v}_{p,n} &= 0, \\ \varrho_{0p} \frac{\partial \mathbf{v}_p}{\partial t} - \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0) &= -\varrho_{0p} \omega_{in} (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_n), \\ \varrho_{0n} \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} &= \varrho_{0p} \omega_{in} (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_n), \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0, \quad \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} - \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0, \\ \mathbf{j} - \underline{\sigma} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_p \times \mathbf{B}_0 \right) &= 0, \end{aligned}$$

$$\underline{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_2 & -\sigma_3 & 0 \\ \sigma_3 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_1 \end{pmatrix}.$$

Dabei ist: $\varrho_{0p,n}$ die Massendichte der ionisierten, bzw. neutralen Plasmakomponente ($\varrho_0 = \varrho_{0p} + \varrho_{0n}$, $I = \varrho_{0p}/\varrho_0$), $\varrho_{p,n}$, $\mathbf{v}_{p,n}$, \mathbf{j} , \mathbf{B} , \mathbf{E} , mit der Welle verbundene Dichteschwankungen, Driftgeschwindigkeiten, Strom, Magnetfeld und elektrisches Feld, $\underline{\sigma}$ der Leitfähigkeitstensor²⁾ (wir brauchen nur die Leitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld $\sigma_{\perp} = (\sigma_2^2 + \sigma_3^2)/\sigma_2 = \omega_p^2/4\pi\omega_{ie}^{\perp}$, $\omega_p^2 = IN4\pi e^2/m$ Plasmafrequenz, $\omega_{ie}^{\perp} = IN5e^4 \ln \Lambda/m^{1/2} (kT)^{3/2}$ Stossfrequenz Ionen-Elektronen senkrecht zum Magnetfeld, $\Lambda = 1,1 kT/e^2 (IN)^{1/3}$), ω_{in} Stossfrequenz zwischen Ionen und Atomen (experimentelle Werte für die Wirkungsquerschnitte siehe 5)), k Boltzmannkonstante, N Teilchendichte vor der Ionisation.

Für ein vollionisiertes Plasma ist das Problem von KÖRPER behandelt worden³⁾, und wir folgen seiner Methode. Innerhalb eines Plasmazylinders vom Radius R gelten die angegebenen Gleichungen, ausserhalb die Maxwell'schen Vakuumgleichungen. Als Randbedingungen haben wir im Nullpunkt Regularität und im Unendlichen die Sommerfeld'schen Ausstrahlungsbedingungen zu fordern. An der Grenze zwischen Plasma und Vakuum geben wir einen Oberflächenstrom vor, den wir im idealisierten Fall schreiben als:

$$j_{\theta}(r = R) = I_{\theta} \delta(r - R)$$

(I_{θ} Oberflächenstrom pro Längeneinheit, $\delta(r - R)$ Dirac'sche Deltafunktion).

Wir interessieren uns für eine nur von r und t abhängige periodische Lösung, bei der das Magnetfeld der Welle nur eine z -Komponente hat. Wir machen also den Ansatz:

$$B(r, t) = (0, 0, B_z(r) e^{-i\omega t}).$$

Damit erhalten wir im Innern die Lösung:

$$B_z(r) = \frac{4\pi}{c} I_{\theta} \frac{J_0(Kr)}{J_0(KR)}.$$

J_0 ist die 0te Besselfunktion und $n = K/k$ der Brechungsindex. Für den absoluten Betrag von B_z auf der Axe erhalten wir:

$$|B_z(r = 0)| = \frac{4\pi}{c} I_{\theta} \frac{1}{|J_0(KR)|}, \quad K = \frac{\omega}{a} (1 - iz)^{-1/2}.$$

Bei Vollionisation ist $a = a_0 = B_0/(4\pi\rho_0)^{1/2}$ die Alfvéngeschwindigkeit, $z = y = \omega\omega_{i/e}^\perp/\omega_0^2$ ein Parameter, der die Dämpfung durch Stöße zwischen Ionen und Elektronen beschreibt. Im allgemeinen Fall ist $a^2 = a_0^2/F$, $z = yF + G$, $F = I(1+x^2)/(1+Ix^2)$, $G = x(1-I)/(1+Ix^2)$ und $x = \omega_{in}/\omega(1-I)$.

Da x und y temperaturabhängig sind, müssen wir noch eine Abschätzung über $T(I)$ durchführen. Bei unseren Experimenten ist aber $yF \ll G$, so dass z nur noch sehr schwach temperaturabhängig ist. Die in Figur 1 in Klammern angegebenen Temperaturwerte sind einer modifizierten Coronaformel⁴⁾ entnommen. Die Werte sind mit Vorsicht zu gebrauchen, wir werden in einer ausführlicheren Arbeit auf neuere Abschätzungen eingehen.

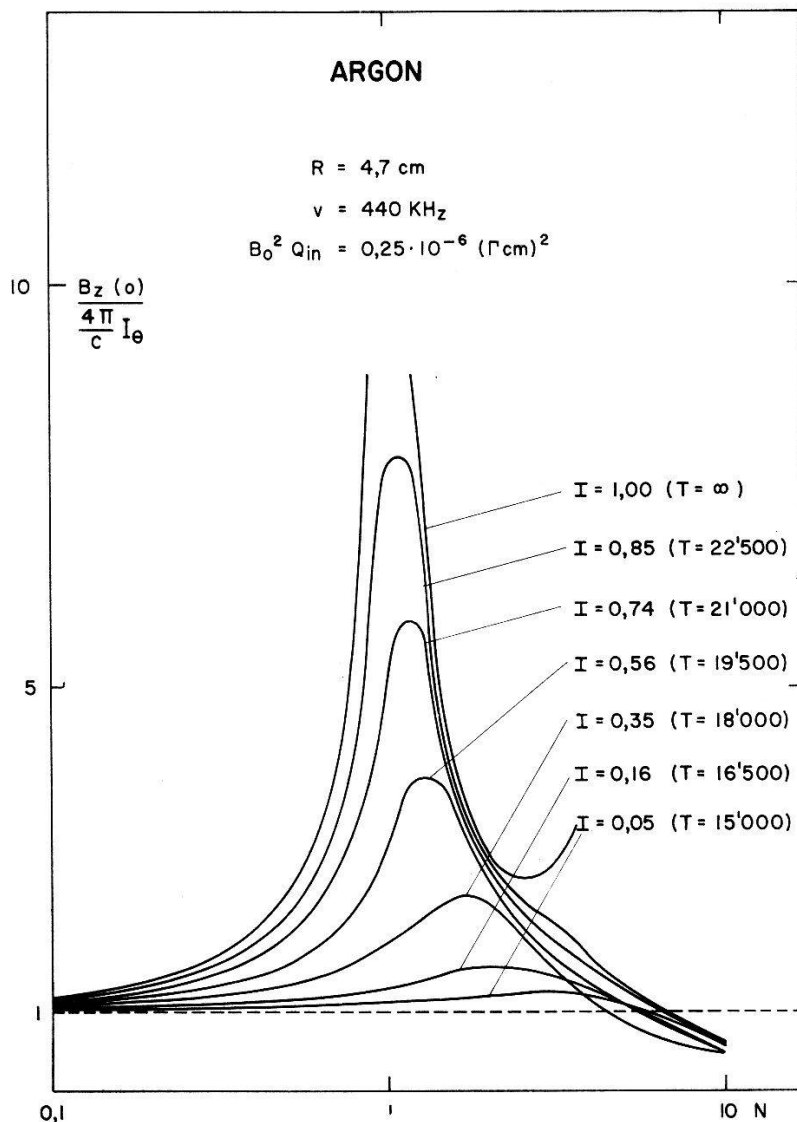


Fig. 1

$B_z(0)/(4\pi/c) I_\theta$ als Funktion von $N = (\omega R/2,4)^2/a_0^2$ für verschiedene Ionisationsgrade

In Figur 1 sind als Beispiel die Lösungen für eine bestimmte Parameterwahl graphisch aufgetragen.

Experiment

Das Plasma wird in einem Pyrexrohr von 9,4 cm Durchmesser und einem Elektrodenabstand von 80 cm durch eine kritisch gedämpfte Kondensatorentladung erzeugt (Maximalstrom 25 kA, Anstiegszeit 20 μ s). Das äussere Magnetfeld ist quasistatisch mit einer Periode von 4 ms. Zwischen Pyrexrohr und Magnetspule befindet sich die Erregerspule, die aus einer einzigen Windung besteht. Eine durch eine Funkenstrecke erzeugte schnelle Kondensatorentladung erzeugt darin ein elektromagnetisches Wechselfeld, dessen Amplitude ca. 1% derjenigen des äusseren Feldes beträgt. Eine magnetische Miniatursonde im Zentrum misst $B_z(r=0)$. Die Messungen erfolgen frühestens einige 10 μ s

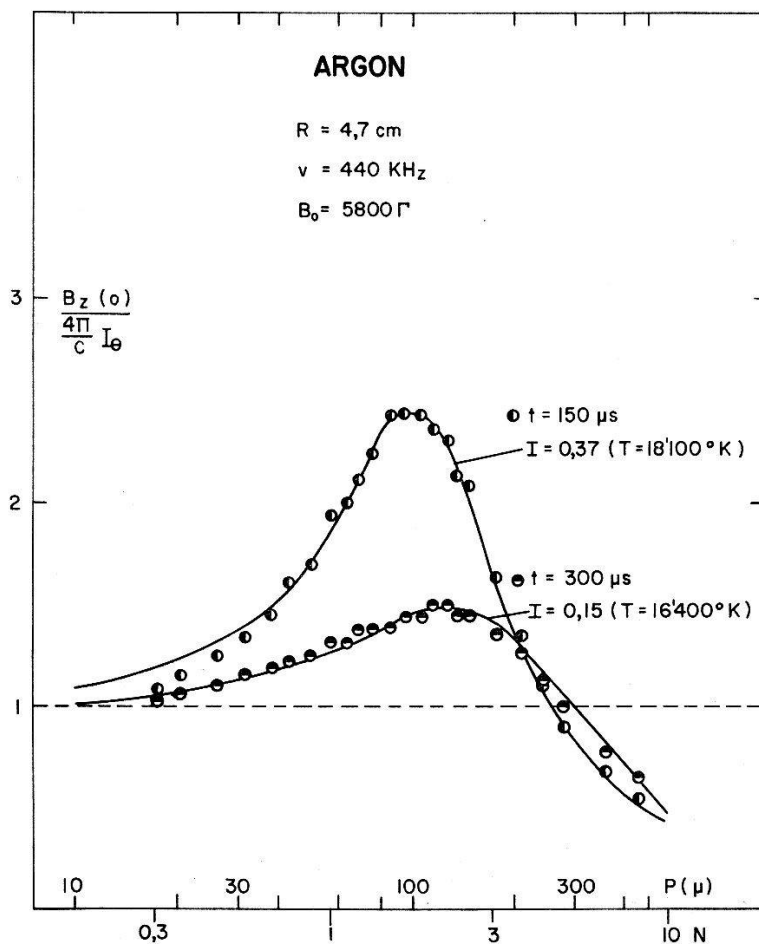


Fig. 2

Vergleich zwischen Theorie und Experiment für Argon. Die Punkte sind Einzelmessungen, 150 bzw. 300 μ s nach Beginn der Hauptentladung. Die ausgezogenen Kurven entsprechen den theoretischen Werten für die Ionisationsgrade 37% und 15%.

nach Löschen des Stromes. Nach SPITZER⁶⁾ braucht ein Argonplasma zur Thermalisierung unter unseren Bedingungen ca. 10 μ s.

Ergebnisse und Folgerungen

Messungen mit verschiedenen Gasen (Ar, Luft, N₂, He) haben gezeigt, dass bei der durch die Theorie geforderten Parameterwahl immer Resonanz vorhanden ist. Figur 2 zeigt als Beispiel ein Experiment für Argon. Die Punkte sind Einzelmessungen, bei 150 bzw. 300 μ s nach Beginn der Hauptentladung. Die ausgezogenen Kurven sind die theoretischen Werte für die angegebenen Parameter. Die Experimente zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie, das Plasma ist auch gut reproduzierbar. Wir haben also alle wesentlichen theoretischen Voraussetzungen im Experiment erfüllt. Noch vorhandene Abweichungen können von folgenden, nicht erfüllten Voraussetzungen herrühren: 1. Der Ionisationsgrad ist nicht bei allen Dichten derselbe, und wir sollten die Frequenz statt den Druck variieren. 2. Die Frequenz hat keinen scharfen Wert. 3. I und T sind nicht konstant über den Radius, und wir messen einen Mittelwert.

Mit dieser Methode ist es also möglich, unabhängig von andern Diagnostikmitteln den Ionisationsgrad eines Plasmas zu bestimmen. Dabei muss man nicht jedesmal die ganze Kurve ausmessen, sondern man kann sich auf das Gebiet des Maximums beschränken.

Eine ausführliche Arbeit erscheint später.

Literatur

- 1) L. C. WOODS, UKAEA Report CLM-R5, Culham Laboratory (1961).
- 2) W. MARSHALL, UKAEA Report AERE T/R 2419, Atomic Energy Research Establishment, Harwell (1960).
- 3) K. KÖRPER, Z. Naturf. *12a*, 815 (1957).
- 4) G. ELWERT, Z. Naturf. *7a*, 432, 703 (1952).
- 5) B. ZIEGLER, Z. Phys. *136*, 108 (1953).
- 6) L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases (Interscience Publishers, Inc., New York 1956).

Sur le durcissement structural des alliages cuivre-béryllium

par L. CHOLLET et J.-P. JAN *)

(Laboratoire suisse de recherches horlogères, Neuchâtel)

Les alliages cuivre-béryllium sont mous à l'état trempé et subissent un durcissement structural par traitement thermique à des températures

*) Maintenant au National Research Council, Division of Pure Physics, Ottawa 2, Canada.

moyennement élevées. Le diagramme d'équilibre¹⁾ montre que le durcissement structural est lié à la précipitation, sous forme de phase γ (cubique type Cs Cl) du béryllium en sursaturation dans la phase α (cubique faces centrées).

Le mécanisme de la précipitation a été étudié par plusieurs auteurs, appliquant diverses méthodes. Les travaux de GUINIER et JAQUET²⁾ révèlent la formation de zones de Guinier-Preston, comme étape précédant la précipitation de la phase γ . GRUHL et WASSERMANN³⁾ mettent en évidence une phase intermédiaire γ' , instable et précédant la phase stable γ . Cette phase γ' est une surstructure de la phase α . GEISLER *et al.*⁴⁾ proposent deux phases intermédiaires γ'' et γ' , la première étant monoclinique centrée et la seconde quadratique centrée. BASSI⁵⁾ observe pour la phase α une structure transitoire quadratique à faces centrées pendant la précipitation.

Nous avons entrepris une étude systématique du durcissement structural en appliquant les méthodes d'investigation suivantes: diffraction des rayons X, diffusion des rayons X aux petits angles, mesures de la résistivité et de la constante de Hall*), étude par micrographie et mesure de la dureté. L'ensemble de ces méthodes nous permet de suivre le durcissement en fonction de la durée de revenu par des observations à la température ambiante. Elles ont été appliquées jusqu'ici à deux alliages commerciaux dont les compositions sont données dans le tableau. L'alliage I est trempé à 800°C et laminé, et l'alliage II trempé à 800°C.

Tableau
Composition chimique des alliages étudiés (% en poids)

	Cu	Be	Si	Fe	Ni	Co	Mg
Alliage I	96,94	2,11	0,19	0,15	0,34	0,01	0,20
Alliage II	97,55	1,71	0,19	0,18	0,31	0,02	0,003

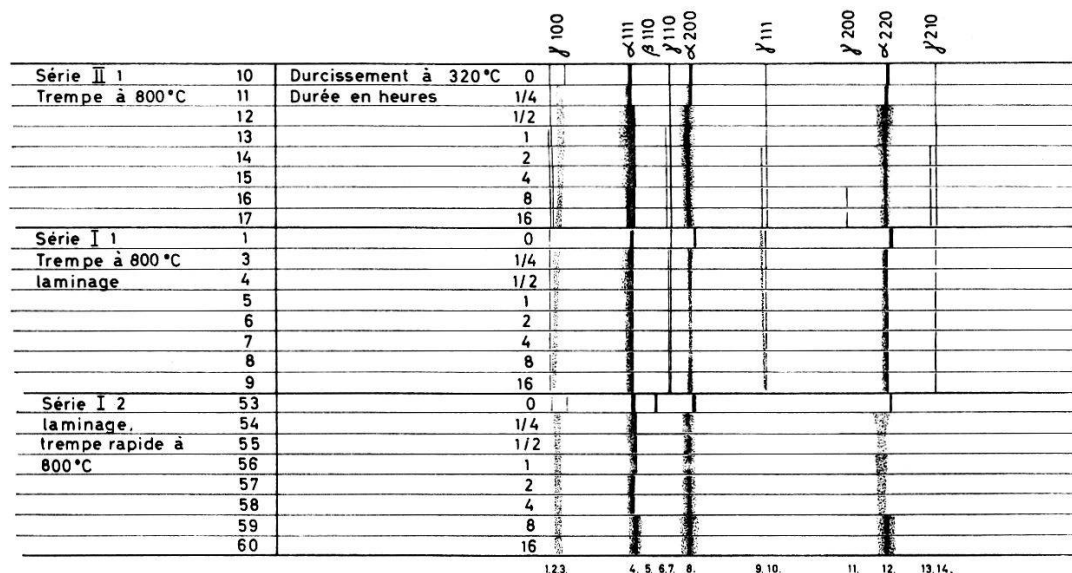
L'objet de cette brève note est de discuter les diagrammes de diffraction de rayons X, qui révèlent une structure complexe de la phase γ . Nous laissons volontairement de côté les résultats obtenus par les autres méthodes, et qui ne semblent pas apporter d'éléments nouveaux.

Résultats

Les diagrammes de diffraction de rayons X sont pris à l'aide d'une caméra Guinier, dont la dispersion de 4 mm par degré d'angle de Bragg

*) Les mesures de résistivité et de constante de Hall ont été faites par Mr. C. NUSSBAUM, stagiaire de l'Institut de Physique de Neuchâtel.

est nettement supérieure à celle des caméras Debye-Scherrer courantes, utilisées dans plusieurs études antérieures. La figure résume 3 séries d'observations. Les 2 premières séries se rapportent aux alliages II et I, durcis à 320°C pendant 0 - 1/4 - 1/2 - 1 - 2 - 4 - 8 - 16 heures. La troisième série se rapporte à l'alliage I, qui a été retrempé à 800°C, après laminage, puis durci dans les mêmes conditions que précédemment.



Reproduction schématique de 3 séries de diagrammes de diffraction

Les raies de la phase α sont nettes pour les échantillons non durcis, puis montrent un fort élargissement, fait connu et lié aux fortes tensions accompagnant la précipitation.

Le grand pouvoir de résolution de la méthode utilisée met en évidence une structure complexe de la phase γ , dont l'interprétation n'est pas simple. Dans le cas de la série II, on peut décrire 2 structures cubiques simples en attribuant les raies N° 1 - 6 - 9 - 11 - 13 à la première et les raies 2 - 7 - 10 - et 14 à la seconde. Les dimensions des cellules correspondantes sont respectivement: $a_1 = 2,698 \text{ \AA}$ et $a_2 = 2,661 \text{ \AA}$.

La première de ces cellules correspond à la phase γ généralement donnée par la littérature et pour laquelle $a = 2,703 \text{ \AA}$. Dans le cas de la série I, la même interprétation peut être donnée à condition d'admettre que la raie N° 1 du groupe γ 100 n'apparaît pas par suite d'une intensité trop faible. Les fichiers ASTM⁶⁾ donnent des intensités relatives de 24 et 100 pour γ 100 et γ 110 respectivement. Quant à la raie N° 3 de ce groupe, elle peut être interprétée comme une raie α_s 110 de surstructure de la phase α .

La figure montre également l'influence importante des conditions de trempe. En effet, les échantillons des deux premières séries sont trempés

sans précautions particulières, tandis que ceux de la troisième série ont subi une trempe rapide. On constate immédiatement que la phase β qui n'apparaissait pas précédemment est maintenant parfaitement visible dans l'échantillon trempé et non durci. Par contre, les raies de la phase γ ne sont plus visibles, mise à part la composante N° 3 du groupe γ 100. Si l'on tient compte de la faible intensité relative de γ 100 par rapport à γ 110, (24/100) la présence de cette raie confirmerait l'hypothèse d'une surstructure de la phase α . Cette interprétation de nos résultats serait en accord avec celle de GRUHL et WASSERMANN³⁾.

Bibliographie

- 1) M. HANSEN, Constitution of binary alloys (Mc Graw Hill Book Company 1958), p. 282.
- 2) A. GUINIER et P. JAQUET, Revue de Métallurgie 41, 1 (1944).
- 3) W. GRUHL et G. WASSERMANN, Metall 5, 93, 141 (1951).
- 4) A. H. GAISLER, J. H. MALLERY et F. E. STEIGERT, J. of Metals 1952, 307.
- 5) G. BASSI, Z. Metallkde 47, 417 (1956).
- 6) J. V. SMITH, Ed., X-Ray Powder Data File (published by the ASTM 1960), p. 183.

Résonance paramagnétique dans le soufre sublimé

par J. BUTTET et A. CHÂTELAIN

(Laboratoire de Physique Technique de l'École Polytechnique de l'Université de Lausanne) *)

1. – Le soufre est un corps complexe. Dans son état solide, on le trouve sous diverses formes allotropiques; au-dessus du point de fusion et jusqu'à 160°C il est formé de chaînes fermées S_8 . Au-dessus de 160°C un certain nombre de chaînes s'ouvrent, on le considère alors comme une solution polymère de longues chaînes (nombre maximum d'atomes: 10^6). Aux extrémités des chaînes ouvertes apparaissent des liaisons libres, responsables de paramagnétisme¹⁾. Les vapeurs de soufre sont formées de molécules S_8 , S_6 , S_4 , S_2 . A une pression de 0,1 mm Hg et à une température de 500°C, ces vapeurs sont composées presque uniquement de S_2 qui est paramagnétique²⁾. Si l'on trempe le soufre liquide, on obtient essentiellement une matière amorphe, notée S_μ . Enfin l'on peut sublimer les vapeurs de soufre, en les faisant passer brusquement d'une température élevée (500°C par exemple) à une basse température (celle de l'azote liquide par ex.). On obtient un corps fortement coloré.

*) Dans le cadre du subsidé N° 2117 du Fonds National.

A la température ambiante le soufre sublimé redevient jaune, il contient alors jusqu'à 60% de l'espèce amorphe, $S(\mu^2)^3$). RICE et RADFORD ont montré que le soufre sublimé, gardé à basse température, est paramagnétique⁵). Ils ont obtenu des signaux d'absorption formés de la superposition de 2 raies. La raie centrale, de largeur variable entre 5 Gauss et 20 Gauss suivant la température du four et dont le facteur de Landé vaut $g = 2,025 \pm 0,002$, est attribuée à des chaînes ouvertes «gelées», semblables à celles rencontrées dans le soufre liquide¹). L'autre raie, plus large, est attribuée à des chaînes plus courtes, dont le nombre moyen d'atomes reste à déterminer. La variation de sa largeur avec la fréquence (65 Gauss à 9400 MHz et 157 Gauss à 23000 MHz) s'explique par une anisotropie de g .

2. – Nous avons repris les mesures de RICE et RADFORD, mais à la fréquence de 1000 MHz dans l'intention de confirmer leurs résultats et d'étudier l'influence du recuit sur le paramagnétisme.

Le soufre sublimé a été préparé par la méthode décrite par RICE²), dans les conditions suivantes: température du soufre = 140°C, température du four 500°C, température de sublimation – 196°C, pression $\leq 0,1$ mm Hg.

L'appareil utilisé est un spectromètre de résonance à 1000 MHz, à lignes croisées (méthode de Bloch pour cette fréquence). Il sera décrit dans une publication ultérieure. L'échantillon reste pour la durée de la mesure à la température de l'azote liquide.

3. – Une première mesure sans recuit (en gardant constamment l'échantillon à la température de l'azote liquide) nous a donné une raie unique de largeur $7,2 \pm 0,2$ Gauss (mesurée entre les points de dérivée maximum) avec une valeur de $g = 2,027 \pm 0,002$. Cette mesure vérifie l'hypothèse d'anisotropie pour la raie large, en effet, pour notre fréquence, on devrait obtenir 6,1 Gauss. Cette raie large ne se distingue donc plus de la première, comme nous l'avons vérifié. D'autre part, aux erreurs expérimentales près, la valeur de g obtenue à 10000 MHz est confirmée.

4. – Nous avons ensuite étudié l'effet du recuit. L'échantillon est porté pendant quelques minutes à des points fixes, puis à nouveau à la température de l'azote liquide pour la mesure. Le recuit à des températures inférieures à – 75°C, n'affecte pas le signal; par contre un recuit de 15 minutes à – 25°C a un effet considérable sur le signal. L'intensité baisse, la largeur de raie diminue de moitié environ. Le nombre de radicaux étant moins grand on pourrait expliquer le rétrécissement de la raie par la diminution du couplage spin-spin. Un recuit de 2 minutes à 0°C jaunit instantanément le soufre, mais laisse subsister un signal très faible.

Nos recherches se poursuivent en vue d'une étude plus approfondie du recuit.

Nous remercions Monsieur le Professeur J.-P. BOREL et Monsieur P. CORNAZ qui nous ont guidés dans nos recherches.

Littérature

- 1) D. M. GARDNER et G. K. FRAENKEL, J. Amer. chem. Soc. 78, 3279 (1956).
- 2) A. B. SCOTT, J. Amer. chem. Soc. 71, 3145 (1949).
- 3) F. O. RICE et J. DITTER, J. Amer. chem. Soc. 75, 6066 (1953).
- 4) F. O. RICE et C. SPARROW, J. Amer. chem. Soc. 75, 848 (1953).
- 5) H. E. RADFORD et F. O. RICE, J. chem. Phys. 33, 774 (1960).

Résonance magnétique nucléaire dans le platine au-dessous de 1° absolu

par C. FROIDEVAUX (Oxford, Clarendon Laboratory)

et E. L. HAHN et R. E. WALSTEDT
(Berkeley, University of California)

Un article vient d'être publié dans «Physical Review Letters 8, 406 (1962)»

Electron Spin Resonance in the Carbazole-Chloranil Charge Transfer Complex

by ROGER P. KOHIN, K. A. MÜLLER, and H. HOEGL
(Battelle Memorial Institute, Geneva)

I. Introduction

Many organic charge transfer complexes exhibit electron spin resonance absorptions. Of these several types can be distinguished, for example, those in: a) the perylene-iodine complex which shows a single Lorentzian shaped resonance and in which the spin concentration varies exponentially with the temperature^{1) 2)}; b) the perylene-*o*-chloranil complex which shows a single Gaussian shaped resonance³⁾; c) the *p*-phenylenediamine-chloranil complex which shows hyperfine structure and two *g*-factors^{4) 5) 6)} and d) the triphenylmethyl phosphonium-tetracyanoquinodimethane complex which exhibits a spin resonance characteristic of a low lying excited triplet electronic state⁷⁾.

These differences derive mainly from the position and localization of the unpaired electrons or holes. We wish to report that the electron spin resonance observed in the carbazole-chloranil complex is characteristic of type a) above.

II. *The carbazole-chloranil complex*

The samples used in these measurements were prepared as follows. Reagent grade carbazole and chloranil were twice recrystallized from benzene. The appropriate quantities of each were then mixed and heated under nitrogen until they melted. After mixing of the components, the liquid was allowed to solidify. The resulting complex was shiny, black, having an almost metallic lustre. However, when examined under a microscope, it was found to contain some crystals of the pure compounds together with the crystals of the complex. The phase diagram obtained for mixtures of varying concentrations indicates that a ratio of one mole carbazole to two moles chloranil forms a stable configuration. Attempts to grow single crystals of the complex by recrystallization from solution have not been successful.

III. *Electron spin resonance measurements*

All of the electron spin resonance measurements were made using a superheterodyne spectrometer operating at a frequency of 9091 Mc. The magnetic field was modulated at 73 cps with an amplitude of 2.5 Gauss for the purposes of coherent detection. It was possible to vary the temperature of the sample or alternatively to illuminate it with light from a high pressure mercury arc source whose ultraviolet components were filtered out.

A. *Line Shapes*

The electron spin resonance line for a carbazole: chloranil mole ratio of 1:1 was found to have a Lorentzian line shape within the accuracy of the measurements made. The width of the resonance at 300°K was 4.4 Gauss and the g -factor was $2.0038 \pm .0005$. These values did not vary appreciably as either the temperature or the intensity of illumination were altered.

B. *Spin Concentration*

The unpaired spin concentration in the complex was estimated from a comparison between the intensity of the observed resonances and that obtained from Mn^{++} doped ZnS of known concentration and weight placed next to the sample. At 300°K the concentration of unpaired

spins was estimated to be 7.2×10^{17} spins per gram. This corresponds to one unpaired electron for 2000 carbazole molecules.

C. *Variation in Spin Concentration with Temperature*

The temperature of the sample was continuously variable in the interval between 150°K and 300°K. The relative intensity of the signal obtained from the complex compared to that from the standard sample was found to vary exponentially as $\exp(-E/kT)$ where the activation energy, E , has the value 0.014 ev.

D. *Variation in Spin Concentration with Illumination*

Upon illumination, the electron spin resonance signal from a thin powdered sample was found to increase by approximately 40%. This change was reversible and could be repeated indefinitely. The signal was found to increase abruptly (by about 20%) when the sample was first illuminated, then slowly having a rise time of approximately one minute to its full value. The decay in intensity after extinction of the illumination showed no abrupt change but decreased at an initial rate of approximately 40 sec, then even more slowly.

E. *Power Saturation*

The spin resonance signal from the complex was found to saturate at high power levels (greater than $300 \mu\text{w}$) at room temperature. Therefore, all measurements were made when the power level was lower than $25 \mu\text{w}$.

F. *Variation in Spin Concentration with Composition*

Samples having differing mole ratios of carbazole to chloranil were examined in the spin resonance spectrometer. The relative intensities of the signal for samples of equal weight are given in the Table. Here it is seen that a small amount (100:1) of chloranil in carbazole produces a signal 51% of that from the 1:1 mixture, whereas a relatively large amount (1:10) of carbazole in chloranil produces a relatively weak signal.

IV. *Discussion*

The data presented above provide some insight into the carbazole-chloranil charge transfer complex, although a full understanding of all of its characteristics is still incomplete. The exponential decrease in spin concentration with decreasing temperature indicates that there is

a very low lying excited state present in the sample. Further, as we have been unable to observe any spin resonance signal from the complex in solution, the paramagnetism is not associated with the donor-acceptor pair itself but must be related with properties of the solid. The strong signals obtained from the 10:1 and 100:1 mixtures indicate that an electronic interaction between crystals having different compositions is present. T_2 obtained from the line width is 2×10^{-8} sec while T_1 as determined from the saturation of the resonance is at least two orders of magnitude larger.

Variation in electron spin resonance intensity for varying compositions of carbazole-chloranil

Composition moles carbazole : chloranil	relative intensity
1000: 1	4.3
100: 1	51
10: 1	77
1: 1	100
1: 10	2.4
1:100	1.7

Other complexes in which chloranil or related compounds act as the electron acceptors generally exhibit either a Gaussian shaped absorption³⁾ or hyperfine structure^{4) 6) 8)}. In these systems, this indicates that the unpaired electrons are localized at particular centers. On the other hand, those complexes^{1) 9)} exhibiting resonances similar to the carbazole-chloranil signal have been interpreted as resulting from nonlocalized conduction carriers¹⁾. This explanation is supported by conductivity measurements which show the same activation energy as the spin resonance^{9) 10)}. Conductivity measurements for the complex studied here are now in progress.

