Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 22 (1949)

Heft: IV

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

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: 22.01.2026

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

Copyright 1949 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. - Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. - Tous droits réservés. - Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Brienz, am 7. Mai 1949.

Präsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel),
Vizepräsident: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel),
Sekretär: Prof. Dr. G. BUSCH (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft werden aufgenommen:

HH. H. BICHSEL (Basel); H. GRÄNICHER (Zürich); W. HÄBERLI (Basel); J.-J. JAN (Lausanne); W. POPPELBAUM (Glion); G. PORETTI (Bern); Dr. A. RYTZ (Bern); R. SCHAFROTH (Zürich); H. SCHNEIDER (Zürich); Dr. L. WEGMANN (Zürich); R. ZBINDEN (Basel); J. ZIVY (Basel).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 341 Mitglieder.

Der Jahresbericht, die Jahresrechnung und der Revisorenbericht werden verlesen und genehmigt. — Der von Herrn Prof. Dr. M. FIERZ erstattete Bericht der Redaktionskommission der Helvetica Physica Acta wird verlesen und unter bester Verdankung genehmigt.

Der Vorstand der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft wird wie folgt neu gewählt:

Präsident: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel),
Vizepräsident: Prof. Dr. A. MERCIER (Bern),
Sekretär: Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel).

Als Rechnungsrevisoren werden die bisherigen Herren Prof. Dr. E. STAHEL (Biel) und P.-D. Dr. H. SCHILT (Biel) bestätigt.

Die nächste Sitzung wird im Rahmen der 129. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft in Lausanne stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

$B^{10}(n, \alpha)$ Li^7-Reaktion mit langsamen Neutronen

von A. Stebler, P. Huber und H. Bichsel, Basel.

Die ihres grossen Wirkungsquerschnittes wegen interessante und auch oft untersuchte (n, α)-Reaktion in B^{10} mit langsamen Neutronen zeigt nach Messungen von Bøggild[1]) und Gilbert[2]) zwei α-Gruppen. Sie führen zu einem Li^7-Endkern im Grundzustand (Energietönung Q) und im angeregten Zustand (Energietönung Q^*):

$$B^{10} + n \rightarrow B^{11} \begin{array}{l} \nearrow \alpha\ Li^{7*} + (92\%) \\ \searrow \alpha\ Li^7 + (8\%). \end{array}$$

Die von verschiedenen Autoren[3]) bestimmte Anregungsenergie beträgt in guter Übereinstimmung 479 $\pm$ 2 keV. Die bisher gemessenen Q-Werte dagegen zeigen ziemlich grosse Unterschiede. Von Bøggild wird angegeben: Q = 2,82 MeV, Q^* = 2,40 MeV. Gilbert findet: Q = 2,78 MeV, Q^* = 2,28 MeV. Beide Untersuchungen wurden in der Wilsonkammer ausgeführt.

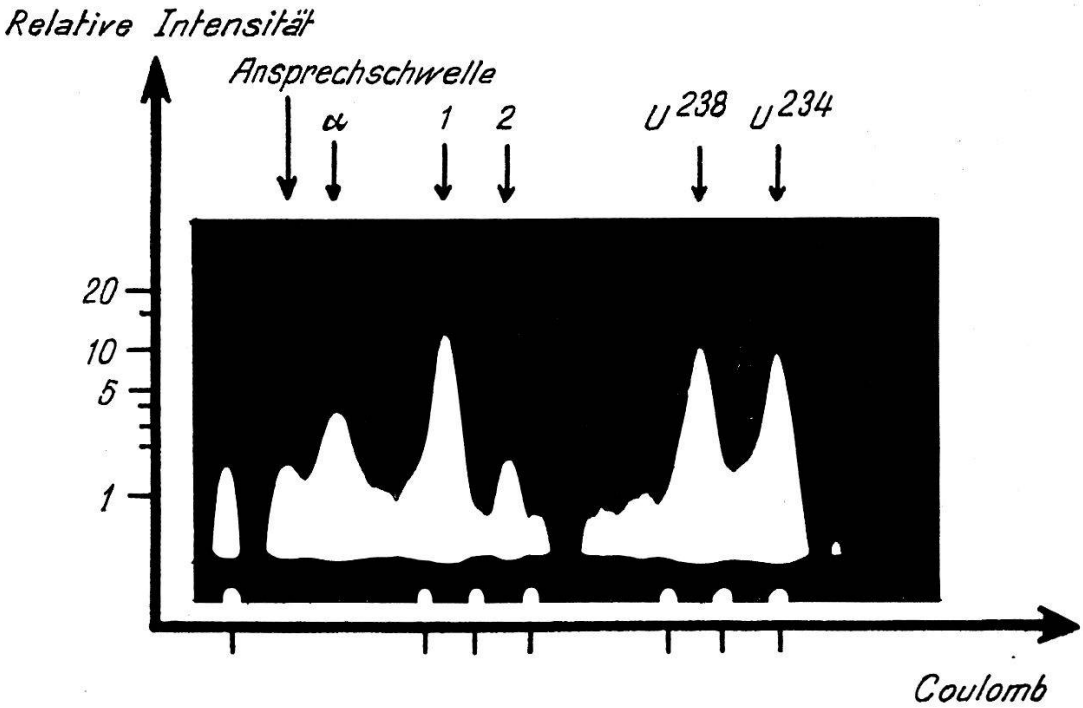


Fig. 1.
Spektrogramm der Reaktion $B^{10}(n, \alpha)$ Li^7 und der α-Teilchen von U^{238} und U^{234}.
Eichmarken: 0; 12,5; 17,5; 23,7; 26,2; 28,7 · 10^{-15} Coulomb.
1. Übergang nach dem angeregten Li^{7*};
2. Übergang in den Grundzustand von Li^7.
α: α-Teilchen der $B^{10}(n, \alpha)Li^7$-Reaktion aus einer an den Elektroden adsorbierten BF_3-Schicht.

Zufolge dieser Situation war es angezeigt, eine nochmalige Q-Bestimmung durchzuführen. Wir benutzten dazu eine mit BF_3 und einem Fremdgaszusatz gefüllte Ionisationskammer und bestimmten wie in früheren Untersuchungen[4]) die durch die Reaktionsprodukte erzeugte Ladung mit Impulsverstärker und Impulsspektrograph (Fig. 1). Zur Energieeichung wurde diese Ladung mit der von U^{238}-α-Teilchen ($E = 4{,}180$ MeV) produzierten verglichen, unter der Annahme, dass eine energieunabhängige mittlere Arbeit zur Erzeugung eines Ionenpaares vorliegt. Eine Extrapolation der gemessenen Ladungen auf Sättigung wurde vorgenommen. Diese Sättigungskorrektur beträgt zwischen 2 und 7%. Mit den nachstehenden Gasfüllungen wurden folgende Q-Werte bestimmt:

Füllung ata	Q MeV	Q^* MeV
3,5 O_2 + 0,2 BF_3	2,68 ± 0,02	2,19 ± 0,02
4,0 N_2 + 0,12 BF_3	2,68 ± 0,02	2,19 ± 0,02
4,0 A + 0,12 BF_3	2,73 ± 0,02	2,24 ± 0,02

Dieses Ergebnis von verschiedenen Q-Werten zeigt, dass die zugrunde gelegte Annahme einer energieunabhängigen mittleren Arbeit pro Ionenpaar unrichtig ist.

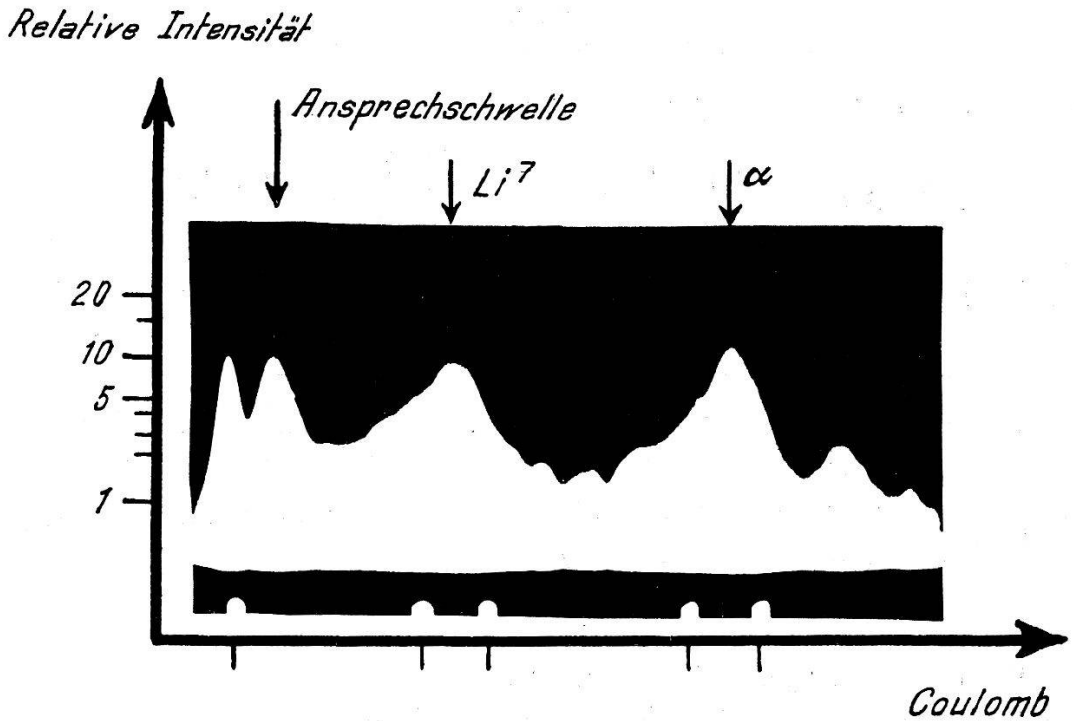


Fig. 2.
Spektrogramm der α-Teilchen und der Li^7-Kerne aus einer Borschicht.
Eichmarken: 0; 4,0; 5,0; 8,25; 9,25 · 10^{-15} Coulomb.

Eine weitere Prüfungsmöglichkeit dieser Verhältnisse bietet die separate Untersuchung der in der Reaktion entstehenden Li-Kerne und α-Teilchen. Dazu wurden Bestrahlungen von langsamen Neutronen an dünnen Borschichten vorgenommen. Im Gegensatz zur BF_3-Gasfüllung werden bei Schichtenbestrahlungen die Reaktionsendprodukte Li^7 und He^4 getrennt registriert. Fig. 2 zeigt eine Spektrographenaufnahme, Fig. 3 eine Verteilungskurve. In den

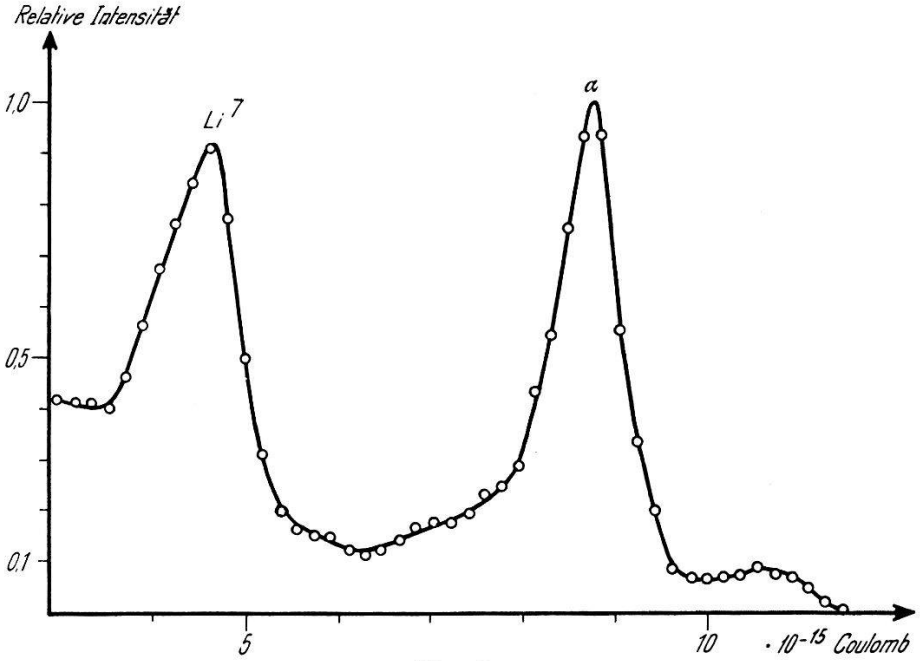


Fig. 3.
Linear entzerrtes Spektrogramm von Fig. 2.

Gasfüllungen Argon und O_2 wird für

$$\frac{E(\alpha)}{E(Li)\,\text{Argon}} = 1{,}89 \pm 0{,}02; \qquad \frac{E(\alpha)}{E(Li)\,O_2} = 1{,}94 \pm 0{,}02$$

gemessen. Auch hier zeigt sich eindeutig ein verschiedenes Verhalten der beiden Füllgase bezüglich der mittleren Arbeit zur Bildung eines Ionenpaares. Das in Argon bestimmte Verhältnis ist um 2,5% kleiner als das im Sauerstoff gemessene. Dies steht im Einklang mit den von GRAY[5]) gemachten Angaben, wenn Li wie ein α-Teilchen gleicher Geschwindigkeit behandelt wird. Die angegebenen Werte für $\frac{E(\alpha)}{E(Li)}$ sind nicht auf die in der Borschicht erlittenen Energieverluste der Teilchen korrigiert.

Literatur.

1) BØGGILD, Mat. Fys. Med. **23**, Nr. 4 (1945).
2) GILBERT, Proc. Cambr. Phil. Soc. **44**, 447 (1948).
3) ELLIOT u. a., Phys. Rev. **74**, 1869 (1948).
4) STEBLER und HUBER, HPA **21**, 59 (1948).
5) GRAY, Proc. Cambr. Phil. Soc. **40**, 95 (1944).

Bestimmung der α-Energie von U^{235} und der Halbwertszeit von U^{234}

von E. Baldinger und P. Huber, Basel.

Mit Hilfe von Ionisationskammer, Verstärker und Impulsspektrographen wurde die Energie der α-Teilchen des U^{235} relativ zu den α-Energien von U^{238} und U^{234} bestimmt. Durch Messung der Zahl der α-Teilchen lassen sich ferner die verschiedenen Halbwertszeiten miteinander vergleichen. Da es sich um Vergleichsmessungen handelt, können die Relativwerte ziemlich genau ermittelt werden.

In einer mit 5 Atm. Stickstoff gefüllten Ionisationskammer mit parallelen Platten (Plattendistanz 1 cm, Kammerspannung 9 kV) und Ionensammlung wurde auf einer Platte eine sehr dünne Schicht

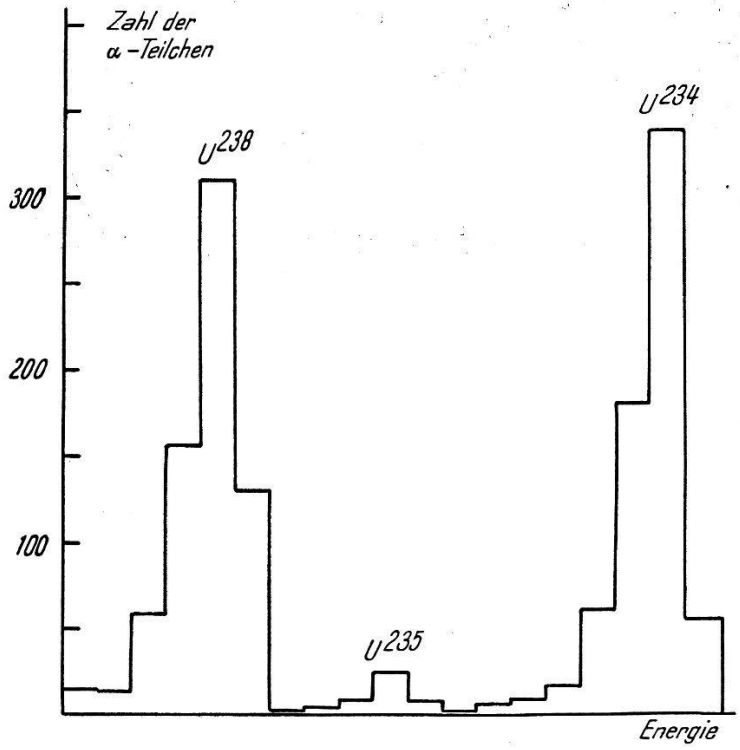


Fig. 1a.
Spektrogramm der U-α-Teilchen.
Aufgenommen durch Impulsspektrograph mit 19 Kanälen.

Uran elektrolytisch aufgetragen. Als Elektrolyt dient eine 1-Promille-Lösung von Uranylsulfat (Stromdichte ca. 5 mA pro cm^2). Um eine homogene U-Schicht zu erhalten, ist es wichtig, die Platte sorgfältig zu reinigen und die bei der Elektrolyse entstehenden Gasbläschen mit einem wandernden Gasstrahl (Stickstoff) zu entfernen[1]). Die Registrierung der Kammerimpulse geschah gleichzeitig mit zwei Impulsspektrographen. Der eine arbeitet mit 19 Kanälen und Zählwerken[2]) und erlaubt eine exakte Bestimmung der Im-

pulszahlen, während die genaue Lage der Maxima umständlicher zu ermitteln ist. Beim Impulsspektrographen mit Kathodenstrahlröhre und photographischer Registrierung[3][4]) lassen sich die Maxima gut messen, während in der Zahl der Impulse eine gewisse Unsicherheit besteht. Eine Kombination dieser beiden Verfahren scheint uns deshalb günstig zu sein.

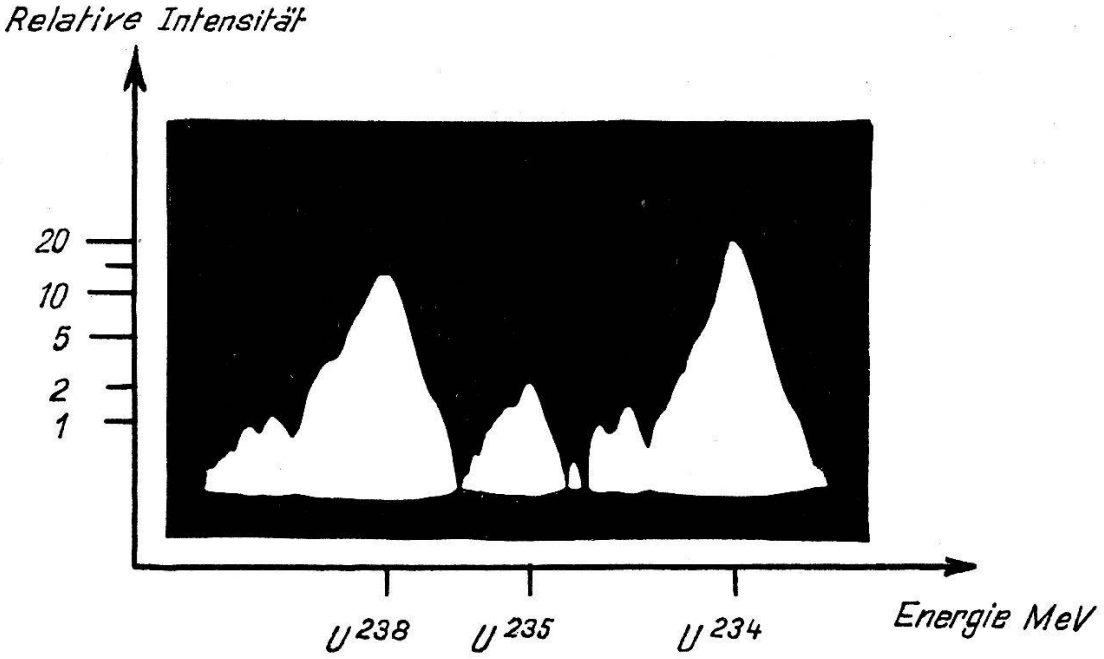


Fig. 1b.
Spektrogramm der U-α-Teilchen.
Aufgenommen durch Impulsspektrograph mit photographischer Registrierung.

Fig. 1a und 1b zeigen die Ergebnisse derselben Teilmessung. Die drei Gruppen von α-Teilchen sind getrennt und gut erkennbar. Dies ist selbstverständlich nur möglich, wenn die Breite einer α-Linie genügend klein ist, damit die wenig zahlreichen α-Teilchen des U^{235} nicht im Abfall der U^{234} α-Linie verschwinden. Fig. 2 stellt die Auswertung einer Reihe solcher Teilmessungen dar. Die Übereinstimmung der beiden voneinander unabhängigen Registrierungen ist sehr befriedigend. Beim Impulsspektrographen mit 19 Kanälen ist die genaue Lage und die Form der Amplitudenverteilung so ermittelt, dass der Registrierbereich von Teilmessung zu Teilmessung leicht verschoben wurde. Bei der photographischen Methode fällt vor allem die gute Übereinstimmung der Impulszahlen mit der rein elektronisch ermittelten auf. Eine Abweichung tritt nur bei kleinen Zahlen in Erscheinung und ist durch die Unsicherheit in der Lage der Nullinie bedingt. Bringt man eine entsprechende Korrektur an, so fallen beide Kurven praktisch zusammen.

Insgesamt wurden 9424 α-Teilchen des U^{238}, 9313 α-Teilchen des U^{234} und 376 α-Teilchen des U^{235} registriert. Die Auswertung führte zu folgenden Ergebnissen:

1. Energie: Die Energiedifferenz der α-Teilchen von U^{235} und U^{238} zur Energiedifferenz von U^{234} und U^{238} ergibt

$$\frac{E_{235}-E_{238}}{E_{234}-E_{238}} = 0{,}365 \pm 0{,}015.$$

Wird die Energie der α-Teilchen von U^{238} zu 4,180 MeV[5][6]) und diejenige von U^{234} zu 4,763 MeV [5][6]) festgelegt, so folgt daraus die Energie der α-Teilchen des U^{235} zu

$$E_{235} = 4{,}393 \pm 0{,}01 \text{ MeV}.$$

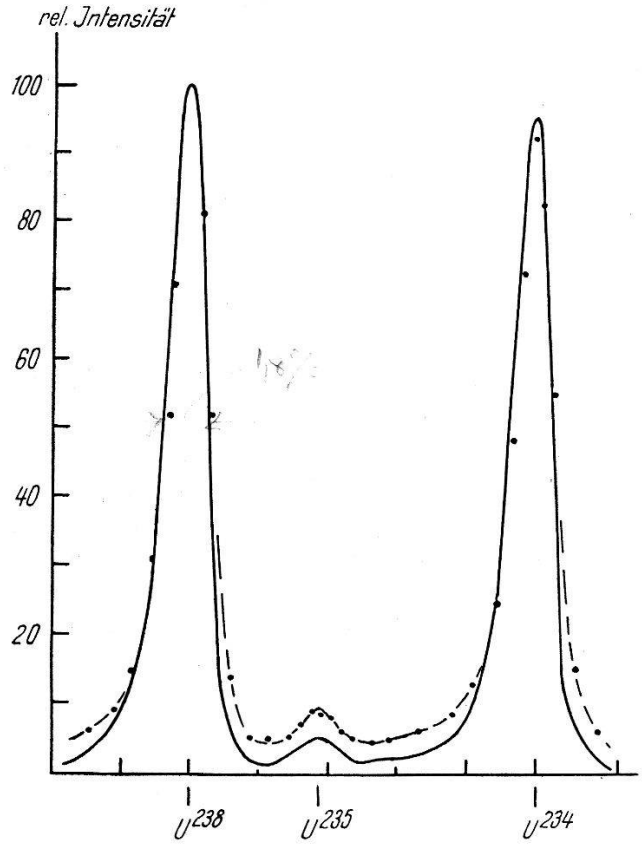


Fig. 2.
—— Impulsspektrograph mit 19 Kanälen.
—·— Impulsspektrograph mit photographischer Registrierung.
Auswertung einer Reihe von Teilmessungen, von denen eine in Fig. 1 dargestellt ist. (Total 7840 Impulse.)

Dieser Wert steht in sehr guter Übereinstimmung mit dem in der Tabelle von G. T. Seaborg und J. Perlman[7]) angegebenen Wert von 4,396 MeV[6]).

