Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 2 (1929)
Heft: I

Artikel: Das selbstgleichrichtende Röhrenvoltmeter
Autor: Suits, Chauncey Guy
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-109437

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

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

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

Download PDF: 02.10.2025

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

Das selbstgleichrichtende Röhrenvoltmeter

von **Chauncey Guy Suits.**

(18. XII. 28.)

Inhalt: Es wird ein neuer Typ des Röhrenvoltmeters angegeben, in welchem die gewöhnlichen Gitter-, Anoden- und Heizbatterien durch die niederfrequente Wechselstromquelle des Lichtnetzes ersetzt werden. Die theoretischen Überlegungen ergeben, dass bei hohen Frequenzen die Angaben des Instrumentes unabhängig sind sowohl von der Frequenz f und Phase ψ der angelegten Spannung E, als auch von der Frequenz f_0 des niederfrequenten Wechselstromes. Die gleichgerichtete Stromkomponente δi_p im Anodenstromkreis wird gegeben durch die Beziehung

$$\delta i_p = \frac{k}{4} E^2 . \qquad \text{(a)}$$

Experimentalkurven sind in guter Übereinstimmung mit (*a*) erhalten worden. Wenn die Frequenz $f = f_0$ wird, ist der gleichgerichtete Strom δi_p im Anodenkreis eine Funktion des Phasenwinkels. Wir haben dann:

$$\delta i_p = \frac{k}{4} \left(E^2 + E \cos \psi \, (\pm E_g + D E_p) \right) \qquad \text{(b)}$$

was ermöglicht, das Instrument als Phasenmesser zu brauchen. Die Eigenschaften des Instrumentes als Hochfrequenzvoltmeter werden untersucht. Es ergibt sich, dass das mit Wechselstrom betriebene Röhrenvoltmeter gewisse Vorteile vor dem mit Gleichstrom betriebenen besitzt.

§ 1. Einleitung.

Die einzigartigen und im ganzen ausgezeichneten Eigenschaften des Röhren-Voltmeters sind heute sehr bekannt. Für gewisse Laboratoriumsmessungen ist es völlig unentbehrlich. Die vorzüglichen Eigenschaften dieses Instrumentes, hauptsächlich der abnorm hohe Widerstand, die vernachlässigbare Kapazität, die Unabhängigkeit von der Frequenz und die sehr hohe Empfindlichkeit, können bei keinem andern Typ eines Wechselstromvoltmeters gefunden werden. Das günstigste Anwendungsgebiet liegt in der Hochfrequenzregion, hauptsächlich bei den sogenannten Radiofrequenzen, wo der vernachlässigbaren Dämpfung wegen Messungen der Impedanz, Kapazität, Spannung und Stromstärke sehr leicht ausgeführt werden können. Das Röhrenvoltmeter hat aber trotz dieser vorzüglichen Eigenschaften einige Fehler. Am gefährlichsten ist wohl derjenige, der von der Wellenform herrührt und in einer vorhergehenden Arbeit behandelt wurde.

INSTITUT DE PH... UNIVERSITÉ NEUCHATEL

Ein vollständig neuer Typ eines Röhrenvoltmeters soll nun hier beschrieben werden, der alle die wesentlichen Vorteile des Röhrenvoltmeters, wie es heute bekannt ist, besitzt, zusammen mit manchen Eigentümlichkeiten, die es früher nicht aufwies.

§ 2. Allgemeine Betrachtungen.

Die gewöhnlichste und nützlichste Form des Röhrenvoltmeters scheint die Anodenschaltung zu sein. Diese ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Die Arbeitsweise ist eine ausserordentlich einfache. Man erhält eine indirekte Gleichrichtung des Wechsel-

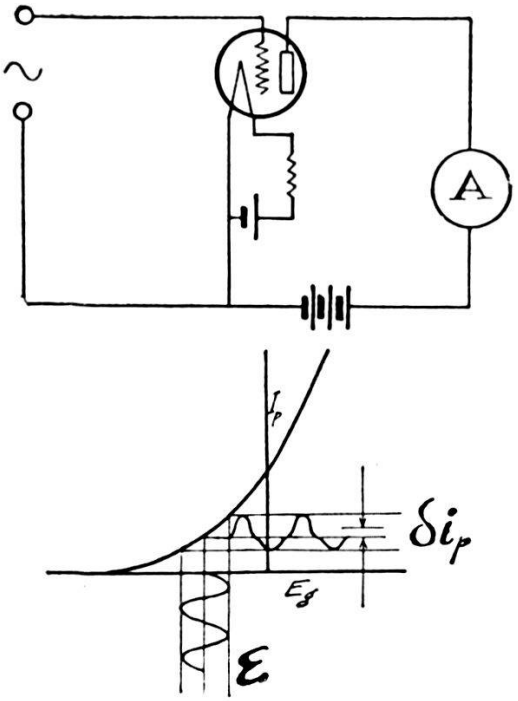

Fig. 1.

stromes auf dem unteren Ast der Anodenstromkennlinie. Der Gleichrichter wird als Voltmeter geeicht in Einheiten der gleichgerichteten Stromkomponente im Anodenkreis, wie sie angezeigt wird durch den Ausschlag eines Gleichstromampèremeters A. Diese gleichgerichtete Komponente ist gegeben durch die Gleichung

$$\delta i_p = \frac{1}{2 \cdot 2} \frac{\vartheta^2 J_p}{\vartheta E_g^2} E^2,$$

aus der ersichtlich ist, dass δi_p, solange die Krümmung der Anodenstromgitterspannungscharakteristik konstant bleibt, proportional zum Quadrat der angelegten Spannung variiert. Diese Bedingung ist unabhängig von der Natur der J_p-E_g-Kurve erfüllt, solange

die angelegte Spannung klein ist oder wenn die Beziehung zwischen Gitterspannung und Anodenstrom quadratisch oder kubisch ist. Wie in einer früheren Arbeit ausgeführt wurde, ist diese Bedingung

$$\left(\frac{\vartheta^2 J_p}{\vartheta E_g^2} = \text{konst.}\right)$$

von grundlegender Bedeutung für den Wellenformfehler. Nur wenn sie erfüllt ist, wird δi_p unabhängig von der Wellenform der angelegten Spannung.

