

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

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la réunion de la Société suisse de Physique

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 11.07.2025

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

Compte rendu de la réunion de la Société suisse de Physique

à Soleure, le 8 mai 1954.

Président: Prof. Dr P. HUBER (Bâle),
Vice-président: Prof. Dr W. PAULI (Zurich),
Secrétaires: Dr P. DINICHERT (Neuchâtel),
Dr P. DE HALLER (Winterthour).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. D. ABOAR (Zurich), E. BAŞ (Zurich), R. BIERI (Mainz Rh.), J. DE BOER (Küsnacht ZH), F. CERULUS (Bâle), J. C. COURVOISIER (Genève), L. DICK (Genève), S. DORNIER (Zoug), C. ENZ (Zurich), P. ERDÖS (Zurich), G. FISCHER (Neuchâtel), F. GASSER (Berne), F. GIMMI (Zurich), T. GINSBURG (Zurich), K. HINTERMANN (Berne), F. HULLIGER (Uerikon ZH), P. JUNOD (Zurich), U. KATZ (Zurich), C. MANUS (Lausanne), W. MEIER (Belp BE), W. PETTER (Zurich), C. PEYROU (Berne), J. SALADIN (Zurich), H. SCHLAEPPI (Zurich), P. SCHMID (Bâle), J. SCHMOUKER (Zurich), E. STEIGMEIER (Endingen AG), A. STEINEMANN (Zurich), O. VOGT (Zurich), E. WÜRGER (Bâle);

comme membre collectif: Jagger Library (Cape Town).

La S.S.P. compte actuellement 460 membres.

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

Le professeur M. FIERZ, rédacteur des Helvetica Physica Acta, expose la situation, actuellement réjouissante, de ce périodique.

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

Le Comité de la S.S.P. est chargé de réexaminer la question du remboursement partiel des frais d'impression des comptes rendus des deux séances annuelles par les auteurs de communications scientifiques.

Le dimanche 9 mai a lieu une excursion au Weissenstein.

*Partie scientifique.***Messung des Verhältnisses der α -Aktivität von U^{235} und U^{234}
im natürlichen Uran**

von E. BALDINGER, P. HUBER, K. P. MEYER und E. WÜRGER (Basel).

Das Verhältnis der Häufigkeit der α -Strahlung von U^{235} und U^{234} im natürlichen Gemisch ist bereits von verschiedenen Autoren¹⁻⁵⁾ gemessen worden. Der genaue Wert dieses Verhältnisses wird für die Altersbestimmung von Uranerzen benötigt. Da die bisher publizierten Werte nicht untereinander übereinstimmen, wurde eine Neubestimmung mit möglichst hoher Genauigkeit unternommen.

Die Messanordnung war dieselbe, wie sie von BALDINGER und HUBER⁵⁾ benutzt wurde. Die Ionisationskammer mit parallelen Platten (Plattendistanz = 1 cm, Kammerspannung = 4,8 kV) hatte eine Füllung von 6 Ata Reinargon + 0,5% CO_2 .

Um ein gutes Auflösungsvermögen zu erhalten, wurden sehr dünne U_3O_8 -Präparate auf poliertem Platinträger benutzt. Sie zeigten die Farben dünner Blättchen (blauviolett). Die Schicht wurde bei 90° C elektrolytisch aus einer Mischung von 0,2-prozentiger Uranylнитratlösung mit 0,4 molarer Ammoniumoxalatlösung ausgefällt. Die Stromdichte bei der Elektrolyse betrug 10 mA pro cm^2 . Überdies wurde ein α -Strahlkollimator direkt auf dem Uranpräparat angebracht. (Siebplatte mit 62 Löchern, Lochdurchmesser 2 mm, Tiefe der Löcher 1 mm). Durch diese Massnahmen konnte eine Halbwertsbreite der α -Linien von 1,8% erzielt werden, wobei allerdings nur noch 31 Impulse pro Minute verblieben.

Zur Eichung der Energieskala diente der Abstand zwischen den α -Linien von U^{238} und U^{234} . Der langfristigen Verstärkungsschwankungen wegen musste die Messung der insgesamt $2 \cdot 10^5$ α -Impulse in 184 Teilmessungen ausgeführt werden. Bei der Überlagerung der Teilmessungen war der maximale Fehler in der Energie-Skala ± 9 keV. Eine feinere Unterteilung der 19 Kanäle unseres Impulsspektrographen in total 40 Energie-Intervalle von rund 22 keV Breite war möglich, weil jede der einzelnen Teilmessungen bei etwas veränderter Verstärkung aufgenommen wurde.

Fig. 1 zeigt die Auswertung von 20 Teilmessungen. Die α -Linie von U^{235} erscheint gut aufgelöst. Die obere Flanke der α -Linie von

U^{234} liefert die exakte Linienform, mit der im Bereich der geringfügigen Überlappungen der drei Linien eine eindeutige Aufteilung der Flächen vorgenommen werden konnte.

Aus den Messungen von GHIORSO⁶⁾ an stark angereichertem U^{235} entnehmen wir die Feinstruktur der α -Strahlung von U^{235} :

U_0 (4,58 MeV) 10,2%; U_I (4,40 MeV) 85,6%; U_{II} (4,20 MeV) 4,2%.

Unsere Messungen lassen lediglich die Intensität der Linie U_I^{235} separat bestimmen, während die beiden α -Linien U_0 und U_{II} von

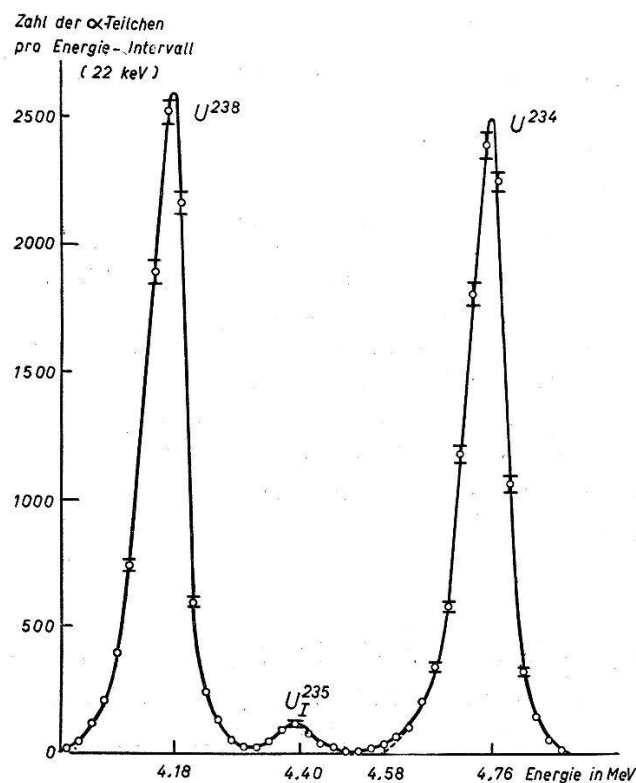


Fig. 1.

Spektrum der α -Linien des Urans im natürlichen Isotopengemisch. Zur Darstellung dieser Kurve wurden nur rund 10% des gesamten statistischen Materials verwendet.

U^{235} mit der α -Linie von U^{234} bzw. U^{238} zusammen gemessen werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 enthalten.

Tabelle 1.

Bezeichnung der Linien	Gemessene Impulszahl	Fehler
$U^{238} + U_{II}^{235}$	95115	± 218
U_I^{235}	3880	± 66
$U^{234} + U_0^{235}$	95491	± 218

Zusammenstellung der Messergebnisse. Die Fehlerangabe enthält neben der mittleren statistischen Schwankung die Unsicherheit in der gegenseitigen Abgrenzung der Linien.

Mit Hilfe der von GHIORSO gemessenen Häufigkeit der einzelnen Komponenten der α -Strahlung von U^{235} wurde nun aus unseren Messungen das gesuchte Verhältnis V der Aktivitäten der Isotopen 235 und 234 berechnet:

$$V(U_I^{235}/U^{234}) = (4,09 \pm 0,07) \%$$

$$V(U_{\text{total}}^{235}/U^{234}) = (4,77 \pm 0,09) \%.$$

Der Vergleich unserer Ergebnisse mit den früheren Messungen ergibt gute Übereinstimmung mit

SAYAC (Ionisationskammer) $V(U_I^{235}/U^{234}) = (4,08 \pm 0,15) \%$ und

NIER (Massenspektrograph) $V(U_I^{235}/U^{234}) = (4,6 \pm 0,1) \%$.

Literatur.

- 1) M. FRANCIS, T. DA TSCHANG, Phil. Mag. **20**, 632 (1935).
- 2) A. O. NIER, Phys. Rev. **55**, 153 (1939).
- 3) F. L. CLARK, H. J. SPENCER-PALMER and R. N. WOODWARD, Brit. Atomic Energy Projects, Report BR 522 (1950).
- 4) G. J. SAYAC, Comptes rendus **232**, 2091 (1951).
- 5) E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **22**, 365 (1949).
- 6) A. GHIORSO, Phys. Rev. **82**, 979 (1951).

Z-Abhängigkeit des Paarbildungsquerschnittes für Co^{60} — Gammastrahlen und Absorptionskoeffizienten für Vernichtungsstrahlung

von P. SCHMID und P. HUBER (Basel).

Die Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Paarerzeugung für Gammastrahlen von Co^{60} wurde schon früher ¹⁾²⁾ untersucht. Eine Wiederholung der Experimente mit einer andersartigen, verbesserten Apparatur schien uns wünschenswert.

Die verwendete Zähleranordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Die primären Gamma-Quanten erzeugen im Probekörper Me Elektronenpaare, die dort oder in der umhüllenden Aluminiumkassette K auf thermische Geschwindigkeit abgebremst werden. Ein 2 mm dickes Aluminiumfilter F absorbiert die aus dem Kollimator C kommenden Elektronen und Positronen. Die Vernichtungsquanten werden durch die Flüssigkeits-Szintillationszähler S_1 und S_2 nachgewiesen. Die Anordnung ist so, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronenvernichtung in allen Punkten 0 gleich

ist, die in einer zur Zählerachse senkrechten Ebene innerhalb der verlängert gedachten Mantelfläche der kegelstumpfförmigen Zähler liegen.

Die Impulse beider Szintillationszähler werden der Koinzidenzschaltung V zugeführt, nachverstärkt und im mechanischen Zählwerk ZW registriert. Um die zeitlichen Schwankungen der ca. 40% betragenden Ansprechwahrscheinlichkeit laufend zu kontrollieren und um gleichzeitig die Absorption der Vernichtungsstrahlung in Probekörper und Kassette experimentell zu bestimmen,

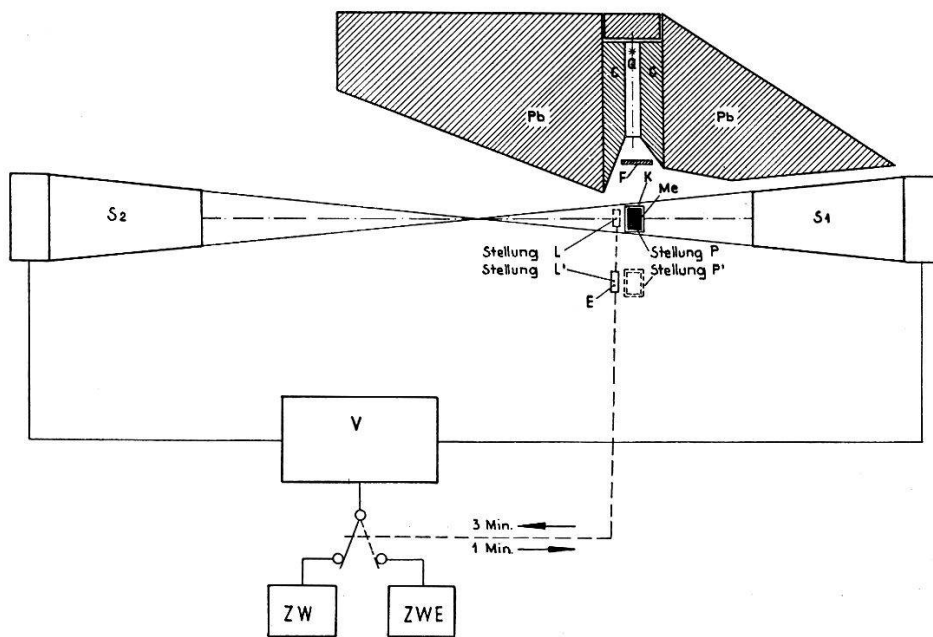


Fig. 1.

Messanordnung.

wird jede vierte Minute ein Na^{22} -Eichpräparat E (Positronenstrahler) aus der Stellung L' in den empfindlichen Raum (Stellung L) eingeschwenkt.

Die Paarbildung in der Aluminiumkassette wurde berücksichtigt durch Messung der Paarerzeugung im massiven Aluminiumblock, bestehend aus Kassette und Al-Probekörper, und Abschätzung des auf die Kassette entfallenden Anteils.

Die von uns gemessenen Paarerzeugungs-Querschnitte Φ von Cu, Sn und Pb wurden wie üblich¹⁾²⁾ für $Z \rightarrow 0$ an die Bethe-Heitlerschen Werte³⁾ Φ_{BH} angeschlossen und für grössere Kernladungszahlen gemäss den Resultaten der numerischen Rechnungen von JAEGER⁴⁾ wie folgt approximiert:

$$\Phi/\Phi_{BH} \cong 1 + b Z^2. \quad (1)$$

Unsere Messwerte sind, zusammen mit denjenigen der andern Autoren, in Tabelle 1 zusammengestellt; ebenso die besten Werte des Koeffizienten b .

Tabelle 1.

Zusammenstellung relativer Paarbildungs-Querschnitte.

Mat.	Z	Rel. Querschnitt	HAHN ¹⁾ , BALDINGER und HUBER	DAYTON ²⁾	Vorliegende Messung	Wahrscheinliche Werte
Al	13	Φ/Φ_{BH}	—	$0,997 \pm 0,049$	—	$1,026 \pm 0,002$
Fe	26	„	$1,05 \pm 0,20$	—	—	$1,105 \pm 0,007$
Cu	29	„	—	$1,111 \pm 0,052$	$1,18 \pm 0,14$	$1,131 \pm 0,008$
Cd	48	„	$1,48 \pm 0,15$	—	—	$1,360 \pm 0,023$
Sn	50	„	—	$1,494 \pm 0,057$	$1,38 \pm 0,07$	$1,390 \pm 0,025$
Pb	82	„	$2,08 \pm 0,22$	$2,037 \pm 0,055$	$2,02 \pm 0,06$	$2,045 \pm 0,068$
—	—	b	$1,61 \cdot 10^{-4}$	$1,59 \cdot 10^{-4}$	$1,52 \cdot 10^{-4}$	$(1,55 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$

Die in der letzten Kolonne von Tabelle 1 stehenden Werte gehen durch Ausgleichsrechnung nach dem Ansatz (1) aus den gewogenen Messresultaten aller Autoren hervor.

Aus dem Verhältnis der Eichstosszahlen mit gekapseltem Probekörper abwechselnd in Stellung P und P' lassen sich die effektiven Massenabsorptionskoeffizienten für Vernichtungsstrahlung berechnen. Sehr genaue Messungen derselben für Al, Cu und Pb wurden von ARGYLE u. a.⁵⁾ ausgeführt. In jenen Experimenten betrugen die Öffnungswinkel der Zähler bezüglich der Quelle nur etwa $\frac{3}{4}$ Grad, weshalb die so gemessenen Werte praktisch die totalen Rayleigh-Streuquerschnitte enthalten. Da in der speziellen Geometrie unserer Zählordnung der grösste Teil der kohärent gestreuten Quanten die Zähler noch erreicht, müssen ARGYLES Messwerte um die Anteile für kohärente Streuung vermindert werden, damit sie mit den von uns bestimmten Absorptionskoeffizienten verglichen werden können.

Die Berechnung der totalen kohärenten Streuquerschnitte erfolgte nach Formel (13a) und Tabelle 22 aus der Originalarbeit von FRANZ⁶⁾, jedoch musste die Formel wie folgt korrigiert*) werden:

$$\sigma_{\text{coh}} = 2\pi \frac{e^4 Z}{E_0^2} \left(\frac{E_0}{h\nu} \right)^2 Z^{5/3} \cdot 5,4 \cdot 10^{-5} \left(1 - 0,008 Z^{1/3} \frac{E_0}{h\nu} \right). \quad (2)$$

In Tabelle 2 sind die aus unsern Experimenten erhaltenen Massenabsorptionskoeffizienten mit den korrigierten Daten von

*) Die Korrektur wurde uns von FRANZ bestätigt.

ARGYLE verglichen, nur im Falle von Sn, wo Messungen dieses Autors fehlen, wird mit theoretischen Werten von DAVISSON und EVANS⁷⁾ verglichen.

Tabelle 2.

Absorptionskoeffizienten in $\text{cm}^2 \text{gr}^{-1}$ für Vernichtungsstrahlung.

Mat.	Werte nach ARGYLE u. a. ⁵⁾	Für Rayleighstr. korr. Werte v. ⁵⁾	Vorliegende Messung
Al	$0,0831 \pm 0,0013$	$0,0826 \pm 0,0013$	$0,0823 \pm 0,0045$
Cu	$0,0819 \pm 0,0005$	$0,0799 \pm 0,0005$	$0,0720 \pm 0,0044$
Sn	—	$0,0892$ ⁷⁾	$0,0906 \pm 0,0025$
Pb	$0,1519 \pm 0,0008$	$0,1412 \pm 0,0015$	$0,1421 \pm 0,0056$

Literatur.

- 1) B. HAHN, E. BALDINGER und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 505 (1952).
- 2) I. E. DAYTON, *Phys. Rev.* **89**, 544 (1953).
- 3) H. BETHE und W. HEITLER, *Proc. Roy. Soc. A* **146**, 83 (1934).
- 4) J. C. JAEGER, *Nature* **148**, 86 (1941).
- 5) P. E. ARGYLE, G. M. GRIFFITHS und J. B. WARREN, *Can. J. Phys.* **29**, 83 (1951).
- 6) W. FRANZ, *Zs. f. Phys.* **98**, 314 (1936).
- 7) C. M. DAVISSON und R. D. EVANS, *Rev. Mod. Phys.* **24**, 79 (1952).

Verzweigungsverhältnis der (n, α) - und (n, p) -Reaktion an Schwefel für schnelle Neutronen

von P. HUBER und T. HÜRLIMANN (Basel).

Die beiden Kernreaktionen $\text{S}^{32}(n, \alpha)\text{Si}^{29}$ und $\text{S}^{32}(n, p)\text{P}^{32}$ werden mit Hilfe einer zylinderförmigen Ionisationskammer, einem Impulsverstärker und einem 19-Kanalspektrographen registriert. Als Füllgas wird SO_2 mit Zusatz von Argon verwendet. Im Spektrogramm können die Reaktionen dank der verschiedenen Wärmetönungen voneinander getrennt und abgezählt werden.

Als Neutronenquelle dient uns die D - D -Reaktion. Die Neutronenenergie wird variiert von 2,2 bis 4,0 MeV. Die Halbwertsbreite der berechneten Energiespektren beträgt im Mittel 50 keV, was wesentlich grösser ist als der mittlere Abstand der Niveaux des hochangeregten Zwischenkerns.

Die relativen Maxima und Minima der beiden Kurven für die Reaktionsquerschnitte von $\text{S}(n, \alpha)$ und $\text{S}(n, p)$ fallen im allgemeinen nicht zusammen. Diese Tatsache wird anschaulich beim Betrachten

des Verzweigungsverhältnisses (Fig. 1). Um diese Erscheinung zu deuten, müssen wir annehmen, dass gewisse Niveaux des Zwischenkerns den Zerfall in einen bestimmten der möglichen Reaktionskanäle bevorzugen.

Der allgemeine Verlauf des Verzweigungsverhältnisses (also abgesehen von Resonanzen) kann mit Hilfe der Kontinuumstheorie diskutiert werden. So haben wir das Verhältnis der Transmissionswahrscheinlichkeiten des Protons bzw. des α -Teilchens durch die

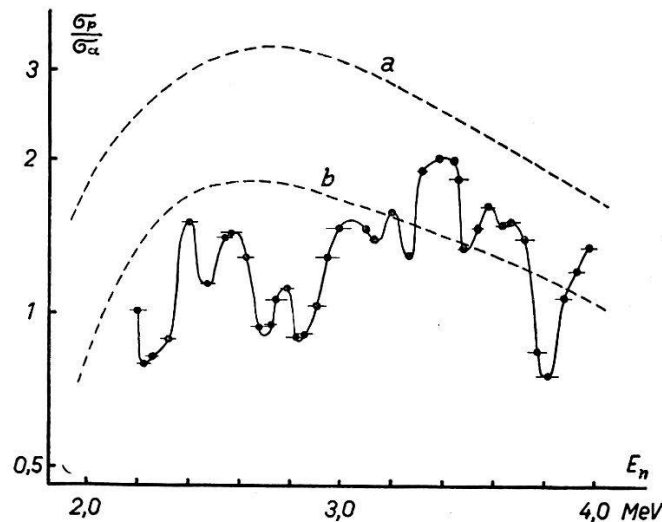


Fig. 1.

- Verzweigungsverhältnis der $S(n, \alpha)\text{Si}$ - und $S(n, p)\text{P}$ -Reaktion als Funktion der Neutronenenergie E_n (Messpunkte mit berechnetem Auflösungsvermögen).
- Berechnetes Verhältnis der Durchdringungswahrscheinlichkeiten durch die Coulomb-Barriere. Als effektive Kernradien wurden bei der α -Emission $R = R_0 \cdot \sqrt[3]{A} + 1,21 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ und bei der Protonenemission $R = R_0 \cdot \sqrt[3]{A} \text{ cm}$ benützt, wobei im Falle a) $R_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ und im Falle b) $R_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ angenommen wurde.

Coulomb-Barriere der Endkerne berechnet und ebenfalls in Fig. 1 eingetragen. Es wird dabei angenommen, dass die emittierten Teilchen den Zwischenkern mit Drehimpuls 0 verlassen. Das Verhältnis der Durchdringungswahrscheinlichkeiten gibt das gemessene Verzweigungsverhältnis recht gut wieder, so dass wir die Folgerung ziehen können, die Bildungswahrscheinlichkeit eines α -Teilchens im S^{33} -Kern dürfe als von der Grössenordnung 1 angesehen werden, was bedeutet, dass das α -Teilchen als solches im Kern bereits vorhanden ist.

Eine Arbeit über die absoluten Wirkungsquerschnitte der $S(n, \alpha)$ - und $S(n, p)$ -Reaktion erscheint demnächst in den *Helv. Phys. Acta*.

Streuung von schnellen Neutronen an N^{14}

von P. HUBER und H. R. STRIEBEL (Basel).

Die Bestimmung des relativen differentiellen Streuquerschnittes für schnelle Neutronen an N^{14} erfolgte mit einer bereits früher beschriebenen Anordnung¹⁾. Die Messergebnisse sind in Fig. 1 dargestellt. An diesen Kurven sind zwei Korrekturen vorgenommen:

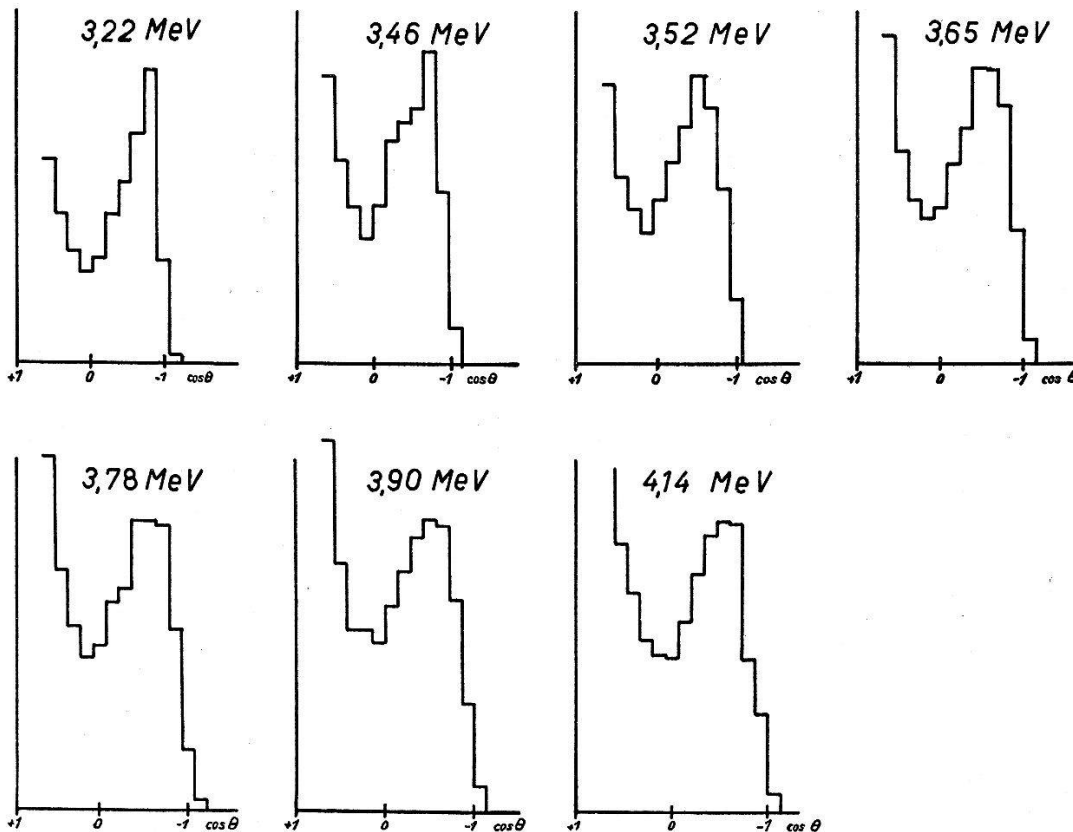


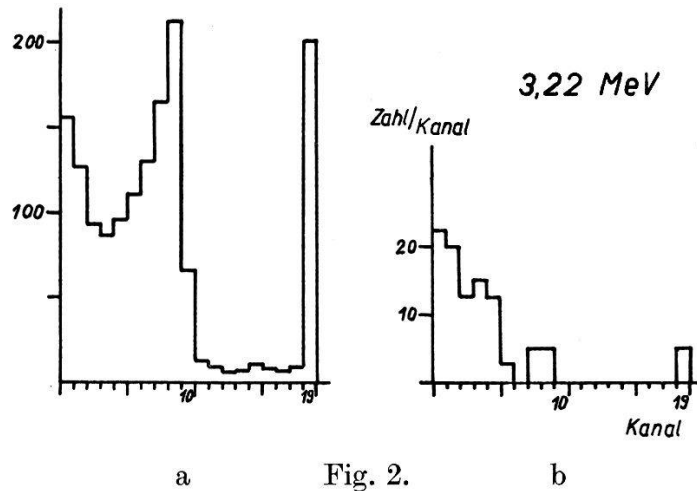
Fig. 1.

Relative differentielle Streuquerschnitte für die $n-N^{14}$ -Streuung. Als Abszisse ist der Cosinus des Streuwinkels vom Neutron im Schwerpunkssystem aufgetragen, als Ordinate der rel. Streuquerschnitt.

a) Neutronenuntergrund. Diese Korrektur erfolgte, indem mit einem 40 cm langen Eisenstab die direkten, auf die Ionisationskammer einfallenden Neutronen abgeschirmt wurden (Fig. 2 a und b). Für die Messung der Streuquerschnitte betrug die Distanz n -Quelle—Kammer ca. 20 cm, sodass der Untergrund in den tiefsten Kanälen höchstens eine Korrektur von einigen Prozent erfordert.

b) Randeffekt für Protonen und α -Teilchen. Um noch gute Sättigungsverhältnisse für die Rückstoskerne zu erhalten, benutzten wir einen Fülldruck der Ionisationskammer von 0,5 ata N_2 und

eine Kammerspannung von 2 kV. Bei diesem Druck erleiden die p - und α -Teilchen der n - N^{14} -Reaktion einen grossen Randeffekt und fallen teilweise in das Energiegebiet der N^{14} -Rückstosskerne. In Fig. 2a



- a) Impulsspektrum bei nichtabgeschirmter Ionisationskammer.
 b) Impulsspektrum bei Abschirmung der Kammer mit einem Eisenstab von 40 cm Länge und gleicher Neutronenzahl wie bei a).

ist die Aufnahme eines Rückstosspektrums dargestellt. Die Kanäle, die oberhalb der maximalen Rückstossenergie liegen, zeigen einen Teil des durch den Randeffekt verschmierten p - bzw. α -Spektrums.

