

Mitteilungen des Institutes für Radiumforschung

Nr. 228

Die Verwendung von Elektronenröhrenverstärkern zur Zählung von Korpuskularstrahlen

Von

Gustav Ortner und Georg Stetter

(Mit 17 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 13. Dezember 1928)

Zur Beobachtung von Korpuskularstrahlen gibt es derzeit drei verschiedene Methoden, die das eine Gemeinsame haben, daß sie alle drei auf der ionisierenden Wirkung der Strahlen beruhen. Es sind dies die Szintillationsmethode, die Nebelbahnmethode von C. T. R. Wilson und schließlich die direkte elektrische Messung des Ionisationsstromes; dieser ist allerdings so schwach, daß schon die energiereichen α -Strahlen nur mit einem sehr empfindlichem Elektrometer (Hoffmanelektrometer) nachgewiesen werden können. In geeigneten Anordnungen, etwa in einem Geiger'schen Spitzenzähler, kann ein einzelner Korpuskularstrahl allerdings durch Stoßionisation eine sehr viel höhere Gesamtwirkung verursachen, so daß auch mäßig empfindliche Meßinstrumente zur Beobachtung ausreichen. In Versuchen, wo nur eine einheitliche Art von Strahlen vorliegt, hat der Geiger'sche Spitzenzähler den Nachteil, daß er einen begrenzten Wirksamkeitsbereich rings um die Spitze hat, was eine ziemlich enge Begrenzung der Eintrittsöffnung und des Eintrittswinkels bewirkt. Der Wirksamkeitsbereich hängt von verschiedenen Umständen ab, und zwar wie besonders in einer kürzlich erschienenen Arbeit von H. Geiger und O. Klemperer¹ untersucht wurde, von der an das Gehäuse angelegten Spannung, von der Größe der Kugel (»Spitze«) und auch vom Gasinhalt. Die letztgenannten Autoren schließen selbst aus ihren in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnissen, daß man »in Fällen, wo die auszuzählende Strahlung stark divergent ist, die großen Zähleröffnungen, die bei größerer Kugel möglich sind, nicht wird ausnützen können«.

Vor dem Erscheinen der eben genannten Arbeit war der Geiger'sche Spitzenzähler nur als Relais verwendet worden, d. h. die Stärke der Primärionisation war in der schließlich resultierenden Gesamtionisation im allgemeinen nicht mehr zu erkennen. Bei so verschieden stark ionisierenden Teilchen, wie α - und β -Strahlen konnte H. Greinacher² eine deutliche Differenzierung der Strahlen-

H. Geiger und O. Klemperer. Zeitschr. f. Physik, Bd. 49, 753, 1928.
H. Greinacher, ebenda, Bd. 23, 361 ff., 1924.

arten auf den Photogrammen zeigen. Dagegen waren β -Strahlen, Photoelektronen und γ -Strahlen voneinander nicht unterscheidbar. Für H-Strahlen sowohl als »natürliche H« aus Wasserstoffverbindungen als auch als Atomtrümmer liegt die Sache gerade sehr ungünstig, da H-Strahlen sich in ihrem Ionisierungsvermögen von α -Strahlen nicht einmal um eine Größenordnung unterscheiden. Nun ist es allerdings in der schon zitierten Arbeit H. Geiger und O. Klemperer gelungen, unter geeignet gewählten Bedingungen, die im Spitzenzähler entstehenden Stromstöße der Primäriodisation proportional zu machen, jedoch bleiben Versuche über die Differenzierungsmöglichkeit zwischen α - und H-Strahlen und über die Beobachtungsmöglichkeit der letzteren zu erwarten.

Eine zweite Verwendungsart der Ionisationsmethode umgeht die Komplikationen, die durch die Stoßionisation hervorgerufen werden, indem sie die Primäriodisation bei Vermeidung jeder Stoßionisation durch einen Elektronenröhrenverstärker auf den für ein gegebenes Meßinstrument notwendigen Grad verstärkt. Dieser Weg wurde erstmals von H. Greinacher¹ beschritten, dem es gelang, α -Strahlen in einem Telephon oder Lautsprecher hörbar zu machen. Diese letztere Methode wurde von uns aufgenommen mit der Absicht, sie insbesondere für Zwecke der Zählung von H-Strahlen (Atomtrümmer) auszubauen.

Es war von vornherein zu erwarten, daß bei geeigneter Form der Ionisationskammer auch starke Divergenz der in die Kammer eintretenden Strahlen, wie es bei Arbeiten über Atomzertrümmerung zutrifft, die Beobachtungsmöglichkeit derselben nicht zerstört. Außerdem war zu erwarten, daß auch die Differenzierung zwischen den verschiedenen Strahlungsarten einigermaßen im richtigen Verhältnis ihrer Primäriodisationen herauskommen würde. β - und γ -Impulse sollten leicht unterdrückt werden können.

Es soll nun im folgenden versucht werden, eine Reihe von notwendigen Bedingungen zur Erreichung dieses Zieles anzugeben. Gleiche Ionenmengen sollen denselben Endeffekt geben. Sowohl beim Verstärker mit Transformator kopplung als auch einem sogenannten Widerstandsverstärker ist dadurch die Art der Ionisationskammer schon im wesentlichen festgelegt.

Wir hatten in den anfänglichen Versuchen eine 5 *cm* lange zylindrische Ionisationskammer verwendet, in der Absicht, ein möglichst großes Wegstück des eintretenden Strahles auszunutzen, um so eine größere primäre Ionenmenge zu erhalten. Die elektrische Feldstärke *E* in einer solchen Kammer mit achsialer Drahtelektrode von 0·05 *cm* Durchmesser und einem Innendurchmesser des umhüllenden Zylinders von 2·7 *cm* ist gegeben durch

$$E = \frac{V}{r \cdot 3 \cdot 98}$$

¹ H. Greinacher, Zeitschr. f. Physik, Bd. 36, 364ff., 1926.

wo V die an den Zylinder gelegte Spannung bedeutet und r den Abstand des Punktes von der Zylinderachse. Die Zeit, in der die gesamte Ladung, die durch einen Korpuskularstrahl in der Kammer erzeugt wird, unter dem Einfluß der an die Außenwand gelegten Spannung an die Elektroden gelangt, ist daher wesentlich abhängig von der Richtung, in der der Strahl eintritt; erstens weil dadurch verschieden lange Wegstücke ionisierend wirken, dann aber auch, weil die auf die Ionen wirkende Feldstärke sehr stark variiert. Die Zeit, die ein Ion in der Entfernung r im Mittel braucht, um in der Kammer mit den angegebenen Massen die Zentralelektrode zu erreichen, ist gegeben durch die Formel:

$$t = \frac{3 \cdot 98 \cdot r^2 \cdot u_0}{2 V}$$

wo u_0 die Beweglichkeit ist. Man rechnet daraus für einen Strahl, der parallel zur Achse aber nahe der Kammerwand eintritt, für $V = 1000$ Volt eine Zeitdauer von zirka 0·006 Sekunden und für einen solchen, der in 0·1 *cm* Entfernung eintritt, zirka 0·000029 Sekunden.

Es ist daraus vollkommen klar, daß insbesondere bei einem Transformatorenverstärker dadurch gleiche Ionenmengen zu ganz verschiedenen Endeffekten Anlaß geben müssen; aber auch ein Widerstandsverstärker ist davon nicht unabhängig. Wir haben daher für die weiteren Versuche eine Kammer mit plattenförmigen Elektroden gewählt, deren Abstand 5 bis 10 *mm* betrug. Die Geschwindigkeit, mit der die Ionen zu den Elektroden wandern, ist hier von der räumlichen Lage der Ionen unabhängig.

Für den Fall, daß die Partikeln durch die spannungsführende Platte (Metallfolie) eintreten und die ganze Kammer durchheilen, ist die Aufladezeit unabhängig von der Richtung immer dieselbe. Nur für solche, die innerhalb der Kammer endigen, könnte die Aufladezeit kleiner sein, so daß bei gleicher Ionenmenge insbesondere beim Transformatorenverstärker der Endeffekt verschieden wird.

Bei einer Kammer von 10 *mm* Plattenabstand wurde mit einem Transformatorenverstärker der Endeffekt von α -Strahlen untersucht, und zwar in Abhängigkeit von verschiedenen Kammerspannungen. In den Ausgang des Verstärkers wurde bei entsprechender Schaltung der letzten Röhre (siehe unten) ein Milliampereometer geschlossen. Dabei traten das eine Mal die Strahlen in der Feldrichtung, das andere Mal senkrecht dazu ein. Das in der Kammer ausgenutzte Wegstück war in beiden Fällen dasselbe. Dabei ergab sich in beiden Richtungen eine anfänglich langsame Steigerung des Endeffektes mit wachsender Spannung und dann eine raschere (ziemlich lineare) bei mittleren Spannungen und schließlich bei ganz hohen Spannungen (etwa 1200 Volt) wieder eine Verlangsamung (siehe Fig. 1). Daß die Kurve im Anfang nicht linear ist, ist teilweise Ursache noch nicht vorhandener Sättigung, besonders verstärkt

durch den Umstand, daß bei wachsender Spannung sowohl die Ionenmenge als auch die Aufladungsgeschwindigkeit am ersten Gitter wächst. Dann aber steht die Aufladungszeit nicht in einem linearen Zusammenhang mit der Spannung am Gitter der ersten Röhre. Wenn wir berechtigterweise das System Gitter-Kathode als einen über einen großen Widerstand R kurz geschlossenen Kondensator betrachten, so ergibt sich für die Spannung am Gitter

$$\text{für } t \leq t_0 \dots e_g = \frac{Rq}{t_0} (1 - e^{-CR}), \quad (1)$$

wo q die in der Ionisationskammer erzeugte Ladung, t_0 die Aufladezeit, C die Kapazität Gitter—Kathode und R der Gitterableitungs-

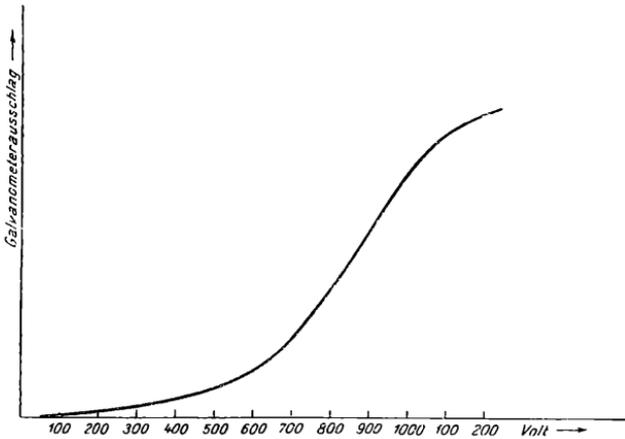


Fig. 1. Endeffekt von α -Strahlen in Abhängigkeit von der Kammer-spannung.

widerstand ist. Am Ende des Aufladevorganges hat also das Gitter die Spannung

$$e_g = \frac{Rq}{t_0} (1 - e^{-\frac{t_0}{CR}}).$$

Auch diese Beziehung gibt natürlich eine Krümmung der Kurve für kleine Kammer-spannung, d. h. große Aufladezeit. Der obere Knick hat seinen Grund in den Kopplungstransformatoren, wie weiter unten ausgeführt werden soll.

Um einen Überblick über die Vorgänge in einem Transformatorverstärker zu bekommen, wenn auf das Gitter der ersten Röhre eine aperiodische Spannungsschwankung von der eben beschriebenen Form gelangt, wurde der Versuch einer rechnerischen Behandlung dieses Problems gemacht.

Die Spannung am Gitter der ersten Röhre ist für die Zeit $t < t_0$ durch den Ausdruck (1) gegeben; vom Ende der Aufladung an, also für $t > t_0$ verliert das Gitter langsam seine Ladung und die jeweilige Spannung ist gegeben durch

$$t \geq t_0 \cdot e_g = \frac{Rq}{t_0} (1 - e^{-\frac{t_0}{CR}}) e^{-\frac{t-t_0}{CR}} \quad (2)$$

Fig. 2. gibt den Spannungsverlauf wieder, für $t_0 = 0.001$ Sekunden, $R = 10^9$ Ohm, $C = 10^{-11}$ Farad, $q = 10^{-14}$ Coulomb.

Fassen wir die Röhre als Generator von der em. Kraft e_g/D auf, wo e_g Gitterspannung und D den Durchgriff bedeuten, so er-

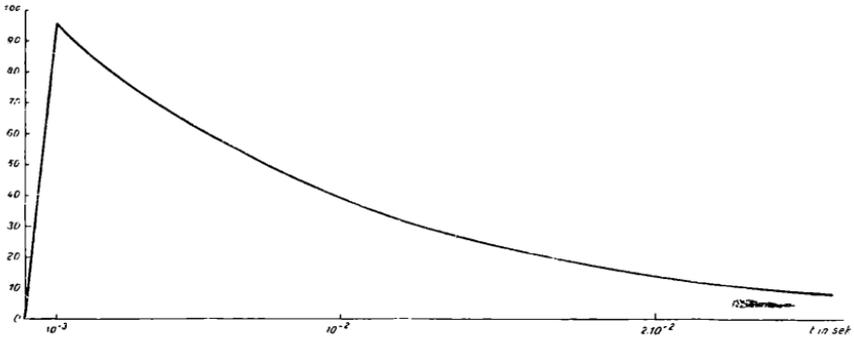


Fig. 2. Spannungsverlauf am Gitter der ersten Röhre.

halten wir als Grundgleichungen für das untenstehende Schema¹ (Fig. 3):

$$\begin{aligned} L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} + (R_i + w_1) i_1 - \frac{e_g}{D} &= 0 \\ L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + w_2 i_2 + \frac{q_2}{C'} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

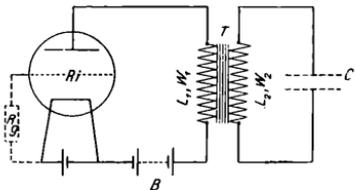


Fig. 3.

hier ist $i_2 = dq_2/dt$, also i_2 der Ladungsstrom des fiktiven Kondensators C' . Aus diesen beiden Gleichungen kann man i_1 eliminieren und findet als Differentialgleichung für i_2 :

$$\begin{aligned} (L_1 L_2 - M^2) \frac{d^3 i_2}{dt^3} + [L_2 (R_i + w_1) + L_1 w_2] \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \\ + \left[\frac{L_1}{C'} + w_2 (R_i + w_1) \right] \frac{di_2}{dt} + \frac{R_i + w_1}{C'} i_2 = \frac{M}{D} \frac{d^2 e_g}{dt^2} \end{aligned} \quad (4)$$

Wenn es sich nicht um einen Transformator außergewöhnlich großer Streuung handelt, so ist das erste Glied, das den dritten

¹ Dabei ist die Permeabilität des Eisens als konstant angenommen; diese Annahme kann zwar der Spannungsverlauf etwas verändern; die aus den Formeln gezogenen Schlüsse werden dadurch nicht berührt.