2. Halbwertszeiten: Wir beobachten

$$\frac{\text{Zahl der Zerfälle von } U^{238}}{\text{Zahl der Zerfälle von } U^{234}} = 1{,}013 \pm 0{,}03.$$

Der Fehler ist bedingt durch den mittleren statistischen Fehler und durch kleine Korrekturen zur Ermittlung der Zahl der α-Teilchen. Legen wir für die Häufigkeit der Uranisotope die Werte[7])

$$U^{238}: 99{,}28\% \qquad U^{235}: 0{,}71\%; \qquad U^{234}: 0{,}0051\%$$

und für die Halbwertszeit[7]) von U^{238} den Wert $T = 4{,}5 \cdot 10^9$ Jahre zugrunde, so folgt für die Halbwertszeiten von U^{234} und U^{235}

$$T_{U^{234}} = (2{,}33 \pm 0{,}1) \cdot 10^5 \text{ a}$$
$$T_{U^{235}} = (8 \pm 1{,}5) \cdot 10^8 \text{ a}.$$

Der erste Wert stimmt sehr gut überein mit demjenigen von CHAMBERLAIN u. a.[8]) und ist merklich kleiner als die von NIER[7]) angegebene Halbwertszeit. Der grosse Fehler für $T_{U^{235}}$ ist bedingt durch die geringe Statistik und die Unsicherheit in der Korrektur der α-Teilchenzahl infolge Überlagerung der α-Linien.

Literatur.

[1]) R. SCHIEDT, S. B. Akad. Wiss. Wien, 2a, **144**, 191 (1935).
[2]) E. BALDINGER und R. CASALA, HPA XXI, 173 (1948).
[3]) D. MAEDER, HPA XX, 139 (1947).
[4]) D. MAEDER, P. HUBER und A. STEBLER, HPA XX, 230 (1947).
[5]) F. ALDER, P. HUBER und F. METZGER, HPA XX, 234 (1947).
[6]) F. L. CLARK, H. J. SPENCER-PALMER and R. N. WOODWARD, Brit. Atomic Energy Projects Reports BR-521, 522.
[7]) G. T. SEABORG and J. PERLMAN, Rev. Mod. Phys. **20**, 585 (1948).
[8]) O. CHAMBERLAIN, D. WILLIAMS and P. YUSTER, Phys. Rev. **70**, 580 (1946).

Eine Methode zur Bestimmung der absoluten Intensität einer Ra-Be-Neutronenquelle

von F. ALDER und P. HUBER, Basel.

Die bisherigen Messungen zur Bestimmung der absoluten Intensität von Neutronenquellen benützen meistens folgendes Prinzip: Die aus der Quelle austretenden Neutronen werden in einem Moderator, der gleichzeitig als Absorber wirkt, verlangsamt. Wenn der Moderator genügend gross ist um alle Neutronen zu absorbieren, so ist das Volumenintegral über die im Moderator pro sec absor-

bierten Neutronen gleich der absoluten Intensität der untersuchten Neutronenquelle.

Die erste derartige Messung führten AMALDI und FERMI 1936 durch[1]). Ihre Methode basiert weitgehend auf der Diffusionstheorie und erfordert die Kenntnis mehrerer Grössen (z. B. mittlere freie Weglänge in Wasser, Zahl der mittleren freien Weglängen, die die Neutronen bis zum Einfang durchlaufen), die z. T. nur ungenau bekannt sind. Das Resultat selbst ist daher mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet.

R. L. WALKER[2]) benützt eine wesentlich übersichtlichere Methode. Die Neutronen werden in Borsäure, deren Absorptionsvermögen mit einer BF_3-Kammer gemessen wird, verlangsamt. Die mechanisch durchgeführte Integration über das ganze Volumen ist aber umständlich.

Recht einfach ist der von G. R. GAMERTSFELD und M. GOLDHABER[3]) benützte Gedanke. Die mechanische Integration wird durch sorgfältiges Umrühren ersetzt. Als Moderator dient eine $MnSO_4$-Lösung. Die Aktivität der Lösung ist ein Mass für die Zahl der absorbierten Neutronen. Durch Hinzufügen von Mn-Pulver wird diese Zahl geändert. Aus dieser Änderung sowie der absoluten Aktivität des Mn-Pulvers kann die Intensität der Quelle berechnet werden. Das Verfahren verlangt eine möglichst homogene Aktivierung des Pulvers.

Die von uns benützte Methode stimmt mit der eben beschriebenen weitgehend überein. An Stelle der Zugabe von Mn-Pulver wird aber die Aktivität der $MnSO_4$-Lösung bei zwei verschiedenen Konzentrationen gemessen.

Als Moderator wird ein kugelförmiger Behälter von 50 cm Durchmesser mit einer $MnSO_4$-Lösung gefüllt und in einen grossen Wassertrog gesetzt. Die Ra-Be-Quelle befindet sich im Zentrum des Behälters.

In der folgenden Rechnung bedeuten:

Q Zahl der Neutronen, die pro sec die Quelle verlassen,

A Zahl der Neutronen, die pro sec vom $MnSO_4$ absorbiert werden,

B Zahl der Neutronen, die pro sec den Moderator verlassen,

C Zahl der Neutronen, die pro sec vom Wasser absorbiert werden,

N $MnSO_4$-Konzentration (willkürliche Einheit),

M H_2O-Konzentration (willkürliche Einheit),

a, b, c Konstanten.

Da $Q = A + B + C$, ist es zweckmässig zu schreiben:

$$A = \frac{a\,N\,Q}{aN+b+cM}\,;\quad B = \frac{b\,Q}{aN+b+cM}\,;\quad C = \frac{c\,M\,Q}{aN+b+cM}$$

Hieraus folgt

$$\frac{Q-A-B}{A} = \frac{c\,M}{a\,N}\,.$$

Schreibt man diesen Ausdruck für zwei verschiedene Konzentrationen N_1 und N_2 bzw. M_1 und M_2, so folgt für die Intensität Q:

$$Q = \frac{M_1N_2A_1\,(A_2+B_2) - M_2N_1A_2\,(A_1+B_1)}{M_1N_2A_1 - M_2N_1A_2}\,.$$

Die Bestimmung der Konzentrationen N_1, N_2, M_1 und M_2 bereitet keine Schwierigkeiten und kann sehr genau erfolgen.

Die absoluten Aktivitäten A_1 und A_2 werden folgendermassen ermittelt: Eine $MnSO_4$-Lösung wird mit den Neutronen eines D-D-Generators aktiviert und die Aktivität der Lösung mit einem Tauchzählrohr für eine bestimmte Geometrie bestimmt. Dann wird ein Teil der Lösung als $MnCO_3$ gefällt und die absolute Aktivität pro mg $MnCO_3$ mit dem bereits früher beschriebenen Schichtenzählrohr[8]) gemessen. Damit ist die Tauchzählrohr-Anordnung geeicht und es kann die absolute Aktivität jeder $MnSO_4$-Lösung gleicher Konzentration sofort angegeben werden.

Da bei diesen Messungen jeweils nur die Mn-Aktivität gemessen wird, ist für den im Schwefel absorbierten Anteil noch eine kleine Korrektur anzubringen. Es folgt ohne weiteres, dass die gemessenen Aktivitäten noch mit dem Faktor[9]) $\frac{\sigma_{Mn}}{\sigma_{Mn} - \sigma_s}$ zu multiplizieren sind. Eine genaue Kenntnis von σ_s/σ_{Mn} ist aber nicht erforderlich.

Zur Bestimmung der Zahl der Neutronen B, die pro Sekunde aus dem Moderator austreten und draussen absorbiert werden, wird mit einem Detektor die Neutronendichte an der Oberfläche der Kugel mit derjenigen einer wassergefüllten Kugel verglichen. Da die Neutronenverteilung in reinem Wasser sehr genau bekannt ist, kann für den Fall einer wassergefüllten Kugel der Anteil B_0 angegeben werden. Da es sich nur um eine Korrektur handelt, ist es ohne weiteres gestattet, die an der Oberfläche ermittelten Neutronendichten proportional zu den Verlusten B zu setzen.

Berücksichtigt man alle Korrekturen, so müssen etwa 12 verschiedene Grössen ermittelt werden. Es ist daher erlaubt, die Fehler als unabhängige statistische Schwankungen anzusehen und den mittleren quadratischen Fehler zu berechnen.

Dann finden wir für die Intensität der Instituts Ra-Be-Quelle (96,49 mC)

$$Q = 610{,}000 \pm 45{,}000 \text{ Neutronen/sec.}$$

Für eine 1 mC-Quelle folgt

$$Q = 6{,}300 \pm 7{,}5\ \% \ \frac{\text{Neutronen}}{\text{mC} \cdot \text{sec}}$$

Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Autor	Absorber	Quelle	q/mC·sec	Literatur
AMALDI und FERMI	Wasser	Rn Be	27000	[1])
BAKKER	Wasser	Rn Be	21000	[4])
PANETH	Bor	Ra Be	$\geqq$ 6700	[5])
LADENBURG	?	Ra Be	6000	[6])
WALKER	Bor	Ra Be	11840	[2])
SEIDL	Bor	Ra Be	11000	[7])
GAMERTSFELDER u. GOLDHABER	Mangan	Ra Be	6800	[3])
Vorliegende Messung	Mangan	Ra Be	6300	

Die grossen Abweichungen können wohl kaum nur durch ungleiche Ra-Be-Mischungen erklärt werden. Es macht vielmehr den Anschein, dass die Zuverlässigkeit der verschiedenen Methoden sehr unterschiedlich ist. Es wäre daher erwünscht, 2 nach verschiedenen Methoden geeichte Quellen miteinander zu vergleichen.

Wir danken Herrn Prof. FIERZ für wertvolle Diskussionen; Herrn Dr. HOFFMANN von der Ciba A.G., Basel, sind wir für die Zurverfügungstellung des $MnSO_4$ zu Dank verpflichtet.

Literatur.

[1]) E. AMALDI und E. FERMI Phys. Rev. **50**, 899 (1936).
[2]) R. L. WALKER, MDDC **414**.
[3]) G. R. GAMERTSFELDER und M. GOLDHABEB, Phys. Rev. **69**, 368 (1946).
[4]) C. J. BAKKER, Physica **4**, 723 (1937).
[5]) F. A. PANETH, E. GLÜCKAUF und H. LOLEIT, Proc. Roy. Soc. London **157**, 412 (1936).
[6]) P. LADENBURG und M. H. KANNER, Phys. Rev. **51**, 1022 (1937).
[7]) F. G. P. SEIDEL und S. P. HARRIS, Rev. Sci. Inst. **18**, 897 (1947).
[8]) F. METZGER, F. ALDER und P. HUBER, H. P. A. **21**, 278 (1948).
[9]) σ_{Mn} und σ_s bedeuten die Einfangwirkungsquerschnitte für Mn und S.

Nachweis der Reaktion D (H^3, n) He^4 mit der Photoplatte

von P. Huber und L. Jenny, Basel.

(Kein Manuskript eingegangen.)

Über die tiefsten Anregungszustände der Atomkerne

von Peter Preiswerk (ETH. Zürich).

Es ist öfters die Frage aufgeworfen worden, ob Rotationen des Gesamtkernes mögliche Anregungsstufen seien (siehe u. a. Teller, Wheeler[1]), Guggenheimer[2])). Die Daten über Kernspektren sind in letzter Zeit wesentlich erweitert worden, besonders hat auch die Technik γ-Linien niedriger Energie zu messen Fortschritte gemacht. Aus einer Analyse dieses Materials lässt sich ableiten, dass das Modell des Rotators brauchbar ist. Es erlaubt einen Teil der Anregungsstufen des Atomkerns quantitativ zu beschreiben und gibt die Möglichkeit prüfbare Voraussagungen zu machen. Die folgenden Kriterien führen zu diesem Schluss.

Es gibt eine grosse Anzahl von γ-Linien, deren Energie übereinstimmt mit der aus dem Rotatormodell errechneten. Der Berechnung ist dabei als erste Näherung das Modell des starren symmetrischen Rotators zugrunde gelegt. Die Energieniveaux liegen somit bei

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2 \cdot 0{,}4\ M_0\ A^{5/3}\ r_0^2}\ J\,(J+1)$$

Für den Trägheitradius ist $R = r_0\, A^{1/3}$ eingesetzt, wobei A die Massenzahl bedeutet. Es kommen keine willkürlich wählbaren Konstanten vor, da auch die Konstante r_0 innerhalb einer Grenze von 10% bereits festliegt. Bestimmungen dieser Grösse aus der Bindungsenergie der Kerne oder aus Kernreaktionen liefern den Wert $r_0 = 1{,}4 \pm 0{,}1\ 10^{-13}$ cm. Die aus der Bindungsenergie gewonnene Grösse hat am ehesten die Bedeutung eines Trägheitsradius.

Wenn Rotationen auftreten können, so wird das eine allgemeine Eigenschaft der Kerne sein, und es muss sich zeigen, dass die Lage der Rotationsniveaux bei verschiedenen Kernen mit $A^{-5/3}$ variiert. In Fig. 1 ist die mit

$$\underline{r_0 = 1{,}38 \cdot 10^{-13}\ \text{cm}}$$

errechnete Lage des ersten Rotationsniveau ($J = 1$) als Funktion

der Massenzahl eingezeichnet. Die geforderte Abhängigkeit erweist sich für eine Reihe von bekannten Energieniveaux als erfüllt. Die Übereinstimmung ist nicht nur quantitativ gut, sondern es sind bis jetzt auch keine tieferen Niveaux bekannt, die unterhalb der Kurve $E_{J=1}$ (A) liegen. Dass bei den leichten Kernen Ausnahmen auftreten, ist verständlich. Obschon eine solche Übereinstimmung auch bei höheren J gezeigt werden kann, beschränken wir uns hier

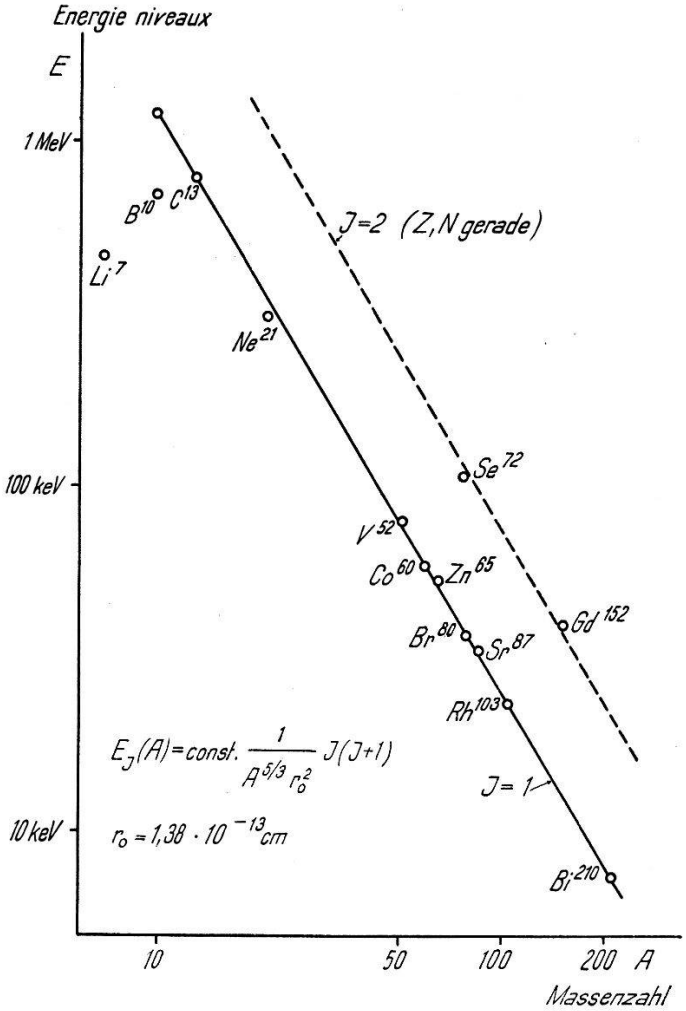


Fig. 1.

auf $J = 1$. Es fällt auf, dass beim Kernen mit gerader Protonen- und gerader Neutronenzahl bis jetzt keine Niveaux bekannt sind, die tiefer als die Rotationsniveaux $J = 2$ liegen. Möglicherweise fallen bei dieser Kernklasse ungeradzahlige J aus.

Nach dem Modell können höhere Rotationsniveaux angeregt werden. Es müssen deshalb Differenzlinien beobachtet werden, die Übergängen in die tiefer liegenden Zwischenniveaux entsprechen. Um zu zeigen, dass auch diese Bedingung erfüllt ist, seien nur zwei Beispiele angeführt. Bei der Umwandlung RaD $\rightarrow$ RaE sind fol-

gende γ-Linien beobachtet worden: 46,7 keV, 37 keV, 32 keV, 23,2 keV, 7,3 keV[3]). Sämtliche Linien sind interpretierbar als Differenzlinien der Rotationsniveaux $J = 0,1,2,3,4$. Zahlenmässige Übereinstimmung — die mit $r_0 = 1{,}35\ 10^{-13}$ cm berechneten Werte sind 46,5 keV, 38,7 keV, 31,0 keV, 23,2 keV und 7,7 keV — ist innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen vorhanden. Als weiteres Beispiel, welches gleichzeitig auf auftretende Komplikationen hinweisen soll, seien die γ-Linien der Se^{75} — As^{75} — Umwandlung angeführt: 405 keV, 283 keV, 267 keV, 137 keV, 123 keV, 99 keV, 76 keV[4]). Von diesen Linien stimmen die Linien 405 keV, 283 keV und 123 keV genau mit berechneten überein. Die 137 keV-Linie ist nicht als Rotationslinie deutbar, zumindest nicht ohne Annahme von Aufspaltungen der Niveaux. Bei den restlichen besteht die Möglichkeit, dass es sich um Differenzlinien zwischen dem 137 keV-Niveau und den Rotationsniveaux $J=4,3,2,1$ handelt. Ist diese Deutung richtig, so müsste eine 40 keV γ-Linie gefunden werden können, einem $J = 1 \rightarrow J = 0$ Übergang entsprechend.

Die Prüfung, ob die Multipolordnung der emittierten γ-Strahlung mit der aus dem Modell resultierenden J-Änderung verträglich ist, lässt sich am vorliegenden Material nicht eindeutig durchführen.

Eine Reihe von beobachteten γ-Linien und Energieniveaux fallen in das Gebiet zwischen $E_{J=1}$ und $E_{J=2}$. Die meisten davon entsprechen Isomeren — Übergängen, für welche auch ein anderer Anregungsmechanismus wahrscheinlich ist. Einige entsprechen der Energiedifferenz $E_{J=2} - E_{J=1}$, ohne dass bis jetzt der Übergang in den Grundzustand beobachtet worden wäre. Beispiele sind die 35 keV-Linie des Te^{121} und die 32,5 keV-Linie des Te^{123} [5]). In diesen Fällen würde das Auffinden der weicheren Linien des Überganges in den Grundzustand, 18 keV bzw. 16 keV für den Fall des Beispieles, eine Bestätigung der Richtigkeit der Interpretation bringen können. Bei den restlichen γ-Linien, deren Energie in das Gebiet zwischen $E_{J=2}$ und $E_{J=1}$ fallen, ist nicht sicher, ob es sich um Differenzlinien höherer Anregungsniveaux handelt. Ihre Einordnung in Termschemata fehlt noch.

Die vorliegende Analyse weicht von derjenigen Guggemheimers vor allem darin ab, dass nur Rotationen des Gesamtkernes in Betracht gezogen werden und dass die Konstante r_0 als — in engen Grenzen — bereits fixierte Grösse angesehen wird. Mit dem Wert $r_0 = 2{,}03\ 10^{-13}$ cm, zu welchem Guggenheimer gelangt, ist die Forderung verbunden, dass viel tiefere Niveaux existieren müssten, als tatsächlich bekannt sind, und dass den beobachteten Niveaux,

die am tiefsten liegen, schon höhere Rotationsquantenzahlen entsprächen. Auch müssten die beobachteten γ-Linien eine unwahrscheinlich hohe Multipolordnung haben.

Es bleibt zu untersuchen, inwiefern die Differenzen zwischen den wirklichen Niveaux und den berechneten einer Abweichung der Kerne vom symmetrischen Rotator bzw. Aufspaltungen der Niveaux entsprechen. Das Rotatormodell ermöglicht eine Klassifizierung der Energieniveaux und erleichtert eine sytematische Untersuchung der übrigen Anregungsstufen.

Eine ausführlichere Diskussion wird in den H.P.A. erscheinen.

Literatur.

[1]) Teller, Wheeler, Phys. Rev. **53**, 778 (1937).
[2]) Guggenheimer, Proc. Roy. Soc. **181**, 169 (1943).
[3]) Frilley, Surugue, Tsien San Tsiang, J. de Physique Radium (Sér. 8) **7**, 350 (1946).
[4]) Ter-Pogossian, Robinson, Cook, Phys. Rev. **75**, 995 (1949).
[5]) Hill, Bull. American Phys. Soc. **24**, Nr. 4, 24 (1949).

K-Einfang und Positronenemission von Cu^{61} und Cu^{64}

von O. Huber, R. Rüetschi und P. Scherrer (ETH. Zürich).

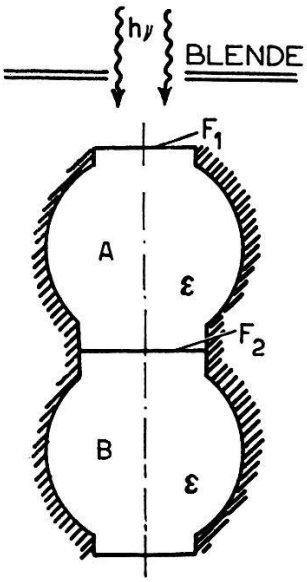
Bei Positronenstrahlern tritt K-Einfang als Konkurrenzprozess auf, der unter Umständen viel grössere Wahrscheinlichkeit besitzt als die Positronenemission selbst. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten $W_K : W^+ = \lambda$ lässt sich mit Hilfe der Fermi-Theorie für erlaubte Spektren berechnen[1]). Die Messung von λ ist im allgemeinen schwer durchzuführen, weil dabei die Zahl der K-Einfänge und der emittierten Positronen absolut gemessen werden muss. Dagegen lässt sich in identischen Versuchsanordnungen das Verhältnis zweier λ bei gleicher Kernladungszahl gut messen. Dies wurde bereits früher für Cu^{61} und Cu^{64} durchgeführt[2])[7]). Die Autoren[2]) fanden experimentell $\lambda^{64}:\lambda^{61} = \Lambda = 5{,}5 \pm 0{,}3$, während die Fermi-Theorie den Wert 7,6 ergibt, wenn man die neuesten Werte für die Positronen-Maximalenergien verwendet: $E^{64}_{max} = 0{,}657$ MeV[3]) und $E^{61}_{max} = 1{,}205$ MeV[4]).

Diese grosse Diskrepanz liess es wünschenswert erscheinen, die Messung nochmals auszuführen. In einer streufreien Versuchsanordnung ergab sich $\Lambda_{exp} = 5{,}32 \pm 0{,}18$, in guter Übereinstimmung mit den älteren Messungen. Um zu entscheiden, ob die Abweichung von λ^{61} oder von λ^{64} herrühre, wurden diese Grössen einzeln ge-

messen. Den Messungen wurden die bekannten Zerfallsschemata[5][4]) zugrunde gelegt. R. BOUCHEZ und G. KAYAS geben in einer kürzlich erschienenen Mitteilung[8]) Messwerte für λ^{61} und λ^{64} an, die aber wesentlich höher liegen, als die von uns bestimmten Werte.

Die vom K-Einfang des Cu-Kernes herrührende Ni-Röntgenstrahlung von 7,5 KeV lässt sich mit einem Folienzählrohr messen, indem die β-Teilchen magnetisch abgelenkt werden. Für eine Absolutmessung müssen Fluoreszenzausbeute, Absorption der Ni-K-Strahlung und Raumwinkel genau berücksichtigt werden. Ungenügend bekannt war aber die Zählrohrsensibilität ε_K. Diese Grösse wurde für die benützte Zählrohranordnung auf folgende Weise gemessen (Fig. 1):

Zwei identische Zählrohre A und B sind durch eine 10 μ dicke Al-Folie F_2 voneinander getrennt. Von N Quanten, die in das Zählrohr A gelangen, werden $N \cdot \varepsilon_K$ gezählt. Lässt die Zwischenfolie das q-fache der auffallenden Intensität durch, so werden im Zählrohr B noch $N \cdot (1 - \varepsilon_K) \cdot q \cdot \varepsilon_K$ Quanten registriert. Aus dem Verhältnis der Stosszahlen beider Zählrohre ergibt sich also sofort die Empfindlichkeit ε_K, denn q kann durch einfache Absorptionsmessung bestimmt werden.