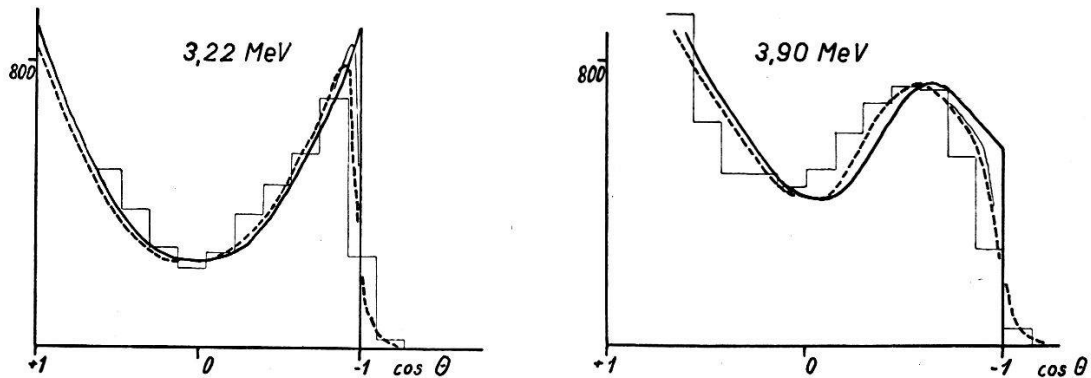


Fig. 3.

Verschmierung des Spektrums durch Rauschen und nicht-monochromatische Neutronen für zwei Neutronenenergien.

- Unverschmierte Spektren.
 — Verschmierung durch Neutronenspektrum (75 keV bei 3,22 MeV, 125 keV bei 3,90 MeV).
 - - - - - Verschmierung durch Rauschen (75 keV) und Neutronenspektrum.

In erster Näherung ist eine konstante spektrale Verteilung festzustellen. Als Korrektur wird dieser konstante Wert auch für kleinere Energien angenommen und vom gemessenen Spektrum im Rückstossenergiegebiet abgezogen.

Der Untergrund der Messanordnung und nicht-monochromatische Neutronen verschmieren das Rückstoßspektrum. Fig. 3 zeigt, wie diese Einflüsse sich auf das Spektrum auswirken. Die Stufenkurve stellt das gemessene Impulsspektrum dar.

Eine theoretische Auswertung dieser Ergebnisse zur Bestimmung von Energieniveaux in N^{15} erfolgt in der Arbeit von SPEISER und FIERZ²⁾.

Literatur.

¹⁾ E. BALDINGER, P. HUBER und W. A. PROCTOR, *Helv. Phys. Acta* **25**, 42 (1952).

²⁾ D. SPEISER und M. FIERZ, *Helv. Phys. Acta* **27**, 159 (1954).

Theoretische Auswertung der Ergebnisse der n - N^{14} -Streuung

von D. SPEISER und M. FIERZ (Basel).

Anhand von Messungen des diff. WQ von an N^{14} gestreuten Neutronen soll die Möglichkeit untersucht werden, Aussagen über das Spektrum von N^{15} zu gewinnen. Sämtliche Messungen liegen zwischen 2,6 und 4,2 MeV. In diesem hohen Bereich liegen die Resonanzen ziemlich dicht. Deshalb ist es nicht möglich, das an sich schon komplizierte System n - N^{14} (Gesamtspin $1/2$) mit der sonst üblichen Methode der Phasenanalyse zu untersuchen. Statt dessen wird versucht, die gemessenen Winkelverteilungen mit Hilfe einer verallgemeinerten Breit-Wigner-Formel durch Zuordnung zu einzelnen vorherrschenden Hauptresonanzen zu erklären. Eine solche Resonanz ist charakterisiert durch den Eigenwert E_0 , den Gesamtdrehimpuls J und die Parität. Auf diese Weise lassen sich eine Reihe von Niveaus herauskristallisieren: bei 2,56 MeV eine Resonanz $\Pi = +1$ $J = 7/2$; 3,18 MeV $+ 5/2$; 3,42 $+ 3/2$; 3,66 $+ 5/2$ (evtl. $+ 7/2$); 3,86 $+ 5/2$; 4,08 $+ 1/2$ (evtl. $+ 3/2$); 4,38 $+ 5/2$ (evtl. $+ 7/2$).

Das nicht restlos befriedigende Verfahren führt zu Aussagen, die in Übereinstimmung mit den Resultaten aus anderen Experimenten sind.

Sur la réaction $Cl^{35}(n, p) S^{35}$

par H. BERTHET et J. ROSSEL (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

Il semble que parmi les quelques réactions (n, α) et (n, p) possibles avec les neutrons lents, la réaction $Cl^{35}(n, p) S^{35}$ ait été jusqu'ici la moins bien étudiée expérimentalement.

Les valeurs concernant la section efficace du mélange isotopique et l'énergie Q de réaction connues à ce jour sont: $\sigma = (0,30 \pm 0,09)b$ (GIBERT, ROGGEN et ROSSEL 1944)¹⁾; $0,169b$ à 20% près (SEREN, FRIEDLANDER et TURKEL 1947)²⁾ et $0,29b$ à 25% près (MAURER 1949)³⁾. La première mesure a été faite par chambre d'ionisation et les deux dernières à partir de l'activité β^- de S^{35} ($T^{1/2} = 87d$).

$Q = (0,615 \pm 0,098) \text{ MeV}$ (à partir des masses spectrographiques) et $(0,615 \pm 0,001) \text{ MeV}$ à partir du spectre β^- de S^{35} ; ces valeurs sont en parfait accord.

A titre de comparaison les grandeurs correspondantes et maintenant bien établies pour la réaction de l'azote sont:

$\sigma = (1,75 \pm 0,05)b$ et $Q = (0,626 \pm 0,015) \text{ MeV}$ à partir des masses et $(0,627 \pm 0,001) \text{ MeV}$ à partir de E_β de C^{14} . La valeur mesurée directement oscille entre 0,60 et 0,63 MeV. On voit que la différence des Q des deux réactions n'est probablement que de 1,6%. Il en résulte que l'énergie des protons du Cl devrait être de 2 à 2,5% supérieure à celle des protons de l'azote.

A notre connaissance, une seule mesure directe de l'énergie de réaction Q pour Cl a été effectuée (GIBERT, ROGGEN et ROSSEL 1944)¹⁾ par comparaison avec la réaction $N^{14}(n, p)C^{14}$. La mesure était faite par chambre d'ionisation remplie du mélange Cl_2-N_2 . Le résultat indiquait une différence très faible entre la valeur expérimentale pour Cl_2 et celle relative à N_2 considérée à l'époque comme voisine de 0,57 MeV, ce qui pouvait, par comparaison avec le Q fourni par les masses, laisser supposer qu'un γ de 50 keV env. était émis par le noyau final S^{35} .

Méthode expérimentale.

Le développement de la méthode de l'émulsion nucléaire pour la mesure des processus conduisant à des particules chargées fournit une possibilité de détermination précise de σ et de Q . Nous avons utilisé des plaques spécialement préparées pour nous par Kodak*) (Angleterre) et mises gracieusement à notre disposition. Dans ces émulsions de 30μ d'épaisseur le bromure d'argent est remplacé par une quantité équivalente de chlorure d'argent.

La composition en est approximativement la suivante: (composition atomique) Ag: 100, Cl: 100, C: 124, N: 32, O: 59 et H: 210. Le rapport halogénure d'argent-gélatine, est environ 5:1 en poids. Les émulsions sont développées pendant 3 minutes à 3° C dans le révélateur suivant:

Révélateur spécial Kodak (D 163) . .	1 partie
Solution à 20% de NaCl	1 partie
Eau	2 parties

*) Nous adressons nos vifs remerciements au Dr BERRIMANN pour son aide précieuse et son amabilité.

Ce nouveau matériel présente, pensons-nous, un intérêt en soi, l'atome de Cl étant intermédiaire entre les éléments légers de la gélatine et les atomes lourds du sel d'argent. Nous avons pu observer que la qualité des traces et le bruit de fond y sont comparables à ceux des meilleures émulsions ordinaires au BrAg.

Des couples de plaques ordinaires Ilford et de plaques spéciales au Cl ont été irradiées aux neutrons lents des piles de HARWELL (2 irradiations) et CHÂTILLON (1 irradiation). Le comptage des traces des protons de l'azote ($\sigma = (1,75 \pm 0,05) \text{ b}$) dans l'émulsion Ilford permet la détermination absolue du flux de neutrons (de l'ordre de 10^9 n/cm^2). L'azote et le chlore de l'émulsion spéciale permettent une mesure de la section efficace et de la différence d'énergie des deux groupes de protons superposés. La mesure du σ nécessite une connaissance exacte du nombre d'atomes d'azote et de chlore par cm^2 . Nous avons dû constater que les valeurs indiquées par le fabricant pour les plaques ordinaires peuvent parfois présenter des fluctuations atteignant 14%. Par exemple, pour la teneur en azote, les valeurs extrêmes mesurées ont atteint 1,61 et 1,85% pour les Ilford C₂ et E₁. Une détermination exacte, par microanalyse est donc dans chaque cas indispensable. Nous nous réservons dans un travail plus complet de revenir sur ce point.

Résultats.

La valeur moyenne de σ déterminée à partir de 6 mesures indépendantes (basées sur un total de 50 000 traces) et toutes statistiquement compatibles a donné le résultat suivant (moyenne pondérée):

$$\sigma = 0,30 \pm 0,01 \text{ barn.}$$

Dans l'erreur quadratique moyenne indiquée, la contribution de la statistique des traces est inférieure à 10%, l'essentiel de l'erreur est dû à l'imprécision de la détermination du nombre de noyaux de Cl ou de N par cm^2 .

Les distributions des traces de protons observées sont données dans les deux histogrammes ci-dessous. La largeur des classes choisies, égale à $0,3 \mu$, correspond au pouvoir de résolution du dispositif microscopique utilisé qui constitue la limite instrumentale de mesure. Dans le but d'augmenter la précision de la mesure seules les traces horizontales ont été utilisées.

La longueur moyenne de la trace est:

$$\bar{l} = 6,61 \pm 0,02 \mu.$$

L'erreur indiquée est l'écart quadratique moyen calculé sur la base de la distribution normale observée. La longueur de la trace a été prise égale à la distance entre les tangentes extérieures aux

grains limites. Ce résultat est à comparer à ceux de CUER⁴⁾ $6,6 \mu$ et de LOQUENEUX⁵⁾ $6,31 \pm 0,04 \mu$. Il nous paraît difficile d'expliquer la différence avec ce dernier résultat uniquement par la modi-

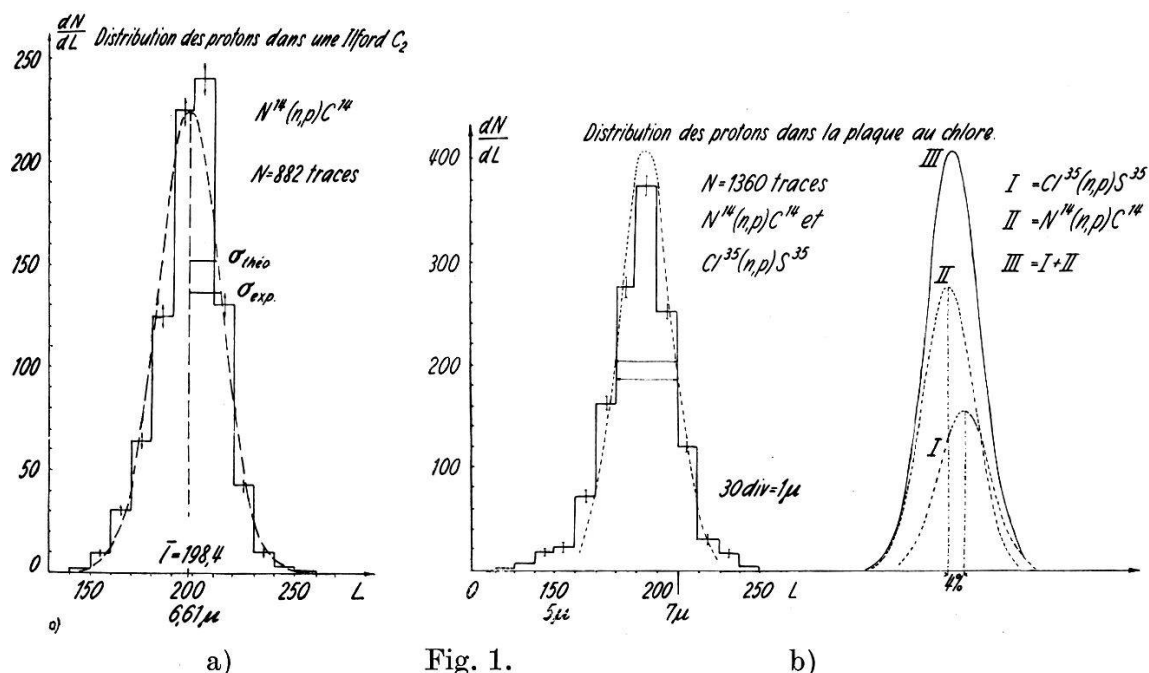


Fig. 1.

- a) La courbe en cloche représente la distribution normale expérimentale des protons de l'azote. Le test du χ^2 justifie en effet l'hypothèse d'une distribution normale dans ce cas.
- b) La courbe pointillée placée sur l'histogramme est celle obtenue par la construction indiquée à droite.

fication du pouvoir d'arrêt de l'émulsion due aux variations de composition.

b) Le test du χ^2 appliquée à la distribution de la plaque au Cl a montré que la forme de la courbe expérimentale n'est pas compatible avec une distribution normale. Ce résultat est bien en accord avec l'existence de deux groupes de protons très légèrement décalés l'un par rapport à l'autre.

Si on superpose les distributions normales réduites au nombre effectif de protons des deux groupes, on obtient une courbe résultante dont la largeur est voisine de celle de la distribution expérimentale, pour un décalage de l'ordre de 4% en longueur. Ceci correspond en énergie à environ 2%, ce qui est l'écart prédit par les valeurs connues des Q .

Dans l'état actuel des connaissances théoriques et expérimentales sur le pouvoir d'arrêt pour les protons dans ce domaine d'énergie, aucune prédiction suffisamment exacte n'est possible pour le pouvoir d'arrêt de l'émulsion au Cl. Ce point fera l'objet d'investiga-

tions ultérieures de notre part. Les deux groupes étant centrés sur une énergie des protons de 0,59 MeV, la longueur de trace correspondante $6,35 \mu$ constitue un premier point de la relation parcours-énergie dans cette nouvelle émulsion (pour autant bien entendu que sa composition puisse être considérée comme assurée).

Nous tenons à remercier Mlle M. BERGER pour le grand travail d'exploration de plaques qu'elle a effectué, ainsi que la Commission Suisse de l'Energie Atomique pour son aide matérielle.

Bibliographie.

- 1) A. GIBERT, F. ROGGEN et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **17**, 97 (1944).
- 2) L. SEREN, H. N. FRIEDLANDER et S. H. TURKEL, *Phys. Rev.* **72**, 888 (1947).
- 3) W. MAURER, *Zeitschrift f. Naturforschung* **4a**, 150 (1949).
- 4) P. CUER, *Journal de Physique et le Radium* **8**, 83 (1947).
- 5) R. LOQUENEUX, *Journal de Physique et le Radium* **11**, 152 (1950).

Die Anregungsfunktion der Reaktion $\text{Li}^7(\gamma, p)\text{He}^6$

von R. RUBIN und M. WALTER (Physikalisches Institut der Universität Zürich).

Über den Mechanismus der (γ, p) -Reaktion am Kern Li^7 lassen sich zwei grundsätzlich verschiedene Annahmen machen, nämlich: a) es liegt ein *Direktprozess* vor, bei welchem das einfallende Gammaquant ein Proton vom Kern abspaltet, ohne dabei Anregungsenergie auf das übrige Kernsystem zu übertragen; b) die Reaktion verläuft in zwei verschiedenen, *statistisch unabhängigen* Schritten. Der erste dieser Schritte besteht in der Absorption des einfallenden Quants unter gleichzeitiger Anregung des gesamten Kerns, der zweite in der Emission eines Teilchens aus dem hoch angeregten Kernsystem. Einen Anhaltspunkt darüber, welche dieser beiden Annahmen die zutreffendere ist, erhält man aus einer Messung der Anregungsfunktion dieser Reaktion. Im Falle eines Direktprozesses ist für die Anregungsfunktion eine glatte, mit zunehmender Quantenenergie rasch ansteigende Kurve zu erwarten. Diese sollte zwischen 20 und 30 MeV ein Maximum annehmen, um dann, im Einklang mit quantenmechanischen Summenregeln, gegen noch höhere Energien hin wieder abzufallen. Kommt es dagegen zur Bildung eines Zwischenkerns, so sollten in der Anregungsfunktion scharfe Resonanzmaxima auftreten.

Zurzeit existieren zwei sich widersprechende experimentelle Ergebnisse hinsichtlich der $\text{Li}^7(\gamma, p)\text{He}^6$ -Reaktion. TITTERTON und BRINKLEY¹⁾ fanden innerhalb des Energiebereichs 10 bis 20 MeV eine nahezu symmetrische Anregungskurve mit einem scharfen Maximum bei

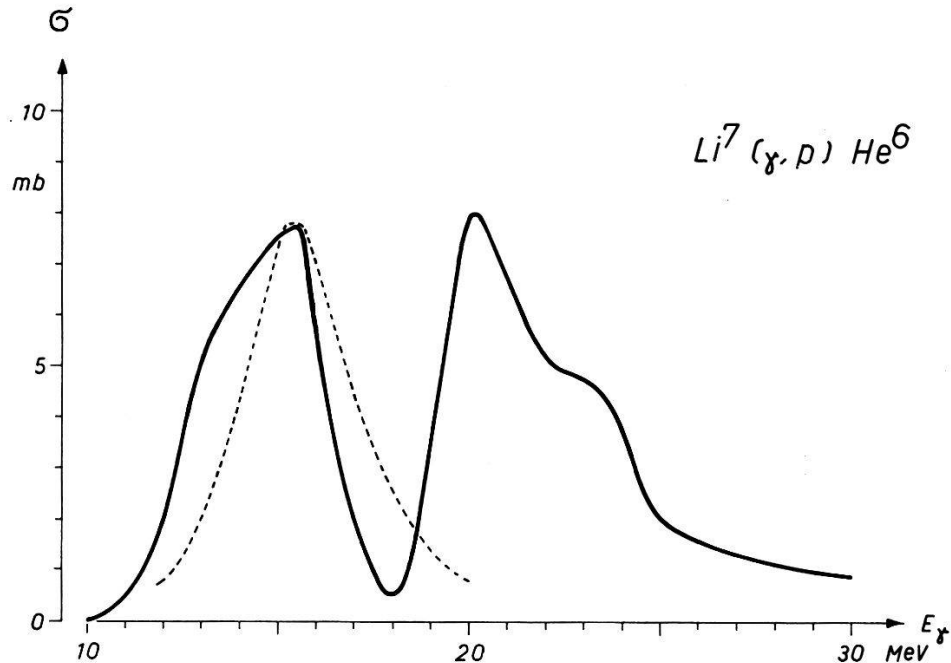


Fig. 1.

Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Li}^7(\gamma, p)\text{He}^6$ in Funktion der Quantenenergie E .
Ausgezogen: vorliegende Messung; punktiert: TITTERTON und BRINKLEY¹⁾.

15 MeV (siehe Fig. 1). TUCKER und GREGG²⁾ dagegen erhielten innerhalb desselben Energiebereiches eine glatt ansteigende, keine Maxima aufweisende Anregungskurve.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Ausbeute der Reaktion $\text{Li}^7(\gamma, p)\text{He}^6$ mittelst der Radioaktivität des entstehenden He^6 gemessen. Als Gammastrahlquelle diente das 31-MeV-Betatron der Universität*), dessen variabel einstellbare Grenzenergie sich für die Aufnahme von Anregungskurven sehr gut eignet. Ein zylindrischer Block aus metallischem Lithium wurde bei verschiedenen Grenzenergien während je 15 sec. in grösstmöglicher Nähe der Betatron-Target bestrahlt und anschliessend mit Hilfe einer pneumatischen Förderanlage innerhalb 0,3 sec. vor das Fenster eines rund 1 m entfernten, ausserhalb des Strahlungsfeldes befindlichen

*) Dem Direktor der Röntgenabteilung des Kantonsspitals, Herrn Prof. Dr. H. R. SCHINZ, möchten wir auch an dieser Stelle für die freundliche Überlassung des Betatrons herzlich danken.

Stirnzählers gebracht. Die Messung der induzierten Aktivität erfolgte nach Abschalten des Betatron-Strahles in Zeitintervallen von je 1 sec. Auf diese Weise konnten jeweils 4 Punkte der Zerfallskurve (Halbwertszeit $T = 0,85$ sec.) pro Run gemessen werden. Die so als Funktion der Grenzenergie erhaltenen Ausbeuten der He^6 -Aktivität wurden an die aus anderen Messungen bekannte Ausbeute des Br^{80} -Isomers ($T = 4,4$ hr) angeschlossen. Zu diesem Zweck trug die Rückseite des Lithiumzylinders eine gepresste Pastille aus NaBr, die jeweils während 25 Runs mitbestrahlt und anschliessend mit dem gleichen Zählrohr auf die induzierte Br^{80*} -Aktivität hin gemessen wurde. Die Abwesenheit von Neutroneneffekten ($\text{Li}^6(n,p)\text{He}^6$) wurde durch Kontrollmessungen sichergestellt.

Aus der experimentell gewonnenen Ausbeutekurve lässt sich unter Zugrundelegung des theoretischen Bremsspektrums der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Quantenenergie nach verschiedenen analytischen sowie auch graphischen Verfahren ermitteln. Als sehr zweckmässig hat sich für die vorliegende Untersuchung die von SPENCER³⁾ angegebene analytische Methode erwiesen. Die nach diesem Verfahren bestimmte Anregungskurve zeigt Figur 1. Die Kurve lässt zwei ausgeprägte, resonanzartige Maxima erkennen. Das erste, bei 15,5 MeV auftretende Maximum ist mit dem von TITTERTON und BRINKLEY gefundenen identisch, zur Sicherstellung des zweiten (bei 20,3 MeV) reichte die Grenzenergie (19 MeV) des von diesen Autoren verwendeten Apparates nicht aus. Ein dritter, nicht vollständig aufgelöster Buckel ist in der Kurve bei 23 MeV angedeutet.

Das vorliegende Resultat scheint somit das Auftreten hochangeregter Zwischenzustände, welche der Kern Li^7 durch Absorption elektromagnetischer Strahlung annimmt, zu bestätigen. Ob die auftretenden Maxima möglicherweise auch durch das Einsetzen allfälliger anderer, die vorliegende Reaktion konkurrenzierender Prozesse hervorgerufen werden könnten, muss durch weitere detaillierte Untersuchung aller an Li^7 auftretenden photonuklearen Reaktionen abgeklärt werden.

Literatur.

- 1) E. W. TITTERTON und T. A. BRINKLEY, Proc. Phys. Soc. London **66**, 194 (1953).
- 2) B. L. TUCKER und E. C. GREGG, Phys. Rev. **91**, 1579 (1953).
- 3) National Bureau of Standards, Report 1531.

Inelastische Protonenstreuung am Kohlenstoff

von D. MAEDER, M. MARTIN, R. MÜLLER und H. SCHNEIDER (ETH., Zürich).

Bei der Bestrahlung von Kohlenstoff (C^{12}) mit Protonen entsteht der Zwischenkern N^{13} , dessen Niveauschema kürzlich an Hand neuer Experimente diskutiert wurde^{1) 2)}. Bei Protonenenergien von 3 bis 7 MeV (Schwerpunktssystem), welche im N^{13} -Kern Anregungsenergien von 5 bis 9 MeV entsprechen, wird zwar der

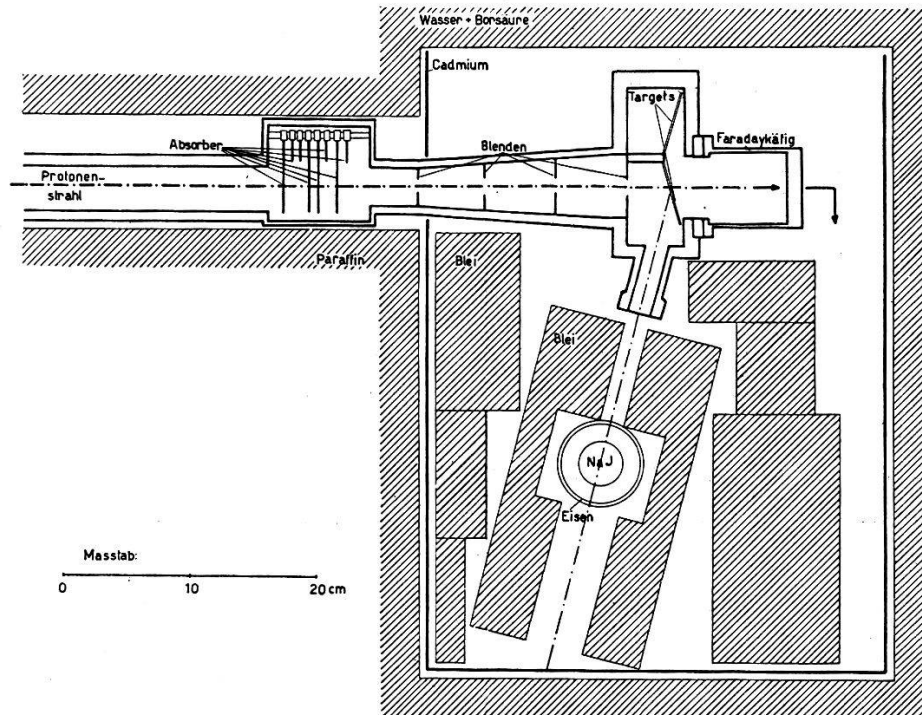


Fig. 1.
Messanordnung.

grösste Teil der Protonen ohne Energieverlust wieder emittiert (d. h., die elastische Streuung überwiegt auch hier), jedoch konnten MARTIN, SCHNEIDER und SEMPERT das Auftreten starker γ -Strahlung in 2 scharfen Resonanzen bei 4,95 und 5,45 MeV Protonenenergie (S. P.-System) nachweisen¹⁾. Da Partikelemission im allgemeinen sehr viel wahrscheinlicher als die Ausstrahlung von γ -Quanten ist, so war zu vermuten, dass die nachgewiesenen γ -Strahlen nicht vom Einfangprozess $C^{12}(p, \gamma)N^{13}$ herrühren, sondern von der inelastischen Streuung $C^{12}(p, p')C^{12*} \rightarrow C^{12} + h\nu$, wobei die γ -Energie der ersten Anregungsstufe des C^{12} -Kerns entsprechen müsste.

Wir haben mit einem Szintillationsspektrographen die Energie dieser γ -Strahlen gemessen und zugleich auch den absoluten Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung bestimmt. Fig. 1

zeigt die Messanordnung, die gegen den Neutronenuntergrund des Cyclotrons durch 50 cm dicke Wände aus Paraffin und durch Tanks mit Borwasser geschützt ist. Der Protonenstrahl, dessen Energie mittels Al-Absorbern von 2 bis 7 MeV variiert wird, durchsetzt in der Streukammer eine Polystyrentarget von $1,49 \text{ mg/cm}^2$ und wird durch die im Faradaykäfing gesammelte Ladung gemessen. Der Szintillationskristall (NaI, 35 mm $\varnothing$ 25 mm dick) empfängt die unter

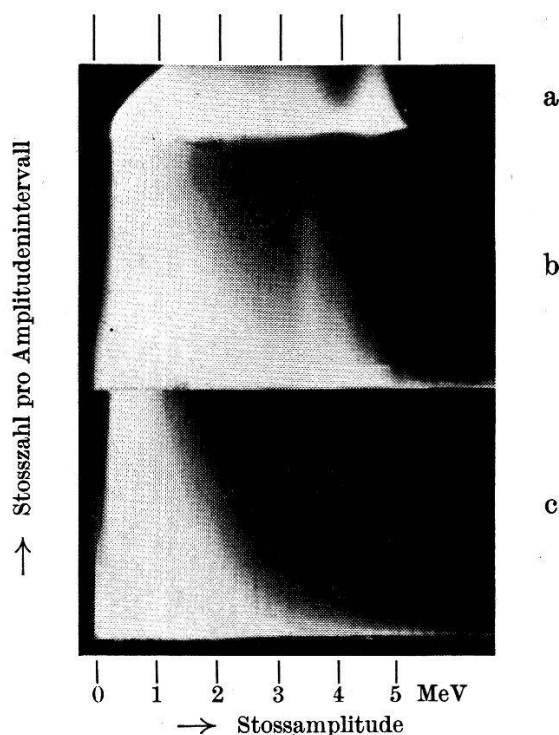


Fig. 2.