We wish to acknowledge the valuable assistance of Miss E. POBITSCHKA in performing some of the measurements.

References

- 1) L. S. SINGER and J. KOMMANDEUR, *J. chem. Phys.* **34**, 133 (1961).
- 2) T. UCHIDA and H. AKAMATU, *Bull. chem. Soc. Japan* **34**, 1015 (1961).
- 3) J. W. EASTMAN, G. M. ANDROES, and M. CALVIN, *J. chem. Phys.* **36**, 1197 (1962).
- 4) D. BIJL, H. KAINER, and A. C. ROSE-INNES, *J. chem. Phys.* **30**, 765 (1959).
- 5) Y. MATSUNAGA and C. A. McDOWELL, *Nature* **185**, 916 (1960).

- 6) M. BOSE and M. M. LABES, *J. Amer. chem. Soc.* **83**, 4505 (1961).
 7) D. B. CHESNUT and W. D. PHILLIPS, *J. chem. Phys.* **35**, 1002 (1961).
 8) H. INOKUCHI, K. IKEDA, and H. AKAMATU, *Bull. chem. Soc. Japan* **33**, 1622 (1960).
 9) R. ROEST, N. J. POULIS, and G. HORSMAN, *Physica* **28**, 15 (1962).
 10) J. KOMMANDEUR and F. R. HALL, *J. chem. Phys.* **34**, 129 (1961).

Pyromagnetism, Spin Waves, and Thermal Expansion in Nickel

by E. W. PUGH and B. E. ARGYLE
 (IBM Laboratory, Zürich)

Will be published later

Unsymmetrische g -Tensoren bei paramagnetischer Resonanz

VON FRITZ K. KNEUBÜHL
 (Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Bei der paramagnetischen Resonanz von mehratomigen Systemen niederer Symmetrie haben die Tensoren des Spin Hamiltonoperators

$$\underline{H} = \mathbf{S} \mathbf{D} \mathbf{S} + \beta \mathbf{H} \mathbf{G} \mathbf{S} + \beta \beta_N \mathbf{S} \sum_k A_k \mathbf{I}_k - \beta_N \mathbf{H} \sum_k G_k \mathbf{I}_k$$

+ weitere Terme

\mathbf{H} = äusseres Magnetfeld	G = g -Tensor
\mathbf{S} = effektiver Elektronenspin	D = Tensor der Kristallfeldaufspaltung
\mathbf{I}_k = Spin des Kerns k	A_k = Kopplungstensoren
	G_k = Kern- g -Tensoren

Eigenschaften, die von den allgemein bekannten merklich abweichen.

ABRAGAM und PRYCE¹⁾ demonstrierten bei der Herleitung dieses Operators, dass für paramagnetische Ionen in Kristallen die Tensoren D , G und A_k symmetrisch sind. Dies wurde dann lange Zeit als allgemein gültig angenommen. Erst viel später bewies MC CONNELL²⁾, dass die Kernspin-Elektronenspin-Kopplungstensoren A_k von Kernen, die sich an der Peripherie des paramagnetischen Zentrums befinden, asymmetrisch sein können. Ganz unerwartet hat es sich jetzt bei einer genaueren Betrachtung des Spin Hamiltonoperators erwiesen, dass auch der g -Tensor unter gewissen Umständen nicht symmetrisch ist. Be-

treffend der hier nicht weiter untersuchten Kern- g -Tensoren G_k sei der Vollständigkeit halber auf die Arbeit von Low³⁾ verwiesen.

Eine notwendige Bedingung für die Asymmetrie des g -Tensors G ist, dass sich das oder die ungepaarten Elektronen in einem elektrischen Potential U befinden, das nicht kugelsymmetrisch ist. Dies ist der Fall bei gewissen Radikalen und bei halbkovalenten metalloorganischen Verbindungen. Kovalente paramagnetische Systeme fallen hier ausser Betracht, da sie wegen «orbital quenching» praktisch isotrope g -Tensoren besitzen. Für ein nicht kugelsymmetrisches Potential U muss man aber bei der Berechnung des Spin Hamiltonoperators den sonst üblichen Spin-Bahnkopplungsterm nach CONDON und SHORTLEY⁴⁾

$$\underline{H}_{LS} = \frac{-e}{2m^2c^2} \left(\frac{r^{-1}dU}{dr} \right) \mathbf{L} \mathbf{S}$$

\mathbf{S} = Elektronenspin
 \mathbf{L} = Bahndrehimpuls

U = elektrisches Potential
 r = Abstand vom Zentrum

durch einen allgemeineren der Form

$$\underline{H}_{LS} = \frac{e}{2m^2c^2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{P}) \mathbf{S}$$

$\mathbf{E} = -\text{grad } U = \text{elektrische Feldstärke}$

$\mathbf{P} = \text{Impuls des Elektrons}$

ersetzen. Dies lässt sich mit Hilfe der Diracschen Gleichung des Elektrons, oder genauer, mit einer leicht modifizierten Breitischen Gleichung⁵⁾ beweisen. Bestimmt man nun mit der Störungsrechnung von PRYCE⁶⁾ die Tensoren D , G und A_k , so erhält man

$$D_{ij} = d_{ij} + C_1 \sum_n' \frac{\langle 0 | (\mathbf{E} \cdot \mathbf{P})_i | n \rangle \langle n | (\mathbf{E} \cdot \mathbf{P})_j | 0 \rangle}{E_n - E_0},$$

$$G_{ij} = g_0 \delta_{ij} - C_2 \sum_n' \frac{\langle 0 | L_i | n \rangle \langle n | (\mathbf{E} \cdot \mathbf{P})_j | 0 \rangle}{E_n - E_0},$$

$$A_{ij,k} = e_{ij,k} + C_3 \sum_n' \frac{\langle 0 | r_k^{-3} L_i | n \rangle \langle n | (\mathbf{E} \cdot \mathbf{P})_j | 0 \rangle}{E_n - E_0},$$

wo

$$i, j = x, y, z.$$

d_{ij} und e_{ij} bedeuten hier symmetrische magnetische Dipol-Dipol-Beiträge. Aus den obigen Gleichungen folgt unmittelbar, dass G_{ij} und in Übereinstimmung mit McCONNELL²⁾ auch die $A_{ij,k}$ im allgemeinen asymmetrisch in i und j sind. Der Kristallfeldtensor D_{ij} hingegen ist immer symmetrisch.

Eine Untersuchung der Symmetrieeigenschaften des Magnetfeldes und des Spins hat ergeben, dass asymmetrische G nur bei monoklinen und triklinen paramagnetischen Systemen möglich sind. In diesen Fällen sind sie aber, abgesehen vom Zufall, immer vorhanden. Quantitative Angaben über die Grösse der Asymmetrie können leider zur Zeit noch nicht gegeben werden.

Für die Interpretation der Spektren paramagnetischer Resonanz können sich die unsymmetrischen Tensoren G und A_k sehr nachteilig auswirken. Bei verschwindender Kristallfeldaufspaltung D liefert die Messung der Absorptionsfrequenzen anstelle von G den immer symmetrischen Tensor $G\tilde{G}$ ($\tilde{G} = G$ transponiert). Die Asymmetrie von G lässt sich unter dieser Voraussetzung nicht nachweisen, und eine Bestimmung von G aus $G\tilde{G}$ wird praktisch unmöglich. Leider gilt in diesem Fall dasselbe für die Untersuchung der Linien-Intensitäten oder eventuell vorhandener Hyperfeinaufspaltungen. Einzig Intensitätsmessungen bei Verwendung von zirkular polarisierten Mikrowellen geben in diesem Fall Auskunft über die Symmetrie von G , vermutlich aber nur bei extremen Verhältnissen. Für nicht verschwindende Kristallfeldaufspaltung, also $S \neq 1/2!$, muss sich die Asymmetrie von G und A_k im Spektrum für nicht zu grosses Magnetfeld H direkt nachweisen lassen.

Zur Illustration sei zum Schluss die paramagnetische Resonanz des OH-Radikals in NaCl und KCl angeführt, die von KÄNZIG⁷⁾ sehr genau untersucht wurde. Die Symmetrie des OH inklusive Umgebung ist m (oder C_s) und der Spin $S = 1/2$. Der gemeinsame Tensor $G\tilde{G}$ ist symmetrisch auf 4–5 Dezimalen genau, ebenso der effektive Kopplungstensor des Protonenspins ($I = 1/2$). Eine quantenmechanische Interpretation des Spektrums war aber bis jetzt nicht möglich, was aus den angeführten Gründen verständlich ist.

Eine ausführliche Publikation folgt später. Den Herren Prof. Dr. W. KÄNZIG und PD Dr. W. BALTENSBERGER möchte ich für ihr Interesse an dieser Arbeit bestens danken.

Literatur

- 1) A. ABRAGAM, M. H. L. PRYCE, Proc. Roy. Soc. A 205, 135 (1951).
- 2) H. M. McCONNELL, Proc. Nat. Acad. Sci., Wash. 64, 766 (1958).
- 3) W. LOW, Paramagnetic Resonance in Solids, Solid State Physics, Suppl. 2 (1960).
- 4) E. U. CONDON, G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, Cambridge University Press (1935).
- 5) N. P. BETHE, E. E. SALPETER, Handbuch der Physik XXXV (1951).
- 6) M. H. L. PRYCE, Proc. Phys. Soc. A 63, 25 (1950).
- 7) W. KÄNZIG, private Mitteilung.

Phénoménologie de l'effet Hall dans les ferromagnétiques non saturés à basse température

par D. RIVIER

(Laboratoire de Physique de l'Université, Lausanne)

1. On sait que les mesures de la résistivité de Hall $\varrho_H = E_H/J$ en fonction de l'induction magnétique

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{P} \quad (1)$$

à l'intérieur de l'échantillon s'obtient le plus commodément en faisant parcourir à celui-ci un cycle d'hystérèse le long duquel la polarisation magnétique \mathbf{P} est une fonction bien définie de l'excitation magnétique $\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}$. Aux températures du laboratoire et pour la grande majorité des ferromagnétiques, il est possible d'atteindre la saturation de l'échantillon.

2. Toutefois, aux très basses températures, les cycles d'hystérèse sont en général mal connus et dans certains cas, comme celui du cobalt, il n'est pas toujours possible d'atteindre la saturation. Il en résulte une complication dans la phénoménologie de l'effet Hall qui n'est pas sans une grande influence sur l'allure de la fonction $\varrho_H(B)$. Celle-ci se présente en général sous la forme de deux parties rectilignes de pentes différentes, jointes par un «genou» d'abscisse $B = B_c$ caractéristique des phénomènes présentant une saturation (fig.).

3. Ce comportement met d'une part en évidence l'importance de la pente $(\partial\varrho/\partial B)_T$, laquelle prend ici des valeurs constantes pour les petites et les grandes valeurs de B par rapport à B_c ; d'autre part il conduit à décomposer la résistivité de Hall en deux termes

$$\varrho_H(B) = \varrho_H^{\text{ord}}(B) + \varrho_H^{\text{aim}}(P) \quad (2)$$

dont le premier, dit «ordinaire», et présent dans tous les métaux, est dû à la force de Lorentz sur les porteurs de charges et le second, dit «aimantation» et caractéristique des ferromagnétiques, a son origine dans la présence des spins porteurs de l'aimantation ferromagnétique. C'est ainsi que dans une théorie de la conductivité électronique, la partie $\varrho_H^{\text{ord}}(B)$ a son origine dans le terme $H^e m = (\mathbf{J} \cdot \mathbf{A})$ avec $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ de l'hamiltonien, tandis que la partie $\varrho_H^{\text{aim}}(P)$ correspond au terme de spin orbite $H^{s0} = 1/4 m^2 c^2 (\mathbf{P}/\mathbf{P}^{\text{sat}} \wedge \text{grad } U) \cdot \mathbf{p}$ dans ce même hamiltonien*).

4. Les théories élémentaires de l'effet Hall ordinaire prévoient en deuxième approximation¹⁾

$$\varrho_H^{\text{ord}}(B) = R_0 B + \frac{1}{3} S B^3 \quad (3)$$

*) \mathbf{P}^{sat} est la polarisation magnétique à saturation, U le potentiel électrique scalaire, m la masse de l'électron et \mathbf{p} sa quantité de mouvement.

où le second terme est négligeable le plus souvent, tandis que la seule théorie existant à ce jour pour l'effet Hall aimantation²⁾ donne à la température de 0°K et dans le cas où des impuretés chimiques sont seules à l'origine de la résistivité

$$\rho^{\text{aim}}(P) = R_s P \quad (4)$$

avec $R_s \sim \rho$ pour des impuretés très diluées, et $R_s \sim \rho^2$ pour les alliages à plus forte concentration.

On a donc

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial B}\right) = R_0 + S B^2 + R_s \left(\frac{\partial P}{\partial B}\right)$$

où, ici comme dans la suite, les dérivées partielles sont prises à température constante.

Or

$$\alpha = \left(\frac{\partial P}{\partial B}\right) = \left(\frac{\partial P}{\partial B_0}\right) \left(\frac{\partial B_0}{\partial B}\right) = \frac{\chi_r}{\mu_r}$$

où μ_r et χ_r sont la perméabilité et la susceptibilité différentielles (ou locales) suivant la relation

$$\mu_r = 1 + \chi_r \quad (5)$$

que l'on déduit par dérivation partielle de (1) par rapport à B_0 . On a donc aussi

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial B}\right) = R_0 + S B^2 + \alpha R_s. \quad (6)$$

5. Dans la plupart des cas envisagés à ce jour par les expérimentateurs, les conditions particulières suivantes se trouvaient réalisées:

1. Le cycle d'hystérèse était tel que pour des valeurs de B voisines de zéro $\chi_r = \chi_r^0 \gg 1$, d'où $\alpha = \alpha^0 = 1$.
2. La saturation de l'échantillon était garantie.
3. Pour les valeurs de B nécessaires à la saturation, le terme $S B^2$ était négligeable par rapport à R_0 .

Dans ces conditions, on avait

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial B}\right)_{B=0} = R_0 + R_s, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial B}\right)_{B=B^{\text{sat}}} = R_0 \quad (8)$$

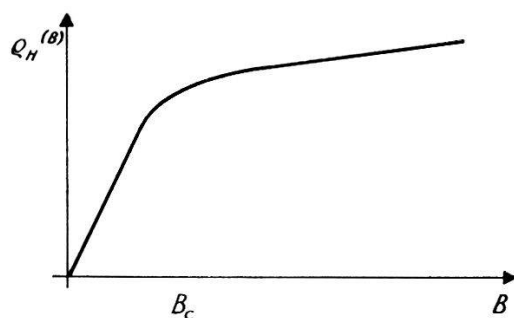
d'où

$$R_s = \left(\frac{\partial \rho}{\partial B}\right)_{B=0} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial B}\right)_{B=B^{\text{sat}}}. \quad (9)$$

Quant à l'abscisse B_c du coude, elle était donné par l'intersection des deux droites $\varrho_H = (R_0 + R_s) B$ et $\varrho_H = R_0 B + R_s P^{\text{sat}}$, soit

$$B_c = P^{\text{sat}}. \quad (10)$$

6. Or, à la température de l'hélium liquide et, pour certains ferromagnétiques comme le cobalt déjà aux températures ordinaires, certaines des conditions ci-dessus ne sont plus satisfaites, comme on peut le prévoir



si l'échantillon est un ferromagnétique dur difficilement saturable. L'existence d'un champ coercitif et d'une aimantation rémanente élevés ne garantit plus la première condition; quant aux deux suivantes, elles sont mises en défaut lorsque des champs d'induction considérables et inaccessibles à l'expérience sont nécessaires pour obtenir la saturation. Les relations (7) à (10) doivent être remplacées par les suivantes

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=0} = R_0 + \alpha_0 R_s, \quad (7a)$$

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=B_m} = R_0 + S B_m^2 + \alpha_m R_s, \quad (8a)$$

$$R_s = \frac{\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=0} - \left[\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=B_m} - S B_m^2\right]}{\alpha_0 - \alpha_m}, \quad (9a)$$

$$B_c = \frac{R_s (P_m - \alpha_m B_m) - 2/3 S B_m^3}{R_s (\alpha_0 - \alpha_m) - S B_m^2} \quad (10a)$$

en posant $\alpha = \chi_r / (1 + \chi_r)$, et où l'indice m caractérise la valeur de B maximale accessible et les valeurs correspondantes prises par les autres grandeurs dans cet état; $\alpha_m = \alpha(B_m)$; $P_m = P(B_m)$, etc. De plus, on a ici défini le coude comme le point d'intersection des droites

$$\varrho_H = (R_0 + \alpha_0 R_s) B \quad (11)$$

et

$$\varrho_H = [R_0 + S B_m^2 + \alpha_m R_s] B - \frac{2}{3} S B_m^3 + R_s (P_m - \alpha_m B_m) \quad (12)$$

la seconde étant la tangente à la courbe $\varrho_H(B)$ au point d'abscisse B_m .

Or l'expérience ne peut livrer directement le coefficient S . Il est donc nécessaire de l'éliminer entre (9a) et (10a), ce qui donne pour la constante de Hall aimantation

$$R_s = \frac{\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=B_0} - \left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_m}{(\alpha_0 - \alpha_m) - \frac{(P_m - \alpha_0 B_c) - \alpha_m (B_m - B_c)}{2/3 B_m - B_c}} \quad (13)$$

en terme de grandeurs toutes facilement données par l'expérience.

Dans le cas où le terme quadratique $S B_m^2$ peut être négligé, les relations (10a) et (13) se simplifient pour donner

$$R_s = \frac{\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_0 - \left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_m}{\alpha_0 - \alpha_m}, \quad (10b)$$

$$B_c = \frac{P_m - \alpha_m B_m}{\alpha_0 - \alpha_m} \quad (13a)$$

dont on peut tirer enfin

$$R_s = \frac{\left[\left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=0} - \left(\frac{\partial \varrho}{\partial B}\right)_{B=B_m}\right] B_c}{P_m - \alpha_m B_m}. \quad (13b)$$

Cette dernière expression peut s'obtenir entièrement à partir de la courbe $\varrho_H = \varrho_H(B)$ et de la détermination de l'aimantation maximale P_m et de la susceptibilité χ_r^m correspondante.

L'auteur tient à remercier MM. RINDERER, HUGUENIN et DUBOIS pour des échanges de vue, et le Fonds National de la Recherche Scientifique pour son appui financier.

Bibliographie

- 1) D. RIVIER, *Bull. Soc. Vaud. Sc. Nat.* 67, 193 (1959).
- 2) J. M. LUTTINGER, *Phys. Rev.* 112, 739 (1958).

Relaxationsmechanismus des paraelastischen Zentrums

von J. A. SUSSMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Es ist bekannt, dass O_2^- -Molekül-Ionen, die als Verunreinigung in Alkali-halogenidkristallen die Stelle von Halogenidionen einnehmen, selbst bei sehr tiefen Temperaturen ihre Orientierung ändern und durch

aussen angelegte mechanische Spannungen ausgerichtet werden können¹⁾. Die Kinetik des Reorientierungsprozesses kann nicht mit der üblichen Theorie der Reaktionsraten erklärt werden. Sie wurde analysiert auf quantenmechanischer Grundlage. Die beobachtete Abhängigkeit der Relaxationszeit unterhalb 4° K von Temperatur und äusserer mechanischer Spannung kann erklärt werden durch Ein-Phononenprozesse, wobei allerdings den aussen angelegten mechanischen Spannungen noch permanente statistisch verteilte innere Spannungen überlagert werden müssen.

Literatur

¹⁾ W. KÄNZIG, Phys. Rev. Letters 7, 304 (1961).

Mesures de frottement interne et de module de Young de l'aluminium de haute pureté à très basse fréquence et en fonction de la température

par B. MARTINET et B. SECRÉTAN

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPUL, Lausanne)

1. Techniques de mesures et phénomènes expérimentaux observés

Le pendule inversé que nous avons construit a été déjà partiellement décrit dans un précédent article²⁾. Nous donnons toutefois sur la figure 1 un schéma de principe représentant ce pendule. Il nous permet à l'heure actuelle de faire des mesures en fonction de la température T dans le domaine de 80° K à 1000° K. Deux types de mesures peuvent être faits:

- a) Mesure de frottement interne $\text{tg } \delta$ par observation de la décroissance libre, au cours du temps, des oscillations de torsion $\alpha(t)$ dans le domaine de fréquence f' allant de 0,2 Hz à 1,5 Hz.
- b) Mesure relative de module de YOUNG $E(f, T)/E(f, 293^\circ \text{K})$ en régime forcé, en dehors de la résonance propre du pendule, c'est-à-dire pour des fréquences f allant de 0,5 mHz à 100 mHz.

Nous avons effectué les mesures a) et b) sur des fils (long. = 100 mm; $\varnothing = 1$ mm) d'aluminium polycristallins (99,999%) recuits 5 h à 720° K pour des températures allant de 293° K à 850° K et avons observé un pic de frottement interne, décelé pour la première fois en 1947 par KÊ³⁾. Ce pic s'expliquerait selon lui par une relaxation des efforts à travers les joints de grains; ceci semble confirmé par l'absence d'un tel pic sur des échantillons filiformes monocristallins.

2. Détermination expérimentale du spectre des temps de relaxation et de l'énergie d'activation du processus responsable des phénomènes observés

Si l'on applique au balancier du pendule un couple de torsion en saut unité (Heaviside) au temps $t = 0$, l'angle de torsion $\alpha(t)$ qui en résulte prend la forme

$$\alpha(t) = \alpha_{\text{instantané}} + (\alpha_{t=\infty} - \alpha_{\text{instantané}}) \int_{-\infty}^{+\infty} G(\ln \tau_i) [1 - e^{-t/\tau_i}] d(\ln \tau_i). \quad (1)$$

Le second terme de cette expression contient une sommation sur $\ln \tau_i$ où τ_i représente le $i^{\text{ème}}$ temps de relaxation de la déformation à effort constant. Si le spectre de temps de relaxation $G(\ln \tau_i)$ se réduisait à un seul temps τ alors l'angle de torsion relaxé α_R apparaissant dans le second terme de l'expression (1) suivrait une loi exponentielle telle que

$$\alpha_R(t) = (\alpha_{t=\infty} - \alpha_{\text{instantané}}) (1 - e^{-t/\tau}). \quad (2)$$

Le frottement interne serait alors maximum lorsque la pulsation propre ω' du pendule est égale à $1/\tau$. On peut s'attendre et cela s'est montré confirmé par l'expérience que le mécanisme responsable des phénomènes de relaxation observé soit fortement dépendant de la température T . Dans ce cas il semble possible d'utiliser une loi d'Arrhénius pour indiquer la dépendance du temps de relaxation en fonction de la température

$$\tau_i = \tau_{0i} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \quad (3)$$

où τ_{0i} = constante variant avec le solide utilisé et le processus physique responsable de la relaxation observée,

W = énergie d'activation,

k = constante de Boltzmann,

T = température absolue,

a) Détermination de la largeur du spectre supposé continu rectangulaire

Ce calcul se fait à partir des résultats expérimentaux de mesure de frottement interne $\text{tg } \delta(T)$. Pour cela on mesure la largeur du pic $\Delta(1/T)$ de frottement interne en fonction de l'inverse de la température à mi-hauteur du maximum. D'autre part le déplacement de la température T_m du maximum du pic en fonction de la fréquence des oscillations libres devrait en principe fournir la valeur de W . Toutefois, il faudrait pour cela couvrir plusieurs décades de fréquence f' ce qui n'est pas possible avec le montage tel qu'il se présente à l'heure actuelle. Pour déterminer W nous procédons à des mesures d'une autre nature décrites dans le paragraphe b).

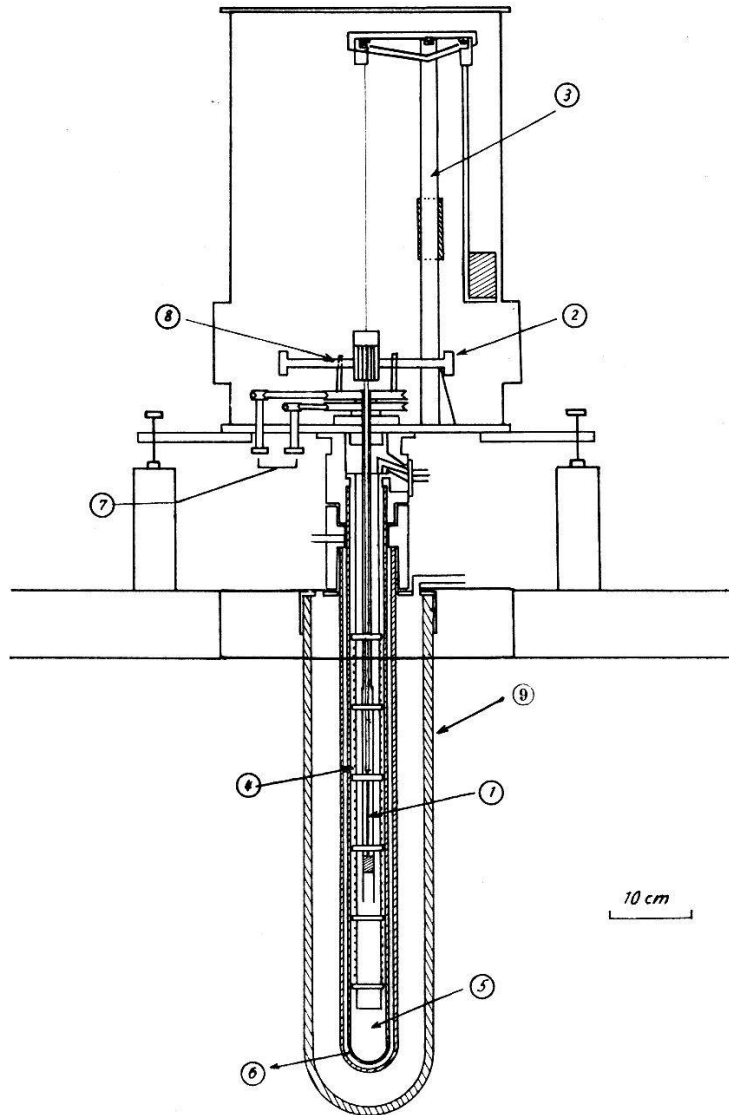


Fig. 1

Pendule inversé

- ① Echantillon étudié
- ② Balancier
- ③ Balance destinée à rendre minimum l'effort de traction agissant sur l'échantillon étudié
- ④ Four 600 W bobiné en 5 parties de manière à diminuer le gradient de température le long de l'échantillon étudié
- ⑤ Vide principal $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg
- ⑥ Vide réglable d'isolation thermique
- ⑦ Réglage de zéro mécanique
- ⑧ Système de lancement et d'entretien du mouvement en régime forcé
- ⑨ Dewar à N_2 liquide

Pour dépouiller les courbes expérimentales (fig. 2) on tient compte du fait que les phénomènes observés peuvent être dissociés en 2:

- 1) courbe en cloche révélant un phénomène de résonance;
- 2) diminution exponentielle de $\text{tg } \delta$ en fonction de $1/T$. Pour dépouiller

le phénomène qui nous intéresse on soustrait des courbes enregistrées la descente exponentielle et on peut montrer, pour un solide possédant un spectre $G(\ln \tau_i)$ particulier, que $\text{tg } \delta(T)$ prend la forme⁴⁾:

$$\text{tg } \delta = \text{tg } \delta_{\text{max}} \text{ sech} \left[\mu \frac{W}{k} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (4)$$

où μ = facteur d'élargissement du pic par rapport à un solide possédant 1 seul temps de relaxation.

Si l'on suppose pour simplifier que :

$$G(\ln \tau) = 1 \quad \text{pour} \quad \tau_1 < \tau < \tau_2$$

$$\text{et} \quad G(\ln \tau) = 0 \quad \text{pour} \quad \tau < \tau_1 \quad \text{et} \quad \tau > \tau_2$$

ce qui correspond à un spectre continu rectangulaire alors on tire la valeur de τ_1 et τ_2 à partir des courbes de même nature que celle de la figure 2.

