

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **19 (1946)**

Heft IV

PDF erstellt am: **08.08.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

**Bericht über die Tagung
der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Aarau, am 4. Mai 1946.

Präsident: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zürich),
Vizepräsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel),
Sekretär: Priv.-Doz. Dr. G. BUSCH (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft wurden aufgenommen: HH. Prof. E. BAUMANN (Zürich); Dr. P. FREY (Utzenstorf); F. VILLARS (Zürich); M. GABRIEL (Zürich); W. BOLLMANN (Zürich); M. WALTER (Zürich); H. SAURER (Zürich); G. INDUNI (Zürich); P. B. BOUVIER (Genf); A. KIND (Zürich); E. WETTSTEIN (Fislisbach); F. BOSSARD (Zug); Dr. K. TAUBER (Zürich); E. TRUCCO (Bern); Dr. G. J. EKKERT (Zürich); R. STEFFEN (Zürich).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 302 Mitglieder.

Der Jahresbericht, die Jahresrechnung und der Revisorenbericht pro 1945 werden verlesen und genehmigt.

Der von Herrn Prof. GRUNER erstattete Bericht der Redaktionskommission der Helvetica Physica Acta wird verlesen und unter bester Verdankung genehmigt.

An Stelle der aus der Redaktionskommission der H.P.A. zurücktretenden Herren Prof. HAGENBACH und Prof. GRUNER werden neu in die Redaktionskommission gewählt: Prof. P. HUBER (Basel); Prof. A. MERCIER (Bern) und als Redaktor der H.P.A. Prof. M. FIERZ (Basel). Den Herren Prof. HAGENBACH und GRUNER dankt die Schweizerische Physikalische Gesellschaft offiziell für ihre langjährige und erfolgreiche Arbeit im Interesse der H.P.A.

Die nächste Sitzung wird im Rahmen der 126. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft in Zürich stattfinden.

Untersuchungen an einer Ionenquelle von 60 kV Betriebsspannung

von P. HUBER und F. METZGER (Basel).

Beim Bau einer Ionenquelle für kernphysikalische Messungen wird man darnach trachten, bei sicherem Betrieb einen möglichst grossen Ionenstrom zu erhalten. In dieser Richtung erzielte HAILER¹⁾ durch Einführen einer Anodenblende in seine Hochspannungsgasentladung eine Verbesserung der Ausbeute gegenüber den früheren Konstruktionen²⁾. Seine Erfahrungen verwendeten wir beim Bau einer Ionenquelle für einen 200-kV-Neutronengenerator.

Beim Betrieb der Gasentladung zeigte es sich, dass bei Drucken von einigen Hundertstel mm Hg in der Entladungsröhre die Stabilität bei Spannungen oberhalb 45 kV schlecht wird. Wir verteilten durch Spannungsverdoppelungsschaltung die Betriebsspannung zu gleichen Teilen auf zwei Isolationsstrecken und erreichten dadurch einwandfreien Betrieb bei 60 kV (Fig. 1).

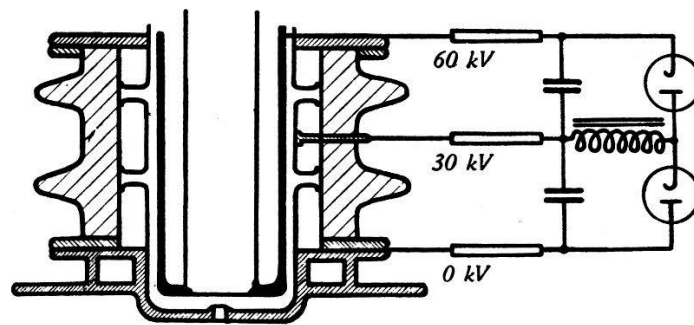


Fig. 1.

Ionenquelle für 60-kV-Betriebsspannung.

Ausgehend von Beobachtungen an Kanälen von sehr verschiedenen Dimensionen, aber gleichen Pumpwiderständen, untersuchten wir den Einfluss von Lage und Form der Kanäle auf den Ionenstrom. Bei allen Messungen wurde im Beschleunigungsraum ein Druck von weniger als $4 \cdot 10^{-4}$ mm Hg aufrechterhalten. Die Pumpgeschwindigkeit betrug 100 Liter Luft pro Sekunde. Die Versuche zeigten, in Übereinstimmung mit einer Bemerkung von SEEMANN und ORBAN³⁾, dass der Kanalstrahlpinsel in der Gegend des Kanals verjüngt ist, d. h., dass die Stromdichte sich in diesem Gebiet merklich verändert. Die genaue Lage der Stelle grösster Stromdichte und das Ausmass der Dichteänderung bestimmten wir mit Hilfe eines Faradaykäfigs (Fig. 2). Der Käfig wurde bei

¹⁾ C. HAILER, Diss. T. H., Berlin D 83.

²⁾ Z. B. A. BOUWERS, F. A. HEYN und A. A. KUNTKE, Physica 4, 153, 1937.

³⁾ H. SEEMANN und G. ORBAN, Ann. Physik (5), 23, 137, 1935.

konstant gehaltener Gasentladung (60 kV, ca. 1 mA) im etwas ausgebohrten Kanal (8 mm \varnothing) in seiner Längsrichtung verschoben. Den Verlauf des so gemessenen Käfigstroms bei konstanter Ein-

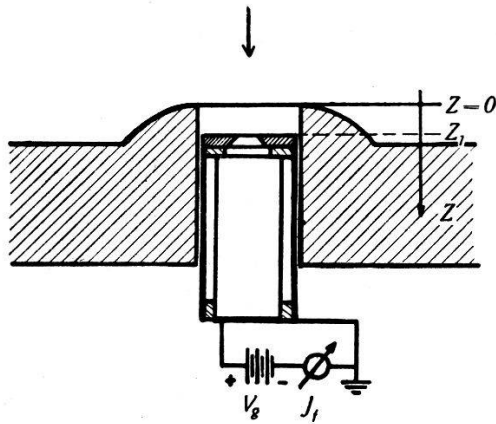


Fig. 2.

Faradaykäfig im ausgebohrten Kanal und Anordnung zur Messung der Änderung des Gesamtstromes J_f in Abhängigkeit von Z . (V_g : Gegenspannung Faradaykäfig.)

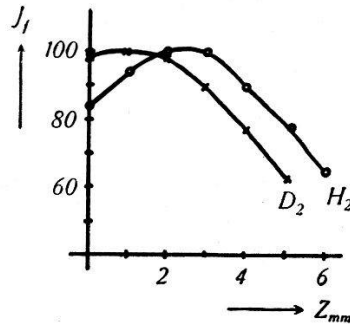
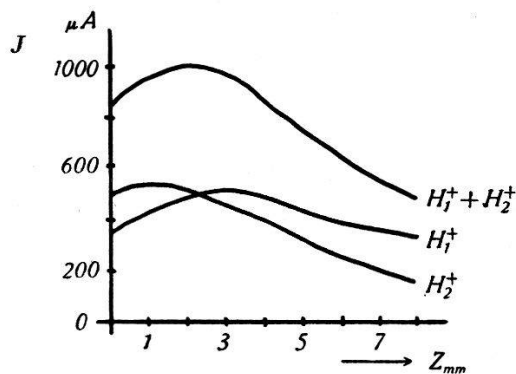


Fig. 3.

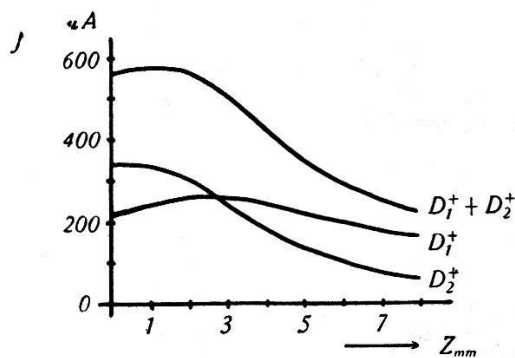
Gesamtstrom, aufgenommen mit Faradaykäfig. J_f in rel. Mass.

trittsblende des Käfigs (Molybdän 1,3 mm \varnothing), d. h. also auch den Verlauf der Stromdichte, gibt Fig. 3 wieder.

Mit Kanaleinsätzen, die sich nur durch die Lage der Bohrungen (3 mm lang, 2 mm \varnothing) unterschieden, konnten wir die Messungen mit dem Faradaykäfig bestätigen und zudem noch, durch Nachbeschleunigung und magnetische Trennung, das Verhältnis H_1^+/H_2^+ als Funktion der Lage der Bohrung messen. Werden



4a: mit leichtem Wasserstoff.



4b: mit schwerem Wasserstoff.

Fig. 4.

Die Anteile von Atomionen und Molekülionen am Gesamtstrom in Abhängigkeit von der Blendenlage (Bohrung 3 mm lang, 2 mm \varnothing).

die Messungen mit dem Faradaykäfig mit diesen Messungen der Verhältnisse von Atomionen zu Molekülionen kombiniert, so erhält man den in Figur 4 dargestellten Verlauf der Stromdichten von

H_1^+ bzw. H_2^+ . Die Kenntnis dieses Zusammenhanges setzt uns in die Lage, die eine oder andere Ionenart durch entsprechende Wahl der Kanalstellung zu bevorzugen. Mit dem in bezug auf seine Atomionenausbeute günstigsten Kanal erzielten wir bei 60—65 kV Gasentladungsspannung und ca. 18 mA Entladungsstrom Kanalströme bis zu 1,2 mA. Dabei betrug der magnetisch abgelenkte Protonenstrom 550—650 μA .

**Beobachtungen über Materialtransport in Gasentladungen.
Ein Beitrag zum Problem der Rückzündung**

VON WALTER DÄLLENBACH, Zürich.

Aus Beobachtungen beim Betrieb von Quecksilberdampfgleichrichtern wird geschlossen, dass — was für die Vermeidung von Rückzündungen von Interesse ist — an allen Elementen der aktiven Anodenoberflächen von Gasentladungsgleichrichtern der Wegtransport von Material in den Sperrperioden über den Zutransport in den Stromperioden nur dann auch bei kleinen Lasten überwiegt, wenn die Wahrscheinlichkeit der Stromaufnahme für alle Elemente der aktiven Anodenoberflächen angenähert gleich ist.

**Eine verbesserte Untersetzerschaltung und ihre Verwendung in einem
256 fach-Untersetzer, Impulsgeber und Zeitmessgerät**

VON E. BALDINGER, Basel.

Fast alle Untersetzerschaltungen mit Hochvakuumröhren verwenden das von TURNER bereits 1920 beschriebene Kallirotron. Das Kallirotron besitzt die zur Verwirklichung einer zweifach-Untersetzerstufe notwendigen zwei stabilen Zustände. Es muss noch dafür gesorgt werden, dass bei jedem Steuerimpuls die Schaltung von einem in den andern stabilen Zustand übergeht und dass die Anordnung genügende Toleranzen bezüglich der Höhe, Breite und Form des Steuerimpulses aufweist. Die in Fig. 1 dargestellte neue Untersetzerschaltung erfüllt obige Forderungen. Durch die Widerstände R_1 , R_2 , R_3 wird erreicht, dass die negativen Steuerimpulse (auf positive Impulse ist die Schaltung unempfindlich) nur auf das Steuergitter derjenigen Röhre gelangen, die Anodenstrom führt. Bei geeigneter Dimensionierung kann erreicht werden, dass am Punkte A (Röhre I, ohne Anodenstrom) eine Spannung von ca. 50 Volt und am Punkte A' (Röhre II, voller Anodenstrom) eine solche von ca. 5 Volt gegenüber den Kathoden

herrscht. Der Steuerimpuls wird bei A , A' über Kondensatoren zugeführt und muss dementsprechend an A' 5 Volt überschreiten, damit er auf das Steuergitter der Röhre II wirkt, und darf 50 Volt (positive Vorspannung von A) nicht überschreiten, damit das Steuergitter I nicht merklich beeinflusst wird. Durch die Kondensatoren C können die positiven Vorspannungen von A , A' über die Umkippszeit der Stufe aufrechterhalten werden, wodurch eine genügende Toleranz für die zulässige Impulsbreite gewährleistet

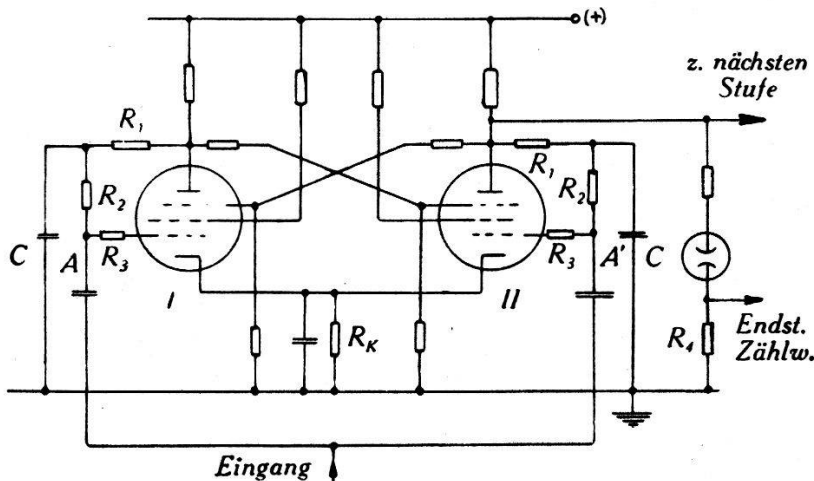


Fig. 1.

Betriebssichere Untersetzerstufe.

wird und gleichzeitig das Auflösungsvermögen der Stufe leicht eingestellt werden kann.

Eine weitere Verbesserung der Anordnung erzielt man durch den gemeinsamen Kathodenwiderstand R_K , durch den eine separate negative Gittervorspannung vermieden und gleichzeitig eine weitgehende Unempfindlichkeit gegenüber der Grösse der Speisepannung U_0 erreicht wird.

Zur Interpolation ist an einer Anode wie üblich ein Signalglimmlämpchen angeschlossen. Am Seriewiderstand R_4 erhält man gleichzeitig eine Rechteckspannung, die zur Steuerung der Endstufe, welche das Zählwerk betreibt, zweckmässig zu verwenden ist.

Die in Fig. 1 dargestellte Schaltung wurde zum Bau eines 256fach-Untersetzers verwendet, der als Kurzzeitmesser und Testgerät ausgebaut ist. Der Apparat ist seit ca. einem Jahr in Betrieb und arbeitet zur vollen Zufriedenheit.

Eine geeignete Eingangsstufe erlaubt sowohl positive wie negative als auch sinusförmige Eingangsspannungen. Untersetzung und Auflösungsvermögen der 1. Stufe sind einstellbar. Der Apparat kann in Verbindung mit einer Stoppuhr, die automatisch mit

dem Untersetzer eingeschaltet wird, als genauer Frequenzmesser von einigen Hertz bis ca. 10000 Hz verwendet werden. Er ist ferner als Kurzzeitmesser ausgebildet. Der zeitliche Abstand zweier Impulse wird dadurch bestimmt, dass während dieses Zeitintervalls der Untersetzer die Zahl der Schwingungen eines eingebauten Generators abzählt. Die Frequenz dieses Generators kann mit dem Untersetzer genau bestimmt werden.

Eine vollständige Prüfung von Impulsverstärkern für zeitlich statistisch verteilte Impulse lässt sich am einfachsten mit Impulsgruppen durchführen. Da ein Untersetzer ein geeignetes Hilfsmittel zum Abzählen von Impulsgruppen darstellt, ist der Apparat gleichzeitig als Testgerät eingerichtet. Der Untersetzer zählt von einem eingebauten Kippgenerator, dessen Frequenz einstellbar ist, Impulsgruppen von genau 64 Einzelimpulsen gleicher Form ab. Diese können direkt zur Prüfung von mechanischen Zählwerken oder mit einstellbarer Form zur Untersuchung von Verstärkern und anderen Untersetzern verwendet werden. Anstiegs- und Abklingzeit dieser Testimpulse sind mit Hilfe von 2 RC -Gliedern einstellbar.

Eine Methode zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches im schnellen Zählrohr

VON P. HUBER, F. ALDER UND E. BALDINGER, Basel.

Werden im schnellen Zählrohr (bei den folgenden Messungen wurde eine Argon-Alkohol-Füllung benützt) Elektronen ausgelöst, so wandern diese auf den Draht zu. In dessen Nähe erzeugen sie eine Elektronenlawine. Infolge ihrer grossen Beweglichkeit werden die Elektronen auf dem Zählrohr rasch gesammelt, und es bleibt eine positive Ionenwolke zurück. Gleichzeitig mit der Elektronenlawine entstehen auch Lichtquanten, die sich nach allen Seiten gleichmässig ausbreiten. Diese Lichtquanten werden nach wenigen Millimetern absorbiert¹⁾, wobei einige der Lichtquanten Photoelektronen aus den Alkoholmolekülen auslösen. Falls das elektrische Feld, das die Photoelektronen nun ebenfalls auf den Draht befördert, genügend gross ist, erzeugen diese weitere Elektronenlawinen und Lichtquanten. Unter gleichzeitiger Ausbreitung längs des Drahtes wiederholt sich dieser Vorgang so lange, bis der ganze Draht von einem positiven Ionenschlauch eingehüllt ist, der das elektrische Feld am Draht so weit herabsetzt, dass keine neuen Elektronenlawinen mehr entstehen können.