Szintillationsspektren.

- a) Zn^{65} bei 4mal grösserer Verstärkung b) $\text{C}^{12}(p, p')\text{C}^{12*} \rightarrow \text{C}^{12} + \gamma$.
c) Untergrund.

105° in einen Raumwinkel von $4\pi \times 0,83\%$ emittierten γ -Quanten und ist durch Blei gegen den im Paraffin entstehenden γ -Untergrund abgeschirmt.

Einige mit dem photographischen Impulsspektrographen mit exponentieller Zeitablenkung³⁾ aufgenommene Spektren sind in Fig. 2 wiedergegeben. Das Spektrum von Zn^{65} (Fig. 2a; $E_\gamma \times 4 = 4,46 \text{ MeV}$) und weitere analoge Messungen von Na^{24} (2,75 MeV) und $\text{F}^{19}(p, \alpha)\text{O}^{16}$ (6,13 MeV) dienten zur Energieeichung. Fig. 2b und 2c wurden bei 5 MeV Protonenenergie mit bzw. ohne Polystyrentarget erhalten (total 174 000 bzw. 151 000 Stösse); die Differenz zeigt ein starkes Maximum bei 3,40 MeV, gefolgt von zwei schwachen Linien bei 3,90 und 4,40 MeV. Die Intensitätsverhältnisse sind mit den auf Grund der Entweichwahrscheinlichkeiten

($W_E \approx 0,63$) theoretisch zu erwartenden 3 Paarlinien⁴) verträglich. Es liegt also eine monoenergetische γ -Strahlung von

$$E_\gamma = 4,40 \pm 0,06 \text{ MeV}$$

vor, was ausgezeichnet mit der ersten Anregungsstufe im C^{12} (4,43 MeV) übereinstimmt⁵). Die Intensität des (Compton + Paar)-Kontinuums (80% des vom C^{12} herrührenden Gesamteffektes) bestätigt diese Interpretation des Szintillationsspektrums.

Zur Aufnahme der Resonanzkurve haben wir einen der Zählkanäle auf den Amplitudenbereich 3,0 bis 4,4 MeV eingestellt, welcher 55% der vom C^{12} herrührenden Gesamtstosszahl enthält; die Stosszahlen ergeben als Funktion der Protonenenergie eine Resonanzkurve von gleicher Form wie die früher gefundene¹), jedoch mit wesentlich besserem (Effekt: Untergrund)-Verhältnis. In den beiden Resonanzmaxima finden wir mit Hilfe der berechneten Ansprechwahrscheinlichkeit des Kristalls⁴) einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\text{inel}} (4,95 \text{ MeV}) = 6,8 \pm 3,0 \text{ mb/sterad}$$

$$\sigma_{\text{inel}} (5,45 \text{ MeV}) = 3,0 \pm 1,6 \text{ mb/sterad}$$

für die inelastische Streuung unter 105° , die somit etwa 30mal schwächer als die elastische Streuung bleibt.

Literatur.

- ¹) M. MARTIN, H. SCHNEIDER und M. SEMPERT, *Helv. Phys. Acta* **26**, 595 (1953).
- ²) K. BLEULER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 597 (1953).
- ³) D. MAEDER und H. MEDICUS, *Helv. Phys. Acta* **23** (Suppl. III), 175 (1950).
- ⁴) D. MAEDER, R. MÜLLER und V. WINTERSTEIGER, *Helv. Phys. Acta* **27**, 3 (1954).
- ⁵) F. AJZENBERG and T. LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.* **24**, 321 (1952).

Die radioaktive Umwandlung des 1-min- Na^{25}

von D. MAEDER und P. STÄHELIN (ETH., Zürich).

Kerne mit ungerader Massenzahl, deren ungerade Nukleonenzahl 11 beträgt, besitzen im Grundzustand einen Spinwert, der sich nicht durch das Einteilchen-Schalenmodell erklären lässt. Bei den stabilen Kernen Ne^{21} und Na^{23} ist der Spin aus Messungen der Hyperfeinstruktur zu $3/2$ bestimmt worden¹). Die Positronenstrahler Na^{21} (23 sec., 2,5 MeV²) und Mg^{23} (12 sec., 3,0 MeV³) wandeln sich ohne merkliche γ -Emission direkt in die Grundzustände von Ne^{21} bzw. Na^{23} um, so dass die niedrigen $\log ft$ -Werte

(3,6) auf die Gleichartigkeit der Grundzustände in den 4 erwähnten Kernen schliessen lassen. Es ist daher anzunehmen, dass auch der Grundzustand von ${}_{11}\text{Na}_{14}^{25}$ die $(d_{5/2})^3$ -Konfiguration mit dem resultierenden Spin $3/2$ besitzt. Im Gegensatz zu Na^{21} und Mg^{23} geht das Na^{25} (1 min) jedoch durch β^- -Zerfall in Mg^{25} über, dessen tiefste Niveaux wahrscheinlich Einteilchenzustände sind ($I_{\text{Grundzustand}} = 5/2$, siehe ¹⁾).

In der Tat treten bei dieser Umwandlung nach Absorptionsmessungen von BLEULER und ZÜNTI⁴⁾ schwache γ -Strahlen auf, deren Energie aber wegen zu geringer Intensität damals nicht bestimmt werden konnte.

Mit Hilfe des Szintillationsspektrographen ist es uns nun gelungen, die bei der Umwandlung $\text{Na}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$ emittierten β - und γ -Spektren aufzunehmen. Wir haben Mg-Metall jeweils 1 min lang

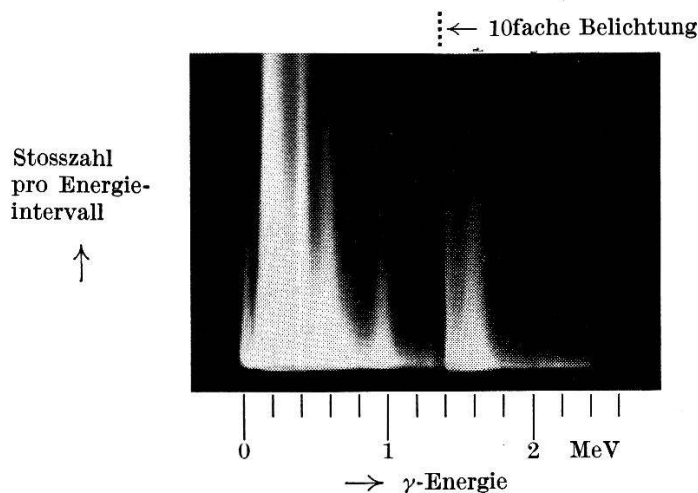


Fig. 1.

γ -Spektrum von Na^{25} .

im 30-MeV-Betatron des Kantonsspitals*) bestrahlt und die aus $\text{Mg}^{24} (\gamma, n) \text{Mg}^{23}$ entstehende 12 sec.-Aktivität während $21\frac{1}{2}$ min abklingen lassen. Wegen des aus $\text{Mg}^{25} (\gamma, p) \text{Na}^{24}$ entstehenden langlebigen Untergrundes wurde nur 1 min lang gemessen und für weitere Bestrahlungen jeweils neues Mg verwendet. Fig. 1 zeigt das mit einem NaI-Kristall von 25 mm $\varnothing$ in 2 (Energiebereich 0...1,4 MeV) bzw. 20 Bestrahlungen ($> 1,4$ MeV) erhaltene γ -Spektrum, wobei die Elektronen durch 8 mm Graphit vom Kristall ferngehalten wurden.

Die Intensitäten der bei 390, 580, 970 und 1600 keV gefundenen Linien verhalten sich annähernd wie 7:9:18:7.

*) Herrn Dr. JOYET und Herrn MAUDERLI danken wir für ihr freundliches Entgegenkommen.

Analoge Messungen des β -Spektrums mit einem Anthrazen-Kristall lieferten als Grenzenergie $3,8 \pm 0,2$ MeV für die Einzelstöße und $2,9 \pm 0,2$ MeV für die mit γ -Impulsen (im NaI-Kristall) koinzidierenden β -Teilchen. Versuche, die Grenzenergie der mit γ -Strahlen koinzidierenden β -Teilchen für jede γ -Komponente gesondert zu bestimmen, sind im Gange. Nach den vorläufigen Ergebnissen führen etwa 66% bzw. 2%, 25%, 7% der Zerfälle zum Grundzustand bzw. zu den ersten drei Anregungsniveaux im Mg^{25} . Die von uns gemessenen γ -Energien (s. oben) stimmen innerhalb der experimentellen Fehler von ± 10 keV mit den von anderen Autoren⁵⁾ aus der Reaktion $\text{Mg}^{24}(d, p)$ gefundenen 3 tiefsten Anregungsstufen des Mg^{25} überein. Die $\log ft$ -Werte betragen für alle Partialspektren etwa 5,1, ausgenommen für den Übergang auf das Niveau mit 0,58 MeV Anregungsenergie, welchem $S_{1/2}$ -Charakter zugeschrieben wird⁵⁾. Tatsächlich ordnet sich der zugehörige Wert $\log ft = 6,4$ gut in die Kategorie der l -verbotenen Übergänge ein.

Über diese Arbeit soll später im Zusammenhang mit einer Untersuchung des Zerfalles $\text{Al}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$ ausführlicher berichtet werden.

Literatur.

- 1) J. E. MACK, Rev. Mod. Phys. **22**, 64 (1950).
- 2) G. SCHRANK und J. R. RICHARDSON, Phys. Rev. **86**, 248 (1952).
- 3) F. I. BOLEY und D. J. ZAFFARANO, Phys. Rev. **84**, 1059 (1951).
- 4) E. BLEULER und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **20**, 195 (1947).
- 5) Z. B. J. R. HOLT und T. N. MARSHAM, Proc. Phys. Soc. **66 A**, 258 (1953).

Elastische Streuung von Protonen an Kupfer

von H. SCHNEIDER, M. MARTIN, M. SEMPET und J. SALADIN (ETH., Zürich).

Die elastische Streuung von geladenen Partikeln an Atomkernen bietet die Möglichkeit, Rückschlüsse auf die Form des Kernpotentials gegenüber dem gestreuten Partikel zu ziehen. Speziell in einem Energiegebiet, in dem keine einzelnen Niveaux mehr aufgelöst werden, gilt die Streutheorie von H. FESHBACH, D. C. PEASLEE und V. WEISSKOPF¹⁾. Die numerische Auswertung dieser Streutheorie durch SHAPIRO²⁾ bezieht sich auf den Fall der Streuung von Protonen an Kupfer bei 7 MeV, und diese Ergebnisse haben uns veranlasst, das Resultat der Theorie experimentell zu prüfen. Ein ähnliches Experiment wurde bereits von L. M. GOLDMAN³⁾ veröffentlicht, bei dem jedoch nur bei einer Energie (6,5 MeV) gemessen wurde. Wir haben diese Experimente bei drei verschiedenen

Energien (6,0, 6,5 und 7 MeV) durchgeführt, und das Ergebnis unserer Messungen zeigt Figur 1. Aufgetragen ist hier das Verhältnis R , das definiert ist als

$$R = \frac{\text{experimenteller differentieller Wirkungsquerschnitt}}{\text{differentiellen Wirkungsquerschnitt der reinen Coulombstreuung}}.$$

$$R = \frac{\sigma_{exp.}}{\sigma_{coulomb}}$$

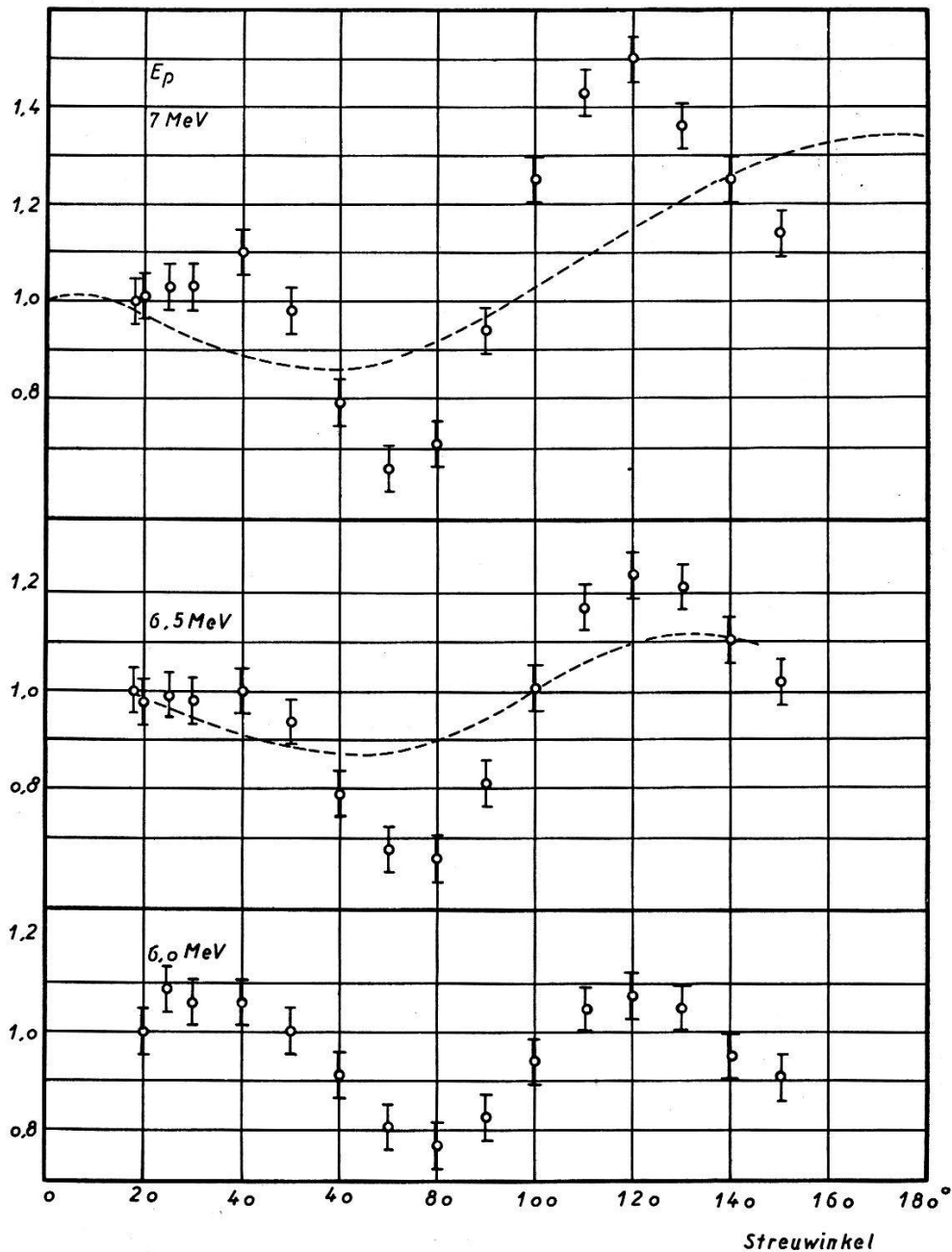


Fig. 1.

Elastische Streuung von Protonen an Kupfer. Aufgetragen ist das Verhältnis des experimentellen Wertes zur reinen Coulombstreuung. Die gestrichelten Kurven bei 6,5 und 7 MeV sind das Ergebnis der theoretischen Arbeit von SHAPIRO. Die eingezeichneten Fehler ergaben sich aus einer Kontrollmessung der reinen Rutherfordstreuung an Gold.

Die Anpassung erfolgte bei einem Streuwinkel von 20° , weil hier überwiegend Coulombstreuung auftritt. Die Ergebnisse der theoretischen Arbeit von SHAPIRO sind bei 6,5 und 7 MeV gestrichelt eingezeichnet. Die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment tritt namentlich bei grösseren Energien (7 MeV) deutlich zutage.

Literatur.

- 1) H. FESHBACH, D. C. PEASLEE und V. WEISSKOPF, Phys. Rev. **76**, 1550 (1949).
- 2) SHAPIRO, Doctoral Dissertation M. I. T. unpublished 1951.
- 3) L. M. GOLDMAN, Phys. Rev. **89**, 349 (1953).

Die Schwelle des Prozesses $\text{Mg}(p, n)\text{Al}$

von H. SCHNEIDER, M. MARTIN, M. SEMPET und A. SUTTER (ETH., Zürich).

Der p, n -Prozess am Magnesium führt auf eine Aktivität von 7 sec. im Aluminium. Die Schwelle dieses Prozesses war früher durch Messung der Aktivität zu 5,3 MeV¹⁾ bestimmt worden.

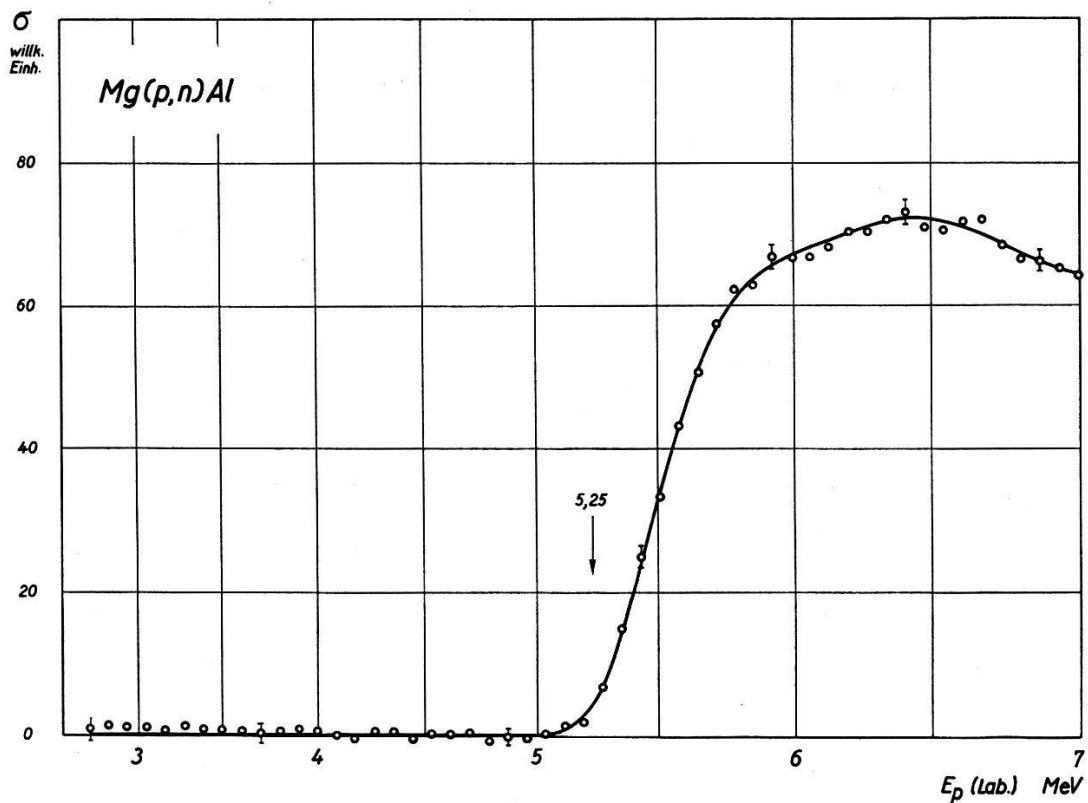


Fig. 1.

Der Prozess $\text{Mg}(p, n)\text{Al}$. Aufgetragen sind die gemessenen Neutronen in Funktion der einfallenden Protonenenergie.

Verschiedene Experimente²⁾³⁾ deuten darauf hin, dass im Al^{26} unterhalb dieses Zustandes, der mit einer messbaren Aktivität zerfällt, noch ein weiteres Niveau existiert⁴⁾. Wir haben deshalb

eine Target aus Magnesium (ca. 5 mg/cm² dick) mit Protonen bestrahlt, deren Energie in kleinen Schritten variiert wurde, und dabei mit einem BF₃-Proportionalzählrohr nach Neutronen gesucht. Das Ergebnis der Messung zeigt die Figur 1. Daraus bestimmen wir die Schwelle zu $5,25 \pm 0,1$ MeV in Übereinstimmung mit der Messung aus der Aktivität. Ein weiteres Niveau im Al²⁶, das Anlass zu Neutronenemission geben könnte, ist dabei nicht zu finden. Es müsste sich also um einen hochverbotenen Übergang handeln, der bei Bestrahlung von Magnesium mit Protonen nicht auftritt. Ein Drehimpuls von 5, wie er nach dem Diagramm von R. W. KING und D. C. PEASLEE⁵⁾ erwartet wird, erscheint daher nicht ausgeschlossen.

Literatur.

- 1) J. P. BLASER, F. BOEHM, P. MARMIER und P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **24**, 465 (1951).
- 2) C. P. SWANN, C. E. MANDEVILLE und W. P. WHITEHEAD, *Phys. Rev.* **79**, 598 (1950).
- 3) R. MONTALBETTY, L. KATZ und J. GOLDEMBERG, *Phys. Rev.* **91**, 659 (1953).
- 4) P. STÄHELIN, *Helv. Phys. Acta* **26**, 691 (1953) *Phys. Rev.* **92**, 1076 (1953).
- 5) R. W. KING und D. C. PEASLEE, *Phys. Rev.* **90**, 1001 (1953).

Relative Paarerzeugungsquerschnitte für 6,3 MeV γ -Strahlen

von H. H. STAUB und H. WINKLER (Zürich).

Es wurden relative Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung durch die γ -Strahlung der Reaktion $F^{19}(p,\gamma)\alpha$ (mittlere Energie 6,3 MeV) für Al, Cu, Ag, W und Pb mittels Koinzidenzen der Annihilationsquanten gemessen. Die Ergebnisse zeigen, dass bei dieser γ -Energie die Bethe-Heitler-Formel, welche die Bornsche Näherung benutzt und ein Ansteigen des Wirkungsquerschnittes mit Z^2 ergibt, beinahe richtig ist. Nach einer Korrektur für Abschirmungseffekte weicht der Wirkungsquerschnitt für Blei nur $-2 \pm 4\%$ vom Z^2 -Gesetz ab.

Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der *Helvetica Physica Acta*.

Kernresonanz in Edelgasen

von E. BRUN, J. OESER, H. H. STAUB und C. G. TELSCHOW (Zürich).

Bei der Messung der magnetischen Momente von Xe¹²⁹ und Xe¹³¹ ¹⁾ nach der Kerninduktionsmethode wurde eine reine Xe-Gasprobe unter ca. 50 at Druck verwendet. Die Relaxationszeit T_1 für Xe¹³¹ mit dem Spin $I = 3/2$ und dem magnetischen Moment

$\mu = + (0,68680 \pm 0,00002)$ n. m. wurde zu approximativ 10^{-2} sec, diejenige von Xe^{129} mit $I = \frac{1}{2}$ und $\mu = - (0,77255 \pm 0,00002)$ n. m. zu $4,2 \cdot 10^2$ sec bestimmt. Im Falle von Xe^{131} beruht der Relaxationsmechanismus vorwiegend auf elektrischer Wechselwirkung, denn aus der Grösse des Spins $I = 3/2$ und dem Verhältnis der Relaxationszeiten für die beiden Xe-Isotope

$$\frac{T_1(\text{Xe}^{129})}{T_1(\text{Xe}^{131})} \gg 1$$

kann mit Sicherheit angenommen werden, dass Xe^{131} ein elektrisches Quadrupolmoment besitzt. Bei Xe^{129} kommt wegen des Spins $I = \frac{1}{2}$ nur magnetische Wechselwirkung in Frage. Nimmt man an, dass es sich beim Xe-Gas um ein einatomiges Gas handelt, so berechnet sich auf Grund von magnetischer Dipol-Dipolwechselwirkung die Relaxationszeit T_1 zu ungefähr 10^6 sec. Dieser theoretische Wert steht aber in grossem Gegensatz zum experimentell bestimmten Wert. Eine mögliche Erklärung dieser Diskrepanz ist die folgende: Bei einem Druck von 50 at ist das Xe-Gas nahe dem kritischen Zustand, denn der kritische Druck ist $p_k = 58$ at und die kritische Temperatur $T_k = 16,6^\circ \text{C}$. Die van der Waalschen Kräfte spielen somit eine bedeutende Rolle. Möglicherweise werden zwei- oder mehratomige Moleküle gebildet, die zusätzlich zu den Translationsfreiheitsgraden auch Rotationsfreiheitsgrade besitzen. Der Relaxationsmechanismus erfährt dadurch eine Veränderung. Diese Zusammenballung von Xe-Atomen müsste also als Ursache der Verkürzung der Relaxationszeit angesehen werden. Eine Bestätigung dafür scheint in der starken Druckabhängigkeit der Relaxationszeit zu liegen. Eine Probe unter 74 at Druck besitzt nämlich eine Relaxationszeit von nur 20 sec.

Analoge Relaxationsverhältnisse wie bei Xe^{131} wurden bei Kr^{38} mit dem Spin $I = 9/2$ und dem elektrischen Quadrupolmoment $Q = 0,15 \cdot 10^{-24}$ beobachtet. Das magnetische Moment wurde zu $\mu = + (0,96706 \pm 0,00004)$ n. m. bestimmt.

Literatur.

- ¹⁾ E. Brun, J. OESER, H. H. STAUB and C. G. TELSCHOW, Phys. Rev. **93**, 904 (1954).

Systematik der Kerne mit Hilfe des Neutronenüberschusses

von J. OESER (Universität Zürich).

Da ein Kern aus einer gewissen Anzahl N Neutronen und Z Protonen besteht, kann man jedem Kern in der N - Z -Ebene einen Gitterpunkt zuordnen. Trägt man senkrecht zu dieser Ebene die Halbwertszeit jedes Kernes als ein Mass für seine Bindungsenergie auf

und legt man je eine Fläche durch die so erhaltenen Punkte der $(N, Z) = (g, u)$ -, (u, g) -, (g, g) - und (u, u) -Kerne, dann zeigen diese Flächen eine Zentralsymmetrie um gewisse ausgezeichnete Punkte, welche durch magische und halbmagische Werte von N und Z gegeben sind.

Am auffälligsten ist diese Zentralsymmetrie um $(N, Z) = (50, 39)$. Man kann sie in 2-dimensionalen Diagrammen sichtbar machen, indem man Schnitte mit N , Z , $A = N + Z$, oder $D = N - Z = \text{const.}$ durch die Flächen legt und sie auf eine diesen Schnitten parallele Ebene projiziert. Die Kurven, die man so erhält, weisen Haupt- und Nebenmaxima auf (stabile und sehr langlebige Kerne), welche genau symmetrisch zu der Achse durch den Symmetriepunkt liegen; die korrespondierenden Maxima sind ausserdem gleich breit.

Da der „Fluss der Kerne“ unter 45° anfängt und dann nach oben abbiegt, wenn man Z als Abszisse wählt, sind die längsten Schnitte die mit konstantem Neutronenüberschuss D , was für die empirische Auswertung der Symmetrie am günstigsten ist. Die Halbwertszeit als Mass für die Bindungsenergie wurde deshalb gewählt, weil hier das experimentelle Material am grössten ist; sobald jedoch eine genügende Anzahl von Bindungsenergien bekannt sind, wäre es interessant, diese Werte direkt aufzutragen.

Isotopenzusammensetzung und Radioaktivität von rezentem Vesuvblei

VON F. BEGEMANN, J. GEISS, F. G. HOUTERMANS

(Physik. Institut der Universität Bern)

und W. BUSER (Anorg.-Chem. Institut der Universität Bern).