Der Anodengleichrichter, wie er in Fig. 1 dargestellt wird, ist indessen keine praktische Voltmeterschaltung. Um als brauchbares Laboratoriumsinstrument zu dienen, muss er geeicht werden, und diese Eichung muss immer mit grosser Genauigkeit reproduzierbar sein, wenn das Instrument gebraucht wird. Die primitivste Methode, um das zu erreichen, besteht darin, ein Heizstromampèremeter, ein Gitterspannungsvoltmeter und ein Voltmeter für die Anodenbatterie anzuschliessen. Die Konstanten, die bei der Eichung gebraucht wurden, sind dann immer wieder erhältlich, und die Reproduzierbarkeit der ursprünglichen Verhältnisse ist möglich bis auf einen unbestimmten Faktor — die Lebensdauer der Röhre. Dank einiger geistreichen Anordnungen ist man indessen nicht gezwungen, diese Schaltung mit den vielen Hilfsinstrumenten zu verwenden. Zum Beispiel kann man Anoden- und Gitterspannung durch ein Gleichstromvoltmeter bloss annäherungsweise regulieren, und die kleinen Variationen dieser Spannungen durch Veränderung des Heizstromes kompensieren. Der Heizstrom muss dann so reguliert werden, dass der Anodenstrom ohne angelegte Messpannung stets denselben Wert hat. Messungen nach dieser Methode ergaben indessen nur eine sehr zweifelhafte Reproduzierbarkeit der Voltmeterangaben.

Man kann auch den Heizstrom durch ein Gleichstromampèremeter genau konstant halten, die Anodenspannung so gut als möglich anpassen und den Anodenstromausschlag durch Änderung der Gittervorspannung auf den als Nullpunkt benutzten Eichwert bringen. Obwohl bei dieser Methode zwei Gleichstrominstrumente in den Kreis eingeschaltet sind, kann die volle Genauigkeit, der das Voltmeter fähig ist, erreicht werden.

Als dritte Methode, die Reproduzierbarkeit der Voltmeterangaben herzustellen, ergibt sich die Benützung einer einzigen Spannungsquelle (Potentiometer) von der alle anderen Spannungen abgezweigt werden. Die Gittervorspannung lässt sich dann vom Heizwiderstandsspannungsabfall erhalten, die Anodenspannung

von der Totalspannung der Batterie, und alle werden reproduziert durch die Nulleinstellung des Anodenstromes.

Aber auch diese sonst sehr geeignete Methode enthält noch einen unsicheren Faktor, die Konstanz der Röhre. Am günstigsten wäre in diesem Fall eine Spezialröhre, die entweder schon bei niederer Anodenspannung (6 Volt-Akkumulator) in bezug auf Empfindlichkeit, Wellenformfehler und Impedanz gut arbeitet, oder eine solche, die bei einer ganz kleinen Heizstromstärke (erhalten von einer Anodenbatterie grosser Kapazität) verwendet werden kann.

Alle diese Möglichkeiten erfordern aber stets eine oder mehrere Batterien, an deren Konstanz ausserordentlich hohe Anforderungen gestellt werden müssen, falls man brauchbare Resultate erzielen will.

Die oben erwähnten Schwierigkeiten lassen sich nun bei dem selbstgleichrichtenden Röhrenvoltmeter, das hier beschrieben

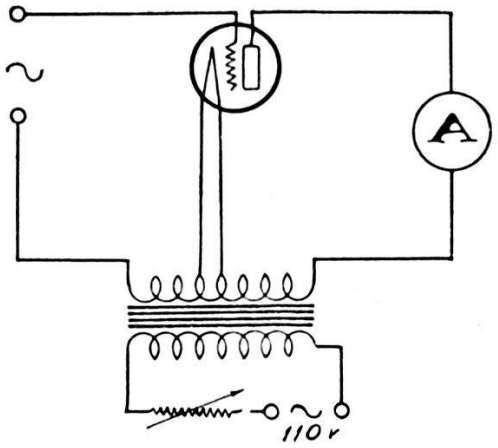

Fig. 2.

werden soll, in der einfachsten Weise beheben. Bei diesem benützen wir für alle Spannungen den käuflichen Lichtstrom, wie er von einem kleinen Transformator erhalten werden kann. Für unser Voltmeter ergibt sich dann eine Schaltung, wie sie Fig. 2 zeigt. Dass diese Anordnung in der Tat ein Voltmeter darstellt, zeigt ein Versuch mit einer Röhre, Ampèremeter, Transformator und einem kleinen Röhrenoszillator als Hochfrequenzspannungsquelle sofort. Die Schaltung ist dabei äusserst einfach, die Handhabung leicht und die ganze Anlage braucht ein Minimum von Apparaten. Es ist dabei besser, die Spannungen einem Transformator zu entnehmen, und nicht einen Shunt zu benutzen, um vom Lichtnetz isoliert zu sein.

Die Nullpunkts-Einstellung wird hier durch einen Widerstand im Primärkreis des Transformators erhalten. Durch diese

einzige Kontrolle können alle Spannungen reproduziert werden und der einzige unbekannte Faktor hängt mit dem Alter der verwendeten Röhre zusammen. Da das Instrument zur Spannungsmessung dienen soll, müssen wir folgende Punkte untersuchen:

1. Frequenzgrenzen.
2. Phasenwinkel.
3. Empfindlichkeit.
4. Wirksamer Widerstand.
5. Wellenformfehler.
6. Reproduzierbarkeit der Eichung.
7. Form der Eichkurve.
8. Einfluss von Spannungsschwankungen im Lichtnetz.

§ 3. Theoretischer Teil.

Die allgemeinste Form der Gleichung einer Dreielektronenvakuumröhre kann dargestellt werden durch

$$i_p = f\,(e_g + D\,e_p)\,, \tag{1}$$

worin der Anodenstrom i_p eine Funktion der angelegten Gitterspannung e_g und der Anodenspannung e_p ist. Die relative Wirksamkeit der Gitter- und Anodenspannung ist durch den Faktor D, den Durchgriff der Röhre bestimmt. Für den vorliegenden Fall sind e_p und e_g von kleiner Frequenz und annähernd sinusförmiger Wellenform, können aber gegeneinander phasenverschoben sein. Wir werden für die Hilfsspannungen Sinusform voraussetzen und uns auf den Fall beschränken, in dem e_g und e_p in gleicher oder entgegengesetzter Phase sind. Also

$$e_g = \varepsilon_g = \pm E_g \sin \omega_0 t \tag{2}$$

$$e_p = \varepsilon_p = E_p \sin \omega_0 t\,, \tag{3}$$

wobei $$\omega_0 = 2\,\pi\,f_0$$

f_0 bedeutet die Frequenz (50 $\sec^{-1}$) des verwendeten Lichtstromes von der Spannung ε_0. Die Bezeichnungen, wie sie auf dem Schaltschema Fig. 3 angegeben werden, sollen bei allen folgenden Betrachtungen verwendet werden.