¹⁾ P. HUBER und F. ALDER, H. P. A. 18, 232, 1945.

Wir haben die Geschwindigkeit, mit der sich dieser positive Ionenschlauch ausbreitet nach zwei verschiedenen Methoden gemessen. Die hier benützte verwendet das gleiche Prinzip wie der Versuch von FIZEAU zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit mit zwei rotierenden Zahnradern.

Den wichtigsten Teil der Versuchsanordnung (Fig. 1) bildet ein Zählrohr mit zwei elektrischen Blenden, die von der Zählrohrwand

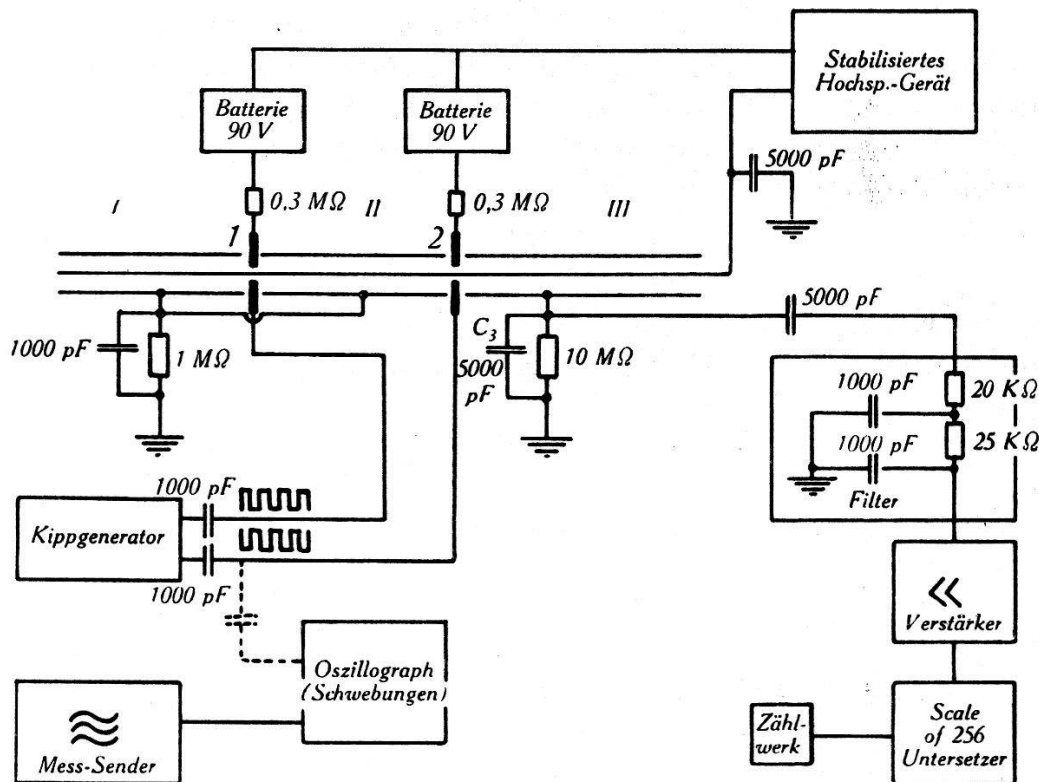


Fig. 1.

Messanordnung zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches.

isoliert sind. Durch Veränderung des Potentials an diesen Lochblenden kann die elektrische Feldstärke am Draht so gesteuert werden, dass sich der Ionenschlauch durch die Blenden hindurch ausbreiten kann, bzw. an ihnen aufgehalten wird. Das Steuern der Blenden geschieht durch äquidistante Rechteckimpulse, die von einem Kippgenerator geliefert werden. Die Blenden werden im Gegentakt gesteuert, so dass während je einer halben Periode die eine Blende geöffnet, die andere geschlossen ist, und umgekehrt.

Im Teil I des Zählrohrs werden durch ein radioaktives Präparat Entladungen ausgelöst. Bei geöffneter Blende 1 breitet sich der Ionenschlauch in den Teil II aus. Wenn die Blende 2 im Moment der Ankunft des Ionenschlauchs gerade geöffnet ist, greift die

Entladung in den dritten Teil des Zählrohrs über. Die hier ausgelösten Impulse werden verstärkt und gezählt.

Zur Frequenzmessung wird die Spannung des Kippgenerators mit derjenigen eines geeichten Mess-Senders verglichen, indem die Schwebungen auf einem Oszillographen beobachtet werden.

Erhöht man die Steuerfrequenz von Null an ausgehend, so nimmt die Zahl der registrierten Impulse zu. Sie erreicht ein Maximum, wenn die Laufzeit des Ionenschlauchs im mittleren Teil des Zählrohrs gerade gleich der halben Schwingungsdauer der Kippspannung ist. Bei der doppelten Frequenz zählt man ein Minimum, bei der dreifachen wieder ein Maximum usw. Nennen wir die Frequenz für das erste Maximum f_0 , so gilt also für die Laufzeit des Ionenschlauches

$$t_0 = \frac{1}{2} T_0 = \frac{1}{2f_0}$$

und bei Kenntnis des Abstandes der beiden Blenden ($d = 22$ cm) findet man für die Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$v = \frac{d}{t_0} = 2 \cdot d \cdot f_0.$$

Als Beispiel sei eine Messkurve wiedergegeben (Fig. 2).

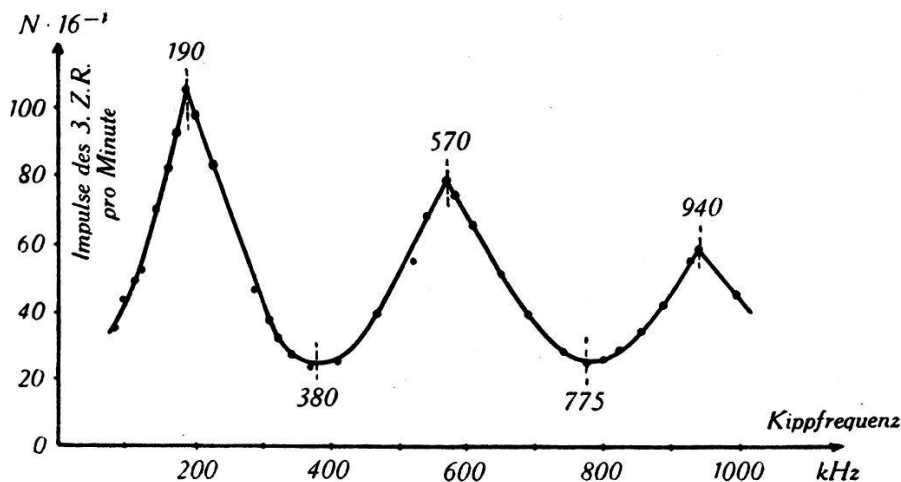


Fig. 2.

Impulszahl im Teil III als Funktion der Kippfrequenz.

Zählrohrfüllung: 16 mm Alkohol, 64 mm Argon; Zählrohrspannung 1100 Volt;
Zählrohdrahtdurchmesser 0,015 cm; Zylinderdurchmesser 1,8 cm.

Die Minima und Maxima liegen in regelmässigen Abständen. Die Frequenz f_0 für das erste Maximum ist 190 kHz. Damit ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches bei diesen Betriebsbedingungen

$$v = 8,35 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Über die Impulsform im schnellen Zählrohr

von P. HUBER, F. ALDER, E. BALDINGER und F. METZGER, Basel.

Ein primäres Elektron erzeuge im Zählrohr eine Ionenlawine von der Ladung q^* Clb pro cm Draht. Arbeitet das Zählrohr bei genügend hoher Spannung, z. B. im Geigerbereich, so entstehen in der Entladung Lichtquanten, die eine Ausbreitung des primären Ionenschlauches mit der Geschwindigkeit v längs des Drahtes bewirken¹⁾. Aus dieser Vorstellung heraus lässt sich der Stromimpuls vollständig berechnen²⁾.

Verantwortlich für den im Zählrohr fließenden Strom sind die zur Kathode abwandernden positiven Ionen. Die Elektronen können vernachlässigt werden, da sie sehr kurze Strecken bis zum Zählrohrdraht zurücklegen. Der Strom $J^*(t)$, herrührend von der nach der Kathode fließenden Ladung q^* lässt sich aus der Beweglichkeit berechnen und ergibt in erster Näherung

$$J^*(t) = \frac{A}{t + \tau} \cdot$$

A und τ sind Abkürzungen für $A = \frac{q^*}{2 \ln \frac{b}{a}}$, $\tau = \frac{2 \pi \epsilon_0 \cdot a^2}{\beta (2 Q_0 - q^*)}$

b = Zählrohrdurchmesser

a = Drahtdurchmesser

β = Beweglichkeit der Ionen im Zählrohr

Q_0 = Ladung des Drahtes pro cm ohne Raumladung

$\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Amp sec}}{\text{Volt cm}}$.

Der Gesamtstrom $J(t)$ ist die Summe aller J^* , die durch die Ausbreitung des Ionenschlauches entstehen. Wird die erste Ionenlawine im Abstand d von einem Zählrohrende gebildet (l = Zählrohrlänge), so erhalten wir als Gesamtstrom $J(t)$:

a) für die Zeit $t \leq \frac{d}{v} =$ Ausbreitungszeit des Ionenschlauches bis zum näheren Zählrohrende

$$J_1(t) = 2 \int_0^{x=v \cdot t} J^* \left(t - \frac{x}{v} \right) dx = 2 A v \ln \frac{t + \tau}{\tau};$$

1) P. HUBER und F. ALDER, Helv. Phys. Acta XVIII, 232 (1945).

2) GEMERT, HARTOG und MÜLLER, Physica IX, 556 (1942).

b) für die Zeit $\frac{d}{v} < t \leq \frac{l-d}{v} =$ Ausbreitungszeit des Ionen-schlauches bis zum entfernteren Zählrohrende

$$J_2(t) = \int_0^d J^* \left(t - \frac{x}{v} \right) dx + \int_0^{x=v \cdot t} J^* \left(t - \frac{x}{v} \right) dx$$

$$= Av \left[\ln \frac{t+\tau}{t-\frac{d}{v}+\tau} + \ln \frac{t+\tau}{\tau} \right];$$

c) für die Zeit $t > \frac{l-d}{v}$

$$J_3(t) = \int_0^d J^* \left(t - \frac{x}{v} \right) dx + \int_0^{l-d} J^* \left(t - \frac{x}{v} \right) dx$$

$$= Av \left[\ln \frac{t+\tau}{t-\frac{d}{v}+\tau} + \ln \frac{t+\tau}{t-\left(\frac{l-d}{v}\right)+\tau} \right].$$

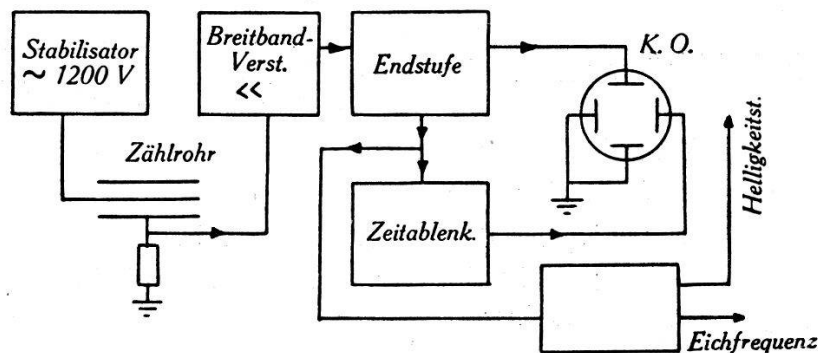


Fig. 1.

Messanordnung zur Aufnahme der Impulsform.

Zur Prüfung dieser Vorstellungen und Berechnungen haben wir den zeitlichen Stromverlauf von Zählrohrimpulsen (Zählrohrfüllung variabel, Drahtdurchmesser 0,15 mm, Kathodendurchmesser 18 mm) experimentell bestimmt. Fig. 1 zeigt die hiezu benützte Anordnung. Der verwendete Breitbandverstärker¹⁾ hatte einen konstanten Amplitudengang bis zu 13 MHz und eine konstante Gruppenlaufzeit bis zu 9 MHz²⁾. Die Zeitablenkung wurde geeicht mit Hilfe einer gedämpften Schwingung eines Schwingkreises bekannter Eigenfrequenz. Die Schwingung wurde durch die Impulse

¹⁾ Wir danken der Firma B. B. C., Baden, für die leihweise Überlassung dieses Verstärkers.

²⁾ Vergl. E. BALDINGER, Bull. S.E.V. Fig. 7. XXXIII, 310 (1942).

angeregt, so dass Zeitablenkung und Schwingung synchron waren. In Fig. 2 sind drei aufgenommene Stromkurven und eine Eichfrequenz dargestellt. Die Stromkurven werden entsprechend der Zeiteichung im Zeitmaßstab entzerrt (Fig. 3). Aus der Anstiegs-

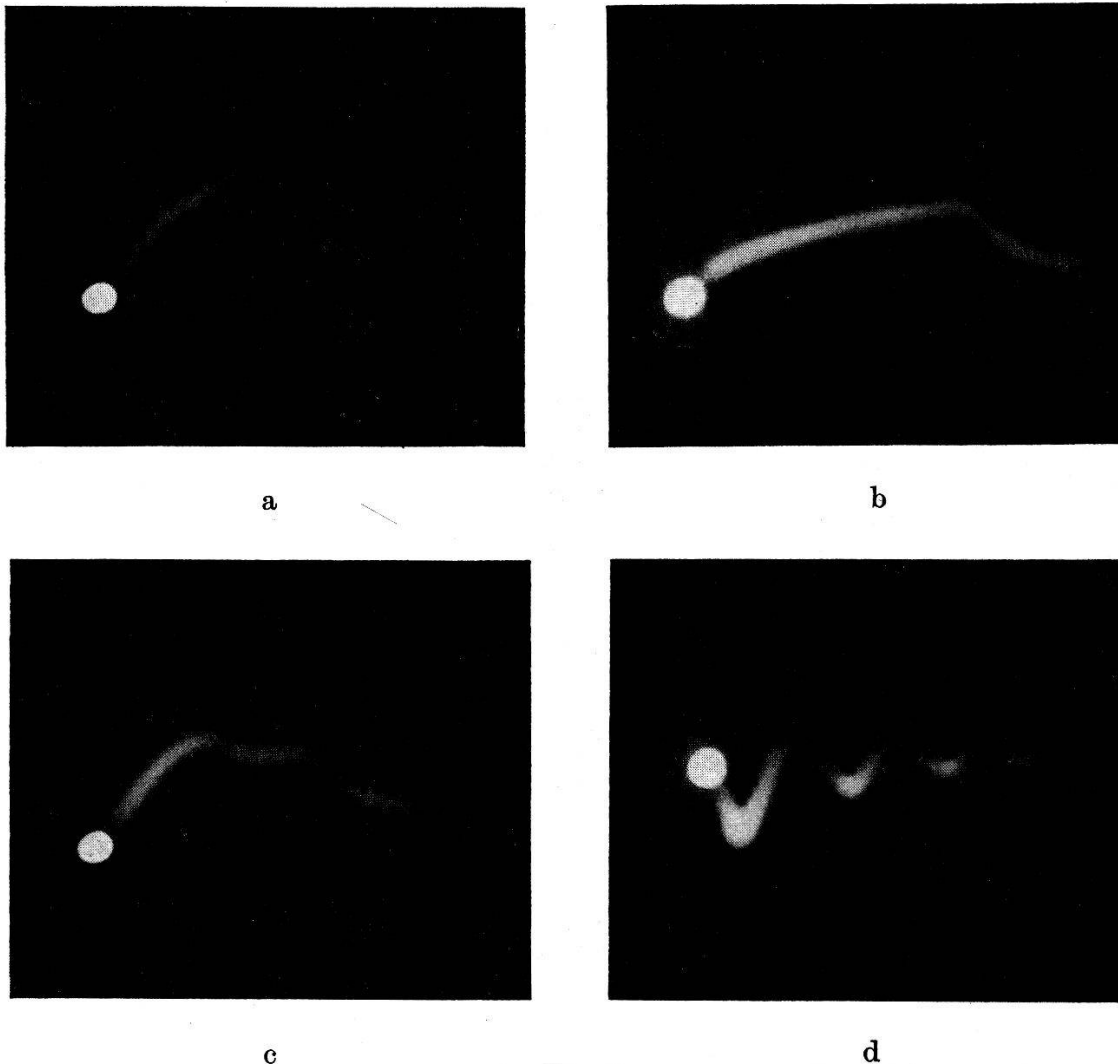


Fig. 2.