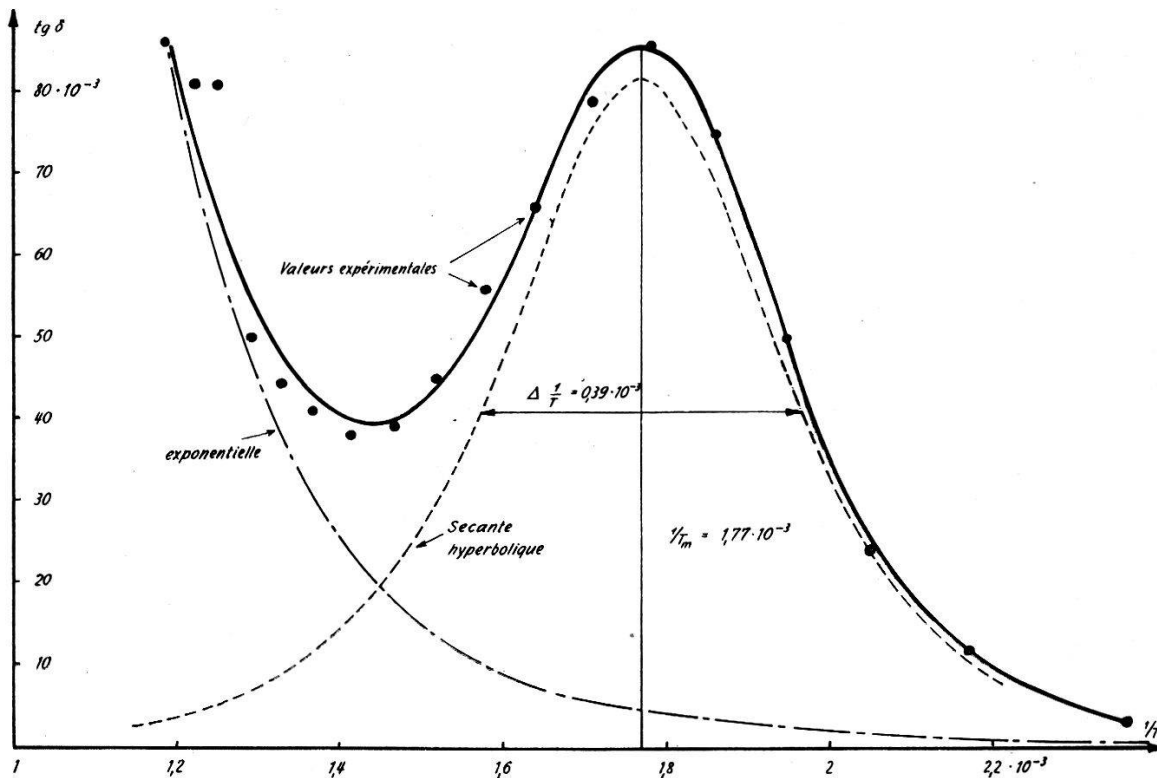


Fig. 2

Frottement interne, en régime libre, en fonction de l'inverse de la température absolue. Al. 99,999% polycristallin recuit 5 heures à 720° K, $f' = 1,32$ Hz

Nous donnons ci-dessous les résultats obtenus pour 2 fréquences f' différentes

<i>Expérience N° 1</i>	<i>Expérience N° 2</i>
$f' = 0,57 \text{ Hz}$	$f' = 1,32 \text{ Hz}$
$T_m = 557^\circ\text{K}$	$T_m = 566^\circ\text{K}$
$\Delta(1/T) = 0,37 \cdot 10^{-3}$	$\Delta(1/T) = 0,39 \cdot 10^{-3}$

On calcule à partir de ces valeurs (connaissant W par d'autres mesures)

$$\mu = 0,29, \quad \frac{\tau_2}{\tau_1} = 134$$

et pour

$$f' = 0,25 \text{ Hz} \quad \text{et} \quad T_m = 523^\circ\text{K}, \quad \tau_1 = 0,35'', \quad \tau_2 = 47''.$$

b) Détermination de l'énergie d'activation W

Pour déterminer W on mesure la variation relative du module de YOUNG en fonction de la fréquence pour différentes températures. Les résultats expérimentaux sont donnés dans la figure 3. L'excitation du mouvement se fait à l'aide d'un générateur d'ondes sinusoïdales très basses fréquences (0,5 mHz – 100 mHz) dont la tension V_s de sortie, pratiquement constante au cours de toute la série de mesure, est appliquée sur 2 bobines diamétralement opposées et créant un champ magnétique perpendiculaire à ce diamètre. Deux petits aimants en ferroxdure

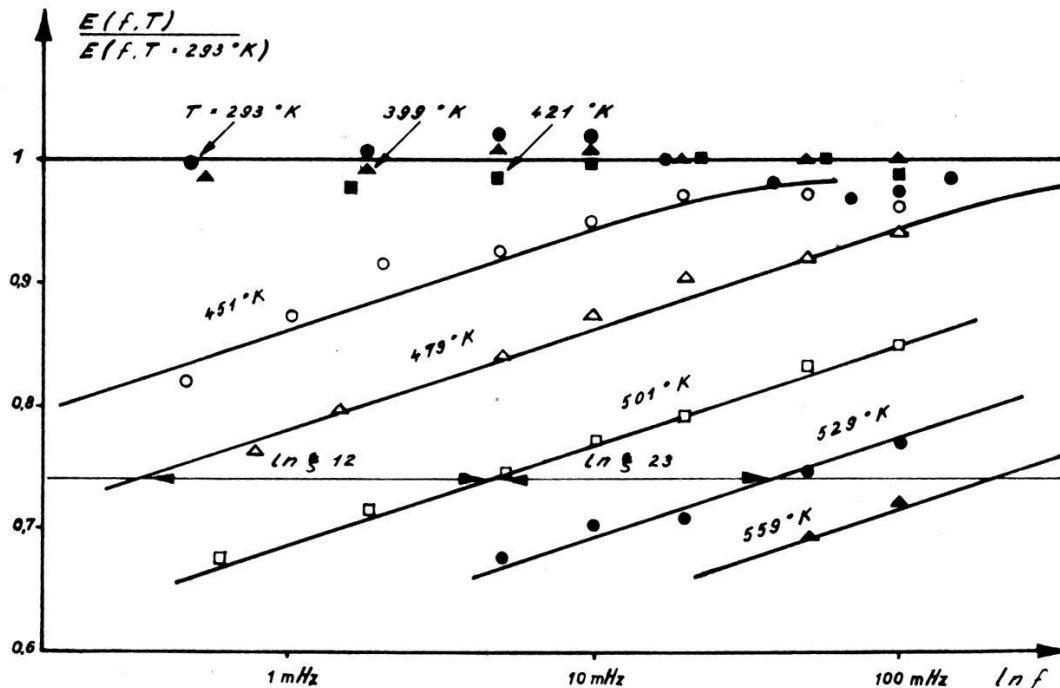


Fig. 3

Variation relative du module de YOUNG $E(f, T)$ en fonction du logarithme de la fréquence f en régime forcé

solidaires du balancier du pendule sont successivement attirés puis repoussés dans le champ. Pour déterminer la grandeur proportionnelle au module de YOUNG on fait le rapport entre la tension d'excitation V_s et l'angle de torsion maximum α_{\max} résultant du couple appliqué. On norme encore les valeurs en divisant le résultat obtenu à une température par la valeur obtenue à 293°K. La théorie montre que les résultats obtenus à 2 températures différentes T_1 et T_2 se déduisent l'un de l'autre par une affinité ξ_{12} de l'échelle des fréquences f_1, f_2 telle que :

$$f_2 = \xi_{12} f_1. \tag{6}$$

On doit avoir dans ces conditions :

$$\alpha_{\max}(T_1, f_1) = \alpha_{\max}(T_2, \xi_{12} f_1). \tag{7}$$

L'énergie d'activation W vaut alors :

$$W = \frac{k}{1/T_2 - 1/T_1} \ln \xi_{12}. \tag{8}$$

Les résultats expérimentaux de la figure 3 nous permettent de calculer W . On trouve :

$$W = 2,1 \text{ eV}.$$

La courbe représentée sur la figure 4 indique le déplacement de la température T_m du pic de frottement interne mesuré en régime libre lorsque la fréquence f' varie. Dans une représentation du type $\ln f' = F(1/T)$ la pente de la courbe 4 représente l'énergie d'activation W du processus.

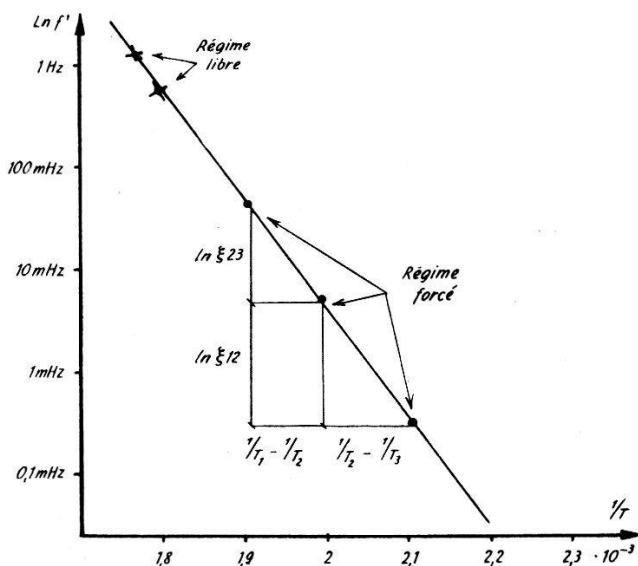


Fig. 4

Relation entre la fréquence et la température du maximum de frottement interne

Aussi ce sont les résultats obtenus (fig. 3) en régime forcé qui nous ont permis de déterminer cette pente et par conséquent d'extrapoler la courbe pour les basses fréquences f' difficilement atteignables en régime libre.

Remerciements

Nous remercions le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour la contribution financière qu'il a apportée à ce travail (crédit A 176). Nous voulons remercier aussi la Société Anonyme pour l'industrie de l'Aluminium de Neuhausen qui nous fournit toujours aussi aimablement les échantillons d'aluminium de haute pureté dont nous avons besoin.

Références

- 1) Recherche entreprise avec l'aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique (A 176).
- 2) B. SECRÉTAN, B. MARTINET, B. VITTOZ, ZAMP 13, 96 (1962).
- 3) KÊ, Phys. Rev. 71, 533 (1947).
- 4) P. G. BORDONI, Métaux et Corrosion, mars 1961, 427 (101–106).

Helikonen in Metallen

VON P. COTTI UND P. WYDER

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik,
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

UND A. QUATTROPANI

(Laboratorium für Festkörperphysik,
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint bald

Superconductivity of Cadmium Isotopes

BY J. L. OLSEN

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik,
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

Eine ausführliche Veröffentlichung wird in «Helvetica Physica Acta» erscheinen

Hall-Effekt flüssiger Metalle

von G. BUSCH und Y. TIÈCHE

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Mit einer Wechselstrom-Wechselfeld-Apparatur ist es gelungen, den elektrischen Widerstand und den Hall-Koeffizienten einiger geschmolzener Metalle in einem weiten Temperaturbereich zu messen. Folgende Werte für den Hall-Koeffizienten R_H und die Beweglichkeit μ wurden erhalten:

	R_H ber. $\cdot 10^{-11} \text{ m}^3/A \cdot \text{s}$	R_H gem.	μ $\cdot 10^{-4} \text{ m}^2/V \cdot \text{s}$	Temperatur $^{\circ}\text{C}$
Na	- 25,6	- 25	26,1	98
Zn	- 4,90	- 4,3 - 5,7	1,10	422 600
Cd	- 7,25	- 7,1	2,16	320-500
Hg	- 7,60	- 7,3	0,81	20-300
Ga	- 3,95	- 3,9	1,47	30-600
Ge	- 3,40	- 3,6	0,54	900-1010
Pb	- 5,05	- 1,9	0,21	400-600
Sb	- 3,87	- 4,4	0,41	630-980
Bi	- 4,30	- 2,6	0,20	271-800
Te	- 3,83	- 12,6		452 790

Die gemessenen Hall-Koeffizienten sind mit Ausnahme von Zn innerhalb eines Fehlers von ca. $10^0\%$ temperaturunabhängig und durchwegs negativ. Die berechneten Werte ergeben sich auf Grund der Annahme, dass die Zahl der freien Leitungselektronen pro Atom gleich der Zahl der Valenzelektronen des betreffenden Elementes ist. Mit Ausnahme der Abweichungen bei Pb und Bi, für welche noch keine Erklärung gegeben werden kann, ist die Übereinstimmung bemerkenswert. Es scheint, dass die elektrischen Eigenschaften geschmolzener Metalle weitgehend mit dem Modell des Gases freier Elektronen beschrieben werden können.

Tellur nimmt eine Sonderstellung ein. Der Temperaturgang der elektrischen Leitfähigkeit, des Hall-Effektes und der Elektronenbeweglichkeit kann sehr befriedigend erklärt werden, unter der Annahme, dass die bei niedriger Temperatur halbleitende Schmelze mit steigender Temperatur mehr und mehr metallisch wird.

Eine ausführliche Arbeit erscheint in «Physik der Kondensierten Materie».

Wärmeleitung und spezifische Wärme von Ag_2Se

VON Y. BAER, C. FRÖHLICH, E. STEIGMEIER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Erscheint demnächst in Z. f. Naturforschung

Ferroelectricity in SbSI

by E. FATUZZO, G. HARBEKE, W. J. MERZ, R. NITSCHKE, H. ROETSCHI, W. RUPPEL
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

A detailed publication will appear in the Physical Review

Absorptionskante von SbSI im elektrischen Felde

VON G. HARBEKE
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung

Zinc-Indium-Sulfide, a New Photoconductor

by R. NITSCHKE and W. J. MERZ
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

A number of papers have been published about the photoelectric properties of binary sulfides and selenides of the second and third subgroup of the periodic table. As a natural extension of this work we have investigated the corresponding ternary compounds of the type $\text{A}^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{III}}\text{X}_4$. ($\text{A}^{\text{II}} = \text{Zn, Cd, Hg}$; $\text{B}^{\text{III}} = \text{In, Ga}$ and $\text{X} = \text{S, Se}$.)

The existence of these compounds has been proved by x-ray analysis by HAHN¹). He obtained powdered samples by sintering together mixtures of the binary components AX and B_2X_3 . Since the melting points of these ternary compounds are high and dissociation is quite pronounced it is difficult to grow single crystals by conventional methods. We succeeded in growing single crystals several mm in size from the vapor phase by the method of chemical transport reactions using iodine as

the transporting agent²). This method utilizes the temperature dependence of the chemical equilibrium between the solid chalcogenide and gaseous iodine on the one hand, and the gaseous metal iodide and chalcogen on the other hand.

A preliminary survey of the photoelectric properties of these ternaries has been published elsewhere³). The band gap of these photoconductors is between 1.5 and 3.5 eV. This communication deals with the structure and the photoelectric properties of ZnIn_2S_4 .

Most of the ternary chalcogenides crystallize according to HAHN¹) either in the cubic spinel lattice (e. g. CdIn_2S_4 , HgIn_2S_4) or in the tetragonal thiogallate structure which is related to the chalcopyrite lattice. Since the structure of ZnIn_2S_4 was not yet known, an x-ray analysis was carried out, the details of which are reported elsewhere⁴). ZnIn_2S_4 forms a threefold primitive hexagonal-rhombohedral unit cell with the lattice constants $a = 3.85 \text{ \AA}$, $c = 37.06 \text{ \AA}$. The space group is $R3m - C_{3v}^5$. The unit cell consists of 12 closest-packed sulfur layers, the sequence of which in the c -direction is: ABCACABCBCAB... One half of the indium atoms occupy octahedral voids, the other half and the zinc atoms tetrahedral voids (Fig. 1). The cell can be subdivided into three stacks of 4 sulfur layers. The 4 sulfur layers in each

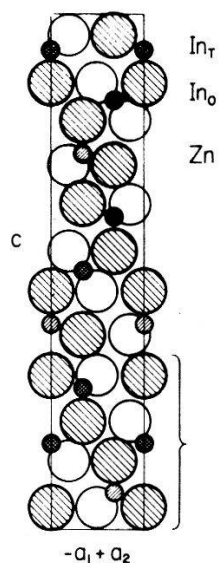


Fig. 1
Structure of ZnIn_2S_4

stack are bound together by 3 metal layers but no metal layers are present at the boundaries between the stacks. This explains the pronounced cleavage of ZnIn_2S_4 perpendicular to the c -axis and the mica-like appearance of the compound. If one compares the structure of ZnIn_2S_4

with the spinel or thiogallate structure of the other ternary chalcogenides one finds that all of them possess a closest packing of chalcogen atoms with the metal atoms located in tetrahedral and (or) octahedral voids. Specific for ZnIn_2S_4 is the more complicated periodicity of the sulfur layers and the fact that the indium atoms occupy both tetrahedral and octahedral sites.

The crystals had the form of yellow platelets (thickness 0.01–0.1 mm) up to $1 \times 1 \text{ cm}^2$ in size. The c -axis was perpendicular to the platelets. A sharp absorption edge was found at 4400 \AA (2.8 eV) as shown in Figure 2.

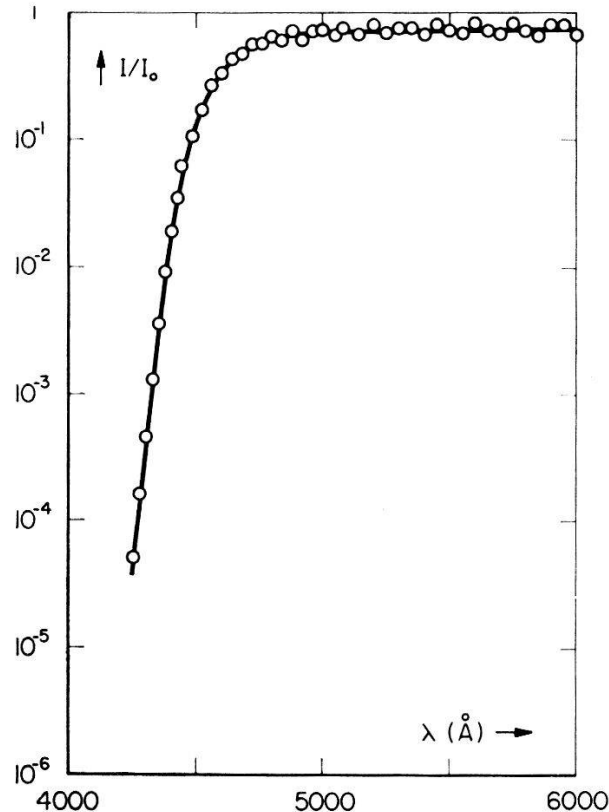


Fig. 2

Optical Absorption of ZnIn_2S_4 versus Wavelength

For electrical measurements indium electrodes spaced 0.5 mm were evaporated onto the plates. The dark resistivity was found to depend not only on the chemical purity of the starting material but also on the growth temperature. The resistivity increases with decreasing growth temperature. Optimal values of $10^{14} \Omega \text{ cm}$ were obtained for crystals grown around 700°C .

The spectral dependence of the photocurrent is shown in Figure 3. At the edge of the absorption a sensitivity of $S = 10^{-4} \Omega^{-1} \text{ cm}^2 \text{ Watt}^{-1}$ was determined. The ratio between photocurrent and dark current can

be as high as 10^9 . The rise- and decay time of the photocurrent was found to be of the order of 1 sec. From the sensitivity S and the Hall mobility $\mu = 100 \text{ cm}^2 \text{ Volt}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ the life time of the majority carriers (electrons) was calculated to be: $T = S h \nu / \mu e = 5 \text{ msec}$.

Doping ZnIn_2S_4 with Cu or Ag (10^{-3} to 10^{-4} mole/mole ZnIn_2S_4) does not increase the sensitivity appreciably. However the rise- and decay times are reduced to about 1 msec.

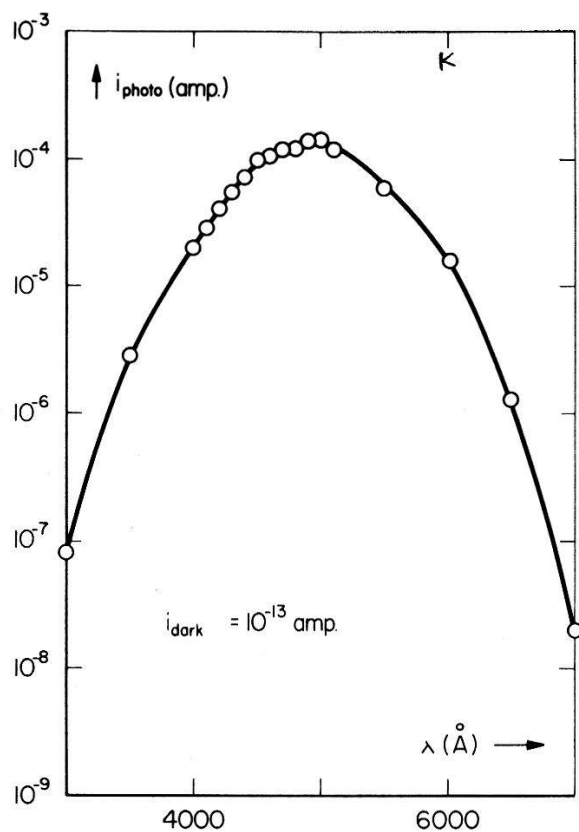


Fig. 3
Photoconductivity versus Wavelength for ZnIn_2S_4

An interesting question is whether one can estimate the band gap of ternary compounds from the band gaps of the binary components. Although the individual structures exhibit a large variety (sphalerite or wurtzite for ZnS , CdS , HgS ; wurtzite defect structures for In_2S_3 , Ga_2S_3 ; spinell, thiogallate and ZnIn_2S_4 structure for the AB_2X_4 compounds) they all possess closest packings of the chalcogen atoms with the metal atoms in tetrahedral and octahedral voids.

It therefore appeared justified to calculate the band gap of the ternaries as the arithmetic mean of the band gaps of the binary constituents. The following table shows that in first approximation this method leads to reasonable values.

	$\Delta E_{\text{measured}}$		$\Delta E_{\text{calculated}}$	$\Delta E_{\text{measured}}$
ZnS	3.65	ZnIn ₂ S ₄	2.8	2.9
In ₂ S ₃	2.0			
CdS	2.45	CdIn ₂ S ₄	2.25	2.3
In ₂ S ₃	2.0			
HgS	2.0	HgIn ₂ S ₄	2.0	2.0
In ₂ S ₃	2.0			
ZnSe	2.6	ZnIn ₂ Se ₄	1.9	1.8
In ₂ Se ₃	1.2			
CdSe	1.8	CdIn ₂ Se ₄	1.5	1.7
In ₂ Se ₃	1.2			

Similar, although somewhat less precise, relations are found for the gallium compounds but it has to be considered that accurate band gap data from single crystalline Ga₂S₃ and Ga₂Se₃ are not available. It thus appears that the band gaps of ternary chalcogenides can be expressed as the arithmetic mean of the band gaps of the binary components as long as the closest packing of the chalcogen atoms is maintained. Whether this rule also applies for ternaries in which the molar ratio of the binary components is not 1:1 is not known yet.

We wish to thank Mr. M. LICHTENSTEIGER for the preparation of the crystals and for his help in the measurements.

References

- 1) H. HAHN and W. KLINGLER, *Z. anorg. allg. Chem.* **263**, 177 (1950). – H. HAHN, G. FRANK, W. KLINGLER, A. MEYER, and G. STÖRGER, *Z. anorg. allg. Chem.* **271**, 153 (1953).
- 2) R. NITSCHKE, *J. Phys. Chem. Solids* **17**, 163 (1960); **21**, 199 (1961).
- 3) J. A. BEUN, R. NITSCHKE, and M. LICHTENSTEIGER, *Physica* **26**, 647 (1960); **27**, 448 (1960).
- 4) F. LAPPE, A. NIGGLI, R. NITSCHKE, and J. G. WHITE, *Z. Krist.* 1962 (in print).

Zur Elektro- und Elektrophotolumineszenz in ZnS-Einkristallen

von F. MATOSI

(Freiburg i. Br., Universität)

Im ersten Teil wurden Elektrolumineszenz-Leuchtwellen bei Stromdurchgang in ZnS-Einkristallen¹⁾ gedeutet mittels der Annahme einer Überlagerung von Driftbewegung im elektrischen Feld und Brownscher

Bewegung, wodurch der Rekombinationskoeffizient geschwindigkeitsabhängig wird. Für Einzelheiten sei auf die ausführliche Veröffentlichung verwiesen²⁾).

Sodann wurde ein Versuch zur Elektrophotolumineszenz eines ZnS-Einkristalls beschrieben, der demonstriert, dass der Gudden-Pohleffekt (Aufleuchten eines UV-erregten Phosphors bei Feldanlegung) kein Volumeneffekt ist. Untersuchungen über den Kapazitätsverlauf während der «Gudden-Pohl-Blitze» haben ergeben, dass die Elektronendichte im Volumen bei Feldanlegung abnimmt. Aus diesen und anderen Resultaten³⁾ geht hervor, dass der Gudden-Pohl-Blitz nicht auf der Zunahme der rekombinationsfähigen freien Elektronen im Volumen infolge Haftstellenentleerung beruhen kann. Wir nehmen an, dass das Feld zwar Elektronen aus Haftstellen im UV-erregten Volumen befreit, diese aber an den Rand zieht, wo die Elektronen rekombinieren und dort den Leuchtblitz erzeugen, während im Volumen eine Intensitätsabnahme erfolgt, die sich jedoch bei den bisherigen Messungen an Pulvern nicht räumlich vom Gudden-Pohleffekt trennen lässt. Diese Anschauung wird durch die folgende Beobachtung gestützt⁴⁾, die die räumliche Trennung beider Effekte aufzeigt.

An einen ZnS-Einkristall konnte mittels isolierter Elektroden ein Feld senkrecht zur *c*-Achse der pseudohexagonalen kubischen Zwillingskristalle angelegt werden. Der Kristall wurde in einem abgegrenzten Bereich zwischen den Elektroden durch UV erregt. Bei Feldanlegung nimmt die Photolumineszenz im Erregungsbereich ab, während praktisch gleichzeitig ein Leuchtblitz an der Anode auftritt. Die Intensität der Blitze hängt vom Besetzungszustand der Aktivatoren an der Oberfläche ab, der durch vorhergehende UV-Bestrahlung oder durch öftere Wiederholung des Rekombinationsvorgangs nach Abschaltung der Erregung variiert werden kann. Bei niedriger Temperatur (flüssige Luft) ist eine höhere Feldstärke zur Auslösung des Effekts nötig als bei Zimmertemperatur, was auf die wahrscheinliche Mitwirkung der Haftstellenbesetzung hindeutet, durch die die Zahl der freien Elektronen gesteuert wird. Qualitativ sind die Ergebnisse unabhängig davon, ob während der UV-Erregung selbst oder beim Abklingen der Photolumineszenz beobachtet wird. Weitere Versuche dazu sind im Gange.

Literatur

- 1) F. MATOSSI u. G. SCHMID, *Z. Physik* 166, 455 (1962).
- 2) F. MATOSSI, *Z. Physik* 168, 1 (1962).
- 3) F. MATOSSI, H. GUTJAHR u. D. SIEBERT, *Z. Naturfr.* 16a, 1391 (1961); H. GUTJAHR, *Z. Physik* 168, 193 (1962).
- 4) Nach Versuchen von G. SCHMID.

Messungen des Ausdehnungskoeffizienten von Metallen bei tiefen Temperaturen

von K. ANDRES

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik,
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint später

Messungen der Magnetostriktion von Yttrium-Eisen-Grant Einkristallen

von K. ANDRES

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik,
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

und B. LÜTHI

(IBM Forschungslaboratorium, Adliswil ZH)

Eine ausführliche Veröffentlichung erscheint später

Relation entre le modèle optique et la théorie de l'interaction directe pour la diffusion inélastique

par W. R. GIBBS et J. ROSSEL

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

La contribution du potentiel optique correspondant à la perte de particules incidentes par diffusion inélastique à mécanisme direct est calculée au moyen de la *théorie unifiée des réactions nucléaires* de FESH-BACH. On trouve que la partie imaginaire est en accord avec celle requise pour interpréter les caractéristiques expérimentales de la diffusion élastique. Une relation entre les paramètres V , R et a du potentiel de Woods-Saxon est dérivée et contrôlée à la lumière de résultats concernant la modèle optique. Cette relation permet de déterminer un paramètre de forme pour le potentiel nucléon-nucléon et peut être utilisée pour réduire le nombre de paramètres libres dans des calculs faisant appel au modèle optique.

(Cette communication fera prochainement l'objet d'une publication détaillée dans *Helv. Phys. Acta.*)

Calculs par approximation de Born et ondes distordues pour les réactions $\text{Ne}^{20, 22}(d, n)\text{Na}^{21, 23}$

par W. R. GIBBS, W. GRÜEBLER et J. ROSSEL
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

La réaction de stripping des deutons est utilisée depuis plusieurs années comme un moyen efficace d'étude en spectroscopie nucléaire. La théorie de BUTLER permet de prédire la parité et de limiter la valeur J d'un état. Elle ne peut cependant être appliquée qu'à des énergies assez élevées. Pour ces raisons, il a fallu introduire une correction qui tienne compte de la distorsion des ondes incidente et sortante causée par les potentiels de Coulomb et nucléaire. Cette version corrigée de la théorie est dénommée «Distorted Wave Born Approximation». On a pu constater que cette amélioration de la théorie de stripping permet de prédire certaines caractéristiques observées que la théorie de BUTLER ne pouvait expliquer, par exemple la polarisation de la particule sortante et la présence d'un pic vers l'arrière dans la distribution angulaire.

Cette communication présente les résultats d'une série de calculs concernant les mesures de la réaction $\text{Ne}^{20, 22}(d, n)\text{Na}^{21, 23}$ décrites dans la Réf. 1). La Figure a montre la distribution angulaire des neutrons pour le niveau fondamental du Na^{21} . La courbe pleine est le résultat du calcul D.W.B.A. pour $l = 2$, valeur suggérée par le noyau miroir. La courbe de BUTLER donne approximativement la même adaptation. On espérait que l'effet Coulombien de distorsion déplacerait le pic vers des angles plus grands avec le calcul D.W.B.A., mais comme on peut le voir l'adaptation reste toujours insatisfaisante. La Figure b montre le résultat des calculs pour $l = 3$. Il constitue une bonne adaptation sauf dans la région de 120° . La théorie de BUTLER livre également la meilleure adaptation pour $l = 3$.

Ainsi, pour le niveau fondamental du Na^{21} , les théories de BUTLER et d'ondes distordues sont en accord entre elles, mais contredisent le résultat attendu. Il y a plusieurs explications possibles, la plus vraisemblable étant que cet état ne peut pas être considéré comme un état à une particule indépendante.

La Figure c montre le premier état excité du Na^{21} . Dans ce cas également les deux théories sont en accord entre elles et donnent une bonne adaptation pour $l = 2$. On doit attendre que l'utilisation d'un potentiel à rayon d'action fini pour l'interaction proton-neutron améliore l'adaptation vers l'avant sans changer la distribution vers les grands angles.

La Figure d montre le niveau à 6,27 MeV du Na^{23} . Les deux théories conduisent essentiellement au même résultat, c'est-à-dire $l = 0$. On

pense qu'une meilleure fonction d'onde interne pourrait améliorer la concordance avec les résultats expérimentaux puisque une augmentation de la contribution due à l'intérieur du noyau devrait tendre à remplir la région située vers 40° .

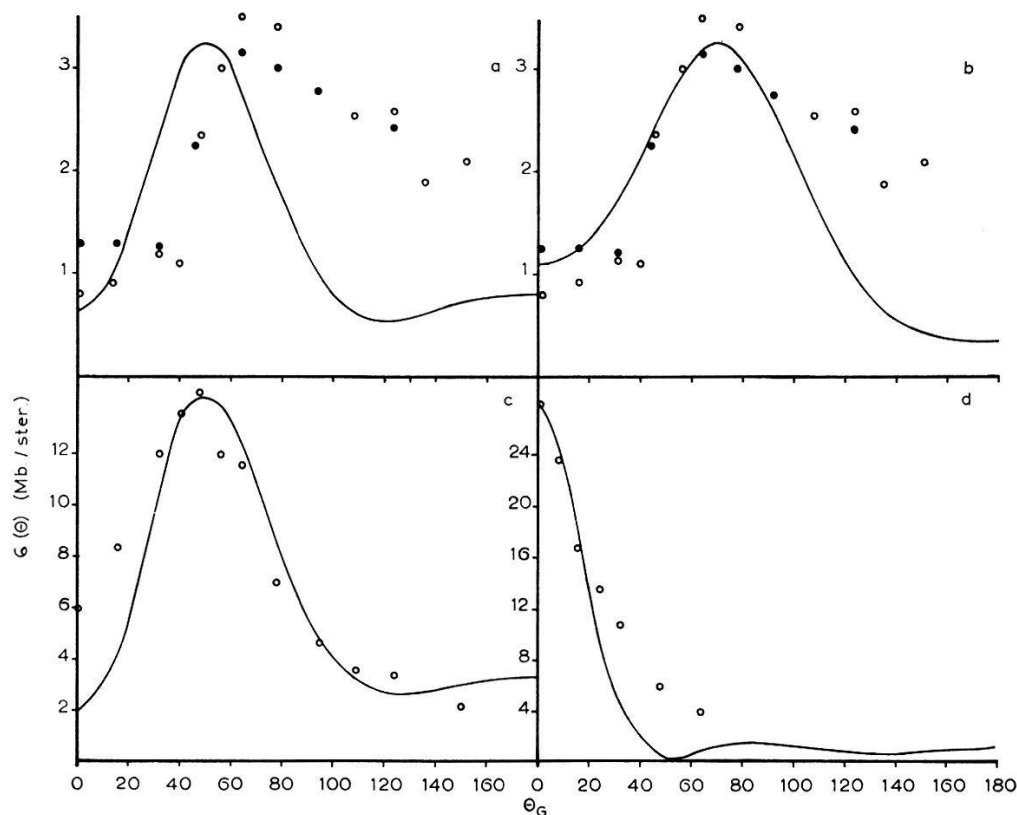


Fig. a-d

Les Figures e et f concernent le niveau à 7,21 MeV du Na^{23} . Cet état est particulièrement intéressant car la distribution angulaire montre une augmentation dans la direction arrière. La théorie D.W.B.A. peut en effet produire un pic vers l'arrière comme le montre la Figure f, alors que la théorie de BUTLER ne le peut pas. La courbe de la Figure f a été calculée au moyen d'une fonction d'onde d'état lié ne s'annulant pas, cependant que la courbe de la Figure e a été calculée sur la base d'une fonction d'onde à état lié s'annulant en un point. Ainsi la différence entre les deux courbes provient du stripping se produisant à l'intérieur du noyau. Dans ce cas, on pourrait obtenir en principe non seulement le nombre quantique orbital mais aussi le nombre quantique principal.

La Figure g concerne le niveau à 7,72 MeV du Na^{23} , calculée avec $l = 2$. La meilleure concordance obtenue avec la théorie de BUTLER est donnée par $l = 2$, alors que la théorie d'ondes distordues conduit au résultat $l = 1$, ainsi que le montre la Figure h. Donc pour ce niveau les deux théories sont en contradiction. Ce n'est pas très surprenant puisque

dans ce cas l'énergie du neutron est faible (1,65 MeV), par conséquent les effets de distorsion importants.