Ausserdem werden wir den Spannungsabfall im Heizdraht vernachlässigen; dass dies in Wirklichkeit erlaubt ist, werden wir später zeigen. Ausser der Spannung ε_g wird noch die zu messende Wechselspannung ε an das Gitter angeschlossen, die zunächst von beliebiger Frequenz und Phase sein kann. Wir haben deshalb

$$e_g = \varepsilon_g + \varepsilon = \pm E_g \sin \omega_0\, t + E \sin\,(\omega\, t + \psi)\,. \tag{4}$$

Indem wir diese Grössen in (1) einsetzen, ergibt sich

$$i_p = f(\varepsilon_g + \varepsilon + D\,\varepsilon_p) \tag{5}$$

oder ausführlicher

$$i_p = f(\pm E_g \sin \omega_0 t + E \sin(\omega t + \psi) + D\,E_p \sin \omega_0 t)\,. \tag{6}$$

Gleichung (5) gibt den momentanen Anodenstrom i_p als Funktion der angelegten Niederfrequenzspannung und der zu messenden Spannung bei beliebiger Frequenz und Phase an. Da das anzeigende Instrument im Anodenkreis ein Gleichstromampèremeter ist, so brauchen wir nicht den momentanen Wert des

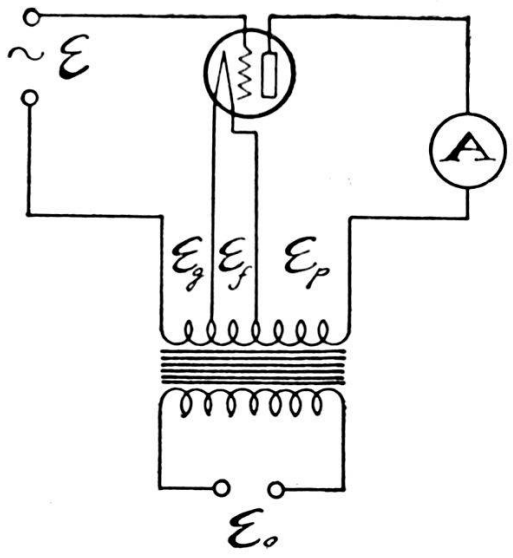

Fig. 3.

Stromes, sondern den linearen Mittelwert desselben, d. h. wir berechnen

$$\overline{i_p} = \overline{f[(\pm E_g + D\,E_p)\sin \omega_0 t + E \sin(\omega t + \psi)]}\,. \tag{7}$$

Wenn wir Gleichung (7) nach der als klein zu betrachtenden Spannung ε entwickeln, erhalten wir

$$\begin{aligned}\overline{i_p} = {} & \overline{f[E \sin(\omega t + \psi)]} + \overline{(\pm E_g + D\,E_p)\sin \omega_0 t \cdot f'[E \sin(\omega t + \psi)]} \\ & + \overline{\tfrac{1}{2}(\pm E_g + D\,E_p)^2 \sin^2 \omega_0 t \cdot f''[E \sin(\omega t + \psi)]} + \cdots\end{aligned} \tag{8}$$

Im allgemeinen konvergiert die Reihe in Gleichung (8) rasch für alle experimentell möglichen Formen der Funktion f, weil alle experimentellen Kurven mehr oder weniger quadratisch verlaufen. Falls die Funktion f genau quadratisch ist, beschränkt sich die Reihe auf die ersten drei Glieder, die oben explizit hingeschrieben wurden. Alle höheren Glieder verschwinden. Dass der Anoden-

strom einer Drei-Elektronenvakuumröhre tatsächlich als quadratische Funktion der Steuerspannung $(e_g + D \cdot e_p)$ über weite Spannungsgrenzen darstellbar ist, ist durch Rechnung und Erfahrung wohl begründet. Unter dieser Voraussetzung, nämlich dass

$$i_p = f\,(e_g + D\,e_p) = k\,(e_g + D\,e_p)^2 \tag{9}$$

können wir (8) vereinfachen.

$$\begin{aligned} \bar{i_p} = {} & k\,E_g^2\,\overline{\sin^2\omega_0 t} \pm 2\,k\,E\,E_g\,\overline{\sin\omega_0 t \sin(\omega t+\psi)} + \\ & k\,E^2\,\overline{\sin^2(\omega t+\psi)} \pm 2\,k\,D\,E_g\,E_p\sin^2\omega_0 t + \\ & 2\,k\,D\,E\,E_p\,\overline{\sin\omega_0 t \sin(\omega t+\psi)} + k\,D^2E_p^2\,\overline{\sin^2\omega_0 t}\,. \end{aligned} \tag{10}$$

Nun müssen wir nach den Gleichstromkomponenten fragen, die von dem Zusammenwirken der beiden Wechselspannungen ε und ε_0 herrühren. Ohne eine äussere Messpannung ergibt sich zunächst folgender Mittelwert J_p des Anodenstromes

$$J_p = k\,(E_g^2 + 2\,D\,E_g\,E_p + D^2E_p^2)\,\overline{\sin^2\omega_0 t}\,. \tag{11}$$

Das Anlegen der zu messenden Wechselspannung ε bringt eine Änderung der Gleichstromkomponenten des Anodenstromes hervor, die wir δi_p nennen wollen. Dieser Zuwachs ist ein Mass für die angelegte Wechselspannung und steht mit ihr in folgendem Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \delta\,\bar{i_p} = i_p - J_p = {} & k\,E^2\,\overline{\sin^2(\omega t+\psi)} + \\ & (\pm 2\,k\,E\,E_g + 2\,k\,D\,E\,E_p)\,\overline{\sin\omega_0 t \sin(\omega t+\psi)}\,. \end{aligned} \tag{12}$$

Wir müssen nunmehr die durch Überstreichen angedeuteten Mittelwertbildungen tatsächlich durchführen. Dabei darf man aber nicht übersehen, dass alle Integrationen nur über die halbe Periode der niederen Frequenz auszuführen sind, da der Anodenstrom, abgesehen von einem kleinen Fehler, hervorgerufen durch die endliche Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen, nur fliesst, wenn die Anode positiv ist.