Experimentell bestimmte Impulsformen.

Zählrohrdaten: Spannung 1150 Volt, 18,2 Tor C_2H_5OH , 61,8 Tor Argon, Drahtdurchmesser 0,15 mm, Kathodendurchmesser 18 mm, Drahtlänge 17 cm.

a) In der Mitte eingestrahlt; b) Am Rande eingestrahlt; c) $1/3$ eingestrahlt; d) Eichkurve für Zeitablenkung.

zeit ϑ des Stromes bis zum maximalen Wert lässt sich direkt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches angeben:

$$v = \frac{d}{\vartheta}.$$

d bezeichnet die vom Ionenschlauch durchlaufene Strecke. Für den Fall der Einstrahlung in der Mitte ist $d = l/2$ ($l =$ Zählrohr-

länge = 17 cm) und ϑ wird $6,8 \cdot 10^{-7}$ sec. Im Beispiel von Fig. 3a erhalten wir $v = 12,5 \cdot 10^6$ cm/sec in Übereinstimmung mit den v -Werten aus den beiden anderen Kurven, die bei der gleichen Zählrohrfüllung und Zählrohrspannung aufgenommen wurden. Die

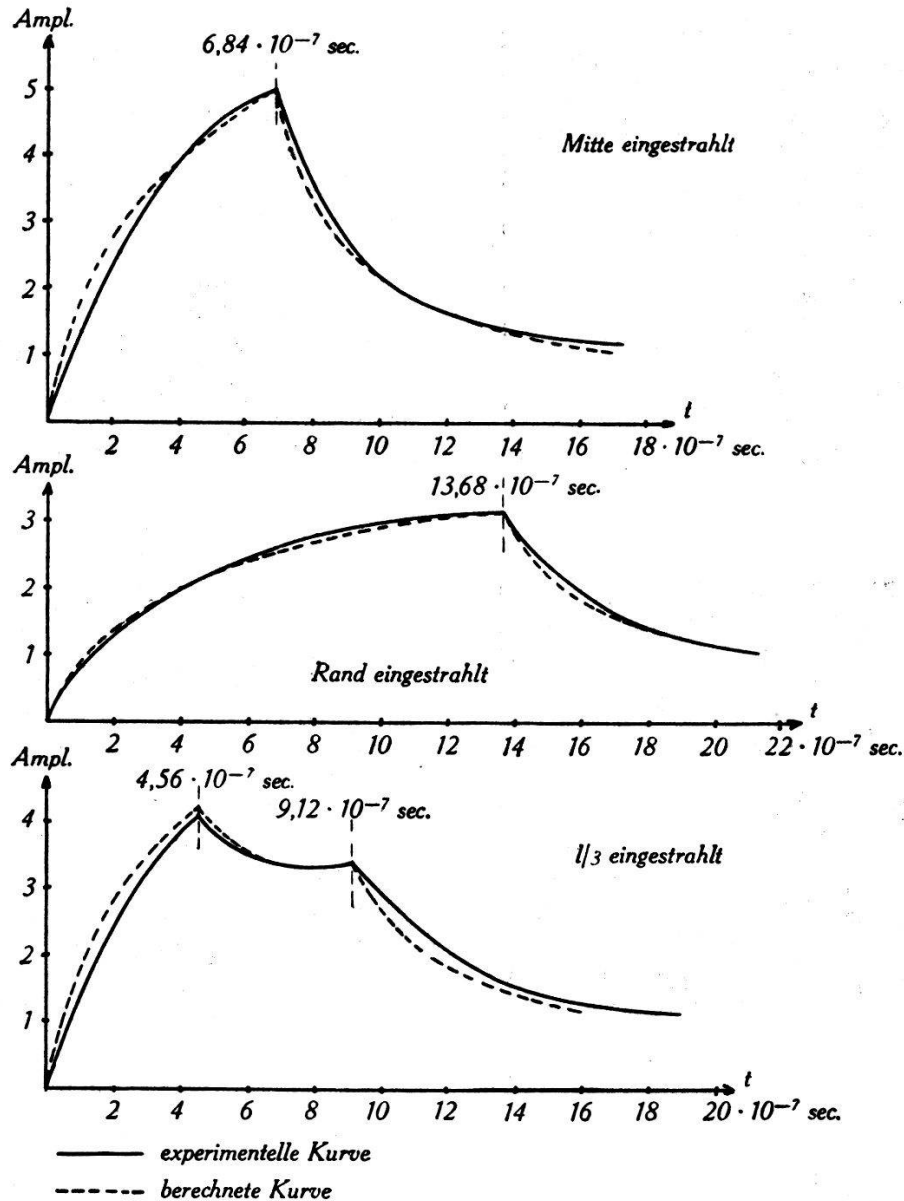


Fig. 3.

Vergleich zwischen experimentell bestimmter und berechneter Impulsform. Zählrohrdaten wie bei Fig. 2.

Ergebnisse stimmen ebenfalls überein mit den v -Werten, die mit dem Blendenzählrohr erhalten wurden¹⁾.

In Fig. 3 sind die theoretisch berechneten Kurven für Einstrahlung in der Mitte, am Rande und $l/3$ verglichen mit den

¹⁾ P. HUBER, F. ALDER und E. BALDINGER, Helv. Phys. Acta XIX, ... (1946).

experimentell aufgenommenen. Zum direkten Vergleich sind in der theoretischen Berechnung drei Konstanten zu bestimmen. Sie wurden durch Anschluss an die Messkurve der Fig. 3a erhalten, indem die Spitzen der beiden Kurven in Übereinstimmung und die zeitliche Ableitung des Stromanstieges an zwei Stellen zur Deckung gebracht wurden. Mit diesen Werten sind die berechneten Kurven in Fig. 3 gestrichelt eingezeichnet. Die Übereinstimmung kann als sehr gut bezeichnet werden.

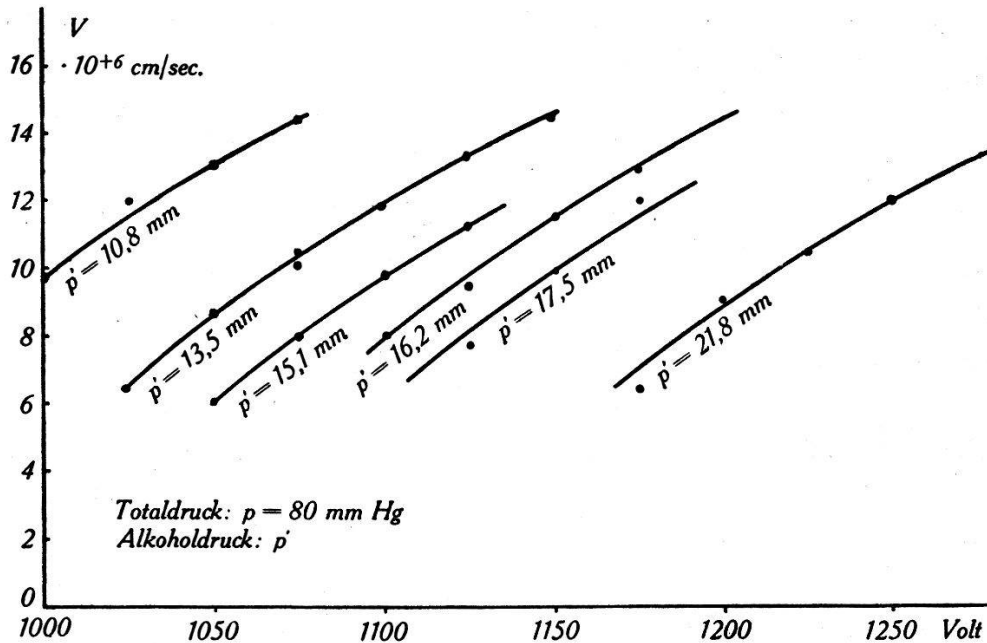


Fig. 4.

Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches in Abhängigkeit von Zählrohrspannung und Alkoholdruck.

Mit der Methode der Impulsform ist es einfach, die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Ionenschlauches in Abhängigkeit von der Zählrohrspannung und vom Partialdruck des Alkohols (C_2H_5OH) zu messen. Die Messergebnisse sind in Fig. 4 zusammengefasst.

Der Multiplier als Zähler für Elementarpartikel

von K. P. MEYER, Universität Zürich.

1. Bisher haben BAY¹⁾, ALLEN²⁾, sowie EISENSTEIN und GINGRICH³⁾ den Sekundär-Elektronenvervielfacher (Multiplier)

¹⁾ Z. BAY, Nature **141**, 284, 1011 (1938). Z. S. f. Physik **117**, 227 (1940/41); Rev. of Sc. Instr. **12**, 127 (1941).

²⁾ J. S. ALLEN, Phys. Rev. **55**, 966 (1939); **59**, 110 (1941); Rev. of Sc. Instr. **12**, 484 (1941).

³⁾ A. EISENSTEIN und N. S. GINGRICH, Rev. of Sc. Instr. **12**, 582 (1941).

zur Zählung von Elementarpartikeln verwendet (Photonen, Elektronen, schwere Teilchen). Obwohl bereits BAY l. c. erkannte, dass die Überlegenheit des Multipliers über das GEIGER-MÜLLERSche Zählrohr (in der Folge als G. M.-Zählrohr bezeichnet) in erster Linie¹⁾ in seinem höheren Auflösungsvermögen besteht, wurden diese Möglichkeiten des Multipliers bisher experimentell nie realisiert. Ein möglichst hohes Auflösungsvermögen experimentell zu verwirklichen, ist das Ziel unserer im Gang befindlichen Versuche.

2. Zur Abschätzung der Möglichkeiten diene folgender Vergleich mit dem G. M.-Zählrohr:

A. Maximale auflösbare Stosszahl.

G. M.-Zählrohr: $5 \cdot 10^4$ Stösse/sec. Hierbei muss aber nach SIMPSON²⁾ die „Dead time“ von ca. 10^{-4} sec³⁾ durch Umpolen des Zählrohrs nach jedem Stoss besonders herabgesetzt werden. Bei der üblichen Verwendung des G. M.-Zählers ist die maximale Stosszahl nur ca. 10^4 /sec.

Multiplier: Nach ZWORYKIN⁴⁾ verstärkt der Multiplier Frequenzen von 10^8 Hz noch unverzerrt, die maximale auflösbare Stosszahl wäre daher $\geq 10^8$ /sec.

B. Auflösungsvermögen für Koinzidenzen.

G. M.-Zählrohr: 10^{-7} sec nach BRADT und SCHERRER⁵⁾.

Multiplier: Nach WANG⁶⁾ ist die zeitliche Verzögerung der Sekundär-Elektronenemission, oder auf jeden Fall die zeitliche Schwankung dieser Verzögerung $\ll 2,5 \cdot 10^{-10}$ sec. Es ist daher nicht übertrieben zu erwarten, dass der Multiplier an sich Koinzidenzen bis zu ca. 10^{-10} sec auflösen kann. Die Frage, ob es gelingt, auch das Auflösungsvermögen der übrigen Versuchsanordnung so weit zu treiben, ist damit noch nicht beantwortet.

¹⁾ Für den Nachweis von Lichtquanten bietet der Multiplier ferner den grossen Vorteil, dass hochempfindliche Photokathoden verwendet werden können, die nicht mehr wie beim G. M.-Zählrohr dauernden Gasentladungen ausgesetzt sind, sondern sich im Hochvakuum befinden. Zuzufolge höherer Quantenausbeute und grösseren zulässigen Stosszahlen bietet sich die Möglichkeit, das Koinzidenz-messverfahren auf Prozesse auszudehnen, an denen Lichtquanten beteiligt sind.

²⁾ J. A. SIMPSON jr., Phys. Rev. **66**, 39 (1944).

³⁾ H. G. STEVER, Phys. Rev. **61**, 38 (1942).

⁴⁾ V. K. ZWORYKIN, G. A. MORTON, L. MALTER, Proc. J. R. E. **24**, 351 (1936).

⁵⁾ H. BRADT und P. SCHERRER, H. P. A. **16**, 251 (1943).

⁶⁾ C. C. WANG, Phys. Rev. **68**, 284 (1945).

3. Versuchsanordnung: Für unsere Versuche steht ein elektrostatisch fokussierter Multiplier mit 13 Vervielfachungsstufen zur Verfügung¹⁾. Die Gesamtvervielfachung beträgt ca. 10^8 . Die Vervielfachungselektroden bestehen aus einer Ag-Mg-Legierung. Ferner ist eine Photokathode aus einer Caesium-Antimonlegierung eingebaut. Um die bei Zimmertemperatur bereits störende thermische Elektronenemission dieser Cs-Legierung auszuschalten, wird der Multiplier mit flüssiger Luft gekühlt. Die Stösse wurden bis jetzt mit Hilfe eines Kathodenstrahloszillographen nachgewiesen und photographisch registriert.

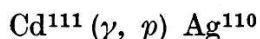
4. Resultate: Sichtbares Licht liefert für jedes primäre Photoelektron am Ausgang des Multipliers je nach Betriebsbedingungen (Spannung pro Stufe, Kühltemperatur) mittlere Elektronenpakete von ca. $2,5$ — $25 \cdot 10^6$ Elektronen, welche Spannungsstösse von ca. $7,5$ bis 75 Millivolt verursachen. Der Anodenstrom des Multipliers wird praktisch nur durch die Stösse verursacht (400 Stösse/sec verursachen z. B. einen mittleren Strom von $3 \cdot 10^{-10}$ Amp.). Ohne Einstrahlung von Photonen sinkt der Strom auf ca. 10^{-12} Amp. ab. Dieser Reststrom ist im wesentlichen durch die Nullstösse bedingt (je nach Betriebsbedingungen $0,3$ — 1 Stoss/sec, ohne Pb-Mantel). Die Nulllinie auf dem Oszillographenschirm ist daher abgesehen von den Stössen ohne jede beobachtbare Störung. Die Stossdauer (Zeit bis zur Erreichung der vollen Stossamplitude) ergab sich aus den Oszillogrammen zu ca. 10^{-6} sec. *Es konnten bereits Stosszahlen von ca. 10^6 /sec aufgelöst und im Oszillogramm registriert werden.* Damit ist aber noch gar nichts über die obere Grenze des Auflösungsvermögens des Multipliers gesagt, weil mit einem Megahertz die obere Grenze des Frequenzbandes erreicht ist, welches vom eingebauten Röhrenverstärker unseres Oszillographen verstärkt wird. Die Versuche werden mit Verstärkern fortgesetzt, deren obere Frequenzbandgrenze höher liegt.

γ -Strahlen liefern Stossamplituden, die *ceteris paribus* etwa 10mal grösser sind als bei Einstrahlung von Lichtquanten. γ -Quanten erzeugen eben mehr als nur ein Primärelektron im Multiplier (dass die Nullstösse im Mittel auch viel grösser sind als die von Lichtquanten verursachten Stösse, zeigt, dass ein wesentlicher Teil der Nullstösse durch die Höhenstrahlung und radioaktive Umgebungstrahlung bedingt ist). Die Stossamplituden am Multiplierausgang können bei geeigneten Betriebsbedingungen bis zu 1 Volt

¹⁾ Dieser Multiplier wurde im Inst. f. techn. Physik an der E.T.H. von Herrn N. SCHAETTI gebaut. Für den Bau dieser ganz hervorragenden Röhre möchte ich hier Herrn Prof. FISCHER und Herrn SCHAETTI meinen Dank abstaten.

gehen. Bei Abschaltung der Photokathode liessen sich γ -Quanten auch bei Zimmertemperatur zählen. Die Stossamplituden sind dabei *ceteris paribus* etwa um den Faktor 10 grösser als bei Kühlung mit flüssiger Luft. Das entspricht einer Zunahme des Sekundärelektronen-Multiplikationsfaktors um $\sqrt[12]{10} = \text{ca. } 1,2$.

Kernphotoeffekt unter Emission eines Protons an Cadmium:



VON O. HIRZEL und H. WÄFFLER, E.T.H. Zürich.