$Z_A = N \cdot \varepsilon$

$Z_B = N(1-\varepsilon) \cdot q \cdot \varepsilon$

Fig. 1.
Messung von ε_K.

Zur Absolutmessung der Zahl der Positronen benutzt man mit Vorteil die Annihilationsstrahlung. Das Präparat mit dem aktiven Cu^{61} und Cu^{64} (durch p-n-Reaktion aus Ni hergestellt) wurde zwischen dünne Bleiplättchen gepresst, die alle β-Teilchen und auch die Ni-K-Strahlung absorbierten. Durch Messung der Annihilationsstrahlung (511 KeV) kann auf die Anzahl der Positronen geschlossen werden. Dazu muss der Raumwinkel Quelle-Zählrohr und die Zählrohrsensibilität ε_γ bekannt sein[6]). Für die Messung von ε_γ ist es erschwerend, dass die Empfindlichkeit über das Zählrohr schwankt. In Fig. 2 ist die Variation der relativen ε_r Empfindlichkeit für ein Zählrohr mit 0,5 mm Bi-Kathode und 5,5 cm wirksamer Drahtlänge dargestellt.

Unter Ausnützung des kleinen Bereiches, in welchem ε_γ konstant ist, kann man die absolute Zählrohrempfindlichkeit mit Hilfe von Koinzidenzmessungen genau gewinnen. Dies wird erreicht durch die in Fig. 3 dargestellte Anordnung. Das Verhältnis (Koinzidenzen

$A \times B)$: (Einzelstösse A) $= \varepsilon_\gamma^0 \cdot e^{-\mu d}$ ist gleich der Empfindlichkeit des Zählrohres B, bezogen auf den Bereich konstanter Empfindlichkeit.

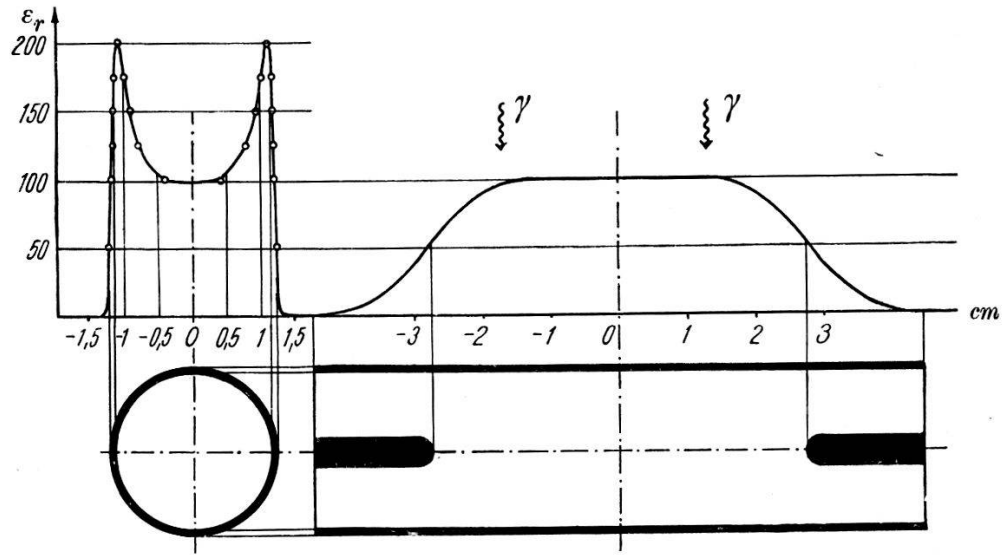


Fig. 2.
Verteilung der Empfindlichkeit des Bi-Zählrohres für 511-KeV-γ-Strahlung.

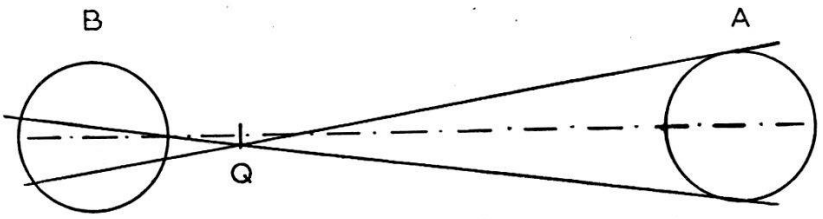


Fig. 3.
Messung von ε_γ in unsymmetrischer Anordnung.

Mit den nunmehr bestimmten Zählrohrempfindlichkeiten konnten die Verhältnisse $W_K : W^+ = \lambda$ einzeln gemessen werden. Die Resultate sind in der untenstehenden Tabelle zusammengestellt.

Experimentelle und theoretische Werte für λ und Λ.

	Experiment	Theorie	alte Mess.
K^{64}: $\beta^{+64} = \lambda^{64}$	$1{,}75 \pm 0{,}2$	2,08	—
K^{61}: $\beta^{+61} = \lambda^{61}$	$0{,}32 \pm 0{,}03$	0,28	—
λ^{64}: $\lambda^{61} = \Lambda$	$5{,}32 \pm 0{,}18$	7,6	$5{,}5 \pm 0{,}3$

Bedenkt man, dass auch der Theorie Näherungen zugrunde liegen, so kann von einer befriedigenden Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Werte λ gesprochen werden. Um die

*

Abweichung beim Doppelverhältnis Λ zu verstehen, müsste man annehmen, dass sich Korrekturen der λ_{theor} in entgegengesetzten Richtungen auswirken.

Literatur.

1) C. Møller, Phys. Zeitschr. der Sowjetunion **11**, 9.
2) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 252 (1945).
3) C. S. Cook und M. Langer, Phys. Rev. **73**, 601 (1948).
4) C. S. Cook und M. Langer, Phys. Rev. **74**, 227 (1948).
5) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer und R. Steffen, Helv. Phys. Acta **19**, 219 (1946).
6) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
7) L. W. Alvarez, Phys. Rev. **54**, 486 (1938).
8) R. Bouchez und G. Kayas, Journ. de Phys. et le Radium, Sér. 8, Tome X (1949).

Richtungsverteilung der $\gamma\gamma$-Koinzidenzen beim In^{111}

von F. Boehm und M. Walter (ETH. Zürich).

Das Isotop In^{111} zerfällt mit einer Halbwertszeit von $2{,}7^{d}$ durch K-Einfang; der entstehende Cd^{111}-Kern geht durch Emission zweier sukzessiver γ-Quanten von 173 und 247 keV in den Grundzustand über[1]). Aus spektroskopischen Messungen wurde der Kernspin des stabilen Cd-Isotops 111 zu $\frac{1}{2}$ bestimmt[2]). Die Spinwerte der beiden angeregten Niveaux von Cd^{111} werden durch den Multipolcharakter der γ-Übergänge zwar nicht eindeutig festgelegt, wohl aber vermöge der Auswahlregeln auf wenige mögliche Fälle eingeschränkt. Weitere Aufschlüsse über die Spindifferenzen zwischen den beteiligten Niveaux und den Multipolcharakter der Übergänge kann nach den Rechnungen von Hamilton[3]) die Kenntnis der Richtungskorrelation der beiden sukzessiven γ-Quanten geben. Wir haben deshalb versucht, die Richtungsverteilung der $\gamma\gamma$-Koinzidenzen beim In^{111} experimentell zu bestimmen.

Zur Registrierung der γ-Strahlen haben wir Zählrohre mit 80 mg/cm² dicker Goldkathode verwendet. Sie sind zum Weghalten der Elektronen von In^{111} und In^{114} mit 4 mm Aluminium umgeben. Beide Zählrohre besitzen gleichen Abstand vom Präparat; eines davon ist um das Präparat drehbar angeordnet. Koinzidenzmessungen haben wir unter den Winkeln π, $\pm\frac{\pi}{2}$ und $\pm\frac{3\pi}{4}$ zwischen den Zählrohren vorgenommen. Wegen des endlichen Winkelauflösungsvermögens der Anordnung ist die gemessene Anisotropie

kleiner als die von Hamilton berechnete Grösse $| W(\pi)/W\left(\frac{\pi}{2}\right) - 1 |$ und muss daher sinngemäss korrigiert werden.

Wie bereits DUNWORTH[2]) bemerkte, werden Richtungskorrelationsmessungen zwischen zwei γ-Quanten prinzipiell verfälscht durch zusätzliche Koinzidenzen mit Comptonstreuquanten. Da jedoch diese gestreuten Quanten weicher sind als die primären, ist es durch zweckmässige Verwendung von Absorbern möglich, die Zahl der Streuquanten selektiv zu reduzieren. Über die experimentelle Technik wird an anderer Stelle eingehend berichtet werden.

Bei der Auswertung haben wir die gemessenen Koinzidenzen durch die im gleichen Zeitintervall im beweglichen Zählrohr gemessene Einzelstosszahl dividiert, wodurch der zeitliche Abfall der Präparatstärke sowie eine allfällige Exzentrizität der Quelle kompensiert wird. Ein kleiner Anteil der 50^d-Komponente von In^{114} wurde eliminiert.

Eine sich über 2 Halbwertszeiten erstreckende Messung ergab unter Annahme einer Verteilungsfunktion der Form $1 + A \cos^2 \vartheta$ nach Anbringen sämtlicher Korrekturen folgendes Resultat:

$$A = -0{,}07 \pm 0{,}04 \text{ (mittl. statist. Fehler)}$$

Zum Vergleich der gefundenen Anisotropie mit den Formeln von HAMILTON ist es aufschlussreich, den Multipolcharakter der beiden γ-Übergänge zu kennen. Messungen der Konversionskoeffizienten dieser γ-Strahlen[5]) können in dieser Hinsicht Auskunft geben. Während die zitierte Arbeit sich auf Rechnungen von SCHAFROTH[6]) über die Konversion magnetischer Multipole stützt, folgen wir hier zur Interpretation der Konversionskoeffizienten neueren Arbeiten von DRELL[7]) und ROSE et al.[8]) und einer Mitteilung von DEUTSCH und STEVENSON[9]). Danach kann dem 173 KeV-Quant der Charakter eines magnetischen Dipols, dem 247 KeV-Quant der eines elektrischen Quadrupols zugeordnet werden. Die Rechnungen ergeben dann in zwei Fällen befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment, nämlich für Spins von 5/2 und 3/2 ($A_{theor} = -0{,}07$) bzw. für Spins von 7/2 und 5/2 ($A_{theor} = -0{,}10$) der beiden Cd^{111}-Niveaux. Wir haben uns dabei auf die aus der Mitteilung von DEUTSCH und STEVENSON[9]) folgende Reihenfolge der Quanten beschränkt.

An der gegebenen Interpretation kann nur dann festgehalten werden, wenn die Präzession des Kernmomentes im Magnetfeld der Hülle nicht zu einer merklichen Verwischung der Anisotropie führt.

Herrn Prof. Dr. K. SCHÜLER vom Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Hechingen sind wir für eine briefliche Auskunft über den Spin von Cd^{111} zu Dank verpflichtet.

Literatur-

[1]) LAWSON und CORK, Phys. Rev. **57**, 982 (1940).
[2]) SCHÜLER und BRÜCK, Zeitschr. f. Phys. **56**, 291 (1929).
[3]) HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 (1941).
[4]) DUNWORTH, Rev. Sci. Instr. **11**, 167 (1940).
[5]) BOEHM, HUBER, MARMIER, PREISWERK und STEFFEN, H.P.A. **22**, 69 (1949).
[6]) SCHAFROTH, H. P. A. **21**, 499 (1948).
[7]) DRELL, Phys. Rev. **75**, 132 (1949).
[8]) ROSE et al., private Mitteilung.
[9]) DEUTSCH und STEVENSON, Bull. Amer. Phys. Soc. **24**, Nr. 4, 32 (1949).

(γ, α)-Reaktion des C^{12} und das Alphateilchenmodell leichter Kerne

von V. L. TELEGDI und M. VERDE (ETH. Zürich).

Für leichte Kerne, insbesondere für solche, die ihrer Zusammensetzung nach aus Alphateilchen bestehen (Be^8, C^{12} usw.) sind schon seit langem „molekulare" Modelle vorgeschlagen worden, bei denen Alphateilchen die Rolle der Atome spielen. Diese Gebilde können sowohl zu Vibrationen als auch zu Rotationen angeregt werden, und es ergibt sich so die prinzipielle Möglichkeit, nach den in der Molekularphysik geläufigen Methoden die Energien der tieferen Anregungszustände der betrachteten Kerne zu ermitteln.

DENNISON[1]) berechnete auf dieser Grundlage die tiefsten Terme von O^{16} und fand, dass diese mit der Erfahrung besser in Übereinstimmung zu bringen sind als die Voraussagen eines Kernmodells (HARTREE), bei dem die einzelnen Nukleonen als voneinander unabhängig betrachtet werden.

Diese Ergebnisse DENNISONS hatten für die Beurteilung des Alphapartikelmodells nur qualitativen Charakter und eine quantitative Prüfung desselben stand noch aus. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, ausgehend von der Reaktion

$$C^{12} + h\nu = 3\,He^4$$

eine solche Prüfung durchzuführen. Sie soll darin bestehen, daß man ermittelt, ob eine konsequent mit Alphamodell-Wellenfunktionen durchgeführte Rechnung dem folgenden Erfahrungsmaterial gerecht wird:

Die Reaktion verläuft bei 17,6 MeV zumindest vorwiegend als eigentlicher (γ, α)-Prozess, bei dem ein Be^{8*} im bekannten Zustand der Anregungsenergie $U = 3$ MeV ($\Gamma = 0{,}8$ MeV) entsteht[2]), und zwar mit einem Wirkungsquerschnitt, der zwischen 10^{-29} und 10^{-28} cm^2 liegt. Nach den vorläufigen Ergebnissen[3]) der Untersuchung mit einer kontinuierlichen Gammastrahlung der Grenzenergie von von rund 24 MeV (für die ein hyperbolisches Spektrum angenommen wurde) hat der Wirkungsquerschnitt ein Maximum bei etwa 18 MeV und fällt dann rasch auf einen ca. 10mal kleineren Wert bei 24 MeV ab. Bei allen untersuchten Energien scheint das Energiespektrum der Alphateilchen mit der Annahme verträglich, daß die Reaktion den gleichen Verlauf nimmt, wie bei 17,6 MeV.

Es wäre durchaus naheliegend, zur theoretischen Beschreibung dieser Reaktion den üblichen Mechanismus heranzuziehen, bei dem der Kern durch die *Absorption* des Quantes in einen angeregten Zustand gelangt und von dort aus durch Aussendung eines α-Teilchens zerfällt. Dieses Bild drängt sich insbesondere auf, weil es bekannt ist[4]), dass beim Protoneneinfang des B^{11} ein C^{12*} entsteht, der ganz analog zerfällt. Das Abfallen des Wirkungsquerschnittes nach 18 MeV wäre dann durch die Konkurrenz des (γ, n)-Prozesses zu deuten, der dort einsetzt†). Zur quantitativen Durchrechnung eignet sich aber eine solche Beschreibung nicht, weil bei so hohen Anregungen das Alphamodell nicht mehr zulässig ist und man über die Niveaudichte leichter Kerne nicht genügend weiss.

Wir haben nun angenommen, dass es sich bei dieser Reaktion um einen echten Photoeffekt handelt, d. h. um einen unmittelbaren Übergang vom Grundzustand des C^{12} in einen Zustand des Kontinuums. Wegen des Zusammenfallens von Ladungs- und Massenschwerpunkt kommt nur ein elektrischer 2^l-Pol-Übergang mit geradem l in Frage und wir dürfen uns auf $l = 2$ (Quadrupol) beschränken. Es seien nun die möglichen Endzustände unter Angabe der Winkelverteilung des „ersten" Alphateilchens in bezug auf die γ-Strahl-Richtung zusammengestellt:

a) Be^{8*} $J = 2$, He^4 s-Welle; isotrop
b) Be^{8*} $J = 0$, He^4 d-Welle; anisotrop
c) Be^8 $J = 0$, He^4 d-Welle; anisotrop
d) 3 He^4, Gesamtdrehimpuls 2; —

Die beiden ersten Fälle entsprechen dem beobachteten Übergang

†) Auf diesen Umstand hat auch Herr GOWARD (Malvern) in einer Privatmitteilung hingewiesen.

in ein angeregtes Be^8 und unterscheiden sich in der Art der Anregung. In letzterer Zeit fasst man das 3-MeV-Niveau des Be^8 eher als D-Zustand auf (vgl. GOLDHABER[5])), während WHEELER[6]) für die Beschreibung als S-Niveau eintrat.

Der Wirkungsquerschnitt für einen Photoeffekt berechnet sich nach

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar c} \left| \psi_E^* H_{E,0} \psi_0 dc \right|^2 \varrho_E . \tag{1}$$

ψ_E, ψ_0 sind die Wellenfunktionen des End- bzw. Anfangszustandes,

$$H_{E,0} = -i \frac{h}{c} \left(\frac{2\pi\hbar c}{k_0} \right)^{1/2} \sum_s \frac{e_s}{m_s} e^{i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_s)} (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_{r_s}) \tag{2}$$

der Operator der Wechselwirkung und ϱ_E die Dichte der Endzustände. Dabei bedeuten:

k_0 = Wellenzahl/2π. des Lichtes,
$\vec{k}_0/k_0$ = Einheitsvektor in der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes,
$\vec{n}$ = Einheitsvektor in der Polarisationsrichtung des Lichtes,
e_s, m_s, $\vec{r}_s$ = Ladung, Masse und Ortsvektor des s-ten Teilchens.

Für die Quadrupolwechselwirkung des Lichtes mit α-Teilchen wird (2)

$$H^Q_{E,0} = \frac{h}{c} \frac{e}{2M} \left(\frac{2\pi\hbar c}{k_0} \right)^{1/2} \sum_s (\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_s)(\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_{r_s}) , \tag{3}$$

e = Elektronenladung, M = Protonenmasse.

Es zeigt sich von grossem Vorteil, folgende Koordinaten einzuführen[7]), die gegenüber Permutationen der Teilchen gewisse Symmetrieeigenschaften besitzen:

$$\begin{aligned} \vec{\varrho}_s &= (\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3)/3 = \text{Ortsvektor des Schwerpunktes}, \\ \vec{\varrho} &= (3)^{1/2} (\vec{r}_3 - \vec{r}_2)/2 , \\ \vec{q} &= -\vec{r}_1 + (\vec{r}_2 + \vec{r}_3)/2 . \end{aligned} \tag{4}$$

Die geometrische Bedeutung von $\vec{\varrho}$ und $\vec{q}$ ist augenfällig. Nach Abseparation der Schwerpunktskoordinaten erhält man aus (3)

$$H^Q_{E,0} = \frac{h}{c} \frac{e}{2M} \left(\frac{2\pi\hbar c}{k_0} \right)^{1/2} \{ (\vec{k}_0 \cdot \vec{\varrho})(\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_\varrho) + (\vec{k}_0 \cdot \vec{q})(\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_q) \} . \tag{5}$$

Durch Anwendung der Kontinuitätsgleichung lässt sich (5) auf folgende Form bringen:

$$H^Q_{E,0} = \frac{2e}{3} (2\pi\hbar\omega)^{1/2} \{ (k_0 \cdot \vec{\varrho})(n \cdot \vec{\varrho}) + (k_0 \cdot \vec{q})(\vec{n} \cdot \vec{q}) \} . \tag{6}$$

Die Wellenfunktion ψ_0, die C^{12} im Grundzustand beschreibt, hat folgende Bedingungen zu erfüllen: 1. sie muss gegenüber Permutationen der Koordinaten symmetrisch sein und zum Gesamtdrehimpuls Null gehören; 2. sie soll in einem mit den Kerndimensionen vergleichbaren Abstand genügend rasch abfallen; 3. sie soll bei kleinen Verrückungen aus der Gleichgewichtslage (gleichseitiges Dreieck!) in die analoge Entwicklung der Wellenfunktion übergehen, die drei durch rein elastische Kräfte gleicher Federkonstante verbundenen Massenpunkten entspricht[8]). Bekanntlich besitzt ein solches System zwei Arten von Grundschwingungen, nämlich eine gegenüber Permutationen vollkommen symmetrische (Normalkoordinate η) und eine einfach entartete, bei der ein Teilchen gegen den Schwerpunkt der beiden anderen schwingt (Normalkoordinaten ξ, ζ). Bei Annahme reiner Zentralkräfte stehen die Frequenzen dieser beiden Schwingungstypen im Verhältnis $(2)^{1/2}$: 1.

Der gewählte Ansatz

$$\psi_0 = N_c\, e^{-\lambda(\varrho^2+q^2)} \left\{ \frac{2}{3}\lambda^2 \varrho^2 q^2 (1-P_2) - \beta \left[1 - \frac{\lambda}{2}(\varrho^2+q^2)\right]^2 \right\} \tag{7}$$

worin

$\lambda = 4/9\, a_0^2$,
a_0 = Abstand Eckpunkt–Schwerpunkt im gleichseitigen Dreieck der Gleichgewichtslage,
P_2 = 2. Kugelfunktion,
N_c = Normalisationskonstante,

erfüllt diese Voraussetzungen und lässt sich geschlossen integrieren. Für kleine Verrückungen geht sie über in

$$\psi_0 \cong 1 - \frac{8}{9\, a_0^2}\left[\xi^2 + (1-\beta)\,\eta^2 + \zeta^2\right]; \tag{7a}$$

der dimensionslose Parameter β regelt das Verhältnis der Grundfrequenzen, d. h. man hat im oben erwähnten Fall $\beta = 1 - (2)^{1/2}$.

Für den Endzustand setzen wir an (Fälle a) bis c)):

$$\psi_E = T^s \left\{ g(\varrho) \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{q}} \sum_{m=-l}^{m=l} Z_l^m(\vartheta_\varrho, \psi_\varrho) \right\}; \tag{8}$$

darin ist $g(\varrho)$ die nur im Raumanteil normalisierte Wellenfunktion des Be^8, Z_l^m entsprechend normalisierte Zugeordnete, $\vec{k}$ der Wellenvektor des Teilchens 1 relativ zum Schwerpunkt der Teilchen 2,3.

$$T^s = (1,2) + (2,3) + (1,3),$$

wobei z. B. (1,2) die Vertauschung der Koordinaten den Teilchen 1 und 2 bewirkt. Für Fall d) schreiben wir

$$\psi_E = e^{i(\vec{k}_\varrho \cdot \vec{\varrho} + \vec{k}_q \cdot \vec{q})}, \tag{9}$$

wobei

$$\vec{k}_\varrho = \frac{\sqrt{3}}{2}(\vec{k}_3 - \vec{k}_2), \qquad \vec{k}_q = -\vec{k}_1 + \frac{\vec{k}_2 + \vec{k}_3}{2}$$

Für die Wellenfunktion des Be^8 machen wir den Ansatz (Fall a))

$$g(\varrho) = N_{Be}\, e^{-\alpha \varrho^2}, \tag{10}$$

in dem α ein Parameter ist, der durch die Dimensionen des Be-Kerns festgelegt wird.

Bei den Endzuständen, bei denen Be^8 zurückbleibt, ist die Energie E_f praktisch gleich (da $\hbar\omega/c \ll \hbar k$) der Energie der Relativbewegung des ausgesandten Alphateilchens in bezug auf den Schwerpunkt des Restkerns, d. h. bei einer Anregung des letzteren mit U MeV:

$$\hbar^2 k^2/2 \left(\frac{2}{3}\right) 4\,M = \hbar\omega - B - U \tag{11}$$

B = Bindungsenergie von C^{12} = 7,32 MeV

Die Dichte der Endzustände wird

$$\varrho_E = \frac{k^2\, dk\, d\Omega_k}{(2\pi)^3\, dE_f} = \frac{k}{3\pi^3}\,\frac{M}{\hbar^2}\, d\Omega_k\,. \tag{12}$$

Die Ausrechnung für den Fall a) ergibt eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der γ-Energie, die eine dem experimentellen Befund analogen Verlauf hat; bei geeigneter Wahl der Parameter λ und α fällt das Maximum auf 18 MeV. In seiner Nähe ist σ von der Grössenordnung 10^{-29} cm^2.