Das erste Glied von (12) ergibt

$$\begin{aligned} k\,E^2\,\frac{\omega_0}{\pi}\int_0^{\frac{\pi}{\omega_0}} \sin^2(\omega t+\psi)\,dt = {} & k\,E^2\left\{\frac{1}{2} - \right. \\ & \left.\frac{1}{4\pi}\,\frac{\omega_0}{\omega}\left[\sin 2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\pi+\psi\right) - \sin 2\psi\right]\right\}. \end{aligned} \tag{13}$$

Das zweite Glied

$$(\pm 2\,k\,E\,E_g + 2\,k\,D\,E\,E_p)\,\overline{\sin(\omega t+\psi)\cdot\sin\omega_0 t} \qquad (14)$$

ist etwas komplizierter. Wir untersuchen zunächst die zeitlich veränderliche Grösse

$$S = \sin(\omega t+\psi)\cdot\sin\omega_0 t\,. \qquad (15)$$

Eine einfache Umformung ergibt:

$$S = \cos\psi\cdot\sin\omega t\cdot\sin\omega_0 t + \sin\psi\cdot\cos\omega t\cdot\sin\omega_0 t\,. \qquad (16)$$

Weiter ist

$$\sin\omega t\cdot\sin\omega_0 t = -\tfrac{1}{2}\left[\cos(\omega+\omega_0)t - \cos(\omega-\omega_0)t\right. \qquad (17)$$

$$\cos\omega t\cdot\sin\omega_0 t = \tfrac{1}{2}\left[\sin(\omega+\omega_0)t - \sin(\omega-\omega_0)t\right]. \qquad (18)$$

Nunmehr lässt sich der zeitliche Mittelwert von S sofort bestimmen und man erhält für das zweite Glied von (12)

$$(\pm 2kE\,E_g + 2k\,D\,E\,E_p)\,\frac{\omega_0}{2\pi}\left\{\cos\psi\left[\frac{\sin\pi\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}}{\omega-\omega_0} - \frac{\sin\pi\frac{\omega+\omega_0}{\omega_0}}{\omega+\omega_0}\right]\right.$$
$$\left. + \sin\psi\left[\frac{\cos\pi\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}}{\omega-\omega_0} - \frac{\cos\pi\frac{\omega+\omega_0}{\omega_0}}{\omega+\omega_0} - \frac{2\,\omega_0}{\omega^2-\omega_0^2}\right]\right\}. \qquad (19)$$

Insgesamt erhalten wir somit für jenen Teil des Anodenstromes der von der Messpannung ε herrührt:

$$\delta\,i_p = \frac{1}{2}\,k\,E^2\left\{\frac{1}{2} - \frac{1}{4\pi}\,\frac{\omega_0}{\omega}\left[\sin 2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\pi+\psi\right) - \sin 2\,\psi\right]\right\}$$
$$+ k\,E\,(\pm E_g + D\,E_p)\,\frac{\omega_0}{2\pi}\left\{\cos\psi\left[\frac{\sin\left(\pi\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\right)}{\omega-\omega_0} - \frac{\sin\left(\pi\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\right)}{\omega+\omega_0}\right]\right.$$
$$\left. + \sin\psi\left[\frac{\cos\left(\pi\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\right)}{\omega-\omega_0} - \frac{\cos\left(\pi\frac{\omega+\omega_0}{\omega_0}\right)}{\omega+\omega_0} - \frac{2\,\omega_0}{\omega^2-\omega_0^2}\right]\right\}. \qquad (20)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ tritt darum noch hinzu, weil die Integration ja nur über eine halbe Periode ausgeführt wurde. Aus Formel (20) ersehen wir, dass $\delta\,i_p$ im allgemeinen eine komplizierte Funktion der beiden Frequenzen f und f_0, des Phasenwinkels und der Amplitude der beiden Wechselspannungen ist.

In dem uns speziell interessierenden Fall *hoher Frequenzen* verschwinden alle Glieder, die ω im Nenner enthalten und der ganze Ausdruck reduziert sich auf das Glied

$$\delta\,i_p = \frac{k}{2\cdot 2}\,E^2$$

das unabhängig von Phasenwinkel und Frequenz des verwendeten Lichtstromes und auch von der Frequenz der Messpannung ist.

Dass das zweite Glied von (20) ausserordentlich klein ist für alle Frequenzen, ergibt sich aus folgender Betrachtung. Wenn die Spannungen ε_g und ε_p in der Weise von einem Transformator entnommen werden wie in Fig. 2, so haben Anode und Gitter entgegengesetzte Phase, d. h. wir haben im Ausdruck für die Steuerspannung

$$k\,E(\pm E_g + D\,E_p) \tag{22}$$

das Minuszeichen vor E_g zu benützen. Wenn wir speziell das Windungszahlenverhältnis auf der Sekundärseite des Transformators so wählen, dass

$$E_g = D\,E_p \text{ oder } \frac{E_g}{E_p} = D \tag{23}$$

wird, so müssen wir erreichen können, dass das zweite Glied von (20) für alle Frequenzen verschwindet. Die Genauigkeit, mit der diese Bedingung im Experiment erfüllt werden kann, hängt davon ab, bis wie weit der Durchgriff D ein unveränderlicher geometrischer Faktor für den ganzen benutzten Spannungsbereich ist. Es wird jedoch nicht notwendig sein, dies genau zu untersuchen, denn

a) obwohl ein genauer Nullpunkt für das Anodenstrom-Ampèremeter (Verschwinden des Anodengleichstromes bei verschwindender Messpannung) realisierbar ist, ist es unter Umständen wünschenswerter, mit einem scheinbaren Nullpunkte (bei dem auch bei verschwindender Messpannung ein bestimmter Anodenstrom übrig bleibt) zur Reproduzierung der Eichung zu arbeiten.

b) Die untere Frequenzgrenze bis zu der das Voltmeter praktisch verwendbar ist, wird durch andere Gründe begrenzt, die weiter unten diskutiert werden sollen.

Bei *gleicher Frequenz*, d. h. wenn $\omega = \omega_0$, geht der Wert von $\delta\,i_p$ der Formel (20) in folgenden Ausdruck über:

$$\delta\,i_p = \frac{k}{2 \cdot 2}\,(E^2 + (\pm\,E\,E_g + D\,E\,E_p)\cos\psi)\,. \tag{24}$$

Es ergibt sich also, dass in dem Fall, wo die zu messende Spannung die gleiche Frequenz hat wie die verwendete Lichtspannung, der Ausschlag eine Funktion des Phasenwinkels zwischen den beiden Spannungsquellen wird. Das Instrument lässt sich also als Phasen-

messer gebrauchen, worüber in einer späteren Abhandlung gesprochen werden soll.