Mit der beim Einfang schneller Protonen in Lithium erzeugten harten Gammastrahlung ($h\nu \sim 17 \text{ MeV}$) lassen sich bei praktisch allen Kernen Umwandlungen durchführen. In den meisten Fällen besteht diese Umwandlung in der Abtrennung eines Neutrons aus dem betreffenden Kern ((γ, n) -Prozess). Auch die Emission eines Protons ist grundsätzlich möglich ((γ, p) -Prozess), doch konnte eine solche bis jetzt nur an Magnesium: $\text{Mg}^{26} (\gamma, p) \text{Na}^{25}$ nachgewiesen werden¹). Es ist zu erwarten, dass der Reaktionstyp (γ, p) viel seltener auftritt als der (γ, n) -Prozess, vor allem bei schweren Kernen ($Z \approx 50$), weil das Proton durch den Potentialwall des Coulombfeldes am Austritt behindert wird, und zwar um so stärker, je grösser die Kernladung ist.

Wir haben mit einer intensiven Quelle von Lithium- γ -Strahlen ($\approx 10^9$ Quanten/sec.) verschiedene Elemente (Si, Cr, Ti, Cd, Sn, Pb) auf einen (γ, p) -Prozess hin untersucht. Der Nachweis der Reaktion erfolgte bei allen diesen Elementen auf Grund der Radioaktivität des Restkerns. Es konnte zwar in allen Fällen ein Effekt beobachtet werden, doch die induzierte Aktivität war im allgemeinen zu schwach, um sie mit Sicherheit einem (γ, p) -Prozess zuzuordnen zu können. Einzig Cadmium zeigte nach 1-minütiger Bestrahlung eine gut messbare 24 sec-Aktivität. Um festzustellen, ob dieser 24-sec-Körper mit dem bekannten radioaktiven Silberisotop Ag^{110} ($T = 24,2 \pm 0,5 \text{ sec}$, $E_{\beta \text{ max}} = 2,6 \text{ MeV}$) identisch ist, wurden folgende Versuche durchgeführt:

1. Die Halbwertszeit der mit γ -Strahlen in Cadmium induzierten Aktivität wurde in der gleichen geometrischen Anordnung mit der Halbwertszeit der in Silber mit langsamen Neutronen induzierten Aktivität des Ag^{110} [$\text{Ag}^{109} (n, \gamma) \text{Ag}^{110}$] verglichen. Für Cadmium fanden wir $T = 24,0 \pm 1,0 \text{ sec}$, für Silber $T = 24,5 \pm 0,3 \text{ sec}$.

¹) O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, H.P.A. 17, 139 (1944).

2. Zum Vergleich der von den beiden radioaktiven Strahlern emittierten Betaspektren wurden ihre Absorptionskurven in Silber aufgenommen. Diese Kurven stimmen völlig überein. Auf Grund dieser Versuche kann die Identität der beiden radioaktiven Körper als gesichert gelten.

Bei der Beschiessung von Lithium mit Protonen entstehen infolge der natürlichen Deuteriumbeimengung des Wasserstoffs auch immer schnelle Neutronen. Es musste deshalb noch geprüft werden, ob das radioaktive Isotop Ag^{110} tatsächlich im Prozess $\text{Cd}^{111} (\gamma, p) \text{Ag}^{110}$ entsteht, oder ob etwa die Neutronenreaktion $\text{Cd}^{110} (n, p) \text{Ag}^{110}$ vorliegt. Der Beweis, dass es sich tatsächlich um den (γ, p) -Prozess handelt, konnte mit Hilfe der Anregungsfunktion der 24-sec-Aktivität erbracht werden. Diese folgt zwischen 440 und 480 KeV Protonenenergie genau dem Resonanzanstieg der Lithium-Gamma-Strahlung und nicht dem monotonen Anstieg der $\text{Li} + \text{D}$ -Reaktion.

Experimentell findet man für den Wirkungsquerschnitt des (γ, n) -Prozesses an Ag^{107} , Ag^{109} , Cd^{116} und Sn^{124} innerhalb der Fehlergrenzen denselben Wert: $\sigma (\gamma, n) \sim 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$.

Man kann deshalb mit grosser Wahrscheinlichkeit annehmen, dass auch Cd^{111} etwa den gleichen Wirkungsquerschnitt für den (γ, n) -Prozess aufweist. Unter dieser Annahme lässt sich aus der experimentell bestimmten Ausbeute des Prozesses $\text{Cd}^{111} (\gamma, p) \text{Ag}^{110}$ das *Verhältnis* der Wirkungsquerschnitte: $\sigma (\gamma, p) / \sigma (\gamma, n)$ berechnen. Man findet für dieses Verhältnis den Wert:

$$\frac{\sigma (\gamma, p)}{\sigma (\gamma, n)} = \frac{1}{35} .$$

Dieses experimentelle Wirkungsquerschnittsverhältnis kann man mit dem theoretischen Wert, der sich aus einer Arbeit von WEISSKOPF und EWING¹⁾ entnehmen lässt, vergleichen. Die genannten Autoren haben auf Grund der von Bohr entwickelten Vorstellungen²⁾ die Wirkungsquerschnitte für Umwandlungen der schweren Kerne berechnet. Für die konkurrenzierenden Prozesse (γ, p) und (γ, n) wird das *Verhältnis* ihrer Wirkungsquerschnitte gleich dem Verhältnis der Emissionswahrscheinlichkeiten für die beiden Teilchen Proton, bzw. Neutron. Dieses Verhältnis lässt sich der Arbeit von WEISSKOPF und EWING entnehmen und ist in Fig. 1 in Abhängigkeit von der Maximalenergie E_{max} der austretenden Teilchen dargestellt. E_{max} ergibt sich als Differenz zwischen der Energie des

¹⁾ V. F. WEISSKOPF und D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).

²⁾ N. BOHR, Nature **137**, 344 (1936).

einfallenden γ -Quants ($h\nu \sim 17$ MeV) und der Bindungsenergie der austretenden Teilchen. Da der exakte Wert der Bindungsenergie zur Zeit nicht bekannt ist, so können ihre approximativen Grenzwerte — 8 resp. 10 MeV — betrachtet werden. Man erkennt, dass das theoretische Wirkungsquerschnittsverhältnis bestenfalls den Wert

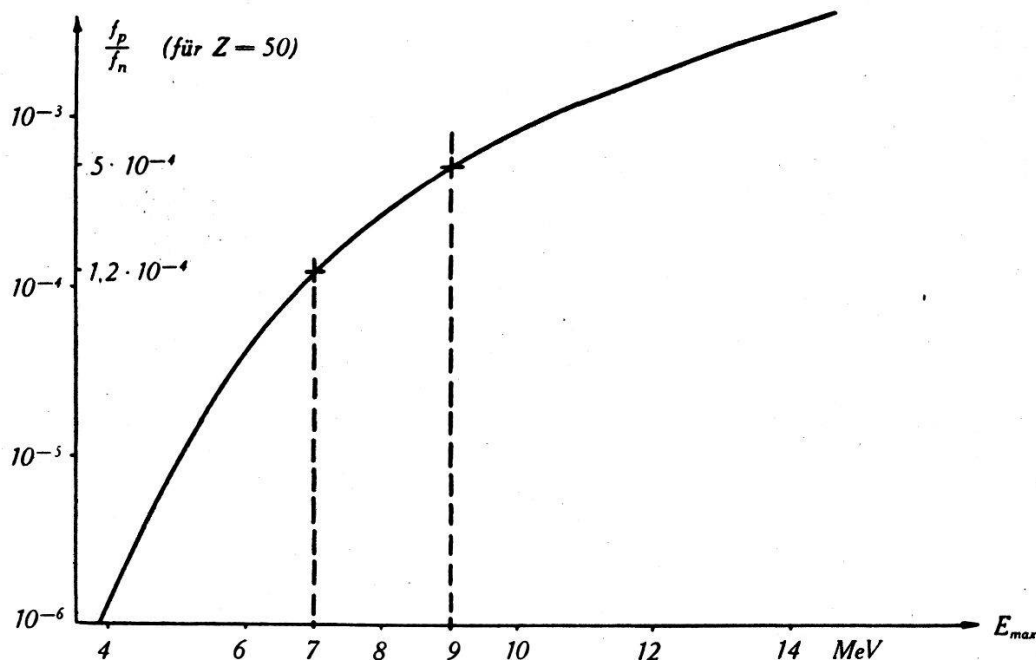


Fig. 1.

Verhältnis der Austrittswahrscheinlichkeiten von Protonen und Neutronen.

$5 \cdot 10^{-4}$ erreicht, also rund 60mal kleiner ist als das experimentelle. Dieses Ergebnis deutet unseres Erachtens darauf hin, dass im Falle der Kernumwandlungen durch γ -Strahlen die BOHRschen Vorstellungen über den Mechanismus des Umwandlungsprozesses einer Modifikation bedürfen.

Über die beim Zerfall des K^{40} emittierte γ -Strahlung

von O. HIRZEL und H. WÄFFLER, E.T.H. Zürich.

Nach Absorptionsmessungen von GRAY und TARRANT¹⁾ hat die beim radioaktiven Zerfall des K^{40} emittierte γ -Strahlung eine Quantenenergie von 2 MeV. Die obere Grenze des β -Spektrums von K^{40} beträgt aber nur 1,3 MeV²⁾, so dass sich diese γ -Strahlung nur schwer in das Zerfallschema $K^{40} \rightarrow Ca^{40}$ einordnen lässt.

Da man in dem genannten Energiebereich von einer Absorptionsmessung keine sehr genauen Resultate erwarten kann, so

¹⁾ L. H. GRAY und G. T. P. TARRANT, Proc. Roy. Soc. **143**, 681 (1933).

²⁾ W. J. HENDERSON, Phys. Rev. **55**, 238A (1939).

fürten wir eine Neubestimmung der Quantenenergie nach dem BOTHEschen Koinzidenzverfahren durch. Die Messungen ergaben den Wert

$$h\nu = 1,54 \pm 0,1 \text{ MeV.}$$

Dieser Energiewert rückt nun sehr nahe an die Grenzenergie des β^- -Spektrums von K^{40} . Es schien uns deshalb wünschenswert, auch die β -Energie nochmals möglichst genau zu bestimmen. Infolge der schwachen Aktivität des Kaliums kommt hierfür nur eine Absorptionsmessung in Frage. Wir haben die Absorptionskurve der K^{40} - β -Strahlung in Aluminium aufgenommen und mit den Absorptionskurven von Na^{24} und P^{32} verglichen. Dabei zeigte es sich, dass die Absorptionskurven von Na^{24} und K^{40} praktisch identisch sind. Man kann somit auch für die oberen Grenzen der beiden β -Spektren den gleichen Wert annehmen. Die Grenzenergie von Na^{24} ist gut bekannt³⁾. Sie beträgt

$$E_{\beta \text{ max}} (Na^{24}) = 1,41 \pm 0,02 \text{ MeV} \cong E_{\beta \text{ max}} (K^{40})$$

Damit ist sichergestellt, dass die Quantenenergie der Gammastrahlung von K^{40} grösser ist, als die Grenzenergie des β^- -Spektrums.

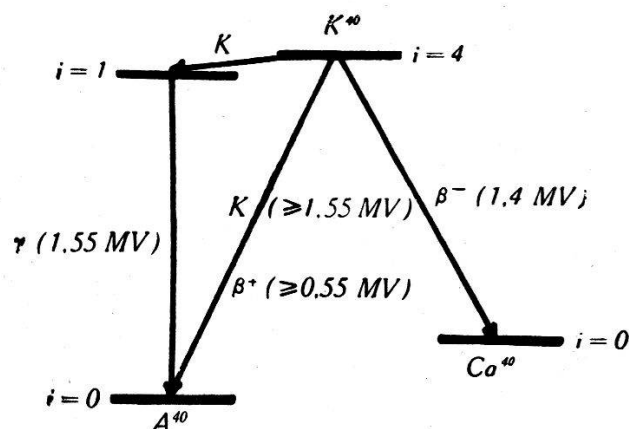


Fig. 1.

Vermutliches Zerfallsschema von K^{40} .

Auf Grund dieser Tatsache erscheint es sehr unwahrscheinlich, dass die γ -Strahlung zum Übergang $K^{40} \rightarrow Ca^{40}$ gehört; vielmehr hängt sie höchstwahrscheinlich mit dem Zerfall $K^{40} \rightarrow A^{40}$, der praktisch nur unter K-Einfang erfolgt, zusammen. Auf Grund der vorliegenden Messungen möchten wir das in Fig. 1 dargestellte Niveauschema für den Zerfall des K^{40} vorschlagen.

³⁾ K. SIEGBAHN, Ark. f. Math. Astr. Phys. **30** (1944).

Die Silberisomere Ag^{*107} und Ag^{*109}

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK,
P. SCHERRER und R. STEFFEN E.T.H. Zürich.

Die Untersuchung der Silber-Isomere Ag^{*107} und Ag^{*109} , über die wir schon früher berichtet hatten (BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK und SCHERRER¹), wurde fortgeführt. Insbesondere wurde nun die Wahrscheinlichkeit der Konversion der von den beiden Isomeren beim Übergang in den Grundzustand emittierten γ -Strahlung in den verschiedenen Elektronenschalen genauer untersucht. Die beiden Silber-Isomere treten auf als Folgeprodukte des $6,7 \text{ h Cd}^{107, 109}$ und des langlebigen $\text{Cd}^{107, 109}$, dessen Halbwertszeit wir, den HELMHOLZschen Wert²) von 158 d korrigierend, zu 330 d bestimmten. Für die $93,5\text{-keV}$ -Strahlung des als Folgeprodukt des $6,7 \text{ h Cd}^{107, 109}$ auftretenden Ag_I^* der Halbwertszeit ($44,3 \pm 0,2$) sec ist die Intensität der L -Konversionslinie 1,12-mal, die Intensität der $(M + N)$ -Konversionslinien 0,19mal grösser als die Intensität der K -Konversionslinie:

$$(N_L/N_K)_{\text{Ag}_I^*} = 1,12 \pm 0,05; (N_{M+N}/N_K)_{\text{Ag}_I^*} = 0,19 \pm 0,02.$$

Für die $88,4\text{-keV}$ -Strahlung des als Folgeprodukt des $330 \text{ d Cd}^{107, 109}$ auftretenden Ag_{II}^* der Halbwertszeit ($39,2 \pm 0,3$) sec ergeben sich ganz ähnliche Werte; nur der Wert N_L/N_K scheint etwas kleiner zu sein:

$$(N_L/N_K)_{\text{Ag}_{II}^*} = 1,00 \pm 0,05.$$

Der nach HEBB und NELSON³) unter der dort angegebenen Berücksichtigung der Abschirmung der Kernladung berechnete Wert der relativen Wahrscheinlichkeit von L - und K -Konversion beträgt für elektrische 2^4 -Polstrahlung

$$(N_L/N_K)_{\text{el. } 2^4\text{-Pol.}} = 1,7.$$

Die Anregungsenergie-Lebensdauer-Relation liesse für die Silber-Isomere bei gleicher Parität von metastabilem Zustand und Grundzustand ausser dem Übergang durch Emission elektrischer 2^4 -Polstrahlung für $\Delta J = 4$ noch den Übergang durch Emission von magnetischer 2^3 -Polstrahlung plus elektrischer 2^4 -Polstrahlung vergleichbarer Intensität für $\Delta J = 3$ zu. Für reine magnetische

¹) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **18**, 256 (1945).

²) A. C. HELMHOLZ, *Phys. Rev.* **60**, 160 (1941).

³) M. H. HEBB und E. NELSON, *Phys. Rev.* **58**, 486 (1940).

2^3 -Polstrahlung ergäbe sich nach HEBB und NELSON ein gegenüber dem experimentellen viel zu kleiner Wert

$$(N_L/N_K)_{\text{magn. } 2^3\text{-Pol.}} = 0,24.$$

Die totale Konversionswahrscheinlichkeit N^e/N^a der 93,5-keV-Strahlung des 44,3 sec Ag_I^* wurde durch Vergleich der Intensität der unkonvertierten 93,5-keV- γ -Strahlung mit der bekannten harten γ -Strahlung des 6,7 h Cd (BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK und SCHERRER¹) zu

$$(N^e/N^a)_{\text{Ag}_I^*} = 16,$$

die totale Konversionswahrscheinlichkeit der 88,4-keV-Strahlung des 39,2 sec Ag_{II}^* anknüpfend daran zu

$$(N^e/N^a)_{\text{Ag}_{II}^*} = 19$$

bestimmt. Diese Werte sind erheblich kleiner als der nach DANCOFF und MORRISON² für elektrische 2^4 -Polstrahlung berechnete Wert. Die experimentellen Daten könnten als Prüfstein für eine genauere theoretische Berechnung der Konversionswahrscheinlichkeit für elektrische 2^4 -Polstrahlung bei mittelschweren Elementen ($Z=47$) dienen.