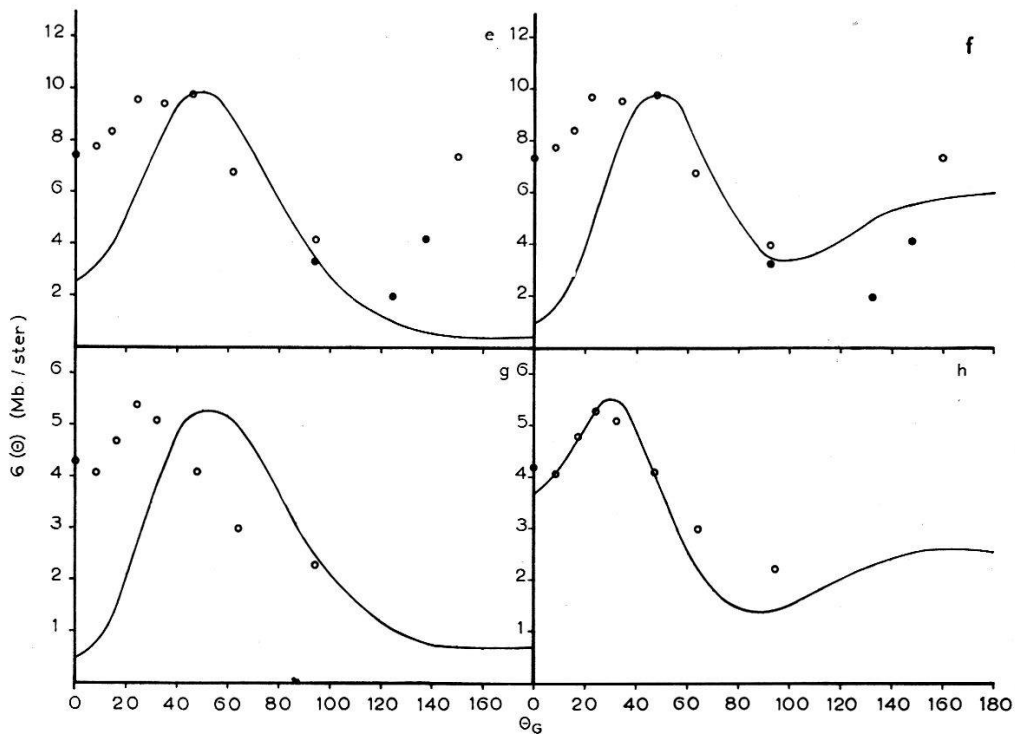


Fig. e-h

Nous remercions la Maison IBM qui a mis l'ordinateur 709 gracieusement à notre disposition pour les calculs.

Bibliographie

- 1) W. GRÜEBLER et J. ROSSEL, *Helv. phys. Acta* 34, 718 (1961).

Etude de la réaction de stripping $N^{14}(d, n)O^{15}$

par W. GRÜEBLER et J. ROSSEL

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

La distribution angulaire du doublet de O^{15} , composé des niveaux excités à 5,20 et 5,25 MeV ainsi que celle du niveau à 6,15 MeV ont été mesurées. L'énergie moyenne des deutons incidents valait $(2,83 \pm 0,05)$ MeV. Ces trois niveaux ont été étudiés antérieurement par EVANS¹⁾ entre 0 et 35°.

Le spectre des neutrons émis a été obtenu au moyen d'un spectromètre à focalisation de protons de recul. Les caractéristiques de ce

spectromètre ainsi que la construction de la cible à gaz sont décrites dans une publication antérieure²⁾. La résolution du spectromètre ne permet pas de séparer les niveaux du doublet. C'est pourquoi cette distribution angulaire contient les deux groupes de neutrons. Nous avons tenu à étendre nos mesures dans le domaine des grands angles et à déterminer la valeur absolue des sections efficaces différentielles. L'interprétation des maxima dans le domaine des petits angles des distributions angulaires observées a été faite à l'aide de la théorie de BUTLER. Un résumé des résultats est donné dans le tableau ci-dessous. La parité du niveau à 6,15 MeV est en contradiction avec le résultat de la réaction $C^{13}(He^3, n)O^{15}$ obtenu par un groupe à Oak Ridge³⁾. La structure des distributions angulaires dans le domaine des grands angles ne s'explique pas par la théorie de BUTLER. Un calcul basé sur la méthode des ondes distordues (D.W.B.A.) est en préparation.

Une publication plus complète paraîtra prochainement dans les *Helv. Phys. Acta*.

E^* (MeV)	5,20 + 5,25	6,15
Valeur Q (MeV)	$-0,15 \pm 0,06$	$-1,08 \pm 0,05$
l_p	0 + 2	1
Parité	+	-
$(d\sigma/d\omega)_{\max}$ (mb/sterad)	$3,0 \pm 0,7$	12 ± 2
$(2J+1)\theta^2$	$0,0005$ ($l = 0$)	$0,014$
	$0,026$ ($l = 2$)	

Bibliographie

- 1) W. H. EVANS *et al.*, Proc. phys. Soc. *A 66*, 108 (1953).
- 2) W. GRUEBLER et J. ROSSEL, *Helv. phys. Acta 34*, 718 (1961).
- 3) P. D. MILLER, ORNL, communication privée.

Mesure du 1^{er} niveau excité du Na^{21} à l'aide d'une coïncidence ($n-\gamma$)

par W. GRÜEBLER, J. SEYLAZ et J. ROSSEL
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Quelques travaux ont été consacrés à la réaction (d, n) du néon. Les niveaux inférieurs du Na^{21} sont restés peu connus. Les mesures de SWANN et MANDEVILLE¹⁾, D'AJZENBERG²⁾, de BENENSON³⁾ et de GRUEBLER et ROSSEL⁴⁾ indiquent qu'en particulier, l'énergie du premier niveau excité du Na^{21} est mal déterminée. Les résultats obtenus jusqu'ici par spectroscopie neutronique varient de 0,30 à 0,44 MeV.

La méthode expérimentale utilisée dans cette étude est de mesurer directement l'énergie des γ du premier niveau excité du Na^{21} . Cette méthode présente toutefois une difficulté. En effet, le faisceau de deutons nécessaire à la réaction de stripping $\text{Ne}^{20}(d, n \gamma)\text{Na}^{21}$ induit inévitablement la réaction associée $\text{Ne}^{20}(d, p \gamma)\text{Ne}^{21}$ dont l'énergie du premier niveau excité vaut 0,35 MeV. Les sections efficaces des deux

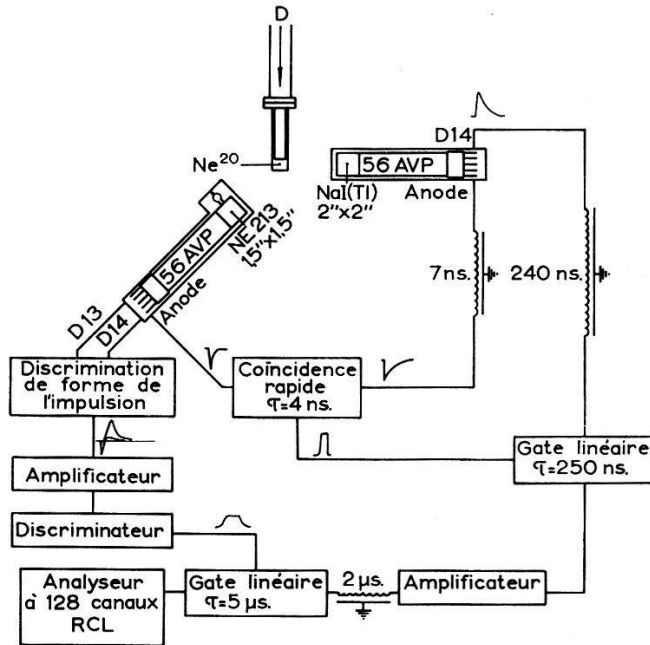


Fig. 1
Schéma de principe du dispositif

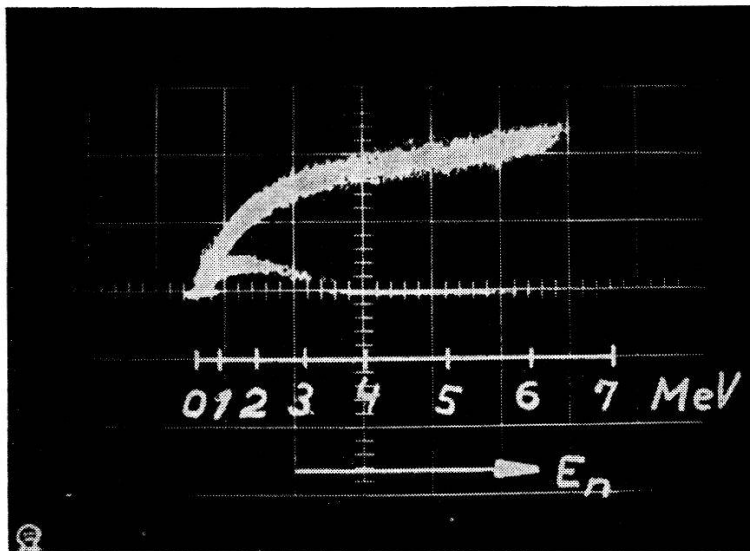


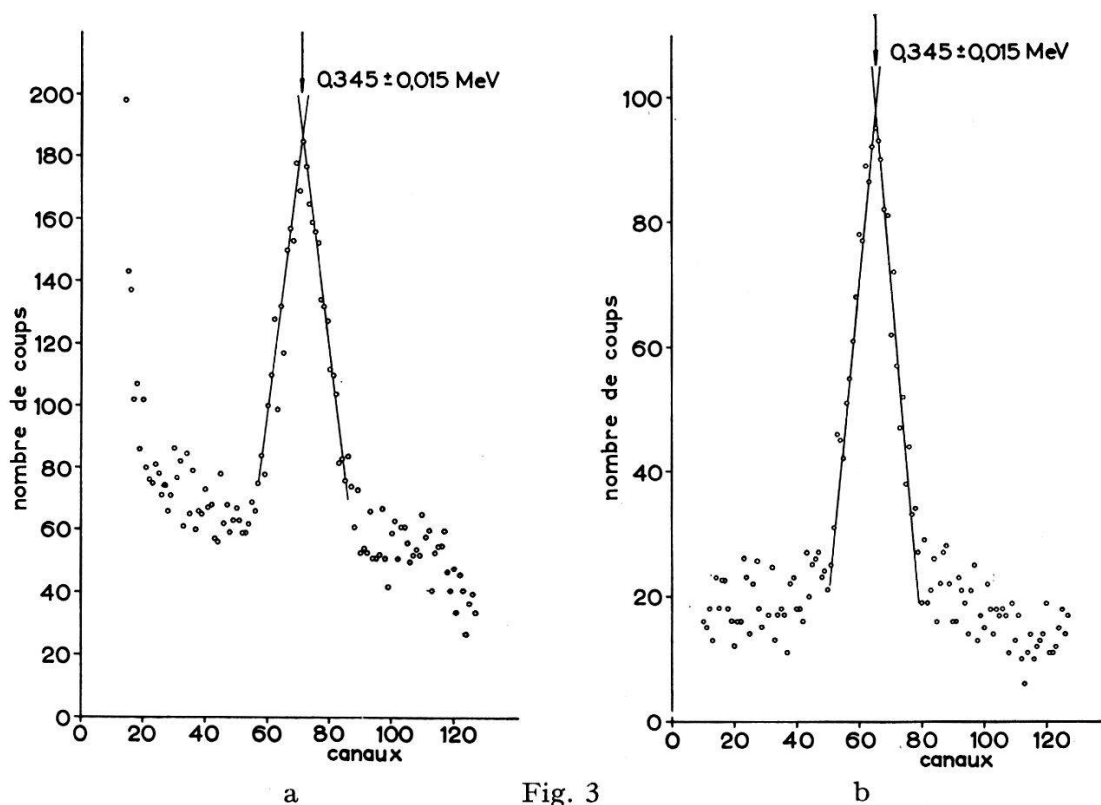
Fig. 2
Discrimination $(n-\gamma)$: amplitude de l'impulsion en fonction de l'énergie. Courbe supérieure: n , courbe inférieure: γ .

réactions étant sensiblement identiques, il est indispensable de construire un appareillage de mesure éliminant les γ de cette réaction.

Le schéma de principe du dispositif électronique est donné dans la figure 1. Il se divise en deux parties essentielles:

1. Le signal proportionnel à l'énergie des γ passe tout d'abord dans un premier gate commandé par une coïncidence rapide. La différence des temps de vol des n et des γ implique l'obligation de retarder de 7 ns le signal n de l'anode.

2. Le signal d'énergie traverse encore un second gate commandé par un signal dû aux n exclusivement. Pour ce dernier signal, un circuit a été réalisé sur la base du discriminateur de la forme des impulsions de W. DAENICK et R. SHERR⁵⁾. La photographie d'un oscillographe cathodique (fig. 2) montre sur un diagramme (amplitude de l'impulsion en fonction de l'énergie), la différence manifeste des signaux respectivement n et γ .



Mesures du spectre des γ : a) sans discriminateur, b) avec discriminateur

Nous donnons ici les résultats préliminaires de 2 mesures:

1. Sans le discriminateur de la forme des impulsions: figure 3a.

Résultat $0,345 \pm 0,015 \text{ MeV}$
 Rapport signal-bruit 3
 Résolution 23%

2. Avec discrimination: figure 3b

Résultat $0,345 \pm 0,015$ MeV
 Rapport signal-bruit 6
 Résolution 18%

L'erreur de la mesure est semblable dans les 2 cas car elle dépend essentiellement de l'étalonnage.

Nous constatons deux améliorations essentielles: d'une part, le bruit de fond est diminué d'un facteur 2 et d'autre part, la résolution est améliorée de 20%. La discrimination ($n-\gamma$) élimine les coïncidences fortuites (γ, γ). Le bruit de fond encore visible sur la figure 3b est essentiellement dû aux n des réactions $\text{Ne}^{22}(d, n)\text{Na}^{23}$ ($Q > 0$), $\text{C}^{12}(d, n)\text{N}^{13}$ et à ceux du groupe du niveau fondamental du Na^{21} dans la réaction $\text{Ne}^{20}(d, n\gamma)\text{Na}^{21}$. Il faut enfin remarquer que cette méthode de mesure donne des résultats plus précis que ceux obtenus par spectroscopie neutronique.

Bibliographie

- 1) S. P. SWANN et C. E. MANDEVILLE, *Phys. Rev.* 87, 215 (A) (1952).
- 2) F. AJZENBERG-SELOVE *et al.*, *Phys. Rev.* 124, 1548 (1961).
- 3) R. E. BENENSON et L. J. LIDOFKY, *Phys. Rev.* 123, 939 (1961).
- 4) W. GRUEBLER et J. ROSSEL, *Helv. phys. Acta* 34, 728 (1961).
- 5) W. DAENICK et R. SHERR, *R.S.I.* 32, 660 (1961).

Präzisionsbestimmung der Resonanzenergie und Halbwertsbreite der (p, γ)-Reaktionen an F^{19} und Al^{27} bei 872 und 992 keV

von A. RYTZ, H. H. STAUB, H. WINKLER und W. ZYCH
 (Physik-Institut der Universität Zürich)

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

Evaporation nucléaire dans Cu, Ag et Pt irradiés avec des neutrons de 500 MeV

par E. JEANNET et J. ROSSEL
 (Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article paraîtra prochainement dans *Helv. Phys. Acta*

Untersuchung des Kernphotoeffektes an Be mit diskreten Gammaenergien zwischen 5,4 und 9,0 MeV

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

Es wurde die Winkelverteilung der Photoneutronen von Be^9 für vier Gammaenergien zwischen 5,4 und 9,0 MeV gemessen. Als Gammaquelle diente die (n, γ) -Reaktion von thermischen Reaktorneutronen an den Elementen S, Ti, Fe und Ni. Ein $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$ Flüssigkeitsszintillator wurde als Neutronendetektor verwendet, wobei die Registrierung des Gammauntergrundes durch Anwendung einer Pulse-Shape-Diskriminierung unterdrückt wurde. Die Messungen ergaben eine Winkelverteilung von der Form $a + b \sin^2\theta$ mit folgenden Werten für a/b :

E_γ (MeV)	a/b
5,4	3,80
6,5	5,00
7,6	4,40
9,0	4,10

Die zugehörigen totalen (γ, n) -Wirkungsquerschnitte wurden nach zwei Methoden bestimmt: Einerseits durch Vergleich mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt der $D(\gamma, n)$ -Reaktion, sowie direkt über den bekannten Gammaflux, der mit einem $3'' \times 3''$ NaI-Kristall absolut gemessen wurde.

Sections efficaces et spectre de Bremsstrahlung des positons et électrons de 650 MeV dans le propane

par E. MALAMUD et R. WEILL
(Laboratoire de Recherches Nucléaires, EPUL, Lausanne)

A paraître prochainement

Spallation in Meteoriten

von J. GEISS, H. OESCHGER, U. SCHWARZ
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

erscheint in Cosmic Rays, Solar Particle and Space Research, Proc. of the International School of Physics «Enrico Fermi» (Academic Press 1962), und in Space Science Review.

Isotopenzusammensetzung von Ruthenium in Meteoriten

von J. FEITKNECHT

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

und W. HERR und W. HOFFMEISTER

(Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz,
sowie Institut für Kernchemie der Universität Köln)

Beim Vergleich der Isotopenzusammensetzung von meteoritischem mit terrestrischem Material zeigten sich bei einigen Elementen Anomalien, die sich in allgemeine und spezielle Anomalien unterteilen lassen. Die ersten zeichnen sich dadurch aus, dass die Unterschiede massenabhängig sind: z. B. sind die leichten Isotope des Bariums¹⁾ in einigen Steinmeteoriten systematisch angereichert und diejenigen des Molybdäns²⁾ aus Eisenmeteoriten relativ zur terrestrischen Zusammensetzung abgereichert. Die Deutung dieser Anomalien steht noch aus, doch weist die Massenabhängigkeit und ihre Größenordnung (höchstens einige Prozent pro Masse) auf Fraktionierungsprozesse bei der Entstehung der Himmelskörper hin.

Die bekannteste spezielle Anomalie ist der ¹²⁹Xe-Überschuss in einigen Steinmeteoriten, der im Meteoriten Richardton über 50% beträgt³⁾. Er lässt sich durch den radioaktiven Zerfall von ¹²⁹I erklären und dient zur Bestimmung der Zeit, die von der Elementsynthese bis zur Kondensation der Materie verstrich⁴⁾.

Die Isotopenanalysen an Ruthenium wurden mit einem 60°-Sektorfeld-Massenspektrometer ausgeführt. Die Ionenströme betragen 10⁻¹⁶–10⁻¹⁵ A und wurden mit einem Elektronenvervielfacher nachgewiesen. Zur Ionenerzeugung diente eine thermische Ionenquelle mit einem einzelnen Rhenium-Bändchen. Die störenden Mo- und Zr-Verunreinigungen des Rheniums konnten durch mehrstündiges Glühen im Vakuum so weit reduziert werden, dass die Korrektur für die Masse 98 höchstens einige Prozent betrug. Durch Messung der Massen 95 und 97 liess sich diese Korrektur mit genügender Genauigkeit ermitteln.

Nach dem Lösen der Eisenmeteorite in verdünnter Schwefelsäure wurde das Ruthenium mit CrO₃ verflüchtigt und in Thioharnstoff-Lösung aufgefangen.

Die ersten Isotopenanalysen wurden mit RuCl₃ durchgeführt, das aber bei den hohen, zur Ionisation notwendigen Temperaturen rasch verdampft und dadurch zuwenig stabile Ionenströme liefert. Deshalb wurden einige Mikrogramme RuCl₃ auf dem ausgeglühten Bändchen eingedampft und bei leicht erhöhter Temperatur in Wasserstoff-Atmosphäre zu metallischem Ruthenium reduziert. Dieses Verfahren gestattet,

während mehreren Stunden konstante Ionenintensitäten aufrechtzuhalten.

Die untersuchten Eisenmeteorite Tocopilla, Henbury und Mount Joy enthalten einige ppm Ruthenium⁵⁾. Mit Ausnahme des Meteoriten Mount Joy wurden alle Proben mehrmals gemessen. Das arithmetische Mittel der Einzelmessungen, die innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmen, ist in der Tabelle aufgeführt. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Meteoriten sind nicht signifikant, so dass es gerechtfertigt ist, den Mittelwert der meteoritischen Isotopenhäufigkeit zu bilden. Dieser weicht weniger als 1% vom terrestrischen Standard ab. Der schon 1956 gemessene Meteorit Carbo^{6) 7)} zeigt bei etwas grösseren Fehlern dasselbe Verhalten.

Isotopenverhältnisse von Ruthenium aus Meteoriten

	$\frac{^{96}\text{Ru}}{^{99}\text{Ru}}$	$\frac{^{98}\text{Ru}}{^{99}\text{Ru}}$	$\frac{^{100}\text{Ru}}{^{99}\text{Ru}}$	$\frac{^{101}\text{Ru}}{^{99}\text{Ru}}$	$\frac{^{102}\text{Ru}}{^{99}\text{Ru}}$	$\frac{^{104}\text{Ru}}{^{99}\text{Ru}}$
Tocopilla	0,432 ± 5	0,144 ± 2	0,983 ± 6	1,333 ± 9	2,472 ± 17	1,460 ± 11
Henbury	0,434 ± 5	0,143 ± 3	0,976 ± 11	1,339 ± 19	2,475 ± 24	1,473 ± 25
Mount Joy	0,435 ± 6	0,148 ± 4	0,995 ± 12	1,357 ± 18	2,489 ± 31	1,487 ± 22
Mittel der Meteorite . . .	0,434 ± 3	0,145 ± 2	0,985 ± 5	1,343 ± 7	2,479 ± 13	1,473 ± 9
Terrestrischer Standard .	0,433 ± 3	0,144 ± 1	0,989 ± 4	1,339 ± 8	2,479 ± 13	1,461 ± 7

Alle Proben mit Ausnahme von Mount Joy wurden mehrmals gemessen. Die angeführten Isotopenverhältnisse sind die arithmetischen Mittel der Einzelmessungen, die innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmen. Die angegebenen Fehler sind die dreifachen mittleren quadratischen Fehler des Mittelwertes.

In Eisenmeteoriten können spezielle Anomalien durch die folgenden Prozesse erzeugt werden:

1. Durch den Technetium-Zerfall entstehen die Ruthenium-Isotope 98 und 99. Ein Überschuss kann nur beobachtet werden, wenn ein unbekanntes Technetium-Isomer mit einer Halbwertszeit von mindestens 10^7 Jahren existiert, da die Meteorite nach der I-Xe-Datierung erst 10^8 Jahre nach der Elementsynthese ein abgeschlossenes System bilden.

2. Unter der Annahme, dass die Transurane bei der Elementsynthese in vergleichbaren Mengen wie Uran entstanden, ist eine Änderung der

Isotopenzusammensetzung durch spontane Kernspaltung nur möglich, wenn das U/Ru-Verhältnis grösser als 10^4 ist.

3. Bei schwereren Elementen als Eisen, deren Konzentration 0,01 ppm übersteigt, führt die durch die kosmische Strahlung induzierte Spallation nicht zu messbaren Isotopenunterschieden.

4. Der Einfang thermischer Neutronen erzeugt im Ruthenium keine Verschiebung der Isotopenhäufigkeiten, da die Einfangquerschnitte zu klein sind und zu viele Konkurrenzprozesse für schnelle und epithermische Neutronen in Eisenmeteoriten stattfinden.

Diese Überlegungen zeigen, dass beim Ruthenium keine speziellen Anomalien zu erwarten sind, wenn das meteoritische Material nicht wenigstens zum Teil durch andere elementsynthetische Prozesse als dasjenige der Erde entstand. Es wäre deshalb äusserst aufschlussreich, Meteorite zu finden, deren Isotopenzusammensetzung von der normalen abweicht. Da auch den ersten Xenon- und Barium-Analysen kein Erfolg beschieden war, lohnt es sich, die Untersuchung fortzusetzen.

Literatur

- 1) S. UMEMOTO, J. Geophys. Res. 67, 375 (1962).
- 2) R. MURTHY, J. Geophys. Res. 67, 905 (1962).
- 3) J. H. REYNOLDS, Phys. Rev. Letters 4, 8 (1960).
- 4) G. J. WASSERBURG, W. A. FOWLER und F. HOYLE, Phys. Rev. Letters 4, 112 (1960).
- 5) T. HARA und E. B. SANDELL, Geochim. cosmochim. Acta 21, 145 (1960).
- 6) P. EBERHARDT, Dissertation, Bern (1956).
- 7) W. HERR, E. MERZ, P. EBERHARDT, J. GEISS, C. LANG und P. SIGNER, Geochim. cosmochim. Acta 14, 158 (1958).

Elastische Streuung von 9-MeV-Gammaquanten an U und Pb

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

Es wurde die elastische Streuung von 9-MeV-Gammaquanten an U und Pb gemessen. Als Gammaquelle wurde die (n,γ) -Reaktion an Ni verwendet. Target und Kollimation befinden sich im Tangentialkanal des Reaktors «Saphir». Die gestreuten Gammaquanten wurden mit einem Szintillationsspektrometer registriert, das zusätzlich eine Verstärkungsstabilisierung und eine pile-up-Unterdrückung enthält.

Der allgemeine Verlauf des gemessenen elastischen differentiellen Wirkungsquerschnittes stimmt gut mit den theoretischen Voraussagen überein.

Da eine Zerlegung der verschiedenen Streukomponenten auch auf Grund ihrer verschiedenen Energie- und Z -Abhängigkeit möglich ist, werden weitere Messungen mit anderen Gammaenergien und anderen Streuelementen durchgeführt.

Messung des Polarisationsvermögens von Sauerstoff für d, d -Neutronen von 2,5–3,2 MeV Energie

VON P. HUBER, J. DURISCH, R. GLEYVOD und E. BAUMGARTNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Deuteriumionen wurden mit einem 1-MV-Kaskadengenerator beschleunigt und in einem dicken Target aus schwerem Eis zur Reaktion gebracht. Die entstehenden polarisierten Neutronen wurden an einem Streukörper aus flüssigem Sauerstoff gestreut und die azimutale Asymmetrie mit Proportionalzählrohren gemessen. Statt den Azimutwinkel durch Schwenken der Zählrohre zu verändern, wurde die Polarisation der einfallenden Neutronen in einer Ebene senkrecht zum Strahl um $+90^\circ$ oder -90° gedreht. Dies geschah durch Präzession der magnetischen Momente der Neutronen in einem durch ein Solenoid erzeugten Magnetfeld (HILLMAN *et al.*¹⁾, DUBBELDAM²⁾), das parallel oder antiparallel zum Strahl gerichtet war.

Zur Reduktion des Untergrundes waren die Zählrohre mit einer Paraffinabschirmung von mindestens 30 cm Dicke umgeben.

Die Messergebnisse sind in der Tabelle zusammengestellt. Dabei bedeuten:

- E_d die Deuteronenenergie,
- E_n die mittlere Neutronenenergie im Laborsystem,
- P_1 die Polarisation der einfallenden Neutronen, deren Richtung senkrecht zur Reaktionsebene steht,
- P_2 das Polarisationsvermögen des streuenden Kerns und
- θ der Streuwinkel im Schwerpunktsystem.

E_d	E_n	$\cos\theta$	P_1	P_2
350 keV	2,84 MeV	+ 0,60	0,12	$(-33 \pm 9) \cdot 10^{-2}$
		+ 0,17		$(+32 \pm 13) \cdot 10^{-2}$
		- 0,33		$(+67 \pm 18) \cdot 10^{-2}$
550 keV	2,98 MeV	+ 0,60	0,16	$(-29 \pm 8) \cdot 10^{-2}$
		+ 0,17		$(+18 \pm 8) \cdot 10^{-2}$
		- 0,33		$(+94 \pm 8) \cdot 10^{-2}$

Sämtliche Werte sind für Doppelstreuung korrigiert, die zwischen 20–40% der Einfachstreuung betrug.

Von verschiedenen Autoren wurden totale und differentielle Querschnitte nach Streuphasen analysiert. Alle diese Analysen geben den Verlauf unseres gemessenen Polarisationsvermögens nicht wieder. Insbesondere wird bei der kleineren Energie ein konstantes Vorzeichen der Polarisation für alle Streuwinkel vorausgesagt, im Widerspruch zum vorliegenden Experiment.

Literatur

- ¹⁾ P. HILLMAN, G. H. STAFFORD und C. WHITEHEAD, *Nuov. Cim.* 4, 67 (1956).
²⁾ P. S. DUBBELDAM, Dissertation Amsterdam 1959 und *Nucl. Instr.* 4, 234 (1960).

Messung des Polarisationsvermögens von Kupfer und Zirkon für d, d -Neutronen von 3,4 MeV

VON E. BAUMGARTNER, J. DURISCH, R. GLEYVOD und P. HUBER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Mit der gleichen Versuchsanordnung wie in der vorhergehenden Arbeit wurde das Polarisationsvermögen von Kupfer und Zirkon in Abhängigkeit des Streuwinkels θ bei einer mittleren Neutronenenergie $E_n = 3,16$ MeV gemessen. In der folgenden Tabelle sind die Messergebnisse zusammengestellt.

Hierbei bedeuten: E_d die Deuteronenenergie,
 P_1 die Polarisation der einfallenden Neutronen und
 P_2 das Polarisationsvermögen des streuenden Kernes.

	E_d	E_n	$\theta_{\text{Lab.}}$	P_1	P_2
Cu	800 keV	3,16 MeV	50°	0,10	$(-47 \pm 14) \cdot 10^{-2}$
			65°		$(-46 \pm 15) \cdot 10^{-2}$
			77°		$(+32 \pm 14) \cdot 10^{-2}$
			90°		$(+23 \pm 13) \cdot 10^{-2}$
			106°		$(-17 \pm 12) \cdot 10^{-2}$
			120°		$(-1 \pm 14) \cdot 10^{-2}$
Zr	800 keV	3,16 MeV	50°	0,10	$(+40 \pm 13) \cdot 10^{-2}$
			65°		$(-19 \pm 9) \cdot 10^{-2}$
			77°		$(-40 \pm 12) \cdot 10^{-2}$
			90°		$(-77 \pm 13) \cdot 10^{-2}$
			106°		$(-85 \pm 25) \cdot 10^{-2}$
			120°		$(-74 \pm 26) \cdot 10^{-2}$

Alle P_2 -Werte sind auf Doppelstreuung korrigiert. Sie betrug 20–55% der Einfachstreuung. Ein von R. CASWELL¹⁾ für Kupfer mit dem optischen Modell berechneter Verlauf schmiegt sich in recht befriedigender Weise den experimentellen Werten an.

Literatur

¹⁾ R. CASWELL (private Mitteilung).

**Erste Aufnahmen mit der 170-cm-Wilsonkammer
in einem neutralen Teilchenstrahl am CERN-Protonensynchrotron**

von W. BEUSCH

(CERN-ETH Wilsonkammer-Gruppe)

Eine Beschreibung der Wilsonkammer und die Resultate des Experiments an K_2^0 -Mesonen werden demnächst erscheinen

**Messung der Polarisation von Neutronen aus der (d, T) -Reaktion
mit polarisierten Deuteronen**

VON H. R. STRIEBEL, F. SEILER, W. HAEBERLI, E. BAUMGARTNER UND P. HUBER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Experimente an der $T(d, n)He^4$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen aus der Basler Quelle¹⁾ wurden weitergeführt. Gegenstand der Messungen war die transversale Polarisation der unter 90° zur Flugrichtung der Deuteronen emittierten Neutronen. Gleichzeitig wurde die Tensorpolarisation des Deuteronenstrahles neu bestimmt und wiederum die zu erwartende Azimutunabhängigkeit der Neutronenemission bei 90° überprüft.