Zusammenfassend können wir aus den vorstehenden Berechnungen schliessen, dass

a) das Voltmeter bei Hochfrequenz unabhängig ist von der Frequenz f der zu messenden Spannung ε, von ihrem Phasenwinkel ψ und der Frequenz f_0 der Betriebsspannung ε_0.
b) Bei gleicher Frequenz ist der Ausschlag eine Funktion des Phasenwinkels ψ.

Für hohe Frequenzen besteht demnach beim Vergleich unseres mit Lichtstrom betriebenen Instrumentes mit einem Gleichstromröhren-Voltmeter kein wesentlicher Unterschied. Beim letzteren lautet nämlich die anstelle der Formel (21) tretende Beziehung für den speziellen Fall einer quadratischen Charakteristik

$$\delta i_p = \frac{k}{2} E^2 . \tag{25}$$

Die Gleichung (25) für das Gleichstrominstrument ist also, abgesehen vom Faktor $\frac{1}{2}$, genau identisch mit der entsprechenden Formel (21) des Wechselstrom-Röhrenvoltmeters. Daher scheint es, dass, wenn wir ein mit Gleichstrom betriebenes Hochfrequenzvoltmeter haben, das auf einer quadratischen I_p-E_g-Kurve arbeitet, die Verhältnisse im wesentlichen dieselben sind, wie bei Benützung von niederfrequentem Wechselstrom als Betriebsspannung. Man kann sich indessen leicht überzeugen, dass ein mit niederfrequentem Wechselstrom betriebenes Voltmeter für Hochfrequenzmessungen, das unabhängig sein soll von Frequenz und Phasenwinkel, nicht auf den Fall beschränkt ist, dass die Anodenstromkurve quadratische Form zeigt.

§ 4. Experimenteller Teil.

Um die Arbeitsweise des hier vorgeschlagenen Voltmeters (Fig. 2) eingehend zu untersuchen, wurde eine Schaltung, wie sie Fig. 3a zeigt, benutzt. Die niederfrequenten Wechselspannungen wurden dem Lichtnetz mittels eines kleinen Transformators mit verschiedenen, voneinander unabhängigen Sekundärwicklungen entnommen. Die Primärseite P des Transformators hat die gleiche Windungszahl wie der Teil S_1 der Sekundärwicklung. Daher ist die Spannung ε_0, die durch das Voltmeter V angezeigt wird, so gross wie die Anodenspannung. Der Strom in S_1 ist ausserordentlich klein und ein Versuch zeigte, dass die Spannungen wirklich im gleichen Verhältnis wie die Windungszahlen stehen.

Der Teil S_2 der Sekundärwicklung liefert die Heizspannung. Die Sekundärwicklung S_3 ist so unterteilt, dass verschiedene Spannungen an das Gitter gelegt werden können, während $\varepsilon_p = \varepsilon_0$ konstant bleibt. Die Spannung ε_g wurde aus den Windungszahlverhältnissen berechnet. Die gesamte Transformatoranordnung ist sehr einfach und erlaubt vollkommene Freiheit in der Wahl der Spannungsverhältnisse.

Das Gleichstrom-Ampèremeter A (Siemens & Halske 10 Ohm) zeigt für 0,0045 Ampère einen Skalenteil-Ausschlag. Die Hoch-

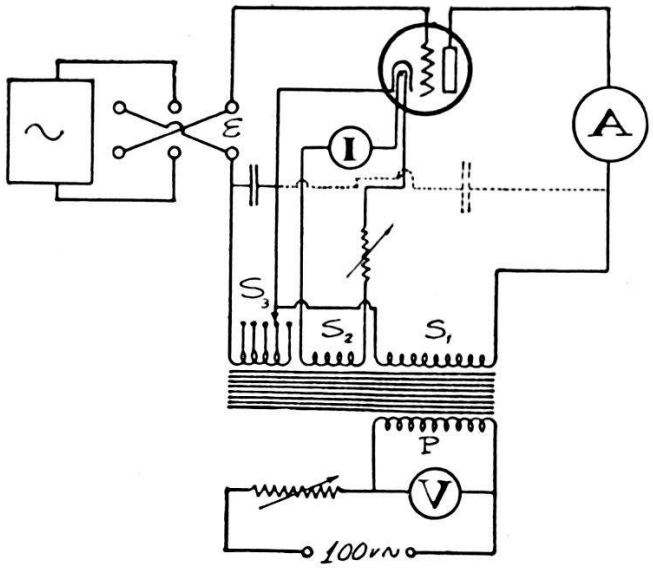

Fig. 3a.
V = A. C. Voltmeter. I = D. C. Ammeter, 0—1 amos. A = D. C. Miliammeter

frequenzspannung ε wurde von einem kleinen Hartley-Oszillator mit variabler Koppelung erhalten, der Perioden bis zu 300 Sec^{-1} herunter mit genügender Intensität lieferte. Die Hörfrequenzen bis zu 5000 wurden durch Vergleich mit Stimmgabeln bestimmt, die Radiofrequenzen mittels eines Wellenmessers gemessen. Zur Bestimmung der Spannung ε wurde ein sorgfältig geeichtes Gleichstromröhrenvoltmeter verwendet.

Aus verschiedenen Gründen wurde für die meisten Versuche eine neue Röhre mit separater Heizung benutzt. Diese Röhren sind sehr kräftig konstruiert und gegen gewöhnliche Überlastungen unempfindlich. Sie haben eine steile Anodenstromkennlinie (0,003 Amp./Volt und einen hohen Wirkungsgrad. Der notwendige grosse Heizstrom bietet bei Wechselstromheizung keine Schwierigkeiten. Auch kann hier der Einfluss des Spannungsabfalles am Heizdraht leicht von andern Faktoren getrennt werden. Ferner besitzt die Heizung eine grosse Trägheit gegenüber kleinen Schwankungen

der Heizspannung, weil die Emissionsfläche auf einem Porzellanrohr ruht.

Ein Kondensator grosser Kapazität wird zweckmässigerweise parallel den sekundären Wicklungen des Transformators eingeschaltet, um die Impedanz gegenüber hohen Frequenzen zu reduzieren. Bei niedrigen Frequenzen ist er nicht nötig.

§ 5. Beschreibung der Arbeitsweise des selbstgleichrichtenden Voltmeters.