Differentialquotienten von i_2 enthält, von geringer Bedeutung. Um eine Übersicht über den Einfluß der Streuung zu erhalten, haben wir jedoch den Spannungsverlauf am Gitter der zweiten Röhre ohne Vernachlässigung der Streuung berechnet. Die Lösung der Differentialgleichung:

$$(L_1 L_2 - M^2) \frac{d^3 i_2}{dt^3} + [L_2(R_i + w_1) + L_1 w_2] \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left[\frac{L_1}{C'} + w_2(R_i + w_1) \right] \frac{d i_2}{dt} + \frac{R_i + w_1}{C'} i_2 = - \frac{M q}{D t_0 C^2 R} e^{-\frac{t}{CR}} \quad (5)$$

ist der Ladestrom $i_2^{(0)}$ für $t < t_0$ des Gitters der zweiten Röhre; das allgemeine Integral der Gleichung ist gegeben durch den Ausdruck:

$$i_2^{(0)} = - \frac{M q \cdot e^{-\frac{t}{CR}}}{D t_0 C^2 \cdot R \cdot f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + A_0^{(0)} \cdot e^{-\beta_0 t} + A_1^{(0)} \cdot e^{(-\beta + i\beta_1)t} + A_2^{(0)} \cdot e^{(-\beta - i\beta_1)t}, \quad (6)$$

wo β_0 , β , β_1 die Wurzeln der Gleichung:

$$f(\alpha) \equiv (L_1 L_2 - M^2) \alpha^3 + [L_2(R_i + w_1) + L_1 w_2] \alpha^2 + \left[\frac{L_1}{C'} + w_2(R_i + w_1) \right] \alpha + \frac{R_i + w_1}{C'} = 0 \quad (4a)$$

sind. Diese Gleichung hat entweder drei negative reelle Wurzeln oder eine negative reelle und zwei konjugiert imaginäre. Für einen Transformator ist der letztere Fall anzunehmen. Die drei Konstanten ergeben sich aus den folgenden Bedingungen:

1. Der Strom $i_2^{(0)}$ im Sekundärkreis des Transformators ist zur Zeit $t = 0$ Null.

2. Die Sekundärspannung $e_{g_2}^{(0)}$ ist zur Zeit $t = \infty$ Null.

3. Die erste Ableitung des Stromes im Sekundärkreis $d i_2^{(0)} / dt$ ist, solange der Transformator als nicht streuungslos betrachtet wird, Null.

Punkt 3. folgt aus beiden Gleichungen (3), wenn man aus ihnen $d i_1 / dt$ eliminiert und $L_1 L_2 - M^2 \neq 0$ annimmt. Bei den Rechnungen, wo der Transformator als streuungslos angenommen wird, fällt Punkt 3 weg; es sind dann aber auch nur zwei Konstante zu bestimmen.

Bestimmt man die Konstanten in dieser Weise, so ergibt sich für die Spannung am Gitter der zweiten Röhre: für den Fall $t < t_0$:

$$e_{g_2}^{(0)} = - \frac{CKR}{C'} e^{-\frac{t}{CR}} + K_0 e^{-\beta_0 t} + K_1 e^{-\beta t} \cos \beta_1 t + K_2 e^{-\beta t} \sin \beta_1 t. \quad (7)$$

Die Spannung ist dabei aus dem unmittelbar berechneten Stromwert $i_2^{(0)}$ durch das Integral

$$e_{g_2}^{(0)} = \int_0^t \frac{i_2^{(0)} dt}{C'}$$

gewonnen.

Für die Konstanten erhält man die Ausdrücke:

$$K = - \frac{Mq}{Dl_0 C^2 R f \left(-\frac{1}{CR} \right)}$$

$$K_0 = \frac{K}{\beta_0} C' L \left(\frac{1}{CR} - 2\beta + CR(\beta^2 + \beta_1^2) \right)$$

$$K_1 = - \frac{K}{\beta_0} C' L \left(\frac{1}{CR} - 2\beta + CR\beta_0(2\beta - \beta_0) \right)$$

$$K_2 = \frac{K}{\beta_1} C' L \left(\frac{1}{CR} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_0} \right) - \left(\beta_0 - \frac{\beta^2}{\beta_0} + \frac{\beta_1^2}{\beta_0} \right) + \right. \\ \left. + CR(-\beta^2 + \beta\beta_0 - \beta_1^2) \right),$$

wobei:

$$L = \beta_0 + \frac{\beta^2 + \beta_1^2}{\beta_0} - 2\beta.$$

Da man die allgemeinen Formeln schlecht übersehen kann, geben wir im folgenden die numerische Ausrechnung für einen Transformator mit folgenden Daten:

$$L_1 = 1 \text{ Henry}, L_2 = 100 \text{ Henry}, \sigma = 1 - \frac{M^2}{L_1 L_2} = 0.02, w_1 = 800 \text{ Ohm}, \\ w_2 = 19900 \text{ Ohm}, R_i = 10000 \text{ Ohm}, C = 10^{-11} \text{ Farad}, C' = 10^{-10} \\ \text{Farad}, R = 10^9 \text{ Ohm}, t_0 = 10^{-3} \text{ sec.}$$

Aus diesen Werten erhält man für die Konstanten:

$$K = -9.346 \cdot 10^{-11}, K_0 = -3.252 \cdot 10^{-5}, K_1 = -9.34 \cdot 10^{-3}, \\ K_2 = -4.628 \cdot 10^{-3},$$

aus der Gleichung (4b) ergibt sich ferner:

$$\beta_0 = 5.406 \cdot 10^5, \beta = 0.0464 \cdot 10^5, \beta_1 = 0.0894 \cdot 10^5.$$

Man sieht, daß das Glied $K_0 e^{-\beta_0 t}$, das von der Streuung herrührt, eine verhältnismäßig kleine Amplitude hat und außerdem eine zirka hundertmal größere Dämpfungskonstante. Bei der weiteren Berechnung wurde der Transformator daher als streuungslos angenommen, was die sonst sehr komplizierten Berechnungen einigermaßen vereinfachte, ohne das Resultat in den wesentlichen Belangen zu stören.

Dann ist $L_1 L_2 - M^2 = 0$ und die Differentialgleichung dritter Ordnung reduziert sich auf eine zweiter Ordnung:

$$[L_2(R_i + w_1) + L_1 w_2] \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left[\frac{L_1}{C'} + w_2(R_i + w_1) \right] \frac{d i_2}{dt} + \\ + \frac{R_i + w_1}{C'} i_2 = \frac{M}{D} \frac{d^2 e_g}{dt^2}. \quad (8)$$

Das allgemeine Integral ist für den Fall der zweiten Röhre für $t < t_0$:

$$i_2^{(0)} = - \frac{Mq \cdot e^{-\frac{t}{CR}}}{Dt_0 C^2 R f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + A_1^{(0)} e^{(-\beta + i\beta_1)t} + A_2^{(0)} e^{(-\beta - i\beta_1)t}$$

und die Bestimmung der Konstanten aus den oben angegebenen Bedingungen ergibt für die Spannung am Gitter der zweiten Röhre für $t < t_0$ den Ausdruck:

$$e_{g_2}^{(0)} = - \frac{KCR}{C'} e^{-\frac{t}{CR}} + \frac{KCR}{C'} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - \frac{K(1 - CR\beta)}{\beta_1 C'} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t$$

und für das oben gegebene Beispiel:

$$e_{g_2}^{(0)} = 9 \cdot 346 \cdot 10^{-3} e^{-\frac{t}{CR}} - 9 \cdot 346 \cdot 10^{-3} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - 4 \cdot 843 \cdot 10^{-3} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t.$$

In ähnlicher Weise berechnet man die Spannung am Gitter der zweiten Röhre für $t > t_0$. In diesem Fall muß für e_g in Gleichung (8) der Ausdruck (2) eingesetzt werden. Das allgemeine Integral ist:

$$i_2 = -K(e^{\frac{t_0}{CR}} - 1)e^{-\frac{t}{CR}} + A_1 e^{(-\beta + i\beta_1)t} + A_2 e^{(-\beta - i\beta_1)t}.$$

Die Konstanten in den Exponenten sind natürlich dieselben wie bei $t < t_0$, da sie ja nur von dem homogenen Teil der Gleichung abhängen. Die Koeffizienten A_1 und A_2 ergeben sich in diesem Falle aus folgenden zwei Bedingungen:

1. Der Strom im Sekundärkreis i_2 muß für $t = t_0$ derselbe sein, ob man ihn nun aus dem Ansatz von i_2 für $t < t_0$ oder für $t > t_0$ berechnet. Dadurch werden die zwei neuen Konstanten in der Gleichung von i_2 für $t > t_0$ in Beziehung gesetzt zu den bereits berechneten Konstanten in der Gleichung von $i_2^{(0)}$ für $t < t_0$.

2. Die Spannung e_{g_2} ist für $t = \infty$ gleich Null.

Dabei ist e_{g_2} aus den Stromwerten für $t < t_0$ und $t > t_0$ durch das Integral

$$e_{g_2} = \frac{1}{C'} \left[\int_0^{t_0} i_2^{(0)} dt + \int_{t_0}^t i_2 dt \right]$$

zu berechnen.

In dieser Weise ergibt sich für die Spannung e_{g_2} am Gitter der zweiten Röhre für $t > t_0$ der Ausdruck:

$$e_{g_2} = \frac{KCR}{C'} (e^{\frac{t_0}{CR}} - 1) e^{-\frac{t}{CR}} - \frac{KCR}{C'} e^{-\beta(t-t_0)} \cos \beta_1 (t-t_0) +$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{K(1-CR\beta)}{\beta_1 C'} e^{-\beta(t-t_0)} \sin \beta_1 (t-t_0) + \\
 & + \frac{KCR}{C'} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - \\
 & - \frac{K(1-CR\beta)}{\beta_1 C'} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t.
 \end{aligned}$$

Für das Beispiel erhält man:

$$\begin{aligned}
 e = & -9 \cdot 83 \cdot 10^{-4} e^{-\frac{t}{CR}} + 9 \cdot 346 \cdot 10^{-3} (e^{-\beta(t-t_0)} \cos \beta_1 (t-t_0) - \\
 & - e^{-\beta t} \cos \beta_1 t) + 4 \cdot 843 \cdot 10^{-3} (e^{-\beta(t-t_0)} \sin \beta_1 (t-t_0) - e^{-\beta t} \sin \beta_1 t).
 \end{aligned}$$

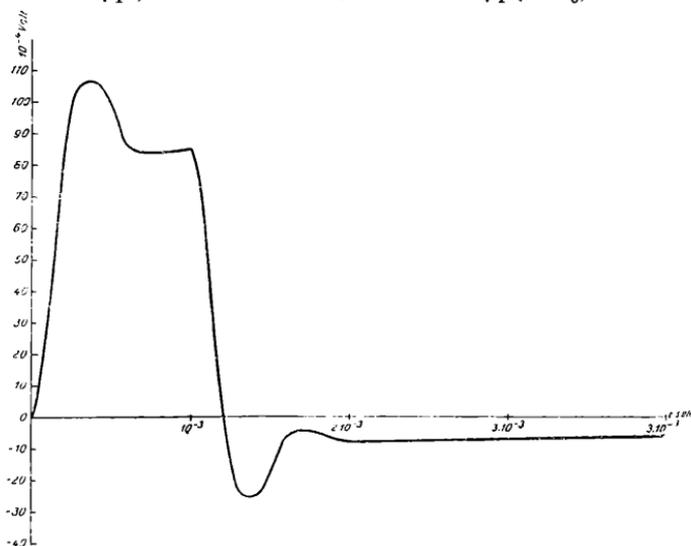


Fig. 4. Spannungsverlauf am Gitter der zweiten Röhre.
Für eine Aufladezeit von $t_0 = 10^{-3}$ sek.

In Fig. 4 ist für dieses Beispiel der Spannungsverlauf wiedergegeben.

In prinzipiell derselben Weise wurde auch die Spannung am Gitter der dritten Röhre berechnet, und zwar sowohl unter der Annahme, daß der zweite Transformator dieselben Konstanten hat wie der erste, als auch für den Fall, daß der zweite von dem ersten verschieden ist. Wir beschränken uns auch hier auf die Wiedergabe der Ansätze und Resultate, da die explizite Durchführung der Rechnung wegen der Länge der Entwicklungen unmöglich ist.

In der Differentialgleichung (8) hat man zur Berechnung der Spannung am Gitter der dritten Röhre die für die Spannung am zweiten gewonnenen Ausdrücke einzusetzen. Das allgemeine Integral dieser Gleichung für $t < t_0$ ist gegeben durch:

$$i_{2\text{III}}^{(0)} = \frac{M}{D C'} \left(- \frac{K e^{-\frac{t}{CR}}}{CR f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + \frac{(-\beta + i\beta_1) A_1^{(0)}}{f'(-\beta + i\beta_1)} \cdot t \cdot e^{(-\beta + i\beta_1)t} + \right. \\ \left. + \frac{(-\beta - i\beta_1) A_2^{(0)}}{f'(-\beta - i\beta_1)} t e^{(-\beta - i\beta_1)t} \right) + B_1^{(0)} e^{(-\beta + i\beta_1)t} + B_2^{(0)} e^{(-\beta - i\beta_1)t}$$

$A_1^{(0)}$ und $A_2^{(0)}$ sind dabei die Konstanten, die bereits bei der Berechnung der Spannung am Gitter der zweiten Röhre für $t < t_0$ auftreten, $B_1^{(0)}$ und $B_2^{(0)}$ die neuen.