Zum Nachweis der Neutronenpolarisation diente die Streuung an He^4 , dessen Analysatorvermögen von LEVINTOV²⁾ und PASMA³⁾ aus den Streuphasen von SEAGRAVE⁴⁾ berechnet wurde. Die Auswahl der gewünschten Streuwinkel geschah mit Hilfe eines Röhrenkollimators, der zwischen zwei Zählrohren eingebaut war. Rückstoskerne, die durch den Kollimator vom ersten ins zweite Zählrohr gelangten, wurden als Koinzidenzimpulse registriert. Durch Verwendung zweier Zählrohrpaare konnte die Streuung nach links und nach rechts gleichzeitig beobachtet werden. Um eine allfällige apparativ bedingte Asymmetrie auszuschliessen, erfolgten die Messungen mit einem Deuteronenstrahl, dessen

Vektorpolarisation abwechselungsweise positiv, null und negativ war. Das Vorzeichen der Vektorpolarisation wurde umgedreht durch Umpolen des Übergangsfeldes und des Magnetfeldes am Ionisierungsort, welches die Spinrichtung der Deuteronen festlegt. Unpolarisierte Deuteronen erhielt man, indem molekulares Deuterium direkt ins Ionisierungsgehäuse eingelassen wurde.

Im Mittel wurde eine Koinzidenz pro Minute bei einem Untergrund von 0,08 registriert. Der Grad der transversalen Neutronenpolarisation betrug $P_1^n = 0,210 \pm 0,026$, was einer Vektorpolarisation des einfallenden Deuteronenstrahles von $P_3^{(d)} = 0,199 \pm 0,025$ entspricht. Im Einklang mit der Theorie der (d, T) -Reaktion war die Neutronenpolarisation entgegengesetzt gerichtet zur Vektorpolarisation der Deuteronen. Die aus der Winkelverteilung der Neutronen bestimmte Komponente der Tensorpolarisation des Deuteronenstrahles betrug $P_{33} = -0,204 \pm 0,001$. Die Ergebnisse sind in befriedigender Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Verhalten der Quelle.

Literatur

- 1) H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER, Helv. phys. Acta 34, 58 (1961).
- 2) I. I. LEVINTOV, A. V. MILLER und V. N. SHAMSHEV, Nucl. Phys. 3, 221 (1957).
- 3) P. J. PASMA, Dissertation Groningen 1958, Nucl. Phys. 6, 141 (1958).
- 4) J. D. SEAGRAVE, Phys. Rev. 92, 1222 (1953).

n' - γ -Winkelkorrelation für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ bei 2,0 MeV

VON T. NIEWODNICZAŃSKI*), P. SCHÜRMAN und M. P. STEIGER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Als Beitrag zum Messprogramm der unelastischen Neutronenstreuung wurde die n' - γ -Winkelkorrelation für $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ gemessen. Die theoretischen Korrelationsfunktionen zeigen eine grosse Abhängigkeit vom angenommenen Reaktionsmechanismus: Beim statistischen Modell ist die Korrelationsfläche punktsymmetrisch bezüglich $\theta_{n'} = 90^\circ$, $\theta_\gamma = 90^\circ$, d. h. $W(\theta_{n'}, \theta_\gamma, \varphi) = W(\pi - \theta_{n'}, \pi - \theta_\gamma, \varphi)$. Im Gegensatz dazu zeigt die Direktanregung keine solche Symmetrie; es ist dort bei $\theta_{n'} = \text{const.}$ eine Symmetrie bezüglich des Rückstosswinkels zu erwarten. Aus diesem Grunde wurden für die Messung 48 Winkelpaare ausgewählt: es wurden symmetrische Punkte gemessen, die, im Gegensatz zu früheren Arbeiten, über einen möglichst ausgedehnten Winkelbereich verteilt waren.

*) Beurlaubt vom Institut für Kernphysik, Warschau.

Die Messung wurde aus Intensitätsgründen in Ringgeometrie durchgeführt. Der elektronische Teil der Apparatur bestand aus einer üblichen Fast-Slow-Koinzidenzanordnung mit einer Auflösung von $2\tau = 12,2$ nsec. Um das zweite Niveau von ^{56}Fe nicht anzuregen, musste die Neutronenenergie kleiner als 2,16 MeV gehalten werden. Das wurde bei der $D-D$ -Reaktion mit 600 keV-Deuteronen unter 135° erreicht. Der Streukörper bestand aus pulverförmigem, natürlichem Eisen.

Die Messresultate weisen eine Symmetrie gemäss dem statistischen Modell auf, zeigen aber eine Bevorzugung der Neutron-Vorwärtsstreu-richtungen. Die gemessenen Werte der Korrelation für die Vorwärtsstreu-richtungen der unelastisch gestreuten Neutronen liegen höher als die entsprechenden symmetrischen Werte für die Rückwärtsstreu-richtungen. Diese Symmetrieabweichung muss wohl dadurch erklärt werden, dass der Reaktionsmechanismus durch Direktanregung beeinflusst ist oder dass die statistische Annahme der Zwischenkerntheorie nicht erfüllt wird.

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

Mesure du rendement lumineux de la solution scintillante NE 213 aux protons de recul

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

Le calcul de l'efficacité, même relative, d'un scintillateur organique pour un spectre étendu de neutrons rapides – quelques centaines de keV à 14 MeV – nécessite la connaissance du rendement lumineux de ce scintillateur aux protons de recul du domaine considéré. La solution scintillante NE 213 (xylène + naphthalène + activateurs + POPOP), que l'on peut obtenir en capsules scellées de Nuclear Enterprises Ltd, Edinburgh, permet une très bonne discrimination de forme entre les impulsions dues à des protons et celles dues à des électrons, donc entre neutrons et gamma; jusqu'à ce jour, cette maison n'a pas été en mesure de fournir la courbe donnant le rendement lumineux de ce scintillateur aux protons. La mesure décrite ici avait été décidée et commencée lorsqu'un travail important et récent de M.M. BATCHELOR et collaborateurs¹⁾, donnant entre autres la courbe désirée, vint à notre connaissance.

Le principe de notre mesure, décrit ci-dessous, est d'ailleurs différent (voir la fig. 1): le scintillateur étudié NE 213 de $2'' \times 2''$, monté sur un photomultiplicateur 56 AVP, est irradié par des neutrons de 14,1 MeV (réaction $d-T$) fournis par un générateur électrostatique SAMES de

150 keV; les protons de recul créés correspondant aux neutrons diffusés élastiquement sous un angle θ (dans le laboratoire) ont une énergie bien déterminée $E_p = E_n \cdot \sin^2 \theta$, avec $E_n = 14,1$ MeV.

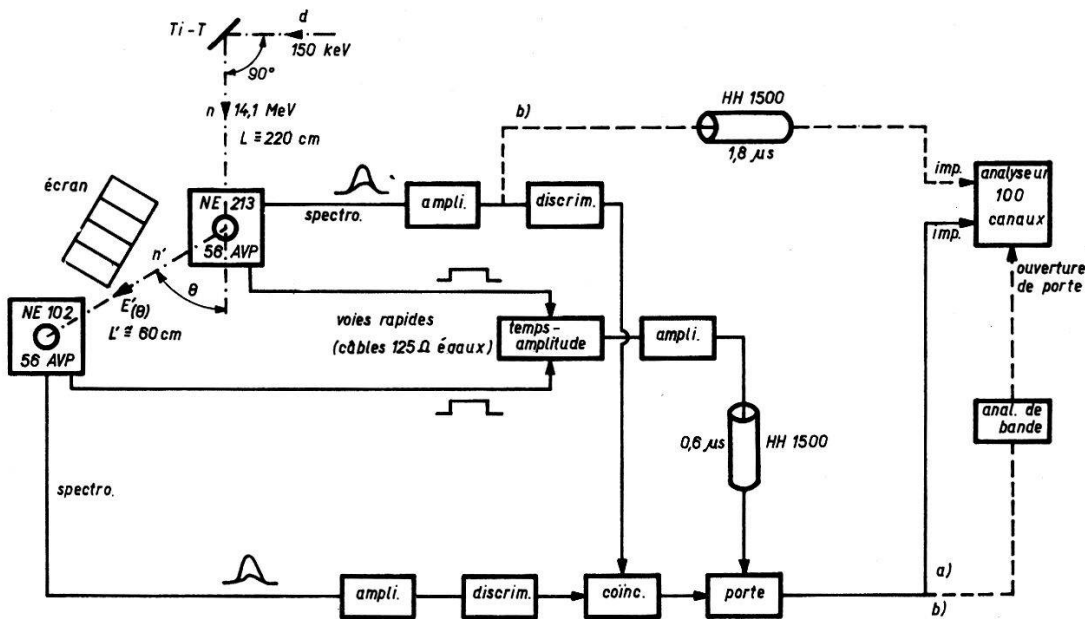


Fig. 1

Schéma bloc de l'expérience

En traits forts, variante a): sélection de l'énergie par relevé du spectre de temps de vol

En traits forts et variante b) (traitille): détermination de l'amplitude sélectionnée

La courbe donnant le rendement lumineux en fonction de l'énergie E_p peut ainsi être obtenue point par point; chaque mesure correspondant à un angle θ , donc à une énergie E_p , se fait en deux étapes. Dans la première, les neutrons diffusés élastiquement sous l'angle θ sont sélectionnés par une mesure de temps de vol, un scintillateur plastique NE 102 de $2'' \times 2''$, monté sur un P.M. 56 AVP, servant de second détecteur: le spectre de temps de vol, après conversion temps-amplitude et amplification, fait apparaître un pic sur l'analyseur à 100 canaux (type CDC). La seconde étape consiste à faire passer ce spectre par un analyseur de bande commandant l'ouverture de la porte à l'entrée de l'analyseur à 100 canaux, de sorte qu'elle ne soit ouverte que par les impulsions se trouvant dans le pic identifié précédemment, c'est-à-dire par les neutrons de l'énergie sélectionnée; du spectre de protons de recul du NE 213 introduit à l'entrée-impulsions de l'analyseur à 100 canaux n'est enregistrée alors, sous forme d'un pic, que la portion correspondant à l'énergie sélectionnée, à la résolution près.

Six points différents de la courbe cherchée ont été ainsi mesurés; le septième correspond à 14,1 MeV, maximum d'énergie du spectre de

protons de recul. Ce spectre a par ailleurs été relevé lors de chaque mesure, le point d'inflexion à l'extrémité ($E_p = 14,1$ MeV) servant de normalisation. Les mesures pour des angles θ proches de 0° ou de 90° sont difficiles, si ce n'est impossibles; elles correspondent en effet à la détection de protons de faibles énergies, soit sur le NE 213, soit sur le NE 102; à cette difficulté s'ajoute le problème de la géométrie, pour les petits angles, et le fait que la probabilité de diffusion tend vers zéro lorsque l'angle tend vers 90° . La précision de la mesure de l'angle conditionne l'indétermination sur l'énergie; quant à la mesure de l'amplitude relative, son imprécision est liée d'une part à la définition d'un pic sur l'analyseur à 100 canaux (influencée par la résolution de la mesure de temps de vol et par la largeur de bande choisie), d'autre part à la détermination de la référence d'amplitude (14,1 MeV).

Le convertisseur temps-amplitude utilisé (circuit à trois diodes) a déjà été décrit²⁾. La linéarité de la voie spectrométrique d'analyse, celle du photomultiplicateur spécialement, a été particulièrement soignée; les impulsions étaient prises sur la 11^e dynode. Le rendement lumineux du même scintillateur aux électrons a été mesuré à l'aide de deux sources gamma, Cs 137 et Zn 65; il est linéaire. Cette référence est également reportée sur le graphique de la figure 2. Si l'on exprime arbitrairement le rendement lumineux pour les électrons en fonction de l'énergie par: $L_e = E_e$, alors le rendement pour les protons peut s'écrire:

$$L_p = a E_p + b E_p^2 \quad (0 < E_p < \sim 4 \text{ MeV}),$$

$$L_p = c E_p - d \quad (\sim 4 \text{ MeV} < E_p < 14 \text{ MeV})$$

les coefficients, sans dimensions, ayant pour valeur:

	BATCHELOR
$a = 0,26 \pm 0,03$	0,215
$b = 0,030 \pm 0,003$	0,028
$c = 0,60 \pm 0,01$	0,60
$d = 0,90 \pm 0,02$	1,28

Il y a deux différences essentielles entre les résultats de M. M. BATCHELOR et collaborateurs et les nôtres: 1° L'extrapolation de la partie linéaire coupe l'axe des énergies respectivement à 2,1 MeV et 1,5 MeV. 2° La portion non linéaire s'étend respectivement jusqu'à 8 MeV et 4 MeV. Ces différences peuvent provenir d'une part d'estimations non concordantes du maximum d'un spectre de protons de recul, d'autre part d'une non identité possible des deux solutions mesurées.

Ce travail entre dans le cadre du programme de recherches poursuivi grâce à l'aide financière de la Commission pour la Science Atomique du

Fonds National suisse de la recherche scientifique, que nous tenons à remercier.

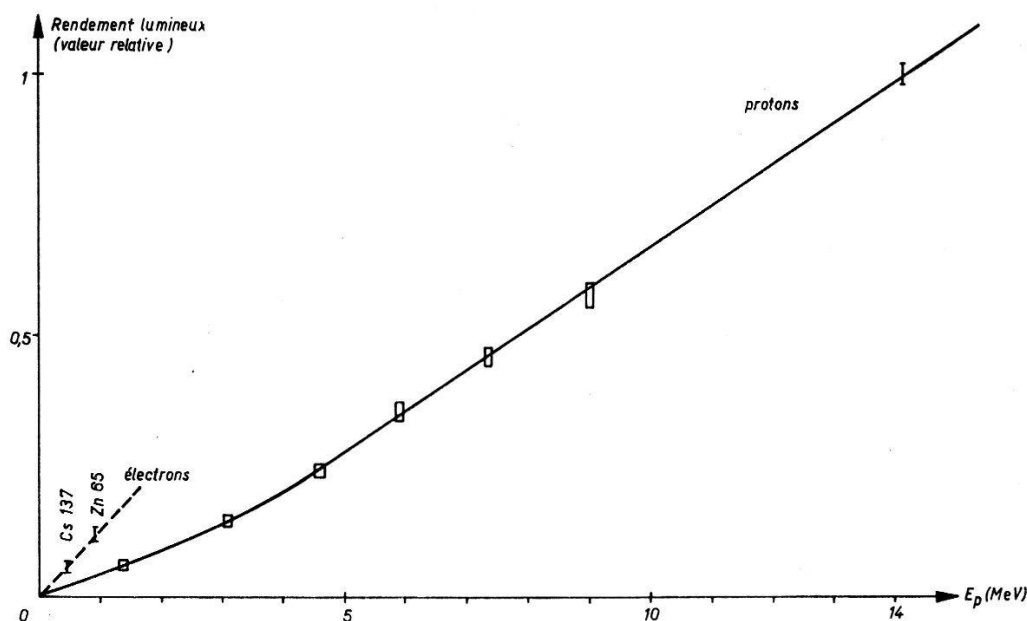


Fig. 2

Rendement lumineux de la solution scintillante NE 213 aux protons de recul

Enfin, il nous reste l'agréable devoir d'exprimer notre gratitude à Monsieur le Professeur CH. HAENNY, directeur du Laboratoire, ainsi qu'au personnel technique, pour leurs contributions respectives à ce travail.

Références

- 1) R. BATCHELOR et coll., *Nucl. Inst. & Meth.* 13, 70 (1961).
- 2) G. A. GRIN et coll., *Helv. phys. Acta* 36, 490 (1961).

(p', γ) -Winkelkorrelationsmessungen

von B. GOBBI und R. E. PIXLEY*)
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Die (p', γ) -Winkelkorrelation und die γ -Winkelverteilung vom ersten angeregten Niveau von Fe^{56} und Cr^{52} wurden bei 4 MeV Protonenenergie gemessen. Bei der Korrelationsmessung wurde der Protonenzähler senkrecht zur Richtung des Gammazählers und des Strahles aufgestellt. Der γ -Zähler wurde dann jeweils in Schritten von 10° gedreht

*) National Science Foundation Fellow.

und der Korrelationswert bestimmt. Die Messergebnisse sind mit den Berechnungen von SHELDON¹⁾ in guter Übereinstimmung.

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.

Literatur

¹⁾ E. SHELDON, *Helv. phys. Acta* 34, 803 (1962).

Mesures d'efficacités de blindages de détecteurs pour des neutrons de 14 MeV

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

Dans les expériences de diffusion de neutrons rapides par temps de vol, il est nécessaire, pour diminuer les taux de coïncidences fortuites, de blinder le détecteur de neutrons. La géométrie du local dans lequel ces expériences doivent être faites nous a incités à entreprendre les mesures décrites ici. (Il s'agit d'une salle rectangulaire blindée de 10 m sur 6 m, d'une hauteur de 3 m.)

Le dispositif expérimental utilisé est représenté par le diagramme fonctionnel de la figure 1. Les neutrons de 14,1 MeV sont obtenus par la réaction $H_1^3(d,n)He_2^4$ au moyen d'un accélérateur SAMES de 150 kV; parmi tous les neutrons émis de la cible, un faisceau est défini par

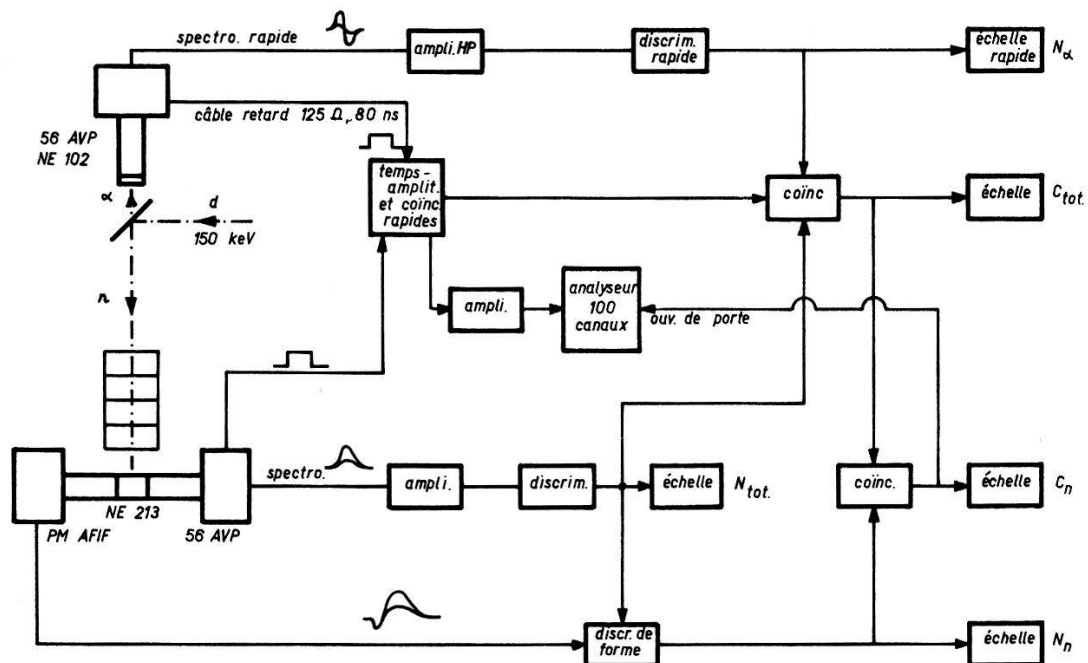


Fig. 1

Schéma-bloc de l'expérience

coïncidences avec les particules alpha associées, détectées sous un angle solide déterminé. Les neutrons sont détectés par un scintillateur liquide NE 213 de $2'' \times 2''$, qui permet de réaliser la discrimination de forme entre neutrons et gamma¹⁾; le taux de réjection pour des gamma de 1 MeV étant de 98% et le discriminateur sur la voie spectrométrique introduisant une coupure à 800 keV pour les protons, soit 300 keV pour les électrons.

Divers blindages, de section 10×30 cm, de nature et d'épaisseur variables, sont placés à 3 cm du détecteur de neutrons en direction de la source, la distance entre ces derniers étant de 2 m. Le flux total sur

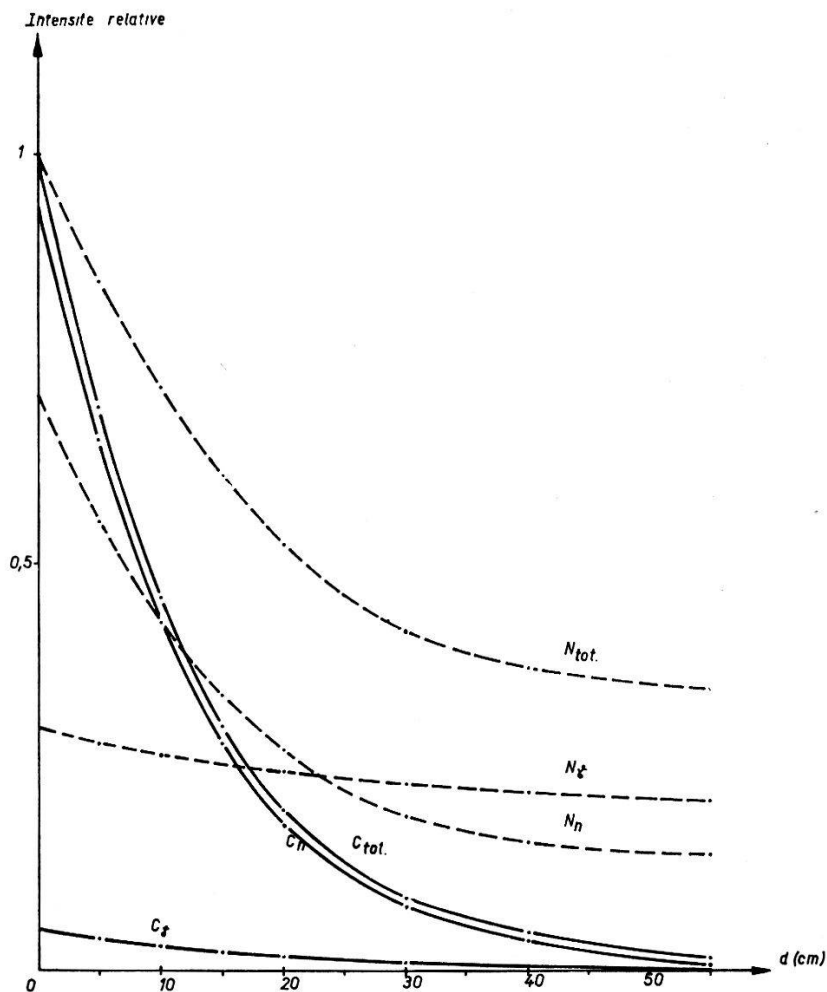


Fig. 2
Paraffine

le détecteur de neutrons est la somme de deux composantes: a) le flux direct, formé des neutrons qui ne subissent pas d'interaction, de ceux qui sont diffusés dans le blindage et des gamma qui y sont créés lors de diffusions inélastiques; b) le flux indirect, formé des neutrons et des gamma résultant des interactions des neutrons primaires avec les parois

de la salle. Des taux de comptage N_{tot} (taux total) et N_n (taux neutrons) mesurés, on déduit le taux gamma N_γ . Le circuit de coïncidences sélectionne les neutrons du faisceau détectés (qu'ils aient subi ou non une interaction) ainsi que les gamma détectés produits par les neutrons du faisceau. Des taux C_{tot} (coïncidences totales) et C_n (coïncidences neutrons) mesurés, les coïncidences fortuites étant soustraites, on déduit le taux de coïncidences gamma C_γ .

Les figures 2, 3 et 4 représentent les résultats des mesures faites avec des écrans de paraffine, de fer et de plomb d'épaisseur croissante. N_{tot} , N_n et N_γ sont rapportés au taux N_{tot_0} mesuré sans écran; les erreurs sur ces valeurs sont inférieures à 1%. C_{tot} , C_n et C_γ sont rapportés eux à C_{tot_0} ; les erreurs étant inférieures à 3% pour C_{tot} et C_n , à 20% pour C_γ .

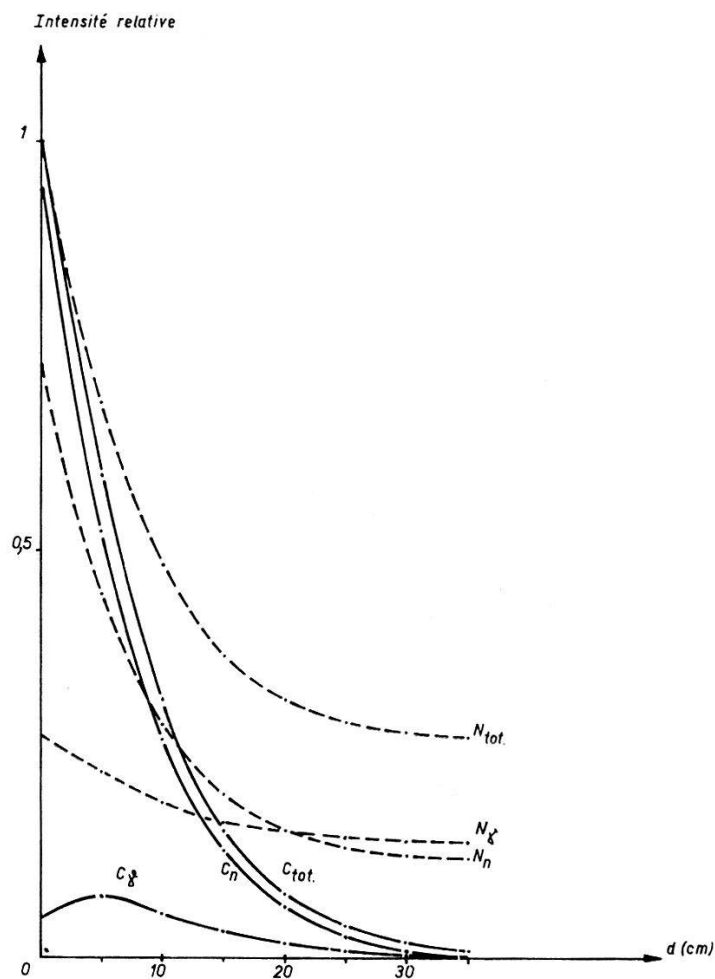


Fig. 3

Fer

On constate tout d'abord que les taux N_n tendent pour les trois blindages vers la même valeur de saturation, qui, dans notre cas, représente une proportion relativement grande de N_{tot_0} (13%); ceci montre l'importance des diffusions par les murs de protection autour de la salle.

Les mêmes considérations sont valables pour N_γ ; la valeur à saturation est du même ordre de grandeur que N_n mais dépend de la matière faisant écran, ce qui s'explique dans l'hypothèse où ces gamma proviennent pour la plus grande part des diffusions inélastiques dans les parois (béton et paraffine).

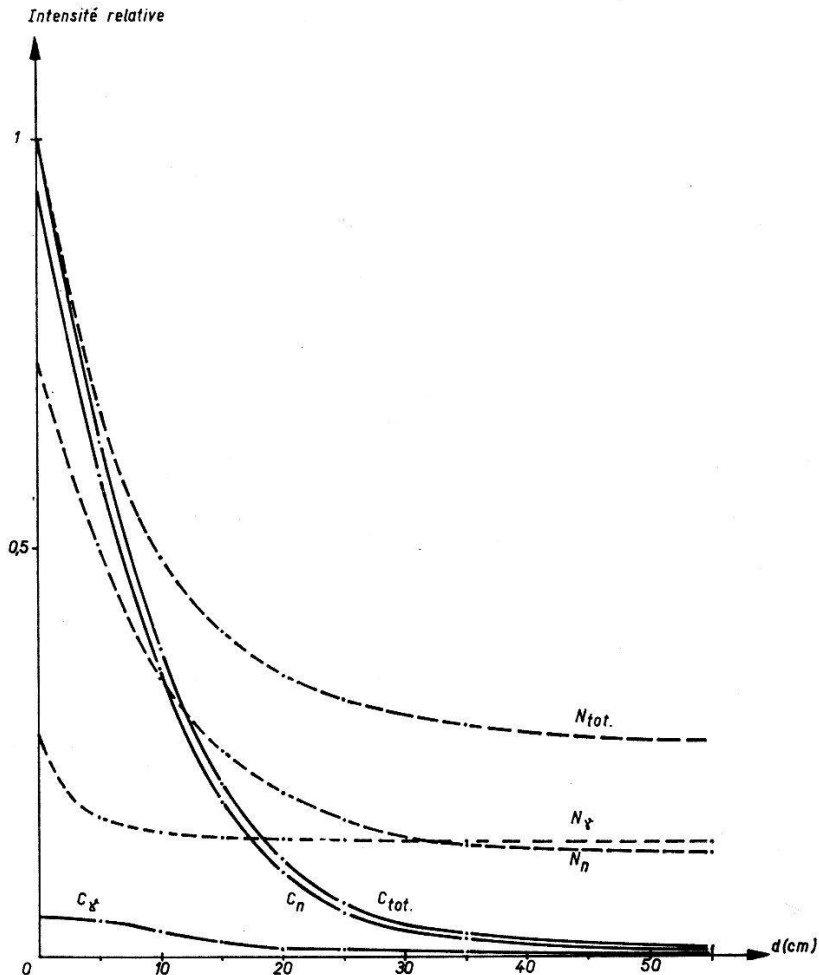


Fig. 4
Plomb

L'examen des courbes C_γ met en évidence d'une part la production de gamma par diffusion inélastique dans le blindage, qui est particulièrement marquée dans le cas du fer, où la valeur de C_γ commence par croître pour de faibles épaisseurs de blindage; d'autre part la production de gamma dans le scintillateur lui-même, par diffusion inélastique sur les atomes de carbone, ainsi que l'élimination d'une petite fraction des coïncidences neutrons C_n par le système de discrimination de forme, comme le montre la valeur non nulle de C_γ à l'origine.

Des blindages mixtes composés de fer et de paraffine ont été testés. Pour des neutrons d'énergie supérieure à 800 keV, quelle que soit la

proportion fer-paraffine, l'atténuation est inférieure à celle obtenue avec du fer seul, à volume égal.

En première approximation, les courbes C_n décroissent exponentiellement; on en déduit les longueurs de relaxation effectives pour des neutrons de 14,1 MeV et pour la géométrie utilisée:

$$\lambda_{\text{pa}} = 11,5 \pm 0,5 \text{ cm}; \quad \lambda_{\text{Fe}} = 7,2 \pm 0,4 \text{ cm}; \quad \lambda_{\text{pb}} = 9,1 \pm 0,7 \text{ cm}.$$

Des mesures du même type faites avec un blindage de section 10×10 cm situé à 60 cm du détecteur, par la méthode décrite ci-dessus aussi bien que par temps de vol, ont donné les résultats suivants:

$$\lambda_{\text{pa}} = 10,0 \pm 0,2 \text{ cm}; \quad \lambda_{\text{Fe}} = 5,2 \pm 0,1 \text{ cm}.$$

Les libres parcours moyens, calculés à partir des sections efficaces totales sont:

$$\lambda_{\text{pa}} = 9,35 \text{ cm}; \quad \lambda_{\text{Fe}} = 4,7 \text{ cm}; \quad \lambda_{\text{pb}} = 5,25 \text{ cm}.$$

Les différences s'expliquent aisément par les diffusions sous petits angles et les diffusions multiples, effets d'autant plus marqués que le blindage est plus étendu et plus proche du détecteur.