Das Blei aus drei Cotunnitproben vom Vesuv wurde radioaktiv und massenspektrometrisch untersucht. Die Radioaktivität wurde als zum RaD und seinen Folgeprodukten gehörig identifiziert und ergab — auf den Auffindungszeitpunkt extrapoliert — $21,2 \pm 0,5$ Zerfälle/sec mg Blei. Das Cotunnitblei lässt sich als ein bisher unbekannter „intermediärer“ Bleityp auffassen, der zu etwa 0,7% aus radiogenem Zerfallsblei und im übrigen aus rezenten, „gewöhnlichen“ Blei besteht. Das Zerfallsblei entstammt einem „Urankonzentrat“, dessen Maximalalter sich nach der RaD-Methode zu 17×10^6 ermitteln liess. Die Isotopenzusammensetzung zeigt eine ähnliche Anomalie wie die der Bleierzlagerstätten von Joplin, Sudbury u. a. Es wird ein Modell für den Entstehungsmechanismus dieser „J-Typen“ angegeben.

Eine vorläufige Mitteilung ist im Nuovo Cimento 1954 im Druck.

Über einen „langsamen“ Impulsspektrographen für Messungen der kosmischen Strahlung

von C. BURCKHARDT (Physikalisches Institut, Universität Bern).

Wir haben uns die Aufgabe gestellt, energiereiche Ereignisse der kosmischen Strahlung in einem Szintillationskristall zu untersuchen. Solche Ereignisse sind Durchgänge geladener Teilchen, wie Protonen, α -Teilchen und Mesonen, sowie Kernexplosionen, die in Photoplatten als Sterne bekannt sind. Die Messung von kleinen Sternen mit einem Szintillationskristall hat gegenüber derjenigen mit Photoplatten den Vorteil, dass ein grosses Volumen zur Verfügung steht, in welchem sich viele ionisierende Sekundärteilchen totlaufen. Wir stützen uns auf die in neuerer Zeit mehrmals bestätigte Voraussetzung (z. B. ¹⁾), dass die Lichtausbeute am anorganischen Szintillationskristall, insbesondere am NaJ-Tl, proportional dem Energieverlust durch Ionisation ist, und untersuchen die Grössenverteilung der Spannungsimpulse am Ausgang des mit dem Szintillationskristall verbundenen Photomultipliers, um auf die Energieverteilung der ionisierenden Ereignisse zu schliessen. Die Ereignisse sind so selten, dass eine einfache elektronische Diskriminierung der Multiplierimpulse für eine gute Zählstatistik nicht ausreicht. Wir benötigen einen Impulsspektrographen geringer zeitlicher Auflösung (0,1 sec). Die Konstruktion soll einfach und betriebssicher sein, damit Messungen an abgelegenen Orten, wie z. B. auf dem Jungfraujoch, ohne grosse Wartung möglich sind. Es sollte ferner die Möglichkeit vorhanden sein, beim Betrieb mit zusätzlichen Zählern nur solche Ereignisse im genannten Szintillationskristall zu registrieren, die in Koinzidenz oder in Antikoinzidenz zu den Impulsen von anderen Zählern stehen.

Wir haben folgende Lösung getroffen: Die Multiplierimpulse werden linear verstärkt und auf zehn verschieden vorgespannte Schmitt-Trigger geschickt, wovon jeder eine Gastrioden-Endstufe treibt. Damit die mechanischen Zählwerke sogleich das differentielle Spektrum aufnehmen, sind die Zählwerke zwischen die Anoden der Gastrioden geschaltet. Bei genügend niedriger Wahl der Anodenwiderstände wird so erreicht, dass nur das Zählwerk zwischen der letzten gezündeten und der ersten nichtgezündeten Röhre anspricht. Fig. 1 zeigt die praktische Ausführung der Schaltung. Die Zählwerke sind gewöhnliche Telefonzähler, die alle so ausgewählt sind, dass sie bei 15 mA noch nicht, aber bei 30 mA sicher ansprechen. Der Schalter *S* bleibt normalerweise geschlossen, er wird nur bei Koinzidenzexperimenten geöffnet. Das Relais *R* 1 unterbricht den

Anodenstrom nach ca. 0,05 sec, um die Gastrioden zu löschen und nachher den Ruhezustand wieder herzustellen. Bei Koinzidenzmessungen bewirkt die in die gemeinsame Anodenleitung der Gastrioden geschaltete Gasentladungsröhre OA2 eine Verminderung der

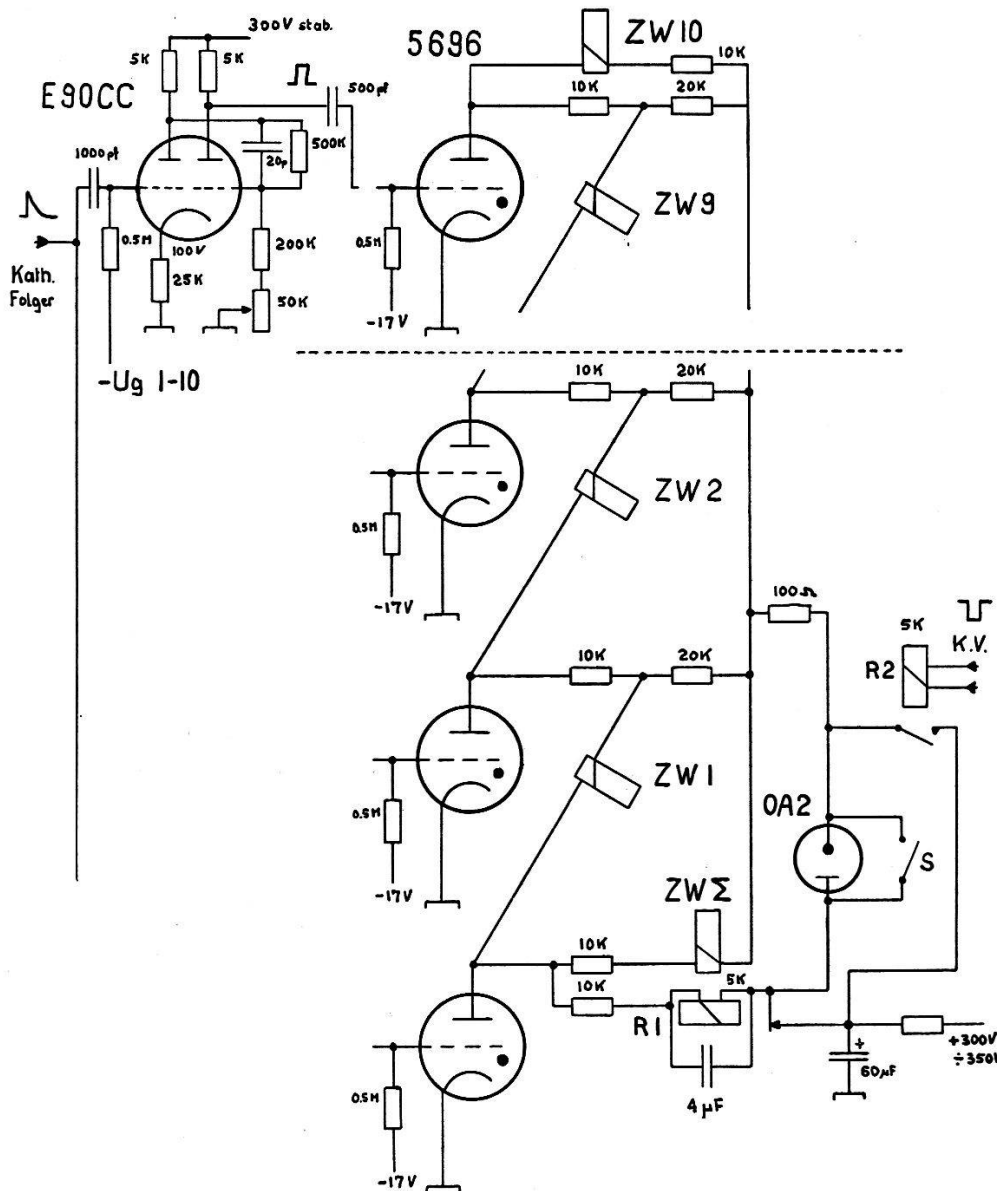


Fig. 1.

Schaltschema des Impulsspektrographen.

Anodenspannung um 150 Volt, so dass ein vom Kathodenfolger eintreffender Impuls wohl sortiert, aber nicht registriert wird. Erst ein zusätzlicher, vom separaten Koinzidenzverstärker gelieferter Impuls erhöht durch das Relais R 2 kurzzeitig die Anodenspannung auf den vollen Wert, wodurch die Registrierung des Impulses ermöglicht wird.

Eine Schwierigkeit bei Messungen mit Szintillationskristallen ist die Energieeichung der Zählapparatur. Eine Eichung mit einer radioaktiven Quelle ist wegen der kleinen Energie der zur Verfügung

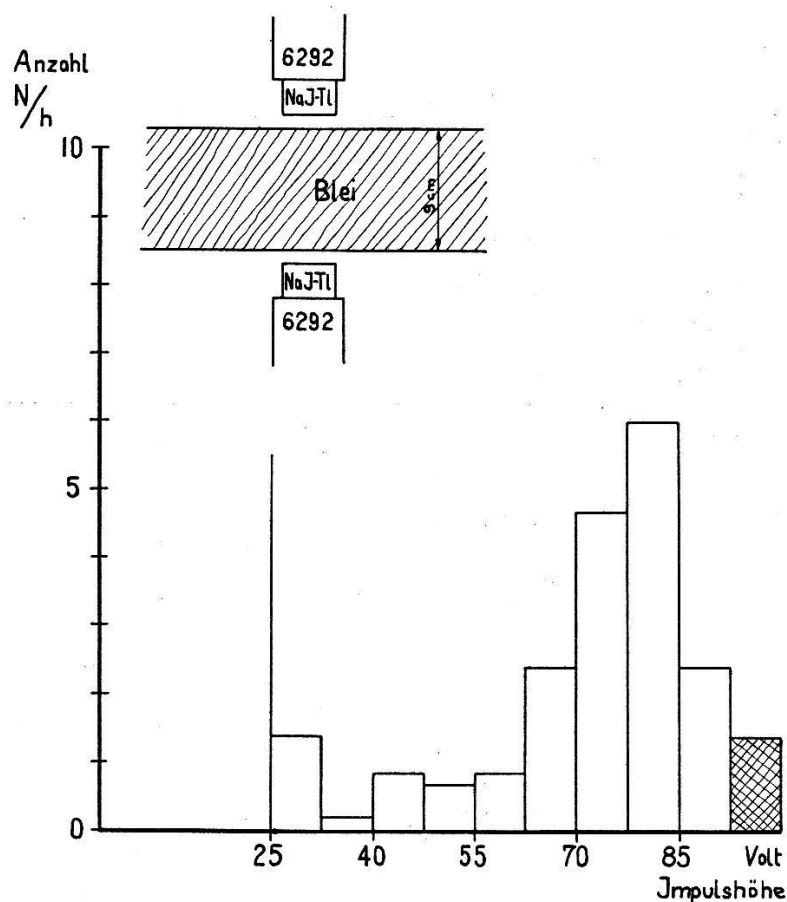


Fig. 2.

Energieeichung mit μ -Mesonen.

Oben: Anordnung der Szintillationskristalle. Unten: Impulsspektrum.

stehenden Strahlung unratsam, da bei dem grossen Untergrund (Nulleffekt) kleiner Energie das geringe zeitliche Auflösungsvermögen unserer Apparatur hinderlich ist und auch bei Verwendung eines rascheren Diskriminators eine grosse Extrapolation der Energie nötig sein wird, wenn wir später Kernexplosionen im Energiebereich oberhalb 20 MeV untersuchen wollen. Viel geeigneter für unsere Energieeichung sind die von oben einfallenden μ -Mesonen der kosmischen Strahlung. In 9 cm Blei werden alle μ -Mesonen mit einer Energie von weniger als 150 MeV absorbiert. Alle eine 9 cm dicke Bleiplatte durchdringenden μ -Mesonen sind energiereicher und befinden sich oberhalb derselben im Gebiet der Plateau-Ionisation, die praktisch konstant ist, und deren Wert für NaJ-Tl experimentell bestimmt worden ist¹⁾. Wir verwenden die auf Fig. 2

oben im Aufriss gezeigte Anordnung mit zwei auf einer gemeinsamen Achse übereinander angeordneten, zylinderförmigen NaJ-Tl-Kristallen und nehmen das Spektrum der Impulse des oberen Multipliers auf, die in Koinzidenz zu Impulsen des unteren Multipliers stehen. Das auf Fig. 2 unten deutlich erkennbare Maximum des Impulsspektrums bei 80 Volt entspricht einer Energie von 11 MeV. Durch Verwendung eines weiteren, in Koinzidenz geschalteten, auf der gleichen Achse über den genannten Kristallen angebrachten Zählers kann die Breite des Maximums herabgesetzt werden.

Literatur.

- ¹⁾ A. HUDSON und R. HOFSTADTER, Phys. Rev. **88**, 589 (1952).

R. ARMENTEROS, B. GREGORY, A. LAGARRIGUE, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER
(Ecole Polytechnique, Paris);

CH. PEYROU (Institut de Physique, Université de Berne).

Les particules K (mesons lourds) ont été étudiées à l'aide de deux grandes chambres de WILSON installées au Pic de Midi de Bigorre. La chambre supérieure est placée dans un champ magnétique de 2600 Gauss, la chambre inférieure contient 15 plaques de cuivre de 1 cm d'épaisseur. On peut ainsi, par la méthode moment-parcours, mesurer la masse des particules K qui traversent la chambre du haut et s'arrêtent dans une des plaques de la chambre du bas en émettant un secondaire (événement S). Les mesures individuelles de masse se font avec une précision d'environ $\pm 60\text{me}$. On a pu ainsi montrer l'existence d'une particule $K\mu$: la meilleure valeur de la masse établie en faisant la moyenne sur plusieurs événements est $914 \pm 20\text{me}$. L'étude du parcours du secondaire permet de montrer que le secondaire chargé est un meson μ , le secondaire neutre probablement un neutrino. Des détails plus complets sur ce travail peuvent être trouvés dans Nuovo Cimento 11, 292—309 (1954) ou dans les comptes rendus de la Conférence de Padoue (sous presse).

**Über einen hochenergetischen Zusammenstoß in einer photographischen
Platte**

von M. TEUCHER (Bern).

In einem Paket von Kernemulsionen, das bei der internationalen Ballonexpedition 1953 von Sardinien aus bis in etwa 30 km Höhe geflogen worden ist, wurde ein Stern vom Typ 29 + 221 gefunden.

Das Primärteilchen konnte durch δ -Strahl-Zählung als Sauerstoffkern identifiziert werden. Aus der Zahl der beobachteten „schweren“ Spuren folgt, dass es sich um einen nahezu zentralen Stoss auf einen Brom- oder Silberkern der Emulsion handelt. Unter den 221 Schauerteilchen können sich höchstens 10% Protonen befinden. Die Hälfte aller Schauerteilchen liegt in einem Kegel mit einem halben Öffnungswinkel von 10° . Daraus kann die Energie des Primärteilchens zu 70 BeV pro Nukleon bestimmt werden. Insgesamt wurden 138 cm Bahnspur der Schauerteilchen verfolgt, wobei 4 Sekundärsterne aufgefunden wurden, deren mittlere Energie weniger als 1 BeV beträgt.

Die Konversionselektronenkorrelation beim Cd^{111}

von H. J. GERBER, F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER (ETH., Zürich).

Die Kaskade des Cd^{111} ist schon Gegenstand eingehender Untersuchungen mit Hilfe der γ - γ -Richtungskorrelation gewesen. Wir

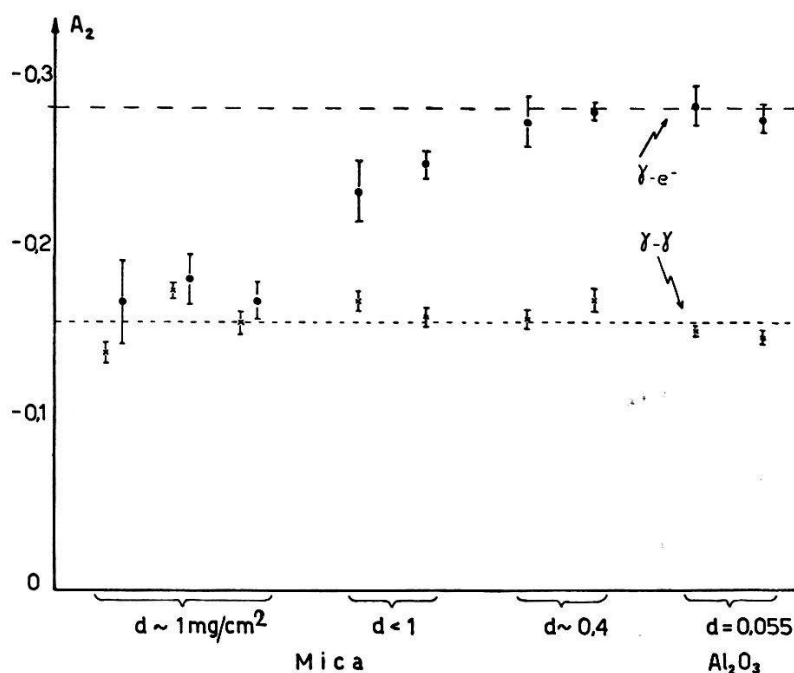


Fig. 1.

Koeffizienten A_2 für γ - γ - und γ - e^- -Korrelation.
Gestrichelte Linien: Theoretische Werte.

haben nun an derselben Kaskade auch die γ - e^- -, e^- - γ - und e^- - e^- -Korrelationen gemessen. Dies ist möglich, da die K -Konversionskoeffizienten der beiden Übergänge 10% resp. 5,4% betragen.

Die Korrelationsfunktionen sind alle von der Form $W(\Theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \Theta)$. Für die Koeffizienten A_2 erhält man nach BIEDENHARN und ROSE¹⁾ $A_2(\gamma\gamma) = -0,158$, $A_2(\gamma e^-) = -0,286$, $A_2(e^- \gamma) = -0,007$ und $A_2(e^- e^-) = -0,012$, wenn man annimmt, dass der erste Übergang eine Mischung ist von E 2 und M 1 mit einem Intensitätsverhältnis von $\delta^2 = 0,013$.

Unser erstes Ziel war, diese von der Theorie vorausgesagten Werte zu verifizieren. Die Schwierigkeit bestand darin, Quellen herzustellen, welche 1., um Streuung zu vermeiden, genügend dünn waren und welche 2. keine Beeinflussung durch äussere (elektrische) Felder

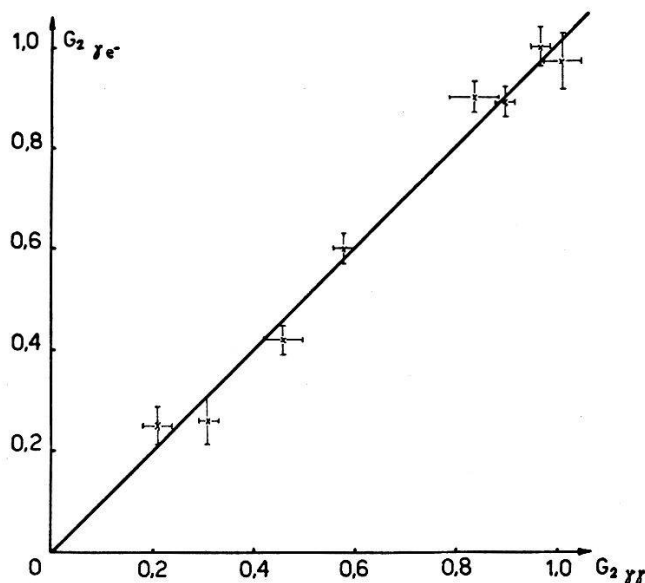


Fig. 2.

Schwächungsfaktoren G_2 für $\gamma-\gamma$ - und $\gamma-e^-$ -Korrelation.

zeigten. Eine flüssige Galliumquelle erfüllte beide Bedingungen. Zur Herstellung solcher Quellen wurde aktives, metallisches In^{111} zusammen mit stabilem Ga als ca. 50–300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Schicht im Hochvakuum auf Trägerfolien aus Glimmer oder Al_2O_3 aufgedampft. Gallium schmilzt bei 30° C und lässt sich gut auf Zimmertemperatur unterkühlen.

Fig. 1 zeigt die Resultate der Messungen an nicht beeinflussten Quellen. Die $\gamma-\gamma$ -Resultate entsprechen dem ungestörten Wert $A_2 = -0,158$. Für $\gamma-e^-$ wird erst bei Verwendung von sehr dünnem Glimmer der theoretisch erwartete Wert erreicht, da sonst die Rückstreuung die Korrelation verschmiert. Dass dieser Effekt bei Glimmerdicken von $\sim 0,4 \text{ mg}/\text{cm}^2$ vernachlässigt werden kann, zeigen die Messungen an Galliumquellen auf sehr dünnem Al_2O_3 .

*

Ein zweites Ziel war, zu zeigen, dass gestörte Quellen, deren Korrelation durch $W(\Theta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos \Theta)$ dargestellt wird, für $\gamma - \gamma$ und $\gamma - e^-$ gleiche Schwächungsfaktoren G_2 zeigen. In Fig. 2 sind die Resultate solcher Messungen aufgetragen. Die Punkte liegen erwartungsgemäss auf der 45° -Geraden.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der Zeitschrift für Physik.

Literatur.

- ¹⁾ L. C. BIEDENHARN and M. E. ROSE, Rev. Mod. Phys. **25**, 729 (1953).

Bemerkungen zur Diskussion um Be^8 und zum Prozess $\text{Li}^7(p, \gamma \alpha) \alpha$.

H. GLÄTTLI, E. LOEPFE, P. STOLL und H. WIDMER (ETH., Zürich).

Nachdem in letzter Zeit wieder mehrfach Anstrengungen unternommen wurden, das bekannte breite 2,9-MeV-Niveau im Be^8 aufzulösen, rechtfertigt es sich, im folgenden einen Überblick über den aktuellen Stand der experimentellen Resultate zu geben.

Die auf der nächsten Seite wiedergegebenen Spektren entstammen folgenden Quellen:

- I. B. TRUMPY et al., Universitetet i Bergen, Årbok (1953).
- II. J. CATALÁ et al., Anales Real. Soc. Esp. Fis. y Quim. **131** (1953).
- IV. E. R. GAERTTNER et al., Phys. Rev. **52**, 582 (1937).
- V. L. L. GREEN et al., Proc. Phys. Soc. (London) **62**, 407 (1949).
- VI. P. CUER et al., Comptes Rendus, mars 1954.
- VII. D. R. INGLIS et al., Phys. Rev. **92**, 1326 (1953).
- VIII. R. L. WALKER, Phys. Rev. **74**, 315 (1948).

III. stellt das Resultat einer Arbeit der Verfasser dar: In Photoplatten wurden Spuren von α -Teilchen aus der Reaktion $\text{B}^{11}(p, \alpha)$ mit grösstmöglicher Präzision ausgemessen. Die genaue Technik wird in einer späteren Publikation beschrieben. Zu bemerken ist, dass das Auflösungsvermögen im Gebiet $E^* = 5 \text{ MeV}$ bis $E^* = 2 \text{ MeV}$ 0,1 MeV beträgt, ausserhalb dieser Grenzen aber schlechter wird.

γ -Kaskaden beim Prozess $\text{Li}^7(p, \gamma)$ sind nicht bekannt (siehe Phys. Rev. **93**, 1085). Die aus VII und VIII ersichtlichen γ -Linien mit einer Energie $< 13 \text{ MeV}$ verlangen daher folgenden Zerfallsmodus: $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^{8*} \rightarrow \text{Be}^{3*} \rightarrow 2 \alpha$. Die Autoren haben mit Prop.-Z.-R. (Auflösungsvermögen 0,2 MeV Halbwertsbreite) nach α -Teilchen mit Energien zwischen 3 und 5 MeV gesucht. Gefunden wurde

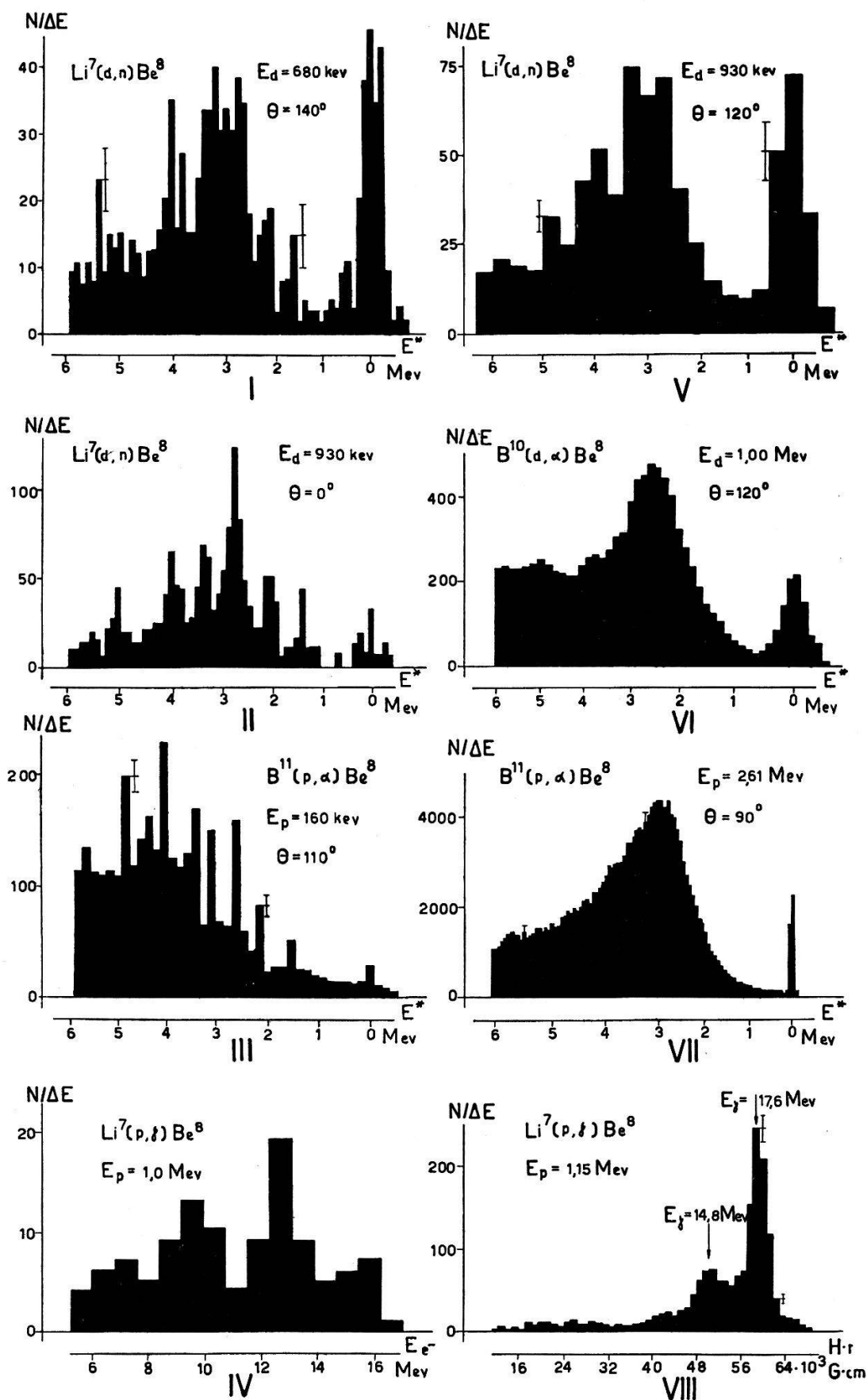


Fig. 1.

bisher eine Gruppe bei $3,4 \pm 0,3$ MeV. Die Linienbreite stimmt mit dem überein, was auf Grund des der Richtung nach unbestimmten γ -Rückstosses zu erwarten ist. Ebenso stimmt der Doppler-Effekt mit dem überein, was auf Grund der Masse des Targetkerns zu erwarten ist. Die gefundene α -Gruppe scheint nicht resonant zu sein, und macht im Bereiche $350 \text{ KeV} < E_p < 550 \text{ KeV}$ etwa 1% aller α -Teilchen mit Energien über 3 MeV aus.

Ob die gefundenen α -Teilchen einem einzigen oder evtl. mehreren Niveaus entstammen, kann nicht entschieden werden. Fest steht aber, dass, wie aus IV ersichtlich, neben den bisher bekannten γ -Linien bei 17,6, 14,8 und 12,6 MeV¹⁾ noch eine solche bei 10,5 MeV existieren muss.