Dabei ist also angenommen, daß die beiden Transformatoren gleich sind. Berechnet man die Spannung wieder durch das Integral

$$e_{g_3}^{(0)} = \int_0^t \frac{i_{2\text{III}}^{(0)} dt}{C'}$$

und bestimmt aus den oben für $t < t_0$ angegebenen Bedingungen die Konstanten, so findet man für die Spannung am dritten Gitter:

$$e_{g_3}^{(0)} = \frac{MK}{DC'^2} \left[\frac{e^{-\frac{t}{CR}}}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} - \frac{e^{-\beta t} \cos \beta_1 t}{\left(f - \frac{1}{CR}\right)} - \frac{e^{-\beta t} \sin \beta_1 t}{\frac{CR}{2\beta_1 a} + \frac{\beta}{\beta_1} \left(\frac{1}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} - \frac{1 - CR\beta}{2\beta_1^2 a} \right) - \frac{1}{\beta_1 CR f\left(-\frac{1}{CR}\right)}} \right. \\ \left. + \frac{CR(\beta^2 + \beta_1^2) - \beta}{2\beta_1^2 a} t e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - \frac{t e^{-\beta t} \sin \beta_1 t}{2\beta_1 a} \right]$$

Für unser Beispiel finden wir:

$$e_{g_3}^{(0)} = -8 \cdot 7 \cdot 10^{-3} e^{-\frac{t}{CR}} + 8 \cdot 7 \cdot 10^{-3} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t + \\ + 6 \cdot 130 \cdot 10^{-1} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t - 5 \cdot 4158 \cdot 10^3 t e^{-\beta t} \cos \beta_1 t + \\ + 4 \cdot 849 \cdot 10^1 t e^{-\beta t} \sin \beta_1 t.$$

Für $t > t_0$ hat man in die Differentialgleichung (8) den Ausdruck (2) einzusetzen und findet für die Spannung:

$$e_{g_3} = \frac{M}{DC'^2} \left[- \frac{K \left(e^{\frac{t_0}{CR}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{CR}}}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + \right. \\ \left. + \frac{K(\beta - CR(\beta^2 + \beta_1^2))}{2\beta_1^2 a} t e^{-\beta(t-t_0)} \cos \beta_1(t-t_0) + \right. \\ \left. + \frac{K}{2\beta_1 a} t \cdot e^{-\beta(t-t_0)} \sin \beta_1(t-t_0) + \right]$$

$$\begin{aligned}
& + V' e^{-\beta(t-t_0)} \cos \beta_1(t-t_0) - \left(\frac{U - \beta V}{\beta_1} - \frac{KCR}{2\beta_1 a} \right) e^{-\beta(t-t_0)} \sin \beta_1(t-t_0) \\
& + \frac{K(CR(\beta^2 + \beta_1^2) - \beta)}{2\beta_1^2 a} t e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - \frac{K}{2\beta_1 a} t e^{-\beta t} \sin \beta_1 t \\
& - \left. \frac{K(1 - CR\beta)}{2\beta_1^2 a} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - \frac{KCR}{2\beta_1 a} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t \right],
\end{aligned}$$

wo

$$U = \frac{K}{CR f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + \frac{\beta(\beta^2 + \beta_1^2) KCR + K(\beta_1^2 - \beta^2)}{2\beta_1^2 a} t_0 - \frac{K e^{-\beta t_0} \cos \beta_1 t_0}{CR f\left(-\frac{1}{CR}\right)}$$

$$+ \frac{K}{\beta_1} \left(\left(-\frac{1}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + \frac{1 - CR\beta}{2\beta_1^2 a} \right) (\beta^2 + \beta_1^2) + \frac{\beta}{CR f\left(-\frac{1}{CR}\right)} \right) e^{-\beta t_0} \sin \beta_1 t_0$$

$$\begin{aligned}
V = & \frac{K}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} - \frac{K(\beta - CR(\beta_2 + \beta_1^2))}{2\beta_1^2 a} - \frac{K(1 - \beta CR)}{2\beta_1^2 a} + \\
& + \frac{\cos \beta_1 t_0 + CR(-\beta \cos \beta_1 t_0 + \beta_1 \sin \beta_1 t_0)}{2\beta_1^2 a} K e^{-\beta t_0} - \\
& - \frac{K e^{-\beta t_0} \cos \beta_1 t_0}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} - \left(\frac{CR}{2\beta_1 a} - \frac{\beta}{\beta_1} \left(\frac{1}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} - \frac{1 - CR\beta}{2\beta_1^2 a} \right) - \right. \\
& \left. - \frac{1}{\beta_1 CR f\left(-\frac{1}{CR}\right)} \right) K \cdot e^{-\beta t_0} \sin \beta_1 t_0.
\end{aligned}$$

$$V' = V + \frac{K(1 - CR\beta)}{2\beta_1^2 a}.$$

Für das obige Beispiel ergibt sich:

$$\begin{aligned}
e_{g_3} = & 9 \cdot 10^{-4} \cdot e^{-\frac{t}{CR}} + 5 \cdot 4158 \cdot 10^3 t \cdot e^{-\beta(t-t_0)} \cos \beta_1(t-t_0) \\
& - 4 \cdot 849 \cdot 10^1 t \cdot e^{-\beta(t-t_0)} \sin \beta_1(t-t_0) \\
& - 5 \cdot 4232 e^{-\beta(t-t_0)} \cos \beta_1(t-t_0) \\
& - 3 \cdot 791 \cdot 10^{-1} e^{-\beta(t-t_0)} \sin \beta_1(t-t_0) \\
& - 5 \cdot 4158 \cdot 10^3 t e^{-\beta t} \cos \beta_1 t \\
& + 4 \cdot 849 \cdot 10^1 t e^{-\beta t} \sin \beta_1 t \\
& - 2 \cdot 513 \cdot 10^{-1} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t \\
& + 4 \cdot 849 \cdot 10^{-1} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t.
\end{aligned}$$

Der Spannungsverlauf am Gitter der dritten Röhre ist in Fig. 5 dargestellt.

Schließlich wurde noch die Rechnung für den Fall ausgeführt, daß der Transformator zwischen der zweiten und dritten Stufe von dem zwischen der ersten und zweiten Stufe verschieden ist.

Nimmt man für $L'_2 = 30$ Henry und $w'_2 = 10.000$, während man die sonstigen Daten ungeändert läßt, so ergibt sich als Dämpfungskonstante $\gamma = 1.513 \cdot 10^4$ und als Kreisfrequenz $\gamma_1 = 0.971 \cdot 10^4$.

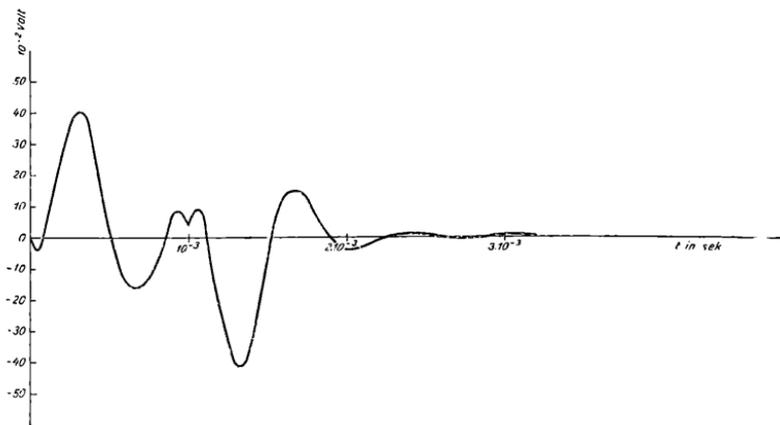


Fig. 5. Spannungsverlauf am Gitter der dritten Röhre bei gleichen Transformatoren und für eine Aufladezeit von $t_0 = 10^{-3}$ sek.

Das allgemeine Integral lautet dann für $t < t_0$.

$$i_{2\text{III}}^{(0)} = \frac{M}{D} \left(- \frac{K e^{-\frac{t}{CR}}}{CRCf\left(-\frac{1}{CR}\right)} + A_1^{(0)} \frac{-\beta + i\beta_1}{Cf(-\beta + i\beta_1)} e^{(-\beta + i\beta_1)t} + \right. \\ \left. + A_2^{(0)} \frac{-\beta - i\beta_1}{Cf(-\beta - i\beta_1)} e^{(-\beta - i\beta_1)t} \right) + A_1 e^{(-\gamma + i\gamma_1)t} + A_2 e^{(-\gamma - i\gamma_1)t}.$$

Dabei ist hier

$$f \equiv [L'_2(Ri + w_1) + L_1 w'_2] \alpha^2 + \left[\frac{L_1}{C} + w'_2(Ri + w_1) \right] \beta + \frac{Ri + w_1}{C}$$

und $-\beta + i\beta_1$ und $-\beta - i\beta_1$ sind keine Wurzeln dieser Gleichung, weshalb hier ein Glied mit t im Koeffizienten nicht auftreten kann.

Die Spannung $e_{g_3}^{(0)}$ für $t < t_0$ erhält man wieder aus dem Integral:

$$e_{g_3}^{(0)} = \int_0^t \frac{i_{2\text{III}}^{(0)} dt}{C}$$

Bestimmt man die neuen Konstanten A_1 und A_2 ($A_1^{(0)}$ und $A_2^{(0)}$) sind als bereits bekannt anzunehmen, da sie dieselben sind, die bei

der Berechnung der Spannung am Gitter der zweiten Röhre auftreten) aus den anfangs angegebenen Bedingungen, so ergibt sich als schließliches Resultat:

$$e_{s_3}^{(0)} = \frac{MK}{DC^2} \left(e^{-\frac{t}{CR}} - \frac{(1-CR\beta)(a\beta_1+b\beta)-\beta_1 CR(b\beta_1-a\beta)}{\beta_1(a^2+b^2)} e^{-\beta t} \cos \beta_1 t - \frac{(1-CR\beta)(b\beta_1-a\beta)+CR\beta_1(a\beta_1+b\beta)}{\beta_1(a^2+b^2)} e^{-\beta t} \sin \beta_1 t \right) + \frac{U}{C'} e^{-\gamma t} \cos \gamma_1 t - \frac{V-U\gamma}{\gamma_1 C'} e^{-\gamma t} \sin \gamma_1 t.$$

Dabei bedeuten a den reellen und b den imaginären Teil des Ausdruckes, den man erhält, wenn man in $f = -\beta + i\beta_1$ oder $-\beta - i\beta_1$ einsetzt, denn diese beiden Resultate sind konjugiert imaginär.

Setzt man $f \equiv A\alpha^2 + B\alpha + C$, so ist:

$$a = A(\beta^2 - \beta_1^2) - B\beta + C.$$

$$b = -2a\beta\beta_1 + B\beta_1.$$

Ferner ist:

$$U = \frac{MK}{DC'} \left(-\frac{1}{f\left(-\frac{1}{CR}\right)} + \frac{(a\beta_1+b\beta)-CRb(\beta^2+\beta_1^2)}{\beta_1(a^2+b^2)} \right)$$

$$V = -\frac{MK}{DC'} \left(\frac{1}{CRf\left(-\frac{1}{CR}\right)} + \frac{(b\beta_1^2-b\beta^2-2a\beta\beta_1)+CR(\beta^2\beta_1 a+b\beta^3+b\beta\beta_1^2)}{\beta_1(a^2+b^2)} \right).$$

M hat hier gleichfalls einen anderen Wert als bei den Rechnungen für gleiche Transformatoren, da die Selbstinduktion L_2 des zweiten Transformators kleiner angenommen ist und $M = \sqrt{L_1 L_2} = 5 \cdot 477$.

Rechnet man wieder das Beispiel mit der bereits angegebenen Veränderung der numerischen Daten, so erhält man:

$$e_{s_3}^{(0)} = -4 \cdot 8 \cdot 10^{-3} e^{-\frac{t}{CR}} - 0 \cdot 6239 e^{-\beta t} \cos \beta_1 t + 0 \cdot 4416 e^{-\beta t} \sin \beta_1 t + 0 \cdot 6287 e^{-\gamma t} \cos \gamma_1 t + 0 \cdot 2832 e^{-\gamma t} \sin \gamma_1 t.$$

Die bildliche Darstellung des Spannungsverlaufes ist in Fig. 6 gegeben.

Die so gewonnenen Gleichungen sollen im folgenden in den Hauptzügen diskutiert werden:

Am Gitter der zweiten Röhre ist die am Gitter der ersten Röhre stattfindende Aufladung in den Formeln noch deutlich zu erkennen; am Gitter der dritten Röhre dagegen spielt die Aufladung des ersten Gitters nur mehr eine untergeordnete Rolle; im wesentlichen sind hier die im ersten und zweiten Transformator erregten

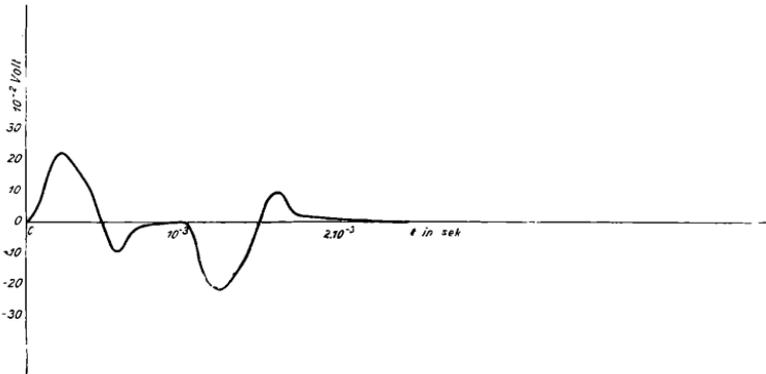


Fig. 6. Spannungsverlauf am Gitter der dritten Röhre für ungleiche Transformatoren und eine Aufladezeit von 10^{-3} sec.

Schwingungen von Bedeutung. Selbst wenn am zweiten Gitter am Ende der Aufladezeit die Schwingungen bereits abgeklungen sind, können am dritten Gitter die Schwingungen zur selben Zeit noch

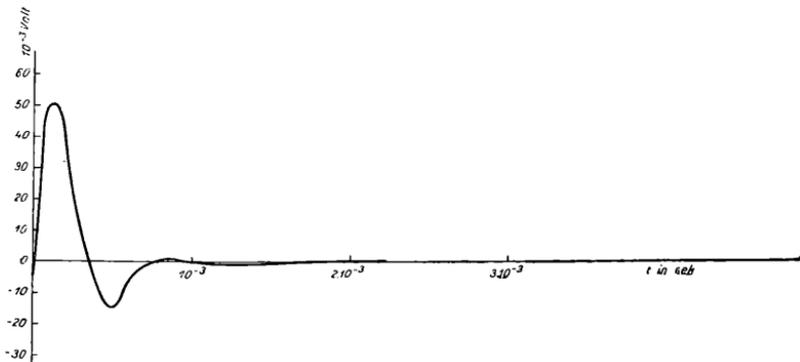


Fig. 7. Spannungsverlauf am Gitter der zweiten Röhre für eine Aufladezeit $t_0 \rightarrow 0$.

eine nennenswerte Amplitude haben, wenn man beispielsweise zwei gleiche Transformatoren hintereinander verwendet. In einem Beispiel, wo der zweite Transformator vom ersten verschieden war, waren die Schwingungen am Gitter der dritten Röhre am Ende der Aufladezeit gleichfalls bereits abgeklungen.