In die Matrixelemente gehen immer Integrale über $J_{l+1/2}$ (kq) ein; es ergeben sich ganz natürlich für Übergänge, bei denen das Alphateilchen als d-Welle ausläuft, viel kleinere Wirkungsquerschnitte. Dies ist für den Übergang in drei unabhängige Alphateilchen in verstärktem Mass der Fall.

Da sich die Matrixelemente ähnlich verhalten dürften, auch wenn das Alphateilchen aus einem angeregten C^{12} ausgesandt wurde, ist es sehr wahrscheinlich, dass das 3-MeV-Niveau des Be^8 ein D-Zustand ist. Es wäre jedoch interessant, dies durch experimentellen

Nachweis der Isotropie des „ersten" Alphateilchens zu erhärten.

Ein mit Alphamodell-Wellenfunktionen gerechneter direkter Photoeffekt stellt die Verhältnisse bei der Reaktion C^{12} (γ, α) Be^{8*} qualitativ befriedigend dar. Eine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment anzustreben, z. B. durch Wahl komplizierterer Wellenfunktionen, wäre angesichts des vorläufigen Charakters der Messergebnisse verfrüht. Aus demselben Grund kann eine Entscheidung zugunsten oder gegen die Compoundkern-Hypothese einstweilen nicht gefällt werden.

Über die hier angedeuteten Rechnungen, die auch für 0^{16} ausgeführt werden, soll später ausführlich berichtet werden.

Literatur.

1) Dennison, Phys. Rev. **57**, 454 (1940).
2) Hänni, Telegdi und Zünti, H. P. A. **21**, 203 (1948).
3) Goward, Telegdi und Wilkins, unveröffentlicht.
4) Hornyak&Lauritsen, Rev.Mod.Phys. **20**, 191; dort weitere Literaturangaben.
5) Goldhaber, Phys. Rev. **74**, 1194 (1948).
6) Wheeler, Phys. Rev. **89**, 27 (1941).
7) Verde, Helv. Phys. Acta **22**, 339 (1949).
8) Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1099 (1937).

Wirkungsquerschnitt für den Spaltungsprozess an U^{238} mit der Lithium-Gammastrahlung ($h\nu = 17{,}5$ MeV)

von G. Charbonnier, P. Scherrer und H. Wäffler (ETH. Zürich).

Die vorliegende Wirkungsquerschnittbestimmung erfolgte unter Verwendung der photographischen Methode: Eastman Kodak Platten (Type NTA, Emulsionsdicke 100 μ) wurden in einer Lösung von relativ hoher Urankonzentration bis zur Sättigung getränkt, dann trocknen gelassen und anschliessend während mehreren Stunden in definierter Geometrie der Lithium-Gammastrahlung exponiert. Die Lösung wurde durch Auflösen von Ammonium-Diuranat in einer wässerigen Ammonium-Carbonat-Lösung hergestellt. Der Urangehalt der in dieser Weise behandelten Emulsion betrug $2{,}8 \cdot 10^{18}$ U-Kerne pro cm^2 Plattenoberfläche. Er wurde nach zwei verschiedenen Methoden bestimmt, nämlich 1. durch Auszählen der in der Schicht gebildeten Uran α-Spuren; 2. durch Vergleich der im Zählrohr gemessenen β-Aktivität der getränkten Emulsion mit der Aktivität eines U_3O_8-Präparates. Beide Verfahren ergaben in-

nerhalb 5% den gleichen Wert für die Urankonzentration in der photographischen Schicht. Auf rund 17 cm^2 Plattenfläche entfielen insgesamt 25000 Spaltungsspuren. Unter Benützung der in einer früheren Arbeit[1]) bestimmten Absolutintensität der Lithium-Gammastrahlung erhält man für den Wirkungsquerschnitt der Photospaltung des U^{238}-Kernes

$$\sigma(\gamma, f) = 4{,}6 \pm 1{,}5 \cdot 10^{-26}\ cm^2$$

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit den Messungen von BALDWIN und KLAIBER[2]), welche mit der Bremsstrahlung eines 100 MeV-Betatrons durchgeführt wurden. Hingegen ist er rund dreimal so gross wie der von ARAKATSU und Mitarbeitern ebenfalls mit der Lithium-Gammastrahlung gefundene Spaltungsquerschnitt [$\sigma(\gamma, f) = 1{,}67 \cdot 10^{-26}\ cm^2$] [3]).

Die ausführliche Arbeit wird später in den H.P.A. erscheinen.

Spectre de masses obtenu par mesure du temps de vol

par R. KELLER, Genève.

Au lieu d'obtenir un spectre de masses en mesurant la déviation des particules dans un champ électrique ou magnétique on peut aussi l'obtenir par simple mesure du temps que mettent les particules pour parcourir une certaine distance[4])[5]). Les ions accélérés à un potentiel bien déterminé sont émis pendant un temps très court par rapport au temps de vol. Les ions de masse spécifique différente arrivent par paquets successifs sur la cage de FARADAY. Le courant ionique collecté est amplifié et envoyé sur un oscilloscope. Le spectre de masses est ainsi rendu visible entièrement et instantanément. Nous avons réalisé ceci avec une source d'ions déjà décrite[6]) alimentée par des impulsions de courant d'une durée de 0,2 μ sec. Cette source d'ions du type PENNING a la caractéristique de posséder une tension de décharge presque indépendante du courant. Cette propriété permet de faire varier le courant de décharge très

---

[1]) H. WÄFFLER und O. HIRZEL, H.P.A. **21**, 200 (1948).

[2]) G. C. BALDWIN und G S. KLAIBER, Phys. Rev. **71**, 3 (1947).

[3]) B. ARAKATSU u. a., Proc. Phys. Math. Soc. Japan **23**, 440 (1941).

[4]) W. E. STEPHENS, Phys. Rev. 69,691 (1946).

[5]) A. E. CAMERON, D. F. EGGERS, Rev. sc. instr. **19**, 605 (1948).

[6]) R. KELLER, H. P. A. **22**, 78 (1949).

rapidement, la tension restant constante il n'y a pas de capacités à charger. Nous superposons à un courant de décharge continu très faible (1 mA) le courant pulsé en couplant l'amplificateur à la source d'ions avec un condensateur (voir fig. 1). L'amplificateur est

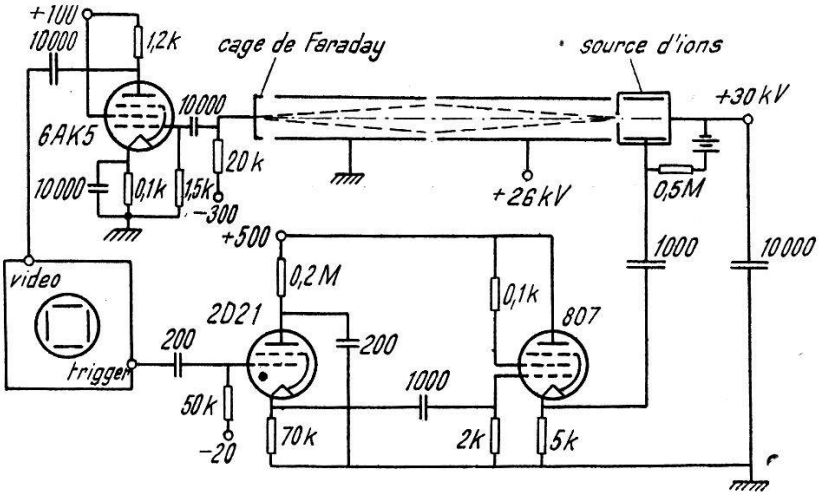


Fig. 1.

commandé par un oscilloscope type Du Mont 256-B. Ce dernier possède une sortie pulsée (trigger) de 2500 périodes par sec synchronisée avec le départ du spot. La tension de la cage de FARADAY, chargée par le courant ionique, amplifiée 5 fois par un pré-ampli et 100 fois par l'amplificateur compris dans l'oscilloscope (video) donne

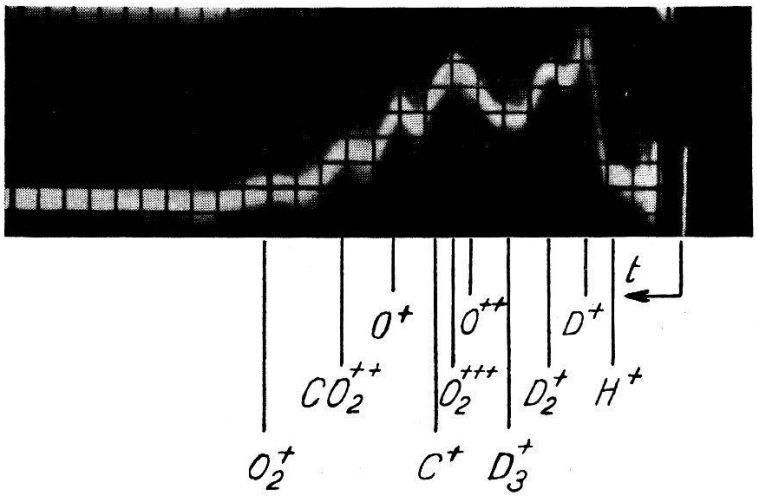


Fig. 2.

le spectre reproduit dans la fig. 2. Le gaz employé est du deutérium additionné de quelques % d'oxygène. La base de temps est de 0,25 μ sec par division. Le départ du spot est un peu retardé et en outre mal déterminé sur le cliché. Basé sur la position des maximums le calcul détermine l'origine indiquée sur le cliché. Dans le tableau

qui suit figurent les temps de vol pour chaque sorte d'ions décelable, le carré du rapport: temps de vol sur temps de vol pour H^+ et l'identité probable des ions.

divisions	2,8	3,9	5,5	6,8	8,0	8,9	9,7	11,2	13,1	16,1
temps μ sec	0,70	0,98	1,38	1,70	2,00	2,22	2,43	2,80	3,27	4,02
$(t/tH)^2$	1,00	1,96	3,9	5,9	8,2	10,1	12,0	16,0	21,8	33,0
ions	H^+	D^+	D_2^+	D_3^+	0^{++}	0_2^{+++}	C^+	0^+	CO_2^{++}	0_2^+

Voici pour terminer le calcul du temps de vol pour D^+. Les ions sont accélérés à 4kV et parcourent un chemin de 0,38 m puis à 30 kV en parcourant 0,34 m. Le temps de vol pour D^+ est donné par la formule

$$t\ (\mu\ \text{sec}) = 3{,}2\ \frac{1\,(m)}{\sqrt{U(\text{kV})}}$$

ce qui fait 0,61 μ sec pour le premier trajet et 0,20 μ sec pour le second. Il faut aussi ajouter le temps que mettent les ions pour sortir de la source. La majeure partie des ions issus de la source sont produits au voisinage de l'orifice. Admettons qu'ils proviennent d'une région située à 6 mm du centre de l'orifice (diamètre de l'orifice = 3 mm). Le potentiel à cet endroit est évalué au quart de la tension de décharge qui est de 400 V. L'accélération étant quasi uniforme nous aurons un retard de 0,12 μ sec. Le temps de vol se totalise à 0,93 μ sec. Nous avons mesuré 0,98 μ sec. Il s'agit donc bien d'ions ayant une masse spécifique égale à 2.

Induction nucléaire, phénomènes de battements

par C. R. Extermann, P. Denis et G. Béné, Genève.

La forme des signaux d'induction nucléaire, en particulier le nombre et l'amplitude des battements qui prolongent l'image du passage à la résonance, dépendent d'un paramètre p, fonction lui-même, pour un noyau donné, de deux variables qui sont: le temps de relaxation transversale T_2 d'une part, et la vitesse de passage à la résonance $\left(\frac{\partial H_0}{\partial t}\right)_{\text{rés}}$ d'autre part:

$$p = \sqrt{T_2 \cdot |\gamma| \cdot \left(\frac{\partial H_0}{\partial t}\right)_{\text{rés}}} \cdot T_2 = T_2 \sqrt{|\gamma| \cdot \left(\frac{\partial H_0}{\partial t}\right)_{\text{rés}}}$$

Nous avons tout d'abord vérifié cette relation en variant indépendemment T_2 et $\left(\frac{\partial H_0}{\partial t}\right)_{\text{rés}}$.

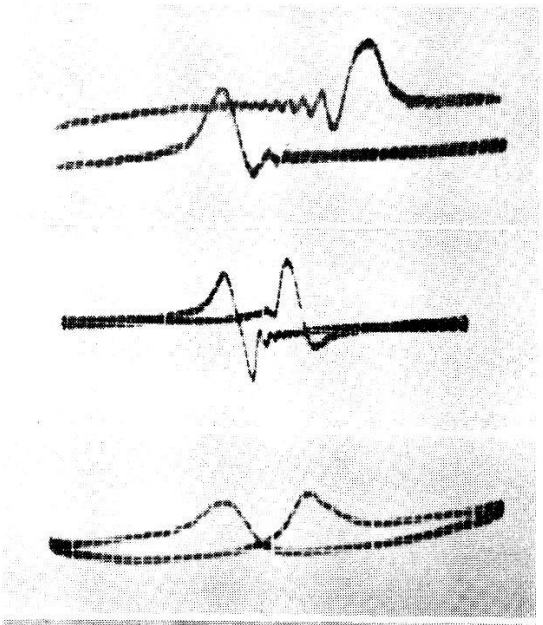


Figure 1.
Variation de T_2.

N/100

N/10

N/1

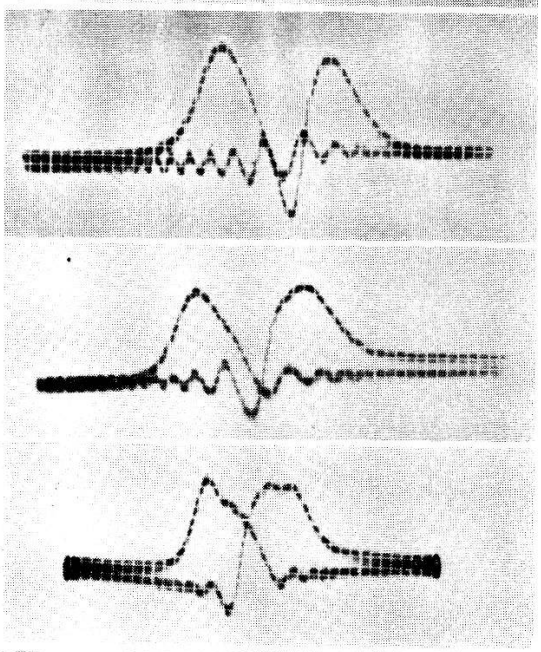


Fig. 2a.
Variation de la vitesse de passage par l'amplitude de la modulation.

10 gauss

5 gauss

2,5 gauss

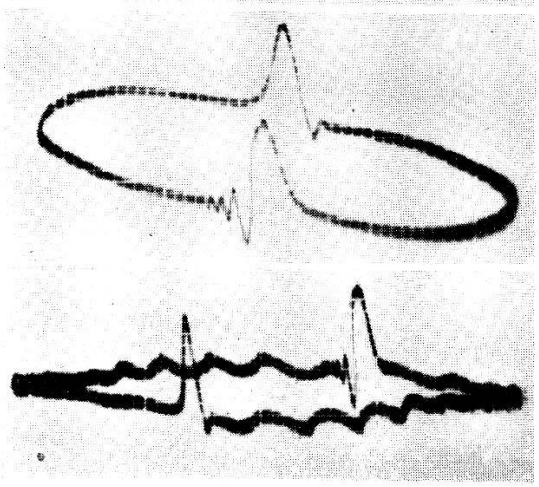


Fig. 2b.
Variation de la vitesse de passage par la fréquence de la modulation

50 sec^{-1}

16 sec^{-1}

Variation de T_2 (fig. 1).

La variation de T_2 est basée sur les mesures de BLOEMBERGEN (Thèse Leiden, 1948) qui a montré que le temps de relaxation transversale est une fonction linéaire de l'inverse de la concentration en ions paramagnétiques. Les oscillogrammes correspondent à des concentrations N/1, N/10, N/100 d'alun de chrome dans l'eau, pour une vitesse de passage fixe. Ils confirment la diminution du temps de relaxation quand la concentration augmente (disparition progressive des battements).

Variation de la vitesse de passage (fig. 2a et 2b).

Nous avons utilisé une modulation sinusoïdale du champ par des bobines d'Helmholtz. Dans ces conditions, la vitesse de passage est proportionnelle à la fréquence et à l'amplitude de la modulation. Faisant varier, pour un T_2 constant, l'un ou l'autre de ces paramètres, nous constatons un accord quantitatif avec la théorie.

Etant ainsi assurés de la validité de la formule proposée, nous utilisons les courbes calculées en fonction de p par JACOBSOHN et WANGSNESS (Phys. Rev. **73**, 942, 1948) pour déterminer, par comparaison avec les oscillogrammes expérimentaux, la valeur de p correspondant à chaque cas. En déterminant $\left(\frac{\partial H_0}{\partial t}\right)_{\text{rés}}$ par mesure directe, on peut employer l'équation définissant p pour calculer en valeur absolue le temps de relaxation transversale T_2.

Nous avons effectué ce calcul pour des solutions aqueuses d'alun de chrome de concentration connue. Nos résultats complètent ceux que BLOEMBERGEN a obtenus pour d'autres ions paramagnétiques.

Sur le problème de l'élimination des divergences dans la théorie des champs quantifiés

par D. RIVIER et E. C. G. STUECKELBERG (Genève).

L'objet de cette communication est un travail à paraître dans les H. P. A. XXII, 3.

Zum Problem der Selbstspannung des Elektrons

von FELIX VILLARS.

Ausführlichere Publikation erfolgt später.

Strahlungstheoretische Korrekturen zur Paarerzeugung und zur Bremsstrahlung

von Res Jost und J. M. Luttinger*) (Phys. Inst. ETH. Zürich).

Die neuere Quantenelektrodynamik gestattet es, die Divergenzschwierigkeiten, die der älteren Formulierung anhafteten, zu umgehen und so wenigstens Korrekturen der Ordnung e^2 zu den bekannten, störungstheoretisch berechneten Effekten zu bestimmen[1]).

Wenn schon ihre Methoden nicht vollständig ohne Zusatzvorschriften, die der Theorie an sich fremd sind, auskommen[2]), so sind die so gewonnenen Resultate doch glaubwürdig und stimmen mit der Erfahrung überein[3]). Der Vergleich mit dem Experiment bezieht sich bisher aber nur auf nichtrelativistische Teilchenenergien, und es erscheint wünschenswert durch Versuche mit energischen Teilchen die Gültigkeit der jetzigen Methoden und Ansätze weiterhin zu erproben. In Frage stehen dabei Streuprozesse. Für die elastische Streuung an einem äusseren Kraftfeld hat J. Schwinger die e^2-Korrektur ohne Vernachlässigung in Bornscher Näherung ausgerechnet[4]).

Comptoneffekt[5]), Paarerzeugung und Bremsstrahlung können nach denselben Methoden behandelt werden, ohne dass neue grundsätzliche Schwierigkeiten auftreten. Auch die formalen Methoden von J. Schwinger, insbesondere die Methode der Zusammenfassung von Termklassen in der Form von Integralen über Ableitungen der δ-Funktionen sind anwendbar[6]). Die Massenrenormalisation kann vereinfacht werden durch explizites Einführen des störungsmässig berechneten Selbstenergieoperators

$$\text{const.} \int d^3x \int d^4x' \, \overline{\psi}(x) \, \gamma_\sigma \left[\overline{D}(x-x') \, S^1(x-x') + D^1(x-x') \, \overline{S}(x-x') \right] \gamma_\sigma \, \psi(x') + \text{c. c.}$$

an Stelle von

$$\delta m \int d^3 x \, \overline{\psi}(x) \, \psi(x) \, .$$

Hinsichtlich des Einflusses anderer geladener Teilchen, die zwar im Anfangs- und Endzustand nicht auftreten, aber in den Zwischenzuständen eine wesentliche Rolle spielen können, gilt, dass sie die e^2-Korrektur für Effekte ohne äusseres Feld (z. B. Comptoneffekt) nicht verändern, für Effekte mit einem äusseren Feld (Elastische Streuung, Paarerzeugung usw.) aber diese Korrektur nur verändern, soweit sie, durch die Vakuumpolarisation, das streuende Feld abändern.

---

*) National Research Fellow (U. S. A.).

Die Ausrechnung der Korrekturen für Paarerzeugung und Bremsstrahlung für den extrem relativistischen Fall ist im Gange und wir hoffen in naher Zukunft Resultate mitteilen zu können.

Literatur.

[1]) Z. B. J. SCHWINGER, Quantum Electrodynamics, I. Phys. Rev. **74**, 1439 (1948); II. Phys. Rev. **75**, 651 (1949); III. Im Druck. Wir danken Herrn J. SCHWINGER, dass er uns die Arbeit vor der Drucklegung zur Verfügung gestellt hat.

[2]) W. PAULI and F. VILLARS, Rev. Mod. Phys. im Druck.

[3]) Lamb-shift und anomales magnetisches Moment des Elektrons, z. B. H. A. BETHE, Solvay Report 1948.

[4]) J. SCHWINGER, Phys. Rev. **75**, 898 (1949).

[5]) R. SCHAFROTH, Diskussionsbemerkung Pauli Solvay, Report 1948, Phys. Rev. **75**, 1111 (1949); H.P.A. dieses Heft.

D. FELDMANN and J. SCHWINGER, Phys. Rev. **75**, 338 (1948).

[6]) J. SCHWINGER, l. c., Teil III.

Höhere strahlungstheoretische Näherungen zur Klein-Nishina-Formel

von R. SCHAFROTH (ETH. Zürich).

Bekanntlich sind in der letzten Zeit von der neuen Quantenelektrodynamik Methoden entwickelt worden, die eine physikalisch begründete und in sich konsistente Elimination der Divergenzen gestatten[1])[2])[3]). Damit sind die strahlungstheoretischen Korrekturen zu vielen Problemen einer Berechnung zugänglich geworden, bei denen bis anhin die Theorie wegen des Auftretens der erwähnten Divergenzen keine Aussagen machen konnte.

Wir haben diese Verfahren verwendet, um die e^6-Korrekturen zur Klein-Nishina-Formel zu bestimmen. (Wir verwenden durchwegs natürliche Heaviside-Einheiten $\hbar = c = 1$; damit ist $e^2 = 4\,\pi/137$).

Ausgehend von der Schrödingergleichung des Systems

$$i\,\frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + H)\,\Psi \tag{1}$$

wo H_0 die Hamiltonfunktion der ungestörten Felder,

H die Wechselwirkungsenergie bedeutet,

gehen wir, in Anlehnung an SCHWINGER[2]), zu einer anderen Darstellung über, in welcher die ungestörte Zeitabhängigkeit auf die Observablen übergewälzt wird: der sog. „interaction representation". Im Sinne einer Renormalisation der Massen muss man dabei die Selbstenergie als untrennbar mit der Masse verknüpft betrachten und mit in die Zeitabhängigkeit nehmen. Wir müssen also für diese ansetzen:

$$\Psi = e^{i(H_0 + W)t}\,\Psi' \tag{2}$$

Für den Selbstenergieoperator W setzt man vorteilhaft die Form ein, die sich aus der Störungstheorie ergibt:

$$W = \frac{1}{4} \int d^3 x \int d^4 x' \left(\overline{\psi}(x) \gamma_\mu [D_1(x-x') \overline{S}(x-x') + \overline{D}(x-x') S_1(x-x')] \gamma_\mu \psi(x')\right) + \text{conj.} \tag{3}$$

da der direkte Ansatz einer Massenrenormalisation

$$W^4 = \delta m \int d^3 x \left(\overline{\psi}(x) \psi(x)\right) \tag{4}$$

auf Schwierigkeiten führt.

Die transformierte Schrödingergleichung wird

$$i \frac{\partial \Psi'}{\partial t} = (H - W) \Psi' \tag{5}$$

Ausserdem ist es wesentlich, durch eine weitere kanonische Transformation eine Umdefinition der Felder vorzunehmen. Ihre Bedeutung ist allgemein, die Felder derart zu entkoppeln, dass ein einzelnes freies Teilchen von der Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld befreit wird. Diese Transformation kann sinngemäss nur zusammen mit der oben bereits durchgeführten Massenrenormalisation vorgenommen werden.