Ce travail entre dans le cadre du programme de recherches poursuivi grâce à l'aide financière de la Commission pour la Science Atomique du Fonds National suisse de la recherche scientifique, que nous tenons à remercier.

Enfin, il nous reste l'agréable devoir d'exprimer notre gratitude à Monsieur le Professeur CH. HAENNY, directeur du Laboratoire, ainsi qu'au personnel technique, pour leurs contributions respectives à ce travail.

Référence

- 1) R. BATCHELOR et coll., Nucl. Inst. & Meth. 8, 146 (1960).

Eine Verbesserung der Koinzidenzmethode zur Absolutbestimmung der Zerfallsraten radioaktiver Präparate

von R. FROSC, P. HUBER und F. WIDDER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Bei allen jenen Versionen der Koinzidenzmethode¹⁾²⁾, nach denen zur Einstellung der Zähleransprechwahrscheinlichkeiten energieempfindliche Detektoren (z. B. Szintillatoren) und Impulsanalysatoren verwendet werden müssen, führen die Impulse, welche entstehen, wenn

die zwei verwendeten koinzidierenden Strahlungen im selben Detektor einen Effekt erzeugen (sog. Summenimpulse), zu Komplikationen: Die Summenimpulse haben i. A. ein anderes Spektrum als die Einzelimpulse; die Wahrscheinlichkeit, durch die Analysatoren durchgelassen und somit gezählt zu werden, ist also für Summenimpulse nicht gleich wie für Einzelimpulse.

Die wesentliche Neuerung dieser Arbeit ist eine Aufteilung der Ansprechwahrscheinlichkeiten: Mit W_{ij} werden Wahrscheinlichkeiten dafür bezeichnet, dass eine der beiden koinzidierenden Strahlungen (r oder s) in einem der beiden Detektoren (1 oder 2) einen Effekt erzeugt, mit V_{ij} , dass ein Effekt der Strahlung j im Detektor i einen Impuls zur Folge hat, der durch den Analysator durchgelassen und gezählt wird. Für Summenimpulse werden gesonderte Wahrscheinlichkeiten $V_{i(r+s)}$ eingeführt.

Mit diesen Definitionen, und unter den üblichen idealisierten Bedingungen²⁾, ergeben sich folgende Zählraten in den drei Scalern der Koinzidenz-Apparatur²⁾:

$$\begin{aligned}
 N_1 &= N [W_{1r} V_{1r} + W_{1s} V_{1s} - W_{1r} W_{1s} (V_{1r} + V_{1s} - V_{1(r+s)})], \\
 N_2 &= N [W_{2r} V_{2r} + W_{2s} V_{2s} - W_{2r} W_{2s} (V_{2r} + V_{2s} - V_{2(r+s)})], \\
 N_{12} &= N [W_{1r} V_{1r} W_{2s} V_{2s} + W_{2r} V_{2r} W_{1s} V_{1s}].
 \end{aligned}$$

Für β - γ -Kaskaden, bei denen die β -Maximalenergie grösser ist als die Maximalenergie des durch das γ -Quant ausgelösten Compton-elektrons (z. B. Au¹⁹⁸), wird häufig eine Methode angewandt, nach der die β -Strahlung vor dem γ -Detektor zu absorbieren ist (z. B. durch Graphit; Bremsstrahlung i. A. vernachlässigbar, $W_{1r} = 0$), während die γ -Impulse nach dem β -Detektor wegdiskriminiert werden ($V_{2s} = 0$).

Für die Zerfallsrate N ergibt sich:

$$N = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{12}};$$

die neuen Formeln für N_1 , N_2 und N_{12} zeigen aber, dass dies nur dann exakt gilt, wenn die Zusatzbedingung

$$V_{2r} = V_{2(r+s)}$$

erfüllt ist.

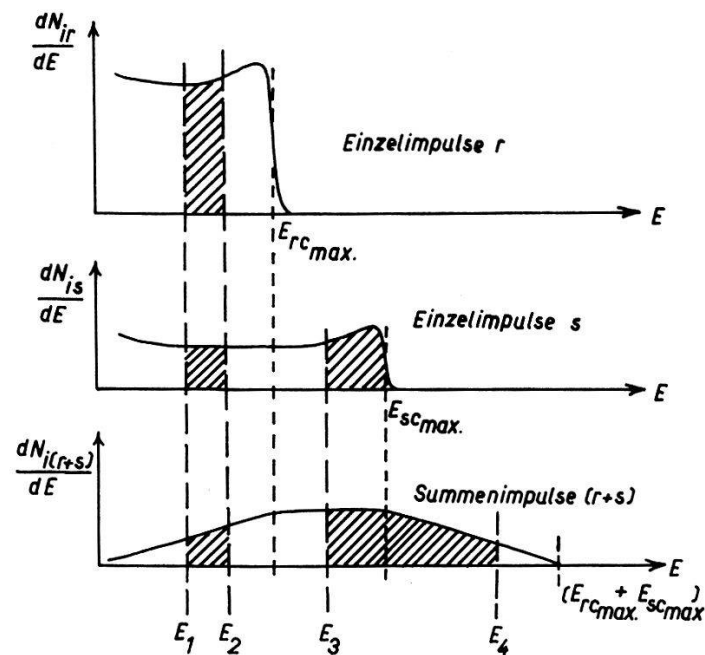
Die Methode nach MEYER, SCHMID und HUBER²⁾, deren Hauptmerkmal eine Anwendbarkeit auf grundsätzlich alle Arten von koinzi-

dierenden Strahlungen (insbesondere alle γ - γ -Kaskaden) ist, kann insofern erweitert werden, als die Bedingung

$$W_{ij} \ll 1,$$

die zu kleinen Zählraten führt, sich durch eine andere Bedingung ersetzen lässt:

$$V_{ir} + V_{is} = V_{i(r+s)}.$$



Spektrum einer γ - γ -Kaskade, aufgenommen mit einem organischen Szintillator, zerlegt in 2 Einzelimpulsspektren und das Summenimpulsspektrum (überhöht gezeichnet). Die Wahrscheinlichkeiten W_{ij} werden dargestellt durch die Gesamtfläche eines Spektrums, V_{ij} durch den Quotienten aus dem schraffierten Teil der Fläche und der Gesamtfläche

Die Hauptbedingung der erwähnten Methode, die verlangt, dass in beiden Zählern die Ansprechwahrscheinlichkeiten für beide Strahlungen gleich sind, bleibt bestehen:

$$W_{ir} V_{ir} = W_{is} V_{is}.$$

Für N ergibt sich:

$$N = \frac{N_1 \cdot N_2}{2 N_{12}}.$$

Die Figur zeigt am Beispiel einer γ - γ -Kaskade, unter Verwendung organischer Szintillatoren, wie mit einem 2-Kanal-Impulsanalysator beide Bedingungen erfüllt werden können.

Wir danken Herrn Dr. R. W. PEELLE (Oak Ridge) und Herrn Prof. Dr. K. P. MEYER (Bern) für die Anregung zu dieser Arbeit, ferner Herrn Prof. Dr. E. BAUMGARTNER für einige klärende Diskussionen.

Literatur

- ¹⁾ J. L. PUTMAN, Measurement of Disintegration Rate, in «Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy», ed. K. Siegbahn, Amsterdam 1955.
²⁾ K. P. MEYER, P. SCHMID und P. HUBER, *Helv. phys. Acta* 32, 423 (1959).

Untersuchung der Grenzen der Messung schwacher Aktivitäten

VON CHR. GFELLER und H. OESCHGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Schwach aktive Proben weicher β -Strahler werden normalerweise gasförmig in speziellen Proportionalzählrohren gemessen. Diese Zählrohre sind zur Herabsetzung des Nulleffektes mit einer Antikoinzidenzanordnung umgeben und in eine Abschirmung aus einem schweren Material (meistens Pb oder Fe) eingebaut.

Möglichkeiten einer weiteren Herabsetzung des restlichen Nulleffektes wurden u. a. von DE VRIES *et al.*, HOUTERMANS und OESCHGER, MOLJK *et al.* diskutiert.

DE VRIES *et al.*¹⁾ erzielten sehr kleine Nulleffekte durch die Verwendung von radioaktiv sehr sauberem Material für Zählrohr und Abschirmung, sowie einer Bor-Paraffinabschirmung gegen Neutronen.

HOUTERMANS und OESCHGER²⁾ haben gezeigt, dass die Separation von Antikoinzidenz- und Zählvolumen durch eine gegenüber der Reichweite von β -Strahlern mittlerer Energie dünne Zwischenwand eine starke Herabsetzung bringt.

MOLJK *et al.*³⁾ ersetzten die Wand zwischen Zähl- und Antikoinzidenzvolumen durch einen Kranz paralleler Drähte und konnten so prinzipielle Grenzen der Messung schwacher Aktivitäten abschätzen.

Der restliche Nulleffekt eines solchen Zählrohrs besteht dann im wesentlichen noch aus den Beiträgen folgender Komponenten:

- a) Ionisierende Teilchen, die durch die Antikoinzidenzanordnung nicht registriert werden.
- b) α - und β -Verunreinigungen der Zählrohrwand. Da die spezifische Oberflächenaktivität von Kunststoff sehr klein ist (vgl. GRUMMIT *et al.*⁴⁾), wird in der folgenden Analyse der Beitrag dieser hier aufgeführten Komponente vernachlässigt werden.

- c) Sekundärelektronen, die durch die γ -Strahlung in Zählrohrwand und Zählgas ausgelöst werden.
 d) Durch Neutronen induzierte Ereignisse.

In der vorliegenden Arbeit wird dieser restliche Nulleffekt mit Hilfe von Messungen an einem der von HOUTERMANS und OESCHGER²⁾ entwickelten Zählrohre untersucht. Der prinzipielle Aufbau eines solchen Zählrohres ist in Figur 1 dargestellt.

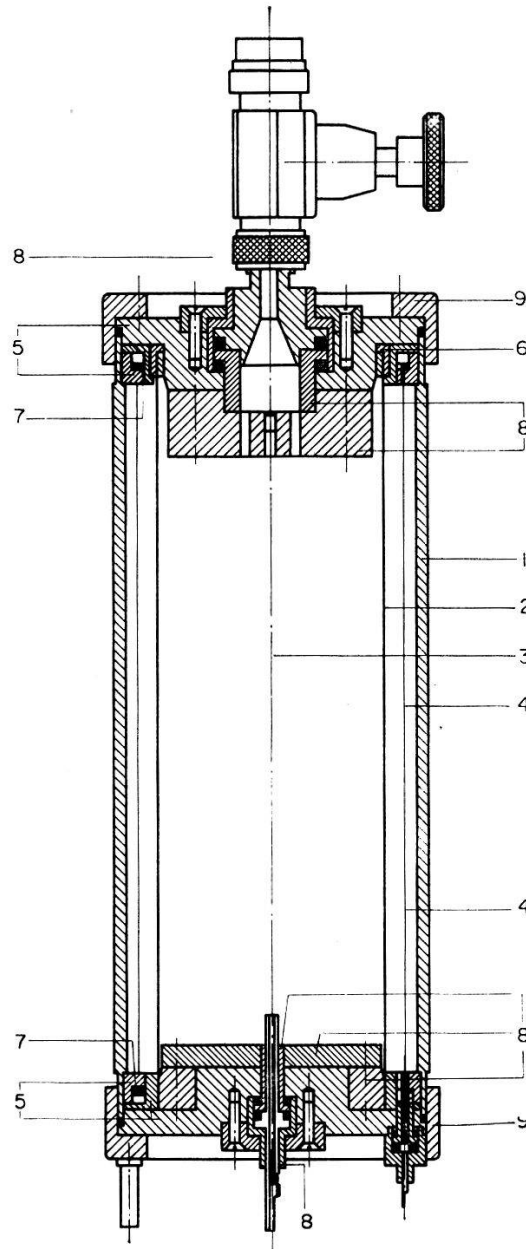


Fig. 1

- | | |
|--|--|
| 1. Zählrohrwand | 6. Kontaktring der Folie |
| 2. Folie aus metallisiertem Kunststoff | 7. Befestigungsringe der äusseren Anodendrähte |
| 3. Anodendraht des Hauptzählrohrs | 8. Isolation des inneren Anodendrahtes |
| 4. Anodendrähte der Antikoinzidenz | 9. Überwurfmuttern |
| 5. Isolierringe | |

Dieses Zählrohr besitzt eine Wand aus einer metallisierten Kunststoffolie zwischen Zählrohr und Antikoinzidenzvolumen, deren Dicke von 7 mg/cm^2 bis 200 mg/cm^2 variiert werden kann. Eine mittlere Wandstärke von weniger als 1 mg/cm^2 wird erhalten, wenn die Folie durch ein Paralleldrahtgitter ersetzt wird.

Es wurde nun versucht, durch die Interpretation der Abhängigkeit des Nulleffekts vom Zählgasdruck bzw. der Foliendicke die Beiträge der Komponenten a), c) und d) zu bestimmen. Dabei liefert

- i) die Messung der Druckabhängigkeit des Nulleffekts im wesentlichen den Anteil der durch Neutronen induzierten Ereignisse,
- ii) die Messung des Nulleffekts in Abhängigkeit der Wandstärke zwischen Zählrohr und Antikoinzidenz den Anteil der Sekundärelektronen, die in der Wand produziert werden,
- iii) eine Extrapolation des Nulleffekts für Druck und Wandstärke gegen Null den Beitrag der von der Antikoinzidenz nicht registrierten Teilchen.

Die Resultate der Messungen sind in Figur 2 (Druckabhängigkeit) und in Figur 3 (Foliendickenabhängigkeit) dargestellt. Als Zählgas wurde technisches Äthylen verwendet.

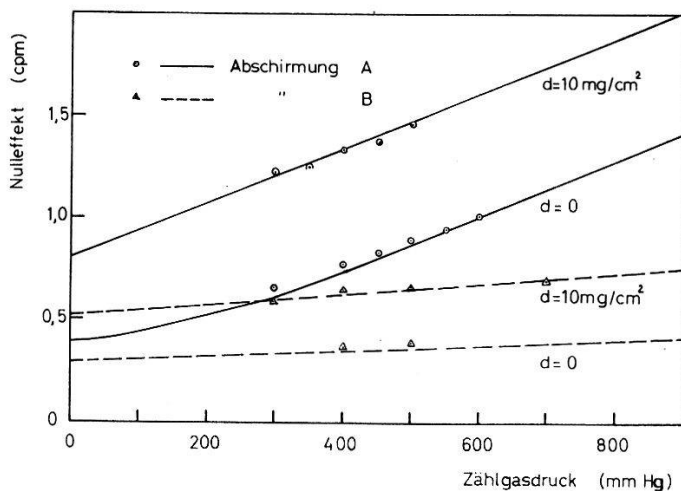


Fig. 2

Eine Erklärung der in Figur 2 und 3 gefundenen Zusammenhänge wurde mit Hilfe der in Figur 4 gegebenen Näherungsformel versucht. Bei der Aufstellung dieser Beziehung wurde benützt, dass der mittlere Weg durch einen konvexen Körper $4V/0$ ist, und für den mittleren Weg aus einem Zylinder wurde $2V/0$ eingesetzt. Der Einfluss der Zählrohrenden wurde, soweit nicht in C enthalten, vernachlässigt.

Das Glied I gibt die Anzahl Teilchen (Elektronen oder Rückstossprotonen), die, im Zählvolumen erzeugt, nicht in das Antikoinzidenzvolumen gelangen können.

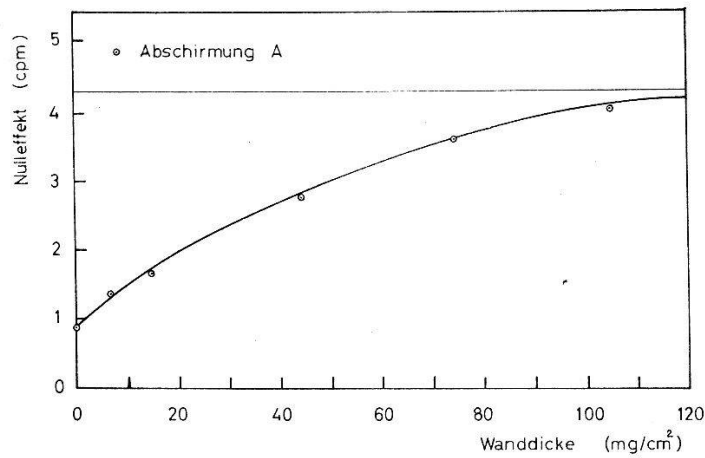


Fig. 3

Das Glied II gibt die Anzahl der Teilchen (Rückstossprotonen oder Elektronen), die, in der Zählrohrwand erzeugt, ins Zählvolumen, aber nicht mehr ins Antikoinzidenzvolumen gelangen.

$$N = C + S_p V \varrho' p (1 - e^{-((\delta/2)p + \gamma d)}) + S_p \frac{0}{2\gamma} (1 - e^{-\gamma d}) (1 - e^{-(\delta p + \gamma d)})$$

$$+ \underbrace{S_{\gamma, e} V \varrho' p (1 - e^{-((\alpha/2)p + \beta d)})}_I + \underbrace{S_{\gamma, e} \frac{0}{2\beta} (1 - e^{-\beta d}) (1 - e^{-(\alpha p + \beta d)})}_{II}$$

N	= totaler restlicher Nulleffekt (cpm)
C	= Konstante (cpm)
S_p	= Quellstärke der Rückstossprotonen (cpm/g)
$S_{\gamma, e}$	= Quellstärke der Sekundärelektronen (cpm/g)
V	= Zählrohrvolumen
ϱ'	= spezifisches Gasgewicht pro Einheitsdruck (g/cm ³ , 10 cm Hg)
p	= Druck des Zählgases (10 cm Hg)
d	= Folien-(Wand-) Dicke (g/cm ²)
0	= Zählrohroberfläche
α	= $2 (\mu/\varrho)_{\gamma, e}$
β	= $(4 V/0) \varrho' (\mu/\varrho)_{\gamma, e}$
γ	= $2 (\mu/\varrho)_p$
δ	= $(4 V/0) \varrho' (\mu/\varrho)_p$
$(\mu/\varrho)_p$	= Absorptionskoeffizient der Rückstossprotonen
$(\mu/\varrho)_{\gamma, e}$	= Absorptionskoeffizient der Sekundärelektronen

Fig. 4

Der in Figur 2 und 3 gezeigte Zusammenhang zwischen Nulleffekt und den Parametern Wandstärke und Zählgasdruck kann durch die in Figur 4 gegebene Formel erklärt werden, wenn für die unbekannt Grössen C , S_p , $S_{\gamma,e}$, $(\mu/\rho)_p$ und $(\mu/\rho)_{\gamma,e}$ die in Tabelle 1 gegebenen Werte eingesetzt werden.

Tabelle 1

Abschirmung	A 20 cm Fe 5 cm Pb	B 160 cm Beton 20 cm Fe 5 cm Pb	C 160 cm Beton 20 cm Fe 20 cm Paraffin 5 cm Pb
C (cpm)	0,40	0,30	0,30
S_p (cpm/g)	0,45	0,05	< 0,02
$S_{\gamma,e}$ (cpm/g)	0,17	0,17	0,17
$(\mu/\rho)_p$ (cm ² /g)	500	500	500
$(\mu/\rho)_{\gamma,e}$ (cm ² /g)	14	14	14

Bei der Bestimmung dieser Werte wurde den physikalischen Gegebenheiten nach Möglichkeit Rechnung getragen:

- 1) Es wurde angenommen, dass die Grösse $S_{\gamma,e}$ nur durch die radioaktive Verunreinigung des Abschirmmaterials bestimmt wird. Daraus folgt die Annahme, dass dieser Wert für Abschirmung A und B derselbe ist.
- 2) Weiter wurde angenommen, dass S_p proportional dem Fluss der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung (mittlere Reichweite ca. 150 g/cm²) ist. Bei der Abschirmung B (zusätzlich 350 g/cm² Beton) wurde daher mit einem ca. 10mal kleineren S_p gerechnet.
- 3) Für $(\mu/\rho)_p$ und $(\mu/\rho)_{\gamma,e}$ wurde bei allen Abschirmungen die gleichen Werte verwendet. Da Folie und Zählgas aus dem gleichen Material (Kohlenwasserstoffe) bestehen, werden für beide je die gleichen Absorptionskoeffizienten verwendet.
- 4) Die Konstante C hat beim Übergang zur Abschirmung B proportional zum μ -Mesonenfluss durchs Zählrohr abgenommen. Daher könnte C auch als $C = c \cdot F$ angesetzt werden, dabei bedeutet F den μ -Mesonenfluss durchs Zählrohr und c den Bruchteil der μ -Mesonen, die von der Antikoinzidenz nicht registriert werden.

In Tabelle 2 sind die heute geltenden Nulleffekte in der Abschirmung C (vgl. Tab. 1) aufgetragen. Die Zählrohre mit einem Drahtgitter als Zwischenwand werden normalerweise für Tritium-Bestimmungen an Eis-, Regenwasser- und Meteoritenproben, die Zählrohre mit einer 7 mg/cm² dicken Zwischenwand werden für C¹⁴-Datierungen verwendet.

Der totale Nulleffekt wurde mit Hilfe unserer Formel in die einzelnen Komponenten zerlegt, um die Möglichkeit einer weiteren Herabsetzung des Nulleffekts zu prüfen.

Besonders beim Zählrohr mit Drahtgitter spielt die Komponente *C* die grösste Rolle. Dieser Beitrag könnte durch Anbringen von Antikoinzidenzanordnungen an den Zählrohrenden herabgesetzt werden.

Der Beitrag durch Sekundärelektronen hauptsächlich aus der Wand macht ca. die Hälfte des Nulleffekts des Zählrohres für C^{14} -Datierungen aus. Durch die Verwendung von radioaktiv noch reinerem Abschirmmaterial kann dieser Beitrag verkleinert werden. Es sind weitere Versuche mit Wismut und speziell ausgewähltem Blei in Aussicht genommen.

Tabelle 2

Nulleffekte im neuen Physikalischen Institut Bern
Proportionalzählrohr, Typ Houtermans und Oeschger
Aktives Volumen 1,5 l, Füllung 500 mm Hg C_2H_4

	Zwischenwand	
	1 mg/cm ²	7 mg/cm ²
tot. Nulleffekt	0,4 cpm	0,7 cpm
Konstante <i>C</i>	0,3 cpm	0,3 cpm
Sek. Elektronen	0,1 cpm	0,4 cpm
Rückst. Protonen	vernachlässigbar	
Tritiumkanal (1–18 keV)	0,2 cpm	

Bei diesen Diskussionen ist aber zu beachten, dass z. B. bei C^{14} -Datierungen das maximale noch bestimmbare Alter T_M bei vorgegebener Messzeit eine Funktion nicht nur des Nulleffekts, sondern auch des Nettoeffekts *S* für modernen Kohlenstoff ist.

$$T_M \text{ prop. } \ln \frac{S}{\sqrt{N}}.$$

Eine Verbesserung einer solchen Anlage wird daher neben einer Herabsetzung des Nulleffekts vor allem auch eine Erhöhung des Nettoeffekts moderner Proben zum Ziele haben.

Die Quellstärken $S_{\gamma,e}$ und S_p wurden weiter dazu verwendet, um den Nulleffekt anderer, in Antikoinzidenz arbeitender Zählrohrtypen abzuschätzen. Diese Abschätzungen zeigten alle gute Übereinstimmung mit den wirklich gemessenen Nulleffekten.

Eine Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den radioaktiven Verunreinigungen des Abschirmmaterials und der Quellstärke $S_{\gamma,e}$ ist geplant.

Referenzen

- 1) H. DE VRIES, M. STOIVER und I. OLSSON, *Nucl. Instr. and Meth.* 5, 111 (1959).
- 2) F. G. HOUTERMANS und H. OESCHGER, *Helv. phys. Acta* 28, 464 (1955); 31, 117 (1958).
- 3) A. MOLJK, R. W. P. DREVER und S. C. CURRAN, *Proc. Roy. Soc.* 239, 433 (1957).
- 4) W. E. GRUMMIT, R. M. BROWN, A. J. CRUIKSHANK und I. L. FOWLER, *Can. J. of Science* 34, 206 (1956).

Sur la désintégration de l'Ir¹⁹²

par J. KERN et L. SCHELLENBERG

(Institut de Physique de l'Université, Fribourg)

1. Introduction

Les mesures dont il est question ici ont été effectuées avec le spectromètre à double focalisation de notre Institut¹⁾.

L'étude de l'Ir¹⁹² a été entreprise pour mettre à l'épreuve la linéarité de la relation entre la lecture du potentiomètre qui contrôle le champ magnétique et l'impulsion $B \rho$ des électrons. Cet isotope, qui a une période de 74 jours, a un spectre de désintégration présentant un assez grand nombre de transitions très intenses dont l'énergie a été calibrée avec précision^{2) 3) 4)} à l'aide de spectromètres à cristal incurvé. La pré-

Tableau I

Energie de référence 2) 3) 4)	Ce travail	
	Conversion externe	Conversion interne
205,77 ± 0,04	—	205,73
295,92 ± 0,05	295,98	295,95
308,45 ± 0,05	308,45*	308,45*
316,48 ± 0,05	316,48	—
468,05 ± 0,1	468,06	467,90
484,55 ± 0,2	484,48	484,65
588,7 ± 0,4	588,47	588,48
604,37 ± 0,1	604,28	604,28
612,40 ± 0,1	612,40*	612,40*

* Ligne de calibration.

sence de cascades accompagnées de transition «crossover» donne des relations triangulaires qui fournissent des critères très exacts.

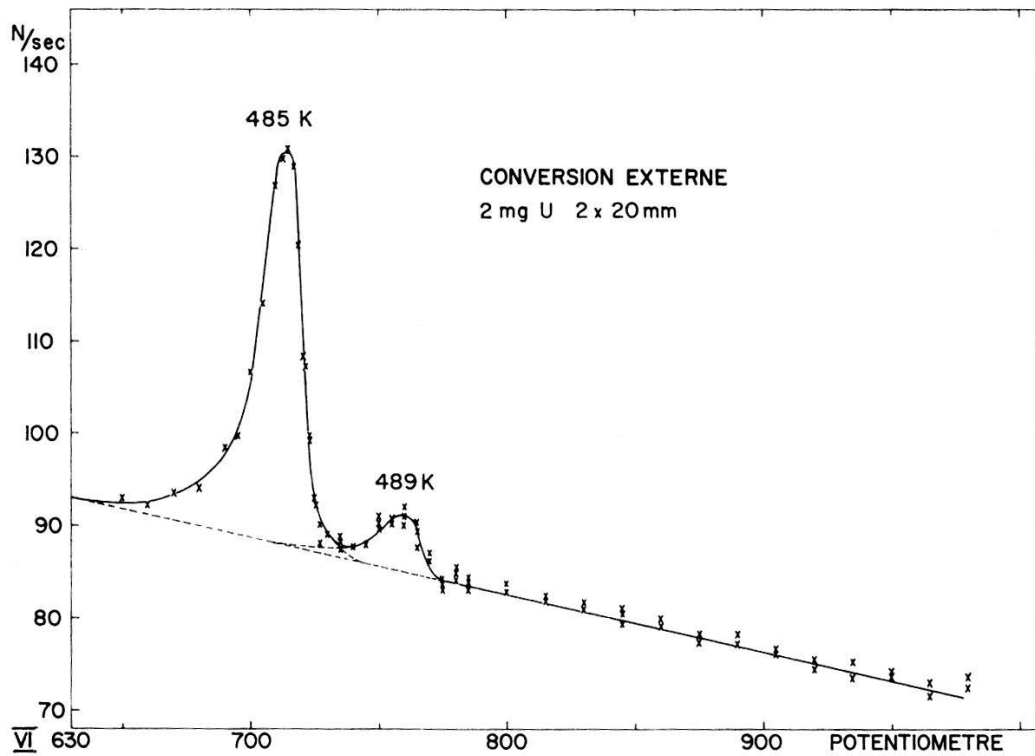


Fig. 1

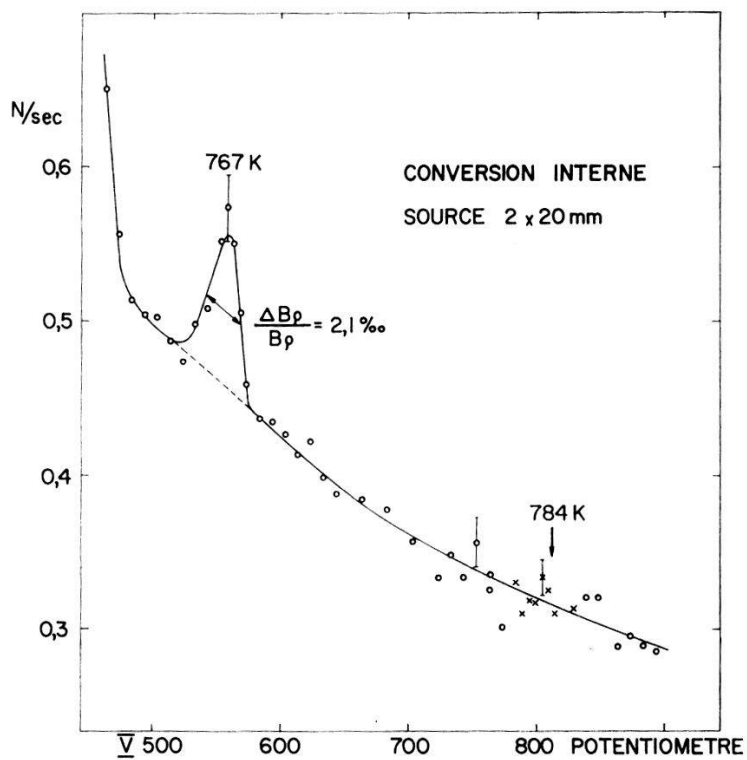


Fig. 2

Tableau IIa
Transitions dans le Pt^{192}

Niveau initial	Niveau final	ΔE	Présent travail		Investigations précédentes		Remarques
			E_γ conv. ext.	E_γ conv. int.	E_γ	réf.	
$316,48 \pm 0,05$	0	$316,48 \pm 0,05$	316,48	—	$316,51 \pm 0,02$	4)	
$612,40 \pm 0,1$	0	$612,40 \pm 0,1$	Calibration 295,98	295,95	$612,77 \pm 0,25$	4)	
	316,48	$295,92 \pm 0,1$			$295,96 \pm 0,02$	4)	
$784,53 \pm 0,15$	0	$784,5 \pm 0,15$	—	—	783 ± 2	5)	a)
	316,48	$468,05 \pm 0,2$	468,06	467,9	$468,09 \pm 0,05$	4)	
	612,40	$172,15 \pm 0,2$	—	—	$174,0 \pm 0,4$	5)	
$920,85 \pm 0,15$	316,48	$604,37 \pm 0,1$	604,33	604,28	$604,54 \pm 0,24$	4)	
	612,40	$308,45 \pm 0,05$	Calibration —	—	$308,45 \pm 0,02$	4)	
	784,5	$136,35 \pm 0,2$			$136,33 \pm 0,02$	3)	
$1056,3 \pm 2$	0	$1056,3 \pm 2$	—	$1056,3 \pm 2$	—	—	e) Nouvelle
	316,48	$739,8 \pm 2$	—	—	745 ± 3	5)	c)
$1091,1 \pm 2$	0	$1091,1 \pm 2$	—	$1091,1 \pm 2$	1088 ± 10	6)	b) Pt?
	$1201,1 \pm 0,4$	316,48	$884,6 \pm 0,4$	884,98	883,9	$885,4 \pm 1$	5)
612,40		$588,7 \pm 0,4$	588,47	588,48	$589,16 \pm 0,2$	4)	
784,5		$416,6 \pm 0,5$	—	416,62	$416,6 \pm 0,9$	3)	
$1379,0 \pm 0,8$	0	$1379,0 \pm 0,8$	1379,6	$1379,8 \pm 3$	1368 ± 10	6)	d)
	316,48	$1062,5 \pm 0,8$	1062,4	$1060,4 \pm 3$	1065 ± 2	5)	Nouvelle
	612,40	$766,6 \pm 0,8$	—	$768,6 \pm 3$	—	—	

Tableau IIb
Transitions dans l'Os¹⁹²

Niveau initial	Niveau final	ΔE	Présent travail		Investigations précédentes		Remarques
			E_γ conv. ext.	E_γ conv. int.	E_γ	réf.	
205,77 ± 0,04	0	205,77 ± 0,04	205,93	205,73	205,80 ± 0,21	4)	
489,14 ± 0,2	0	489,14 ± 0,2	489,15	489,14	~ 488	7)	
	205,77	283,37 ± 0,2	283,36	283,37	283,35	3)	
580,21 ± 0,1	205,77	374,44 ± 0,1	374,82	—	374,44 ± 0,04	8)	e)
690,3 ± 0,2	205,77	484,55 ± 0,2	484,48	484,65	484,75 ± 0,23	3)	
	489,2	201,3 ± 0,2	—	201,28	201,29 ± 0,02	4)	

Remarques aux tableaux IIa, IIb et III:

- a) La transition 784 K a été observée par BAGGERLI *et al.*³⁾ avec un spectromètre à scintillation et par JOHNS et NABLO⁵⁾ en conversion externe. Nous n'avons pas détecté cette transition jusqu'ici et la limite supérieure de son intensité (cf. tableau III) est deux fois plus petite que l'intensité donnée par JOHNS et NABLO (0,05).
- b) Les transitions de 1056 et 1091 KeV ont été attribuées provisoirement au Pt; la première parce qu'elle trouve éventuellement place dans le schéma; la seconde de façon arbitraire.
- c) Une transition d'environ 740 KeV semble être apparue faiblement en conversion interne.
- d) La mesure de conversion externe de la transition 1379 a été effectuée par l'un des auteurs (J. K.) avec le spectromètre à double focalisation de l'Institut de Physique d'Uppsala au cours de l'étude de la désintégration de l'Ir¹⁹⁴.
- e) La position de cette ligne dans le schéma a été déterminée par des considérations théoriques: Le schéma de l'Os¹⁹², tel qu'il est présenté ici s'accorde très bien avec les prédictions du modèle de DAVYDOV et CHABAN ($\gamma = 25,2^\circ$; $\mu = 0,20$)⁹⁾.
- f) La ligne observée par JOHNS et NABLO en conversion externe ($I_\gamma = 0,5$) était probablement 316 N. Il n'y a pas d'évidence qu'une transition de cette énergie existe.
- g) En conversion externe avec l'uranium, l'énergie des électrons 1157 K ont à 1 KeV près la même énergie que les électrons 1063 LI.
- Il n'y a pas d'évidence qu'une transition de cette énergie existe.