Eine Gruppe von Anodenstromkennlinien für die Telefunkenröhre R. E. N. 2204 ist in Fig. 4 dargestellt. Wenn die Anoden-

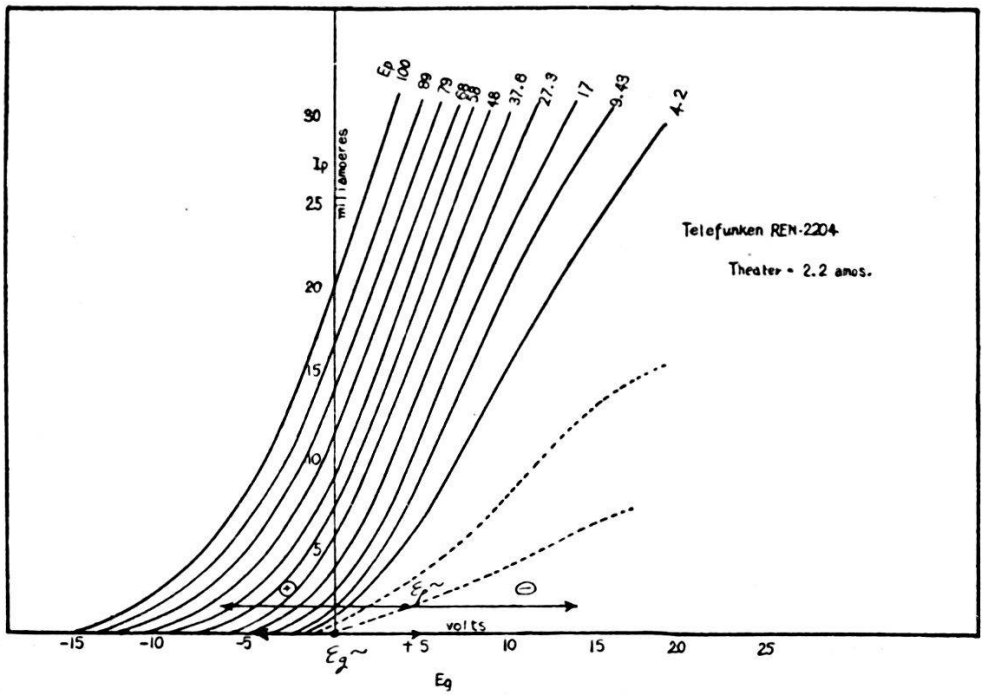

Fig. 4.

spannung und die Gitterspannung an das Voltmeter angelegt werden, so bewegt sich die Anodenspannung wechselweise zwischen positiven und negativen Werten, während das Gitterpotential gleiche Frequenz besitzt, aber kleinere Amplitude und entgegengesetzte Phase.

In dem Masse, als der Anodenstrom mit wachsender positiver Anodenspannung steigen möchte, wird das Gitterpotential zunehmend negativ und die beiden Spannungen heben sich in ihrer Wirkung auf den Anodenstrom gegenseitig beinahe auf. Der Anodenstrom wird aber deshalb nicht während einer ganzen Periode genau zu Null gemacht werden können, weil der Durchgriff praktisch nicht für alle Spannungen derselbe ist. Diese Vorgänge sind bei Betrachtung von Fig. 5 etwas leichter zu ver-

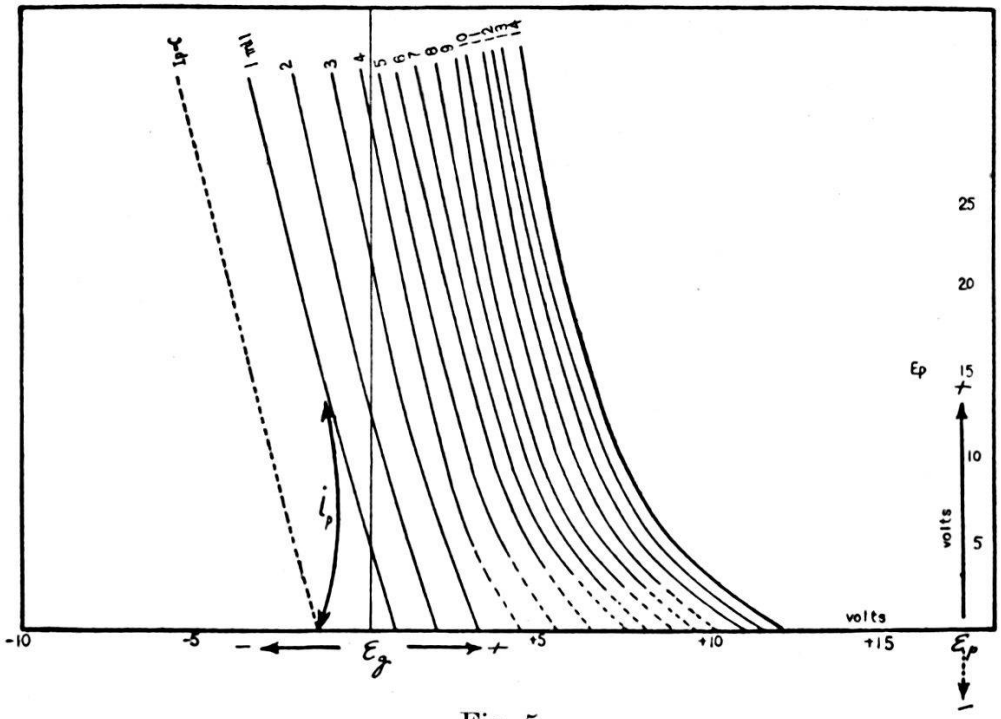

Fig. 5.

stehen, indem hier die Resultate von Fig. 4 mit E_g als Abszisse und E_p als Ordinate unter Konstanthaltung von I_p dargestellt werden.