Um die Lorentzinvarianz nicht zu zerstören, ist es vorteilhaft, die longitudinalen Photonen nicht zu eliminieren. Man setzt also für die Wechselwirkung an:

$$H = -\int d^3 x \, j_\mu(x) \, A_\mu(x) \tag{6}$$

wo $j_\mu(x)$ der Strom des Elektronenfeldes, $A_\mu(x)$ das Viererpotential ist, das in der gewöhnlichen Darstellung (1) die Gleichung erfüllt: $\Box A_\mu = -j_\mu$.

Dabei muss die Lorentzsche Nebenbedingung erfüllt sein:

$$\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} \cdot \Psi = 0 \tag{7}$$

Es lässt sich zunächst zeigen, dass wir die Nebenbedingung (7) vernachlässigen dürfen, wenn wir das Photonenvakuum definieren als den Zustand, wo weder transversale noch longitudinale Photonen vorhanden sind.

*

Auf dieser Grundlage führt man nun die Störungstheorie durch und berechnet die e^6-Terme in der Entwicklung des Streuquerschnittes für den Comptoneffekt:

$$d\sigma = e^4 d\sigma_4 + e^6 d\sigma_6 + \ldots \tag{8}$$

wo $e^4 d\sigma_4$ der Klein-Nishina-Querschnitt ist. Die zunächst erhaltene Formel enthält noch unbestimmte Ausdrücke und erhält erst durch Anwendung eines konsistenten Limitierungsverfahrens einen eindeutigen Sinn. Die Anwendung der Methode der Regulatoren von Pauli und Villars[4]) liefert einen wohlbestimmten Ausdruck für $d\sigma_6$, bei dem die Ultraviolettschwierigkeiten vollständig verschwinden. Er enthält indessen noch eine Divergenz im Ultraroten, deren Existenz bekanntlich wohlbegründet ist und daher rührt, dass tatsächlich bei jedem Streuprozess ausser dem gestreuten unendlich viele Photonen beliebig kleiner Energie emittiert werden[5]). Die einzige physikalisch sinnvolle Fragestellung ist die nach dem Wirkungsquerschnitt $d\sigma_6'(\mu)$ eines Prozesses, bei dem ausser dem in ein bestimmtes Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreuten Photon keine weiteren Photonen mit einer Energie $>\mu$ emittiert werden. Dabei ist μ eine Schranke, für die eine untere Grenze festgelegt ist durch das Gebiet, wo die Mehrfachprozesse von Bedeutung werden, und die nach oben den experimentellen Beobachtungsmöglichkeiten angepasst werden kann. Für diesen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_6'$ erhält man einen endlichen Wert. Eine eventuell darin enthaltene Renormalisation der Ladung kann durch geeignete Wahl der Regularisierungsvorschrift zum Verschwinden gebracht werden. Ihre genaue Festlegung geschieht durch die Forderung dass im unrelativistischen Grenzfall die Korrekturen verschwinden sollen[3]). Physikalisch bedeutet das, dass man die Elementarladung durch die Thomsonsche Streuformel definiert.

Die Auswertung ist erst für kleine Energien durchgeführt[6]). Die Rechnung für den Fall extrem-relativistischer Energien ist im Gange.

Literatur.

[1]) J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 415 (1948); A. W. Lewis, Phys. Rev. **73**, 173 (1948); S. T. Epstein, Phys. Rev. **73**, 177 (1948); S. Tomonaga, Phys. Rev. **74**, 224 (1948) und Progr. Th. Phys. **21**, 183 (1948).

[2]) J. Schwinger, Phys. Rev. **74**, 1439 (1948); Phys. Rev. **75**, 651 (1949).

[3]) E. Corinaldesi und R. Jost, HPA. **21**, 183 (1948).

[4]) Pauli und Villars, im Druck.

[5]) R. Jost, Phys. Rev. **52**, 54 (1947).

[6]) R. Schafroth, Phys. Rev. **75**, 1111 (1949).

Die Curiekonstante von $BaTiO_3$-Einkristallen

von H. Gränicher (ETH. Zürich).

Der Verlauf der Dielektrizitätskonstanten ε der Seignetteelektrika lässt sich oberhalb der Curietemperatur Θ gut durch ein Curie-Weiss-Gesetz wiedergeben.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{C}{T - \Theta} \tag{1}$$

Die Curiekonstante C ist für die Theorie der Seignetteelektrizität von grossem Interesse und daher wurden an besonders reinen, fast farblosen $BaTiO_3$-Einkristallen neue dielektrische Messungen vorgenommen.

Die untersuchten Kristalle bildeten gut vermessbare Parallelepipede. Sie besassen im Curiegebiet vorwiegend Domänen, deren a-Richtung in der Richtung des angelegten Feldes lag. Der verwendete Nullindikator der Kapazitätsmessbrücke war so empfindlich, dass bei einer Frequenz von 15 kHz eine Spannung von nur

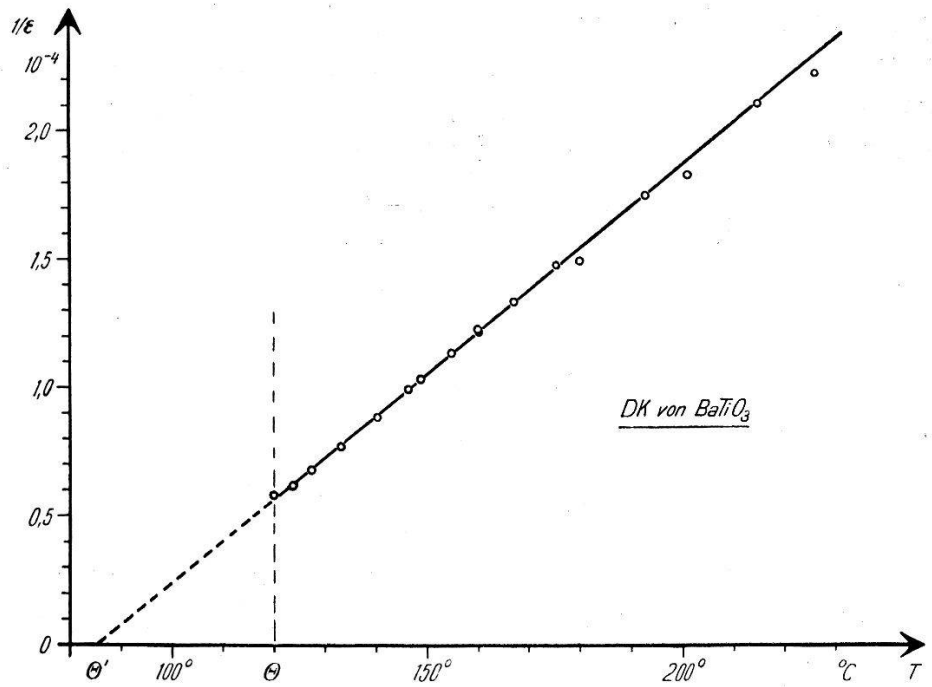


Fig. 1.

0,16 Volt eff. am Kristall zur Messung genügte. Dies entspricht einer maximalen Feldstärke im Kristall von 6 Volt/cm. Vorversuche zeigten, dass in der Nähe des Curiepunktes die DK praktisch linear mit der Messfeldstärke zunimmt, und zwar ergibt das grösste verwendete Feld von 100 Volt/cm einen Zuwachs für ε von zirka 3%. Die durch eine Feldstärke von 6 Volt/cm verursachten Fehler sind also weit innerhalb der Messgenauigkeit der Brücke.

In der graphischen Darstellung (Fig. 1) wurden die Mittelwerte von $1/\varepsilon$ zweier Kristalle als Funktion der Temperatur aufgetragen. Man erhält eine Gerade, was zeigt, dass im Temperaturbereich bis $T - \Theta = 100^0$ die Untergrunds-DK ε_0 gegenüber dem temperaturabhängigen Anteil vernachlässigt werden darf. Aus der Neigung der Geraden ergibt sich eine Curiekonstante von 600000. Unerwartet ist aber, dass die Gerade die Abszisse nicht im Curiepunkt $\Theta = 120{,}0^0$ C, wo das Auftreten der spontanen Polarisation beobachtet wird, sondern erst in einem extrapolierten Schnittpunkt bei $85{,}6^0$ C schneidet.

Eine mögliche Erklärung ist die, dass es sich in Analogie zu den Ferromagnetika um einen paraelektrischen Curiepunkt Θ' handelt, was bei Seignetteelektrika allerdings bisher nie beobachtet wurde. Dieser paraelektrische Curiepunkt könnte aber nicht erreicht werden, da unterhalb 120^0 C der Zustand spontaner Polarisation der stabilere ist.

Es gibt aber auch noch eine andere Deutungsmöglichkeit. Auch bei aufgedampften Silberelektroden sind Schichten niedriger *DK* oder Spalte an der Oberfläche oder im Innern des Kristalls denkbar. Setzt man für den homogenen Kristall ein Curie-Weiss-Gesetz von der Form (1) voraus, so misst man, wenn a die Kristalldicke und s die mittlere totale Spaltbreite bedeuten, eine scheinbare *DK* ε_g:

$$\varepsilon_g = \frac{a\,\varepsilon}{a + s\varepsilon} = \frac{a\,\varepsilon_0\,(T-\Theta) + a\,C}{(a + s\,\varepsilon_0)\,(T-\Theta) + s\,C} \tag{2}$$

In der schon vorhin angewandten Näherung $\varepsilon_0 =$ klein, wird somit:

$$\varepsilon_g = \frac{C}{T - \Theta'} \tag{3}$$

wobei ein scheinbarer Curiepunkt Θ' auftritt:

$$\Theta' = \Theta - \frac{a\,C}{s}$$

Bei einer mittleren Kristalldicke von $a = 0{,}365$ mm erhält man daraus einen „Spalt" von 209 Å. Anderseits kann der Spalt auch unmittelbar aus der *DK*-Spitze beim Curiepunkt berechnet werden, weil dort die *DK* als praktisch unendlich angesehen werden darf. Es ergibt sich

$$s = \frac{a}{\varepsilon_{g\Theta}} = 214 \text{ Å}$$

Wird mit diesem Werte von s mit Ausgleichsrechnung und mit der genauen Formel (2) die Curiekonstante bestimmt, so findet man

$$C = (650 \pm 50) \cdot 10^{3\,0}$$

oder bezogen auf die Suszeptibilität: $\frac{C}{4\pi} = 52000^0$.

Bemerkenswert ist aber, dass dieser im Vergleich zu früher veröffentlichten Messungen hohe C-Wert unabhängig davon ist, wie der vom Curiepunkt Θ abweichende Schnittpunkt Θ' der Curie-Weiss-Geraden gedeutet wird. Neuere Messungen an Kristallen anderer Zuchten ergaben jedoch individuell verschiedene extrapolierte Schnittpunkte, was eher gegen die Möglichkeit eines paraelektrischen Curiepunktes spricht.

Elastische Messungen an piezoelektrischen Kristallen mit der Methode von Schäfer und Bergmann

von F. Jona (ETH. Zürich).

Die Methode von Schäfer und Bergmann für die Bestimmung der Elastizitätskonstanten von durchsichtigen Stoffen mittels Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen[1]) wurde zur Untersuchung der elastischen Eigenschaften von Seignettesalz, schwerem Kaliumphosphat und Natriumchlorat verwendet. Die Untersuchung von Seignettesalz mit der Anordnung von Schäfer und Bergmann bietet grosse Schwierigkeiten, die im folgenden kurz aufgezählt sind:

1. Herstellung von grossen, *glasklaren* Stücken (ca. 1 cm³), welche keine inneren Inhomogenitäten, Verunreinigungen oder Risse aufweisen. Das Unterschreiten des Curiepunktes beim Wachstum (Absenken der Temperatur einer bei 40° C gesättigten wässerigen Lösung) und die schlechten mechanischen Eigenschaften des Stoffes sind die Hauptursachen für das Auftreten von Störungen im Kristall.
2. Erreichung einer optischen Politur der Oberfläche, welche die Abbildung einer Lochblende von etwa $^3/_{100}$ mm Durchmesser auf einem 2 m weit entfernten Schirm sauber erlauben soll. Die Kristalle müssen in trockenem Raum aufbewahrt und nie mit nackten Fingern angefasst werden.
3. In der Nähe des oberen Curiepunktes, also bei Zimmertemperatur, ist die Dämpfung im Kristall vor allem für die Transversalwelle, welche mit der Scherung x_4 verbunden ist (Elastizitätskonstante c_{44}), infolge der Verluste, die von der piezoelektrischen Hysteresis herrühren[2]), ausserordentlich gross[3])[4]). Die von jener Welle hervorgerufenen Dichteänderungen sind deshalb meistens zu klein, um eine Beugung des Lichtes zu ermöglichen.
4. Durch den Schwingungsvorgang erwärmt sich das untersuchte Stück so, dass schon nach einigen Sekunden eine Verwischung der Beugungspunkte auftritt und die Politur beschädigt wird. Der Kristall muss mit einem kalten und trockenen Luftstrom gekühlt werden. Die Aufnahmen werden in Etappen von 5 bis

10 Sekunden ausgeführt. Dazwischen liegen Pausen von 1 bis 2 Minuten.

In Fig. 1 ist die Beugungsaufnahme von Seignettesalz bei Durchstrahlung in Richtung der kristallographischen c-Achse wiedergegeben. Der Kristall wurde mittels einer Piezoquarzplatte in der Richtung der Winkelhalbierenden der a- und b-Achse mit einer Frequenz von 19,6 MHz erregt. Kleine innere Störungen und kleine Inhomogenitäten der Politur konnten nicht vermieden werden, so dass um den Zentralfleck ziemlich viel störendes Streulicht vorhanden ist. Die Figur erlaubt die Bestimmung der Konstanten c_{11}, c_{22}, c_{66} und c_{12}. In Fig. 2 ist die Beugungsaufnahme von Seignettesalz bei Durchstrahlung in Richtung der kristallographischen b-Achse wiedergegeben. Die Erregung geschah in Richtung der a-Achse mit ca. 18 MHz.

Die Aufnahme zeigt Punkte der $\pm$ 1., $\pm$ 2., $\pm$ 3. Ordnung. Sie ermöglicht die Messung der Elastizitätskonstanten c_{11}, c_{33}, c_{55} und c_{13}.

Beide Beugungsfiguren wurden bei Zimmertemperatur aufgenommen.

Die Beugungsfigur bei Durchstrahlung in der seignetteelektrischen a-Richtung ist vorläufig unvollständig. Der innere Teil der Figur, der von longitudinalen und quasi-longitudinalen Wellen herrührt, ist gut sichtbar. Der äussere Teil, der von Transversalwellen hervorgerufen wird, ist bei den Untersuchungen bei Zimmertemperatur infolge der grossen Dämpfung nicht zu beobachten. Die berechneten Elastizitätskonstanten stimmen gut mit den Literaturwerten überein.

Mit derselben Methode wurden die elastische Eigenschaften vom schweren Kaliumphosphat (KD_2PO_4) und vom kubischen piezoelektrischen Kristall $NaClO_3$ untersucht.

Zwischen den mit der Anordnung von Schäfer und Bergmann optisch bestimmten Elastizitätskonstanten und den aus der Resonanzfrequenz von Stäben und Platten[5]) berechneten sind Diskrepanzen vorhanden, die vor allem daher kommen, dass die Theorie von Fues und Ludloff[1]) für die Auswertung der Beugungsfiguren nur für nicht piezoelektrische Kristalle streng richtig ist. Unsere Rechnungen zeigen, dass z. B. im Falle des KH_2PO_4 die Grösse c^E_{66} (d. h. bei konstantem elektrischem Feld) gemessen wird, während andere Autoren[6]) behaupten, die Grösse c^D_{66} (d. h. bei konstanter dielektrischer Verschiebung) gemessen zu haben. Die entsprechende Korrektur ist bekanntlich bei Temperaturen weit oberhalb des Curiepunktes, also für KH_2PO_4 bei Zimmertemperatur, kaum

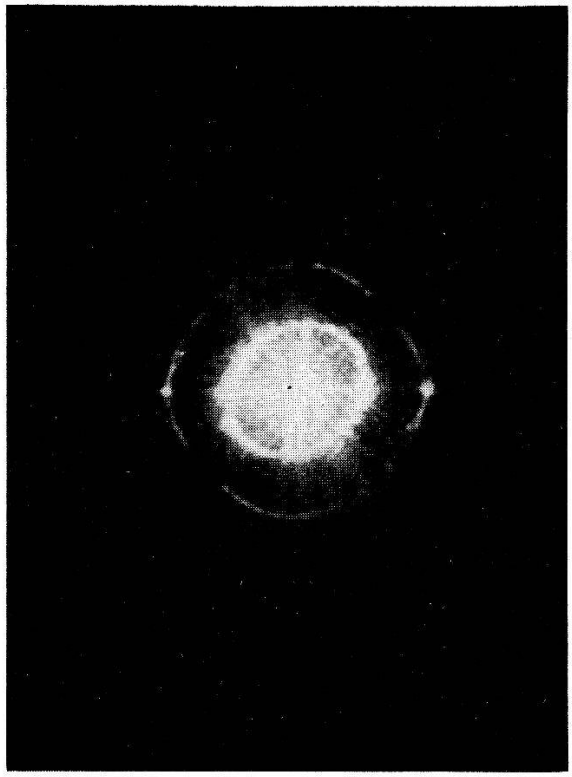


Fig. 1.
Seignettesalz: Beugungsfigur bei Durchstrahlung in Richtung der *c*-Achse.

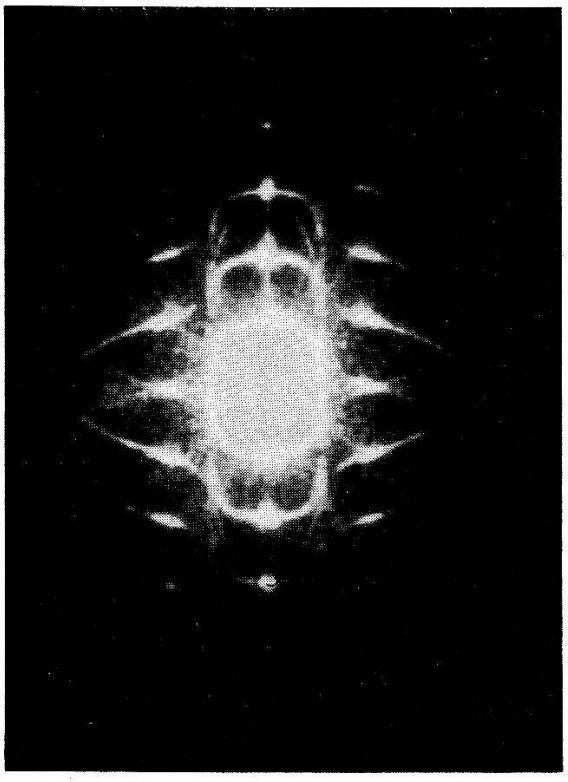


Fig. 2.
Seignettesalz: Beugungsfigur bei Durchstrahlung in Richtung der *b*-Achse.

von Belang (etwa 1%), wird aber merklich in der unmittelbaren Nähe des Curiepunktes.

Die Diskrepanzen lassen sich jedoch nicht allein mit dem Unterschied zwischen c^D und c^E erklären. Als weitere Ursachen der Unstimmigkeiten kommen in Frage:

1. Bei den benützten Frequenzen verursacht die piezoelektrisch bedingte Polarisation einen elastischen Randeffekt, infolgedessen der Kristall nicht mehr frei, sondern teilweise geklemmt schwingt. Das Studium dieses Randeffektes ist im Gange.
2. Es ist möglich, dass die Elastizitätskonstanten eine Frequenzabhängigkeit aufweisen. Eine solche ist bei KH_2PO_4 bei Zimmertemperatur kaum zu erwarten, weil die Dielektrizitätskonstante ε_c dieses Salzes bis zu sehr kurzen Wellen[7]) keine Frequenzabhängigkeit zeigt. Eine Dispersion der Elastizitätskonstanten liesse sich sicher auf eine Dispersion der Dielektrizitätskonstante zurückführen. Es ist aber anzunehmen, dass die Elastizitätskonstanten am Curiepunkt frequenzabhängig werden. In dieser Hinsicht wäre eine Messung der Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε_c von KH_2PO_4 am Curiepunkt sehr zu begrüssen.

Literatur.

[1]) C. Schäfer und L. Bergmann, E. Fues und H. Ludloff, Sitz. Ber. Berl. Akad. 1935.
[2]) B. Matthias, H.P.A. XVI, 99 (1943).
[3]) H. B. Huntington, Phys. Rev. **72**, 321 (1947).
[4]) W. J. Price, Phys. Rev. **75**, 946 (1949).
[5]) D. Reverdin, Diplomarbeit ETH. 1946, unveröffentlicht.
[6]) B. Zwicker, H.P.A. XIX, 523 (1946).
[7]) W. P. Mason, Phys. Rev. 69/1, 188 (1946) und briefliche Mitteilung von W. Merz (Messungen von W. A. Yager).

Feldabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ε_c bei KH_2PO_4

von H. Baumgartner (ETH. Zürich).

Im Temperaturbereich knapp oberhalb des Curiepunktes (— 145 bis — 150° C) ist ε_c stark feldabhängig (siehe Fig. 1). Die Kapazität eines Kristallkondensators sinkt, sobald der Wechselspannung der Messbrücke eine Gleichspannungskomponente beigefügt wird. Um die differentielle Suszeptibilität zu erhalten, darf man nur mit sehr kleinen Wechselspannungen messen. Im gleichen Temperaturbereich existiert ein beträchtlicher elektrokalorischer Effekt, der einen Einfluss auf die Feldabhängigkeit der DK ausübt. Eine Feldänderung dE bewirkt eine Temperaturänderung $dT = \frac{T}{c_E}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_E dE$. Die

Temperatur des Kristalls schwankt im Takte der Brückenwechselspannung (1000 Hz). Diese Temperaturänderungen bewirken, da die Polarisation bei einem konstanten Vorfeld stark temperatur-

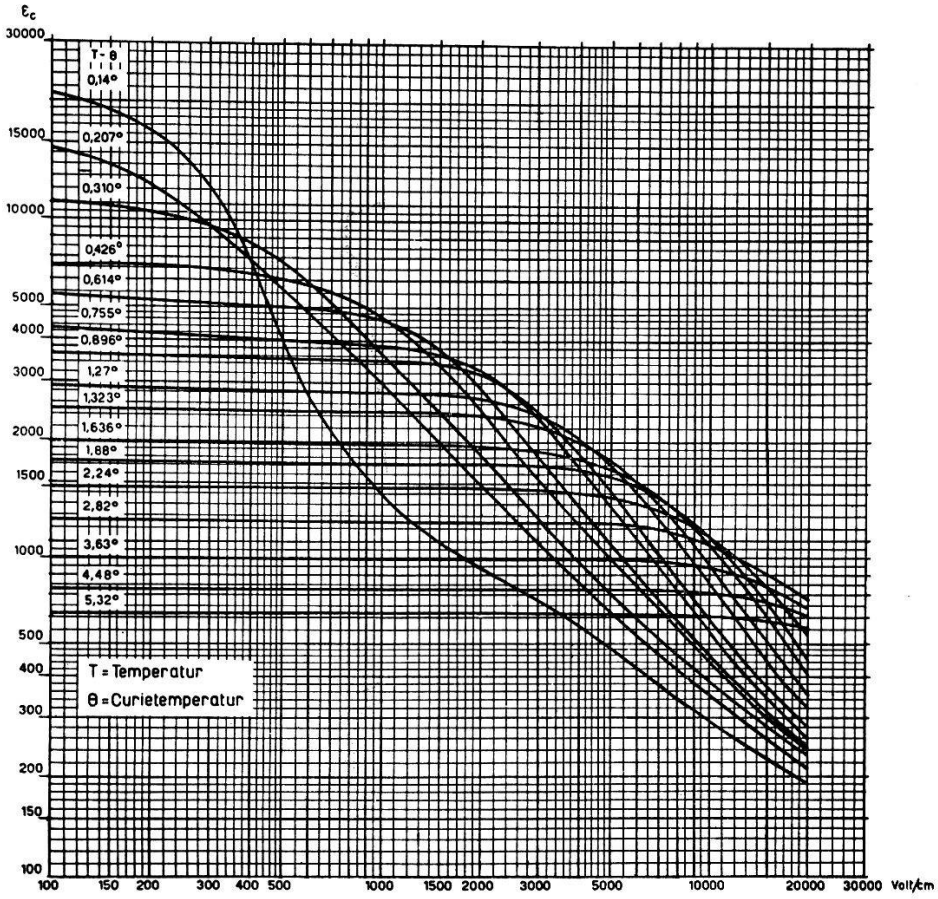


Fig. 1.

Feldabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε_c.

abhängig ist, zusätzliche Polarisationsänderungen $dP = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_E dT$ die den ursprünglichen durch das Feld an und für sich hervorgerufenen $dP = \left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_T dE$ entgegengesetzt sind.

Es gilt also:

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_T dE + \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_E dT \text{ wobei } dT = \frac{T}{c_E}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_E dE$$

und c_E = spezifische Wärme bei konst. Feld E.

Die Kombination dieser zwei Gleichungen führt zur partiellen Differentialgleichung:

$$\frac{1}{\frac{\varepsilon - 1}{4\pi}} = \frac{1}{\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_T} + \frac{T}{c_P}\frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_E^2}{\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_T^2}$$

$\frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ = adiabatische gemessene Suszeptibilität. c_E muss durch das feld- und temperaturunabhängige c_P (spez. Wärme bei konstanter Polarisation) ersetzt werden, wobei gilt:

$$c_E = T \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_E^2}{\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_T} + c_P$$

Die Integration der Differentialgleichung lässt sich mit dem Ansatz: $P = \Phi\left(\frac{E + \gamma P}{T}\right)$ ohne Schwierigkeiten durchführen.

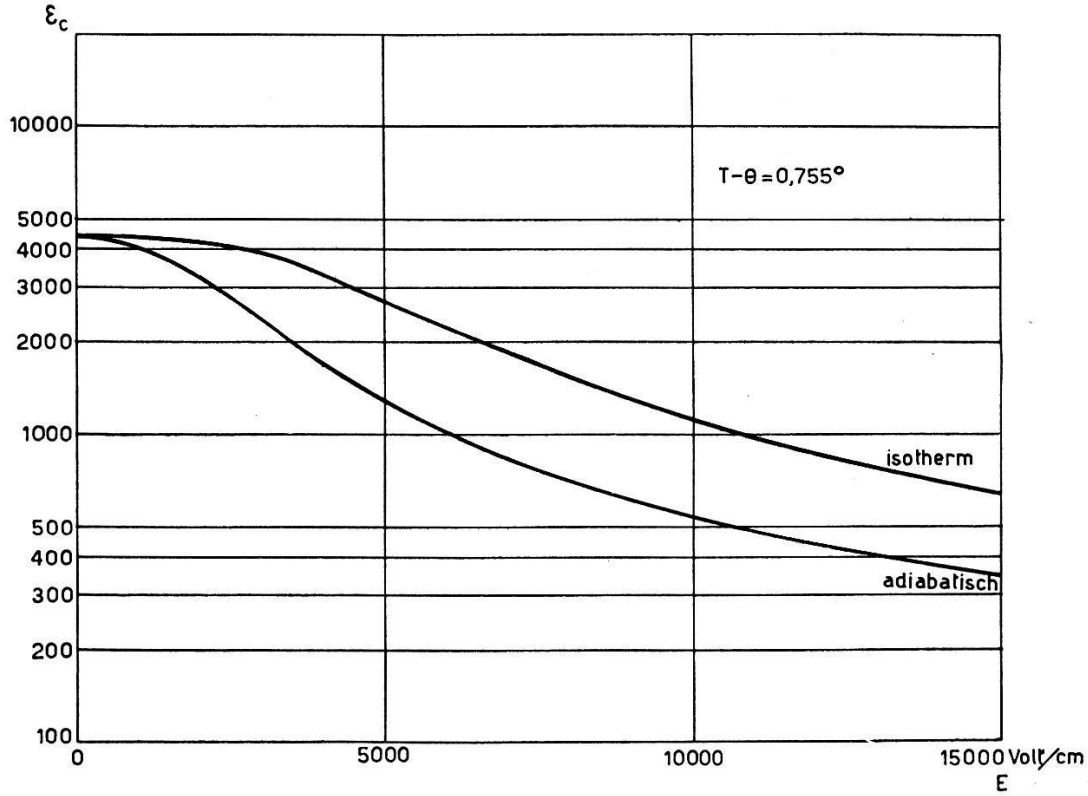


Fig. 2.

Adiabatische und isotherme Dielektrizitätskonstante.

Die Resultate der Integration bei verschiedenen Temperaturen stimmen unter sich überein und stehen in Einklang mit den Werten von Φ, die sich aus der Temperaturabhängigkeit der spontanen Polarisation berechnen lassen. Der verwendete Ansatz ist also gerechtfertigt.

Fig. 2 zeigt für die Temperatur $T - \Theta = 0{,}755^0$ das gemessene adiabatische und das aus der Integration berechnete isotherme ε_c.

Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Eine verallgemeinerte Theorie der Seignette-Elektrizität

von A. von Arx (ETH. Zürich).

Die meisten Theorien der Seignette-Elektrizität beruhen in Analogie zur Weiss'schen Theorie des Ferromagnetismus auf der Annahme, dass elektrische Dipole durch Lorentz'sche *innere Felder* gekoppelt sind. Die als Lorentzfaktoren[1]) bezeichneten Koeffizienten, welche die Dipolwechselwirkung beschreiben, haben bestimmte Symmetrieeigenschaften, die in frühren Arbeiten unbeachtet blieben. Auf Grund dieses Symmetriecharakters gilt die aus der ursprünglichen eindimensionalen Theorie folgende Beziehung

$$C = L_0' \frac{(P_s)^2_{\max}}{kN} \; ; \qquad L_0' = \left.\frac{dL(x)}{dx}\right|_{x=0} \tag{1}$$

zwischen der Curiekonstanten C, dem Sättigungswert der spontanen Polarisation $(P_s)_{\max}$ und der Anzahl der permanenten Dipole pro Volumeneinheit N auch in einer stark erweiterten dreidimensionalen Theorie, die auf folgenden Voraussetzungen beruht:

1. Polarisationsträger sind einerseits permanente Dipole in einer einzigen, beliebig zähligen kristallographischen Punktlage und anderseits induzierte Dipole (Atom- und Elektronenpolarisation) in beliebiger Anzahl.
2. Die Richtung des mittleren Dipolmomentes der permanenten Dipole ist fest vorgegeben: entweder, weil der Dipol nur 2 Einstellmöglichkeiten hat (KH_2PO_4) oder aus Symmetriegründen ($BaTiO_3$).
3. Die seignette-elektrische Achse ist polar.
4. Die Untergrundspolarisierbarkeiten und die Lorentzfaktoren sind temperatur- und polarisationsunabhängig.

Substanz	$(P_s)_{\max}$ $g^{\frac{1}{2}}\,cm^{-\frac{1}{2}}\,s^{-1}$	N cm^{-3}	L_0'	$L_0' \frac{(P_s)^2_{\max}}{kN}$	C	Literatur
KH_2PO_4	$1{,}5 \cdot 10^4$	$2{,}06 \cdot 10^{22}$	1	79	259	[1]) [2])
KH_2AsO_4	$1{,}5 \cdot 10^4$	$1{,}91 \cdot 10^{22}$	1	85	265	[1])
$BaTiO_3$	$4{,}8 \cdot 10^4$	$1{,}56 \cdot 10^{22}$	$1/3$	357	52000	[3]) [4])

Die Form der allgemeinen Langevinfunktion $L(x)$ hängt von der Anzahl der Einstellmöglichkeiten des permanenten Dipols ab. Da die in die „Weiss'sche Identität" (1) eingehenden Grössen ziemlich gut bekannt sind, eignet sie sich zum Vergleich zwischen Theorie und Experiment.

Für die Seignette-Elektrika der KH_2PO_4-Gruppe nehmen wir an, dass die Protonen sich wie Dipole mit 2 Einstellmöglichkeiten ver-

halten, da der Wasserstoffbrücke polarer Charakter zukommt: $L(x) = \mathrm{Tg}\, x$ und $L_0' = 1$. Die Diskrepanz um einen Faktor 3 zwischen gemessenen und theoretischen Werten ist nicht schwerwiegend, da die Beschreibung der Dipolwechselwirkung durch Lorentz'sche Felder als erste Approximation eines äusserst komplizierten Kooperationsphänomens gewertet werden muss.

Für $BaTiO_3$ ergibt sich für das von MASON und MATTHIAS[5]) vorgeschlagene Modell eines permanenten Dipols mit 6 Einstellmöglichkeiten eine grössenordnungsmässige Abweichung zwischen Theorie und Experiment; die Annahme permanenter, durch Lorentz'sche Felder gekoppelter Dipole steht somit im Widerspruch zu den Messungen. Dieses Resultat widerspricht den Ergebnissen von MASON und MATTHIAS, obschon ihre Theorie im wesentlichen ein Spezialfall unserer Berechnungen ist (nur ein Lorentzfaktor und eine Untergrundspolarisierbarkeit) und deshalb auf eine zu (1) analoge Beziehung führen sollte. Diese Diskrepanz hat zwei Ursachen: 1. ist in der erwähnten Arbeit die mathematische Behandlung der Untergrundspolarisation inkonsequent und 2. verwenden die Autoren eine Curiekonstante, die gemäss neueren Messungen[4]) erheblich zu klein ist.

Die Seignette-Elektrizität von $BaTiO_3$ lässt sich prinzipiell auch ohne die Annahme permanenter Dipole als Phänomen der Untergrundspolarisation beschreiben. Ein quantitativer Vergleich zwischen einer solchen Theorie und den Messresultaten ist ausgeschlossen, da genaue Angaben über die Atom- und Elektronenpolarisierbarkeiten und ihre Temperaturabhängigkeit fehlen. Immerhin kann aus den numerischen Berechnungen der Schluss gezogen werden, dass dieser Mechanismus infolge der hohen Elektronenpolarisierbarkeit der Sauerstoffionen 0^{--}, die sich auch in einem grossen Brechungsindex $n = 2{,}42$[6]) äussert, für das dielektrische Verhalten von $BaTiO_3$ wesentlich sein könnte. Im parelektrischen Temperaturgebiet resultiert ein Curie-Weiss'sches Gesetz, dessen Konstante die richtige Grössenordnung hat. Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Literatur.

1) BUSCH, H.P.A. **11**, 269 (1938).
2) VON ARX und BANTLE, H.P.A. **16**, 211 (1943).
3) HULM, Nature **160**, 127 (1947).
4) GRÄNICHER, H.P.A. **22**, 394 (1949).
5) MASON und MATTHIAS, Phys. Rev. **74**, 1622 (1948).
6) BUSCH, FLURY und MERZ, H.P.A. **21**, 212 (1948).

Pouvoir rotatoire et dichroïsme circulaire du méthyléthylcarbinol ($C_4H_{10}O$) en mécanique asymptotique quantifiée

par A. PETERMANN, Lausanne.

Kein Manuskript eingegangen.

Les ondes mécaniques dans les milieux élastiques, visqueux et plastiques et dans les milieux piézoélectriques

par R. MERCIER (Ecole polytechnique, Lausanne).

Lors de la propagation d'ondes mécaniques planes dans un milieu indéfini, celui-ci subit des dilatations et des glissements locaux. Si le milieu, supposé isotrope, est élastique, visqueux et plastique, ces trois propriétés joueront un rôle aussi bien dans la dilatation locale que dans les glissements. Or, il est possible de mettre ce rôle en évidence par un formalisme très symétrique. En effet, l'hypothèse la plus simple satisfaisant au principe de superposition consiste à admettre en premier lieu une relation différentielle entre la tension normale moyenne en un point (représentée par la trace du tenseur ψ des tensions) et la dilatation locale (mesurée par la trace du tenseur Φ des déformations). Cette relation revêtira la forme:

$$tr\,\dot{\psi} + f' \cdot \mathrm{tr}\,\psi = \frac{3}{\varkappa} \cdot \mathrm{tr}\,\dot{\Phi} + 3\,\lambda' \cdot \mathrm{tr}\,\ddot{\Phi} \qquad (1)$$

La valeur 1/3 tr ψ joue le rôle d'une extension de la notion de pression (changée de signe) introduite dans l'étude des fluides parfaits. $\varkappa$ est le coefficient de compressibilité, λ' celui de viscosité de dilatation et f' le module de plasticité de dilatation[1]). L'introduction formelle de ce dernier est tout aussi naturelle que l'emploi du coefficient de viscosité de dilatation et l'expérience seule décidera de son existence.

Une fois tenu compte du changement de volume, il reste à considérer la «déformation pure» en un point du milieu; celle-ci est représentée par ce qui reste du tenseur des déformations lorsqu'on y soustrait de chaque terme diagonal le tiers de la dilatation, soit

$$\Phi - \frac{1}{3} \cdot I \cdot \mathrm{tr}\,\Phi$$

où I est l'idem-facteur. Ayant admis dans (1) que la tension moyenne normale et sa vitesse sont responsables de la vitesse et de l'accélération de dilatation, il est naturel d'admettre une relation semblable entre la vitesse et l'accélération de déformation pure d'une part et

---

[1]) R. MERCIER, Bulletin Soc. vaud. sc. nat. Vol. **64**, 1949, p. 00.

les tensions tangentielles, les excès de tensions normales, et leurs vitesses d'autre part. La relation postulée sera donc:

$$\left(\dot{\psi} - \frac{1}{3} \cdot I \cdot \operatorname{tr} \dot{\psi}\right) + f\left(\psi - \frac{1}{3} \cdot I \cdot \operatorname{tr} \psi\right)$$
$$= 2\,G\left(\dot{\Phi} - \frac{1}{3} \cdot I \cdot \operatorname{tr} \dot{\Phi}\right) + 2\,\eta\left(\ddot{\Phi} - \frac{1}{3} \cdot I \cdot \operatorname{tr} \ddot{\Phi}\right) \qquad (2)$$

Dans celle-ci, G est le module de glissement ou de rigidité, η le coefficient de viscosité habituel tandis que f désigne le module de plasticité de déformation pure.

Les deux relations (1) et (2) font bien ressortir dans le cas du solide purement élastique les rôles nettement séparés joués par la résistance à la pénétration $1/\varkappa$ d'une part et la rigidité de forme, G, d'autre part; on vérifie d'ailleurs facilement l'équivalence de (1) et (2) avec les expressions classiques de la théorie de l'élasticité.

En appliquant ces relations générales au cas de la propagation d'ondes mécaniques (sonores ou ultrasonores) dans un fluide faiblement visqueux, on établit que celles-ci subissent une extinction dont la valeur est donnée par le coefficient

$$k_2 = -\frac{2\,\omega^2}{3\,\varrho\,u^3}\,\eta - \frac{\omega^2}{2\,\varrho\,u^3}\,\lambda' \qquad (3)$$

Le premier terme a déjà été proposé par Stokes et vérifié maintes fois avec plus ou moins de précision; l'existence du supplément d'extinction (représenté par le second terme) que provoque la viscosité de dilatation semble par contre être établie pour la première fois par les mesures de N. L. Lierbermann[1]).

Le problème de l'existence et de la propagation des ondes mécaniques dans un milieu élastique, mais piézoélectrique présente un aspect un peu plus compliqué. Il n'est étudié ici que le cas simplifié où les déplacements sont sensiblement parallèles à une direction unique. Alors on peut utiliser le module d'Young E_y et son inverse α, lié à la compressibilité et à la rigidité par l'expression

$$\alpha = \frac{3 + \varkappa G}{9\,G}$$

L'allongement spécifique ε dans la direction de la tension normale principale σ dépend encore du champ électrique E dans cette direction, selon la loi de Lippmann

$$\varepsilon = \alpha \cdot \sigma + d \cdot E \qquad (4)$$

(où d est le module piézoélectrique). Mais la distribution du champ

[1]) N. L. Lierbermann, Journ. of Acoust. Soc. of America, 1948, p. 868.

électrique n'est pas déterminée par les seules charges extérieures; elle dépend encore de la polarisation diélectrique P du milieu, elle-même sous la dépendance des tensions normales selon la loi de CURIE

$$P = k \cdot E + d \cdot \sigma \tag{5}$$

(où k est la susceptibilité diélectrique à tension constante).

Faisant alors appel aux lois générales de distribution et d'évolution de MAXWELL-LORENTZ, on établit que:

1° la tension σ, comme la vitesse de déplacement v, sont régies par une équation de D'ALEMBERT,

2° la célérité de phase dépend du module piézoélectrique d,

3° si les phénomènes sont harmoniques dans le temps, l'existence des ondes mécaniques modifie l'impédance motionnelle des circuits électriques; il en résulte une méthode purement électrique de détermination du module d'YOUNG E_y.

Enfin, en considérant un couplage mécanique entre un milieu piézoélectrique et un milieu élastique, visqueux et plastique, le module de YOUNG apparent du premier devient complexe et dépendant des six paramètre de propagation du second,

$$E = E(G, x, \eta, \lambda', f, f')$$

L'étude de sa dispersion par la méthode purement électrique permet de tirer des conclusions relatives à l'existence et aux valeurs des 4 derniers.

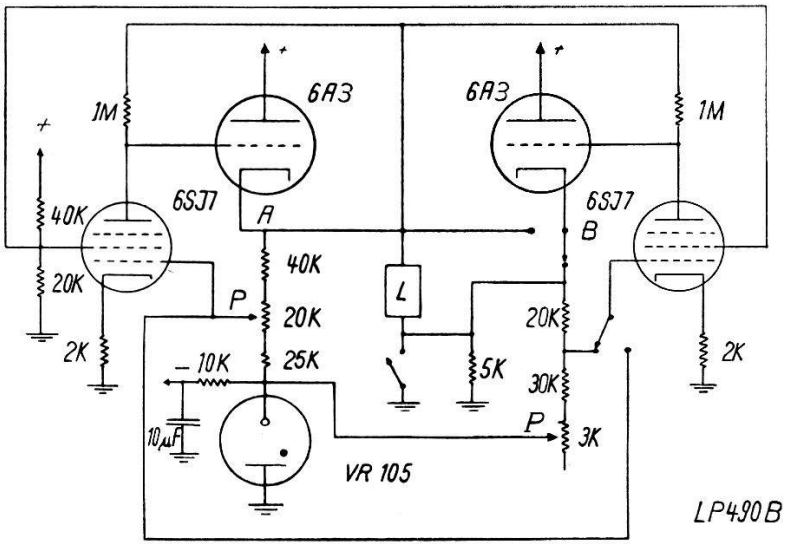
Redresseur stabilisé à potentiomètre électronique

par W. POPPELBAUM, Lausanne.

Un potentiomètre aux bornes d'un redresseur stabilisé rendant celui-ci inefficace vis-à-vis des variations de la résistance d'utilisation, on a réalisé au Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne un redresseur différentiel permettant de faire varier la tension de sortie par voie purement électronique entre 0 et 350 V. En particulier il s'agissait de pouvoir étalonner l'appareil une fois pour toutes indépendamment du courant dans la charge extérieure qui — en l'occurence — était inférieur à 50 mA pour la gamme des tensions de 0 à 175 V et inférieur à 120 mA pour la gamme de 175 V à 350 V.

Il est évident que les basses tensions (de l'ordre du volt) doivent être garanties au moins à 0,01 V près — pour des variations dans le réseau de 4% — l'ondulation étant sensiblement inférieure à ce chiffre.

La figure donne le schéma de l'appareil. Dans une première position d'un commutateur le montage est tout simplement formé de 2 triodes 6A3 en parallèle, les grilles étant commandées par 2 amplificateurs à courant continu (2 × 6SJ7) ayant un gain d'environ 1500. Pour un courant ne dépassant pas 120 mA on obtient toutes les tensions entre 175 V et 350 V en agissant sur le potentiomètre P.



Dans une seconde position du commutateur, la 6A3 et la 6SJ7 à droite forment un stabilisateur séparé à tension constante, cette tension pouvant être fixée entre 173 et 177 V à l'aide du potentiomètre p: ce réglage se fait une fois pour toutes.

A gauche par contre on utilise un stabilisateur classique, donnant toutes les tensions entre 175 V et 350 V. En connectant la charge entre les deux cathodes A et B, on obtient alors toutes les tensions entre 0 et 175 V.

Il importe de constater que l'ondulation entre A et B sera plus petite que les ondulations des stabilisateurs séparés, puisque l'alimentation commune des 2 stabilisateurs donne des ondulations en phase en A et B. Au fur et à mesure que la tension de A se rapproche de celle de B, les ondulations se détruisent de plus en plus, la contre-réaction des 6SJ7 étant convenablement réglée; dans le cas du prototype construit au laboratoire on obtient sur la première gamme des ondulations en tout cas inférieures à 2 mV (débit sur résistance pure ou condensateur).

Les calculs de la stabilité et de la résistance interne du redresseur pour la gamme 0—175 V donnent les résultats suivants: appelons μ et ϱ le coefficient d'amplification et la résistance interne des 6A3 dans la région linéaire des caractéristiques. Soient G_1 et G_2 les gains des 6SJ7 à gauche et à droite respectivement (on choisira en général

$G_1 = G_2$). Soit L la charge extérieure et désignons par k_1 et k_2 les rapports de la chute de tension entre les grilles des 6SJ7 et la VR105 à la chute de tension entre les cathodes des 6A3 et la lampe à gaz. En posant

$$K_1 = \mu\, G_1 k_1$$
$$K_2 = \mu\, G_2 k_2$$

on obtient comme résistance interne R_0 du redresseur et comme stabilisation S_0 les valeurs approximatives

$$R_0 = \varrho \frac{(K_1 + K_2)}{K_1 K_2}$$
$$S_0 = \frac{K_1 K_2}{K_2 - K_1}$$

Dans le cas du schéma et pour une tension de sortie de 100 V ($k_1 = 0{,}5$, $k_2 = 0{,}6$) on a par exemple $R_0 = 0{,}6\,\Omega$ et $S_0 = 15000$. Il ressort aussi des formules que pour $G_1 = G_2$ la stabilité devient infinie pour des tensions de sortie tendant vers 0.

Mentionnons enfin que la stabilité de l'ensemble vis-à-vis des fluctuations du réseau peut être améliorée par l'emploi de tubes ballast en série avec les filaments ou par des transformateurs à fuites.

Sur un phasemètre à tubes électroniques

par Jacques Gilbert (Zurich).

Le phasemètre électronique décrit dans cette communication est destiné à mesurer par une lecture directe la différence de phase entre deux tensions électriques alternatives de basse fréquence, indépendamment de leur amplitude, de leur forme et de leur fréquence, et avec une grande impédance d'entrée.

Nous sommes partis du principe suivant:[1]) chacune des deux tensions appliquées agit sur un générateur d'impulsions respectif de telle façon qu'une impulsion négative aiguë est émise au moment exact où la tension passe par zéro (du négatif au positif). Les impulsions positives inévitablement émises à d'autres instants sont éliminées par un discriminateur. L'impulsion négative déclenchée par la tension A, choisie comme tension de référence, ferme par le jeu d'un commutateur électronique le circuit de mesure proprement

[1]) E. F. Florman et A. Tait (Proc. I. R. E. **37**, 207 (1949)) ont développé un phasemètre électronique basé en gros sur le même principe; ce travail n'est parvenu à notre connaissance qu'à la veille même de la présente publication.

L. Wegmann (H.P.A. **20**, 405 (1947)) a utilisé pour mesurer de très petits angles de phase un dispositif électronique qui présente une analogie partielle avec le nôtre.

*

dit, comprenant un ampèremètre à cadre mobile. Ce circuit est derechef ouvert un instant plus tard par l'impulsion négative provenant de la tension B. Pendant l'intervalle de fermeture, un courant continu constant traverse l'ampèremètre, alors que le courant est nul pendant le reste de la période. Le même processus se renouvelle à chaque période. On montre que le courant moyen circulant dans l'ampèremètre est proportionnel à l'écart de phase entre les tensions A et B, ou, d'une manière plus générale, à l'écart de temps séparant les passages à zéro des deux signaux périodiques envisagés. (On peut être amené à faire cette discrimination dans le cas où le passage à zéro de la tension considérée ne coïncide pas nécessairement avec le passage à zéro de sa composante fondamentale).