Die Möglichkeit einer fehlerhaften Abbildung durch das Z.-R. kann auf Grund eines Tests mit Th- α -Teilchen sowie durch Absorptionsprüfung ausgeschlossen werden. Gegenwärtig wird nach α -Teilchen mit Energien von 2—3 MeV gesucht.

Literatur.

- ¹⁾ H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 153 (1952).

Spektrum und Winkelverteilung der α -Teilchen aus der Reaktion $B^{11}(p, \alpha)Be^8$ in Abhängigkeit der Protonenenergie

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

Untersuchungen der Winkelverteilung der in den Grundzustand des Be^8 führenden α -Teilchen aus dem Prozess $B^{11}(p, \alpha)$ ergeben für die Funktion $I(\theta)$ in der 163 keV-Resonanz

$$I(\theta) = I(90^\circ) \cdot [1 + 0,05 \cos \theta + 0,75 (\cos \theta)^2 + \dots]$$

Die Genauigkeit der Koeffizienten beträgt 5 Einheiten der letzten Dezimale. Das Resultat steht in bester Übereinstimmung mit der Arbeit von THOMSON et al.¹⁾, so dass die Annahme von $J = 1$ — für den breiten und $J = 2$ + für den schmalen (resonanten) Zustand in C^{12} gerechtfertigt ist, um so mehr als oberhalb der Resonanz der $\cos \theta$ -Term rasch zunimmt und damit Interferenz zweier Zustände mit entgegengesetzter Parität anzeigt (vgl. auch²⁾).

Die Variation der Protonenenergie von 150 keV bis 550 keV lieferte sowohl von Seiten des Spektrums wie auch der Winkelverteilung keine Andeutung einer weiteren Resonanz. Ausser einer Abnahme des Anteils der in den Grundzustand führenden α -Teilchen

ausserhalb der 163 keV-Resonanz konnte keine Änderung des Spektrums beobachtet werden. Die erwähnten Übergänge in den Be^8 -Grundzustand sind aber bei $E_p = 550$ keV noch einwandfrei nachgewiesen worden; siehe Fig. 1.

Eine Testmessung mit Th- α -Teilchen ergab, dass die im schraffierten Gebiet enthaltenen Alphateilchen nicht einem fehlerhaften Funktionieren des Zählrohres zuzuschreiben sind (z. B. Verschmierung der diskreten α_0 -Gruppe).

Sie lassen sich aber durch die Existenz eines Niveaus im Be^8 bei 6,8 MeV, wie ein solches im vorhergehenden Bericht festgestellt wurde, erklären. In der Nähe der 163 keV-Resonanz mit Prop.-Z.R. ausgeführte Messungen mit einem Auflösungsvermögen von 0,18 MeV

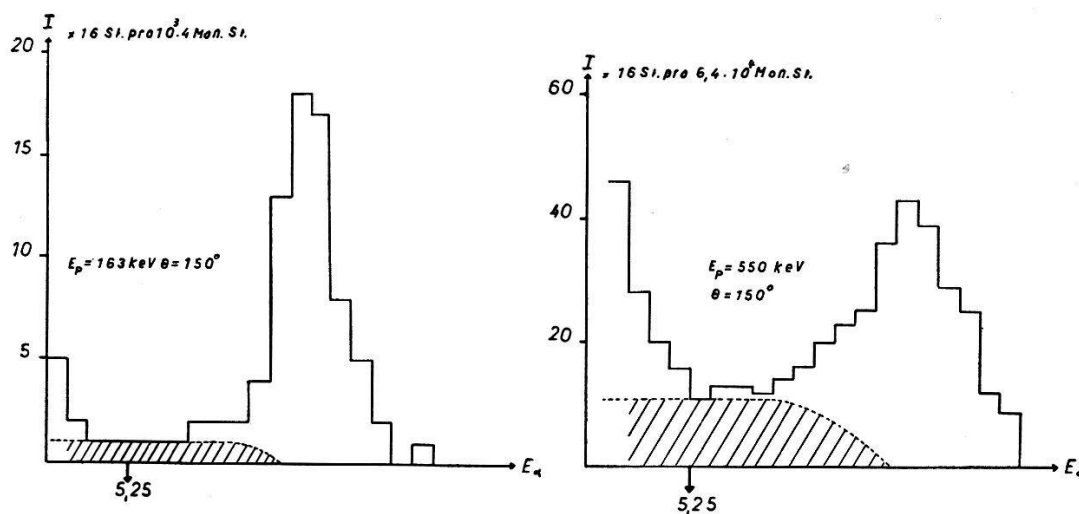


Fig. 1.

Halbwertsbreite liessen im Gebiet 0,2—0,6 MeV kein weiteres Niveau erkennen, in welches Übergänge mit einer Häufigkeit von mehr als 5% (gemessen an der Zahl der Übergänge in den Be^8 -Grundzustand) erfolgten. Eine Messung der Winkelverteilung der in höhere Be^8 -Niveaus führenden α -Teilchen mit einfachen spektroskopischen Mitteln ist zum mindesten solange illusorisch, als das Niveauschema des Be^8 und die Winkelkorrelation Be^8 -Breakup-Teilchen, Be^8 -Flugrichtung nicht bekannt ist. Ein diesbezügliches Experiment, das ohne Energiemessung auskommt und alle obigen Fragen beantwortet, sowie noch Anhaltspunkte in bezug auf die Lebensdauer des Be^8 -Zwischenkerns liefert, ist im Gange. Eine eingehende Beschreibung erfolgt demnächst in „Nuovo Cimento“.

Literatur.

- 1) D. M. THOMSON, A. V. COHEN, A. P. FRENCH and G. W. HUTCHINSON, Proc. Phys. Soc. A **65**, 745 (1952).
- 2) H. GLÄTTLI, P. STOLL, Helv. Phys. Acta **25**, 455 (1952).

Der (γ, α) -Prozess an O^{16} als Beispiel für die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte

von P. ERDÖS, J. SCHMOUCKER und P. STOLL (ETH., Zürich).

ADAIR¹⁾ und RADICATI²⁾ haben für den isobaren Spin T Auswahlregeln bei der Emission und Absorption von Gammaquanten entwickelt unter der Annahme strenger Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte. Im Spezialfall bei Kernen mit der gleichen Anzahl von Neutronen und Protonen ergibt die Anwendung dieser Auswahlregeln für E_1 -Absorption:

$$T_Z = \frac{N-P}{2} = 0 \quad \Delta T = \pm 1.$$

Besonders einfach werden die Aussagen über den Reaktionsablauf der $O^{16}(\gamma, \alpha)C^{12}$ -Reaktion, da die Grundzustände von O^{16} und C^{12} die Daten: $J = 0^+$, $T = 0$, $T_Z = 0$ aufweisen und bei Alphaemission der isobare Spin erhalten bleiben muss ($\Delta T = 0$).

Bezeichnet man die Anregungsenergie für den ersten $T = 1$ -Zustand im O^{16} ($E^* \sim 13$ MeV) mit E_1^* , so kann folgende Gruppierung vorgenommen werden:

1. $E_\gamma < E_1^*$. E 1-Absorption für die folgenden Fälle a und b verboten: a) α -Übergänge in den Grundzustand C^{12} ($J = 0^+$). Es kommt nur E 2-Absorption in Frage ($O^{16*}: J = 2^+$, $T = 0$; Alphaübergang $\Delta l = 2$). M 1-Absorption ist aus Gründen der isobaren Spinauswahlregeln nicht verboten; dagegen ist für die Alphateilchen $\Delta l = 1$ wegen fehlendem Paritätenwechsel nicht erlaubt. b) α -Übergänge in C^{12*} ($E^* = 4,4$ MeV, $J = 2^+$; $T = 0$) nach E 2—M 1-Absorption: $\Delta l = 0, 2$.

2. $E_\gamma > E_1^*$. Zu den unter 1. angeführten Möglichkeiten kommt E 1-Absorption ($O^{16*}: T = 1$; $J = 1^-$), wobei α -Emission nur dann erlaubt ist, wenn genügend Energie ($E_\gamma > 25$ MeV) für Übergänge in den ersten $T = 1$ -Zustand des C^{12} ($E^* = 15$ MeV) vorhanden ist.

Kodak NT 1 a-Platten (200 μ) wurden mit dem 31 MeV-Betatron bestrahlt. Durch geeignete Entwicklungsmethoden konnte eine gute Diskrimination zwischen α - und C^{12} -Rückstoss erreicht werden (Trennung der Reaktionen $O^{16}(\gamma, \alpha)C^{12}$ und $N^{14}(\gamma, \alpha)B^{10}$). Die auf Austritt und γ -Spektrum korrigierte Absorptions-Anregungskurve ($\sigma = f(E_\gamma)$) zeigt eindrucklich, dass bei $E_\gamma \sim 24$ MeV σ klein wird im Gegensatz zum $O^{16}(\gamma, n)$ -Prozess³⁾, der hier die starke E 1-Resonanz von 12 mb aufweist, was einer Bestätigung der isobaren Spinauswahlregeln gleichkommt.

Aus der Energiebilanz $E_\gamma = E_\alpha + E_{C^{12}} - Q + E_{C^{12}}^*$, wobei E^* vorzugsweise 0 oder 4,4 MeV sein kann, sieht man, dass eine eindeutige Zuordnung der verschiedenen angeregten Zustände im O^{16}

mit $J = 2^+$ und 1^+ (E 2, M 1-Absorption) nur mit Hilfe der Winkelverteilung der einzelnen Gruppen möglich ist.

Als Konkurrenzprozess für die (γ, α) -Reaktion tritt bei $E_\gamma > 24$ MeV die 4-Teilchen-Reaktion $O^{16}(\gamma, 4\alpha)$ auf⁵⁾. Diese Tatsache

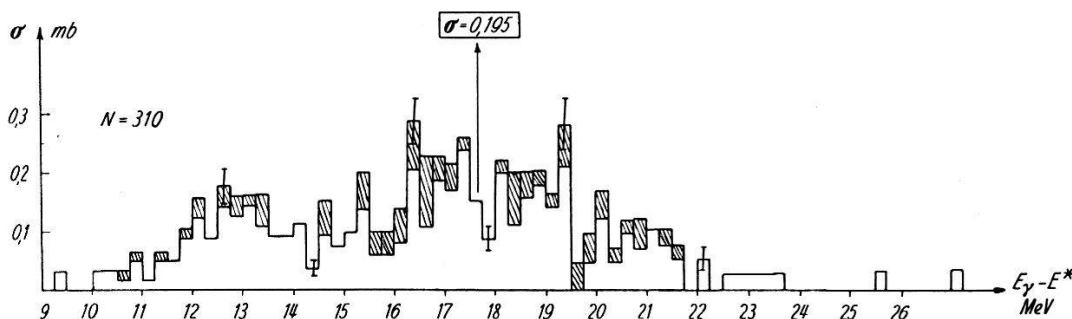


Fig. 1.

Anregungskurve $O^{16}(\gamma, \alpha)$ $\nearrow C^{12*} C^{12*} \rightarrow C^{12} + \gamma$
 $\searrow C^{12}$

Pfeil: Kontrollpunkt mit Li^7 - γ -Strahlung (17,6 MeV) von Nabholz u. a.⁴⁾.

In der schraffierten Fläche sind die Spuren eingetragen, die nicht mit Sicherheit von den Rückstößen der $N^{14}(\gamma, \alpha)B^{10}$ -Reaktion getrennt werden können.

N = Anzahl gemessener Spuren.

muss dahin interpretiert werden, dass, sobald genügend Energie vorhanden ist, höhere C^{12} -Niveaus angeregt werden, die ausschliesslich unter Alphaemission weiter zerfallen (z. B.: $O^{16}(\gamma, \alpha)C^{12*}$; $C^{12*} \rightarrow Be^{8*} + \alpha$; $Be^{8*} \rightarrow 2 He^4$).

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

Literatur.

- 1) R. K. ADAIR, *Phys. Rev.* **87**, 1041 (1952).
- 2) L. A. RADICATI, *Phys. Rev.* **87**, 521 (1952).
- 3) H. E. JOHNS, R. J. HORSLEY, R. N. H. HASLAM und A. QUINTON, *Phys. Rev.* **84**, 856 (1951).
- 4) H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 701 (1952).
- 5) F. K. GOWARD, J. J. WILKINS, *Proc. Phys. Soc.* **671** (1952).

(γ, α) und $(\gamma, n\alpha)$ -Prozesse am $Br^{79/81}$, $Ag^{107/109}$, K^{39} und S^{32}

von P. ERDÖS, P. JORDAN, J. SCHMOUKER und P. STOLL (ETH., Zürich).

Die statistische Kerntheorie führt zur Vorhersage, dass die Energieverteilung der Partikel, die aus einem zu einer bestimmten Energie angeregten Kern emittiert werden, durch

$$f(E) dE = C \cdot E \cdot \sigma_{inv}(E) \cdot \omega(\epsilon) dE$$

gegeben wird¹⁾. Dabei ist E die Energie der emittierten Partikel, $\sigma_{\text{inv}}(E)$ der Absorptionsquerschnitt des Restkerns für die betreffende Partikel der Energie E , ε die Anregungsenergie des Restkerns, d. h. Anregungsenergie des Compoundkerns weniger die Summe aus Q -Wert der Emission und E , und schliesslich ist $\omega(\varepsilon)$ die Niveaudichte im Restkern. Da $\omega(\varepsilon)$ eine stark zunehmende

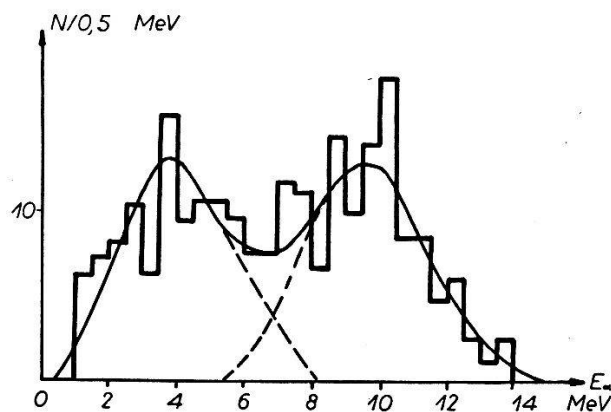


Fig. 1.

Energieverteilung der α -Teilchen in einer NTla-Kernemulsion, bestrahlt mit Photonen aus einem 31-MeV-Betatron.

Funktion von ε ist, ergibt die Theorie einen Verlauf, welcher, integriert über alle Energien des Compoundkerns — angeregt durch Bestrahlung mit dem 31-MeV-Betatron — in Fig. 1 rechts gestrichelt dargestellt ist.

Im Falle des (γ, α) -Prozesses an Brom und Silber wurde eine wesentlich andersartige Energieverteilung festgestellt²⁾. Unsere Messungen bestätigen diese Verteilung. In Fig. 1 ist die Energieverteilung der α -Teilchen dargestellt, die in einer Kodak-NTla-200 μ -Kernemulsion nach Bestrahlung mit dem 31-MeV-Betatron gemessen wird.

Es wurde nun versucht, diese Energieverteilung zu deuten unter der Annahme, dass

1. die eine α -Gruppe von dem natürlichen radioaktiven Zerfall herührt;
2. die α -Gruppe mit der niedrigeren Energie aus dem (γ, α) -Prozess an einem leichteren Kern als Br und Ag stammt;
3. die α -Gruppe mit der niedrigeren Energie aus dem $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess an Br und Ag herkommt³⁾.

Auf Grund von Messungen an „Sternen“ radioaktiven Ursprungs konnte 1. ausgeschlossen werden. Ausser an Ag und Br kommen nur noch (γ, α) -Prozesse an leichten Kernen sowie an Schwefel und Jod in Frage. Erstere können am Rückstoss des Restkerns erkannt

und ausgeschlossen werden. Messungen des (γ, α) -Wirkungsquerschnittes an S und J sind im Gange, vorläufige Resultate deuten aber darauf hin, dass diese Prozesse nicht für die Deutung in Frage kommen.

Der $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess an Br^{81} konnte durch Aktivitätsmessung am chemisch abgetrennten 26,8-Stunden- As^{76} abgeschätzt werden:

$$\sigma[\text{Br}^{81}(\gamma, n\alpha)] < 0,05 \sigma[\text{Br}^{81}(\gamma, \alpha)].$$

Der $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess an Br^{79} , welches auf das 17,5-Tage- As^{74} führt, konnte nicht nachgewiesen werden. Es gelang nicht, die Wirkungsquerschnitte der Prozesse $\text{Ag}^{107/109}(\gamma, n\alpha)\text{Rh}^{102/104}$ mit Hilfe der Aktivierungsmethode abzuschätzen, weil die Abtrennung des entstehenden Rhodiums äusserst schwierig ist. Experimente mit anderen Mitteln sind im Gange. Es ist aber damit zu rechnen, dass diese Wirkungsquerschnitte klein sind. Der (γ, α) -Querschnitt an Ag^{109} ist um den Faktor 10 kleiner als der Br^{81} -Querschnitt. Folgende integrale Querschnitte wurden durch die Aktivierungsmethode bestimmt:

$\sigma[\text{Br}^{81}(\gamma, \alpha) \text{As}^{77}] = 1,8 \pm 0,8 \text{ MeV mb}$ (Betatron 0—31 MeV *)
mit der Halbwertszeit

$$T_{\text{As}^{77}} = 39,0 \pm 0,4 \text{ h},$$

die in guter Übereinstimmung ist mit⁴⁾; im Widerspruch zum Wert $T_{\text{As}^{77}} = 70 \text{ h}^5)$, wobei als Eichwert in Standardgeometrie der bekannte $\text{Cu}^{65}(\gamma, n)$ -Querschnitt benutzt wurde.

Die energiereichere α -Gruppe könnte noch mit der Verdampfungstheorie erklärt werden. Stammen aber beide Spitzen in Fig. 1 vom (γ, α) -Prozess an Br(und Ag), so muss die Möglichkeit eines anderen Mechanismus als desjenigen, welcher der Verdampfungstheorie zugrunde liegt, erwogen werden. Auch ein $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess, welcher zu α -Teilchen der Energie 2—6 MeV Anlass gibt, kann mit den üblichen Annahmen über das Barrieredurchdringungsvermögen der α -Teilchen nicht erklärt werden. (Siehe auch LE COUTEUR⁷⁾.)

Als Beispiel für einen $(\gamma, n\alpha)$ -Prozess an einem Kern mit $Z = 19$, wo wegen der niedrigen Coulomb-Barriere die Verhältnisse für α -Emission günstiger liegen als in den vorerwähnten Beispielen, haben wir den totalen Wirkungsquerschnitt des Prozesses

$\text{K}^{39}(\gamma, n\alpha)\text{Cl}^{34}$ für das 31-MeV-Betatron zu

$$\sigma[\text{K}^{39}(\gamma, n\alpha)\text{Cl}^{34}] = 0,3 \pm 0,25 \text{ MeV mb}$$

bestimmt.

*) Vergleiche $\sigma[\text{Br}^{81}(\gamma, \alpha) \text{As}^{77}] = 3,1 \text{ MeV mb}$ für Betatron 0-50 MeV⁶⁾.

Literatur.

- 1) J. M. BLATT und V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, Wiley (1952).
- 2) C. H. MILLAR and A. G. W. CAMERON, Can. J. of Phys. **31**, 723 (1953).
- 3) R. N. H. HASLAM, A. G. W. CAMERON, J. A. COOKE und E. H. CROSBY, Can. J. of Phys. **30**, 350 (1952).
- 4) HOLLANDER et al., Table of Isotopes, Rev. Mod. Phys. **25**, 469 (1953).
- 5) H. J. WATTERS und J. F. FAGAN, Phys. Rev. **92**, 1248 (1953).
- 6) R. B. HOLTZMANN und N. SUGARMAN, Phys. Rev. **87**, 633 (1952).
- 7) V. J. LE COUTEUR, Proc. Phys. Soc. **A 63**, 259 (1950).

Elastische Streuung von Protonen an O¹⁶

von M. SEMPERT, H. SCHNEIDER und M. MARTIN (ETH., Zürich).

Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Diskussionsbemerkung über die Streuung von Protonen an Sauerstoff (Termschema von F¹⁷)

von K. BLEULER (Zürich).

Die Niveauschemata einiger leichter Kerne können mit Hilfe einer phänomenologischen Theorie recht gut gedeutet werden; dabei wird auch das anomale Verhalten der Linienbreiten der instabilen Niveaus verständlich.

Man wähle diejenigen Kerne aus, die bei Fortnahme eines Nukleons einen besonders stabilen Kern ergeben (d. h. aus Rumpf und „Leuchtnukleon“ aufgebaut sind, wie F¹⁷, O¹⁷, C¹³ und N¹³). Hier ergibt sich die Möglichkeit, das wellenmechanische Vielkörperproblem durch eine Art Störungsrechnung zu behandeln: Entwicklung nach dem Verhältnis Bindungsenergie des „Leuchtnukleons“ zu Anregungsenergie des Rumpfes.

Man spaltet den Hamiltonoperator H in den Rumpfanteil H^N (N -Nukleonenproblem) und den Term H^1 , welcher die Koordinaten des $(N + 1)^{\text{ten}}$ Partikels („Leuchtnukleon“) enthält:

$$H\psi = (H^N + H^1)\psi = E\psi. \quad (1)$$

Entsprechend entwickle man die gesuchte Eigenfunktion ψ des $(N + 1)$ -Nukleonenproblems nach den Eigenfunktionen ψ_n des Rumpfes und betrachte der Einfachheit halber zunächst unterscheidbare Partikel (X_k für Orts- und Spin-Koordinate des k^{ten} Partikels).

$$\psi(X_1 \cdots X_{N+1}) = \sum_n \psi_n(X_1 \cdots X_N) C_n(X_{N+1}). \quad (2)$$

Einsetzen in (1) ergibt nach einer bekannten Umformung das folgende Gleichungssystem für die gesuchten Wellenfunktionen C_n des „Leuchtnukleons“:

$$(E - E_n) C_n(X_{N+1}) = \sum_m H_{nm} C_m(X_{N+1}) \quad (3)$$

mit

$$H^N \psi_n = E_n \psi_n, \quad H_{nm} = \int \psi_n^* H^1 \psi_m dX_1 \cdots dX_N, \quad (4)$$

wobei die Matrixelemente H_{nm} zugleich Operatoren darstellen, welche auf die Variable X_{N+1} des „Leuchtnukleons“ wirken.

Bis hier gelten die Entwicklungen natürlich streng; jetzt kann man aber entsprechend unseren Voraussetzungen das System (3) in folgender Weise behandeln: Man fasse H_{nm} als „Störung“ auf, d. h., man betrachte die Wechselwirkung des „Leuchtnukleons“ mit dem Rumpf als klein gegenüber den Energiedifferenzen der stationären Zustände des Rumpfes. Weiter entnehme man die Energien E_n des Rumpfes direkt aus der Erfahrung und mache über die Operatoren H_{nm} geeignete Annahmen. Die erste und zweite Näherung dieser Störungsrechnung lassen sich nun in einfacher Weise interpretieren:

Die erste Näherung ergibt eine Wellengleichung für C_n allein:

$$(E - E_n) C_n^1 = H_{nn} C_n^1. \quad (5)$$

C_n^1 stellt gewissermassen die Wellenfunktion des „Leuchtnukleons“ dar, welches den Rumpf im Anregungszustand E_n „umkreist“. Entsprechend zerfällt das Termschema in Gruppen, welche den verschiedenen Anregungsstufen des Rumpfes entsprechen. Es liegt nahe, über H_{nm} ähnliche Annahmen zu machen wie im „Schalenmodell“: z. B. würde man für Zustände mit verschwindendem Drehimpuls des Rumpfes einen Potentialtopf mit Spin-Bahnkoppelung verwenden. Danach wären auch ähnliche Termfolgen zu erwarten wie im „Schalenmodell“. Jetzt muss man aber beachten, dass der Ausdruck (2) noch antisymmetrisiert werden muss. Damit erhält man in (5) charakteristische Zusätze, welche anschaulich als Wirkung des Ausschlussprinzips angesehen werden können: Zustände des „Leuchtnukleons“, welche in ähnlicher Weise bereits im Aufbau des Rumpfes besetzt sind, erhalten eine kleinere Bindungsenergie. Dies ergibt qualitativ ein gutes Verständnis der Termschemata der Kerne F^{17} , O^{17} usw. (Ganz ähnliche Verhältnisse trifft man bei den Elektronenhüllen im Falle der Alkalien.)

Die Terme der tiefsten Gruppe unterscheiden sich von denjenigen, die den verschiedenen Anregungsstufen des Rumpfes entsprechen, durch ihre Linienbreite. Die erste Näherung ergibt hier Breiten,

welche durch Coulomb- und Drehimpulswall allein bestimmt sind (sog. reduzierte Linienbreiten), während die Breiten der höheren Gruppen wesentlich kleiner werden. Qualitativ ist dies gut bestätigt; die Tatsache jedoch, dass bereits die tiefsten Niveaus etwas schmaler sind als die „reduzierten Breiten“, ergibt sich aus der zweiten Näherung, welche, ähnlich wie in der Bohr-Mottelsonschen Theorie, eine virtuelle Rumpfanregung durch das „Leuchtnukleon“ ergibt.

Bestimmung der charakteristischen Daten eines nichtentarteten Eigenhalbleiters aus elektrischen Messungen

von U. WINKLER (ETH., Zürich).

Ein Halbleiter ist grundsätzlich durch seine Struktur und sein Verhalten im Eigenleitungsgebiet charakterisiert. Die einen Eigenleiter beschreibenden Grössen sind:

1. die Aktivierungsenergie $\Delta E_T = \Delta E - aT$,
2. die Ladungsträgerkonzentrationen $n_i = p_i$,
3. die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher b_n und b_p ,
4. die Freiheitszahlen der Elektronen und Löcher f_n und f_p .

Ausgehend von den zwei grundlegenden Messungen des Halleffektes und der elektrischen Leitfähigkeit im Eigenleitungsgebiet, werden im allgemeinen zur Bestimmung der charakteristischen Daten des Halbleiters die elektrischen Messungen im Misch- und Störleitungsbereich oder magnetische Messungen herangezogen. Die Auswertung der Messungen im Störleitungsbereich setzt die genaue Kenntnis der Donatoren- bzw. der Akzeptorkonzentrationen voraus. Ein durchgehender Vergleich von magnetischen mit elektrischen Messungen fehlt bis heute. Daher möchten wir eine Halbleiteranalyse beschreiben, die lediglich auf Messungen im Bereiche der Eigenleitung beruht, nämlich der Messungen

- a) des Halleffektes,
- b) der elektrischen Leitfähigkeit und
- c) der differentiellen Thermospannung.

Unter den Voraussetzungen, dass die freie Weglänge energieunabhängig ist, dass für Elektronen und Löcher eine gleiche Temperaturabhängigkeit gilt und unter Vernachlässigung des Thomsonkoeffizienten des bei der Thermokraftmessung verwendeten Bezugsmetalls ist es möglich, den Halbleiter durch die eingangs aufgeführten Grössen zu beschreiben.

Wir werden in einer folgenden Arbeit diese Halbleiteranalyse ausführlich beschreiben und am Beispiel des Germaniums veranschaulichen.

Conductibilité électrique des combinaisons intermétalliques

Ca_2Si , Ca_2Sn , Ca_2Pb , ZnSb

par G. BUSCH, P. JUNOD, U. KATZ et U. WINKLER (EPF., Zurich).

Des mesures effectuées par BUSCH et WINKLER sur les combinaisons intermétalliques Mg_2Si , Mg_2Ge , Mg_2Sn , Mg_2Pb^1) nous ont incités à étudier les propriétés des combinaisons correspondantes du Ca; cet élément se trouve en effet placé immédiatement sous le Mg, dans la deuxième colonne du système périodique de Mendéléieff.

Les échantillons ont été obtenus par fusion des éléments dans des creusets de graphite, sous une atmosphère d'argon à la pression de 2—5 atmosphères.

Une étude par rayons X (méthode de DEBYE-SCHERRER) a montré que Ca_2Si et Ca_2Sn cristallisent dans le système quadratique; la mesure et l'interprétation des diagrammes sont toutefois rendues difficiles par le manque de stabilité chimique de ces substances. Le cas se complique encore pour Ca_2Pb qui forme avec le Ca des cristaux mixtes. Le tableau I donne la valeur des paramètres de la maille cristalline de Ca_2Si et Ca_2Sn .