Der geringe Unterschied in den Eigenschaften der metastabilen Zustände der beiden stabilen Silberkerne Ag^{107} ($J = \frac{1}{2} \hbar$, $\mu = -0,10 \mu_K$) und Ag^{109} ($J = \frac{1}{2} \hbar$, $\mu = -0,19 \mu_K$) könnte eventuell für ein detaillierteres Verständnis der Kernisomerie von Interesse sein. In dieser Hinsicht ist insbesondere zu bemerken, dass, entgegen der den einfachen Modellen entsprechenden Relation, der metastabile Zustand höherer Energie die grössere Lebensdauer besitzt.

Die duale radioaktive Umwandlung des Cu^{64}

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK,
P. SCHERRER und R. STEFFEN, E.T.H. Zürich.

Der Vergleich der relativen Wahrscheinlichkeit von Positronenemission und K-Einfang beim Cu^{61} und Cu^{64} , den wir in einer früheren Untersuchung³) durchführten, hatte eine Diskrepanz von

¹) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **18**, 351 (1945).

²) S. M. DANCOFF und P. MORRISON, Phys. Rev. **55**, 122 (1939).

³) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **18**, 252 (1945).

30% zwischen dem experimentell bestimmten und dem theoretisch berechneten Wert ergeben.

Diese Abweichung veranlasste uns die Umwandlung des Cu^{64} -Kernes eingehender zu untersuchen, um zu prüfen, ob beim Cu^{64} nicht doch ein komplizierteres Umwandlungsschema vorliegt, als auf Grund der bisherigen Messungen anzunehmen war.

Das Cu^{64} der Halbwertszeit 12,8 h, das wir durch die Bestrahlung von Nickel mit 7 MeV Protonen des Cyclotrons erzeugten, wandelt sich auf duale Weise, um einerseits durch β^- -Emission ($E_{\text{max}} = 0,578 \pm 0,003 \text{ MeV}^1$) in das Zn^{64} , andererseits durch β^+ -Emission ($E_{\text{max}} = 0,659 \pm 0,003 \text{ MeV}^1$) und K-Einfang in das Ni^{64} .

Für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit von Elektronen- und Positronenemission fanden wir durch Ausplanimetrieren der Spektren den Wert:

$$N^-/N^+ = 2,1.$$

Der bisher bekannte von VAN VOORHIS²⁾ aus Wilsonkammermessungen bestimmte Wert war $N^-/N^+ \sim 1,6$. Das Verhältnis der Quadrate der in der FERMISCHEN Formel auftretenden Matrixelemente berechnet sich mit dem neuen Wert zu

$$|M^-/M^+|^2 = 0,47.$$

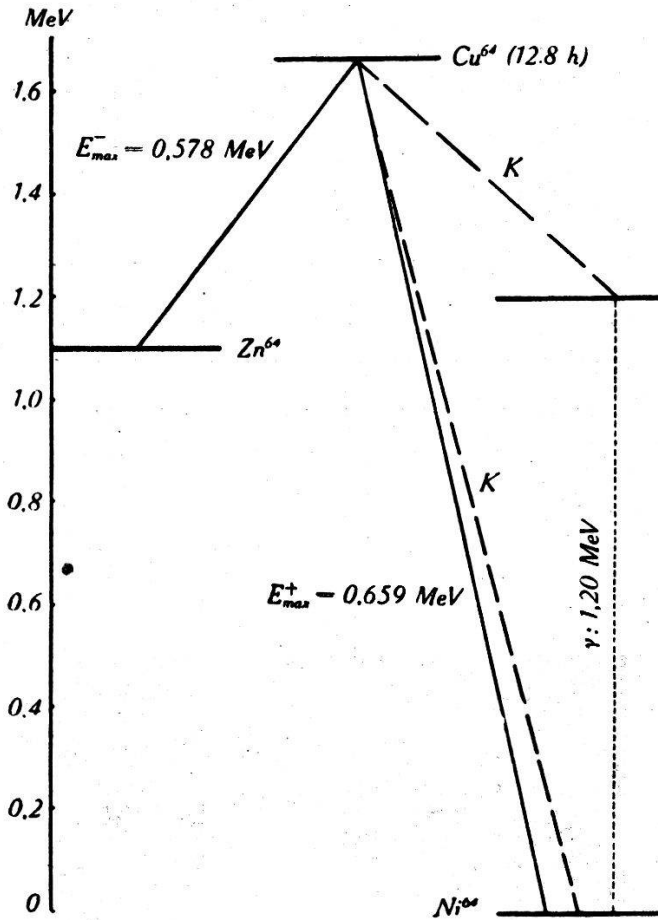
Von verschiedenen Autoren²⁾³⁾ ist festgestellt worden, dass Cu^{64} neben der 0,51 MeV Annihilationsstrahlung keine intensive Kern- γ -Strahlung emittiert. Um eine allfällige vorhandene schwache γ -Linie festzustellen, wurde mit der BOTHERSchen Koinzidenzmethode die Absorptionskurve und Reichweite der Compton-elektronen bestimmt. Diese Methode gestattet bekanntlich auch in Anwesenheit intensiver weicherer γ -Strahlung schwache härtere γ -Komponenten aufzufinden. Diese Messungen zeigen deutlich das Vorhandensein einer γ -Linie von $(1,20 \pm 0,05) \text{ MeV}$. Die Intensität der 1,2-MeV-Komponente fällt zeitlich mit der 12,8-h-Periode des Cu^{64} ab. Das Vorhandensein dieser Kern- γ -Linie wurde auch durch Absorptionsmessungen (ausgeführt mit Bleifiltern bis zu 6 cm Dicke) festgestellt. Beide Messungen führten auf den selben Intensitätswert von $(0,10 \pm 0,02) \gamma$ -Quanten pro Positron. Koinzidenzmessungen zeigen, dass diese Linie, wie es aus energetischen Gründen hervorgeht, mit dem K-Einfang gekoppelt ist.

¹⁾ A. W. TYLER, Phys. Rev. **56**, 125 (1939).

²⁾ S. N. VAN VOORHIS, Phys. Rev. **50**, 895 (1936).

³⁾ W. GENTNER und SEGRÈ, Phys. Rev. **55**, 814 (1939).

Wir haben also für die Umwandlung des Cu^{64} das folgende Schema:



Die eingangs angeführte Diskrepanz zwischen der experimentell bestimmten und der nach FERMI berechneten relativen Wahrscheinlichkeit von Positronenemission und K -Einfang beim Cu^{61} und Cu^{64} wird durch das genauere Umwandlungsschema nicht erklärt.

Umwandlungsschema des Zn^{63}

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK,
P. SCHERRER und R. STEFFEN, E.T.H. Zürich.

Die radioaktive Umwandlung des 38,3 Minuten- Zn^{63} wurde untersucht und das zugehörige Umwandlungsschema aufgestellt.

Die Umwandlung erfolgt sowohl durch Emission von Positronen einer Maximalenergie von $(2,36 \pm 0,02)$ MeV als auch durch Einfang von Hüllenelektronen. 88% aller Umwandlungen führen direkt, 8% über ein angeregtes Niveau von $(0,96 \pm 0,01)$ MeV und 4% über ein Niveau von $(1,9 \pm 0,1)$ MeV in den Grund-

zustand des Folgekernes Cu^{63} . Das gemessene Positronenspektrum lässt sich in drei Partialspektren mit FERMIVerteilung, welche den drei erlaubten Übergängen in die angeführten Niveaus des Cu^{63} -Kernes entsprechen, zerlegen.

Über diese Untersuchung wird demnächst ausführlich in den H.P.A. berichtet werden.

K-Einfang des Fe^{55}

VON H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK,
P. SCHERRER und R. STEFFEN, E.T.H. Zürich.

Bei Deuteronenbestrahlung von Eisen wurde von LIVINGOOD und SEABORG¹⁾ das Auftreten einer langlebigen Aktivität, die sie dem Eisenisotop Fe^{55} zuordneten, beobachtet. Die Halbwertszeit dieses Isotops wurde von VAN VOORHIS²⁾ zu ca. vier Jahren bestimmt. LIVINGOOD und SEABORG vermuteten, dass das Fe^{55}



Fig. 1.

Wilsonkammeraufnahme der Fe^{55} -Strahlung.

¹⁾ J. J. LIVINGOOD und G. T. SEABORG, Phys. Rev. **55**, 1268 (1939).

²⁾ S. N. VAN VOORHIS, Priv. Mitteil. an J. J. LIVINGOOD und G. T. SEABORG, Rev. mod. Physics **12**, 30 (1940).

durch K-Einfang oder Positronenemission in das stabile Mn^{55} übergeht.

Zur Herstellung der für die Untersuchung der Fe^{55} -Strahlung verwendeten Präparate wurde Mangan mit 7 MeV Protonen im Cyclotron bestrahlt, und das Eisen chemisch als Eisenazetat vom Mangan getrennt.

Durch Nachweis der K-Röntgenstrahlung des Mn wurde verifiziert, dass das Fe^{55} durch K-Einfang in Mn übergeht. Zählrohrmessungen mit Magnetfeld, wie auch Wilsonkammeraufnahmen, zeigten, dass bei der Umwandlung des Fe^{55} weder Positronen noch Primär-Elektronen emittiert werden.

Die weitere Untersuchung der Fe^{55} -Strahlung ergab, dass ausser der Mn-Röntgen-Strahlung nur noch eine äusserst schwache γ -Strahlung einer mittleren Energie von ca. 70 keV emittiert wird, deren Intensität etwa $2 \cdot 10^{-5}$ γ -Quanten pro Umwandlung beträgt. Das Verhältnis der Intensität dieser γ -Strahlung zur Intensität der Mn-K-Strahlung blieb während der Messdauer, die sich über mehr als ein halbes Jahr erstreckte, konstant, so dass die γ -Strahlung keiner Verunreinigung zuzuschreiben ist.

MORRISON und SCHIFF¹⁾ haben gezeigt, dass auch als Begleiterscheinung des K-Einfangs eine schwache γ -Strahlung mit kontinuierlichem Energiespektrum, entsprechend der Bremsstrahlung bei Elektronenemission, zu erwarten ist. Mit FERMI- oder GAMOW-TELLER-Kopplung erhalten sie für die Wahrscheinlichkeit, dass pro K-Umwandlungsprozess ein γ -Quant mit einer Energie zwischen E und $E + dE$ emittiert wird:

$$w(E) dE = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{W_0}{mc^2} \right)^2 \left(1 - \frac{E}{W_0} \right)^2 \frac{E}{W_0} dE \quad (1)$$

W_0 ist die bei der Umwandlung freiwerdende Energie. Die totale Anzahl der pro K-Umwandlungsprozess emittierten γ -Quanten ist:

$$\int_0^{W_0} w(E) dE = \frac{\alpha}{12\pi} \left(\frac{W_0}{mc^2} \right)^2. \quad (2)$$

Für andere Kopplungsansätze und verbotene Übergänge ist die Intensität der γ -Strahlung von der gleichen Grössenordnung.

Aus dem experimentell bestimmten Wert von $2 \cdot 10^{-5}$ - γ -Quanten pro Umwandlung berechnet sich W_0 nach Formel (2) zu ca. 0,15

¹⁾ P. MORRISON und L. I. SCHIFF, Phys. Rev. **58**, 24 (1940).

MeV. Mit diesem Wert von W_0 kann die Absorption der kontinuierlichen γ -Strahlung des durch Gleichung (1) gegebenen Energiespektrums berechnet werden.

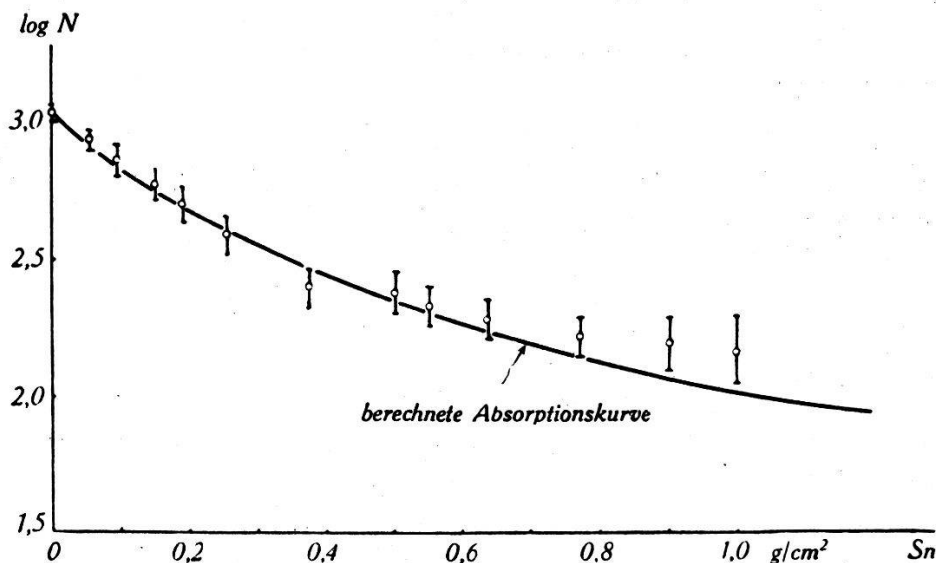


Fig. 2.

Absorption der kontinuierlichen γ -Strahlung des Fe^{55} in Sn.

Die Messung der Absorption der Fe^{55} - γ -Strahlung in Blei-, Platin- und Zinn-Folien ist, wie Fig. 2 zeigt, mit den berechneten Absorptionskurven innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung.

A propos de la loi de Hooke

par A. JAQUEROD, Neuchâtel.

La loi de HOOKE est à la base de la théorie de l'élasticité. On est obligé de la considérer comme valable alors même qu'on sait que les corps élastiques présentent des écarts à cette loi, même lorsqu'on reste dans le domaine des déformations petites, où la plasticité, le fluage, n'existent pratiquement pas. On la considère en tout cas comme une loi limite.

Ces écarts, qu'il serait très intéressant de connaître, sont très difficiles à déterminer expérimentalement. Les méthodes statiques sont impuissantes. Seules les méthodes dynamiques, utilisant des oscillations, permettent d'espérer une précision suffisante atteignant le cent millième. L'équation du mouvement, dans le cas où la loi de HOOKE n'est pas rigoureuse, est de la forme $\frac{d^2 x}{dt^2} = -F(x)$, où $F(x)$ pourra empiriquement être considérée comme un polynôme: $F(x) = ax + bx^2 + cx^3 + \dots$. La période sera alors

fonction de l'amplitude x_0 , et calculable si l'on connaît $F(x)$ (par une fonction elliptique si le développement s'arrête au terme du troisième degré). Inversement la détermination de la période permettra d'atteindre $F(x)$. On pourra admettre un module, E ou G , fonction de la contrainte donc de x .

Malheureusement les constantes $b, c \dots$ sont généralement très petites et il faut connaître la période avec une précision considérable, et cela jusqu'à de grandes amplitudes. Or, cette précision est impossible à atteindre avec une exactitude suffisante par suite de l'amortissement.

On peut tourner la difficulté par la méthode générale suivante. Considérons par exemple un *pendule de torsion double*, c'est-à-dire dont l'équipage mobile est suspendu à un fil métallique de quelques dixième de mm de diamètre, un fil identique et de même longueur étant fixé sous cet équipage et d'autre part à une pince pouvant tourner dans un cône, et qui peut être immobilisée. Le tout est tendu par un poids constant. On observe la durée d'oscillation pour de très petites amplitudes (inférieures à un degré), le fil étant sans torsion pour la position d'équilibre. Par une méthode de coïncidences on détermine la période T_0 en quarante à cinquante minutes, à la précision du cent millième, ce qui est facile. Puis on tord les deux fils d'un angle Θ_1 en tournant la pince d'un angle $2 \Theta_1$ et on observe la nouvelle période $= T_1$ pour de très petites oscillations autour de la nouvelle position d'équilibre, les fils étant soumis à une contrainte connue. On répète l'expérience pour des torsions $\Theta_2, \Theta_3, \dots$. Si le module était constant (loi de HOOKE) on aurait $T_0 = T_1 = T_2 = \dots$. Le résultat expérimental est tout autre.

Avec l'acier de cordes à piano recuit, de 0,5 mm de diamètre et d'un mètre de longueur, le module varie de deux à trois cent millièmes pour une torsion de 2π , déjà considérable. Avec un fil du même acier de 0,3 mm on a pu poursuivre les déterminations jusqu'à une contrainte correspondant à une torsion de 8π . Le module diminue alors de façon à peu près parabolique, la tangente à l'origine de la courbe $G = F(\Theta)$ étant horizontale, donc la loi de HOOKE valable, mais comme loi limite seulement, c'est-à-dire que $\left(\frac{dG}{d\Theta}\right) = 0$ pour $\Theta = 0$.

Avec un *acier au nickel* spécial, de ceux qu'on utilise pour compenser en chronométrie l'influence de la température, le résultat est bien différent. La période diminue tout d'abord avec la torsion, passe par un minimum, puis augmente de plus en plus vite. On peut donc considérer une variation du module de torsion, en sens

inverse, et d'importance double, qui se représente très bien par la formule

$G = G_0 (1 + a\Theta - b\Theta^2)$, avec $a = 0,00202$ et $b = 0,00053$, valable jusqu'à $\Theta = 6\pi$.