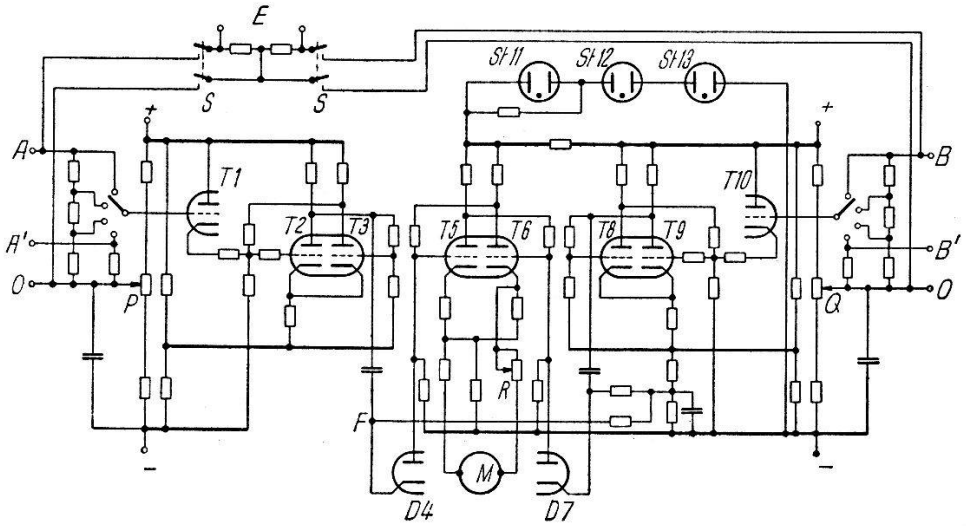


Fig. 1.
Schéma du phasemètre électronique.

La réalisation du phasemètre électronique est basée essentiellement sur l'emploi de commutateurs électroniques à 2 triodes du type Ecclès-Jordan, et la combinaison des divers éléments a été choisie de manière à obtenir un schéma simple (voir fig. 1). L'instrument est prévu pour la mesure de décalages de phase de 0° à 360°. Les tensions dont on veut mesurer l'écart de phase sont appliquées respectivement en OA (ou OA') et en OB (ou OB'). Les circuits d'entrée sont symétriques. Les générateurs d'impulsions comprennent les triodes $T2 - T3$, resp. $T8 - T9$. Un tube intermédiaire $T1 - T10$, monté en amplificateur cathodique, a pour but de réaliser une haute impédance d'entrée et d'éviter un couplage direct entre la source et le générateur d'impulsions. A l'état initial la triode $T2$ est coupée: au moment du passage à zéro de la tension A, elle devient brusquement conductrice, ce qui provoque en F par différenciation électrique l'impulsion négative voulue; celle-ci est appliquée

à la grille de la triode *T5* par l'intermédiaire de la diode *D4*: *T5* est coupé et *T6* se met à conduire. Lorsque la tension *A* atteint la valeur négative critique, le générateur d'impulsions revient à son état initial en émettant une impulsion positive, bloquée par *D4*. Le processus déclenché par la tension *B* est en tous points analogue, et l'impulsion négative correspondante aboutit à la grille de la triode *T6*. On voit donc que le circuit *T6*, comprenant le milliampèremètre *M*, est toujours fermé par le signal *A* seul, et ouvert par le signal *B* seul, et que l'intervalle de fermeture est proportionnel à la différence de phase.

Les potentiels de référence *P* et *Q* sont ajustés de manière à synchroniser l'impulsion de commande avec le passage à zéro de la tension d'entrée. Pour l'étalonnage on applique une tension sinusoïdale en *E*; les interrupteurs *S* étant fermés, on a en *A* et en *B* deux tensions en opposition. On règle alors au moyen du potentiomètre *R* le courant dans le milliampèremètre *M* à la moitié de l'échelle (180°).

La précision des mesures est de l'ordre de $\pm 2^0$ pour les fréquences comprises entre 20 et 500 Hz. Les tensions d'entrée doivent être comprises entre 20 et 250 V. Une variation de $\pm 5\%$ de la tension d'alimentation n'influe pratiquement pas sur la mesure. On peut envisager facilement l'utilisation de ce phasemètre électronique pour des fréquences plus élevées. En ce qui concerne la forme de la courbe de tension, la seule restriction à formuler est que la tension ne doit pas s'annuler plus de 2 fois par période (une fois dans le sens positif, une fois dans le sens négatif).

Messanordnung zur Registrierung von Ultrarotspektren

von R. Zbinden, E. Baldinger und E. Ganz*, Basel.

Zu dem im Bau befindlichen Doppelstrahl-Ultrarotspektrographen wurde eine Registriereinrichtung gebaut. Um direkt den Quotienten der im Absorptionstrog geschwächten Strahlung J zur einfallenden Strahlung J_0 registrieren zu können, lassen wir zeitlich nacheinander beide Strahlungen auf dasselbe „Thermistor-Bolometer" ($\tau = 0{,}006$ sec; Empfindlichkeit 240 Volt/Watt) fallen und bestimmen elektrisch das Verhältnis. Bei dieser Methode kann die für den optischen Abgleich erforderliche Kammblende[1]) umgangen werden.

---

*) Ciba A.G., Basel.

[1]) N. Wright and L. W. Herscher, J. Opt. Soc. Am. **17**, 211, 1947.

Der zeitliche Verlauf der Strahlung, die auf das Bolometer fällt, ist in Fig. 1 eingezeichnet. Mit einer rotierenden Spiegelblende werden abwechslungsweise Lichtimpulse der geschwächten und der ungeschwächten Strahlung durchgelassen. Damit das Verhältnis J/J_0 richtig bestimmt werden kann (unabhängig von Nullpunktsschwankungen des Bolometers und von Streustrahlung im Monochromator), ist es notwendig, zwischen den einzelnen Strahlungs-

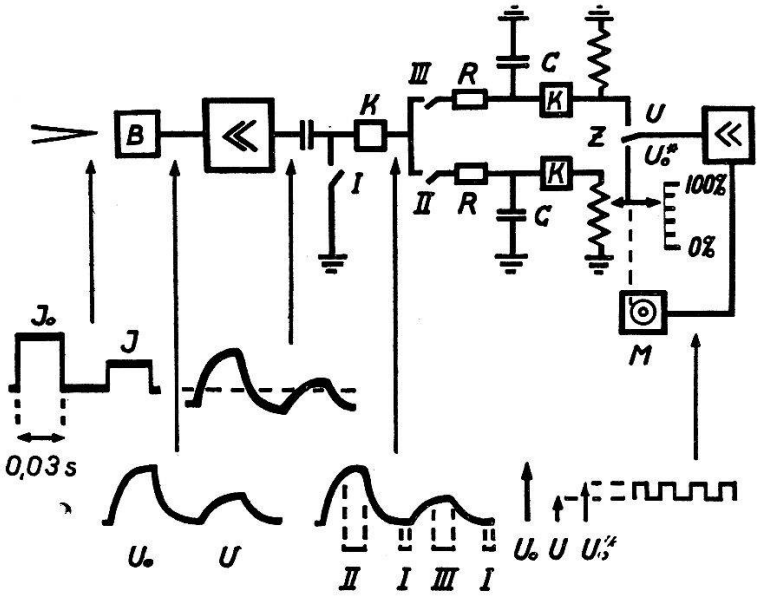


Fig. 1.
Blockschema der Registriereinrichtung.

impulsen eine Lücke zu lassen, in der das Bolometer seine Ruhetemperatur wieder erreicht. Beide Strahlungen fallen $8^1/_3$mal pro sec auf den Empfänger.

Damit das Bolometersignal formgetreu verstärkt wird (mit Abweichungen kleiner als 1%), muss sich das Frequenzband des Verstärkers von 0,1—250 Hz erstrecken. Wir haben aber experimentell festgestellt, dass bei einer Beschneidung der untern Frequenzen mit einem RC-Glied der Zeitkonstante 0,06 sec und der obern durch ein solches mit der Zeitkonstante 0,004 sec (Frequenzband 3—40 Hz) das Verhältnis U/U_0 erhalten bleibt, obwohl das Signal nicht mehr ganz formgetreu verstärkt wird.

Am Ausgang des Verstärkers (Signalgrösse 1—4 Volt) stimmt die Nullinie des Signals nicht mit Erde überein. Mit dem Pegelschalter I wird zwischen zwei Impulsen das Potential wieder auf den Wert 0 gebracht.

Durch zwei mit der Spiegelblende synchronisierte Schalter greift man nacheinander die Spannungen U und U_0 ab und lädt über die Widerstände R die Kondensatoren C auf. Das Verhältnis der beiden

an den Kondensatoren erhaltenen Gleichspannungen wird mit einem Messpotentiometer bestimmt. Dieses wird mit einem Motor abgeglichen, den man mit der rechteckigen Wechselspannung des Zerhackers Z steuert[2]).

Die drei Kathodenstufen dienen lediglich zur Entkopplung. Die Ladezeitkonstanten RC der zwei Kondensatoren betragen 1 sec, so dass über mehrere Perioden des Signals gemittelt wird. Dabei mittelt man aber auch über das Widerstandsrauschen und die Störspannungen des Bolometers. Das RC-Glied beschneidet das Frequenzband auf eine Bandbreite von ca. 0,2 Hz. Eine weitere Einengung des Frequenzbandes ist nicht mehr zulässig, da eine grössere Zeitkonstante die Registriergeschwindigkeit untragbar herabsetzen würde, wenn Verzerrungen und Verschiebungen der Maxima scharfer Banden vermieden werden sollen.

Bei dieser Methode verliert man theoretisch an Registriergeschwindigkeit einen Faktor 8, denn die Spannungen U und U_0 können nur während des achten Teiles der gesamten Messzeit abgegriffen werden. Daher wird 8mal weniger lang über das Rauschen gemittelt. Gegenüber dem Einstrahlspektrographen geht nur ein Faktor 4 verloren, da zur Bildung von J/J_0 nacheinander zwei Spektren registriert werden müssen (mit und ohne Absorptionstrog).

Dieser Faktor 4 bedeutet aber, bei konstanter Registriergeschwindigkeit und gleichem Verhältnis Signal zu Rauschen, nur eine Verschlechterung im Auflösungsvermögen um den Faktor $\sqrt[4]{4} \sim 1{,}4$.

Wir haben mit der definitiven Messanordnung das Rauschen gemessen. Die Spitzenwerte der Schwankungen am Bolometer überschreiten bei einer Bandbreite der Registriereinrichtung von 0,2 Hz innerhalb 2 Minuten den Wert 1 μVolt im Mittel 1mal. Wenn man also nur Schwankungen $< 1\%$ zulassen will, muss die Signalgrösse am Bolometer mindestens 100 μVolt betragen.

Nach einer Abschätzung der Energieverhältnisse im Monochromator erwarten wir ein Auflösungsvermögen von 0,06 μ bei einer Wellenlänge $\lambda = 10\ \mu$ und einer Registrierzeit von 30 Minuten für ein Spektrum von 2—16 μ.

Zur Prüfung der Registriereinrichtung mit elektrischen Testsignalen wurde der zeitliche Verlauf der Testsignale dem Signal des Bolometers nachgebildet.

Der Kommission des Bundes zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für finanzielle Unterstützung.

---

[2]) Zerhacker, Verstärker und Motor von „Brown-Recorder".

Oscillograph mit Breitbandverstärker zur Beobachtung sehr rasch ablaufender Vorgänge

von P. SCHMID und E. BALDINGER, Basel.

Kein Manuskript eingegangen.

Untersuchung von Kernphotoprozessen an leichten Elementen nach der photographischen Methode

von H. WÄFFLER und S. YOUNIS (ETH. Zürich).

I. *Methode.*

Bei den leichtesten Kernen ($Z \leqq 10$) führt die Einwirkung energiereicher Gammastrahlen ($h\nu \approx 20$ MeV) etwa ebenso häufig zur Abspaltung eines Neutrons [(γ, n)-Prozess] als auch eines Protons [(γ, p)-Prozess]. Auch die Ablösung eines α-Teilchens [(γ, α)-Prozess] wurde bisher in 2 Fällen (C^{12}, 0^{16}) beobachtet. Der (γ, α)-Prozess ist allerdings rund 30mal seltener als der (γ, n)-Prozess. Beide Reaktionstypen, (γ, α) und (γ, p), führen bei den häufigsten Isotopen der leichten Elemente auf stabile Endkerne, so dass der sonst übliche, im allgemeinen sehr empfindliche Nachweis der Reaktion vermittels der induzierten Radioaktivität hier versagt. Ein einfaches Hilfsmittel zur Untersuchung solcher Kernprozesse bieten nun die silberreichen photographischen Emulsionen vom Typus Ilford C_2 und E_1, Kodak NT 2a usw. Durch Einlagerung des zu untersuchenden Elementes in die Emulsion können alle bei der Umwandlung emittierten geladenen Teilchen sowohl hinsichtlich ihrer Art, als auch ihrer Energie- und Winkelverteilung identifiziert werden. In bezug auf Empfindlichkeit ist die Photoplatte den üblichen elektronischen Nachweisverfahren (Proportionalzähler, Ionisationskammer) etwa gleichwertig; dieselbe wird einerseits durch die Konzentration der in die Emulsion eingelagerten Substanzen, andererseits durch den gerade noch zulässigen, von den Sekundärelektronen der Gammastrahlung herrührenden Untergrund begrenzt (siehe Bild 1). Zu den Stoffen, welche in relativ grossen Mengen von der photographischen Schicht aufgenommen werden, gehört vor allem das Wasser; die Gelatine vermag nämlich mehr als die Hälfte ihres Eigengewichtes sowohl an gewöhnlichem (H_2O) als auch an schwerem (D_2O) Wasser aufzusaugen. Dadurch erhöht sich die Konzentration der *H*- bzw. *D*-Kerne gegenüber der trockenen Emulsion um das 4-fache, diejenige der *O*-Kerne sogar um das 7,5-fache.

Wir haben nun untersucht, wie weit es möglich ist, Platten mit Schichtdicken bis zu 200 μ in H_2O bzw. D_2O bis zur Sättigung der

Wasseraufnahme zu tränken, dann luftdicht abzuschliessen und in nassem Zustand der Lithium-Gammastrahlung (Hauptlinie $h\nu$ = 17,5 MeV) auszusetzen. Die Versuche haben ergeben, dass es bei geeigneter Behandlung der nassen Emulsion gelingt, gut ausmessbare Spuren von α-Teilchen und Protonen zu erhalten. Gegenüber dem Arbeiten mit trockenen Platten ergeben sich allerdings einige Komplikationen, die hauptsächlich auf den beiden folgenden Erscheinungen beruhen.

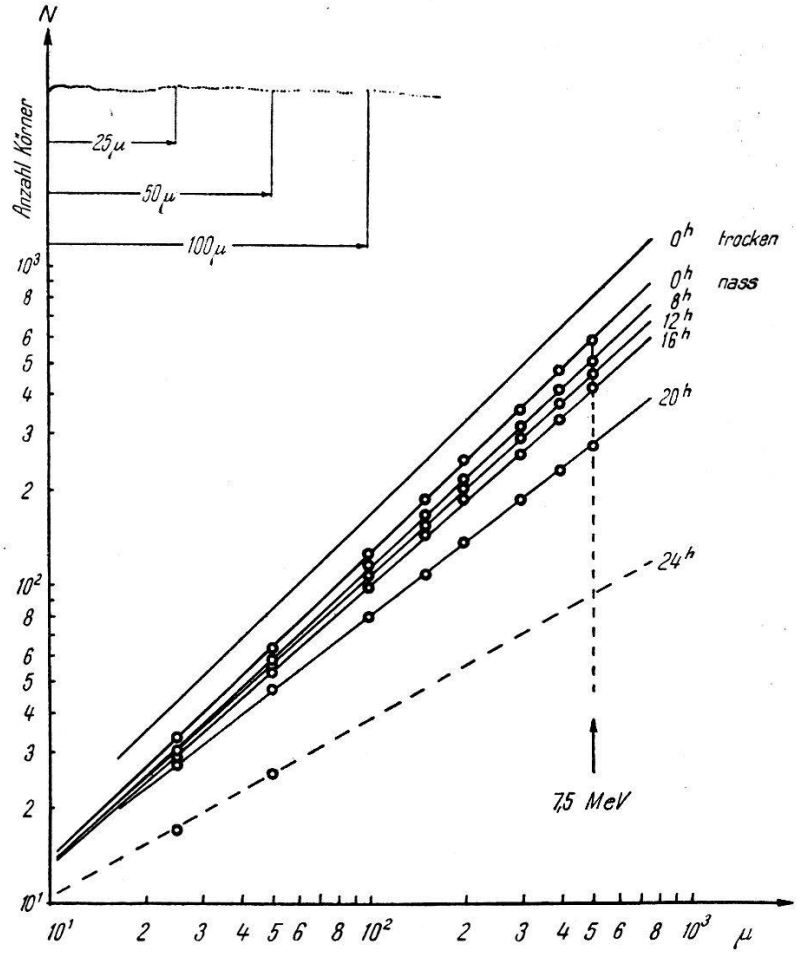


Fig. 1.

Zusammenhang zwischen Korndichte und Restreichweite in nassen Platten.

a) *Quellung der Gelatine.*

Durch das Tränken quillt die Emulsion auf rund das Doppelte ihrer Dicke in trockenem Zustand. Das hat einerseits eine Vergrösserung der Reichweite aller Teilchen (bis um das Eineinhalbfache), andererseits eine Reduktion in der Korndichte der Spuren zur Folge. Der für trockene Platten bekannte Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite gilt somit nicht mehr. Da die Wasseraufnahme

der einzelnen Platten individuellen Schwankungen unterworfen ist, so muss die Ermittlung der Energie-Reichweite-Beziehung grundsätzlich für jede Platte einzeln erfolgen.

b) *Rückgang des latenten Bildes in Funktion der Zeit (Fading).*

Die Einlagerung von Wasser hat eine ganz beträchtliche Verstärkung des Fadings gegenüber der trockenen Emulsion zur Folge. Dasselbe wächst zudem mit zunehmender Teilchenenergie. Fig. 1 zeigt die Anzahl der längs einer Protonspur ausgezählten Körner in Abhängigkeit von der Restreichweite für verschiedene zwischen Exposition und Entwicklung liegende Zeitintervalle. Das Auseinanderlaufen der Geraden gegen grosse Reichweiten lässt die Zunahme des Fadings mit wachsender Protonenenergie erkennen. Sein

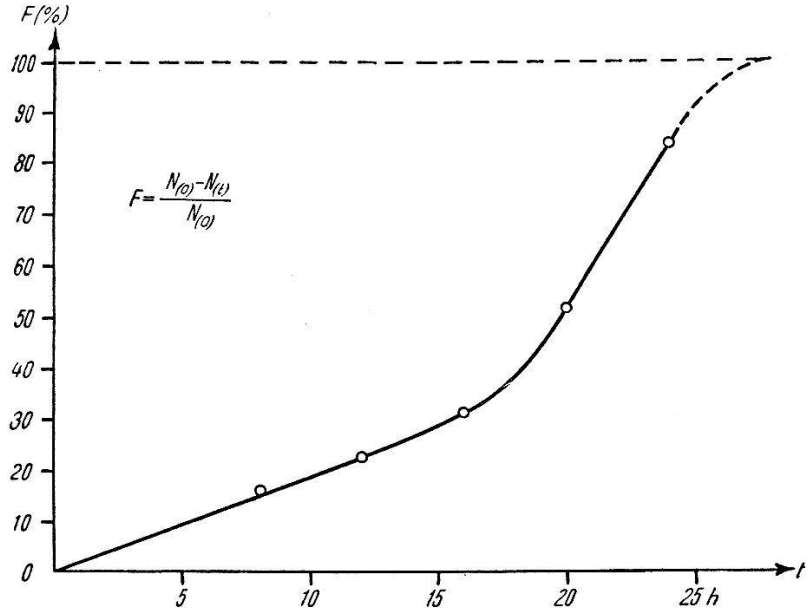


Fig. 2.
Zeitliche Zunahme des Fadings für 7,5 MeV Protonen.
(Emulsion: Kodak NT 2a)

numerischer Wert lässt sich direkt dem Diagramm entnehmen. Derselbe ist in Fig. 2 für 7,5 MeV-Protonen in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Der Kurvenverlauf zeigt, dass die maximal mögliche Expositionsdauer nasser Platten 12—16 Stunden beträgt.

II. *Vorläufige Messergebnisse.*

1. *Wirkungsquerschnitt für den (γ, α)-Prozess an Kohlenstoff:* $C^{12}(\gamma, \alpha)\, 2\, \alpha^1)$.

Sowohl trockene als auch nasse Platten wurden in gut definierter geometrischer Anordnung während mehrerer Stunden unter strei-

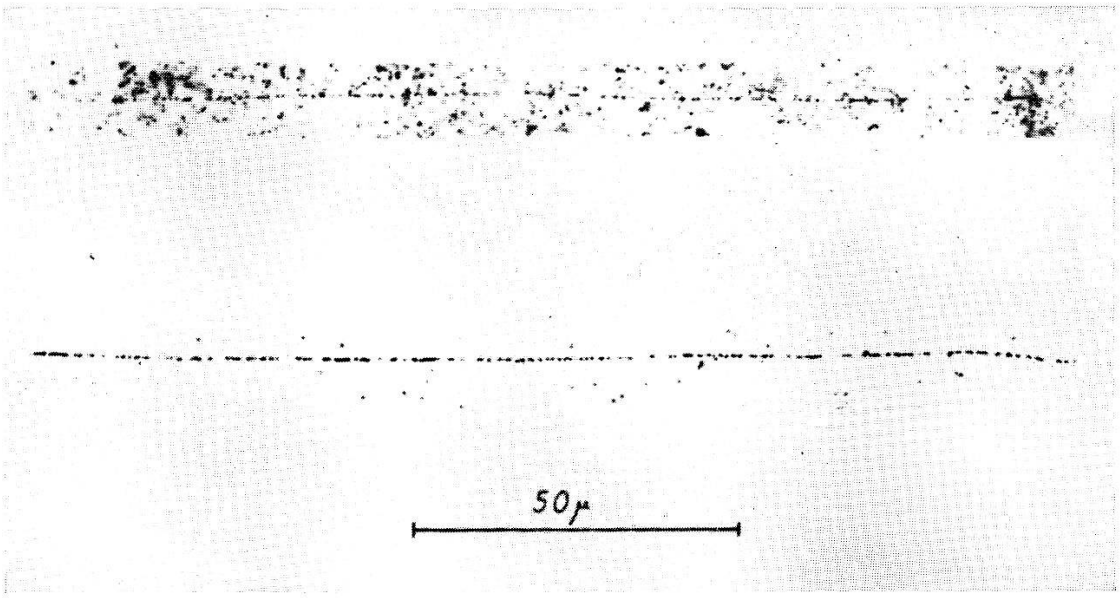


Bild 1.

Protonenspuren in nassen Platten.

Oben: Durch Lithiumgammaquant ausgelöstes Photoproton.
(Em. Kodak NT 2a.)

Unten: Durch 4 MeV-Neutron ausgelöstes Rückstossproton.
(Em. Ilford C 2).

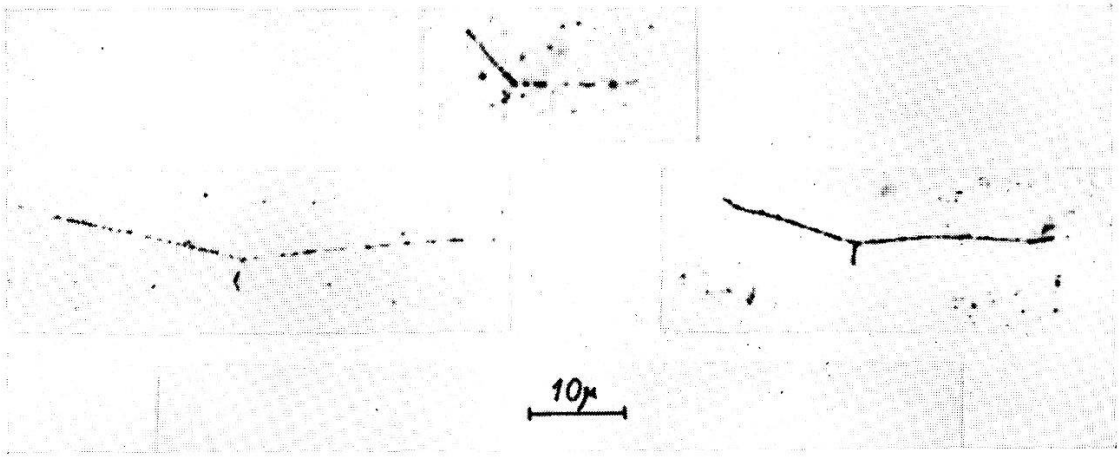


Bild 2.