Tableau I.

	c/a	a	c
Ca_2Si	1,08	9,43 Å	10,19 Å
Ca_2Sn	0,98	12,15 Å	11,93 Å

Ces 3 substances sont des semi-conducteurs, ainsi que le montrent les figures 1, 2 et 3.

Les énergies d'excitation obtenues directement et uniquement à partir de ces courbes sont données dans le tableau II:

Tableau II.

	Ca_2Si	Ca_2Sn	Ca_2Pb
ΔE_σ	1,9 eV	0,9 eV	0,46 eV

La combinaison ZnSb , isomorphe de CdSb étudiée par LAUTZ²⁾ est également un semi-conducteur. L'obtention de cette substance est rendue difficile par l'existence de deux autres combinaisons

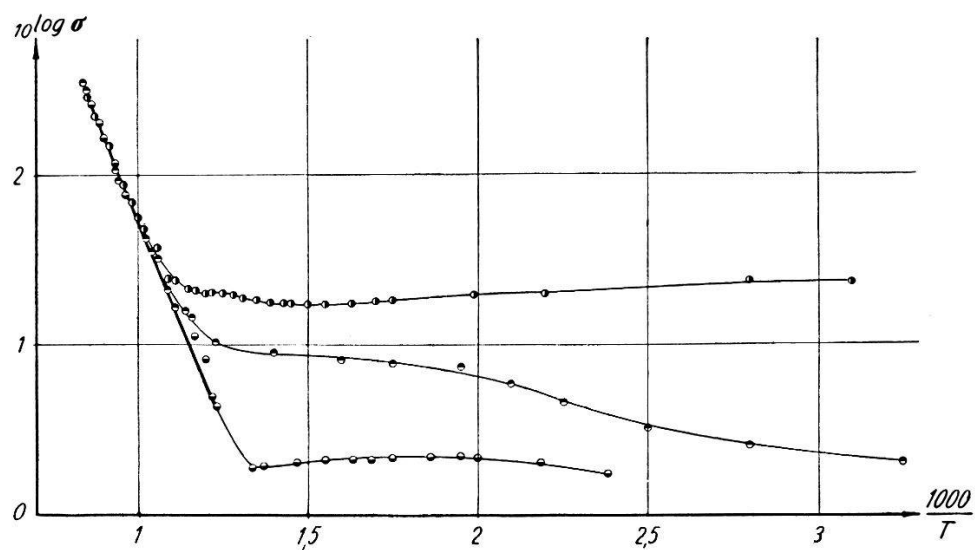


Fig. 1.

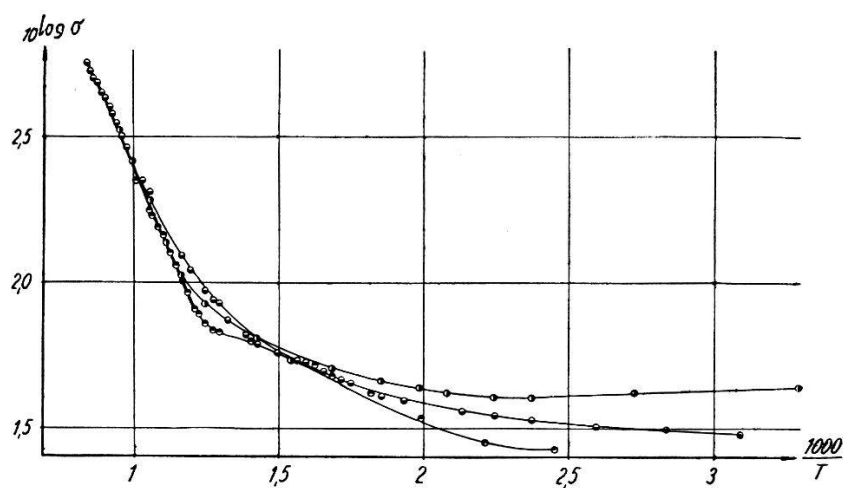
Conductibilité électrique de Ca_2Si . $\Delta E_\sigma = 1,9\text{eV}$.

Fig. 2.

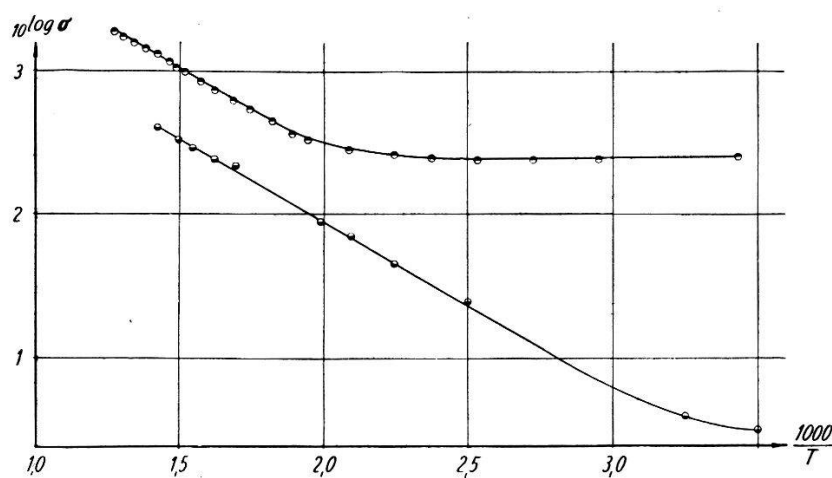
Conductibilité électrique de Ca_2Sn . $\Delta E_\sigma = 0,90\text{eV}$.

Fig. 3.

Conductibilité électrique de Ca_2Pb . $\Delta E_\sigma = 0,46\text{eV}$.

très voisines: Zn_4Sb_3 et Zn_3Sb_2 ³⁾, ce qui nécessite un traitement thermique et de fréquents contrôles des échantillons par examen microscopique. La figure 4 montre la conductibilité électrique de

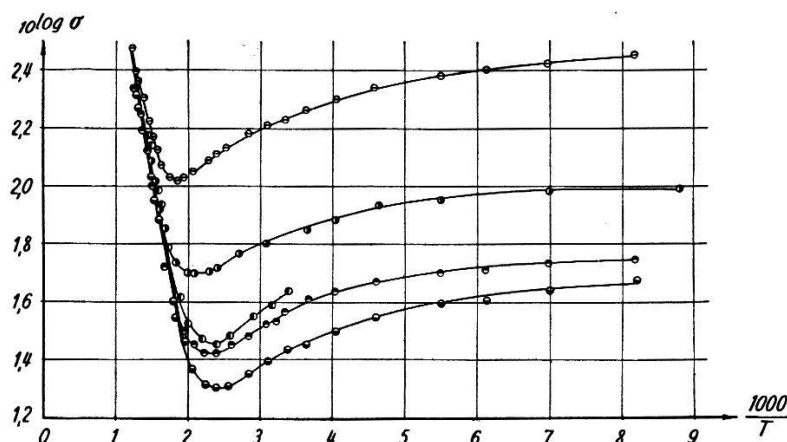


Fig. 4.

Conductibilité électrique de ZnSb . $\Delta E_\sigma = 0,56 \text{ eV}$.

ZnSb mesurée en fonction de la température; l'énergie d'excitation ΔE_σ est de $0,56 \text{ eV}$.

Bibliographie.

- 1) G. BUSCH & U. WINKLER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 395 (1953).
- 2) G. LAUTZ, *Z. Naturforschg.*, **7a**, 603 (1952).
- 3) T. TAKEI, *Sci. Rep. Tôhoku Univ.*, Bd. **16**, 1031 (1927).

Elektrische Leitfähigkeit und Thermospannung der intermetallischen Verbindung Mg_3Sb_2

von G. BUSCH, F. HULLIGER und U. WINKLER (ETH., Zürich).

Im Anschluss an optische und elektrische Messungen von Moss¹⁾, BOLTAKS und ZHUZE²⁾ haben wir den Leitungsmechanismus der α -Phase der intermetallischen Verbindung Mg_3Sb_2 untersucht.

Die Verbindung wurde durch unmittelbares Zusammenschmelzen der spektralreinen Komponenten unter Argonatmosphäre im Abschreckverfahren hergestellt. Um die hexagonale Tieftemperatur oder α -Phase zu erhalten, wurden die Proben wochenlang getempert und anschliessend ihre Struktur röntgenographisch untersucht.

Zur Aufklärung des elektrischen Leitungsmechanismus wurde die elektrische Leitfähigkeit, der Halleffekt und die Thermospannung im Bereich von Zimmertemperatur bis 1000° K gemessen. Aus der elektrischen Leitfähigkeit sowie aus dem Halleffekt ergibt sich für die Eigenleitung eine Aktivierungsenergie von

$$\Delta E = 0,82 \pm 0,02 \text{ eV}$$

Sowohl die Hallkonstante wie die differentielle Thermospannung zeigen im ganzen Temperaturintervall ein positives Vorzeichen, was uns zur Annahme führt, dass die Löcherbeweglichkeit grösser als die Beweglichkeit der Elektronen ist. Auf Grund dieser Tatsache möchten wir Mg_3Sb_2 einen „anormalen Halbleiter“ nennen. Ob diese Annahme wirklich berechtigt ist, werden wir weiterhin untersuchen.

Unter Voraussetzung, dass die Beweglichkeit der Löcher grösser ist als diejenige der Elektronen und dass für Elektronen und Löcher dieselbe Temperaturabhängigkeit gilt, erhält man nach dem von uns beschriebenen Auswerteverfahren³⁾ folgende charakteristische Grössen für die α -Phase der intermetallischen Verbindung Mg_3Sb_2 :

$$\Delta E = [0,82 - 3,5 \cdot 10^{-4} \cdot T] \text{ eV}$$

$$b_n, b_p \sim T^{-3/2} \text{ bei Temperaturen } T > 550^\circ \text{ K}$$

$$b = b_n/b_p = 0,24$$

$$b_p (20^\circ \text{ C}) = 82 \text{ cm}^2 \text{ Volt}^{-1}\text{sec}^{-1}$$

$$b_n (20^\circ \text{ C}) = 19 \text{ cm}^2 \text{ Volt}^{-1}\text{sec}^{-1}$$

$$n_i (20^\circ \text{ C}) = p_i (20^\circ \text{ C}) = 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$f_n \cdot f_p = 0,18$$

Unter Annahme gleicher Deformationspotentiale errechnet man für die einzelnen Freiheitszahlen

$$f_n = 0,32$$

$$f_p = 0,57$$

Eine ausführliche Arbeit über die intermetallische Verbindung Mg_3Sb_2 erscheint demnächst in den *Helv. Phys. Acta*.

Literatur.

- ¹⁾ T. S. MOSS, *Proc. Phys. Soc., London B* **63**, 982–9 (1950).
- ²⁾ B. I. BOLTAKS and V. P. ZHUZE, *J. Tech. Phys.* **18**, 1459–77 (1948); *Sc. Abstracts A* **52**, 1904 (1949).
- ³⁾ U. WINKLER, *Helv. Phys. Acta* **27**, 192 (1954).

Wärmeleitfähigkeit der intermetallischen Verbindung InSb

von G. BUSCH und M. SCHNEIDER (ETH., Zürich).

Die Wärmeleitung in einem Halbleiter erfolgt, ähnlich wie in einem Metall, einerseits durch das Gitter, andererseits durch die Leitungselektronen. Für eine erste Betrachtung soll angenommen werden, dass sich die gesamte Wärmeleitfähigkeit eines Halbleiters

aus einem Gitteranteil λ_g und einem Elektronenanteil λ_e additiv zusammensetzt, d. h.

$$\lambda = \lambda_g + \lambda_e. \quad (1)$$

Während λ_g bei hinreichend hoher Temperatur wie $1/T$ sinkt, ist zu erwarten, dass λ_e mit steigender Elektronenkonzentration, d. h. steigender Temperatur, rasch wächst. Daraus ergibt sich, dass die Wärmeleitfähigkeit eines Halbleiters mit steigender Temperatur zunächst sinkt und nach Durchlaufen eines Minimums wieder ansteigen sollte.

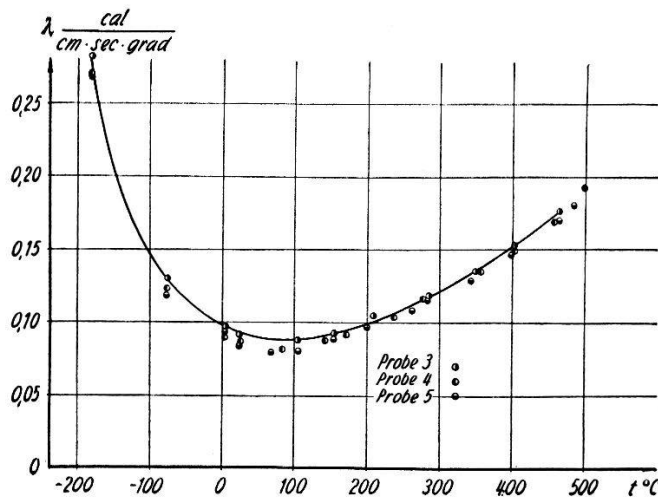


Fig. 1.

Wärmeleitfähigkeit von InSb.

Berechnet man λ_e in ähnlicher Weise wie die elektrische Leitfähigkeit σ , so ergibt sich selbstverständlich das Wiedemann-Franz'sche Gesetz in der von der alten Theorie der Metallelektronik her bekannten Form

$$\lambda_e = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \cdot T \cdot \sigma. \quad (2)$$

Aus experimentell bestimmten Werten von σ ergeben sich sofort Werte für λ_e , die jedoch theoretisch viel zu klein ausfallen, als dass sie neben der viel grösseren Gitterleitfähigkeit λ_g in Erscheinung treten könnte. Messungen von RINDERER¹⁾ an der intermetallischen Verbindung Mg_2Sn haben denn auch gezeigt, dass bis nahe an den Schmelzpunkt der Verbindung ein $1/T$ -Gesetz gilt, d. h., dass kein Minimum auftritt.

Eine Abschätzung von λ_e auf Grund der Leitfähigkeitsdaten ergab auch für die intermetallische Verbindung InSb wenig Hoffnung, den Elektronen-Anteil beobachten zu können. Nun wurde von uns aber bei Lötarbeiten an InSb-Proben eine auffallend hohe Gesamtwärmeleitfähigkeit dieser Verbindung beobachtet. In der Tat bestätigen exakte Messungen diese Beobachtung, wie aus Fig. 1 her-

vorgeht. Gemessen wurde an 3 verschiedenen InSb-Proben, deren Eigenleitungsgebiet vom Schmelzpunkt bis in die Nähe der Zimmertemperatur reicht. Die Wärmeleitfähigkeit durchläuft bei 100° C ein Minimum und erreicht unterhalb des Schmelzpunktes einen Wert, der nur etwa um einen Faktor 4 kleiner ist als diejenige des Kupfers! Bringt man im Sinne der Gleichung (1) einen Gitteranteil $\lambda_g \sim 1/T$ in Abzug und trägt die Differenz $\lambda_e = \lambda - \lambda_g$ in Funktion

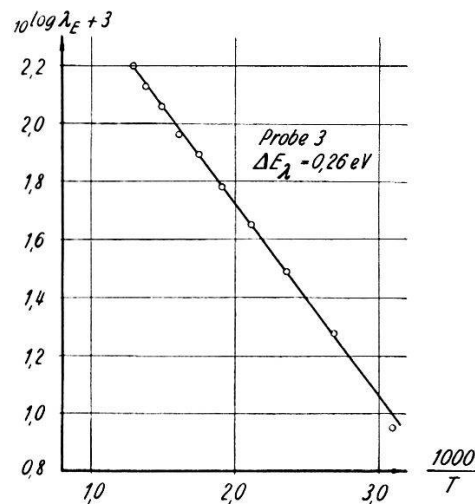


Fig. 2.

„Elektronen-Anteil“ der Wärmeleitfähigkeit von InSb.

von $1/T$ auf, so ergibt sich Fig. 2. Daraus geht hervor, dass der so bestimmte „Elektronen-Anteil“ der Wärmeleitfähigkeit, ähnlich wie die elektrische Leitfähigkeit, im wesentlichen wie

$$\lambda_e = \text{const} \cdot e^{-\frac{\Delta E_\lambda}{2kT}} \quad (3)$$

ansteigt. Aus der Steigung bestimmt sich eine „Aktivierungsenergie“ $\Delta E_\lambda = 0,26$ eV.

Dieses Verhalten würde im wesentlichen der Erwartung entsprechen, wenn nicht der experimentell bestimmte „Elektronen-Anteil“ etwa 100mal grösser wäre, als der nach (2) berechnete. Der Grund dieser Diskrepanz ist uns noch unbekannt. Eine Aufklärung ist erst auf Grund von Messungen an Proben mit verschiedenem Leitungscharakter und Untersuchungen über den Einfluss eines Magnetfeldes auf die Wärmeleitung zu erhoffen.

Literatur.

- ¹⁾ L. RINDERER, Diplomarbeit ETH. (unveröffentlicht).

Thermische Elektronenstreuung in Halbleitern

von CH. ENZ (ETH., Zürich).

Die Theorie des Leitungsvorgangs in Halbleitern¹⁾ sagt für die Beweglichkeit der Ladungsträger bei hohen Temperaturen ein Temperaturgesetz

$$b = \beta \cdot T^{-3/2}$$

voraus. In den letzten Jahren mehren sich aber die Evidenzen für das Bestehen gewisser Anomalien, welche man in die Formel

$$b = \beta \cdot T^{-\alpha}$$

$\alpha = 1,5$ bis $1,6$ für Elektronen, $2,0$ bis $2,5$ für Löcher.

zusammenfassen kann²⁾. Bei PRINCE²⁾ wird als mögliche Erklärung die Existenz mehrerer Energieminima in der Brillouin-Zone³⁾ herangezogen. Es ist jedoch fraglich, ob diese theoretisch gefundene Entartung wirksam sein kann⁴⁾. Im übrigen weisen zu grosse theoretische Werte der Beweglichkeit⁴⁾ darauf hin, dass wesentliche Wechselwirkungen vernachlässigt wurden. Da bei hohen Temperaturen die Wechselwirkung der Elektronen mit den thermischen Schwingungen des Gitters überwiegt, diese aber in der bisherigen Theorie nur durch Ein-Phonon-Prozesse (H_1 in 1. störungstheoretischer Näherung, s. unten) berücksichtigt worden ist, scheint es naheliegend, für die erwähnten Anomalien *Mehr-Phononen-Prozesse* verantwortlich zu machen. Tatsächlich zeigt eine Betrachtung der fraglichen Wechselwirkung

$$H' = V(\vec{x} - \delta \vec{R}) - V(\vec{x}) = H_1 + H_2 + \dots$$

$$H_1 = -\delta \vec{R} \cdot \text{grad } V; \quad H_2 = + \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=1}^3 \delta R_{\mu} \delta R_{\nu} \frac{\partial^2 V}{\partial x_{\mu} \partial x_{\nu}}$$

$$\delta \vec{R}(\vec{x}) = \sum_{\nu} \vec{e}_r \cdot (a_r e^{i\vec{q}_r \cdot \vec{x}} + a_r^* e^{-i\vec{q}_r \cdot \vec{x}})$$

(V Periodisches Potential, $\delta \vec{R}$ Deformation durch die Gitterschwingungen $r = 1, 2, \dots$ mit Wellenzahlvektor $\vec{q}_r$ und Polarisierung $\vec{e}_r$), dass für Temperaturen T oberhalb der Debye-Temperatur Θ die Relaxationszeit τ_n für n -Phononen-Prozesse proportional T^{-n} wird. Denn die Übergangswahrscheinlichkeit ist für einen n -Phononen-Prozess ein quadratischer Ausdruck in den Produkten

$$(\delta R_{\mu_1} \cdot \delta R_{\mu_2} \cdots \delta R_{\mu_n}),$$

und die Emissions- bzw. Absorptionsoperatoren a_r bzw. a_r^* sind für $T \gg \Theta$ proportional $T^{1/2}$. Andererseits ist zu erwarten, dass für wachsende n der Beitrag zur totalen Relaxationszeit τ ,

$$\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_n},$$

schnell abnimmt, da die Elongation $\delta \vec{R}$ sehr klein gegen die Gitterkonstante ist. Es wurden daher vorerst nur *2-Phononen-Prozesse* berücksichtigt. Sie kommen auf zwei Arten zustande, nämlich in 1. störungstheoretischer Näherung von H_2 („direkte“ Prozesse, Relaxationszeit τ_2) und in 2. Näherung von H_1 („indirekte“ Prozesse, d. h. solche über Zwischenzustände, Relaxationszeit τ_2').

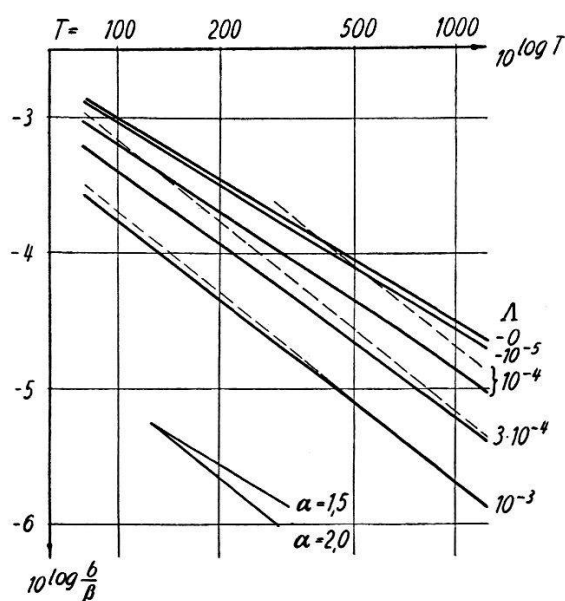


Fig. 1.

Beweglichkeit der Ladungsträger aus Ein-Phonon- und „direkten“ Zwei-Phononen-Prozessen.

Den Rechnungen war ein Debye'sches Modell der Gitterschwingungen zugrundegelegt; die Ladungsträger wurden durch eine effektive Masse und klassische Statistik (nicht-entarteter Halbleiter) beschrieben. Vernachlässigt man zunächst die „indirekten“ Prozesse ($1/\tau_2' = 0$), so ergibt sich für die Beweglichkeit der Temperaturverlauf der Figur. Dabei ist der Parameter A bis auf eine Konstante, welche für Germanium ungefähr 10^{-8} beträgt, durch

$$\left(\frac{a^2}{3} \overline{\Delta V} / \overline{V} \right)^2$$

(die Querstriche bedeuten Mittelung mit der Aufenthaltswahrscheinlichkeit, über die kubische Elementarzelle der Kantenlänge a) gegeben, wofür vermutlich Werte zwischen 10^3 und etwa 10^5 zu er-

warten sind. $A = 0$ gibt die Beweglichkeit nach der Ein-Phonon-Theorie ($1/\tau_2 = 0$). Die Kurven mit $A > 0$ gehen für $T \rightarrow 0$ asymptotisch in diejenige mit $A = 0$ (Steigung $\alpha = 1,5$) über, während für $T \rightarrow \infty$ die unterbrochen gezeichneten Asymptoten bestehen, welche alle die Steigung $\alpha = 2,0$ haben. Daraus sieht man, dass durch Berücksichtigung von „direkten“ 2-Phononen-Prozessen allein bereits alle Anomalien im Bereiche von

$$1,5 < \alpha < 2,0$$

erklärt werden können, und der Schluss ist naheliegend, dass für die höheren Anomalien ($\alpha > 2,0$) „indirekte“ 2-Phononen-Prozesse und solche mit mehr als zwei Phononen verantwortlich sind.

Nun zeigt eine Abschätzung von τ_2' , dass die „indirekten“ 2-Phononen-Prozesse keinen wesentlichen Einfluss auf das obige Resultat haben können, ohne dass jedoch der Beitrag $1/\tau_2'$ gegenüber $1/\tau_1 + 1/\tau_2$ vernachlässigbar wäre. Vielmehr besteht die Modifikation im wesentlichen darin, dass in dem gezeichneten Bereich von T und A , b ungefähr um den Faktor $\sqrt{3}$ verkleinert wird und A durch $A/\sqrt{3}$ zu ersetzen ist. Die höheren Anomalien sind somit Prozessen mit mehr als zwei Phononen zuzuschreiben.

Literatur.

- 1) F. SEITZ, Phys. Rev. **73**, 549 (1948).
- 2) W. C. DUNLAP, Phys. Rev. **79**, 286 (1950); M. B. PRINCE, Phys. Rev. **92**, 681 (1953); R. LAWRENCE, Proc. Phys. Soc. B **67**, 18 (1954); U. WINKLER, Helv. Phys. Acta **27** (1954).
- 3) F. HERMAN und J. CALLAWAY, Phys. Rev. **89**, 518 (1953).
- 4) E. N. ADAMS II, Phys. Rev. **92**, 1063 (1953).

Magnetische Suszeptibilität des Germaniums

von G. BUSCH und N. HELFER (ETH., Zürich).

Im Laufe unserer Untersuchungen über die magnetischen Eigenschaften der Halbleiter haben wir die magnetische Suszeptibilität von Germanium-Einkristallen im Temperaturbereich 56° — 1180° K gemessen, deren Leitfähigkeit und Halleffekt von WINKLER¹⁾ bestimmt wurde. Die magnetische Messung erfolgt mit einer früher beschriebenen Apparatur²⁾. Die relative Lage der Messpunkte einer Messreihe ist auf $\pm 2\%$ bestimmt, dagegen ist ihr Absolutwert mit einer Unsicherheit von ca. $\pm 4\%$ behaftet.

Die Ge-Einkristalle mit einem spezifischen Widerstand von $50 \Omega \text{ cm}$ bei Zimmertemperatur wurden uns freundlicherweise von der Radio Corporation of America überlassen. Die Proben werden zur Messung in ein evakuiertes Quarzglasröhrchen von 100 mm Länge und ca. 5 mm Innendurchmesser eingeschlossen. Die Probe GE 6 ist ein

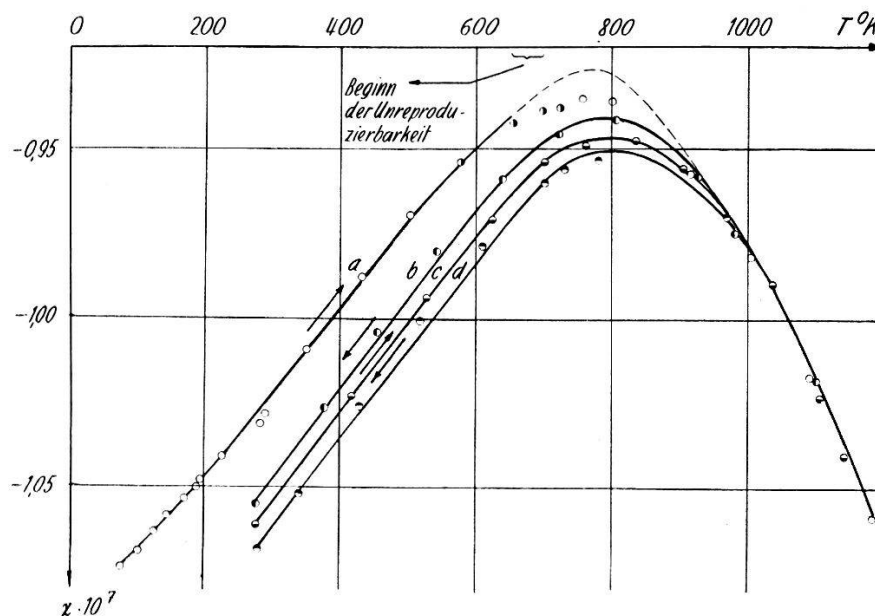


Fig. 1.