Von besonderer Wichtigkeit — und deshalb wurden diese Rechnungen hauptsächlich durchgeführt — ist die Abhängigkeit der Maximalspannung und des Zeitintegrals von $t = 0$ bis $t = \infty$ der Spannung von der Ladungsmenge, die in der Ionisationskammer erzeugt wird, und der Zeit, in der diese Ladung auf das Gitter gelangt, der Aufladezeit. Es ergibt sich ohne weiteres, daß die Maximalspannung der ersten Potenz der Ladungsmenge direkt proportional ist. Die Abhängigkeit der Maximalspannung von der Aufladezeit ist nicht so einfach anzugeben. Es ist allgemein zu sagen, daß diese für $t_0 = 0$, also für sehr kleine Aufladezeiten, einem Grenzwert zustrebt, der am Gitter der zweiten Röhre durch die Gleichung gegeben ist:

$$e_g = \frac{K'}{C'} e^{-\frac{t}{CR}} - \frac{K'CR}{C'} e^{-\beta t} (\beta \cos \beta_1 t + \beta_1 \sin \beta_1 t) + \\ + \frac{K'(1 - CR\beta)}{C'} e^{-\beta t} (\beta \sin \beta_1 t - \beta_1 \cos \beta_1 t),$$

wo $K' = K t_0$, also von t_0 unabhängig.

In dem von uns oben berechneten Beispiel ergab sich, daß bereits bei einer Aufladezeit von etwa 10^{-4} sec. an die Maximalspannung sich nicht mehr wesentlich änderte. Die graphische Darstellung des zeitlichen Verlaufes der Spannungsschwankung am Gitter der zweiten Röhre für $t_0 = 0$ ist in Fig. 7 gegeben. Bei großen Aufladezeiten dagegen ist die Maximalspannung angenähert umgekehrt proportional der ersten Potenz der Aufladezeit. Dies hängt damit zusammen, daß am Ende der Aufladezeit bei großen Aufladezeiten die durch den Beginn des Ladungsvorganges erzeugten Schwingungen bereits abgeklungen sind und so das Aufhören des Ladestromes die Ausbildung dieser Schwingungen nicht beeinflussen konnte, während bei sehr kleinen Aufladezeiten die »Ladeschwingungen« und die am Ende des Ladevorganges neu entstehenden Schwingungen sich überlagerten. Man sieht, daß bei Anlegung sehr hoher Spannungen an die Ionisationskammer auch der Transformatorverstärker »frequenzunabhängig« sein kann, wobei wir unter »Frequenzunabhängigkeit« wie überall in der vorliegenden Arbeit Unabhängigkeit von der Aufladezeit verstehen.

Das Zeitintegral der Spannung, $\int_0^{\infty} e_g dt$, das wir der rechnerischen Einfachheit halber bloß am zweiten Gitter betrachteten, ist Null. Von größerem Interesse ist das Integral $\int_0^{\infty} e_g dt$, wenn man nur die ober oder unter der Abszissenachse liegenden e_g -Werte ins Integral aufnimmt, wodurch gewissermaßen der Fall realisiert wird, daß im Anodenkreis der Endröhre des Verstärkers gleichgerichtet und der Stoß mit einem ballistischen Galvanometer gemessen wird,

wie es z. B. gelegentlich von uns in unserer ersten Mitteilung¹ als für den vorliegenden Zweck vorteilhaft verwendet wurde. Es ergibt sich aus der Betrachtung der Formeln, daß für die Aufladezeit $t_0 = \infty$ dieses Integral Null ist, daß es dann mit abnehmender Aufladezeit anwächst, und zwar in unserem Beispiel für verhältnismäßig große Aufladezeiten etwa bis 0·1 sec. umgekehrt proportional der ersten Potenz der Aufladezeit, dann aber immer langsamer, um schließlich wie das Spannungsmaximum für kleine Aufladezeiten einem Grenzwert zuzustreben, der für $t_0 = 0$ erreicht wird. Man erhält also sowohl für das Spannungsmaximum als auch für das Zeitintegral der Spannung eine Art Sättigungskurve, wenn man als Abszisse die Aufladezeit aufträgt. Also sowohl für eine Meßmethode, die das Spannungsmaximum, als auch für eine, die das »gleichgerichtete« Spannungsintegral mißt, läßt sich ein Bereich der Aufladezeit angeben, wo der Endeffekt praktisch unabhängig von der Aufladezeit ist. Jedoch würde das eine Spannung an einer Ionisationskammer von 5 mm Tiefe von mindestens 5000 Volt bedeuten, was eine arge Komplikation darstellt, da diese Spannung sehr konstant sein muß und daher wohl nur von einer Akkumulatorenbatterie genommen werden kann.

Es erübrigt noch eine Besprechung der wesentlichen Punkte der Meßmöglichkeiten des Endeffektes. Beschränkt man sich darauf, bloß mit dem Lautsprecher zu beobachten, so braucht man die Transformator-schwingungen nicht gleichzurichten oder sonst eine Veränderung mit denselben vorzunehmen, da dieser den hier vorkommenden niederfrequenten Schwingungen folgen kann. Will man aber den Endeffekt in einem Galvanometer messen, so muß man die Schwingungen gleichrichten und es liegt da natürlich am nächsten, die Endröhre als Audion zu schalten. Es ist aber schon von der Radiotechnik her zu erwarten, daß diese Art der Gleichrichtung nicht proportional dem tatsächlichen Endeffekt arbeitet, ja die Art der Verzerrung ist in dem vorliegenden Fall des aperiodischen Stoßes viel schwerer zu übersehen als in der Radiotechnik, wo man das Audion an einer Stelle des Verstärkers unterbringen kann, wo die durch dasselbe hervorgerufene Verzerrung gering ist, während in unserem Falle nur die Audionschaltung in der letzten Stufe einen Sinn hat. Die Formel, die für reine Sinusschwingungen, und zwar nur für den Fall kleiner Amplituden derselben abgeleitet wurde, lautet:

$$E_g - E_{g_0} = \frac{\frac{\partial S_g}{\partial e_g}}{\left(\frac{1}{R_g} + S_g\right)} \cdot \frac{G_g^2}{4},$$

wo $E_g - E_{g_0}$ die Spannungsverschiebung am Gitter während einer Periode S_g die Steilheit der Gitterstromcharakteristik, R_g den äußeren

¹ G. Ortner und G. Stetter, Phys. Zeitschr., Bd. 28, 70, 1927.

Gitterableitungswiderstand und \mathfrak{G}_g die auf das Gitter gelangende Spannungsamplitude bedeutet. Sie ist in diesem Falle nicht mehr gültig, nicht nur weil die Voraussetzung kleiner \mathfrak{G}_g nicht mehr erfüllt ist, sondern, weil diese Formel den hier auftretenden Fall gedämpfter Schwingungen nicht berücksichtigt. In dem Fall gedämpfter Schwingungen ist der Beitrag von der ersten Periode zur Gitterstromänderung

$$\delta I_g = \frac{\omega S_g}{T(\beta^2 + \omega^2)} (1 - e^{-\beta T}) \mathfrak{G}_g + \frac{\omega^2}{2 T(\beta^2 + \omega^2) \beta} \cdot \frac{\partial S}{\partial e_g} (1 - e^{-2\beta T}) \cdot \frac{\mathfrak{G}_g^2}{4}$$

wo $\omega = \frac{2\pi}{T}$ und β die Dämpfungskonstante ist.

Die Verschiebung des Gitterpotentials ist dann bekanntlich gegeben durch den Ausdruck.

$$E_g - E_{g_0} = \frac{\delta I_g}{\frac{1}{R_g} + S_g}$$

Auch diese Formel gilt im übrigen nur unter denselben Voraussetzungen hinsichtlich der Größe der anfänglichen Amplitude, wie die oben aus der Radiotechnik genommene, auf die sie sich für $\beta = 0$ reduziert. Der Anteil der von der zweiten Periode her stammt, ist gegeben durch:

$$\delta I_g = \frac{\omega S_g}{T(\beta^2 + \omega^2)} (e^{-\beta T} - e^{-2\beta T}) \mathfrak{G}_g + \frac{\omega^2}{2 T(\beta^2 + \omega^2) \beta} \cdot \frac{\partial S_g}{\partial e_g} (e^{-2\beta T} - e^{-4\beta T}) \frac{\mathfrak{G}_g^2}{4}$$

und allgemein die Summe bis zur k. ten Periode durch:

$$\delta I_g = \frac{\omega S_g}{T(\beta^2 + \omega^2)} (1 - e^{-K\beta T}) \mathfrak{G}_g + \frac{\omega^2}{2 T(\beta^2 + \omega^2) \beta} \cdot \frac{\partial S_g}{\partial e_g} (1 - e^{-2K\beta T}) \frac{\mathfrak{G}_g^2}{4},$$

wenn die Schwingung praktisch abgeklungen ist:

$$\delta I_g = \frac{\omega S_g}{T(\beta^2 + \omega^2)} \mathfrak{G}_g + \frac{\omega^2}{2 T(\beta^2 + \omega^2) \beta} \cdot \frac{\partial S_g}{\partial e_g} \cdot \frac{\mathfrak{G}_g^2}{4}.$$

Man hat es hier also keineswegs mit einer Proportionalität mit der zweiten Potenz der Amplitude der aufgedrückten Spannung zu tun, sondern es spielt hier auch die erste Potenz der Amplitude eine wesentliche Rolle. Für große Amplituden, wie sie bei der Audionschaltung der Endröhre vorkommen, würden auch höhere Glieder der Reihenentwicklung in Betracht gezogen werden müssen,

doch haben wir die Audionwirkung auch von diesem Gesichtspunkt nicht näher untersucht, weil schon das bisherige zeigt, daß sie für die vorliegende Aufgabe unverwendbar ist. Wir wollen nur noch eine Bemerkung zur Audionschaltung der Endröhre des Transformatorverstärkers machen. Hier setzt am Ende der Aufladung eine zweite gleich große Spannungsschwankung von entgegengesetztem Vorzeichen ein; es hängt nun bei gegebener Aufladzeit ganz von der Art des verwendeten Meßinstrumentes ab, ob überhaupt und in welchem Maße sich dann das Glied, das die erste Potenz von E enthält, im gemessenen Endeffekt bemerkbar machen kann. Ist die Aufladzeit kleiner als die Zeit, in der die Schwingungen vom Ladestoß abgeklungen sind, so ergibt sich ein von Null verschiedener Differenzeffekt. Tritt dagegen der zweite Stoß nach dem Abklingen des ersten ein, so hängt es wieder von dem Meßinstrument ab, ob es die beiden Schwingungsgruppen getrennt wiedergeben kann, beziehungsweise wie weit sich die beiden Schwingungsgruppen kompensieren können.

Es sei nochmals hervorgehoben, daß die Überlegungen über das Zeitintegral der Spannung und das Spannungsmaximum nur an den für das Gitter der zweiten Röhre gegebenen Formeln angeschlossen wurden, doch kann an diesen Feststellungen durch die späteren Stufen des Verstärkers nichts mehr geändert werden. Der Spannungsverlauf wird allerdings durch die weiteren Stufen wesentlich kompliziert, wie schon beim Übergang von der zweiten zur dritten Stufe zu sehen ist.

Beim Transformatorverstärker wurde aus diesem Grunde eine andere Art der Gleichrichtung versucht in der Weise, daß in den Gitterkreis der letzten Röhre ein Gleichrichterrohr geschaltet wurde. Aber dadurch ist offenbar ein anderer Übelstand gegeben; denn diese Röhre arbeitet am unteren Knick der Charakteristik und außerdem machen sich die Störungen, die von der ersten Röhre kommen, dadurch unangenehm bemerkbar, daß sie sich addieren und so eine Gegenspannung (Reizschwelle des Verstärkers) erzeugen; kleinere Effekte als diese Spannung können sich nicht mehr bemerkbar machen. Das dürfte wenigstens der Hauptgrund sein, daß auch experimentell eine Reizschwelle des Verstärkers gefunden wurde.

Im folgenden sollen die wichtigeren Einzelheiten der technischen Anordnung des Transformatorverstärkers besprochen werden. Die erste Röhre, mit deren Gitter die eine Elektrode der im Anfang angegebenen Plattenionisationskammer verbunden war, muß sorgfältig ausgewählt werden, und zwar nach mehreren Gesichtspunkten. Von Notwendigkeit ist eine gute äußere Isolation, was bei dem Durchschnitt der im Radiobetrieb verwendeten Lampen nicht zutrifft. Ferner muß das Vakuum sehr gut sein, damit auch der Ionenstrom in der Röhre nicht zu groß ist. Bei den Röhren mit einer guten Außenisolation ist der Ionenstrom bei den gewöhnlich verwendeten verhältnismäßig hohen Anodenspannungen von 30 bis 60 Volt die

eigentlich wirksame Gitterableitung. Ferner war auch eine möglichst kleine Gitterkathodekapazität erwünscht. Die Marconiröhre D. E. V. stellt von diesen Gesichtspunkten eine sehr brauchbare Type dar. Ihr Außenwiderstand ist etwa 10^{12} Ohm, ihr durch den Gitterstrom gegebener Widerstand ist bei 12 Volt Anodenspannung zirka $3 \cdot 10^{10}$ Ohm, bei 63 Volt zirka $1 \cdot 5 \cdot 10^9$ bei isoliertem Gitter. Diese letzteren Ziffern wurden auf die Weise gefunden, daß zuerst mit einem Einfadenelektrometer die sich einstellende Gitterspannung bei mit 12, beziehungsweise 63 Volt betriebener Röhre gemessen wurde. Dann wurde mit einem empfindlichen Drehspulengalvanometer der jeweilige Gitterstrom bei negativen Spannungen bis $E = 0$ aufgenommen. Aus der Formel für das Anlaufstromgesetz

$$I = I_0 \cdot e^{\frac{E}{E_0}} \quad (E < 0)$$

ergibt sich E_0 bei 12 Volt Anodenspannung in Mittel zu $0 \cdot 205$, bei 63 Volt in Mittel zu $0 \cdot 192$. Aus der Gleichung:

$$R_g = \frac{E_0}{I_0} e^{-\frac{E}{E_0}},$$

wo E die Ruhespannung des Gitters und I_0 den Gitterstrom für $E = 0$ bedeutet, ergibt sich dann der wirksame Gitterwiderstand R_g .