Kohlenstoffspaltung durch Lithiumgammastrahlen. $C^{12}(\gamma, \alpha)\, 2\,\alpha$.

Oben: Spaltung durch die 14,8 MeV-Linie, nasse Platte.

Unten: Spaltung durch die 17,5 MeV-Linie,

links: nasse Platte rechts: trockene Platte.
(Em. Kodak NT 2a.)

fendem Einfall der Lithium-Gammastrahlung exponiert. Auf einer gesamten Plattenfläche von 29 cm^2 wurden 60 Spaltungen (siehe Bild 2) beobachtet. Davon entfielen 53 auf die 17,5 MeV-Linie und 7 auf die 14,8 MeV-Linie dieser Strahlung. Aus dem bekannten Kohlenstoffgehalt der Gelatine ergibt sich auf Grund der bereits früher beschriebenen Messungen der Absolutintensität der Lithiumstrahlung[2]) für den gesamten Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot} = \sigma(17{,}5) + \sigma(14{,}8) = 1{,}1 \pm 0{,}3 \cdot 10^{-28}\ cm^2.$$

2. *Wirkungsquerschnitt für die Photospaltung des Deutons:* $D^2(\gamma,n)p$.

Es wurden jeweils 2 Platten, die eine mit H_2O, die andere mit D_2O getränkt, gleichzeitig unter streifendem Einfall bestrahlt. Auf je 13 cm^2 Plattenfläche entfielen in der H_2O-Platte 850, in der D_2O-Platte 1300 Protonenspuren mit Energien zwischen 3 und 8 MeV. Die Energieverteilung der 450 Protonen, welche sich durch Differenzbildung ergibt, zeigt zwei ausgeprägte Maxima bei 6,3 bzw. 7,7 MeV, entsprechend den beiden Linien der Lithium-Gammastrahlung. Für eine genaue Zerlegung nach den beiden Komponenten reicht das vorhandene Material noch nicht aus, dagegen lässt sich der Gesamtquerschnitt für die Deutonspaltung durch beide Linien zusammen angeben

$$\sigma_{tot} = \sigma(17{,}5) + \sigma(14{,}8) = 8 \pm 3 \cdot 10^{-28}\ cm^2.$$

3. *Winkelverteilung der Deuterium-Photoprotonen.*

Die Auszählung der Photoprotonen mit Energien zwischen 5,8 und 8,2 MeV, welche im *Schwerpunktsystem* a) innerhalb eines Kreiskegels von 48° Öffnungswinkel mit der Achse *senkrecht* zur Richtung des einfallenden Gammastrahls b) innerhalb eines gleich grossen Kegels mit der Achse *in* Richtung des Gammastrahls lagen, ergab 157 bzw. 20 Spuren. Damit berechnet sich der isotrope Anteil a) im Ausdruck für die Winkelverteilung der Photoprotonen (Θ = Winkel zwischen Gammastrahl und Photoproton): $I(\Theta) \approx a + \sin^2 \Theta$ zu

$$a = 0{,}05 \pm 0{,}15.$$

Literatur.

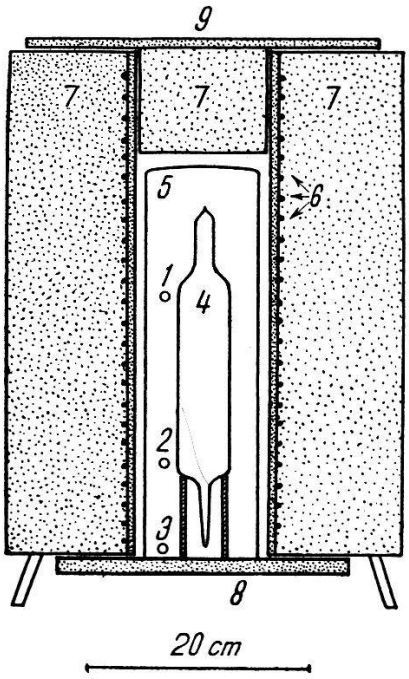
[1]) Zu diesem Prozess s. auch H. Hänni, V. Telegdi und W. Zünti, H.P.A. **21**, 203 (1948).

[2]) H. Wäffler und O. Hirzel, H.P.A. **21**, 200 (1948).

Verwendung von Anthracen-Kristallen in Scintillationszählern

von O. Huber, F. Humbel, H. Schneider und R. Steffen (ETH. Zürich).

Die in neuerer Zeit von Kallmann[1]) und andern Autoren[2])[3]) entwickelten Leuchtmassenzähler haben für γ-Quanten eine bedeutend grössere Ansprechwahrscheinlichkeit als die bisher benutzten Geiger-Müller-Zählrohre. Zudem ist bei Verwendung von geeigneten Leuchtmassen ihr Zählvermögen pro Zeiteinheit viel grösser. Als Leuchtmasse sind viele organische und anorganische Verbindungen[4]) wie Naphtalin, Anthracen, Stilben, $CaWO_4$, ZnS, KJ, NaJ usw. untersucht worden. Ganz allgemein hängt die Ansprechwahrscheinlichkeit eines solchen Zählers von der Absorption der γ-Strahlen in der



1 2 3 = Thermoelemente Nr. 1, 2, 3.
4 = Glaskolben, der die Schmelze enthält.
5 = Versilberter Glaskolben als Strahlungsschild.
6 = Heizwicklung (440) Watt).
7 = Wärmeisolation (Schamottpulver).
8 = Auswechselbare Bodenplatte.
9 = Deckel zum Öffnen des Ofens.

Fig. 1.
Der Ofen im Schnitt (Schema).

Leuchtmasse ab, ebenso von ihrer Lichtausbeute, der Durchlässigkeit für das eigene Fluoreszenzspektrum und dessen Übereinstimmung mit der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode des Multipliers. Anthracen ist besonders geeignet, da es eine kurze Abklingzeit[5]) von $\tau = (1{,}3 \pm 0{,}2)\ 10^{-8}$ sec hat. Die andern erwähnten Bedingungen sind aber nur dann erfüllt, wenn es ausserordentlich rein vorliegt und als Einkristall ausreichender Dicke gezüchtet werden kann.

Für die Herstellung unserer Kristalle verwendeten wir synthetisch von der Ciba[6]) hergestelltes Anthracen. Dieses wird mit Hilfe der chromatographischen Methode[7]) von Spuren eines Farbstoffes, welcher die Fluoreszenz beeinträchtigt, gereinigt. Das in einem

Benzin-Benzolgemisch (1:1) gelöste Material wird durch eine Säule von aktiviertem Aluminiumoxyd filtriert, wobei die störenden Komponenten am stärksten an das Adsorbens gebunden werden. Die durchgelaufene Fraktion wird eingedampft und das Anthracen durch Kristallisation zurückgewonnen. Das auf diese Weise gereinigte Anthracen wird in einen Pyrex-Glaskolben eingefüllt, der hierauf sorgfältig evakuiert, mit 0,5 ata Argon gefüllt und abgeschmolzen wird. Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch den Schmelzofen[8]). Man erhält durch langsames Abkühlen der Schmelze (ca. 1° C pro Stunde) gut fluoreszierende durchsichtige Anthracen-Einkristalle.

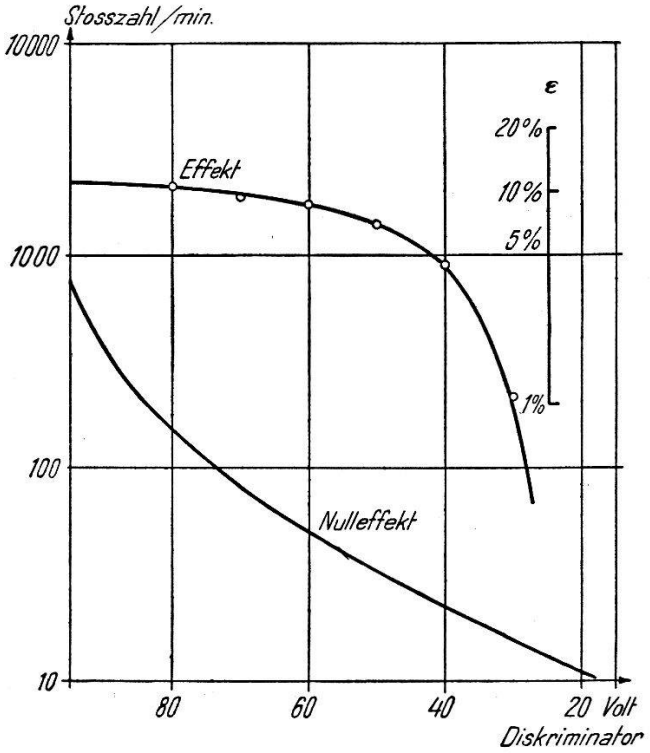


Fig. 2.
Messung mit dem Eichpräparat Co^{60}.
Multiplier: 700 Volt (mit Wasserkühlung)
Nachverstärkung: 1000fach.

Mit einem solchen zylindrischen Kristall von 2 cm Dicke (Durchmesser 3 cm) sind nun einige orientierende Messungen ausgeführt worden. Die Impulse eines Photomultipliers (1 P 21, durch Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten) wurden nachverstärkt und nach einer Diskriminatorstufe mit einem Scale von 2^{16} registriert, dessen Auflösungsvermögen 10^{-6} sec beträgt.

In Fig. 2 ist eine Messung mit einem Co^{60}-Präparat (1,1 und 1,3 MeV) dargestellt.

Das Diagramm zeigt die Abhängigkeit der Stosszahl des Effektes und des vom Multiplier herrührenden Untergrundes in Funktion

der Diskriminatorspannung. Lässt man einen Untergrund von 300 Stössen/min. zu, dann werden 12% der durch den Kristall gehenden γ-Strahlen gezählt. Diese Ansprechwahrscheinlichkeit kann verglichen werden, mit dem nach der Formel von KLEIN-NISHINA berechneten theoretischen Wert für die Compton-Streuung (σ_s; Photoeffekt und Paarbildung können vernachlässigt werden). Für einen 2 cm dicken Anthracenkristall wäre theoretisch eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 14,5% möglich. Daraus ersieht man, dass die theoretische Grenze der Ansprechwahrscheinlichkeit nahezu erreicht wird, wenn ein gut durchsichtiger Kristall zur Verfügung steht. Möchte man die Ansprechwahrscheinlichkeit vergrössern, so muss man schwerere Verbindungen als Anthracen verwenden.

Literatur.

[1]) KALLMANN, Natur und Technik, Juli 1947.
[2]) F. H. MARSHALL and J. W. COLTMAN, Phys. Rev. **72**, 528 (1947).
[3]) M. DEUTSCH, MIT Technical Report Nr. 3.
[4]) R. J. MOON, Phys. Rev. **73**, 1210 (1948).
[5]) G. COLLINS, Phys. Rev. **73**, 1543 (1948).
[6]) An dieser Stelle möchten wir der Ciba AG., Basel, für ihr Entgegenkommen unseren Dank aussprechen.
[7]) Reindarstellung des Anthracens. HOPPE SEYLERS, Zeitschrift f. physiolog. Chemie **230**, 158 (1934).
[8]) Private Mitteilung von L. WOUTERS, Radiation Lab. Berkeley, Cal.

Koinzidenzanordnung für Scintillationszähler

von K. P. MEYER, E. BALDINGER, B. HAHN und P. HUBER (Universität Basel).

Bei den Scintillationszählern nach KALLMANN sind die breite Amplitudenverteilung der Impulse und der bei Zimmertemperatur erhebliche Nulleffekt für Koinzidenzanordnungen recht störend. Die breite Amplitudenverteilung bewirkt, dass die registrierte Ereigniszahl von den Betriebsdaten des Zählers und der Grösse der Nachverstärkung stark abhängt. Diese Abhängigkeit ist für „Effekt" und Nulleffekt zudem wesentlich verschieden. Ausserdem bedeutet es eine erhebliche Anforderung an die Schaltung, wenn 2 kleine koinzidierende Impulse einen Ausgangsimpuls liefern sollen, während mehrere hundertmal grössere Einzelimpulse nichts geben dürfen.

Eine geeignete Anordnung, die die erwähnten nachteiligen Eigenschaften weitgehend eliminiert, lässt sich folgendermassen bauen:

1. *Zählung von Einzel-Ereignissen.*

Zur Unterdrückung des Nulleffektes werden die Scintillationen eines Kristalles (Anthracen)[1]) von zwei Photomultipliern (R.C.A. 931A) in Koinzidenz gezählt (Fig. 1). Während so jede Scintillation, d. h. der zu messende Effekt, als „wahre" Koinzidenz registriert wird, macht sich der Nulleffekt der beiden Multiplier nur in Form von zufälligen Koinzidenzen bemerkbar[2]). Für das Auflösungsvermögen der vorliegenden Anordnung von $\tau = 10^{-7}$ sec ergibt sich

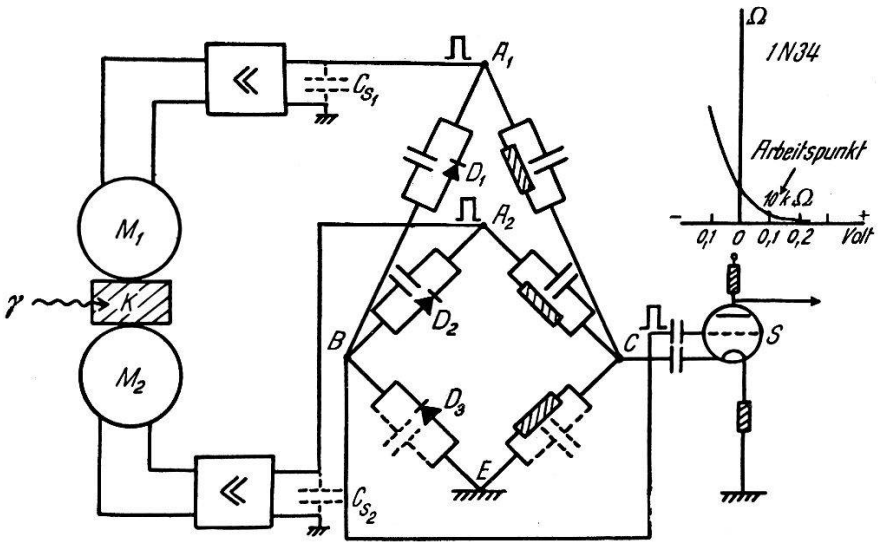


Fig. 1.

Scintillationszähler mit „Plateau" und reduziertem Nulleffekt. (Kristall K; Photomultiplier M_1 und M_2; Germanium-Dioden D_1, D_2, D_3; Ankopplungsstufe S.) Die Nebenfigur zeigt den Gleichstromwiderstand der Germanium-Dioden in der Umgebung des Arbeitspunktes.

somit im Vergleich zum Nulleffekt der einzelnen Multiplier von z. B. $n = 10^4$ Impulsen/sec eine Reduktion um den Faktor $\frac{n}{2\,n^2\,\tau} = 500$. Auf eine Kühlung der Photokathoden, welche meistens eine erhebliche Erschwerung der Arbeit bedeutet[3]), kann somit in der Regel verzichtet werden.

Um die Zahl der registrierten Scintillationen von den Betriebsdaten der Anordnung unabhängig zu machen, wurde die Nachverstärkung der Multiplierimpulse so gewählt (ca. 30fach), dass auch

---

[1]) Für die Züchtung von Anthracen-Kristallen danken wir Herrn Prof. Scherrer und Dr. O. Huber vom Physikalischen Institut der ETH. Für die Beschaffung des reinen Anthracens sind wir Herrn Direktor Dr. R. Tobler, Ciba Basel, zu Dank verpflichtet.

[2]) Auf diese Möglichkeit haben schon J. Broser und H. Kallmann, Zs. f. Naturf. 2a, 642, 1947 hingewiesen.

[3]) Auch sei auf das Springen der Kristalle beim Abkühlen hingewiesen.

die kleinsten noch mit merklicher Häufigkeit auftretenden Impulse gross genug werden, um Koinzidenzen auslösen zu können. Ist dieser Zustand erreicht, so muss die registrierte Impulszahl, gemessen als Funktion einer diskriminierenden Amplitude, für kleine Werte der letzteren schliesslich konstant werden, d. h. die Diskriminatorkurve läuft in ein Plateau aus. Bei unseren Versuchen mit der γ-Strahlung von Co^{60} entsprach die Zahl der im Plateau registrierten Impulse der Anzahl im Anthracen ausgelöster Compton-Elektronen, wie sie sich gemäss der Klein-Nishina-Formel ergibt. Die registrierte Ereigniszahl ist also lediglich durch Quelle, Kristall und deren relative Lage bestimmt, während Photomultiplier und Nachverstärkung nicht mehr eingehen.

Die Koinzidenz-Mischstufe[1]) arbeitet folgendermassen (Fig. 1): Positive Eingangsimpulse gelangen bei A_1 bzw. A_2 auf 2 Brückenschaltungen, deren eine Hälfte (B, E, C) für beide Brücken gemeinsam ist. Die Koinzidenzimpulse erscheinen als Potentialdifferenz zwischen den Punkten B und C (Ausgang). Die Ankopplungsstufe S muss daher durch zwei Elektroden (Gitter und Kathode) gesteuert werden. In erster Näherung darf man die Brücken als lineare Schaltungen betrachten. Sie sind durch Ohm'sche Widerstände und Kapazitäten so abgeglichen, dass Eingangsimpulse bei A_1 und A_2 keine Ausgangsimpulse erzeugen. Erst in zweiter Näherung spielen die passend vorgespannten Germanium-Dioden D_1, D_2, D_3 (Sylvania 1N34) eine Rolle[2]). Sie werden von den Impulsen in der Sperrichtung beansprucht. Es sei nun z. B. die Brücke für den Multiplier M_1 (A_1, B, E, C) betrachtet. Ein positiver Einzelimpuls in A_1 wird D_1 und D_3 in ihrem Widerstand erhöhen, der identischen Kennlinien wegen aber noch keinen Impuls am Brückenausgang erzeugen. D_2 stellt nun in Serie mit der Schaltkapazität C_{s_2} einen Nebenschluss zum Brückenzweig BE dar. Da der Widerstand von D_2 durch den Impuls erniedrigt wird, sinkt die Gesamtimpedanz zwischen den Punkten B und E (im Vergleich zum Zweig $A_1 B$), was zur Folge hat, dass am Ausgang ein negativer Impuls entsteht (B negativ gegenüber C). Genau das analoge gilt für den zweiten Multiplier und die zugehörige Brücke. Treffen in A_1 und A_2 gleichzeitig Impulse ein, so haben die in D_3 erzeugten Ströme gleiche Richtung, während

[1]) Es handelt sich um eine Weiterentwicklung der von uns in den H. P. A. XXI, 188, 1948 und Rev. of Sc. Instr. **19**, 473, 1948 publizierten Schaltung.

[2]) Die Kapazitäten in den Brückenzweigen betragen etwa 10—20 pF und sind für die Zweige BE und CE durch die Eingangskapazitäten der Ankopplungsstufe S vorgegeben. Die Impedanzen der vorgespannten Dioden betragen ca. 10 kΩ im Arbeitspunkt (Fig. 1). Die kapazitiven Widerstände der Brückenzweige sind somit für Impulse von 10^{-7} sec Dauer ca. 5—10mal kleiner als die Impedanzen der Dioden.

sich die Ströme in D_1 und D_2 teilweise kompensieren. Es tritt daher eine relative Impedanz-Zunahme des Zweiges BE gegenüber A_1B und A_2B auf, was sich in einem positiven Ausgangsimpuls (B positiv gegenüber C) äussert. Durch günstige Wahl des Arbeitspunktes der Dioden (Fig. 1) wurde erreicht, dass solche positive Koinzidenz-Ausgangsimpulse noch entstehen, wenn der eine der koinzidierenden Impulse 100mal kleiner ist als der andere. Koinzidenzen mit noch grösserem Amplitudenverhältnis der beteiligten Impulse gehen verloren. Als Minimal-Amplitude sind 0,1—0,2 Volt in A_1 bzw. A_2 erforderlich. Einzelimpulse dürfen 400mal grösser sein, ohne Störungen zu verursachen, die falsche Koinzidenzen vortäuschen.

2. *Zählung von Koinzidenz-Ereignissen.*

Jetzt handelt es sich darum, koinzidierende Scintillationen zweier verschiedener Kristalle zu registrieren. Die Anordnung der Fig. 1 wird hierfür durch einen 3. Photomultiplier mit eigenem Kristall erweitert (Fig. 2). Die Mischstufe geht durch Hinzufügen eines

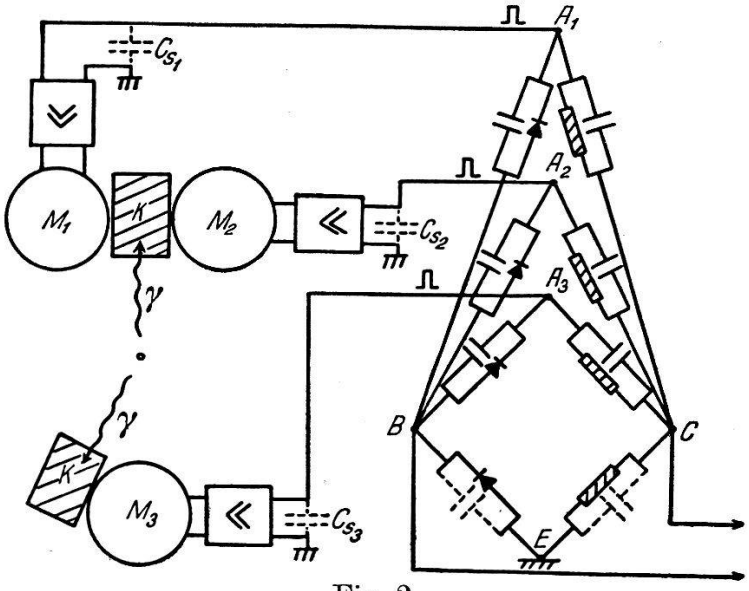


Fig. 2.
Zweifach-Koinzidenzanordnung für Scintillationszähler.
(Bezeichnungen wie Fig. 1.)

dritten Brückenzweiges von einer 2fach- in eine 3fach-Koinzidenz-Schaltung über, deren Wirkungsweise völlig analog dem einfacheren Fall ist. Die Anordnung stellt für den Nulleffekt eine 3fach-Koinzidenz-Schaltung dar, während der „Effekt" als 2fach-Koinzidenz gemessen wird. Der Nulleffekt wird somit um den Faktor $\frac{n}{3\,n^3\,\tau^2}$ gegenüber dem Einzelzähler erniedrigt, für $n = 10^4$, $\tau = 10^{-7}$, also

um $3{,}3 \cdot 10^5$, so dass auch hier eine Kühlung der Photokathoden überflüssig ist.

Bei der vorliegenden Anordnung nach Fig. 2 liefern erst etwa $\frac{3}{4}$ aller Scintillationen Impulse, die in bezug auf ihre Amplitude koinzidenzfähig sind. Es ist aber zu erwarten, dass auch hier das „Plateau" erreicht werden kann. Im jetzigen Zustand der Anordnung lässt sich bereits die Richtungskorrelation der beiden in Kaskade emittierten γ-Quanten des Co^{60} ohne jede Kühlung sehr gut messen. Bei einer Quellenstärke von 10^{-2} mC und einem Raumwinkel von 0,01 (Winkelintervall ca. 20^0) erhält man ca. 6 zufällige und ca. 60 wahre Koinzidenzen (K) pro Minute. Der Nulleffekt beträgt ca. 1 Impuls/min. Die Richtungskorrelation $\eta = \frac{K_{180^0} - K_{90^0}}{K_{90^0}}$ ergibt unter Berücksichtigung der durch Streuung verursachten Koinzidenzen $15 \pm 2\%$, während BRADY und DEUTSCH[1]) $16 \pm 2\%$ gefunden haben.

---

[1]) E. L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **74**, 1541, 1948.