Les écarts, comme on le voit, sont grands, et la loi de HOOKE n'est même pas valable pour des oscillations infiniment petites puisque $\frac{dG}{d\Theta}$ ne s'annule pas avec Θ . Ce résultat est très probablement en relation avec le ferromagnétisme de l'alliage, et avec ses autres anomalies élastiques.

On observe en outre une dissymétrie suivant que le fil est tordu à droite ou à gauche. La variation du module de COULOMB avec la torsion a bien la même allure, mais avec des constantes un peu différentes. Ce fait est dû au passage à la filière qui donne toujours au fil une structure, donc une symétrie, hélicoïdale.

Il serait très intéressant d'étudier de la même manière divers métaux purs, après des traitements thermiques et mécaniques variés. Malheureusement très peu soutiendraient des contraintes appréciables sans présenter de l'érouissage, de la réactivité, etc., ce qui rendrait les observations impossibles.

Enfin, on se propose d'étudier de façon semblable l'élasticité de flexion au moyen de fils ou de rubans enroulés en hélice et fixés sous un pendule de torsion, dont le fil aurait été préalablement étudié comme ci-dessus. Divers états de torsion du fil de suspension correspondraient à diverses contraintes en flexion du ressort hélicoïdal, et la mesure de la période pour de très petites oscillations donnerait la variation du module d'YOUNG avec la contrainte.

Elasticité et ferromagnétisme inapparent

par ALBERT PERRIER. Lausanne.

Au cours de la discussion de l'exposé de M. JAQUEROD¹⁾ l'auteur formule les considérations ci-dessous, qui font apparaître par un autre aspect l'intérêt de mesures de haute précision sur l'élasticité et par conséquent des procédés et résultats de notre collègue.

Dans les milieux ferromagnétiques, les variations de l'élasticité sont imputables pour la plus grande part à l'orientation (apolaire) des moments dans les domaines élémentaires, orientations

¹⁾ A. JAQUEROD, A propos de la loi de HOOKE, S. Suisse de Physique, session d'Aarau le 4 mai 1946.

provoquées par les déformations elles-mêmes. Les anomalies à la loi de HOOKE peuvent ainsi manifester à l'observation ces processus cachés.

En particulier, dans les intervalles étroits au voisinage d'une désaimantation parfaite, *la théorie fait prévoir deux fonctions d'allures différentes pour la liaison entre le module d'extension (E) et le champ magnétique* (resp. l'aimantation observable), selon que la polarisation réversible (perméabilité initiale) aurait comme origine des *rotations* des moments de domaines ou des *translations des parois* (frontières) séparant des domaines.

Les deux mécanismes s'accordent à prévoir un module d'élasticité plus faible pour le corps désaimanté que pour le corps saturé (valeur « normale »). Les deux encore prévoient que la pente dE/dH part de zéro pour croître jusqu'à un maximum et redescendre ensuite progressivement jusqu'à zéro.

Mais, où seules joueraient des translations réversibles, le déficit initial de E doit être plus accentué et de plus dE/dH resterait sensiblement constante dans ces intervalles. Avec des rotations exclusivement, la croissance initiale de E doit manifester une allure parabolique.

De plus encore on justifierait des prévisions corrélatives pour E en fonction de la contrainte mécanique.

De telles mesures, purement mécaniques, pourraient ainsi *contribuer au choix entre deux théories magnétiques*, cas échéant discriminer la part afférente à chaque étape à chacun des deux mécanismes.

Ces déductions sont contenues implicitement dans une communication récente¹⁾; elles auraient été développées et le seront de toute façon dans la publication détaillée à paraître ultérieurement.

Einfluss von Fremdionen auf seignetteelektrische Eigenschaften

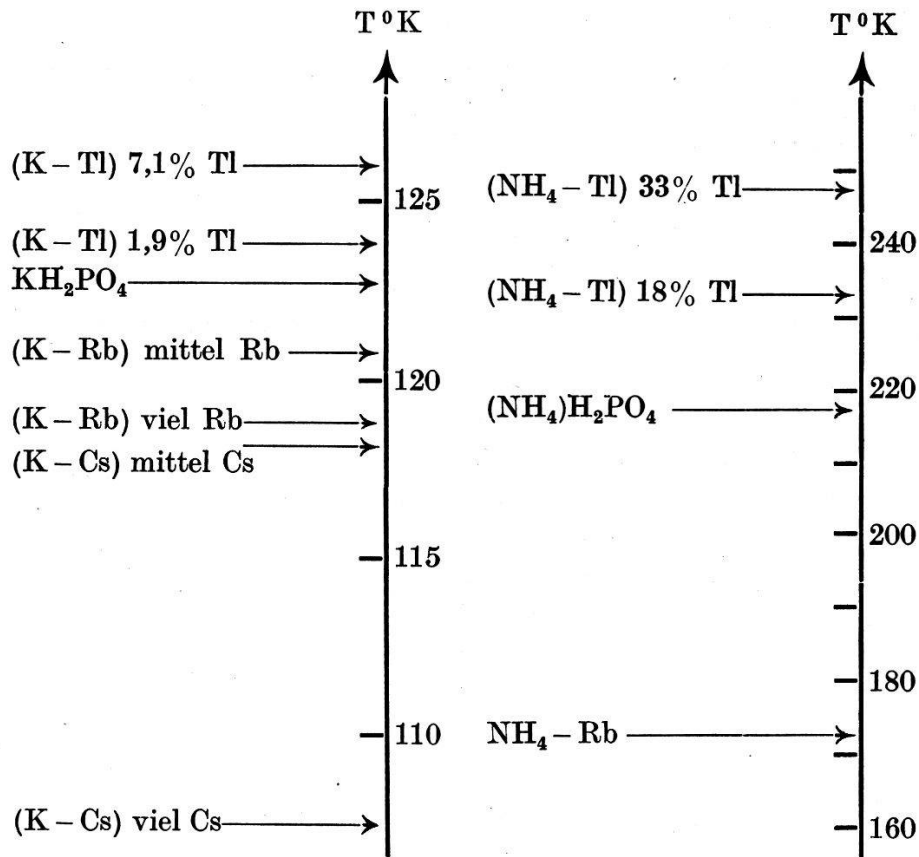
B. MATTHIAS und W. MERZ, E.T.H. Zürich.

Wir wir früher schon an dieser Stelle²⁾ mitgeteilt haben, durchlaufen bei allen seignetteelektrischen Phosphaten diejenigen Resonanzfrequenzen als Funktion der Temperatur ein Maximum, welche durch ein elektrisches Feld parallel der seignetteelektrischen

¹⁾ A. PERRIER, Magnétogalvanisme, rotations de moments et translations de parois de domaines cristallisés élémentaires. Soc. Suisse de Physique, session de Fribourg, sept. 1945; H.P.A. XVIII, 451 (1945).

²⁾ Helv. Physica Acta **18**, 238 (1945).

Achse zu Eigenschwingungen angeregt werden. Die Temperaturen dieser Maxima befinden sich oberhalb der Curiepunkte und zeigen einen auffallenden Zusammenhang mit den entsprechenden Temperaturen der Curiepunkte, indem die Temperaturdifferenz immer ungefähr 80° mit einer Schwankung von ca. $\pm 5^\circ$ beträgt. Dies wurde an Einkristallen von KH_2PO_4 , KD_2PO_4 und RbH_2PO_4 gemessen, ebenso an KH_2AsO_4 wo die Temperaturdifferenz etwas grösser ist.



Das $(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$ wird zwar infolge einer NH_4 -Rotationsumwandlung nicht seignetteelektrisch, zeigt aber den andern Phosphaten entsprechend auch ein Maximum der Resonanzfrequenz bei Anregung in der c -Richtung. Bei der näheren Untersuchung dieser NH_4 -Umwandlung durch Einlagerung von Thalliumionen in das $(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$ -Gitter ergab sich eine sehr deutliche Verschiebung des Maximums zu höheren Temperaturen mit wachsender Tl-Konzentration¹⁾. Es legte das den Schluss nahe, dass infolge des oben erwähnten Zusammenhanges ein Mischkristall aus K- und Tl-Phosphat, soweit er realisierbar ist, eine Verschiebung des Curiepunktes zu höheren Temperaturen zeigen muss. Diese Vermutung wurde qualitativ und quantitativ bestätigt, indem die

¹⁾ Ausführliche Arbeit erscheint später an dieser Stelle.

Verschiebung annähernd linear mit der Tl-Konzentration zu höheren Werten erfolgt bei konstanter Temperaturdifferenz von ca. 80°.

Im Anschluss daran wurde nun allgemeiner der Einfluss von Fremdionen auf das Verhalten des Curiepunktes untersucht, wobei sich als wesentlichstes Ergebnis ein prinzipieller Unterschied zwischen den Alkaliionen K^+ , Rb^+ , Cs^+ und auch NH_4^+ gegenüber dem Tl^+ -Ion zeigte. Denn während das Letztere beim Einbau in das KH_2PO_4 -Gitter das Maximum und den Curiepunkt (beim $NH_4H_2PO_4$ natürlich nur das Maximum) in gleicher Weise zu höheren Temperaturen verschiebt, zeigen die Alkaliionen den entgegengesetzten Effekt.

Es lässt sich daraus die wesentliche Folgerung ziehen, dass, obwohl das Tl^+ -Ion im Vergleich zu den K^+ - und Rb^+ -Ionen, als auch zum NH_4^+ -Ion den gleichen Ionenradius, Wertigkeit und Koordinationszahl besitzt, seine Polarisierbarkeit, durch die allein es sich wesentlich von den Alkaliionen unterscheidet, diesen Effekt bewirkt, der der Gitterverzerrung, wie sie durch den Einbau von Fremdionen erfolgt, entgegenwirkt. Auch in andern Beziehungen kann das Tl-Ion in Mischkristallen ganz spezielle Änderungen hervorrufen. So wächst beim $(NH_4)H_2PO_4$ bei Tl-Zusatz der Piezomodul d_{14} sehr stark an, währenddem d_{36} kleiner wird.

Piezoelektrizität der Zucker-Natriumhalogenide

VON B. MATTHIAS und W. MERZ, E.T.H. Zürich.

Von der grossen Mannigfaltigkeit piezoelektrischer Kristalle sind bisher nur drei Arten systematisch auf ihr piezoelektrisches Resonanzverhalten untersucht worden. Das sind der trigonale Quarz, das rhombische Seignettesalz und die zu ihm isomorphen Verbindungen, sowie die tetragonalen Phosphate des Kaliums, Ammoniums und anderer. Diese drei Kristallsysteme sind jedoch voneinander ganz verschieden im Aufbau und ihren physikalischen Eigenschaften. Ein Vergleich war deshalb hier nicht möglich.

Passend geschnittene Quarzplatten können durch ein elektrisches Wechselfeld in ihren mechanischen Eigenschwingungen angeregt werden. Man unterscheidet hier zwischen Längs- oder Transversalschwingungen und den Dicken- oder Longitudinalschwingungen. Es ist nun möglich für Schnitte in bestimmten Richtungen den Temperaturkoeffizient der Resonanzschwingungen in einem gewissen Temperaturbereich von sehr kleinen Werten

bis auf Null herabzudrücken. Zugleich zeigt die Rechnung, dass im allgemeinen dies für die beiden andern oben erwähnten Kristallsysteme nicht möglich ist. Im weiteren Unterschied zu diesen war es bisher nur mit Dickenschwingungen von Quarzplatten möglich, sehr grosse Frequenzen in der Grössenordnung von Megahertz zu erreichen. Wie weit diese Eigenschaften speziell nur mit dem Quarz oder überhaupt dessen Kristallsystem verknüpft sind, sollte dadurch entschieden werden, indem Kristalle gezüchtet wurden, die im gleichen System wie Quarz kristallisieren. Es sind das z. B. die Additionsverbindungen aus zwei Teilen *d*-Glucose und einem Teil Na-Halogenid (Cl, Br und J). Um auf rechnerischem Weg die Schnitte zu bestimmen für deren piezoelektrisch erregten mechanischen Eigenschwingungen der Temperaturkoeffizient gleich Null wird, wäre die Kenntnis aller elastischen Konstanten und ihre Temperaturabhängigkeit sowie die der thermischen Ausdehnungskoeffizienten notwendig. Um diese zeitraubenden Messungen zu vermeiden, wurden direkt die Resonanzfrequenzen in Funktion der Temperatur und daraus die entsprechenden Temperaturkoeffizienten bestimmt. Dies wurde für drei Plattenserien ausgeführt, bei denen die Plattennormale um drei zueinander senkrechte Achsen im Kristall gedreht wurde. Ähnlich wie beim Quarz zeigt auch hier der Temperaturkoeffizient starke Abhängigkeit vom Schnitt, besitzt aber im Gegensatz zu diesem immer das gleiche Vorzeichen bei einem mittleren Wert von $180 \cdot 10^{-6}$. Bei den gezüchteten Kristallen wurde, analog zum Quarz, die vorzügliche Eignung zu Dickenschwingungen im gleichen Frequenzgebiet und die gleiche Güte festgestellt, so dass, obwohl der Temperaturkoeffizient der Resonanzfrequenz sich noch nicht auf Null bringen lässt, es doch möglich ist, auch mittels synthetischer Kristalle das Frequenzgebiet in der Grössenordnung von MHz zu erfassen.

Halleffekt im Siliciumcarbid

von G. BUSCH und H. LABHART, E.T.H. Zürich.

Zur Aufklärung des elektrischen Leitungsmechanismus des Siliciumcarbids (SiC) wurde der Halleffekt an diesem Halbleiter gemessen. Die Messungen wurden an den gleichen einkristallinen, stäbchenförmig geschliffenen SiC-Proben, deren Leitfähigkeit von BUSCH¹⁾ bestimmt worden war, durchgeführt. Die Messmethode gestattete statische Messungen des Halleffektes mit Gleich- und

¹⁾ G. BUSCH, H. P. A. **19**, 167 (1946).

Wechselstrom. Die Werte der Hallkonstanten schwanken zwischen 0,1 und $10^4 \frac{\text{cm}^3}{\text{Cib}}$. Aus dem Verlauf der Hallkonstanten im Temperaturbereich von 100° – 1100° K konnten zusammen mit den Leitfähigkeitsmessungen die folgenden Schlüsse gezogen werden:

1. Die grünen SiC-Kristalle zeigen sämtliche *Elektronenleitung* in einem fast leeren Energieband, die schwarzen Kristalle hingegen *Löcherleitung* in einem fast vollbesetzten Energieband.

2. Bei grünen und schwarzen SiC-Kristallen sind *zwei* Störstellenniveaux am Leitungsmechanismus beteiligt. Ihre Lage im Energieschema des Kristalls kann aus den Messungen abgeschätzt werden. Einem dieser Störstellenniveaux muss Leitvermögen mit sehr kleiner Elektronenbeweglichkeit zugeschrieben werden. Die Störstellendichte schwankt zwischen 10^{18} und 10^{20} pro cm^3 .

3. Bei hohen Temperaturen ist das Elektronengas in Entartung begriffen. Abweichungen von der WILSONSchen Theorie der Halbleiter können bei Berücksichtigung dieses Umstandes in der Rechnung quantitativ erklärt werden.

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst in den H.P.A. erscheinen.

Eine neue Methode der Elektronenbeugung

von G. INDUNI, Zürich.

Die bisher bekannten Methoden der Elektronenbeugung sind analog denen für Röntgenbeugung mit fein ausgeblendeten Strahlenbündeln ausgeführt worden. Im Gegensatz zu Röntgenstrahlen besitzen wir für Elektronenstrahlen passende Linsen.

MONGAN¹⁾ hat zum Beispiel magnetische Linsen für Elektronenbeugungsversuche mit Vorteil verwendet. In der Tat ergibt eine dem Präparat vorgeschaltete Linse eine klassische Spektrographenanordnung wie in der Lichtoptik.

KOSSEL²⁾ hat meines Wissens zuerst ausgiebigen Gebrauch von Elektronenlinsen gemacht und damit überraschende Effekte erzielt. Ihm war es zunächst daran gelegen, stark konvergente Bündel zu erhalten, um seine originellen Theorien der Beugung aus Gitterquellen auf Elektronenstrahlen zu übertragen.

Die Technik des Elektronenmikroskopes hat uns auf allgemein weiter verwendbare Möglichkeiten der Anwendung von Elektronen-

¹⁾ MONGAN, Dis. E.T.H. Zürich (1935).