Trotz der hohen Qualität der Marconiröhre verursachte sie doch als erste Röhre des fünfstufigen Verstärkers eine nicht unbeträchtliche Unruhe im Lautsprecher. Insbesondere waren neue Röhren, die noch nicht geheizt worden waren, erst nach längerem Heizen brauchbar, vermutlich weil der Faden dieser Type kein reiner Wolframfaden ist, sondern einen Thoriumzusatz enthält. Eine neue Röhre mußte daher zwei bis drei Tage ohne Anodenspannung geheizt werden, bevor sie im Verstärker verwendet werden konnte. Dann waren bei freiem Gitter noch immer Störungen vorhanden, die aber bei geerdetem Gitter verschwanden. Es ist anzunehmen, daß die Ursache dieser Störungen in ungleichmäßigen Entladungen des Gitters über die Isolation liegt. Die Verbesserung der letzteren durch einen Paraffinüberzug hatte keinen durchschlagenden Erfolg. In unseren Versuchen blieb das Gitter frei.

Sehr war darauf zu achten, Induktionen auf das Gitter und seine Zuleitung abzuhalten. Zu diesem Zweck waren die Ionisationskammer und die Marconiröhre in einen Kupferzylinder von zirka 2 mm Wandstärke fix eingebracht (siehe Fig. 8).

Dieser Kupferzylinder war zwecks möglichster Vermeidung mechanischer Erschütterungen in Gummibändern aufgehängt und zusammen mit der Anodenbatterie für die erste Röhre in einen geräumigen Kasten aus Kupferblech hineingestellt. Dieser Kasten war innen mit dicken Wattelagen ausgekleidet, gleichfalls, um mechanische, beziehungsweise akustische Störungen weitestgehend feinzuhalten. Die doppelte elektrische Abschirmung (durch den Kupferzylinder und den Kasten) schloß Induktionen auf das Gitter

der Röhre zum größten Teil aus. Der eigentliche Niederfrequenzverstärker, der im allgemeinen vier Stufen hatte, hat durchwegs Transformatoren zwischen den verschiedenen Stufen (siehe Fig. 9), und zwar mit Ausnahme des ersten alle von derselben Type und demselben Übersetzungsverhältnis. Dies ist eigentlich im allgemeinen zu vermeiden, da dadurch Rückkopplungen begünstigt werden. Hier mußte dieser Übelstand in Kauf genommen werden, da darauf abgestimmte Neutralisierungskondensatoren zur Beseitigung etwaiger Rückkoppelungen eingebaut waren. Die einzelnen Stufen sind voneinander durch 1 mm starkes Kupferblech getrennt und der ganze Verstärker in einer Kupferkiste untergebracht. Heizung und Gittervorspannung sind für jede Röhre getrennt einstellbar, und zwar bei geschlossener Kupferkiste durch Löcher in derselben, eine Vorsichts-

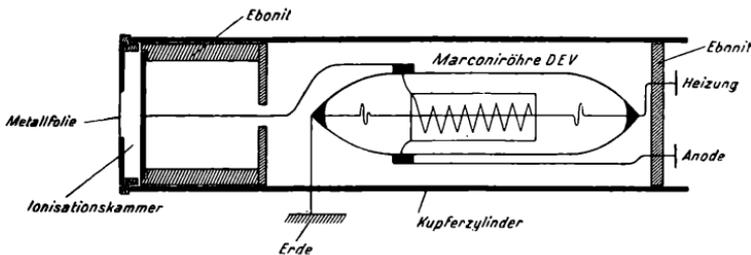


Fig. 8. Ionisationskammer und erste Röhre im Kupferzylinder.

maßregel gegen induktive Störungen, die durch die arbeitende Person in den Verstärker gebracht werden können. Diese Maßregel erwies sich bei der ersten Verstärkerstufe als nützlich; bei den übrigen werden auch bei Einstellung bei offener Kiste Störungen kaum merklich.

Für die ersten drei Stufen genügte eine gemeinsame Anodenbatterie, die vierte Stufe mußte aus zwei Gründen von einer getrennten Batterie gespeist werden; einmal sind durch die gemeinsame Batterie für alle Stufen leicht elektrische Rückkopplungen gegeben, dann ist die letzte Röhre ein Hochleistungsrohr und wird vorteilhaft mit höherer Anodenspannung betrieben als die früheren Stufen.

Die Spannung für die Ionisationskammer, die bis 1000 Volt betrug, war von einer Zehnderakkumulatorenbatterie genommen. Der Kasten, in dem die Zellen der Batterie untergebracht sind, mußte gleichfalls mit geerdetem Blech umgeben werden und auch die Zuleitung zur Kammer war in einem geerdeten Metallrohr geführt.

Bei großer Empfindlichkeit des Verstärkers ist es unmöglich, trotz der guten akustischen Abschirmung, den Lautsprecher in der Nähe aufzustellen. Durch die Schwingungen der Lautsprechermembran werden der Metallfolienverschluß der Ionisationskammer und die Elektroden der Röhren in mechanische Schwingungen versetzt; die dadurch hervorgerufenen kleinen Kapazitätsänderungen genügen, um das anfänglich leise Tönen des Lautsprechers bis zu

unerträglichem Geheul aufzuschaukeln. Es empfiehlt sich daher, möglichst verschiedene Röhrentypen zu wählen (Ausschluß von mechanischer Resonanz) und sie gegebenenfalls in Gummikappen zu hüllen. Gleichwohl dürfte die Hauptquelle von der Folie der Ionisationskammer herrühren und man muß daher vor allem diese akustisch schützen, was in der oben beschriebenen Weise geschehen ist. Überdies wurde der Lautsprecher in einem Nebenraum des Zimmers, in dem die Apparatur aufgestellt war, untergebracht; die ziemlich lange Verbindungsleitung des Lautsprechers zur Endröhre des Verstärkers verlangt gleichfalls eine Abschirmung gegen elektrische Störungen. Als Röhren sind alle hochwertigen Fabrikate verwendbar. Im vorliegenden Fall wurden z. B. Röhren von Telefunken, Philips und Schrack verwendet, aber auch andere Röhrentypen wurden gelegentlich mit Erfolg benutzt.

Im Betrieb des Verstärkers wurde durch geeignete Gittervorspannung dafür gesorgt, daß der Arbeitspunkt der Röhren auf dem steilen Teil ihrer Charakteristik zu liegen kam. Es ist nicht ausgeschlossen, daß für große Effekte die Spannungsschwankung über den geradlinigen Teil hinausging, und zwar nicht nur der Röhrencharakteristik, sondern auch der Hysteresisschleife des Transformatoreneisens. Da es uns aber vor allem auf die kleinen Effekte ankam (H-Strahlen), widmeten wir dieser Möglichkeit keine größere Aufmerksamkeit. In dem uns interessierenden Größenbereich von Effekten wurde der ganze Verstärker geeicht, und zwar in folgender Weise: Das Gitter der ersten Röhre erhielt durch Schließen und Öffnen eines Quecksilberkontaktes kleine Spannungen von der Größenordnung $0\cdot1$ Millivolt. Die Messung des Endeffektes geschah entweder mit einem Elektrometer zwischen Gitter und Heizfaden der letzten Röhre des Verstärkers oder auch mit einem Amperemeter ($0\cdot0001$ Ampere pro 1 Skt.) im Anodenkreis der letzten Röhre, das auch sonst zur Beobachtung des Effektes der in die Ionisationskammer eintretenden α - oder H-Strahlen verwendet wurde. Es ergab sich beispielsweise an dem Amperemeter für eine bestimmte Spannung V ein Ausschlag von 56 Skalenteilen

für $V \frac{1}{2}$ ein solcher von 29

$V \frac{1}{4}$ 13

$V \frac{1}{8}$ 3·5 Skt. (Siehe Fig. 9.)

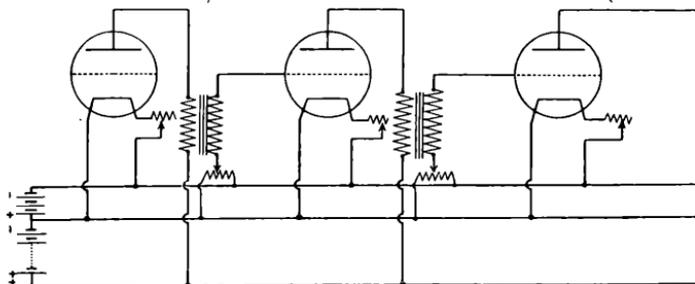


Fig. 9. Schaltungsschema des Transformatorenverstärkers.

Andererseits ergab eine α -Partikel von Polonium im Anfang ihrer Reichweite auf einem Wege von 5 *mm* in der Ionisationskammer einen Ausschlag von im Mittel 20 Skalenteilen. Man sieht daraus, daß der Transformatorverstärker einen Schwellenwert hat (siehe Fig. 10), der im Bereich der von H-Strahlen herrührenden Effekte liegt; dieser hängt natürlich von dem Verstärkungsgrad in gewissen Grenzen ab, es ist aber nicht möglich, durch sehr hohe Verstärkung die von H-Strahlen herrührenden Ausschläge so zu vergrößern, daß sie sicher über den Schwellenwert hinausgehoben werden, da dieser dabei gleichfalls etwas höher wird. Es ist daher möglich, daß H-Strahlen, die mit schwächer ionisierenden Teilen ihres Weges die Kammer durchlaufen, nicht mehr registriert werden.

Außerhalb dieses Bereichs ist die Proportionalität sehr gut gewahrt. So wurde der Versuch gemacht, die Ionisation von α -Strahlen, die im zwölften Millimeter ihrer Bahn in die Kammer

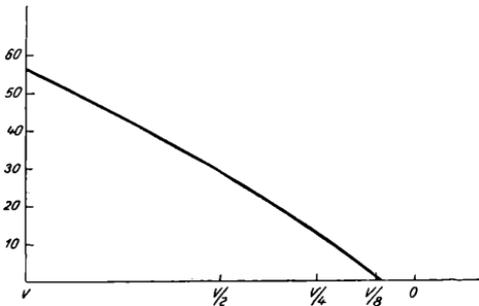


Fig. 10. Galvanometerausschlag in Abhängigkeit von der dem Gitter der ersten Röhre aufgedruckten Spannung.

eintraten, zu vergleichen mit der Ionisation von solchen, die im dreißigsten Millimeter eintraten. Beidemale war die Kammer 5 *mm* tief. Durch ein Blendensystem war das α -Strahlenbündel annähernd parallel gemacht. Wir geben nebenstehend eine Tabelle der Ausschläge, die durch einzelne α -Strahlen verursacht sind.

Dieses Ergebnis kann mit der von Lawson¹ gegebenen Kurve für die Ionisation von α -Strahlen aus Polonium an den verschiedenen Stellen der Bahn verglichen werden. Die Integration dieser Kurve von 12 bis 17 *mm* und 30 bis 35 *mm* ergibt ein Verhältnis von zirka 1.65, während das entsprechende Verhältnis aus den vorliegenden Messungen sich zu 1.71 ergibt. Eine bessere Übereinstimmung ist nicht zu erwarten, da die Einzelwerte einigermaßen um den Mittelwert schwanken. Eine Erklärung dieser Abweichungen zu versuchen, hätte erst dann einen Sinn, wenn sie auch bei einem vollkommen proportional arbeitenden Verstärker vorkämen; diesbezüglich liegen einwandfreie Versuche nicht vor, da auch die

¹ R. W. Lawson, Mitt. d. Ra-Inst. Nr. 79, diese Ber. 124, 637, 1915.

Verstärker, die beispielsweise von H. Greinacher¹ und E. Ramelet² auf diese Frage angewendet wurden, dieser Bedingung nicht entsprechen.

Diese verschiedenen Schwierigkeiten des Transformatorverstärkers (Abhängigkeit von der Aufladezeit in dem praktisch brauchbaren Bereich, Schwierigkeit bei der Gleichrichtung der Transformator-schwingungen, um sie in einem einfachen Zeigerinstrument messen zu können), haben uns veranlaßt, Verstärkerschaltungen mit schwingungsfreier Kopplung der verschiedenen

12 mm	30 mm	12 mm	
28	18	20	
20	39	18	
21	30	20	
16	35	20	
23	34	20	
20	36	21	
23	22	14	
20	38	21	
17	37	17	
21	39	19	
21	38	20	
18	38	22	
19	38	23	
20	20	19	
17	39		
20	40	19·5	M.
19	28		
21	36		
18	38		
20	40		
20·1 a. M.	37		
	18		
	38		
	36		
	<hr/>		
	33·8 a. M.		

Stufen zu versuchen. Die nächstliegende ist die Kopplung durch große Ohm'sche Widerstände und Gitterkondensatoren, eine Schaltung, die in der Radiotechnik als Widerstandsverstärker bekannt ist. Da von dieser Schaltungsart schlechtweg ohne Rücksicht auf die Art der Spannungsschwankung oft Verzerrungsfreiheit oder gar »Frequenzunabhängigkeit« behauptet wird, sei es erlaubt diese Frage für den Fall des durch Gleichung (1) gegebenen Ladungstoßes mit darauffolgender Entladung (siehe Gleichung 2) zu untersuchen.

Wir wollen auch hier wieder ohne Zuhilfenahme der üblichen Wechselstrombetrachtung wie beim Transformatorverstärker den Spannungsverlauf am Gitter der zweiten und dritten Röhre berechnen. Es ergibt sich bereits aus der Formel für die Aufladung des ersten

¹ l. c.

E. Ramelet, Ann. d. Physik, Bd. 86, 871, 1928.

Gitters.

$$e_g = \frac{R_{g_1} q}{t_0} \left(1 - e^{-\frac{t}{C_{g_1} R_{g_1}}} \right) \text{ für } t < t_0,$$

daß die am Ende der Aufladezeit erreichte, also maximale Spannung von dieser Zeit durchaus nicht unabhängig ist. Wenn $C_{g_1} R_{g_1} \ll t_0$,

so ergibt sich $e_g = \frac{R_{g_1} q}{t_0}$, d. h. in diesem Fall kleiner Kapazität

und kleinen Ableitungswiderstandes des Gitters ist die Spannung umgekehrt proportional der Aufladezeit. Um die Sachlage deutlich zu übersehen, wollen wir etwa als Kopplungskapazität $C = 2000 \text{ cm}$ und als Gitterableitungswiderstand 10^6 Ohm annehmen, also Größen wie sie in der Radiotechnik gebräuchlich sind. Dann ergibt sich als Maximalspannung für

$t_0 = 10^{-4} \text{ sec.}$	$4.88 \cdot 10^{-6} \text{ Volt}$
$5 \cdot 10^{-4}$	$4.42 \cdot 10^{-6}$
10^{-3}	$3.93 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^{-3}$	$1.84 \cdot 10^{-6}$
10^{-2}	$0.99 \cdot 10^{-6}$

Für unendlich kleine Aufladezeit wäre die Spannung

$$e_g = \frac{q}{C_{g_1}} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Volt.}$$

In Berücksichtigung dieses Umstandes muß man das Produkt $C \cdot R$ entsprechend groß wählen, daß man $C \cdot R \gg t_0$ hat.