Die magnetische Suszeptibilität des Germaniums.
Material: Ge-Einkristall $\rho_{20^\circ \text{C}} = 50 \Omega \text{ cm}$.

quadratisches Stäbchen vom Querschnitt $3,5 \times 3,5 \text{ mm}^2$ und 50 mm Länge. In Fig. 1 ist der Temperaturverlauf der Suszeptibilität dieser Ge-Probe wiedergegeben. Folgende Merkmale sind hervorzuheben:

a) Die Probe verändert sich durch thermische Behandlung. Aber auch ohne thermische Vorbehandlung wurde bei Zimmertemperatur im Laufe der Zeit eine Änderung der Suszeptibilität von $-1,033_6 \cdot 10^{-7}$ auf $-1,028_5 \cdot 10^{-7}$ festgestellt. Hier und im folgenden wird die Suszeptibilität pro Gramm in elektromagnetischen cgs-Einheiten angegeben. Mit steigender Temperatur verläuft die Suszeptibilität zunächst längs der Kurve *a* und reproduziert sich, sofern die maximal erreichte Temperatur unterhalb 650°K liegt. Wird die Probe höher erhitzt, so tritt beim Abkühlen eine Parallelverschiebung nach der diamagnetischen Seite auf, die umso grösser ist, je höher die maximal erreichte Temperatur war. Durch mehrmalige Wiederholung der Messung kann jedoch schliesslich eine „Grenzkurve“ erreicht werden, wobei unterhalb 900°K immer noch eine deutliche thermische Hysteresis zu erkennen ist (Kurve *c* bzw. *d*). Der Wert bei Zimmertemperatur hat sich indessen von $-1,028_5 \cdot 10^{-7}$ nach $-1,067_5 \cdot 10^{-7}$ verschoben.

b) Oberhalb ca. 900°K liegen sämtliche Messpunkte auf einer einzigen Kurve (Hochtemperaturast).

c) Die Kurve zeigt ein Maximum, welches sich bei wiederholten Messungen von ca. 750°K nach 800°K verschiebt. Es ist bemerkenswert, dass dies gerade etwa diejenige Temperatur ist, oberhalb welcher in Germanium zusätzliche Leerstellen erzeugt werden³⁾. Unterhalb ca. 800°K nimmt die Suszeptibilität mit sinkender Temperatur wieder ab (Tieftemperaturast). Die Werte zwischen

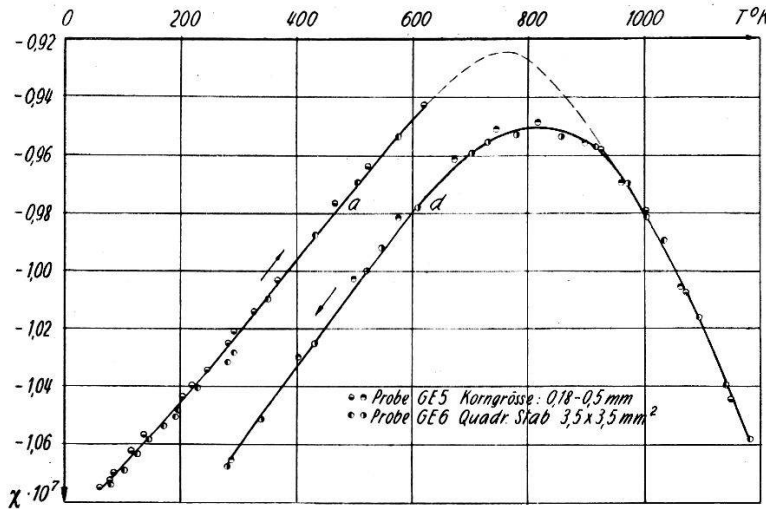


Fig. 2.

Die magnetische Suszeptibilität von zwei Germaniumproben.

Material: Ge-Einkristall $\rho_{20^{\circ}\text{C}} = 50 \Omega \text{ cm}$.

$56\text{--}290^{\circ}\text{K}$ stimmen recht befriedigend mit denen von STEVENS und CRAWFORD⁴⁾ überein. Im Gegensatz zum $\alpha\text{-Sn}$ zeigt die Suszeptibilität bis 56°K keine Tendenz, gegen einen konstanten Wert zu streben²⁾.

Der experimentelle Befund lässt folgende Schlüsse zu:

Zu a). Die Parallelverschiebung der Kurve *a* nach *b* rührt wahrscheinlich von thermisch erzeugten Leerstellen im Ge-Gitter her.

Zu b). Im Hochtemperaturast spielen die thermisch erzeugten Leerstellen keine wesentliche Rolle mehr, da wiederholte Messungen keine Parallelverschiebung der Kurve bewirken. Dieser Ast entspricht daher mit grösster Wahrscheinlichkeit der Eigenleitung.

Zu c). Eine Interpretation des Tieftemperaturastes scheint uns verfrüht. Ein Zusammenhang mit der Störleitung bzw. den magnetischen Momenten von Donatoren, Akzeptoren und eventuell Oberflächenzuständen ist in Betracht zu ziehen. Im Hinblick darauf haben wir die magnetische Suszeptibilität einer einkristallinen Probe GE 6 sowie einer pulverförmigen Probe GE 5 desselben

Materials gemessen. Wie aus Fig. 2 hervorgeht, kann kein Unterschied festgestellt werden. Zur weiteren Abklärung sind Messungen an Germanium mit verschiedenartigen Zusätzen und bei extrem tiefen Temperaturen nötig. Eine wesentliche Rolle scheinen uns thermische Gitterdefekte zu spielen. Entsprechende Untersuchungen sind im Gange.

Literatur.

- 1) U. WINKLER, *Helv. Phys. Acta* **27** (1954), erscheint gleichzeitig.
- 2) G. BUSCH und E. MOOSER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 611 (1953).
- 3) C. GOLDBERG, *Phys. Rev.* **88**, 920 (1952).
- 3) D. K. STEVENS und J. H. CRAWFORD, *Phys. Rev.* **92**, 1065 (1953).

**Hochempfindliches Nullinstrument
für niederfrequente Wechselspannungen**

von G. BUSCH (ETH., Zürich).

Nachweis und Messung sehr kleiner niederfrequenter Wechselspannungen erfolgen entweder mit Hilfe elektronischer Verstärker oder mit Vibrationsgalvanometern. Die letzteren haben den Vorteil grosser Einfachheit und Robustheit; die Spannungsempfindlichkeit gebräuchlicher Instrumente ist jedoch kaum grösser als ca. 10^{-6} Volt/mm bei 1 m Skalen-Abstand. Eine Steigerung der Empfindlichkeit mit Hilfe einer lichtelektrischen Verstärkervorrichtung, ähnlich wie sie bei den üblichen Gleichstrom-Galvanometer-Verstärkern zur Anwendung kommt, liegt nahe.

In der Tat ist es mit verhältnismässig geringem Aufwand möglich, eine Verstärkung von 10^3 und damit eine Spannungsempfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-9}$ Volt/mm/m zu erreichen. Das Schema der Anordnung geht aus Fig. 1 hervor.

Der von einer Gleichstromlampe L_1 beleuchtete Spalt S_1 wird über den Spiegel des Vibrationsgalvanometers VG_1 auf den Spalt S_2 abgebildet, und zwar so, dass das Spaltbild bei ruhendem Spiegel genau neben die Öffnung des Spalts S_2 zu liegen kommt. Hinter diesem Spalt befindet sich ein Photo-Multiplier (RCA 931-A) in einem lichtdichten Gehäuse. Sobald der Spiegel des Galvanometers in Schwingungen gerät, fällt auf die Photokathode des Multipliers ein Lichtstrom proportional zum Ausschlag des Galvanometerspiegels. Im Anodenkreis des Multipliers fliesst daher ein Wechselstrom von gleicher Frequenz wie die der Spannung am Eingang

des Verstärkers. Der Anoden-Wechselstrom wird von einem zweiten Vibrationsgalvanometer VG_2 angezeigt. Die Ankoppelung des zweiten Instrumentes erfolgt über eine Kapazität C .

Beide Instrumente sind handelsübliche Vibrationsgalvanometer für 50 Hz. Durch Änderung der Spannung der Aufhängung konnte ihre Resonanz-Frequenz auf 42 Hz erniedrigt werden. Diese Massnahme ist notwendig, da in Anbetracht der hohen Empfindlichkeit ein Arbeiten mit 50 Hz-Strömen, infolge der stets auftretenden

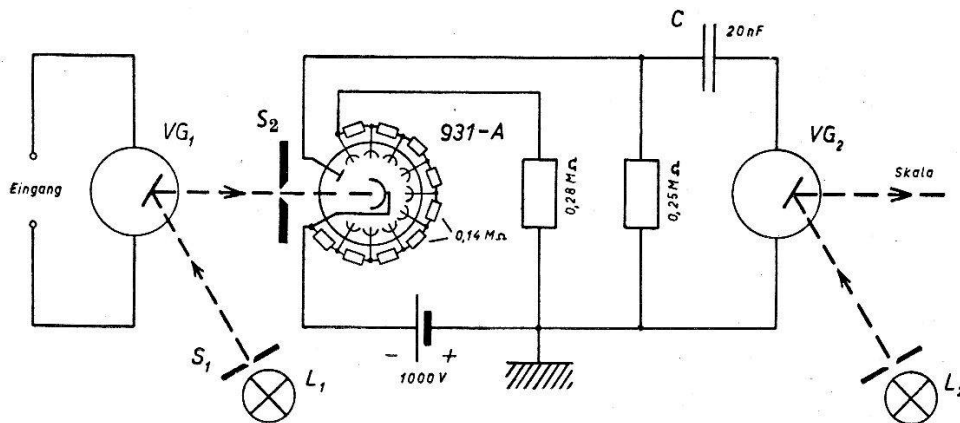


Fig. 1.

Vibrations-Galvanometer-Verstärker (schematisch).

Störspannungen, völlig ausgeschlossen erscheint. Es ist klar, dass äussere Störeinflüsse sehr sorgfältig vermieden werden müssen. So befindet sich das Primär-Galvanometer in einem evakuierten Stahltopf, um das Instrument vor magnetischen Streufeldern und Schallwellen zu schützen. Die ganze Anordnung ist auf einer ca. 70 kg schweren Stahlschiene montiert, die ihrerseits auf 4 Schaumgummi-Unterlagen ruht. Durch diese Massnahmen wird der Verstärker gegen die unvermeidlichen Gebäude-Erschütterungen sehr gut geschützt.

Die Spannungsempfindlichkeit des Verstärkers lässt sich sehr bequem entweder durch Änderung der Helligkeit der Lampe L_1 oder durch Änderung der Speisespannung des Multipliers regulieren. Die Grenze der Empfindlichkeit ist durch die Rauschspannung im Primärkreis gegeben. Diese beträgt bei Zimmertemperatur bei einem Eingangswiderstand von 20Ω und einer Frequenzbandbreite von 1 Hz ca. 6×10^{-10} Volt/mm/m.

Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit scheint durch Verkleinerung der Bandbreite am aussichtsreichsten. Versuche haben gezeigt, dass dies in einfacher Weise erreicht werden kann, indem ein Bruchteil der Ausgangsspannung in den primären Galvanometerkreis rückgekoppelt wird.

Effet Hall, résistivité et aimantation spontanée dans les alliages irréversibles

par E. ASCHER (Lausanne).

L'auteur expose quelques aspects d'une étude expérimentale sur la dépendance quantitative entre les effets magnétogalvaniques, l'effet Hall en particulier, et l'aimantation spontanée.

Les expériences ont été exécutées essentiellement sur des ferromagnétiques irréversibles¹⁾, ces alliages offrant la *seule possibilité* d'observer à la même température des valeurs différentes de l'aimantation spontanée, et ainsi de discriminer les effets des deux variables aimantation spontanée (J_s) et température (T).

L'anisotropie spontanée de la conductivité dans un domaine ferromagnétique élémentaire peut être caractérisée par les trois grandeurs $\gamma_{\parallel s}$, $\gamma_{\perp s}$ et γ_{Hs} ²⁾. $\gamma_{\parallel s}$ et $\gamma_{\perp s}$ sont les conductivités pour des courants parallèles et perpendiculaires à l'aimantation spontanée; la conductivité de Hall γ_{Hs} , un des modes de représenter cet effet, est le rapport entre la composante de densité de courant perpendiculaire au champ électrique et ce dernier. γ_{Hs} est liée à la résistivité de Hall ϱ_{Hs} (rapport entre la composante du champ électrique perpendiculaire au courant et la densité de courant) par la relation³⁾

$$\gamma_{Hs} = \frac{\varrho_{Hs}}{\varrho_{Hs}^2 + \varrho_{\perp s}^2} = \frac{\varrho_{Hs}}{\varrho^2}$$

(ϱ étant la résistivité moyenne du métal en l'absence d'aimantation observable). Ces grandeurs peuvent être mesurées à la saturation technique ou calculées par la relation $\varrho_{Hs} = \varrho_H J_s / B = R J_s$, où $R = \varrho_H / B$ est la constante de Hall⁴⁾, B l'induction magnétique à l'intérieur du métal.

L'aimantation spontanée a été évaluée en utilisant la proportionnalité entre le carré de l'aimantation spontanée et le terme spontané $\delta\varrho$ de la résistivité ϱ (différence entre la résistivité observable et celle qu'on obtient par extrapolation, linéaire en première approximation, à partir des valeurs trouvées en dessus du point de Curie)^{4) 5) 6)}. Cette méthode a été comparée à une autre, utilisant uniquement les résultats de la mesure de la résistivité de Hall ϱ_H . (La courbe représentant ϱ_H en fonction de B comprend une droite passant par l'origine, raccordée à une seconde droite observable lorsque le métal est saturé. Ces deux droites se coupent en un point de coordonnées $\varrho_H = \varrho_{Hs}$ et $B = J_s$.) Les valeurs de J_s évaluées par ces deux méthodes sont proportionnelles à 5%.

De tous les paramètres que l'on peut utiliser pour représenter l'effet Hall, la conductivité spontanée de Hall γ_{Hs} paraît bien le seul qui permet une description simple des résultats obtenus: *A température constante la variation de la conductivité de Hall est proportionnelle à la variation de l'aimantation spontanée.* La proportionnalité est vérifiée à 1%. Cette loi peut être mise sous la forme

$$\gamma_{Hs}(T) = A(T) + C J_s(T).$$

Dans la série des alliages fer-nickel, la constante de Hall a une valeur très élevée pour les teneurs dont précisément la résistivité est très élevée.

Tous ces résultats soulignent le rôle important de la résistivité dans la compréhension des effets magnétogalvaniques.

Des détails et d'autres résultats, par exemple sur la discrimination entre l'effet champ et l'effet aimantation, paraîtront sous peu.

Bibliographie.

- 1) M. PESCHARD, Rev. de métallurgie **22**, 490, 581, 663 (1925).
- 2) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **3**, 400 (1930).
- 3) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **3**, 317 (1930).
- 4) A. PERRIER, Helv. Phys. Acta **6**, 461 (1933).
- 5) B. CABRERA et J. TORROJA, An. Soc. Esp. Fis. Quim. **9**, 1 (1913).
- 6) W. GERLACH, H. BITTEL et S. VELAYOS, Bayer. Ak. Wiss. **81** (1936).

La méthode série-parallèle pour élever l'intensité de l'effet Hall dans des conducteurs étroits

par A. PERRIER (Lausanne).

I. Le développement de la théorie de la conduction métallique nécessite la connaissance plus précise et plus sûre des phénomènes magnétogalvaniques transversaux (Hall et connexes), notamment dans les milieux ferromagnétiques. L'auteur a indiqué¹⁾ à cette fin des procédés divers qui divergent notablement des méthodes traditionnelles de mesure.

Ils s'en écartent nettement par leurs principes mêmes que l'on peut condenser ainsi quant à l'essentiel:

1. Fragmentation totale ou partielle du circuit principal (« primaire ») en un nombre approprié de circuits identiques.
2. Emploi systématique de régimes non permanents, soit courants percutants ou alternatifs, les uns et les autres fournis par induction.

Les bénéfices qu'autorisent ces lignes de conduite sont singulièrement: la possibilité d'additionner des forces électromotrices transversales tant d'origine magnétogalvanique que magnétothermique par leur couplage *en série* (jamais réalisé antérieurement), la mise hors de cause des parasites thermo-électriques et enfin une libération extensive des contingences de formes et de dimensions des éprouvettes d'essai.

II. Deux types de réalisation ont déjà été mis à l'épreuve; elles concernent l'effet Nernst-v. Ettingshausen²⁾. Une autre pour l'effet Hall, devait suivre immédiatement; des empêchements d'ordre étranger l'ayant retardée, on décrit ici avec quelque détail son schéma qui n'avait été signalé qu'en note en fin de publication (l. c. 1952).

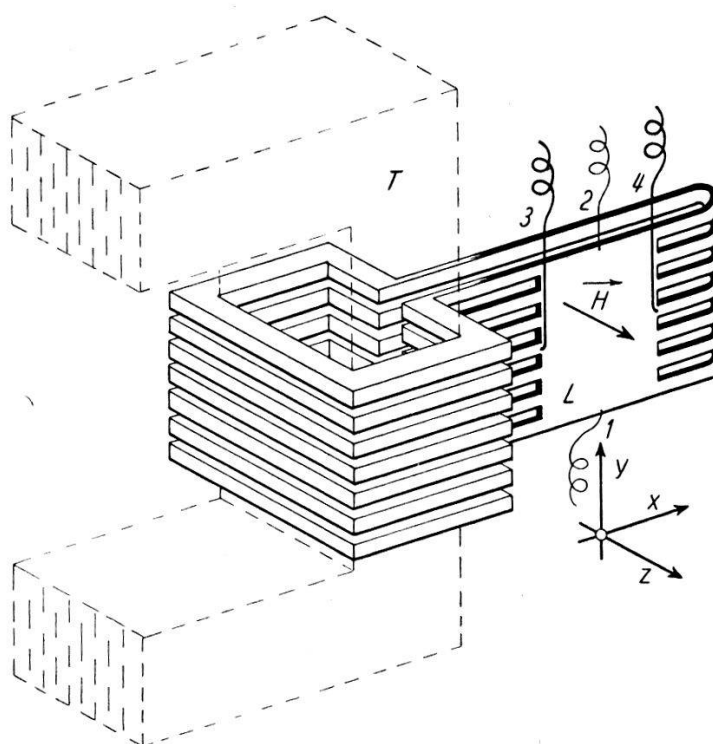


Fig. 1.

Considérons (fig.) une lame d'essai plane rectangulaire L placée dans un champ magnétique uniforme normal à son plan (dir. oz). Une série d'incisions étroites équidistantes prolongent la lame sur deux côtés opposés par des lamelles de faible largeur. Par un rabattement de 180° , celles d'un des côtés sont ramenées face à face vers celles de l'autre. Chacune des paires de lamelles est connectée sur un circuit de faible résistance enlaçant un noyau de transformateur T .

Le mode opératoire est manifeste: on envoie par induction simultanée dans l'ensemble des boucles soit une brève percussion de courant à sens unique soit un courant alternatif. La lame d'essai

est alors le siège d'une nappe de courant d'intensité uniformément répartie suivant ox , et par conséquent d'une force électromotrice de HALL dans la direction oy . On déterminera cette dernière à l'aide d'un appareil de mesure convenable relié aux extrémités par une paire de sondes 1,2; on relèvera enfin la tension suivant o (appareil et sondes ad hoc 3,4).

Envisageons ici exclusivement le cas de percussions, c'est-à-dire d'observation balistique*) de chocs de tension. Soient V_y et V_x leurs grandeurs afférentes aux deux directions d'axes, δ_y et δ_x les élongations correspondantes (supposées lues sur le même instrument); on a:

$$\frac{\delta_y}{\delta_x} = \frac{V_y}{V_x} = \frac{\int v_y dt}{\int v_x dt} = \frac{\Delta_y \int \vec{E}_y dt}{\Delta_x \int \vec{E}_x dt}$$

v_y et v_x sont les tensions instantanées, E_y et E_x les composantes du champ dans la lame, Δ_y et Δ_x les écartements respectifs des contacts des sondes. Tenant compte de $\vec{E}_y/\vec{E}_x = \operatorname{tg} \varphi$, il vient:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{V_y}{V_x} \cdot \frac{\Delta_x}{\Delta_y} = \frac{\delta_y}{\delta_x} \cdot \frac{\Delta_x}{\Delta_y}$$

Δ_y et Δ_x étant déterminées une fois pour toutes, le paramètre le plus caractéristique de l'effet Hall, l'angle φ de rotation du champ électrique intérieur (ou des surfaces équipotentielles), est donné directement par le rapport de deux élongations.

III. *Avantages de la méthode.* a) *Aspect géométrique.* En regard des méthodes classiques, un contraste essentiel frappe d'emblée: le rapport des dimensions de la lame suivant respectivement le courant principal (ox) et la f. e. m. magnétogalvanique (oy) est renversé: on manifeste ici l'effet Hall suivant une grande longueur et inversement le trajet ox peut être très court; de plus, le rapport qui devait traditionnellement être grand ne se heurte à aucune limitation.

La dimension Δ_y à laquelle la tension à mesurer est proportionnelle peut être élevée à volonté. Seul l'espace disponible dans l'entrefer y oppose une barrière.

Le bénéfice se manifeste particulièrement ici du principe constructif proposé qui, en bref, conduit à l'association des circuits principaux en parallèle et celle des circuits de mesure en série.

L'étude du problème autorise même cette conclusion extrême: on peut réduire la dimension ox d'autant plus que le nombre des conducteurs principaux est plus grand et leur largeur plus faible. Ce

*) L'emploi de courants alternatifs ne modifie rien d'essentiel; le choix entre les deux modes est affaire de circonstances.

qui veut dire qu'à la limite, on pourrait mesurer les variations de l'effet Hall sur un ruban comparable à un fil. Mieux encore: il apparaît parfaitement possible d'observer le magnétogalvanisme transversal d'échantillons de faible taille, par exemple de *petits cristaux*, à condition d'en disposer en nombre suffisant et de les associer en série.

b) *L'aspect électrique* pose la question des intensités et tensions principales (ox) et celle des parasites.

On se bornera à remarquer à ce propos que l'on peut gagner en *intensité des forces électromotrices et courants* (effets observables par conséquent) à proportion du nombre et de l'aire des boucles et de leur conductance. La très faible durée des percussions autorise en effet des densités de courant tout à fait inusitées.

La parallélisme du plan des lacets avec le champ rotationnel exclut complètement, moyennant un léger ajustage, les *parasites* qui pourraient être *induits* dans le circuit de mesure par les fluctuations du dit champ.

Et quant aux *parasites thermoélectriques* enfin, si gênants et générateurs d'incertitudes, ils disparaissent par le fait même du mode opératoire: courants ox très brefs et changeant de sens, observation balistique.

c) *Réversibilité de la méthode*. Il est loisible de permuter circuits principaux et circuits de mesure: l'envoi d'un courant dans ce dernier établira dans les boucles des courants de Hall *dont l'intensité totale peut être mesurée**).

IV. *Adaptation aux basses températures*. Voici un schéma proposé pour illustrer la souplesse d'adaptation de la méthode: une lame d'essai longue (p. ex. 80 mm) et de largeur quelque peu inférieure au diamètre du Dewar choisi est pliée en deux bouts égaux rabattus l'un contre l'autre, mais naturellement séparés par une feuille isolante.

Les deux grands côtés de chaque demi-lame sont court-circuités par une série d'arcs semicirculaires soudés et isolés les uns des autres: ces arcs assument la fonction des boucles de la figure. Les deux espaces semi-cylindriques enlacés par les arcs sont occupés entièrement par deux noyaux ferromagnétiques feuilletés débordant la lame en haut et en bas, et faisant face à travers les parois de verre aux pôles de culasses de transformateur; on peut de la sorte induire

*) Dans un travail récent (Helv. Phys. Acta à paraître), W. POPPELBAUM a mis en œuvre de manière très ingénieuse cette faculté de réversibilité, ce avec un équipement tout différent de celui dont il est question ici.

dans les éprouvettes les courants instantanés ou alternatifs nécessaires sans liaison conductrice (*ni électrique ni calorifique*) avec l'extérieur. On vérifiera aisément que, moyennant connexions convenables des deux demi-transformateurs, les f. e. m. de Hall s'additionnent sur toute la longueur de la lame.

L'auteur a signalé antérieurement déjà l'avantage considérable pour les basses températures de la méthode des courants induits multiples: en opérant avec les mêmes forces électromotrices, l'action très défavorable sur l'effet Hall de l'abaissement de la résistance est automatiquement compensé; cet avantage se retrouve évidemment ici.

Littérature.

¹⁾ Helv. Phys. Acta **24**, 637 (1951); id. **25**, 469 et 472 (1952).

²⁾ A. PERRIER et O. BLUMER, limite supérieure de l'effet Nernst-v. Ettingshausen et du pouvoir thermoélectrique intrinsèque du plomb, Helv. Phys. Acta **24**, 567 (1953).

Messung schwacher magnetischer Felder im elektronenoptischen Strahlengang

L. WEGMANN (Zürich).

Bei stark vergrösserten elektronenmikroskopischen Bildern findet man oft einen aus der Lichtmikroskopie unbekannten Bildfehler, welcher am frappantesten im Untergrund metallbedampfter Präparate sichtbar wird. Die Struktur dieses Untergrundes erscheint dann regelmässig gegliedert, fast wabig, mit einer bevorzugten Richtung. Bei genauerer Untersuchung vieler Bilder kann man feststellen, dass der Effekt dadurch zustandekommt, dass jedes Objektteilchen verdoppelt abgebildet wird. Die Verdoppelungsrichtung ist für das ganze Bild dieselbe.

Dieser Bildfehler kann bei jedem Typus von Elektronenmikroskop auftreten; es bestehen Deutungsversuche, doch wurde der Effekt nicht restlos geklärt.

Weil experimentelle Untersuchungen ergeben haben, dass die Doppelbildrichtung durch ein senkrecht zum Elektronenstrahl liegendes Magnetfeld in der Höhe der Objektivlinse beeinflusst werden kann, wurde versucht, eine theoretische Erklärung durch Einführung eines Magnetfeldes zwischen Objektiv und Objekt zu finden. Durch Berechnung der Elektronenbahnen und Intensitätsverteilungen gelingt es, diese doppelte Abbildung zu erklären, wobei Magnetfelder von ca. 5 Gauss angenommen werden müssen.

Die Messung der Magnetfelder erfolgte durch Anbringen einer Aperturblende in der Kondensorlinse. Die Geometrie der dadurch ausgeblendeten Bahnen kann auf ähnliche Weise berechnet werden wie das Doppelbild selbst. Die zwischen Objekt und Objektiv herrschenden Magnetfelder können so in einer etwas defokussierten Bildebene gemessen werden.

Es konnte nachgewiesen werden, dass zur Entstehung von Doppelbildern keine Felder von 5 Gauss notwendig sind. Das Doppelbild muss also noch auf andere Art erklärt werden können. Dies gelang durch Zuhilfenahme der Beugungseffekte, welche wegen der kleinen Apertur im Elektronenmikroskop besonders stark in Erscheinung treten. Damit konnte gezeigt werden, dass der Doppelbildefekt auch auf Grund eines reinen Astigmatismus erklärt werden kann.

Mobilité électronique dans AgCl et AgBr

par CH. ALLEMAND et J. ROSSEL (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

Nous avons essayé dans ce travail d'obtenir des renseignements nouveaux sur la mobilité μ et sur le rôle des imperfections cristallines dans AgCl et AgBr par la méthode du compteur à cristal. Le domaine de température exploré est compris entre 77° K et 200° K, température au-dessus de laquelle la conduction ionique devient prohibitive.

Comme le calcul de μ a été effectué récemment par une méthode améliorée par Low et PINES¹⁾ nous avons pris ces résultats récents comme base de comparaison avec la théorie.

L'expression pour μ est la suivante:

$$\mu = 5/4 (2 m k \Theta)^{-1/2} (\hbar^2/m e) (m/m^*)^2 \varepsilon n^2/(\varepsilon - n^2) \cdot e^{\theta/T}$$

valable pour $T \ll \Theta$. On voit que la constante A multipliant l'exponentielle est une expression connue de m = masse eff. de l'électron de m^* = masse du polaron et de $\Theta = \hbar \omega_l/k$. La fréquence limite des vibrations de polarisation longitudinale ω_l peut se calculer à partir des propriétés optiques infrarouges du cristal. De même ε et n^2 , constante diélectrique et carré de l'indice de réfraction du cristal, sont tous deux connus.

L'ajustement de la courbe théorique $\mu(T)$ aux points mesurés doit permettre une comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales de Θ et m^*/m .

La méthode utilisée, fondée sur l'analyse de forme et d'amplitude des impulsions d'ionisation créées dans le monocristal par les β de RaE (1,17 MeV), fournit les données suivantes:

a) Par la courbe de saturation $Q = Q(E)$ on obtient la grandeur $\mu\tau$, produit de la mobilité par la vie moyenne de l'électron dans la bande de conduction.