²⁾ KOSSEL, Nat. Wiss., p. 660, (1938). – Ann. d. Phys. I, **36**, 113 (1939). – Ann. d. Phys. I, **40**, 17 (1941).

linsen bei Beugungsversuchen gebracht, welche wir hier kurz beschreiben wollen:

Man denke sich eine Elektronenlinse kurz vor dem Präparat, deren Brennweite in weiten Grenzen veränderbar ist. Es ergeben sich damit folgende Möglichkeiten:

A) Die Elektronenquelle oder eine kleine Blende kann damit auf dem Leuchtschirm durch das Präparat hindurch abgebildet werden¹⁾.

B) Die Elektronenquelle oder eine kleine Blende können damit auf das Präparat abgebildet werden. In diesem Falle durchsetzt der Strahl das Präparat mit kleinem Querschnitt und grosser Öffnung.

C) Besonders interessant wird die Anordnung, wenn man in logischer Weiterentwicklung dieser Gedanken die Elektronenquelle oder eine kleine Blende, in deren Nähe mit der Ebene des Präparates mit Hilfe der Elektronenlinse konjugiert und gleichzeitig eine andere Blende in der Nähe der Linse mit der Leuchtschirmebene konjugiert. Wir haben in diesem Falle einen klassisch definierten Strahlengang, wie er bei der bekannten KÖHLERSchen Beleuchtung am Lichtmikroskop vorkommt.

D) Ein weiterer Schritt in diesen, in der Praxis wenig angewendeten Methoden, besteht nun darin, dass man mit einer unter dem Präparat liegenden zweiten Elektronenlinse eine Zwischenebene bei verschiedener Einstellung der ersten Linse abbildet.

Durch diese *neue Methode D)*, welche unabhängig von uns, auch in Amerika²⁾ gefunden wurde, kann man sehr viel über die Beugungserscheinungen von Elektronen an Materie erfahren. Im besonderen möchten wir kurz auf die Vorteile der Methode hinweisen:

Wenn wir zum Beispiel eine Blende von 0,1 mm im Verhältnis 10:1 im Präparat abbilden und gleichzeitig eine Blende von 0,2 mm im Verhältnis 40:800, d. h. 4 mm auf den Leuchtschirm abbilden, dann können wir sehr kleine Einkristalle bis beispielsweise 0,001 mm Durchmesser mit noch sehr genau definierten Beugungsflecken auf dem Leuchtschirm untersuchen.

Beleuchten wir aber zum Beispiel einen sehr dünnen Einkristall *flächenhaft* und bilden wir eine Zwischenebene nach dem

¹⁾ FINCH, Erg. d. Ex. Nat. Wiss. **16**, 353 (1937). – TRILLAT, Les diffractions électroniques, Hermann Paris. – INDUNI, Schweizer Archiv für Wissenschaft und Technik 1941.

²⁾ ZWORYKIN, Electr. Optics a. El. Mikroskop John Wiley & Sons, New York p. 644 (1945). – HILLIER und BACKER, Journ of appl-Phys. Vol. **17**, 12 (1946).

Kristall ab, so erhalten wir auf dem Leuchtschirm das Bild der beleuchteten Fläche und gleichzeitig die von ihrer Struktur abgelenkten Strahlen. Das ist mit einer Optik nach der Methode D, wie sie im Elektronenmikroskop vorhanden ist, sehr leicht möglich, und wir erfassen gleichzeitig, sozusagen topographisch, die BRAGG'schen Reflexe und die Gebiete aus welchen sie stammen. Dies ist sehr interessant, weil wir dadurch und mit Hilfe der Theorien über Elektronenbeugung Einblick in die wirkliche Natur des Bildentstehungsprozesses im Elektronenmikroskop erhalten. Bekanntlich werden durch die Objektivblende gerade die Strukturreflexe abgefangen und der Kontrast gebildet.



Fig. 1.
Bildentstehung im Elektronenmikroskop.

Diese neue Untersuchungsmethode ist wichtig für das Verständnis der Bilder, welche das Elektronenmikroskop liefert. Die Theorie der Elektronenbeugung bei Durchstrahlung von dünnen Kristallen wurde noch nie in befriedigender Weise gegeben, weil dieser Vorgang weder dem Vorgang der Beugung von Licht durch Gitter noch dem der Beugung an Kristallen durch Röntgenstrahlen ähnlich ist. Es ist ein Phänomen, welches eher mit dem der Beugung von Lichtwellen an Ultraschallwellen vergleichbar ist. Herr Prof. Dr. J. WEIGLE, welcher uns auf die grosse Bedeutung dieser Methode aufmerksam gemacht hat, wird in nächster Zeit seine genaueren Ideen über diesen Gegenstand veröffentlichen.

Die Kristallitgrösse dünner Antimonschichten

von W. LOTMAR.

Mit der von G. INDUNI oben beschriebenen neuen Methode der Elektronenbeugung wurden neuerdings aufgedampfte dünne Antimonschichten untersucht. Mit einem Strahldurchmesser von ca. 30μ am Ort des Präparates konnten einkristallartige Diagramme erhalten werden. Die Kristallite müssen also Durchmesser von ungefähr dieser Grösse haben, was in Übereinstimmung mit einer früheren Abschätzung aus polarisationsoptischen Befunden an solchen Schichten steht¹⁾.

Andererseits zeigt das elektronenmikroskopische Bild eine Körnung von wesentlich kleineren Dimensionen (ca. $30 m\mu$). Falls diese Körnung nicht auf Dicken-, sondern auf Orientierungsunterschieden beruht, so muss es sich um eine mosaikartige Struktur mit weitgehender Regelung der Mosaikblöckchen handeln.

Diraes Feldquantisierung und Emission von Photonen kleiner Frequenz²⁾

von W. PAULI, E.T.H. Zürich.

Die Bremsstrahlung beim Durchgang eines Teilchens der elektrischen Ladung e durch ein Kraftfeld mit der potentiellen Energie $V(x)$ gibt im Falle der Emission von Photonen sehr kleiner Frequenz zu Effekten Anlass, zu deren Beschreibung die auf der Potenzreihenentwicklung nach dem Parameter $e^2/\hbar c$ beruhende Störungstheorie nicht ausreicht. Diese Störungstheorie unterscheidet eine elastische Ablenkung des geladenen Teilchens, eine unelastische Streuung mit Emission eines Photons mit Energie zwischen ν und $\nu + d\nu$, usw., wobei ein Prozess mit Emission von N -Photonen einen zu $(e^2/\hbar c)^N$ proportionalen Wirkungsquerschnitt besitzt. Beschränken wir uns der Einfachheit halber auf ein schwaches Kraftfeld, für welches die BORNsche Näherung zulässig ist, so ist bei gegebenem Winkelbereich $d\Omega$ der Ablenkung des Teilchens der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung gemäss dieser Störungstheorie gegeben durch

$$dq_0 = d\Omega \cdot 16 \pi^4 \hbar^2 m^2 |(p_0' | V | p_0)|^2 \quad (1)$$

¹⁾ W. LOTMAR, Helv. Phys. Acta **18**, 369 (1945).

²⁾ Die hier angegebenen Resultate sind das Ergebnis von Rechnungen, die zum Teil gemeinsam mit Herrn JAUCH ausgeführt wurden. Sie wurden auf dem Physikerkongress in New York im Januar 1944 vorgetragen, worüber ein kurzes Referat veröffentlicht ist. Siehe W. PAULI und J. M. JAUCH, Phys. Rev. **65**, 255 (1944).

der Wirkungsquerschnitt derselben Ablenkung, wenn ein Photon mit Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ emittiert wird, durch

$$dq_1 = d\Omega \cdot 16 \pi^4 \hbar^2 m^2 \frac{|\vec{p}'_0|}{|\vec{p}_0|} |(p'_0 | V | p_0)|^2 C \frac{d\nu}{\nu} \quad (2)$$

wenn $E_0, \vec{p}_0, \vec{v}_0$ Energie, Impuls und Geschwindigkeit des Teilchens der Masse m im Anfangszustand, E'_0, p'_0, v'_0 die entsprechenden Grössen im Endzustand, $(p'_0 | V | p_0)$ das mit ebenen Wellen berechnete Matrixelement der potentiellen Energie und

$$C = \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{(\vec{v}_0 - \vec{v}'_0)^2}{c^2} \quad (3)$$

bedeutet. Der Energieverlust

$$\varepsilon = E_0 - E'_0 \quad (4)$$

ist gleich 0 für den elastischen Prozess und gleich $\hbar\nu$ für den Prozess der Emission eines Photons. Im Falle $\varepsilon \ll E_0$, der uns hier besonders interessieren wird, kann man statt (2) und (3) auch schreiben

$$dq_1 = dq_0 C \frac{d\nu}{\nu} \quad (2a)$$

$$C = \frac{2}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\vec{v}_0^2}{c^2} 2(1 - \cos \vartheta) \quad (3a)$$

wenn ϑ den Streuwinkel des geladenen Teilchens bedeutet.

Das wesentliche Versagen der Störungstheorie besteht in der Divergenz des Integrales von dq_0 , über kleine ν bei $\nu = 0$. Deshalb blieb die Frage der theoretischen Berechnung der Korrektur des Streuquerschnittes durch die Bremsstrahlung, die im Prinzip einer experimentellen Prüfung zugänglich ist, ungelöst. Ein wesentlicher Fortschritt wurde erzielt durch eine von BLOCH und NORDSIECK¹⁾ angegebene kanonische Transformation der das Strahlungsfeld beschreibenden Variablen, die es erlaubt, die bei der Lichtemission emittierten „freien“ Photonen von den bereits bei Abwesenheit des äusseren Kraftfeldes im Felde des Teilchens vorhandenen Photonen zu unterscheiden. Das Resultat für den Wirkungsquerschnitt der Ablenkung des geladenen Teilchens in den Winkelbereich $d\Omega$ und gleichzeitiger Emission von n_1 Photonen in der Eigenschwingung mit Frequenz ν_1, \dots, n_s Photonen in der Eigenschwingung mit Frequenz ν_s ist nach dieser Theorie

$$dq = d\Omega \cdot 16 \pi^4 \hbar^2 m^2 \frac{|\vec{p}'_0|}{|\vec{p}_0|} |(p'_0 | V | p_0)|^2 \cdot W \quad (5)$$

¹⁾ F. BLOCH und A. NORDSIECK, Phys. Rev. **52**, 54 (1937); A. NORDSIECK, Phys. Rev. **52**, 59 (1937).

worin der kombinatorische Faktor W durch

$$W = \prod_s \frac{1}{n_s!} W_s^{n_s} e^{-W_s} = e^{-\sum_s W_s} \prod_s \frac{W_s^{n_s}}{n_s!} \quad (6)$$

gegeben ist. Die Bedeutung von W ist wohlbekannt als die Wahrscheinlichkeit des gleichzeitigen Stattfindens unabhängiger Ereignisse. Die Summe der W_s über alle Eigenschwingungen mit Frequenzen zwischen ν und $\nu + d\nu$ hat den Wert

$$\sum_{(\nu, \nu + d\nu)} W_s = C \frac{d\nu}{\nu} \quad (7)$$

worin C die in (3) eingeführte Grösse ist. Während infolge des Energiesatzes

$$E_0 - E_0' = \varepsilon = \sum_s n_s \hbar \nu_s$$

sicherlich nur Eigenschwingungen mit $\hbar \nu_s < E_0$ für die Lichtemission in Frage kommen, ist die Summe über die W_s im Exponenten von (6) zunächst über alle Eigenschwingungen zu erstrecken. Wegen der logarithmischen Divergenz dieser Summe für *grosse* ν ist es jedoch nötig, die Summe bei einer vorläufig theoretisch nicht genau bestimmbar Frequenz ω_1 nach oben abzuschneiden, um sinnvolle Resultate zu erhalten¹⁾. Im interessanten Fall $e^2/\hbar c \ll 1^2$) ist dann nach PAULI und FIERZ das Resultat für den Streuquerschnitt der Ablenkung des Teilchens in den Winkelbereich $d\Omega$ mit einem Energieverlust zwischen 0 und E , falls $E \ll E_0$ gegeben durch

$$dq = (dq)_0 \left(\frac{E}{\hbar \omega_1} \right)^C \quad (8)$$

worin $(dq)_0$ durch (1) definiert ist. Für $\hbar \nu_s \ll E_0$ bedeutet überdies W_s die mittlere Anzahl der emittierten Photonen der betreffenden Eigenschwingung. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine endliche Anzahl von Photonen emittiert wird, ist gleich Null. Auf diese Weise ist zwar die Schwierigkeit der Divergenz bei kleinen ν , die in der Störungstheorie aufgetreten war, beseitigt, es ist aber eine neue Konstante ω_1 eingeführt, von der man zwar vermuten kann, dass sie beim Elektron von der Grössenordnung mc^2 oder $137 mc^2$ sein wird, deren Bestimmung aber ausserhalb der Möglichkeiten der gegenwärtigen Quantentheorie liegt.

¹⁾ W. PAULI und M. FIERZ, *Il Nuovo Cimento*, **15**, 1 (1938).

²⁾ Diese Ungleichung schliesst formal den Grenzübergang zur klassischen Elektrodynamik aus.

Es scheint deshalb von Interesse, zu untersuchen, welches Resultat die DIRAC'sche Methode der Feldquantisierung, die in einer „hypothetischen Welt“ Photonen mit negativer Energie mit teilweise „negativen Wahrscheinlichkeiten“ neben den gewöhnlichen Photonen positiver Energie einführt, für den hier besprochenen Effekt ergibt. Es zeigt sich, dass in dieser Theorie der durch (6) gegebene Faktor W zu ersetzen ist durch

$$W' = W_+ W_-$$

mit

$$W_+ = \prod_s \frac{1}{(n_s^+)!} \left(\frac{W_s}{2}\right)^{n_s^+} e^{-W_s/2}, \quad W_- = \prod_s \frac{1}{(n_s^-)!} \left(-\frac{W_s}{2}\right)^{n_s^-} e^{+W_s/2} \quad (9)$$

worin n_s^+ bzw. n_s^- die in der hypothetischen Welt emittierten Photonenzahlen mit positiver, bzw. negativer Energie bedeuten. Offenbar ist

$$W' = W_+ W_- = \prod_s \frac{1}{(n_s^+)!} \left(\frac{W_s}{2}\right)^{n_s^+} \prod_s \frac{1}{(n_s^-)!} \left(-\frac{W_s}{2}\right)^{n_s^-}, \quad (10)$$

die Exponentialfaktoren heben sich weg.

Die DIRAC'sche Vorschrift der Übersetzung der Resultate der hypothetischen Welt in die wirkliche Welt für einen reinen Emissionsprozess besteht darin, dass die n_s^- gleich Null gesetzt werden sollen und dass die Übergangswahrscheinlichkeiten mit $2^{\sum n_s}$ zu multiplizieren sind. Dies führt zum Ergebnis, dass

$$W'' = \prod_s \frac{1}{(n_s)!} W_s^{n_s} \quad (11)$$

ohne den divergenten Exponentialfaktor statt des durch (6) definierten Ausdruckes W in der Formel (5) für den Streuquerschnitt einzusetzen wäre. Dies führt aber zu den Ausdrücken (1) und (2) der Störungstheorie und hiermit zu deren Divergenz für kleine ν zurück, indem nun die Wahrscheinlichkeit der Emission einer endlichen Zahl von Photonen wieder endlich wird. Es scheint demnach, dass die DIRAC'sche Theorie, wenn in die wirkliche Welt zurückübersetzt, nicht zu richtigen Resultaten für die Häufigkeit beobachtbarer Strahlungsprozesse führt.

Rayonnement d'accélération d'un électron dans l'effet Compton

par E. C. G. STÜCKELBERG et P. B. BOUVIER.