2. Test de la linéarité

Afin de mettre en évidence la linéarité de la calibration nous reproduisons dans le tableau I les résultats de deux séries de mesure de conversion interne et externe (2 mg U) avec, comme référence, les meilleures valeurs d'énergie que nous avons pu compiler des travaux déjà cités.

Ces mesures préliminaires montrent que la calibration du potentiomètre est linéaire et que les valeurs $B\rho$ obtenues restent dans les limites d'erreur des meilleures valeurs mesurées ou calculées à partir de relations triangulaires, et ceci jusqu'à des énergies d'électrons de l'ordre de 600 KeV. Nous avons trouvé que des déviations à plus haute énergie étaient dues à des effets thermiques sur la bobine de mesure du champ magnétique. Pour cette raison les valeurs que nous donnerons ici ne peuvent pas être considérées comme définitives et sont sujettes à de petits ajustements. Cette difficulté a été éliminée récemment et de nouvelles mesures sont en cours.

3. Mesure du spectre. Energie

Le spectromètre à double focalisation permet de mesurer avec une précision du même ordre des transitions beaucoup plus faibles que ce n'est possible avec un spectromètre à diffraction. Les transitions observées sont reportées dans les tableaux IIa et IIb dans l'ordre des niveaux qu'elles dépeuplent. Nous donnons pour comparaison les meilleures valeurs mesurées dans les précédentes investigations.

Tableau III
Intensités

Transition		Présent travail		Transition de réf.			Re- marques
		I_γ	I_e	E_γ	I_γ	I_e	
440	Pt	< 0,1	—	468	57	23,9	f)
489	Os	$0,8 \pm 0,1$	$(1,8 \pm 0,2) 10^{-1}$	485	5,2	1,36	
767	Pt	—	$(3,9 \pm 0,4) 10^{-3}$	885	0,9	0,036	
783	Pt	< 0,03	< $1 \cdot 10^{-3}$	885	0,9	0,036	a)
1056	Pt?	—	$(7 \pm 1) 10^{-5}$	1063	0,15	0,002	
1091	Pt?	—	$(12,4 \pm 1) 10^{-5}$	1063	0,15	0,002	
1157	Pt	—	< $2 \cdot 10^{-5}$	1063	0,15	0,002	⁵⁾ g)
1379	Pt	$(2,3 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(8 \pm 1) 10^{-5}$	1063	0,15	0,002	d)

Dans les figures 1 à 4 sont représentées quelques portions du spectre qui contiennent des éléments nouveaux.

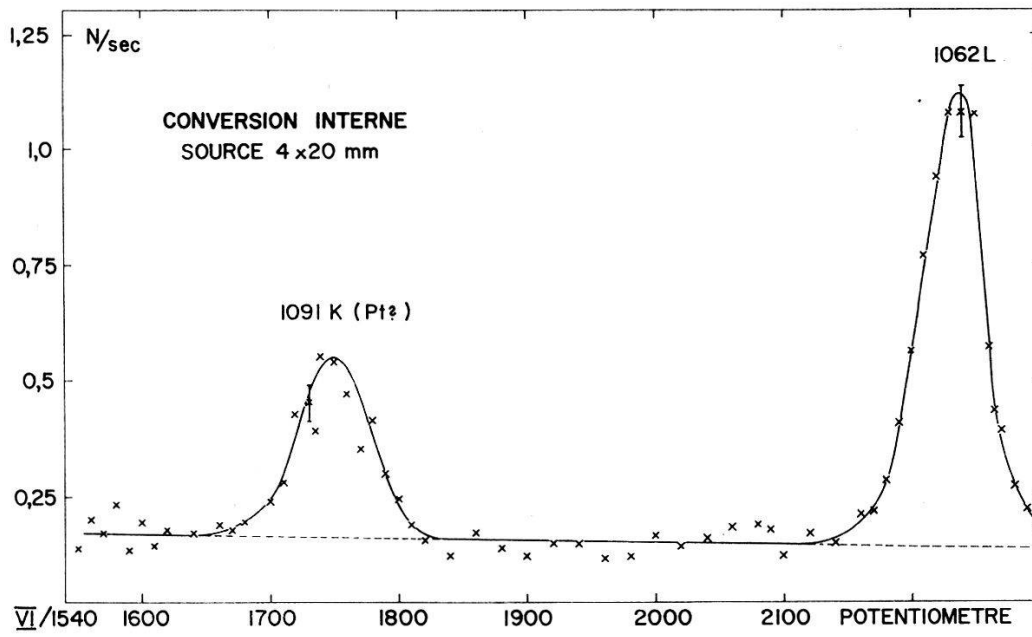


Fig. 3

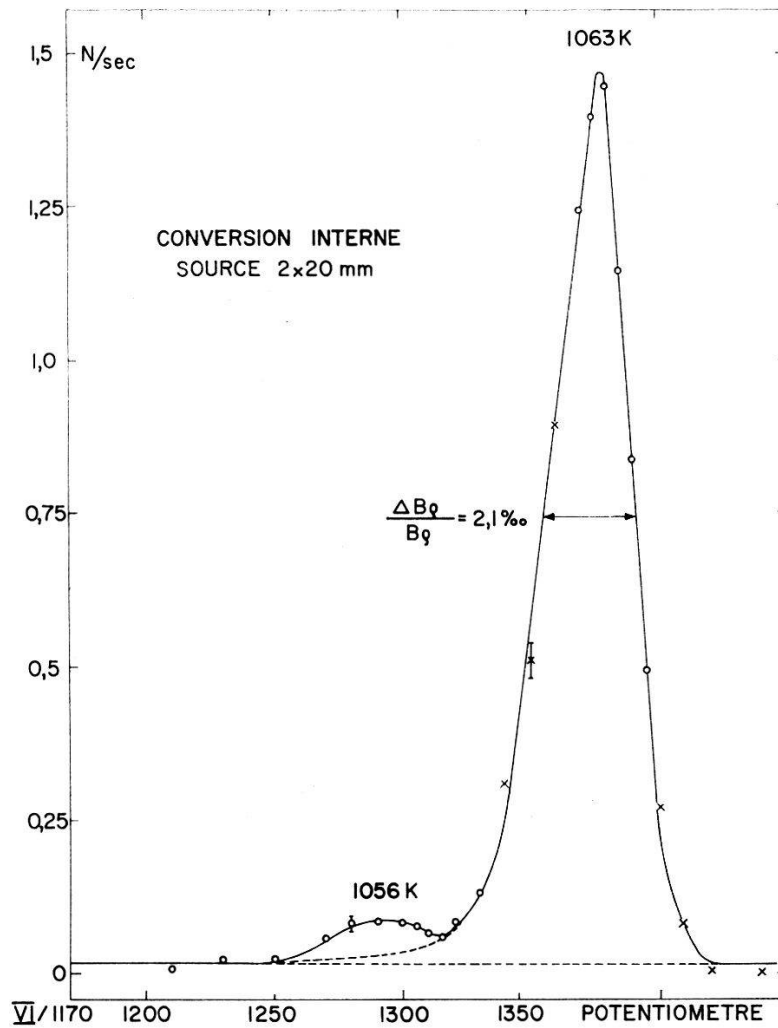


Fig. 4

4. Intensités

Nous n'avons pas encore établi une échelle complète des intensités. Pour cette raison nous nous bornerons à donner les intensités de quelques transitions en les comparant à celles des lignes les plus voisines. Les intensités de référence sont celles données par JOHNS et NABLO⁵⁾ pour la conversion externe et MARINKOV *et al.*⁷⁾ pour la conversion interne.

5. Conclusion

Le schéma de désintégration de la figure 5 résume nos résultats ainsi que les conclusions les plus récentes d'autres observateurs. Les transitions 1091 et 1056 ont été placées à part, car leur assignation au Pt ou à l'Os n'est pas encore connue. Le spin et la parité de l'état fondamental de l'Ir¹⁹² sont controversés. D'après SCHARFF-GOLDHABER et McKEOWN¹⁰⁾ qui ont étudié les états isomériques de cet isotope, il est $4 \pm$, résultat en contradiction avec certaines mesures de corrélation directionnelle, par exemple celles de DEUTSCH, DOUMONT et MACQ¹¹⁾ qui trouvent 5. Le rayon de positrons a été découvert par ANTONOVA *et al.*⁶⁾.

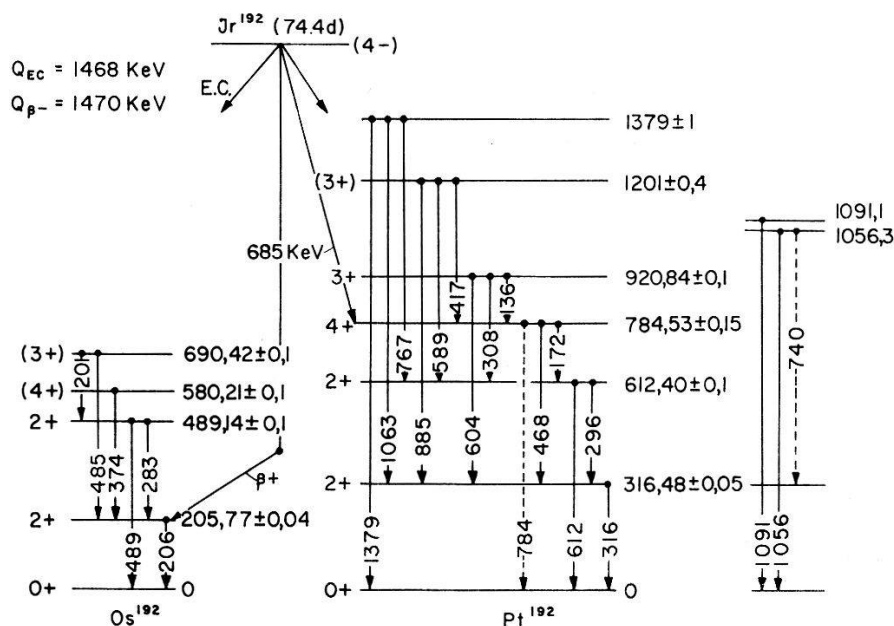


Fig. 5

Suivant KANE, EMERY, SCHARFF-GOLDHABER et McKEOWN¹²⁾ ce rayon doit aboutir au niveau 205 et non au 691.

Nous exprimons nos remerciements au Prof. O. HUBER de l'intérêt qu'il a porté à notre travail et à Monsieur T. Y. CHEN pour son aide dans le relevé des mesures.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse que nous tenons également à remercier.

Références

- 1) H. WILD und O. HUBER, *Helv. phys. Acta* **30**, 3 (1957); O. HUBER, L. SCHELLENBERG und H. WILD, *Helv. phys. Acta* **33**, 535 (1960); B. WALTHARD, *ZAMP* **12**, 456 (1961), J. KERN, *Nucl. Instr. Meth.* **13**, 50 (1961).
- 2) MULLER, HOYT, KLEIN and DU MOND, *Phys. Rev.* **88**, 775 (1952).
- 3) BAGGERLY, MARMIER, BOEHM and DU MOND, *Phys. Rev.* **100**, 1364 (1955).
- 4) P. BERGVALL, *Arkiv f. Fysik* **17**, 125 (1960).
- 5) JOHNS and NABLO, *Phys. Rev.* **96**, 1599 (1954).
- 6) ANTONOVA, VASILENKO, KAGANSKII et KAMINSKII, *JETP* **11**, 276 (1960).
- 7) MARINKOV, MLADENVIĆ, ŽUPANČIĆ et STEPIĆ, *Bull. Inst. Boris Kidrich* **10**, 7 (1960).
- 8) V. A. ROMANOV, *Izv. Akad. Nauk* **22** (1958) (Columbia Techn. Transl. p. 188).
- 9) DAVYDOV et CHABAN, *Nucl. Phys.* **20**, 499 (1960).
- 10) SCHARFF-GOLDHABER and McKEOWN, *Phys. Rev. Letters* **3**, 47 (1959).
- 11) DEUTSCH, DOUMONT et MACQ, *Ann. Soc. Scient. Bruxelles* **72**, 192.
- 12) KANE, EMERY, SCHARFF-GOLDHABER and McKEOWN, *Phys. Rev.* **119**, 1953 (1960).

Die Halbwertszeit des ^{187}Re

von B. HIRT und G. TILTON

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

und W. HERR und W. HOFFMEISTER

(Institut für Kernchemie der Universität Köln und
Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz)

Zusammenfassung

Zur Ermittlung der Halbwertszeit des ^{187}Re wurden zehn verschiedene Molybdänglanzproben bekannten Alters nach der Rhenium-Osmium-Methode untersucht. Der Rhenium-Gehalt der Molybdänglanze wurde durch Neutronen-Aktivierungsanalyse, der Gehalt an radiogenem Osmium durch Isotopen-Verdünnung bestimmt. Die Alter der Molybdänglanze waren durch Datierung von umgebenden Gesteinen mit radioaktiven Methoden ermittelt worden.

Die Halbwertszeit des ^{187}Re ergab sich zu $4,3 \pm 0,5 \cdot 10^{10}$ Jahren.

Eine ausführliche Arbeit soll in «Nature» erscheinen.

Fokussierungseigenschaften eines Spektrometerfeldes der Form $r^{-1} \sin^{-1} \vartheta$

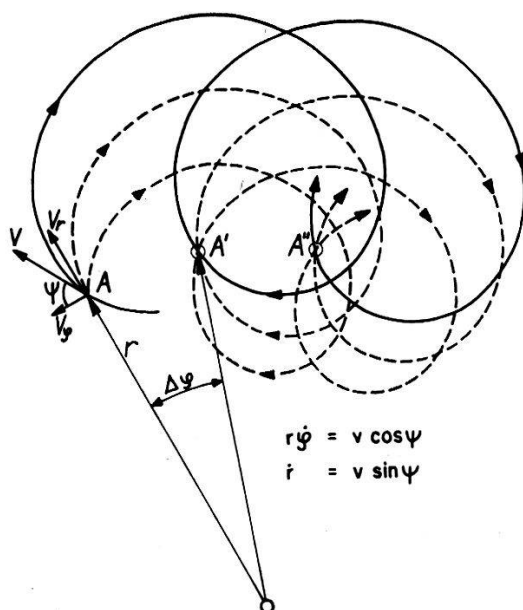
von F. HEINRICH und A. HOFMANN

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Ein Magnetfeld der Form

$$|\mathbf{H}| = H_{\vartheta} = \frac{H_0}{\sin \vartheta} \frac{a}{r} \quad (\text{sphärische Polarkoordinaten}) \quad (1)$$

ist mit kegelförmigen Polschuhen realisierbar. In der Mittelebene ($\vartheta = \pi/2$) beschreiben die Elektronen trochoidförmige Bahnen.



Ersetzt man in den Bewegungsgleichungen die Zeit durch den Parameter ψ (Fig.), so erhält man die Bahnkurve in Parameterdarstellung für den Fall $\vartheta = \pi/2$.

$$r = \frac{r_0}{1 - K \cos \psi}; \quad \varphi = \frac{2}{\sqrt{1 - K^2}} \arctg \left(\sqrt{\frac{1 + K}{1 - K}} \right) \operatorname{tg} \left(\frac{\psi}{2} \right) - \psi, \quad (2)$$

$$K = \frac{p}{\mu_0 e H_0 a} = - \frac{\text{Krümmungsradius}}{r}; \quad |K| < 1.$$

Während einer Periode in ψ erfährt φ die Änderung

$$|\Delta\varphi| = |\varphi(\psi_0 + 2\pi) - \varphi(\psi)| = 2\pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - K^2}} \right) - 1. \quad (3)$$

Die fokussierenden Eigenschaften dieses Feldes gehen aus (2) und (3) hervor: Erstens ist r periodisch in ψ , und zweitens ist $\Delta\varphi$ unabhängig

von r_0 und vom Startwert ψ_0 . Damit werden alle Elektronen gleichen Impulses, die in A unter beliebigen Emissionswinkeln starten, in A' exakt fokussiert, sofern sie die Ebene $\vartheta = \pi/2$ nicht verlassen. Diese ideale Fokussierung wiederholt sich mit jeder weiteren Periode.

Im folgenden wird eine Näherungslösung behandelt, die Bahnen mit kleinen Abweichungen von der Ebene $\vartheta = \pi/2$ beschreibt. Bemerkenswerterweise bleibt dabei die Parameterdarstellung (2) für r und φ erhalten, d. h. die Fokussierung in der Mittelebene bleibt in 1. Näherung ungestört. Die Differentialgleichung der Bewegung in ϑ

$$\frac{d^2}{d\psi^2} \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta \right) + \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta \right) \frac{K^2 \cos^2 \psi}{(1 - K \cos \psi)^2} = 0 \quad (4)$$

wurde mit Hilfe der ERMETH-Rechenmaschine gelöst mit dem Resultat, dass für gewisse Werte von K eine zusätzliche Fokussierung 1. Ordnung in der ϑ -Koordinate existiert. Mit andern Worten, Elektronen, die mit kleinem Emissionswinkel aus der Mittelebene heraustreten, kehren nach $n = 1, 2, \dots$ Perioden in ψ an den Punkten A', A'', \dots usw. wieder in diese zurück. Dabei ist zu beachten, dass sich die Lösungen $\vartheta(\psi)$ der Differentialgleichung (4) in zwei Gruppen aufteilen: Stabile Lösungen, bei denen die ϑ -Fokussierung für alle Emissionsrichtungen, die auf kleine Abweichungen von der Mittelebene führen erfüllt ist; labile Lösungen, bei denen sie nur für gewisse Emissionsrichtungen ψ_0 gilt. Für die in der Tabelle aufgeführten labilen Fälle wurde $\psi_0 = \pi/2$ angenommen.

$ K $	$\vartheta(\psi)$	n	$n \Delta\varphi$
0,4740	labil	1	48,85°
0,7848	labil	1	220,87°
0,8816	labil	1	402,71°
0,3099	stabil	2	37,28°
0,2218	stabil	3	29,70°
0,3766	stabil	3	85,80°
0,1708	stabil	4	21,44°
0,4008	stabil	4	131,76°

Das beschriebene Magnetfeld ergibt also eine ideale Fokussierung in der Mittelebene und für gewisse Werte des Parameters K eine Fokussierung 1. Ordnung in der ϑ -Koordinate. Für einige dieser K -Werte (stabile Lösungen) wird eine ausgedehnte Quelle im Maßstab 1:1 im Fokus abgebildet. Ein Feld dieser Art eignet sich z. B. für den Bau von Paar-spektrometern.

Excited State Lifetime Measurements Using a Pulsed Beam Accelerator and Coincidence Methods

by R. E. PIXLEY*), R. SZOSTAK and B. GOBBI
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

The time resolution of scintillation spectrometers is of the order of 200 ps for 1 Mev gamma rays and is determined almost entirely by photo statistics. Therefore, in order to measure excited-state lifetimes less than this value with scintillation techniques, it is necessary to resort to the centroid shift method.

For pulsed beam accelerators, the usual centroid shift method consists of obtaining the time spectrum (relative to when the beam is on the target) from a plastic scintillator, first, with the target producing the gamma ray to be measured and afterward, with a target producing a prompt gamma ray. By prompt gamma ray, one means a gamma ray coming from an excited state with a lifetime much shorter than the lifetime to be measured. The centroids of the two time spectra are displaced by the difference in the lifetimes of the two states. For gamma rays of different energy, it is necessary to have a channel on the gamma pulse height spectrum which selects portions of the two Compton spectra having similar shapes in order to avoid the centroid shift resulting from time dispersion in the time to pulse height converter. Alternately recording the two time spectra tends to eliminate errors due to drift in the electronic equipment. However, there still remain effects which limit the usefulness of this method to approximately 50 ps. One effect is the dependence of centroid position upon count rate. Another results from the poor energy resolution of the gamma detector. The method is sensitive only when one gamma ray is produced in the target.

We wish to report an improvement in the centroid shift method which we are now testing. By using a p - n junction, silicon detector in slow coincidence with the gamma counter, it is possible to select a charged particle group going to a single level for level spacings of 100 keV or more. It is then convenient to use the same target for both the prompt source and the gamma ray being measured. Thereby, the two time spectra can be stored simultaneously in different sections of a multi-channel analyzer.

It can be shown that there is no error in the centroid shift measurement caused by changes in the overall counting rate as long as the coincidence counting rates in the two time spectra are affected similarly. Of course, a change in relative source strengths or relative coincidence efficiencies

*) National Science Foundation Postdoctoral Fellow.

can give rise to effects that do not cancel and therefore it is necessary that the bombarding energy and the position of the charged particle channels remain constant. There is also an effect due to random coincidences and pile-up pulses. This effect depends upon the rates and the time centroid positions of random coincidences and pile-up pulses as well as upon the lifetime difference being measured. The error in the measured lifetime due to this effect can always be made smaller at the cost of reduced source strength.

The ultimate accuracy of this method is limited by systematic errors in conjunction with the time necessary to obtain a given statistical accuracy. The systematic errors result from the two gamma rays having different energies. For example, the average flight path and corresponding flight time between the source and a plastic scintillator differ for gamma rays of different energy. Also, the difference in shape of the two Compton spectra within the gamma channel result in a centroid shift due to the time dispersion of the time to pulse height converter. Preliminary measurements on $Al^{27}(p, p')Al^{27*}$ using our proton cyclotron, which has a time resolution of 2 ns, indicate that a statistical accuracy of 1 ps with systematic errors also of the order of 1 ps should be obtainable for the first excited state lifetime in approximately 100 hours.

Thermodynamics, Relativity, and Sound Velocity*)

by E. C. G. STUECKELBERG**)
 (Geneva and Lausanne)

In two previous articles ¹⁾ and ²⁾, we gave to the *2nd principle* the form (*principle of evolution*)

$$(D_{\alpha} j_S^{\alpha} - i)(x) = 0; \quad i(x) \geq 0, \quad (1)***)$$

covariant, in special relativity for the whole Lorentz group (including time reversal T)

$$\check{S}(\tau) = \int_{\tau(y)=0}^{\check{}} (d\check{\sigma}_{\alpha} j_S^{\alpha})(y) \quad (2)****)$$

*) A detailed account will appear later in the Helvetica Physica Acta.

**) Supported by the Swiss National Research Fund.

***) The notation is that of I and II, with

$$s^{\alpha} \rightarrow j_S^{\alpha}; \quad n^{\alpha} \rightarrow j_N^{\alpha}; \quad \sigma \rightarrow s; \quad \nu \rightarrow n$$

****) For the concept of pseudochronous quantities (notation \cup) see ³⁾.

is the (*pseudochronous*) *entropy* observed at a timelike surface $\tau(y) = 0$; $d\check{\sigma}_4(y) > 0$.

Thus, \check{S} increases in both *orthochronous* and *pseudochronous* frames $\{x^\alpha\}$. In order to define the *arrow of time*, we have to add to the 2nd principle of evolution (1), the 2nd principle of equilibrium: as $t = x^4 \rightarrow \infty$ in an *orthochronous* frame, $\check{S}(\tau)$ tends to a maximum

$$\check{S}(\tau) \rightarrow \check{S}'_{\max} \tag{3}$$

for given 7 functional constraints: *momentum energy* $\check{\Pi}_\beta$, angular momentum \check{M}_{ik} (formed both from $\theta^{\alpha\beta}(x)$ and *quantity of substance* \check{N} (formed from a divergence free field $j_N^\alpha(x)$)).

We show, that the vanishing 1st variation $\delta^{(1)}\check{\Psi} = 0$ and the negative definite 2nd variation $\delta^{(2)}\check{\Psi} \leq 0$ is a *necessary and sufficient condition* for the maximum of \check{S} , if

$$\check{\Psi} = \check{S} + \check{\vartheta} (H - H') - (\check{\zeta}, \check{\Pi} - \check{\Pi}') - (\check{\omega}, \check{M} - \check{M}') - \check{\nu} (\check{N} - \check{N}') \tag{4}$$

where $H = \pi^4$. ($H', \check{\Pi}', \check{M}'$ and \check{N}' are integration constants.) $\check{\vartheta}, \check{\zeta}, \check{\omega}$ and $\check{\nu}$ are Lagrange multipliers. We found the following, 'by product': in general, $\delta^{(2)}\check{\Psi} \leq 0$ is only a *sufficient condition*. Only for *space integrals of the density type* (2) (= extensive quantities) this condition is also *necessary*. However, *Thermodynamics* is only interested in such *extensive quantities*.)

To the dynamical results (*principle of evolution*)

$$T^{-1} \xi', \quad T^{-1} \eta, \quad \kappa \geq 0 \tag{5}$$

for the *viscosities* ξ' and η and for *conductivity of heat* κ , the principle of equilibrium adds:

$$T^{-1} m, \quad T^{-1} a, \quad T^{-1} (m - a v^2), \quad c = T^{-1} T_s, \dots > 0 \tag{6}$$

$m = T s + \mu \eta = u - \phi$ is the restmass- (or enthalpy-) density, a the isentropic modulus of compression ($= -V^{-1} \partial \phi [S, V, N]$), and c the density of heat capacity. As $v^2 (< 1)$ is the (square of) the 3-velocity, the 2nd inequality (6) leads to

$$0 < c_{||}^2 = a m^{-1} < 1, \tag{7)*}$$

*) Velocity of light $\equiv 1$.

where $c_{||}$ is the velocity of sound. Thus, thermodynamic stability reasons lead to the expected limitation of sound velocity.

References

- 1) E. C. G. STUECKELBERG and G. WANDERS, *Helv. phys. Acta* 26, 307 (1953).
- 2) E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. phys. Acta* 26, 417 (1953).
- 3) E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. phys. Acta* 33, 727 (1960).

Antilinear Fields and T -, CP -Covariance *)

by E. C. G. STUECKELBERG and M. GUENIN**)

(Geneva and Lausanne)

We have given, in a previous note¹⁾, the reason why *antilinear scalar and tensor fields* $\bar{w}, \bar{w}^\alpha, \bar{w}^{(\alpha\beta)}, \dots$ ***) can not exist. *Antilinear spinor fields* $\bar{\psi}$ are however possible for FD -statistics. The free field representation was given in ¹⁾. As its eigenvalues for momentum-energy $\vec{P}^\alpha = (\vec{P}, H)$ and for charge Q turn out to be identical with those of the linear field ψ , we were not at all surprised that a relation:

$$\psi_{(i)}(x) = \bar{\psi}_{(i)}(x) \bar{\Omega} \quad (1)***)$$

holds, where $\bar{\Omega}$ is a *constant operator*

$$\partial_x \bar{\Omega} = 0, \quad (2)$$

satisfying certain (anti-) commutation rules with $\bar{\psi}$ and ψ .

Interaction follows from a local relation (*Heisenberg Operators*), stating that the momentum-energy density tensor

$$\theta^{\alpha\beta}(x) = (\theta^{\alpha\beta(\text{free})} + \theta^{\alpha\beta(\text{int})})(x) \quad (3)****)$$

is symmetric and has a vanishing divergence. The Schrödinger relations, with

$$H = \int (dV \theta^{44})(\vec{x}) = H^{(\text{free})} + H^{(\text{int})}, \quad (4)$$

gives

$$[\vec{J} H, f(\vec{x})] = \dot{f}(\vec{x}), \quad (5)*$$

*) A detailed account will appear later in the *Helvetica Physica Acta*.

***) Supported by the Swiss National Research Fund.

****) *Antilinear operators* have a bar (\bar{A}) over them. Operators, linear or antilinear, are written as A .

*****) (free) = free field density, (int) = interaction density.

where $f(\vec{x})$ (Schrödinger) or $f(x)$ (Heisenberg) is any linear ($w, w^\alpha, \dots, \psi_{(i)}(x)$) or antilinear ($\bar{\psi}_{(k)}(x)$) field. As $H_{(w)}^{(\text{free})}$ of the scalar or tensor fields must anticommute with the antilinear $\bar{\psi}_{(i)}$'s

$$[\tilde{J} H_{(w)}^{(\text{free})}, \bar{\psi}_{(i)}]_- = J[H_{(w)}^{(\text{free})}, \bar{\psi}_{(i)}]_+ = 0, \quad (6)$$

no *BE*-fields $w, w^\alpha \dots$, can exist, if antilinear $\bar{\psi}_{(i)}$'s exist. The reason is easily demonstrated as an algebraic contradiction, best seen if representations are used.

However, *Fermi-interactions* can occur. A $\theta^{\alpha\beta(\text{int})}$ exists for linear and antilinear fields. It involves, in the later case $\bar{\Omega}$ in the form $\psi_{(i)} \rightarrow \bar{\psi}_{(i)} \bar{\Omega}$, if an odd number of $\bar{\psi}_{(i)}$ occur. The interesting consequence of this *isomorphism between linear and antilinear theories* is a *reality condition for the coupling constants*. This reality condition has, as a consequence, separate *T*- and *CP*-covariances of the theory.