Geht man von dem in Fig. 11 gezeichneten Schaltungsschema aus, so ist es nicht schwer, die Spannung zu berechnen, die sich bei einer bestimmten Aufladezeit am Gitter der zweiten Röhre einstellt, wenn auf das Gitter der ersten Röhre ein Stoß von der Form:

$$e_{g_1}^{(0)} = \frac{R_{g_1} q}{t_0} \left(1 - e^{-\frac{t}{C_{g_1} R_{g_1}}} \right) \text{ für } t < t_0,$$

gelangt, der von der Zeit t_0 an nach der Formel:

$$e_{g_1} = \frac{R_{g_1} q}{t_0} \left(1 - e^{-\frac{t_0}{C_{g_1} R_{g_1}}} \right) e^{-\frac{t-t_0}{C_{g_1} R_{g_1}}}$$

abklingt.

Die Differentialgleichung, aus der sich die Spannung am zweiten Gitter ergibt, lautet:

$$\frac{de_{g_1}}{dt} \cdot \frac{R_a}{D(R_i + R_a)} C_{g_2} - \frac{e_{g_2}}{R_{g_2}} = C_{g_2} \frac{de_{g_2}}{dt} \quad (9)$$

unter der Annahme, daß R_{g_2} groß gegen R_i ist. Als Lösung obiger Gleichung für die Zeit während der Aufladung ergibt sich

$$e_{g_2}^{(0)} = \frac{q \cdot R_a \cdot R_{g_1} R_{g_2} C_{g_2}}{t_0 D (R_i + R_a) (R_{g_2} C_{g_2} - R_{g_1} C_{g_1})} \left(e^{-\frac{t}{C_{g_2} R_{g_2}}} - e^{-\frac{t}{C_{g_1} R_{g_1}}} \right) \quad (9a)$$

und für $t > t_0$:

$$e_{g_2} = \frac{q \cdot R_a \cdot R_{g_1} R_{g_2} C_{g_2}}{t_0 D (R_i + R_a) (R_{g_2} C_{g_2} - R_{g_1} C_{g_1})} \left((e^{\frac{t_0}{C_{g_1} R_{g_1}}} - 1) e^{-\frac{t}{C_{g_1} R_{g_1}}} - (e^{\frac{t_0}{C_{g_2} R_{g_2}}} - 1) e^{-\frac{t}{C_{g_2} R_{g_2}}} \right) \quad (9b)$$

In diesen Gleichungen haben die vorkommenden Zeichen folgende Bedeutung: e_{g_1} Spannung am ersten Gitter, D ist der Durchgriff, R_a Anodenwiderstand, R_i innerer Röhrenwiderstand,

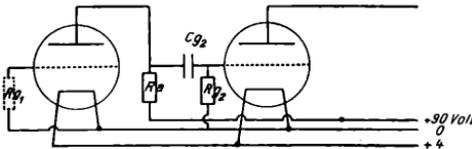


Fig. 11.

e_{g_2} die Spannung am zweiten Gitter, R_{g_2} Ableitungswiderstand des zweiten Gitters, C_{g_2} Gitterkondensator zwischen erster und zweiter Stufe.

Setzt man in die Differentialgleichung (9) statt e_{g_1} , e_{g_2} aus Gleichung (9a) ein, so erhält man als Spannung am dritten Gitter für $t < t_0$ unter der Annahme, daß das Produkt aus Gitterableitungswiderstand und Kapazität des Gitterkondensators dasselbe ist wie am zweiten Gitter:

$$e_{g_3}^{(0)} = \frac{LK C_{g_2} R_{g_2}}{C_{g_2} R_{g_2} - C_{g_1} R_{g_1}} \left(e^{-\frac{t}{C_{g_2} R_{g_2}}} - e^{-\frac{t}{C_{g_1} R_{g_1}}} \right) - \frac{LK}{C_{g_2} R_{g_2}} \cdot t \cdot e^{-\frac{t}{C_{g_2} R_{g_2}}}$$

und in ganz analoger Weise für $t > t_0$:

$$e_{g_3} = \frac{LK C_{g_2} R_{g_2}}{C_{g_2} R_{g_2} - C_{g_1} R_{g_1}} \left((e^{\frac{t_0}{C_{g_1} R_{g_1}}} - 1) e^{-\frac{t}{C_{g_1} R_{g_1}}} - (e^{\frac{t_0}{C_{g_2} R_{g_2}}} - 1) e^{-\frac{t}{C_{g_2} R_{g_2}}} + \frac{LK}{C_{g_2} R_{g_2}} \left((e^{\frac{t_0}{C_{g_2} R_{g_2}}} - 1) t \cdot e^{-\frac{t}{C_{g_2} R_{g_2}}} - t_0 e^{-\frac{t-t_0}{C_{g_2} R_{g_2}}} \right) \right)$$

Für den Fall, daß dieses Produkt von dem der zweiten Stufe verschieden ist, also $C_{g_3} \cdot R_{g_3}$ kommt t im Koeffizienten nicht vor,

sondern ein neues Glied mit einer durch das dritte Gitter bedingten Abklingungszeit. Diese Ausdrücke für $t < t_0$ und $t > t_0$ lauten:

Für $t < t_0$:

$$e_{g_3}^{(0)} = KLC_{g_3}R_{g_3} \left[\frac{(C_{g_1}R_{g_1} - C_{g_2}R_{g_2}) \cdot e^{-\frac{t}{C_{g_3}R_{g_3}}} }{(C_{g_2}R_{g_2} - C_{g_3}R_{g_3})(C_{g_1}R_{g_1} - C_{g_3}R_{g_3})} - \frac{e^{-\frac{t}{C_{g_2}R_{g_2}}}}{C_{g_2}R_{g_2} - C_{g_3}R_{g_3}} + \frac{e^{-\frac{t}{C_{g_1}R_{g_1}}}}{C_{g_1}R_{g_1} - C_{g_3}R_{g_3}} \right]$$

und für $t > t_0$:

$$e_{g_3} = KLC_{g_3}R_{g_3} \left[\frac{(C_{g_2}R_{g_2} - C_{g_1}R_{g_1}) \left(e^{-\frac{t_0}{C_{g_3}R_{g_3}}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{C_{g_3}R_{g_3}}} }{(C_{g_2}R_{g_2} - C_{g_3}R_{g_3})(C_{g_1}R_{g_1} - C_{g_3}R_{g_3})} + \frac{e^{-\frac{t_0}{C_{g_2}R_{g_2}}} - 1}{C_{g_2}R_{g_2} - C_{g_1}R_{g_1}} e^{-\frac{t}{C_{g_2}R_{g_2}}} - \frac{e^{-\frac{t_0}{C_{g_1}R_{g_1}}} - 1}{C_{g_1}R_{g_1} - C_{g_3}R_{g_3}} e^{-\frac{t}{C_{g_1}R_{g_1}}} \right],$$

wo

$$L = \frac{q \cdot R_a \cdot R_{g_1} R_{g_2} C_{g_2}}{t_0 D (R_i + R_a) (C_{g_2} R_{g_2} - C_{g_1} R_{g_1})} \quad \text{und} \quad K = \frac{R_a}{D (R_i + R_a)}$$

Bei der Integration der Gleichung (9) tritt nur eine Konstante auf, die für $t < t_0$ aus der Bedingung bestimmt wird, daß die Spannung e_{g_2} zur Zeit $t=0$ Null ist, für $t > t_0$ daraus, daß die Spannung für $t=t_0$ denselben Wert haben muß wie der Ausdruck für $t < t_0$, wenn man in diesem $t=t_0$ setzt.

In den Fig. 12, 13 ist der Spannungsverlauf am zweiten beziehungsweise dritten Gitter abgebildet, wobei für die in den obigen Ausdrücken für die Spannungen vorkommenden Zeichen folgende Zahlenwerte angenommen wurden: $q = 10^{-14}$ Coulomb, $R_a = 2 \cdot 10^6$ Ohm, $R_i = 10^5$ Ohm, $R_{g_1} = 5 \cdot 10^9$ Ohm, $C_{g_1} = 10^{-11}$ Farad, $C_{g_1} \cdot R_{g_1} = 3 \cdot 10^{-4}$, $D = 10^0 / 0$.

Aus den Formeln für die Spannung am zweiten Gitter für $t < t_0$ und $t > t_0$ ergibt sich, daß das Zeitintegral

$$\int_0^{\infty} e_{g_2} dt$$

Null ist; dasselbe gilt auch für das Gitter der dritten Röhre. Das allein schon bedeutet, daß beim Widerstandsverstärker, mag er nun wie immer dimensioniert sein, im vorliegenden Fall eines aperiodischen Stoßes die Übertragung der Spannungsschwankung am Gitter der ersten Röhre durchaus nicht formgetreu erfolgt; bereits die Spannung am zweiten Gitter nimmt bei einer bestimmten Zeit (diese hängt von der Dimensionierung der Schaltelemente ab) das ent-

gegengesetzte Vorzeichen an. Ganz besonders deutlich zeigt sich die Verzerrung am Gitter der dritten Röhre, wo die Spannung sogar zweimal das Vorzeichen wechselt. Bei geeigneter Dimensionierung der Schaltelemente ergibt sich ein Spannungsverlauf, der auf den ersten Blick den Eindruck erwecken könnte, als wären die Stufen durch Transformatoren gekoppelt. Wir haben für die Figuren 12 und 13 absichtlich die Ziffern so gewählt, daß die Verhältnisse klar zutage treten; für andere Zahlenannahmen gilt qualitativ dasselbe. Auch hier kann man das Zeitintegral der Spannung betrachten, in das nur die Spannungswerte desselben Vorzeichens aufgenommen sind. Das Integral läßt sich für das Gitter der zweiten Röhre ganz allgemein auszurechnen; daraus ergibt sich aber auch das Verhalten des Endeffektes bei einem mehrstufigen Verstärker dieser Art. An

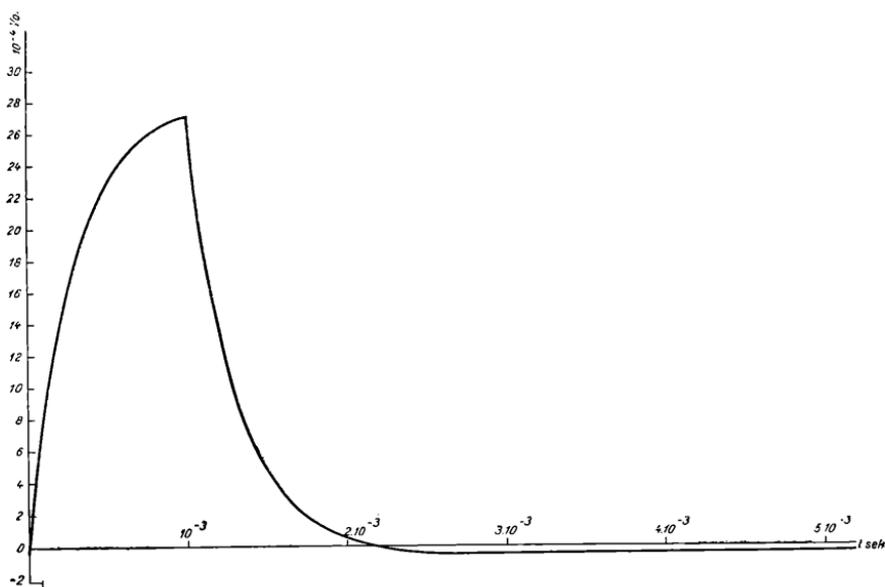


Fig. 12. Spannungsverlauf am Gitter der zweiten Röhre für eine Aufladezeit von $t_0 = 10^{-3}$ sec.

der zweiten Stufe schneidet die Spannungskurve die Zeitachse nur in einem Punkte, und zwar zur Zeit:

$$t' = \frac{C_{g_1} R_{g_1} C_{g_2} R_{g_2}}{C_{g_2} \cdot R_{g_2} - C_{g_1} R_{g_1}} \cdot \log \text{nat} \frac{e^{\frac{t_0}{C_{g_1} R_{g_1}}} - 1}{e^{\frac{t_0}{C_{g_2} R_{g_2}}} - 1}$$

Das Spannungsintegral von der Zeit 0 bis zur Zeit t' ist gegeben durch:

$$\frac{L'}{t_0} \left[C_{g_2} R_{g_2} (e^{\frac{t_0}{C_{g_2} R_{g_2}}} - 1) e^{-\frac{t'}{C_{g_2} R_{g_2}}} - C_{g_1} R_{g_1} (e^{\frac{t_0}{C_{g_1} R_{g_1}}} - 1) e^{-\frac{t'}{C_{g_1} R_{g_1}}} \right],$$

wo $L' = L \cdot t_0$.

Nimmt man für $C_{g_1} R_{g_1} = 5 \cdot 10^{-2}$ und für $C_{g_2} R_{g_2} = 3 \cdot 10^{-1}$ an, so ergeben sich für verschiedene Werte der Aufladezeit t_0 die zugehörigen Werte von t' aus dem obigen Ausdruck zu:

t_0	t'
1·0	1·002 sec.
0·1	0·167
0·01	0·112
0·001	0·109

und für das Spannungsintegral ergibt sich daraus:

t_0	$\int_0^{t'} t''$
1·0	$1·36 \cdot 10^{-4}$
0·1	$2·23 \cdot 10^{-4}$
0·01	$3·28 \cdot 10^{-4}$
0·001	$3·29 \cdot 10^{-4}$

woraus sich ergibt, daß unter einer bestimmten Aufladezeit die für die angenommenen Dimensionen etwa 0·01 sec. ist, das »gleichgerichtete« Spannungsintegral sich nur mehr wenig ändert. Diese Art der Abhängigkeit des Spannungsintegrals kann auch durch die weiteren Stufen des Verstärkers nicht geändert werden, wenn sie ebenso dimensioniert sind.