In Fig. 6 wird eine Darstellung des Gleichrichtungsvorganges gegeben, wenn die Messpannung ε an das Gitter der Röhre an-

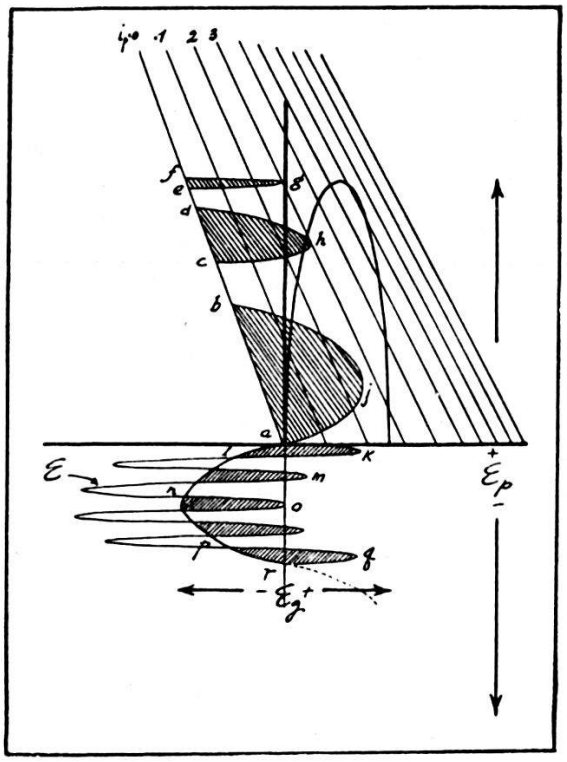

Fig. 6.

gelegt wird. Die Kurven sind hier ein wenig idealisiert dargestellt, insofern als die durch Berücksichtigung des Gitterstromes bei kleinen Anodenspannungen auftretende Krümmung weggelassen wurde. Wir müssen wie früher wieder nur die positive Hälfte der Niederfrequenzperiode in Betracht ziehen. Wir denken uns nun den Fall verwirklicht, dass die Amplituden von ε_p und ε_g so gewählt sind, dass bei fehlender Messpannung ε der Anodenstrom dauernd null bleibt. I_p schwingt also längs der Kurve *a, b, c, d, f*, d. h. längs I_p = null. Legen wir nun eine Messpannung ε von hoher Frequenz an das Gitter, so sind von dieser nur diejenigen Teile wirksam, welche im Diagramm rechts von *a l m p r* liegen (in der Figur schraffiert), denn nur wenn die momentane Gitterspannung in positivem Sinn erhöht wird, vermag sie das Fliessen eines Anodenstromes zu bewirken. Der hervorgebrachte Anodenstrom ist im Diagramm durch die schraffiert ausgefüllten Kurven *a j b, c h d, e g f* und zurück angedeutet. Der hier beschriebene Idealfall genügt völlig zum Verständnis der Arbeitsweise des Instrumentes. Die praktischen Abweichungen und ihre Folgen werden weiter unten besprochen.

§ 6. Eigentümlichkeiten der Eichkurven.

a) Einfluss der Veränderung von ε_0; $\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_p}$; = konstant.

b) „ „ „ „ $\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_p}$; ε_0 = konstant.

In Fig. 7 ist ε (Frequenz 1000 Sec^{-1}) als Funktion des Anoden-

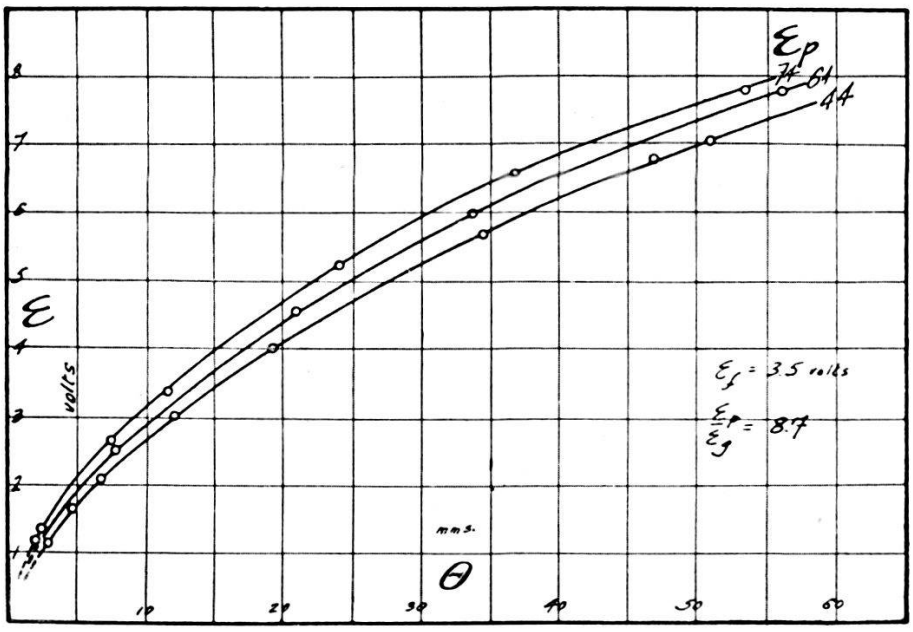

Fig. 7.

stromes δi_p aufgetragen, womit der Zusammenhang zwischen Anodenstrom und Messpannung gegeben wird. ($33^1/_3$ mm Skalenausschlag = 0,001 Amp.) Diese Kurven sind typisch für das selbstgleichrichtende Voltmeter, wenn es mit hohen Anodenspannungen arbeitet. Die annähernd *quadratische* Beziehung zwischen ε und δi_p, wie sie die Theorie verlangt, ist offensichtlich. Bis zu welchem Grad wir Übereinstimmung zwischen Experiment und Berechnung erwarten können, möge die folgende Betrachtung zeigen: Unter Benützung der Röhrengleichung haben wir gefolgert, dass der Koeffizient k innerhalb der betrachteten Spannungsgrenzen konstant bleibt. Eine Untersuchung der Charakteristiken von Fig. 4 zeigt die gutbekannte Tatsache, dass der Einfluss des Gitterstromes den Wert von k verkleinert und mit abnehmender Anodenspannung sogar zu Null machen kann. Fig. 5 lässt diese Abweichung von der theoretischen Röhrengleichung sofort erkennen. Der Gitterstrom bewirkt, dass die Kurven konstanten Anodenstromes nach rechts abbiegen, während sie im theoretischen Fall, wie in Fig. 6 dargestellt, geradlinig verlaufen müssten. Dieser Effekt ist aber auf kleine Anodenspannungen beschränkt; für die hier verwendete Röhre spielt er erst bei Anodenspannungen < 15 Volt eine Rolle. Diese Region des abnormalen Verhaltens der Röhrengleichung kommt für das mit Gleichstrom betriebene Röhrenvoltmeter bei Verwendung einer Drei-Elektrodenröhre nicht in Betracht, weil man mit einer solchen ausserhalb dieser Spannungsgrenzen arbeitet. Aber wir müssen diesen Einfluss bei der mit Wechselstrom betriebenen selbstgleichrichtenden Anordnung erwarten, weil ε_p während jeder Niederfrequenzperiode durch den Nullpunkt geht und gleichzeitig Spannungsgipfel der Hochfrequenz in dieser Region liegen können. (Siehe Fig. 6.) Vom theoretischen Standpunkte aus ist es schwierig und wenig dankbar, über diese Gegend anormalen Verhaltens Aussagen zu machen, weil bei diesen kleinen Anoden und Gitterspannungen die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen, Kontaktpotentiale u. dgl. von massgebendem Einfluss werden. Man kann aber leicht einsehen, dass der hier diskutierte Effekt kaum einen Einfluss auf die Kurven von Fig. 7 haben wird. Der grössere Teil des Gleichrichtungsarbeitsgebietes liegt in der Region des normalen Verhaltens, solange hohe Anodenspannungen verwendet werden. Bei kleinen Amplituden der Anodenspannungen wird jedoch der Charakter der Gleichrichtungskurven ein ganz anderer wie aus Fig. 8 zu ersehen ist. Es wird dort der Zusammenhang zwischen ε und δi_p bei kleinen Anodenspannungen ε_p dargestellt. Ein ziemlich unerwartetes und für die Praxis sehr erfreu-