L'expression théorique de HECHT pour la charge recueillie en fonction du champ E :

$$Q/Q_0 = (\mu\tau E/d) (1 - \exp(-d/\mu\tau E))$$

est en effet bien confirmée expérimentalement. (d = épaisseur du cristal; dans notre cas 4 mm pour AgBr et 4 et 6 mm pour AgCl.)

b) Par la forme du front d'impulsion on obtient le temps de transit T de l'électron à travers le cristal (dans les conditions de saturation) d'où on déduit immédiatement la mobilité $\mu = d/ET$.

Le dispositif expérimental est le suivant:

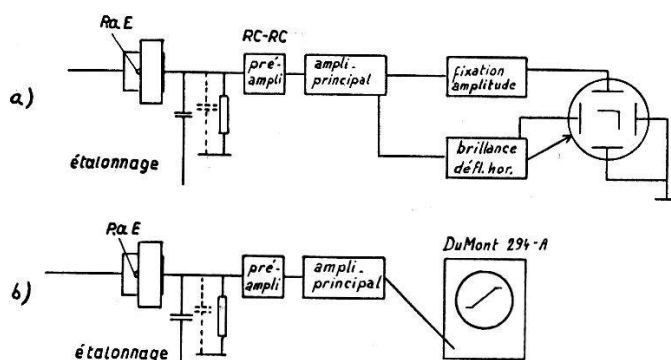


Fig. 1.

Pour la détermination de $Q(E)$ obtenu à partir de la limite supérieure du spectre d'impulsion des β , le dispositif amplificateur est du type RC—RC. Seule l'amplitude est importante et on obtient ainsi un rapport signal-bruit favorable.

Pour la mesure de T , l'amplificateur doit être à large bande et à grande amplification par suite de la rapidité et de la faiblesse du signal. Le bruit est alors très gênant et nous avons préféré limiter la bande passante par des éléments de circuit calculables. Le rapport signal-bruit est alors fortement amélioré (et atteint 20/1) et la déformation subie par l'impulsion peut se calculer et être prise en considération.

La courbe de réponse mesurée est en très bon accord avec la courbe calculée et nous assure de la validité de la méthode.

La forme des impulsions correspond également de façon satisfaisante avec celle qu'on peut prévoir pour un transport de charge constante à travers le cristal (front linéaire).

Il a été de plus contrôlé que $1/T$ est bien proportionnel à E .

*

Résultats.

Les résultats suivants ont été obtenus pour trois cristaux (1 de AgBr, 2 de AgCl) préparés à partir de substances très pures, développés par tirage hors du sel fondu, puis soigneusement recuits (3 à 4 heures entre 300 et 400° C).

AgBr (1 cristal)

$$\text{à } 77^{\circ} \text{ K } \left\{ \begin{array}{l} \mu = 240 \pm 20 \\ (\mu = 210 \pm 20) \text{ (YAMAKAWA)}^2) \\ \tau \cong 6,3 \cdot 10^{-6} \text{ sec} \\ N \cong 3,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \end{array} \right\} \text{ cm}^2/\text{V sec}$$

AgCl (2 cristaux)

$$\left. \begin{array}{ll} \mu & = 72 \pm 8 \quad 62 \pm 10 \\ (\mu_{\text{Hall}} = 370 \pm 70) \text{ (BROWN)}^3 \text{ à } 89^{\circ} \text{ K)} & \end{array} \right\} \text{ cm}^2/\text{V sec}$$

$$\tau \cong 1,2 \cdot 10^{-6} \quad 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$$

$$N \cong 1,5 \cdot 10^{14} \quad 5,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

Le nombre N de trappes par cm^3 est calculé à partir de $\tau = 1/(N\sigma v)$ où σ est pris égal à 10^{-15} cm^2 et $v = (8 kT/\pi m)^{1/2}$.

Dans tous les cas aucune impulsion n'a été observée pour les trous (+) (mesure par inversion du champ E) ce qui indique que leur durée de vie ou leur mobilité est très faible.

La concordance du μ de YAMAKAWA²⁾ et de notre résultat pour AgBr n'est pas significative. Il est clair en effet, et les résultats de AgCl en sont la preuve, que la mobilité à basse température est modifiée par l'existence d'impuretés ionisées.

On aura donc à compléter, avant toute comparaison de $\mu(T)$ avec la théorie, l'expression de μ de la façon suivante:

$$1/\mu = 1/\mu_r + 1/\mu_i = (1/A) \cdot e^{-\theta/T} + B(N_i) T^{-3/2}$$

Le second terme résulte de l'expression bien connue de CONWELL-WEISSKOPF pour la diffusion des électrons sur des centres ionisés. A partir du coefficient B il est possible d'estimer N_i , le nombre d'impuretés ionisés par cm^3 .

L'adaptation d'une telle expression aux points expérimentaux est satisfaisante (fig. 2) et montre bien l'existence d'un effet de diffusion sur des centres ionisés intervenant aux basses températures.

La dispersion des points expérimentaux ne permet pas de distinguer aux hautes températures entre une loi exponentielle et une

puissance négative de T . Cependant une variation en $T^{-\alpha}$ avec $\alpha < 2$ est nettement exclue.

Le tableau comparatif des valeurs prévues théoriquement et déterminées expérimentalement se présente comme suit (on a choisi comme masse effective de l'électron sa masse à l'état libre):

<i>AgBr (1 cristal)</i>		<i>AgCl (2 cristaux)</i>	
$\Theta_{\text{exp.}}$	$= 400 \pm 20$	$\Theta_{\text{exp.}}$	$= 800 \pm 200^\circ \text{ K}$
$\Theta_{\text{calc.}}$	$= 195$	$\Theta_{\text{calc.}}$	$= 267^\circ \text{ K}$
$(m^*/m)_{\text{exp.}}$	$\cong 0,88$	$(m^*/m)_{\text{exp.}}$	$\cong 1,1$
$(m^*/m)_{\text{th.}}$	$= 1,86$	$(m^*/m)_{\text{th.}}$	$= 1,88$
N_i	$\cong 5 \cdot 10^{17}$	N_i	$\cong 1,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

$\Theta_{\text{exp.}}$ est nettement supérieur d'un facteur 2 à 3 à la valeur théorique pour les deux cristaux. On constate pourtant que la valeur la plus élevée correspond bien à AgCl.

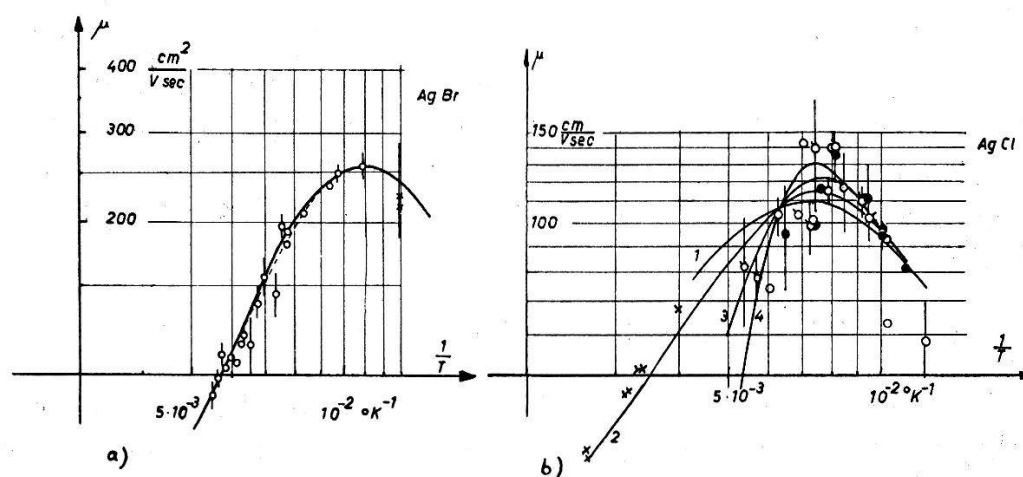


Fig. 2.

- a) L'existence d'un maximum est assurée par des points expérimentaux indiquant un μ voisin de 200 pour 77° K , mais obtenus dans d'autres séries de mesures que celle utilisée ici.
- b) * points de HAYNES et SHOCKLEY⁴). La courbe 3 est la meilleure. Les courbes 1, 2 et 4 servent à estimer l'intervalle d'erreur.

Pour le rapport m^*/m , il y a coincidence des ordres de grandeur uniquement.

Il est intéressant de constater que le nombre N de trappes par cm^3 est environ 10^4 fois plus faible que celui des impuretés ionisées N_i , ce qui indique que ces dernières n'agissent pratiquement pas comme pièges à électrons.

Ce travail a été partiellement subventionné par la C.A.S.

Bibliographie.

- 1) T. D. LEE, F. E. LOW et D. PINES, Phys. Rev. **90**, 297 (1953); F. E. LOW et D. PINES, Phys. Rev. **91**, 193 (1953); T. D. LEE et D. PINES, Phys. Rev. **92**, 883 (1953).
- 2) K. A. YAMAKAWA, Phys. Rev. **82**, 522 (1951).
- 3) F. BROWN, Phys. Rev. **92**, 502 (1953).
- 4) J. R. HAYNES et W. SHOCKLEY, Phys. Rev. **82**, 935 (1951).

Über die Antiferroelektrizität und die Struktur von $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{JO}_6$

von H. GRÄNICH, W. M. MEIER und W. PETTER (ETH., Zürich).

BAERTSCHI¹⁾ untersuchte die beiden Salze $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{JO}_6$ und $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{JO}_6$ und fand bei beiden eine Phasenumwandlung, welche mit ausgeprägten Anomalien der spezifischen Wärmen und der Dielektrizitätskonstanten verknüpft ist. Piezoelektrizität und dielektrische Hysterese konnte er nicht beobachten. Das Ammoniumsalz wurde kürzlich auf Grund röntgenographischer Untersuchungen²⁾ als *antiferroelektrisch* im Sinne von KITTEL³⁾ erkannt.

Für das Silbersalz werden in der chemischen Literatur zwei Formeln angegeben: $\text{Ag}_4\text{J}_2\text{O}_9 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ und $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{JO}_6$. Die Abmessungen der hexagonalen Elementarzelle bestimmten wir aus Drehkristallaufnahmen bei 20° C zu:

$$a = 5,932 \pm 0,003 \text{ kX und } c = 12,685 \pm 0,005 \text{ kX.}$$

Die Rhomboederbedingung ist für alle auftretenden Interferenzen erfüllt, so dass man das Gitter auch auf die zugehörige rhomboedrische Elementarzelle beziehen kann. Unter der Annahme, dass die rhomboedrische Elementarzelle *ein* Molekül $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{JO}_6$ enthält, ergibt sich eine röntgenographische Dichte von $\rho_{\text{ber}} = 5,75 \text{ g cm}^{-3}$. Der pyknometrisch ermittelte Wert von $\rho_{\text{exp}} = 5,6 \text{ g cm}^{-3}$ stimmt damit befriedigend überein. Die erste Formel kann deshalb nicht zutreffen. Die richtige Bezeichnung ist *Disilberorthoperjodat* $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{JO}_6$.

Unsere Oszillationsaufnahmen bei Zimmertemperatur ergeben die Lauesymmetrie D_{3d} . Da es bisher nicht gelang, einen Piezoeffekt nachzuweisen, dürfte ein Symmetriezentrum vorhanden sein. Dies führt mit den festgestellten Auslöschungen auf die Raumgruppe $D_{3d}^5 - R\bar{3}m$. Unterhalb der Umwandlungstemperatur von -46° C lassen sich auf dem Drehkristalldiagramm eindeutig Überstrukturinterferenzen feststellen. Die Identitätsperioden sowohl in

der c - wie auch in den a -Richtungen verdoppeln sich beim Unterschreiten der Umwandlungstemperatur. Die neue hexagonale Elementarzelle besitzt die Gitterkonstanten $A = 2a$ und $C = 2c$. Mit der Überstruktur tritt gleichzeitig die Bildung von Domänen auf, die im Polarisationsmikroskop beobachtet werden konnten.

Diese neuen Resultate lassen zusammen mit den oben erwähnten Beobachtungen von BAERTSCHI¹⁾ den Schluss zu, dass auch Disilberorthoperjodat bei tiefen Temperaturen *antiferroelektrisch* ist. Silber- und Ammonperjodat weisen indessen nicht den gleichen Typ von Überstruktur auf; beim Ammonsalz ist $A = 2a$ und $C = c$. Dies ist verständlich, weil nach den neuen Untersuchungen die beiden Salze bereits bei Zimmertemperatur nicht die gleiche Raumgruppe besitzen.

Durch Untersuchung des Systems $[2\text{Ag}_2\text{O} + \text{J}_2\text{O}_7] - \text{HNO}_3 - \text{H}_2\text{O}$ haben wir die Bedingungen ermittelt, unter welchen grössere Einkristalle mit Erfolg gezüchtet werden können. Weitere Untersuchungen sind im Gange.

Literatur.

1) P. BAERTSCHI, Helv. Phys. Acta **18**, 267 (1945).

2) G. BUSCH, W. KÄNZIG und W. M. MEIER, Helv. Phys. Acta **26**, 385 (1953).

3) C. KITTEL, Phys. Rev. **82**, 729 (1951).

Erhöhung der Dielektrizitätskonstanten des Eises durch Halogeneinlagerung

von H. GRÄNICH, P. SCHERRER und A. STEINEMANN (ETH., Zürich).

Das dielektrische Verhalten von reinem Eis ist in letzter Zeit erneut untersucht worden. Es zeigt eine Debye-Dispersion. Bereits geringe Verunreinigungen bewirken jedoch eine starke Abweichung vom idealen Verhalten und erhöhen die DK wesentlich^{1) 2)}.

Diese Erscheinung wurde an Eis mit vorgegebenen Einlagerungen systematisch untersucht, um über den Mechanismus der hohen DK Aufschluss zu erhalten. Einfache Verhältnisse ergeben sich bei gesetzmässigem Ersatz der O-Atome im Gitter, verknüpft mit einer entsprechenden Anzahl von Protonen-Fehlstellen. Am besten eignet sich (wie durch die Experimente bestätigt wurde) die Einlagerung von Fluorwasserstoff HF. Das Fluorion besitzt praktisch denselben Ionenradius wie Sauerstoff und eine um eins geringere Wertigkeit, so dass pro F-Ion eine H-Leerstelle entsteht.

An polykristallinen Eisproben wurden Real- und Imaginärteil der DK $\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$ als Funktion der Frequenz bei Temperaturen zwischen 0° und -30° C gemessen. Die Konzentrationsangaben beziehen sich auf die im Wasser vor dem Einfrieren vorhandene HF-Menge.

Der Wert von ϵ' bei hohen Frequenzen ist für alle Proben gleich. Der Anstieg von ϵ' mit sinkender Frequenz tritt um so früher auf, je höher die HF-Konzentration ist. Das für die Debye-Dispersion charakteristische Verhalten verschwindet bereits bei Konzentrationen von 10^{-5} molar HF. Im Bereiche tiefer Frequenzen zeigt

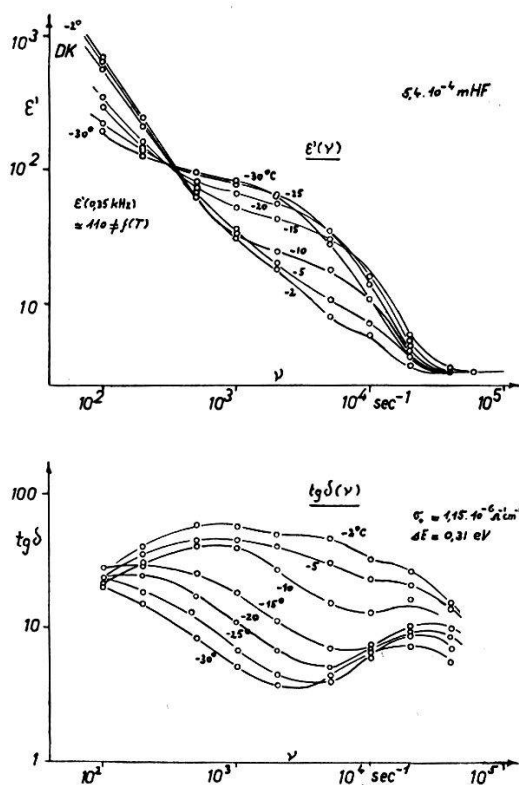


Fig. 1.

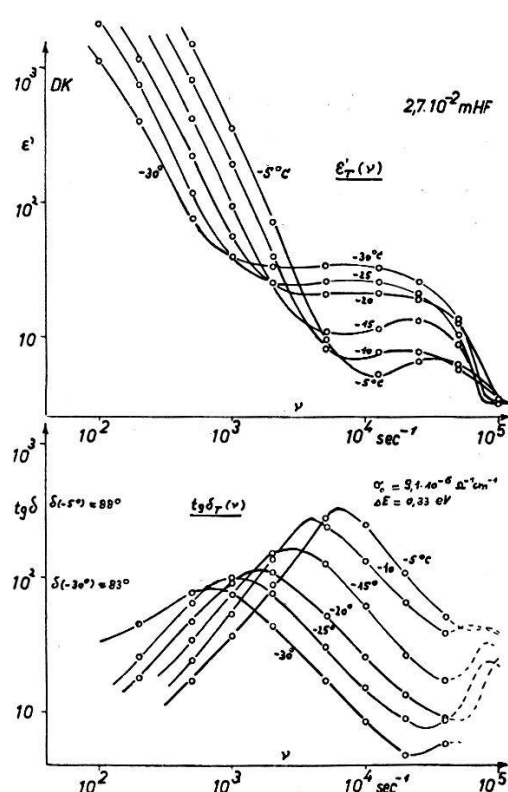


Fig. 2.

reines Eis eine praktisch konstante DK ϵ' . Mit Einlagerungen dagegen steigen die ϵ' -Kurven mit sinkender Frequenz immer steiler an. Maximale Werte für ϵ' bis 15000 konnten bei 100 Hz und -5° C gemessen werden. Bei mittleren Frequenzen ist das Verhalten sehr komplex. Es treten mehrfache Überschneidungen der ϵ' -Kurven auf. Bei hohen Konzentrationen fällt ϵ' mit sinkender Frequenz bereichsweise sogar ab (Fig. 2, -5° , -10° C). Zwischen 10^{-4} und 10^{-2} m HF schneiden sich die ϵ' -Kurven aller Temperaturen praktisch in einem Punkt, der sich mit zunehmender Konzentration zu tieferen ϵ' -Werten und höheren Frequenzen verschiebt.

Der Imaginärteil ε'' weicht schon von sehr kleinen Konzentrationen an aufwärts vom Debye-Typus ab und ist dann ausschliesslich durch die Leitfähigkeit bedingt. Dabei verläuft ε'' proportional zu $1/\omega$, d. h. der Ohmsche Widerstand im Ersatzschema des Eiskondensators ist frequenzunabhängig. Dies ermöglicht uns die Bestimmung der Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur $\sigma \sim \exp(-\Delta E/kT)$. Diese Wechselstromleitfähigkeit beträgt bei 0° C für $2,7 \cdot 10^{-4}$ m HF $7,5 \cdot 10^{-7}$ (Ohm·cm) $^{-1}$, für $2,7 \cdot 10^{-2}$ m HF $9,1 \cdot 10^{-6}$ (Ohm·cm) $^{-1}$. Als Aktivierungsenergie ΔE findet man 0,31 eV für F $^{-}$ - und 0,26 eV für Cl $^{-}$ -Einlagerung gegenüber 0,50 eV für die Eigenleitung von reinem Eis nach Murphy³⁾.

Bei geringer Fremdionenkonzentration steigt der Verlustfaktor $tg\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ mit sinkender Frequenz stark an, statt zu sinken wie beim reinen Eis. Bei höheren Konzentrationen als 10^{-4} m HF durchläuft $tg\delta$ als Funktion der Frequenz für jede Temperatur ein Maximum ähnlich wie bei einer Debye-Dispersion, weil hier ε' stärker ansteigt als $\varepsilon'' \sim 1/\omega$.

Weitere Messungen, insbesondere solche zu tieferen Frequenzen, sind im Gange.

Literatur.

- ¹⁾ F. HUMBEL, F. JONA und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **26**, 17 (1953*).
- ²⁾ R. P. AUTY und R. H. COLE, J. Chem. Phys. **20**, 1309 (1952).
- ³⁾ E. J. MURPHY, Phys. Rev. **79**, 396 (1950).

Mesure d'une différence de phase et biréfringence accidentielle du quartz

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

Dans un article précédent¹⁾, nous avons exposé une méthode de mesure précise d'une différence de phase α entre deux faisceaux lumineux monochromatiques. Cette méthode est basée sur l'observation de la diffraction par trois ouvertures équidistantes, en mesurant successivement le flux lumineux d'une petite aire de la figure de diffraction, lorsque l'ouverture centrale est obturée ou non. Pour un déphasage bien défini α_0 entre le faisceau central et l'un des faisceaux latéraux, ces deux flux sont strictement égaux. On se ramène à ce déphasage α_0 , en superposant au déphasage α à mesurer, un déphasage ψ par un procédé de compensation adéquat.

*) Siehe dort weitere Literaturangaben.

Par exemple, au lieu d'observer la diffraction à la distance f (focale) d'un objectif, on l'observe à la distance r , alors le déphasage ψ introduit vaut :

$$\psi = \frac{\pi}{\lambda} \frac{d^2 (f-r)}{fr}$$

où d est l'équidistance des ouvertures. Ainsi, lors de l'égalité des flux successifs, on a : $\alpha + \psi = \alpha_0$. En fait, il y a deux valeurs de α_0 réalisant l'égalité des flux.

On est donc ramené à une méthode de zéro ; la mesure est indépendante du vieillissement du photomultiplicateur avec lequel on mesure les deux flux.

Nous avons fait les calculs pour un diaphragme percé de trois fentes parallèles et équidistantes, éclairé par une source-fente S , la surface de la figure de diffraction, dont on mesure le flux, étant également une fente E .

Le désavantage de cette méthode est qu'il est nécessaire que le déphasage α soit le même le long de la fente centrale, ce qui souvent est difficile à réaliser.

Nous avons alors remplacé ce diaphragme par un autre comportant trois ouvertures circulaires, et en utilisant la transformée de FOURIER²⁾, nous avons calculé la répartition de l'intensité diffractée, puis la sensibilité de ce dispositif, et les conditions qu'il doit remplir pour que cette dernière soit maximum.

On trouve :

- a) largeur angulaire source S = largeur angulaire fente $E = 0,4 \lambda/d$;
- b) rapport des diamètres des ouvertures = 0,8 (l'ouverture centrale étant la plus grande).

Ces conditions étant remplies, nous avons obtenu une sensibilité sur α de $\pm \lambda/1000$. Cette méthode générale de mesure d'une différence de phase a été inspirée par une autre méthode due à F. ZERNIKE³⁾.

Biréfringence accidentelle du quartz. Nous utilisons cette méthode pour déterminer les variations de biréfringence et des indices principaux d'un quartz soumis à une compression. Trois lames de quartz identiques sont disposées respectivement devant chaque ouverture diffringente, et l'on mesure les variations de phase du quartz central comprimé.

En polarisant la lumière incidente suivant les directions neutres, on détermine les variations des indices principaux, compte tenu de la variation de l'épaisseur.

On peut également faire une mesure en lumière monochromatique naturelle ; en effet, on admet généralement qu'elle est constituée par des vibrations elliptiques incohérentes, et que leurs com-

posantes suivant deux directions perpendiculaires sont deux vibrations incohérentes. L'intensité résultante est donc la somme des intensités de chacune de ces vibrations. Soient α_1 et α_2 les déphasages (retards) suivant les directions principales du quartz comprimé, ψ' et ψ'' les déphasages supplémentaires réalisant l'égalité des flux successifs en lumière monochromatique naturelle, on montre que:

$$(\alpha_1 + \alpha_2) = (\psi' + \psi'')$$

Ainsi en lumière polarisée, on mesure α_1 , α_2 et en lumière naturelle la somme $(\alpha_1 + \alpha_2)$. Connaissant les propriétés élastiques du quartz, on détermine les variations des indices principaux. Par différence, on déduit la biréfringence accidentelle qui a déjà été étudiée⁴⁾; mais par cette méthode on étudie les variations absolues de chaque indice principal. Des mesures systématiques sont en cours et feront l'objet d'une publication ultérieure.

Littérature.

- 1) B. VITTOZ, *Helv. Phys. Acta* **26**, 400 (1953).
- 2) P. M. DUFFIEUX, *L'Intégrale de Fourier et ses applications à l'Optique*, Rennes (1946).
- 3) F. ZERNIKE, *Jour. Opt. Soc. of America* **40**, 326 (1950).
- 4) G. BRUHAT et A. BLANC-LAPIERRE, *Revue d'Optique* **17**, 137 (1938).

Eine neue Elektronenspritze für Betatron

von E. B. BAŠ (Institut für techn. Physik, ETH., Zürich).

Die γ -Strahlintensität eines Betatrons ist in erster Linie durch die Anzahl der Elektronen, die bei der Elektroneneinspritzung in den Beschleunigungsprozess eingefangen werden können, bedingt. Über den Elektroneneinfang existieren verschiedene Theorien¹⁻³⁾, die aber alle nicht befriedigend sind. Wir wissen heute, dass bei dem Einfangprozess die Raumladung eine gewisse Rolle spielt^{4) 5)}. Wir wissen auch, dass beim Erhöhen der Stromstärke des Einspritzstrahles die γ -Intensität einen Sättigungswert erreicht⁵⁾, um unter Umständen sogar abzusinken. Bei allen bekannten Betatrons werden Elektronen mit einem verhältnismässig grossen Divergenzwinkel von $\pm 10^\circ$ und mehr eingeschossen. Es ist wenig Experimentelles über den Einfluss des Öffnungswinkels des Einspritzstrahles auf den Elektroneneinfang bekannt. Um diesen Einfluss zu studieren und eventuelle Verbesserungen, wenn nicht in Form einer

Steigerung der γ -Intensität, so doch durch Erniedrigung der optimalen Strahlstromstärke, zu erreichen, wurde eine neue Elektronenspritze entwickelt. Die Charakteristiken dieser Spritze sind: Betriebsspannung bis zu 80 kV, $5\mu\text{-sec}$ -Strahlstrom 0,5 A und mehr,

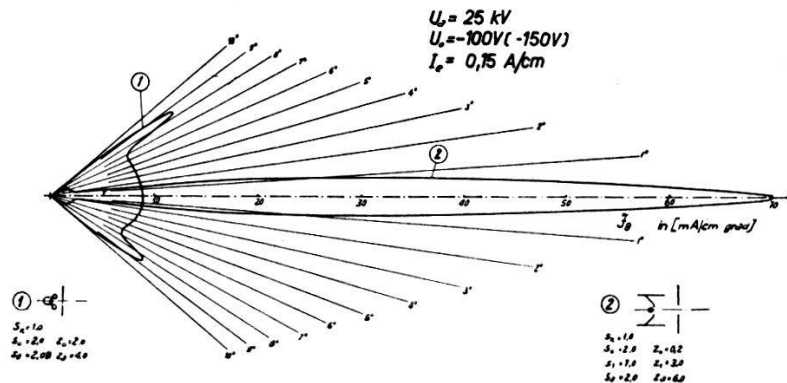


Fig. 1.

Eine neue Spritze für Betatron.

halber Öffnungswinkel, welcher die Hälfte des Strahlstromes umfasst, $\pm 1^\circ$. Die Strahlungsdiagramme bei verschiedenen Systemparameter-Kombinationen wurden aus den Messungen auf der elektronenoptischen Bank⁶⁾ aufgestellt. Ein solches Diagramm 2 verglichen mit dem Diagramm 1 einer Spritze üblicher Konstruktion zeigt uns Fig. 1. Die Kathode, 1 mm breit und 25 mm lang, ist eine speziell für diese Zwecke entwickelte langlebige Bariumaluminat-Spender-Kathode.

Literatur.

- ¹⁾ D. W. KERST, Phys. Rev. **74**, 503 (1948).
- ²⁾ S. E. BARDEN, Proc. Phys. Soc. **64**, 85 (1951).
- ³⁾ D. W. KERST et al., Rev. Sci. Inst. **21**, 462 (1950).
- ⁴⁾ R. WIDERÖE, J. Appl. Phys. **22**, 362 (1951).
- ⁵⁾ E. C. GREGG, Case Inst. of Techn. Rep. Nr. 1082.
- ⁶⁾ E. B. BAŠ, Z. angew. Phys. **6** (1954).