Da also nach den vorigen Ausführungen ein Widerstandsverstärker mit Gitterkondensatoren keine exakt formgetreue Verstärkung gibt, so wurde der Versuch gemacht, einen ideal formgetreu übertragenden Verstärker zu bauen. Solche Schaltungen sind seit langem bekannt, aber wegen der damit verbundenen Komplikationen

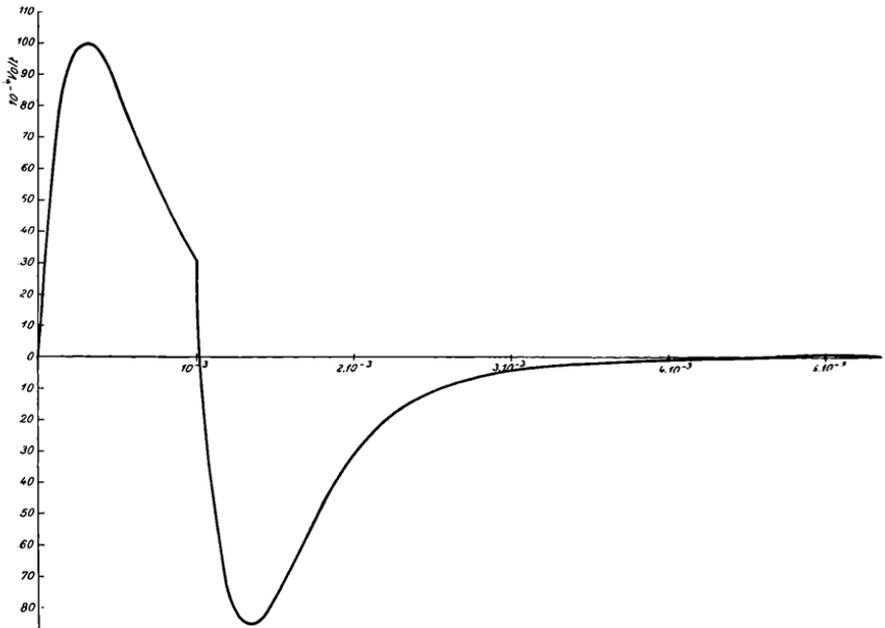


Fig. 13. Spannungsverlauf am Gitter der dritten Röhre für eine Aufladezeit von $t_0 = 10^{-3}$ sec.

selten verwendet worden. Eine solche Schaltung ist in Fig. 14 abgebildet.

Die Spannungen, die an die Anode über den Anodenwiderstand gelegt werden müssen, werden absolut genommen mit jeder Stufe um den Spannungsabfall an der vorhergehenden Röhre erhöht. Das Gitter erhält immer die Spannung, die an der Anode der vorhergehenden Röhre liegt. Damit die Röhren arbeiten können, müssen

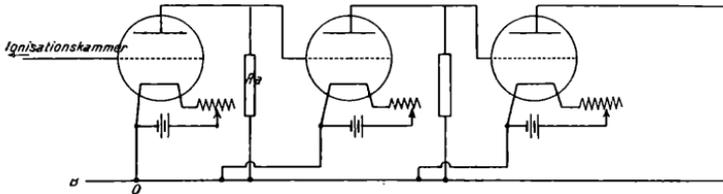


Fig. 14. Schaltungsschema eines formgetreu übertragenden Verstärkers.

daher auch die Kathoden ungefähr auf die am Gitter derselben Röhre liegende Spannung gebracht werden, welche von der allen Stufen gemeinsamen Batterie B abgenommen werden. Der Versuch wurde bald abgebrochen, da sich ergab, daß bei der hohen Verstärkung, die im vorliegenden Fall notwendig war, der Verstärker außerordentlich schwer einzustellen war und selbst, wenn dies

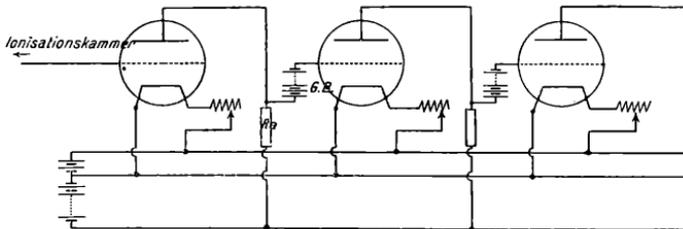


Fig. 15. Schaltungsschema des Widerstandsverstärkers mit Gitterbatterien.

gelingen war, die von der ersten Stufe kommenden Störungen jedes Arbeiten unmöglich machten; die geringsten Spannungsschwankungen verstellen den Verstärker vollkommen. Während nämlich beim Transformatorverstärker ein großer Teil der Störungen, deren Frequenz zu klein ist, um durchgelassen zu werden, sich nicht störend bemerkbar machen kann, ist hier den langzeitigen Störungen nur durch die Ableitung am ersten Gitter eine Grenze gesetzt.

Verwendet man als Ausgang ein Milliamperemeter, so führt beim Transformatorverstärker mit Gleichrichtung am Ende der Zeiger auch bei hoher Verstärkung nur kleine Schwankungen um die Ruhelege aus, bei dem Widerstandsverstärker dagegen, wie er hier angegeben ist, erreichen die Schwankungen um die Nulllage in weiten Grenzen jede Größe und jede Zeitdauer. Es ergibt sich überhaupt, was ja auch zu erwarten ist, daß, je mehr man auf reine

Gleichstromverstärkung bedacht ist, desto mehr es auf Konstanthaltung aller Teile ankommt, da die Störungsmöglichkeiten außerordentlich zunehmen. Ein weiterer, allerdings mehr praktischer Übelstand dieser Schaltung ist die hohe Spannung, die am Ausgang liegt, wenn eine größere Anzahl von Stufen benötigt wird. Dieser letztere Übelstand ist nicht vorhanden bei der in Fig. 15 wiedergegebenen Schaltung, die auch bereits seit langem bekannt ist.

Hier liegt zwischen der Anode einer jeden Röhre und dem Gitter der nächsten eine Batterie, deren Spannung gleich ist der Anodenspannung. Es ist klar, daß Schwankungen der Gitterbatterien durch die darauffolgenden Stufen verstärkt werden. Das gilt natürlich auch für die vorige Schaltung hinsichtlich der Schwankungen der gemeinsamen Anodenbatterie. Kleine Schwankungen an den vorne liegenden Stufen können so bei entsprechend hoher Verstärkung sehr störend werden, weil sie die Röhren aus dem richtigen Arbeitspunkt bringen. Hauptsächlich aus diesem Grunde wurde auch diese Schaltung bald aufgegeben.

Da die Konstanz der uns zur Verfügung stehenden Batterien nicht genügte, um einen der eben beschriebenen Verstärker zu verwenden, mußten wir uns schließlich doch zur Verwendung eines Widerstandsverstärkers mit Gitterkondensatoren entschließen. Bei geeigneter Wahl der Größe der Kapazität der Kondensatoren und der Gitterableitungswiderstände besteht ja nach den obigen Ausführungen Aussicht, die wesentlichen Bedingungen, die wir an den Verstärker stellten, zu erreichen, nämlich in gewissen Grenzen Unabhängigkeit von der Aufladezeit und Beobachtung des Endeffektes ohne vorherige Gleichrichtung. Zu diesem Zwecke müssen natürlich sowohl die Kapazitäten der Gitterkondensatoren als auch die Gitterableitungswiderstände sehr groß gewählt werden; wir wollen im folgenden zwei Beispiele zur Illustration geben, das eine mit großem Produkt $C_{g_2} R_{g_2}$ das andere mit kleinem, wie es etwa oft in der Radiotechnik verwendet wird.

Beispiel 1: $C_{g_1} R_{g_1} = 5 \cdot 10^{-2}$, $C_{g_2} R_{g_2} = 27 \cdot 10^{-2}$, die übrigen Größen wie auf p. 692; hieraus ergibt sich für die Maximalspannungen am Gitter der zweiten Röhre in Abhängigkeit von der Aufladezeit:

Aufladezeit t_0	Maximalspannung
0·1 sec.	$3 \cdot 24 \cdot 10^{-3}$ Volt
0·01	$8 \cdot 47 \cdot 10^{-3}$
0·001	$9 \cdot 41 \cdot 10^{-3}$
0·0001	$9 \cdot 52 \cdot 10^{-3}$

also in der Umgebung der gewöhnlich verwendeten Aufladezeit von 10^{-3} sec. praktisch »frequenzunabhängig«.

Beispiel 2. Dieselben Zahlenannahmen wie oben mit Ausnahme von $C_{g_2} R_{g_2}$, dem wir den Wert $3 \cdot 10^{-4}$ geben wollen; hieraus ergibt sich für die Maximalspannungen am Gitter der dritten Röhre:

Aufladezeit t_0	Maximalspannung
0·01	$3 \cdot 22 \cdot 10^{-3}$
0·001	$2 \cdot 59 \cdot 10^{-3}$

also in dem betrachteten Bereich naturgemäß viel stärker von der Aufladezeit abhängig und daher für den vorliegenden Zweck ungeeignet.

Es ist selbstverständlich und ergibt sich im übrigen auch aus den abgeleiteten Formeln für die Gitterspannungen, daß die günstigen Verhältnisse wie sie im Beispiel 1 vorliegen, bei der dritten und den weiteren Stufen nur dann erhalten bleiben, wenn an diesen dieselben hohen Kapazitäten der Gitterkondensatoren und großen Gitterableitungswiderstände verwendet werden.

Nach diesen Gesichtspunkten haben wir einen Verstärker mit Gitterkondensatoren auch praktisch durchgeführt und wollen in den

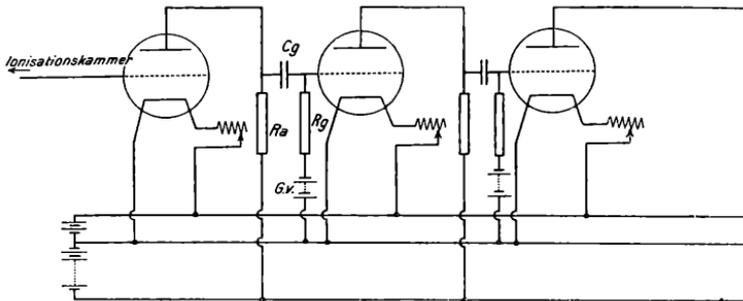


Fig. 16. Schaltungsschema des Widerstandsverstärkers mit Gitterkondensatoren und Gitterableitungswiderständen.

folgenden Zeilen die Daten der einzelnen Schaltelemente und die Erfahrungen, die wir hinsichtlich seiner Verwendbarkeit machten, kurz mitteilen.

Das Schaltungsschema ist in Fig. 16 wiedergegeben. Die erste Stufe ist wieder die Marconiröhre D. E. V. mit freiem Gitter, so daß als Ableitung in Anbetracht der ausgezeichneten Isolation dieser Röhre nur der innere Gitterwiderstand in Betracht kommt. Dieser beträgt bei der verwendeten Anodenspannung etwa $5 \cdot 10^9$ Ohm. Der Ableitungswiderstand an der zweiten Stufe ist 9 Megohm, an allen weiteren Stufen je 27 Megohm. Die Gitterkondensatoren haben durchwegs eine Kapazität von je 10.000 cm . Sie zeichneten sich durch eine sehr gute Isolation aus (etwa $5 \cdot 10^{10}$ Ohm). Größere Kapazitäten kleineren Formats sind nur als Papierkondensatoren erhältlich, die aber außerordentlich schlecht isolieren; für den vorliegenden Zweck sind jedoch größere Kapazitäten auch nicht nötig, wie aus dem oben gegebenen Beispiel hervorgeht. Die Anodenwiderstände betragen je $2 \cdot 10^6$ Ohm. Die Gitter werden negativ vorgespannt und die späteren Stufen besonders hoch, um den inneren Gitterwiderstand groß gegen den äußeren zu halten, was bis zu einem gewissen Grade erreicht wurde. Auch mit diesem Verstärker war das Arbeiten

nicht so bequem wie mit dem Transformatorenverstärker, aber doch praktisch durchführbar. Gleichwohl machen sich auch hier sehr langsame Schwankungen unangenehm bemerkbar; diese kommen im wesentlichen aus dem Heizakkumulator der ersten Röhre. Es wurde daher für diese ein eigener Heizakkumulator sehr großer Kapazität verwendet, ohne daß aber durch diese Maßregel die Störungen hätten ganz unterdrückt werden können; es ist vielleicht nicht unnötig darauf hinzuweisen, daß diese Störungen natürlich nur dann wirksam werden können, wenn man statt eines Lautsprechers ein Zeiger- oder anderes Galvanometer, das gerade die langsamen Störungen getreu wiedergibt, verwendet; aus diesem Grunde wurde auch der Ableitungswiderstand des Gitters der zweiten Röhre kleiner gewählt, nämlich 9 Megohm, was die Störungen tatsächlich verringerte, ohne die Vorteile einer günstigen Dimensionierung wesentlich zu beeinträchtigen. Trotzdem waren die Störungen noch zu groß, um ein Saitengalvanometer verwenden zu können, während die Abklingungszeit groß genug gewesen wäre, damit die Schwankung vom Galvanometer registriert werden kann.

Ein Zeigergalvanometer war wieder zu träge, um dem Endeffekt folgen zu können, so wurde bei den Zählungen mit diesem Verstärker eigentlich nur der Lautsprecher verwendet. Die Anzahl der Stufen betrug dabei vier bis fünf; bei fünf Stufen waren die Widerstandsröhren teilweise durch gewöhnliche Röhren mit großem Durchgriff ersetzt, weil im anderen Falle die Verstärkung zu hoch war und die Störungen überhand nahmen. Der elektrische und akustische Schutz war bei diesem Verstärker ebenso besorgt wie bei dem Transformatorenverstärker. Um ein Bild über den Einfluß von Störungen verschiedener Frequenz in Abhängigkeit von $C_{g_2} \cdot R_{g_2}$ zu bekommen, haben wir jene Frequenz berechnet, die am Gitter der zweiten Röhre eine gleich große Maximalspannung ergeben würde wie die in der Zeit t_0 erfolgende Aufladung des Gitters der ersten Röhre. Für $t_0 = 10^{-3}$ sec. ergibt sich für verschiedene Werte von $C_{g_2} \cdot R_{g_2}$ folgende Zusammenstellung:

$C_{g_2} \cdot R_{g_2} = 3 \cdot 0$	$\omega = 2 \pi \nu =$	21
0.3		50
0.03		217
0.003		633
0.0003		980
0.00003		953
0.000003		951

Wir geben im folgenden eine Zusammenfassung hinsichtlich der Brauchbarkeit der beschriebenen Verstärker zur Zählung und Messung der Ionisation von Korpuskularstrahlen.