As, to our knowledge, no theoretical reason has been found, which splits the experimentally observed *CPT*-covariance in its *T*- and *CP*-part, we propose, tentatively, that a theoretical reason for this $\psi_{(i)} \rightleftharpoons \bar{\psi}_{(i)}$ isomorphism should be looked for, in order to understand why *T*-covariance exists.

As a by-product, we mention that, to our knowledge, the existence of a (formal) momentum-energy density tensor $\theta^{\alpha\beta(\text{int})}(x)$ for Fermi-Interaction has never been shown. (See, for example BOGOLIUBOV and SCHIRKOV⁶) and STEPANOV⁷), who pretend that, in general, such a density does not exist.)

References

- 1) M. GUENIN and E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. phys. Acta* 34, 506 (1961). To be referred to as IVa.
- 2) E. C. G. STUECKELBERG, *Helv. phys. Acta* 33, 727 (1960). To be referred to as I.
- 3) E. C. G. STUECKELBERG and M. GUENIN, *Helv. phys. Acta* 34, 621 (1961). To be referred to as II.
- 4) E. C. G. STUECKELBERG, M. GUENIN, C. PIRON and H. RUEGG, *Helv. phys. Acta* 34, 675 (1961). To be referred to as III.
- 5) M. T. BURGY, V. E. KROHN, T. B. NOVEY, G. R. RINGO and V. L. TELEDI, *Phys. Rev.* 120, 1829 (1960); H. WEGENER, *Z. für Physik* 154, 553 (1959); G. CHARPAK, F. J. M. FARLEY, R. L. GARVIN, T. MÜLLER, J. C. SENS, and A. ZICHICHI, *Nuovo Cim.* 22, 1043 (1961).
- 6) N. N. BOGOLIUBOV and D. V. SCHIRKOV, *Introduction to the Theory of Quantized Fields* (1959), p. 446.
- 7) B. M. STEPANOV, *Thèse, Math. Inst. Acad. Sci. USSR* (1953); *Dokl. Akad. Nauk USSR* 100, 889 (1955).

*) $\tilde{J} \rightleftharpoons i = \sqrt{-1}$ is the antisymmetric operator, which plays in *Real Hilbert Space* (RHS) the role analogous to *i* in *Complex Hilbert Space* (CHS). As (CHS) and (RHS) theories are isomorphic, the calculations are easier in RHS. For notations, etc. see 2) (= I), 3) (= II) and 4) = III.

Some Physical Consequences of General Q -Covariance

by D. FINKELSTEIN*), J. M. JAUCH**), S. SCHIMINOVICH***), and D. SPEISER****)

In ordinary quantum mechanics, the physically observable consequences satisfy an invariance principle which says that they are independent of the sign of i . In quaternion quantum mechanics there is a natural extension of this principle: The observable consequences shall be invariant under the automorphisms of the quaternions Q . The automorphisms are those permutations of the quaternions which leave the intrinsic algebraic properties invariant. According to a known theorem they are of the form

$$\alpha \rightarrow q \alpha q^{-1} \quad \text{for all } q, \alpha \in Q, \quad |q| = 1.$$

The group of these transformations is isomorphic to the rotation group in three dimensions.

These transformations of the quaternion field induce in a quaternionic Hilbert space H_Q a colinear transformation

$$\psi \rightarrow q \psi q^{-1} \quad \text{for all } \psi \in H_Q$$

which illustrates the fact that left and right scalar multiplication are two different operations in H_Q . We have called this transformation of H_Q q -conjugation. The q -conjugations give rise to a transformation of colinear operators in H_Q according to $A \rightarrow q A q^{-1}$.

In this paper we have extended the notion of Q -covariance to that of general Q -covariance. General q -conjugations are transformations which make sense in a Hilbert space with a structure appropriate to that of a localizable system. A field variable $A(x)$ transforms under general q -conjugations

$$A(x) \rightarrow q(x) A(x) q^{-1}(x), \quad |q(x)| = 1$$

with a continuous quaternionic function $q(x)$ defined on an arbitrary space-like surface.

The implementation of this principle requires the notion of a parallel transport of quaternions. The notion of covariant derivatives and Q -curvature are natural consequences thereof.

*) Yeshiva University, New York City.

**) University of Geneva and CERN.

***) Yeshiva University, New York City; present address University of Buenos Aires.

****) University of Geneva.

The equations of motion define at each point of the space-time continuum a purely imaginary quaternionic operator $\eta(x)$ with the properties

$$\eta^0(x) = -\eta(x), \quad \eta^2(x) = -1.$$

It corresponds to the i in the Schrödinger equation. We consider $\eta(x)$ as a fundamental field, similar to the metric tensor $g_{\mu\nu}(x)$ in general relativity. Just as the latter determines the geometry of the space-time structure, so the former is closely connected with the spatial variation of the propositional calculus connected with locally defined yes-no experiments on the system.

In order to preserve general Q -covariance it is necessary to consider both the field $\eta(x)$, and the general Q -connection as dynamical variables of a fundamental character. We give here a first attempt to obtain field equations by postulating the simplest possible «Ansatz» for a Lagrangian.

The resulting field theory in its unquantized form describes three vector fields, one of which is readily seen to be identical with the Maxwell field. The other two describe a charged, massive vector field which in their quantized form would describe a pair of charged heavy vector-bosons. The physical significance of this theory would be evident if such a fundamental pair of bosons were known to exist.

Integraldarstellung von Operatoren in der Streutheorie

VON B. MISRA, D. SPEISER und GY. TARGONSKI
(Institut de Physique Théorique, Genève)

Wir betrachten ein einfaches Streusystem im Sinne von JAUCH¹⁾; für ein kugelsymmetrisches Potential existiert dann der Streuoperator S , durch dessen Eigenwertgleichung

$$S u_l = e^{2i\delta_l} u_l \tag{1}$$

die Phasenkonstanten δ_l definiert sind. Es wird im allgemeinen angenommen, dass der Operator

$$R = S - I \tag{2}$$

durch eine Integraltransformation dargestellt werden kann:

$$(R \varphi)(\alpha) = \int_0^{2k_0} R(\alpha, \alpha') \varphi(\alpha') d\alpha' \tag{3}$$

(bei elastischer Streuung, mit

$$\alpha = |\bar{k} - \bar{k}'| = 2 k_0 \sin \vartheta/2. \quad (4)$$

Die Kernfunktion R kann als differentieller Streuquerschnitt gedeutet werden; die Existenz und die Eigenschaften dieser Funktion sind daher interessant. Wir untersuchten zunächst das unterliegende mathematische Problem. Wir gingen von dem folgenden Satze von J. VON NEUMANN aus²⁾: Der Operator auf dem Raum $L^2_{[a, b]}$

$$(\Omega \varphi)(\alpha) = \int_a^b R(\alpha, \alpha') \varphi(\alpha') d\alpha' \quad (5)$$

mit

$$\int_a^b |(R(\alpha, \alpha'))|^2 d\alpha' \quad (6)$$

für fast alle α wird (Carlemanscher) Integraloperator genannt.

$\tilde{\Omega}$ ist vom Integraltyp, wenn er einem Integraloperator unitär äquivalent ist:

$$\tilde{\Omega} = U^* \Omega U, \quad U \text{ unitär.} \quad (7)$$

V. NEUMANN'S Satz lautet: Ein hermitischer Operator $\tilde{\Omega}$ ist vom Integraltyp genau dann, wenn Null (in einer genau umschriebenen Weise) Häufungspunkt des Spektrums von $\tilde{\Omega}$ ist. Von diesem Resultat ausgehend, fanden wir u. a. folgende Sätze:

- I. Ein unitärer Operator kann nicht Integraloperator (im Carlemanschen Sinne) sein.
- II. Jeder beschränkte normale Operator ist unitär äquivalent zu der Summe aus einem Integraloperator und einem Vielfachen der Identität.

Wir nennen einen Integraloperator $\tilde{\Omega}$ stark, wenn für jedes unitäre U

$$U^* \tilde{\Omega} U$$

gleichfalls ein Integraloperator ist. Wir finden dann:

- III. Ein beschränkter normaler Operator ist ein starker Integraloperator genau dann, wenn er zur Hilbert-Schmidtschen Klasse gehört.
- IV. Ein unitärer Operator ist die Summe von einem starken Integraloperator und der Identität, genau dann, wenn er ein reines Punktspektrum mit der Eigenschaft

$$\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |e^{2i\delta_l} - 1|^2 < \infty \quad (8)$$

besitzt.

V. Es sei

$$R_\lambda = (H - \lambda I)^{-1} \quad (9)$$

die Resolvente des selbstadjungierten Operators H und λ sei irgendein Wert, der nicht zum Spektrum von H gehört. Dann gilt folgende Aussage:

Wenn R_{λ_0} (Carlemanscher) Integraloperator ist, für ein $\lambda = \lambda_0$, in einer gegebenen Darstellung, dann ist R_λ (Carlemanscher) Integraloperator in der gleichen Darstellung für jeden Wert von λ .

Literatur

- 1) JAUCH, J. M., *Helv. phys. Acta* 31, 127 (1958).
 2) V. NEUMANN, J., *Charakterisierung des Spektrums eines Integraloperators*. Paris, Hermann & Cie, 1935.

Experimental Tests of Higher Symmetry Schemes

by P. G. O. FREUND*), A. MORALES**), H. RUEGG*), and D. SPEISER*)

Work supported by the Swiss National Fund

In the eightfold way version¹⁾ of unitary symmetry the baryons and pseudoscalar mesons each belong to a representation δ of the group SU_3 . Consequently all baryon-meson scattering processes can be described in terms of seven independent invariant amplitudes (additional imposition of R invariance reduces this number to five), so that a big number of relations must exist among them. By standard methods these relations between the experimentally measurable amplitudes can be found to be

$$a(K^- p \rightarrow \Xi^0 K^0) = a(K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+), \quad (1a)$$

$$a(K^- p \rightarrow K^- p) = a(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) + a(K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-), \quad (1b)$$

$$a(K^+ p \rightarrow K^+ p) = a(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + a(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+), \quad (1c)$$

$$a(K^- p \rightarrow \Xi^- K^+) = a(K^- p \rightarrow \Xi^0 K^0) + a(\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-) \quad (1d)$$

plus further equations relating more than three amplitudes which we don't give here. R invariance implies in addition

$$a(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) = a(K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-), \quad (2a)$$

$$a(K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0) = a(K^- p \rightarrow \Sigma^0 \chi). \quad (2b)$$

*) Institut de Physique Théorique de l'Université de Genève.

**) CERN, Genève.

In the higher symmetry scheme of BEHREND'S and SIRLIN²⁾ based on the group G_2 , in a similar way, one can find that the number of independent invariant amplitudes is four and that even more relations can thus be obtained, which however we shall not write down here.

If one really wants to test the relations obtained above one has to keep in view the fact that the higher symmetries at low energies are severely violated by the mass splittings of the particles belonging to the same supermultiplet. It seems therefore highly questionable whether low energy data like the magnetic moment of the Λ , or the classification of the low lying strange isobars in supermultiplets bear any relevance for proving or disproving any of the higher symmetry models. The advantage of the relations of the type found in this paper is that they can be tested at very high c.m. kinetic energies, compared to which the mass splittings within the multiplets can be neglected (e.g. > 30 GeV in the lab.). Relations of the type (1a) imply equalities of the cross-sections of the respective processes, whereas those of the type (1b) lead to triangular inequalities for the cross-sections.

Let us take the imaginary part of the relation (1c)

$$\text{Im } a(K^+ p \rightarrow K^+ p) = \text{Im } a(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \text{Im } a(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+). \quad (3)$$

Since experimentally³⁾, in the forward direction *) $\text{Im } a(K^+ p \rightarrow K^+ p)$ and $\text{Im } a(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)$ are both $\gg \text{Im } a(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)$ one can neglect $\text{Im } a(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)$ in (3). Applying then the optical theorem and neglecting the small difference in the kinematical factors at high energies, we then find

$$\sigma_{\text{tot } \pi^+ p} = \sigma_{\text{tot } K^+ p} \quad (4)$$

which, when doubled by POMERANCHUK'S theorem, yields the important relation

$$\sigma_{\text{tot } \pi^+ p} = \sigma_{\text{tot } k^+ p} = \sigma_{\text{tot } \pi^- p} = \sigma_{\text{tot } k^- p} = a \quad (5)$$

which shows that the total high energy meson-proton cross-sections all approach the same constant value.

Relation (5) can also be derived for the G_2 model of BEHREND'S and SIRLIN as well as for the Sakata-model version⁴⁾ of unitary symmetry. Since experiment⁵⁾ checks (5) with the accuracy of 20% this might be considered as a more or less convincing piece of evidence for higher symmetries, there being no reason for such relations to hold without higher symmetries.

*) The validity of unitary symmetry for small momentum transfers is here needed as an extra assumption.

Relation (5) is however only a first hint towards the possible validity of some higher symmetry and we believe that it would be worthwhile to make high energy measurements with improved accuracy in order to check the relations (1) and (2) specially those that lead to equalities of cross-sections.

A detailed presentation of our results will be given elsewhere.

References

- 1) M. GELL-MANN, Caltech Report CTSL-20 (1961), Y. NE'EMAN, Nucl. Phys. 26, 222 (1961).
- 2) R. E. BEHREND, A. SIRLIN, Phys. Rev. 121, 324 (1961).
- 3) D. R. O. MORRISON, private communication.
- 4) C. A. LEVINSON, H. J. LIPKIN, S. MESHKOV, Nuovo Cim. 23, 236 (1962).
- 5) G. VON DARDEL, D. DEKKERS, R. MERMOD, H. VIVARGENT, G. WEBER, K. WINTER, Phys. Rev. Lett. 8, 173 (1962); CH. PEYROU, Proc. Aix en Provence Conf. on Elementary Particles (1961, Vol. II, p. 103).

Restricted Variations of the Quantum Mechanical Action Functional, and their Relation to Classical Dynamics

by JOHN R. KLAUDER

(Institut für Theoretische Physik, Universität Bern,
and Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, N. J.)

A general variation of the unit-vector-valued time function $\Phi(t)$, apart from simple ray rotations [e. g., $\Phi(t) = e^{i\lambda(t)} \Phi$], yields, as the Euler-Lagrange equation of the action functional

$$I = \int [i \hbar (\Phi, \dot{\Phi}) - (\Phi, \mathcal{H} \Phi)] dt, \quad (1)$$

the dynamical equation of quantum mechanics in the Schrödinger picture. However, if Eq. (1) is extremized with respect to a *restricted* class of unit-vector-valued time functions, then the resultant Euler-Lagrange equation may differ from the Schrödinger equation. As an example, we treat a one-dimensional, single particle problem and, for a certain restricted class of vectors show that Eq. (1) reduces essentially to the action functional of classical mechanics.

Let Q and P denote fixed position and momentum operators such that $[Q, P] = i \hbar$. Further let $p(t)$ and $x(t)$ be two c -number-valued time functions. Then

$$\Phi(t) \equiv \Phi [p(t), x(t)] \equiv e^{-i x(t) P / \hbar} e^{i p(t) Q / \hbar} \Phi_0, \quad (2)$$

where Φ_0 is some fiducial unit vector, defines a restricted class of unit-vector-valued time functions parameterized by $p(t)$ and $x(t)$. For interpretive purposes we ask that

$$(\Phi[p, x], P \Phi[p, x]) = p, \quad (\Phi[p, x], Q \Phi[p, x]) = x, \quad (3)$$

which impose only the modest restriction on Φ_0 that

$$(\Phi_0, P \Phi_0) = (\Phi_0, Q \Phi_0) = 0. \quad (4)$$

A direct substitution of (2) into (1) leads to the following form for the action functional:

$$I = \int [p \dot{x} - H(p, x)] dt, \quad (5)$$

where

$$\begin{aligned} H(p, x) &= (\Phi[p, x], \mathfrak{H}(P, Q) \Phi[p, x]) \\ &= (\Phi_0, \mathfrak{H}(P + p, Q + x) \Phi_0) \\ &= \mathfrak{H}(p, x) + O(\hbar; \Phi_0; p, x). \end{aligned} \quad (6)$$

Thus the classical Hamiltonian $H(p, x)$ in (5) has the form of the quantum Hamiltonian with explicit c -number substitution, i. e., $\mathfrak{H}(p, x)$, plus terms depending on \hbar and on the choice of the fiducial vector Φ_0 . In the limit $\hbar \rightarrow 0$, $H(p, x) = \mathfrak{H}(p, x)$, which shows that the usual classical Hamiltonian survives. Therefore Eq. (5) can be considered as the classical action functional, wherein, according to Eq. (3), p and x represent the expectation values of momentum and position, respectively; the classical action (5) is but a special case of the quantum action (1).

If we recognize that the term $O(\hbar; \Phi_0; p, x)$ should not be discarded, then we should extremize I with respect to Φ_0 . For quadratic Hamiltonians, e. g.

$$\mathfrak{H}(P, Q) = P^2/2m + \omega^2 m Q^2/2 - \hbar \omega/2, \quad (7)$$

the extremal Φ_0 is independent of p and x and is just the ground state of $\mathfrak{H}(P, Q)$. For the example of (7), Eq. (6) becomes

$$H(p, x) = p^2/2m + \omega^2 m x^2/2, \quad (8)$$

namely, the classical Hamiltonian (8) corresponds to the quantum Hamiltonian (7) *with the zero-point energy removed*. The field-theoretic generalization and application is clear: an infinite zero-point energy for boson fields never appears.

This last aspect of our formalism suggests that (6) represents a meaningful form for the classical Hamiltonian preparatory to quantization. The process of quantization itself consists then (i) in recognizing that (5) is but the evaluation of (1) for a restricted set of unit vectors, and (ii) extending the evaluation of (5) beyond this restricted set to a sufficient set to infer Eq. (1).

A discussion along somewhat related lines has already been given for fermion oscillators¹⁾, and a general treatment following the present lines will appear elsewhere.

References

¹⁾ J. R. KLAUDER, *Annals of Physics* 11, 123 (1960).

Zur 5-dimensionalen unitären Feldtheorie: Der Kleinsche Ansatz periodischer Felder

VON H. LEUTWYLER und J. SCHAEER
(Institut für theoretische Physik, Universität Bern)

In der unitären Feldtheorie nach KALUZA und KLEIN werden die Einsteinschen Gravitationsgleichungen mit den Maxwell-Lorentzschen Gleichungen für das elektromagnetische Feld in einer Weise zusammengefasst, die eine Interpretation in einem 5-dimensionalen Riemannschen Raume erlaubt. Die Bahnen neutraler und geladener Teilchen sind Geodätische dieses Raumes. Zur Interpretation ist allerdings Voraussetzung, dass der metrische Tensor $\gamma_{\mu\nu}$, der die Gravitations- und die elektromagnetischen Potentiale umfasst, von der fünften Koordinate x^5 nicht abhängt. Die Theorie ist daher nicht allgemein kovariant. Sie lässt nur Koordinatentransformationen zu, die diese Unabhängigkeit der Felder von x^5 erhalten. Die Feldgleichungen sind daher nur vom genetischen Ursprung her verständlich; sonst muten sie etwas willkürlich an.

Hier wird versucht, diesen Unzulänglichkeiten dadurch zu entgehen, dass allgemeine Kovarianz der Theorie gefordert wird. Solch allgemeine Koordinatentransformationen, nämlich Drehungen in der x^4 - x^5 -Ebene, wurden schon 1960 aus heuristischen Gründen dazu gebraucht, aus statischen Lösungen der Feldgleichungen ohne elektromagnetisches Feld solche Lösungen mit elektromagnetischem Feld zu konstruieren¹⁾. Allgemein sollten also Felder $\gamma_{\mu\nu}(x^\lambda)$ zugelassen werden. Als Feldgleichungen kommen, mit den Einsteinschen Überlegungen, nur

$$R_{\mu\nu} = -k^2 \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

in Frage. Die Willkür ist also wesentlich eingeschränkt. Da die 5. Dimension nicht mehr durch eine Koordinatenbedingung ausgezeichnet werden soll, muss sie irgendwie anders charakterisiert werden, soll nicht die Theorie ihren physikalischen Gehalt verlieren. Das geschieht durch die Topologie. Es wird gefordert, dass der Raum in einer Richtung sehr stark gekrümmt sei und die Ableitungen der Felder nach dieser Richtung die andern Ableitungen überwiegen. Es ist dann zwar zweckmässig, aber durchaus nicht notwendig, dieser Richtung die fünfte Koordinate zuzuordnen.

Um beim Einfachsten zu beginnen, wird das Vakuumfeld untersucht. Hier hängt die Metrik überhaupt nur von x^5 ab:

$$\gamma_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu}(x^5). \quad (2)$$

Die allgemeine Lösung der Gleichungen (1) lässt sich unter der Voraussetzung (2) explizit berechnen. Als Hauptergebnis sei festgehalten, dass sie in x^5 periodisch ist. Der Raum kann also in dieser Richtung als geschlossen betrachtet werden. Setzt man $k = ec/(\hbar \sqrt{16 \pi \epsilon_0 G}) \approx 10^{33} m^{-1}$, so ist diese Ausdehnung so klein, dass sie unbeobachtbar bleibt. Unter diesen Lösungen gibt es physikalisch sinnvolle, d. h. solche, deren Quotientenmetrik die Form $g_{ik} = G(x^5) \eta_{ik}$ hat.

Die Periodizität der Lösung gibt nun den Anschluss an die Arbeiten KLEINS²⁾. Die fünfte Koordinate sollte dort als Konjugierte zur elektrischen Ladung zu deren Erhaltungssatz führen, gleich wie Raum- und Zeitkoordinaten mit der Konservierung von Impuls und Energie verknüpft sind. Zudem könnte die Ladungskonjugation als Spiegelung der 5. Dimension gedeutet werden, was eine besonders durchsichtige Darstellung des TPC-Theorems erlaubt. Anlass für periodische Felder ist das Verhalten der Felder bei Eichtransformationen. Es könnte nämlich ohne weiteres verstanden werden, wenn die Felder die spezielle Form $\psi(x^\mu) = \psi(x^i) e^{\epsilon i k x^5}$ hätten; $\epsilon = 0$ oder ± 1 , je nach Ladung der beschriebenen Teilchen. Es wäre daher wünschenswert, wenn die Felder periodisch in x^5 wären und nur die niedrigsten Fourierkoeffizienten aufträten. Während unser Vakuumfeld der ersten Forderung genügt, bleibt noch zu untersuchen, ob sich durch geschickte Skalentransformation von x^5 auch das zweite Postulat erfüllen lässt.

Literatur

1) H. LEUTWYLER, Arch. d. Sciences Genève 13, 549 (1960).

2) O. KLEIN, Z. f. Physik 37, 895 (1926), und 46, 188 (1927).

Verallgemeinerte Eichinvarianz und zugeordnete Bosonfelder

VON H. LEUTWYLER

(Institut für theor. Physik, Universität Bern)

Die Diracgleichung weist bekanntlich eine kontinuierliche Invarianzgruppe auf:

$$\psi' = S^{-1} \psi, \quad \gamma'_\mu = S^{-1} \gamma_\mu S. \quad (1)$$

Zwei Gründe sprechen für eine Erweiterung dieser Gruppe auf ortsabhängige Matrizen $S(x)$: 1. Nach der allgemeinen Relativitätstheorie werden die Matrizen γ_μ bei Anwesenheit von Gravitationsfeldern ortsabhängig. 2. Vom Standpunkt der Methode von YANG und MILLS kann die Erweiterung einer kontinuierlichen Invarianzgruppe auf ortsabhängige Parameter zur Einführung von Wechselwirkungen verwendet werden, die gegenüber dieser Gruppe ebenfalls invariant sind.

Ortsabhängige Transformationen $S(x)$ wurden in der Tat schon um 1930 von FOCK, TETRODE, BARGMANN, SCHRÖDINGER u. a. untersucht. Der Invarianzforderung gegenüber beliebigen Transformationen $S(x)$ wird durch die Einführung eines Matrizenfeldes $\Gamma_\mu(x)$, dessen Transformationseigenschaften die Invarianz von

$$\gamma^\mu (\partial_\mu - \Gamma_\mu(x)) \psi + m \psi = 0 \quad (2)$$

zur Folge hat, genügt. In den zitierten Arbeiten wird das Feld $\Gamma_\mu(x)$ in Analogie zur Bestimmung des affinen Zusammenhangs im Riemannraum durch die Gleichung

$$D_\mu \gamma_\nu \equiv \partial_\mu \gamma_\nu - \left\{ \begin{matrix} \lambda \\ \mu \nu \end{matrix} \right\} \gamma_\lambda - [\Gamma_\mu, \gamma_\nu] = 0 \quad (3)$$

festgelegt. In letzter Zeit wurden verschiedene Versionen vorgeschlagen, welche anstelle der Bestimmungsgleichung (3) dem Feld $\Gamma_\mu(x)$ einige Selbständigkeit zugestehen. Diese Versionen sind als Spezialfälle im folgenden Formalismus enthalten.

Ausgangspunkt bildet die Feststellung, dass die Verträglichkeit der Definitionen von Metrik und affinem Zusammenhang als Skalarprodukt bzw. Parallelverschiebung des Basisvektoren im Spinorraum nicht auf (3), sondern auf

$$D_\mu A \equiv \partial_\mu A + \Gamma_\mu^+ A + A \Gamma_\mu = 0, \quad \gamma_\mu^+ = -A \gamma_\mu A^{-1} \quad (4)$$

führt. Betrachtet man nur Koordinatensysteme, in welchen A in jedem Punkt x Diagonalform hat, so ist (4) lediglich eine Realitätsbedingung für Γ_μ (vgl. (7)).

Es lässt sich zeigen, dass die Lagrangefunktion des Feldes $\Gamma_\mu(x)$ infolge der Invarianzforderung nur in der Form

$$L = L(\gamma_\mu, \Phi_{\mu\nu}) ; \quad \Phi_{\mu\nu} = \partial_\mu \Gamma_\nu - \partial_\nu \Gamma_\mu - [\Gamma_\mu, \Gamma_\nu] \quad (5)$$

von Γ_μ abhängen kann. Lässt man nur in $\Phi_{\mu\nu}$ höchstens quadratische Lagrangefunktionen zu, so kann man die allgemeinste Invariante L explicite konstruieren. Anstelle einer Wiedergabe des vollständigen Ausdrucks diskutieren wir kurz ein spezielles, repräsentatives Beispiel. Bei geeigneter Wahl von L erhält man für $\Gamma_\mu(x)$ folgende Gleichungen:

$$a D_\mu \Phi^{\mu\nu} + b (\partial_\mu (\sqrt{g} \gamma^{\mu\nu}) / \sqrt{g} - [\Gamma_\mu, \gamma^{\mu\nu}]) + c \{ \gamma_\mu, \psi \bar{\psi} \}_+ = 0. \quad (6)$$

Nebst dem für die Methode von YANG und MILLS charakteristischen nichtlinearen Glied mit zweiten Ableitungen führt der in $\Phi_{\mu\nu}$ lineare Anteil der Lagrangefunktion zu einem massenartigen Glied für die Felder B_μ^α , $C_\mu^{\alpha\beta}$ und D_μ^α , den Koeffizienten in der Entwicklung des Feldes $\Gamma_\mu(x)$ nach der durch die γ -Matrizen erzeugten Basis:

$$\Gamma_\mu(x) = i A_\mu(x) + B_\mu^\alpha(x) \gamma_\alpha + C_\mu^{\alpha\beta}(x) \gamma_{\alpha\beta} + i D_\mu^\alpha(x) \gamma_5 \gamma_\alpha + i E_\mu(x) \gamma_5. \quad (7)$$

In den Feldgleichungen für A_μ und $E_\mu(x)$ können keine Massenterme auftreten. Wählt man dagegen die Lagrangefunktion in $\Phi_{\mu\nu}$ linear, so ergeben sich direkte trilineare Wechselwirkungen des Feldes ψ mit sich selbst. Die Heisenbergsche nichtlineare Spinorgleichung erweist sich als Spezialfall mit besondern Symmetrieeigenschaften.

Sur l'évaporation d'un système de masses ponctuelles liées par leur champ de gravitation (amas d'étoiles)

par P. BOUVIER

(Observatoire, Genève)

Le problème des amas d'étoiles se présente schématiquement, dans son aspect dynamique, comme celui d'un système de points matériels confinés par leur attraction mutuelle dans une région finie de l'espace. Le champ de gravitation d'un amas isolé ne s'oppose toutefois pas à la fuite éventuelle d'étoiles ayant acquis une énergie suffisante à la suite de rencontres avec d'autres étoiles de l'amas.

En conséquence de cette évaporation, la masse et l'énergie totales d'un amas stellaire vont décroître lentement au cours du temps et modifier peu à peu la structure du système; structure et évolution sont

donc étroitement liés ici. D'autre part, étant donné que le nombre des étoiles est de l'ordre de 10^2 à 10^4 dans un amas galactique, de 10^5 à 10^6 pour un amas globulaire, le problème est à envisager statistiquement.

La densité de masse que figure au second membre de l'équation de Poisson pour le potentiel Φ ,

$$\nabla^2 \Phi = 4 \pi G \iint m f dm dv$$

s'exprime à l'aide d'une fonction continue de probabilité f qui décrira à tout instant la distribution discontinue des masses et des coordonnées de l'espace de phase à six dimensions d'une étoile du système. Pour tenir compte des fluctuations que subira f par l'effet des rencontres entre étoiles de l'amas, on adjoindra au second membre de l'équation de Boltzmann pour f la variation locale de f due à ces rencontres.

Ce procédé est d'ailleurs caractéristique de la théorie des gaz²⁾. Cependant, sous sa forme générale, le problème ainsi posé présente des difficultés de résolution quasi-insurmontables; plusieurs hypothèses s'avèrent nécessaires afin de le simplifier et le caractère arbitraire de certaines d'entre elles est à l'origine des estimations discordantes du taux d'évaporation obtenues jusqu'ici.

Nous avons procédé à l'étude d'un amas formé de deux populations stellaires différant par la masse m_1, m_2 des étoiles qui composent chacune d'entre elles. Le nombre des étoiles de masse m_1 est en outre supposé très supérieur à celles de masse m_2 , ce qui permet de ne retenir que les rencontres avec les étoiles de masse m_1 et simplifie par conséquent le système des deux équations aux dérivées partielles de FOKKER-PLANCK donnant la variation locale des deux distributions dues à l'effet des rencontres.

Ces distributions se réduisent d'ailleurs à des fonctions de deux variables (module de vitesse et temps) grâce aux hypothèses de base qui sont ici les mêmes que celles faites par KING⁴⁾ dans le problème analogue d'un amas à une seule population. Reprenant la méthode de séparation des variables et procédant à une résolution numérique, le taux d'évaporation de la population 2 est finalement trouvé comme fonction décroissante du rapport m_2/m_1 , d'allure intermédiaire de celles obtenues par SPITZER et HÄRM⁵⁾ d'une part et par HENON³⁾ de l'autre, selon des voies différentes.

Le taux d'évaporation en fonction de la masse des étoiles évadées permet d'interpréter la distribution des luminosités de certains amas galactiques¹⁾ et d'aborder le problème de l'évolution de telles distributions qui renseignera sur les âges comparés des amas galactiques. On sait que ces objets cosmiques jouent un rôle primordial dans l'étude de la structure générale d'une galaxie. Ces lignes résument la principale partie

d'un travail actuellement sous presse dans les Archives des sciences (tome 14, fasc. 3, Genève 1962) et les Publications de l'Observatoire de Genève (n° 62, série A).

Références

- 1) BOUVIER, P., Archives des Sc. 14, 1 (1961).
- 2) CHAPMAN, S., COWLING, G. T., The mathematical theory of non uniform gases (Cambridge 1939).
- 3) HÉNON, M., Ann. d'Astr. 24, 369 (1961).
- 4) KING, I., A. J. 65, 122 (1960).
- 5) SPITZER, L., HÄRM, R., Ap. J. 127, 544 (1958).