L'effet COMPTON se décrit de la manière suivante: lors de sa rencontre avec un photon, un électron subit un changement d'énergie et de quantité de mouvement, conformément aux lois

de conservation. Si l'électron est initialement au repos, l'énergie $h\omega'$ du photon défléchi d'un angle $\Theta_{\omega'}$, aura pour valeur

$$h\omega' = h\omega \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \Theta_{\omega'})} \quad \text{ou} \quad \gamma = \frac{h\omega'}{mc^2}. \quad (1,1)$$

L'électron, reculant dans une direction qui fait avec celle du photon incident un angle $\Theta_{\varepsilon'}$, acquiert alors une énergie:

$$h\varepsilon' = h\varepsilon^* = mc^2 + \frac{h\omega \cdot 2\gamma \cos^2 \Theta_{\varepsilon}}{(\gamma+1)^2 - \gamma^2 \cos^2 \Theta_{\varepsilon}}; \quad h\varepsilon = mc^2. \quad (1,2)$$

Or, l'accélération de recul de l'électron amène ce dernier à rayonner, de sorte que le système «électron + photon» perd de l'énergie $h\varepsilon_{\text{rad}}$ par rayonnement. Cette perte d'énergie vaudra, en supposant l'accélération uniforme pendant un temps τ ;

$$h\varepsilon_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \int_0^{\tau} \frac{e^2}{4\pi c^3} |\ddot{\mathbf{z}}|^2 dt = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi} \frac{v^2}{c^3 \tau} \quad (1,3)$$

perte d'autant plus importante que la vitesse finale v de l'électron est grande, et que le temps τ d'accélération est court. Quelle valeur adopter pour τ ? Dans le cas des hautes énergies incidentes ou $h\omega \gg mc^2$, nous avons $v \cong c$, et en prenant

$$\tau_0 = \frac{\lambda_0}{c} \quad \text{où} \quad \lambda_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi} \frac{1}{mc^2}$$

est¹⁾ le «rayon» classique de l'électron, nous obtenons comme limite supérieure de la perte d'énergie:

$$h\varepsilon_{\text{rad}} = mc^2.$$

Ainsi l'électron, accéléré dans une direction Θ_{ε} , où il devrait avoir une énergie $h\varepsilon' \cong h\varepsilon^*$ donnée par (1,2), et très supérieure à mc^2 , ne portera en réalité qu'une énergie $h\varepsilon'$, inférieure à $h\varepsilon^*$ par un terme de l'ordre de mc^2 . Certaines considérations, relatives en particulier à la forme des sections d'efficacité pour la diffusion du rayonnement par des électrons libres, nous ont amené à concevoir une seconde possibilité pour le temps τ , aux énergies élevées. Cette nouvelle valeur $\tau_1 = \frac{\lambda_1}{c}$ correspond à la longueur d'onde de COMPTON $\lambda_1 = \frac{h}{mc} = 2,42 \cdot 10^{-11} / 2\pi$ cm. Comme nous remarquons

¹⁾ Des travaux actuellement en cours dans l'institut de Physique à Genève montrent que, dans le cas $e^2/4\pi h c \gg 1$, on doit prendre $\tau = \tau_0$ dans la formule de PAULI-FIERZ.

que $\tau_1 = \frac{3}{2} \cdot 137 \cdot \tau_0$ la perte d'énergie est alors seulement de $0,005 mc^2$ donc pratiquement inobservable. Nous avons cherché à obtenir une estimation quantitative de cet effet en procédant avec la théorie des perturbations en mécanique asymptotique (méthode de la matrice S .) Ayant abordé le problème de la diffusion en gerbe de deux photons, ou effet COMPTON double simultané, nous sommes arrivés à une probabilité de transition proportionnelle à $\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon^* - \varepsilon'}$, donc divergente pour $\varepsilon' = \varepsilon^*$. Afin d'éviter cette difficulté, nous avons remplacé le facteur divergent

$\frac{1}{\varepsilon^* - \varepsilon'}$ par la fonction $\frac{1}{\Gamma(c)} \frac{\tau^c}{(\varepsilon^* - \varepsilon')^{1-c}} e^{-\tau(\varepsilon^* - \varepsilon')} (\varepsilon' < \varepsilon^*)$, nulle si $(\varepsilon' > \varepsilon^*)$

proposée par MM. PAULI et FIERZ dans un problème analogue (Nuovo Cim. XV, 1938). C est un nombre qui dépend de γ et de $\Theta_{\omega'}$, que nous avons pu calculer en particulier dans les cas des «grands» et «petits» angles de diffusion, où l'on a respectivement $\gamma (1 - \cos \Theta_{\omega'}) \gg 1$ et $\gamma (1 - \cos \Theta_{\omega'}) \ll 1$ ($\gamma \gg 1$).

La perte d'énergie de l'électron apparaît maximum lorsque l'électron est projeté en avant, le photon diffusé revenant alors en arrière ($\Theta_{\varepsilon'} = 0$, $\Theta_{\omega'} = \pi$); nous l'avons trouvée égale à $5 mc^2$ si $\gamma = 100$ c'est-à-dire pour un photon incident de 50 millions de volts, et avec le temps $\tau^0 = \frac{\lambda_0}{c}$ dans la fonction de PAULI-FIERZ, tandis qu'avec $\tau = \tau$, l'énergie perdue n'est plus que de $0,06 mc^2$.

Pour une diffusion à angle droit ($\Theta_{\omega} = \frac{\pi}{2}$), et $\gamma = 100$; les valeurs relatives aux deux temps τ^0 et τ , sont respectivement mc^2 et $0,02 mc^2$. Ces résultats sont en bon accord avec les considérations classiques et de nature purement qualitative présentées plus haut. A cela vient s'ajouter une perte d'énergie du photon diffusé que nous avons calculé de la même façon; pour $\gamma = 100$ et $\Theta_{\omega} = \pi$, la perte est sensiblement la même avec τ_0 ou τ_1 , elle vaut $0,016 mc^2$ dans le premier cas, et $0,013 mc^2$ dans le second.

Remarquons enfin que si l'électron est chassé en avant ($\Theta_{\varepsilon} = 0$) par un quantum de 25 millions de volts ($\gamma \cong 50$), les pertes d'énergie pour τ_0 et τ_1 sont environ 15 fois plus faibles, comparées au cas $\gamma = 100$.

Les calculs détaillés qui ont fait l'objet d'une thèse de doctorat seront publiés dans les Arch. Soc. Phys. et Hist. Nat. Genève.

Il résulte d'une discussion récente avec M. le Dr WAEFFLER que l'effet considéré ne peut pas être soumis avec profit à l'expérience avant d'avoir examiné si un effet semblable n'intervient pas lors de la création de paires par le rayonnement gamma.

Opérateurs non linéaires en théorie des quanta

par E. C. G. STÜCKELBERG et D. RIVIER.

La théorie des quanta utilise pour l'étude du système formé d'un quantum deux ensembles complémentaires de variables: les X^1, X^2, X^3 , qui localisent le quantum dans l'espace physique ou espace X ;

les P_1, P_2, P_3 , qui localisent le quantum dans l'espace d'impulsion, espace complémentaire P .

Limitons-nous au cas d'une seule dimension.

La relation qui sert de base à la théorie est la relation de commutation:

$$i[P, X] = i(PX - XP) = h \mathbf{1} \quad (1)$$

entre les opérateurs linéaires P et X respectivement associés de manière biunivoque aux variables P et X . Combinée à l'inégalité de SCHWARTZ généralisée sous la forme:

$$P^2 \cdot X^2 \geq \overline{(i[P, X])^2} \quad (2)$$

(1) entraîne la relation d'incertitude de HEISENBERG

$$\overline{(\Delta P)^2} \cdot \overline{(\Delta X)^2} \geq \frac{h^2}{4} \quad (3)$$

pourvu que l'on choisisse les axes de manière que $P = X = 0$.

Une des conséquences physiques de (3) est qu'il est possible de déterminer avec une incertitude nulle aussi bien la position X du quantum que son impulsion P , pourvu que cette précision soit compensée par une incertitude infiniment grande sur la variable complémentaire.

Or, toute théorie non contradictoire tend à montrer qu'il n'y a pas de sens à localiser un quantum à une incertitude $\sqrt{\overline{(\Delta X)^2}}$ inférieure à une longueur critique λ_0 . Il faut donc joindre à la relation d'incertitude (3) l'autre inégalité:

$$\overline{(\Delta X)^2} \geq \lambda_0^2 \quad (4)$$

introduisant ainsi une dissymétrie entre l'espace X et l'espace P .

Une manière très simple de tenir compte de cette dissymétrie est de substituer à (3) la relation

$$\overline{(\Delta P)^2} \cdot \overline{(\Delta X)^2} = \frac{h^2}{4} \left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\overline{(\Delta X)^2}}\right)^{-1} \quad (3a)$$

La relation de commutation (1) doit alors subir le contrecoup de cette modification, et s'écrire

$$i[\mathbf{P}, \mathbf{X}] = \left(1 - \frac{\lambda_0^2}{(\Delta \mathbf{X})^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \mathbf{1}. \quad (1a)$$

Jointe à (2), elle fournit alors (3a). Mais cette nouvelle relation conduit à considérer des *opérateurs non linéaires*. En effet:

Si nous appelons $\Psi^*(P)$ l'amplitude de probabilité attachée à P , telle que

$$\bar{P} = (\Psi^*, \mathbf{P} \Psi^*) \quad (5)$$

et de même $\Psi(X)$ l'amplitude de probabilité de X , donnant

$$\bar{X} = (\Psi, \mathbf{X} \Psi) \quad (6)$$

il existe un opérateur de transformation \mathbf{S} tel que:

$$\Psi^* = \mathbf{S} \Psi \quad \text{ou} \quad \Psi^*(P) = S(P/X) \Psi(X); \quad (7)$$

la forme de la matrice représentative, d'élément $S(P/X)$, est imposée par la normalisation des amplitudes de probabilité $\Psi^*(P)$ et $\Psi(X)$ et par la relation de commutation (3) ou (3a).

Dans le cas où (3) est valable, on a:

$$S(P/X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{i}{h} PX\right) \quad (8)$$

dans le cas où l'on veut avoir (3a), il faut écrire

$$S(P/X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{i\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{(\Delta \mathbf{X})^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{h} PX\right]. \quad (8a)$$

Chaque élément $S(P/X)$ de la matrice de transformation \mathbf{S} est fonctionnelle de la fonction $\Psi(X)$ sur laquelle elle opère, par l'intermédiaire du nombre $\overline{(\Delta \mathbf{X})^2} = (\Psi, (\Delta \mathbf{X})^2 \Psi)$, fonctionnelle lui-même de l'amplitude de probabilité $\Psi(X)$. Cette matrice représente donc un opérateur *non linéaire*, que nous écrivons $\mathbf{S}[\]$ pour le distinguer de l'opérateur linéaire \mathbf{S} et pour préciser qu'il n'est déterminé complètement que par la fonction χ sur laquelle il opère. L'élément de la matrice représentative est:

$$S(P/X)[\chi] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{i\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{(\chi, (\Delta \mathbf{X})^2 \chi)}\right)^{\frac{1}{2}}}{h} PX\right]. \quad (9)$$

En cinétique à trois dimensions, le nombre $(\overline{\Delta X})^2$ doit être défini comme l'incertitude minimum parmi toutes les incertitudes $(\overline{\Delta X'})^2, (\overline{\Delta X''})^2, \dots$ relatives à des axes ayant toutes les directions possibles. En théorie de relativité enfin, c'est la même définition qui vaut, mais rapportée au système de repos ($\vec{P} = 0$).

Une propriété de l'opérateur S en mécanique asymptotique

par E. C. G. STÜCKELBERG.

En mécanique asymptotique, nous introduisons conformément aux idées de HEISENBERG, un opérateur unitaire:

$$S = 1 - i\alpha + \dots = e^{-i(\alpha + \dots)} \quad (1)$$

défini par une série unimodulaire en l'opérateur hermitien α , qui s'écrit¹⁾:

$$\alpha = \varepsilon \alpha^{(1)} + \dots; \quad \alpha^{(1)} = \varepsilon \int (dx)^4 u^+ u^+ \varphi^+ \varphi \quad (2)$$

u et φ sont des «demi-champs», c'est-à-dire des fonctions complexes des variables \vec{x} et t , mais ne possèdent que des fréquences positives (donc uniquement des opérateurs a^+ et b^+).

Alors l'effet «de première approximation (obtenu en n'utilisant dans S que les deux termes $1 - i\alpha^{(1)}$) admet l'interprétation facile suivante: la collision entre un quantum initialement (c'est-à-dire à l'époque $t = -T$) dans l'état k' du champ u et un quantum dans l'état μ' du champ φ . En effet, la probabilité pour que finalement (à l'époque $t = +T$, $T = \infty$) l'on observe un quantum à l'état k'' et μ'' est proportionnelle à la région $(\Delta x)^4$ de l'espace temps où les paquets d'onde k', μ', k'' et μ'' diffèrent simultanément de zéro.

Si, comme l'a fait HEISENBERG, on ne considère alors dans la série (1) que les termes en $\alpha^{(1)}$, on démontre facilement qu'en seconde approximation déjà (en posant $S = 1 - i\alpha^{(1)} + \frac{1}{2} (\alpha^{(1)})^2$), il faut admettre l'existence de collisions entre trois quanta k' et l' du champ u et μ' du champ φ dont l'explication est en désaccord avec nos notions de causalité, et cela à l'échelle de l'espace-temps macroscopique: un quantum l' du champ u émet «un quantum γ (du champ φ) d'énergie négative», pour pouvoir passer à un état l'' en émettant un quantum μ'' , tandis que plus tard, au temps t''

¹⁾ Nous renonçons, dans la suite, d'employer des caractères gras pour les opérateurs α, μ^*, \dots

$> t'$, les quanta k' et μ' entrent en collision triple avec ce quantum v''' d'énergie négative.

Ainsi donc, dans notre théorie qui exclut des énergies négatives, il y faudrait pourtant inclure des phénomènes dont la description spatiotemporelle comporterait de tels états.

Il existe un et un seul moyen d'éviter la contradiction précédente: c'est d'écrire S sous la forme d'une série de la forme

$$S = \frac{1 - i/2 \cdot \alpha}{1 + i/2 \cdot \alpha} = \exp \left(- i 2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{\alpha^{(1)}}{2} \right)$$

α étant la série engendrée par $\alpha^{(1)}$ et

$$\begin{aligned} \alpha^{(2)} &= \int (dx)^4 [u^+ u \varphi^+ \operatorname{sym}_a (\varphi u^+ u) + \varphi^+ \varphi u^+ \operatorname{sym}_\varphi (u \varphi^+ \varphi)] \\ \alpha^{(3)} &= \dots \end{aligned}$$

Donc, sans utiliser le principe de correspondance asymptotique que nous avons énoncé dans un mémoire précédent²⁾, nous retrouvons, par simple application du principe de causalité, l'expression de l'opérateur S en fonction de α , telle que nous l'avons obtenue dans les §§ 6 et 8 du mémoire cité.

Diffusion d'électrons par un champ coulombien magnétique

par P. BANDERET et M. FIERZ, Bâle.

DIRAC a, le premier, considéré l'équation de SCHROEDINGER d'un électron dans un champ coulombien magnétique. Il a constaté qu'elle n'avait de solution acceptable du point de vue physique que si le pôle magnétique avait comme intensité un multiple de $\frac{\hbar c}{2e}$. Les fonctions propres ont été établies par TAMM et par FIERZ; ce sont en coordonnées polaires des produits d'une fonction de r par des fonctions des angles qui ne sont pas des fonctions sphériques.

Le problème de la diffusion d'électrons par le champ d'un pôle magnétique de DIRAC présente de ce fait un caractère particulier. On ne peut pas comme d'habitude, construire une solution représentant asymptotiquement une onde plane avec, comme perturbation, un onde émise par le centre. Mais on peut choisir les coefficients arbitraires de la solution de manière à avoir la superposition d'une onde incidente se comportant pour grands r comme

²⁾ STÜCKELBERG, Mécanique fonctionnelle H.P.A. 14, 51 (1943) (réf. I); 16, 427 (1944) (réf. II); 17, 3 (1945) (réf. III) 18, 21 et 195 (réf. III et IV).

$\delta(\cos\Theta)$, δ étant la fonction singulière de DIRAC, et d'un onde émergente. Les coefficients arbitraires sont complètement déterminés par cette méthode. On obtient pour l'onde émergente la superposition d'une diffusion analogue à celle de RUTHERFORD, et d'une perturbation qui n'est importante que dans la direction d'où vient l'onde incidente. Les résultats sont semblables à ceux que donne la mécanique classique.

(Un article plus détaillé paraîtra ultérieurement dans les H. P. A.)

Sur la théorie des antennes de radio — Comparaison avec l'expérience

par J. PATRY, Albiswerk-Zürich-A.G.

Il y a quelques temps, MÜLLER et l'auteur ont publié trois brèves communications sur la théorie des antennes selon la méthode de HALLÉN¹). Cette méthode est très pratique, car elle permet d'étudier non seulement les antennes linéaires simples, mais aussi des types plus compliqués. Comme elle n'est qu'une approximation, il était intéressant de comparer avec l'expérience les résultats auxquels elle conduit. METZLER, de l'administration des P.T.T. a fait, il y a un certain temps, une série de mesures qui nous ont servi de contrôle. Elles ont été publiées dans la thèse de doctorat de METZLER.

Les courbes projetées par l'auteur (qui paraîtront prochainement dans le Bulletin S. E. V.) montrent une très bonne concordance entre l'expérience et la théorie. Des calculs sont en cours pour comparer les résultats théoriques avec les mesures accomplies par des Anglais²). La théorie détaillée, dont la valeur pratique est ainsi démontrée, sera exposée prochainement dans le périodique «Schweizer Archiv».

¹) MÜLLER und PATRY, H.P.A. **17**, 127, 159, 455 (1944).

²) ESSEN and OLIVER, Wireless Engineer **22**, 587 (1945).