Der Transformatorenverstärker gibt bei konstanter Aufladezeit einen Endeffekt, der der Ladungsmenge am Gitter der ersten Röhre einfach proportional ist. Variiert man dagegen die Aufladezeit bei konstanter Ladung, so wird dadurch der Endeffekt erheblich beeinflusst, wenigstens bei Kammerspannungen, die man in der Praxis

anwenden kann; jedoch ist der Endeffekt nicht einfach umgekehrt proportional der ersten Potenz der Aufladezeit (dies gilt vielmehr nur für große Aufladezeiten), sondern strebt mit abnehmender Aufladezeit einem Grenzwert zu. Infolge der Störungen, die von der ersten Röhre kommen, gibt der Lautsprecher ein mehr oder minder starkes Rauschen, hinter dem sich kleine Effekte verstecken können. Bei Beobachtung mit einem Zeigerinstrument muß man die Transformatorschwingungen, deren Spannungsintegral sich zu Null ergibt, vorher gleichrichten. Dabei ergibt sich, wie früher beschrieben, ein Schwellenwert, der im Bereiche der Endeffekte von H-Strahlen liegt. Dieser variiert allerdings etwas mit der Verstärkung; es ist aber nicht möglich, durch sehr hohe Verstärkung die kleinsten erwarteten Effekte über den Schwellenwert zu heben, da durch höhere Verstärkung auch der Schwellenwert gehoben wird. Hauptsächlich dieser Übelstand der Gleichrichtung und in zweiter Linie die Abhängigkeit von der Aufladezeit beim Transformatorenverstärker haben uns bewogen, die Versuche mit Widerstandsverstärkern fortzusetzen. Dabei ergab sich, daß die uns damals allein zur Verfügung stehende Röhre mit guter Gitterisolation »Marconi D.E.V auf nicht genügend konstantem Ruhepotential zu halten war, um die beschriebenen Verstärker, die exakt formgetreu arbeiten, verwenden zu können; die Hauptquelle der Störungen liegt wohl in den Heizakkumulatoren und Batterien. Genügende Konstanz war erst bei einem Widerstandsverstärker mit Gitterkondensatoren und Gitterableitungswiderständen zu erreichen; diese waren allerdings so dimensioniert, daß der Verstärker in einem verhältnismäßig großen Bereich frequenzunabhängig war und prinzipiell auch ein Saitengalvanometer ohne vorherige Gleichrichtung hätte verwendet werden können. Leider erwies sich diese letztere Möglichkeit als praktisch nicht durchführbar, da auch bei diesem Verstärker die Störungen noch zu erheblich waren.

Schließlich ist es uns dank einer besonderen Röhre, die gerade für die Zwecke der Gleichstromverstärkung konstruiert worden war, doch möglich gewesen, auf die ideale Widerstandsverstärkung mit vollkommen formgetreuer Übertragung zurückzukommen. Diese Röhre enthält außer dem Steuergitter noch ein Raumladegitter und es genügt zu ihrem Betrieb eine Anodenspannung von 7 Volt. Bei dieser Spannung ist Ionisation der Gasreste praktisch ausgeschlossen und sie hat daher einen wesentlich größeren inneren Gitterableitungswiderstand; daß dieser letztere durch einen zu niedrigen Widerstand der Glasisolation nicht herabgesetzt wird, ist durch besondere Bernsteinisolation der Zuleitung zum Steuergitter erreicht. Diese Röhre hat unter den geeigneten Betriebsbedingungen einen inneren Gitterwiderstand von mindestens 10^{12} Ohm. Über einen Widerstand von 10^{11} Ohm wurde das Gitter an die geeignete Vorspannung gelegt, um an einem Punkt der Gitterstromcharakteristik zu sein, wo eine Änderung der Gitterspannung den Gitterstrom praktisch ungeändert läßt. Das Steuergitter dieser Röhre wurde wie

bei der Marconiröhre mit der einen Elektrode der Ionisationskammer verbunden; es ist nun prinzipiell möglich, ohne weitere Verstärkung mit einem in die Anodenseite geschalteten Saitengalvanometer die Effekte von α - und H-Strahlen zu registrieren. Das erfordert allerdings eine sehr hohe Empfindlichkeit des Galvanometers und wir haben es daher vorgezogen, noch eine Verstärkerstufe anzuhängen, die mit der ersten durch eine Gitterbatterie gekoppelt war und die Empfindlichkeit des Galvanometers niedriger gehalten. Die kleinere Empfindlichkeit des Saitengalvanometers hat den Vorteil einer kleineren Einstelldauer des Fadens, wodurch sich die Effekte von den langsamen Störungen besser abheben. Diese Art der Verstärkung ist natürlich vollkommen formgetreu und wir hoffen nach methodischer Durcharbeit bald eine genaue Beschreibung der Apparatur und der mit ihr gefundenen Ergebnisse geben zu können.

Die mit dem Transformatorenverstärker und dem Widerstandsverstärker mit Gitterkondensatoren durchgeführten Atomzertrümmerungsversuche mögen nur kurz erwähnt werden, und zwar mehr hinsichtlich des Methodischen als der Ergebnisse, da letztere wegen der Unsicherheit in der Registrierung kleinster Effekte bisher noch nicht den erwünschten Grad der Genauigkeit haben.

Eine sehr einfache Anordnung, die sich aber z. B. zur einwandfreien Demonstration von Atomtrümmern in retrograder Richtung gut eignet und den Vorzug einer sehr guten geometrischen Ausbeute hat, ist die in Fig. 17 abgebildete. Entweder wird aus der zu untersuchenden Substanz selbst eine halbkugelförmige Schale ausgedreht oder gepreßt oder es kann auch eine solche Schale aus einem anderen Material mit der zu untersuchenden Substanz ausgekleidet werden. In eine ringförmige Ausnehmung in den Flanschen der Halbkugel wird ein kreisförmiger Ring (17 a) mit einem Kreuz aus schmalen Metallstreifen eingekittet und über die ganze Basisfläche der Halbkugel ein Glimmer luftdicht aufge kittet; im Schnittpunkt des Kreuzes sitzt ein kleiner Becher aus Messing der ein Poloniumpräparat enthält, das unbedeckt ist und das innere der Halbkugel bestrahlt. Der verschlossene Apparat wird an der die Metallfolie tragenden Vorderwand der Ionisationskammer befestigt und die Atomtrümmer müssen, um in die Kammer zu gelangen, bloß den Glimmerverschluß und die dünne Folie, die die Ionisationskammer abschließt, durchsetzen. Letztere war in den meisten Versuchen eine Kombination von Zaponlack und Aluminiumschaum. Sie vereinigt den Vorzug von Gasdichtigkeit mit der elektrischen Leitfähigkeit, ohne eine in Betracht kommende Dicke zu besitzen (etwa 1μ). Aber selbst, wenn Gasdichtigkeit nicht notwendig ist, ist diese Folie dem Aluminiumschaum allein vorzuziehen, weil sie mechanisch viel fester ist, ohne wesentlich dicker zu sein. Man stellt sie sehr leicht her, in dem man auf den aufge gossenen Zaponlack, solange er noch naß ist, den Aluminiumschaum fallen läßt; nach dem Trocknen adhäriert der Aluminiumschaum an der Zaponlackfolie unablöslich. Der Verschlußglimmer des Apparates muß,

wenn man das Poloniumpräparat unbedeckt verwendet, 4 cm Luftäquivalent haben (Reichweite der Polonium- α -Strahlen), um so jede radioaktive Verseuchung, die etwa an der Innenwand der Halbkugel sitzt, unwirksam zu machen. Bei dem Versuch selbst wird die Halbkugel evakuiert; der Glimmer von 4 cm Luftäquivalent hält dank dem Metallkreuz, auf dem er aufliegen kann, Atmosphärendruck, ohne zu springen, aus (Durchmesser zirka 20 mm). Man kann natürlich zwischen den Verschlussglimmer des Apparates und die Vorderwand der Ionisationskammer noch Absorptionsfolien einschieben, um die Partikelzahl bei höheren Absorptionen zu untersuchen.

Später wurde auch einer der Apparate,¹ wie sie in Wien bisher mit Szintillationsschirmen zur Zählung von Atomtrümmern in retrograder Richtung verwendet wurden, für die Verwendung an

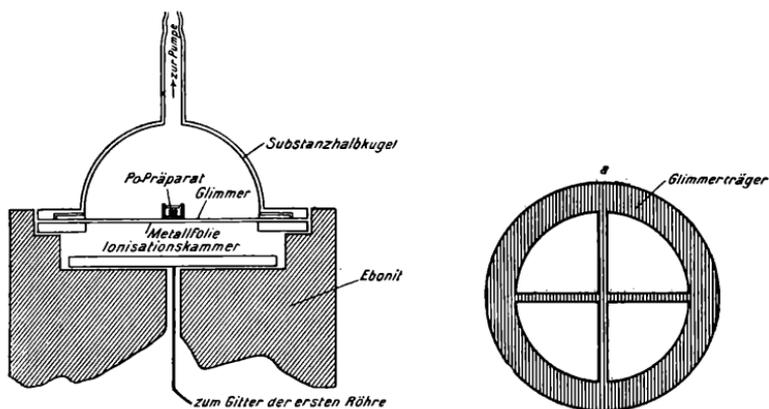


Fig. 17. Zertrümmerungsapparat.

der Ionisationskammer modifiziert. An die Stelle des Szintillationsschirmes tritt jetzt ein luftdichter Glimmer- oder Metallfolienverschluss, der Atmosphärendruck aushalten muß, da der Zertrümmerungsapparat während des Versuches evakuiert wird. Der ganze Apparat sitzt mittels einer Metallmanschette fest auf dem Kupferzylinder, der wie oben beschrieben, Ionisationskammer und erste Röhre als elektrischer Schutz umgibt. Auch bei den Versuchen mit diesem Apparat wurde nur Polonium als Strahlungsquelle verwendet, da die Verwendung von Ra C oder Emanationskapillaren trotz entsprechender Vorsichtsmaßregeln zur Abhaltung der primären und sekundären β -Strahlung und der γ -Strahlung durch die ziemlich intensive von der bestrahlten Substanz kommende Sekundärstrahlung sehr erschwert wurde. Einzelne β -Strahlen werden dabei nicht registriert, sondern nur ein Integraleffekt.

Die Versuche ergaben durchwegs kleinere Ausbeuten an Atomtrümmern, als nach den Szintillationsversuchen zu erwarten

¹ E. A. W. Schmidt, diese Mitteilungen. Nr. 178.

gewesen wären, woraus wir jedoch nach dem oben Gesagten nicht schließen dürfen, daß tatsächlich nicht mehr Atomtrümmer in die Kammer eintreten. Aus diesem Grunde wurde eben der Versuch gemacht einen gänzlich schwellenwertfreien formgetreuen Verstärker zu bauen, was wie wir glauben, mit der auf p. 699 vorläufig erwähnten Anordnung gelungen ist. Die Ergebnisse, die mit diesem Apparat gewonnen wurden, dürften bald bekannt gegeben werden können.

Wir erlauben uns, auch an dieser Stelle dem Radiowerk E. Schrack in Wien, insbesondere Herrn Dr. Ettenreich sowie Herrn Oberingenieur Turek von Siemens & Halske in Wien für freundliche Unterstützung und Überlassung von technischen Mitteln zum Bau der Verstärker aufs herzlichste zu danken.

Zusammenfassung.

Die Absicht, Korpuskularstrahlen, und zwar insbesondere H-Strahlen (Atomtrümmer) unter alleiniger Ausnutzung der von ihnen erzeugten primären Ionenmenge nach genügend hoher Verstärkung durch Elektronenröhrenverstärker zu zählen, beziehungsweise die ihnen entsprechenden primären Ionenmengen aus dem Endeffekt zu bestimmen, führt zu bestimmten notwendigen Bedingungen für den Bau der Verstärker, die den wesentlichen Inhalt der vorliegenden Arbeit bilden. Ausgehend von der aperiodischen (stoßartigen) Aufladung des Gitters der ersten Röhre durch die in der Ionisationskammer vom Korpuskularstrahl gebildete Ionenmenge wird für einen Verstärker mit Transformatorkopplung der Spannungsverlauf am Gitter der zweiten und dritten Röhre, und zwar unter Vernachlässigung der Streuung des Transformators berechnet. Durch die transformatorische Kopplung wird die Form des Spannungsverlaufes am Gitter der ersten Röhre vollkommen verändert, und was von der zweiten Stufe an verstärkt wird, sind im wesentlichen die Transformatorschwingungen, die durch den Ladevorgang erzeugt werden. Es zeigt sich, daß die erreichte Spannung an jeder Stufe proportional der ersten Potenz der Ionenmenge ist. Die Abhängigkeit von der Aufladezeit ist dagegen durchaus keine lineare. Die Maximalspannung sowie auch das Zeitintegral der Spannung, wobei in das Integral nur die Spannungswerte desselben Vorzeichens aufgenommen werden, erreicht für abnehmende Aufladezeit einen Grenzwert, so zwar, daß in einem gewissen Bereich kleiner Aufladezeit der Endeffekt von der letzteren praktisch unabhängig ist.

Der Umstand, daß für die Messung des Endeffektes die Transformatorschwingungen vorher gleichgerichtet werden müssen, was einen Schwellenwert des Verstärkers zur Folge hat, veranlaßte den Bau von Widerstandsverstärkern. Dabei stellte sich heraus, daß die exakt formgetreu übertragenden Widerstandsverstärker bei einem hohen Verstärkungsgrad nicht genügend konstant gehalten werden können, um ein stabiles Arbeiten mit ihnen zu ermöglichen. Es

werden darum für einen Widerstandsverstärker mit Gitterkondensatoren und äußeren Gitterableitungswiderständen die Bedingungen untersucht, unter denen man erstens in einem gewissen Bereich praktisch unabhängig ist von der Aufladezeit des Gitters der ersten Röhre und zweitens der ganze Vorgang in einer Zeit vor sich geht, die ohne vorherige Gleichrichtung die Messung des Endeffektes mit einem Galvanometer gestattet. Es zeigt sich, daß bei Erfüllung der ersten Bedingung die Störungen noch so groß sind, daß man mit einem Galvanometer nicht arbeiten kann. Im übrigen wurde der Widerstandsverstärker für den vorliegenden Fall einer aperiodischen Aufladung des Gitters der ersten Röhre hinsichtlich des Spannungsverlaufes am zweiten und dritten Gitter untersucht und der Beweis erbracht, daß hier bei entsprechender Dimensionierung der Schaltelemente ähnliche Verhältnisse vorliegen, wie beim Transformatorverstärker.

Über die Methodik und die Resultate von Atomzertrümmerungsversuchen nach der retrograden Methode wird kurz berichtet und schließlich eine Anordnung angegeben, die die Spannungsschwankung am Gitter der ersten Röhre formgetreu verstärkt und mit einem Saiten-galvanometer zu messen gestattet.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1928

Band/Volume: [137_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Ortner Gustav, Stetter Georg

Artikel/Article: [Mitteilungen des Institutes für Radiumforschung Nr. 228. Die Verwendung von Elektronenröhrenverstärkern zur Zählung von Korpuskularstrahlen. 667-703](#)