liches Resultat ergibt sich: Man kann eine *lineare* Eichkurve erhalten. Wie die Kurven von Fig. 9 zeigen, lässt sich der Grad der Linearität bedeutend verbessern und sogar über die ganze

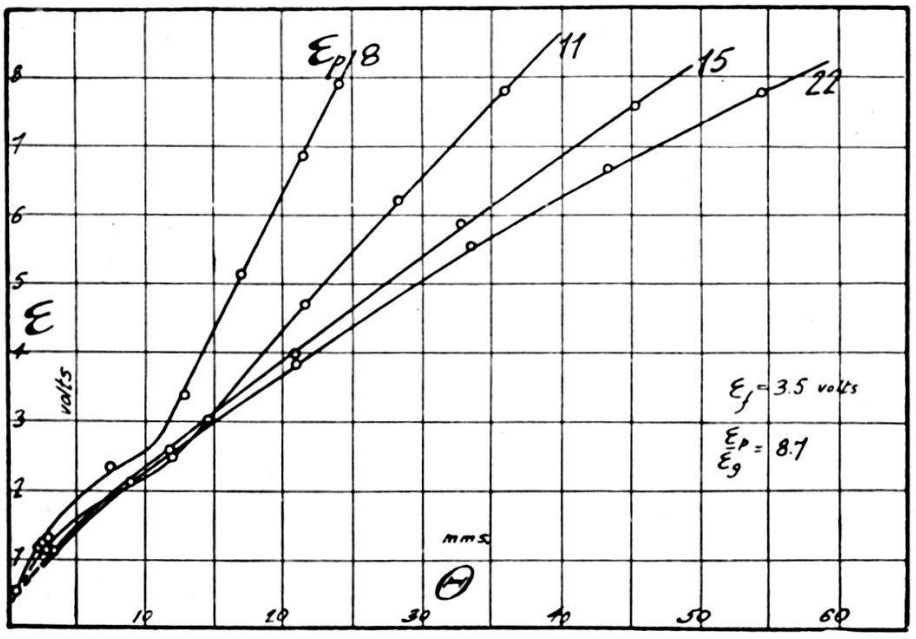

Fig. 8.

Skala des Instrumentes ausdehnen, wenn man Gitter- und Anodenspannungen geeignet wählt. Dieser Gewinn an Bequemlichkeit

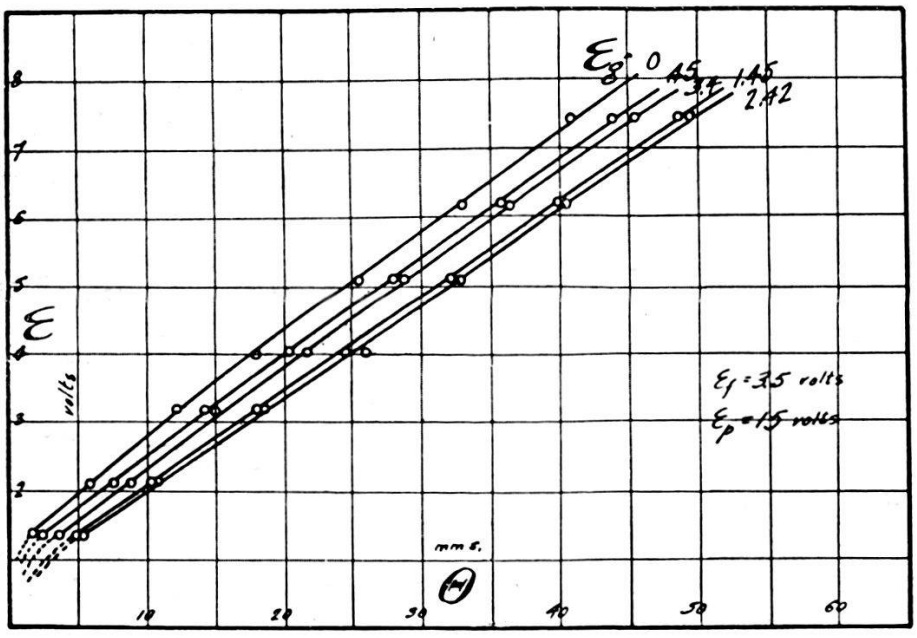

Fig. 9.

und Anwendbarkeit sowohl als der grössere Spannungsbereich mit einer gegebenen Skala sind Vorteile, die gar nicht genügend hoch eingeschätzt werden können.

§ 7. Empfindlichkeit.

Nach der Theorie sollte für eine gegebene Röhre und konstante Bedingungen das selbstgleichrichtende Voltmeter die halbe Empfindlichkeit des Gleichstromvoltmeters haben, weil die negative Hälfte der Niederfrequenzwelle im Anodenkreis verloren geht. (Siehe (25).) Dieser Nachteil wird jedoch mehr als aufgehoben, wenn man die neuesten, sehr verbesserten Röhren mit Separatheizung verwendet, die eine viel höhere Steilheit (6 MA/-Volt) besitzen. Diese Röhren brauchen allerdings einen beträchtlichen Heizstrom (2,2 Amp.), dessen Konstanthaltung bei den gewöhnlich verwendeten Batterien zu Unannehmlichkeiten führen müsste, der aber bei Wechselstromheizung keinerlei Schwierigkeiten bereitet.

§ 8. Frequenzabhängigkeit.

Die Frequenzabhängigkeit, die wir hier untersuchen wollen, ist nicht ein Effekt, der der Elektronenröhre eigen ist, sondern diejenige Frequenzabhängigkeit, die mit der Ersetzung der Batterien durch Wechselstrom verknüpft ist[1]). Aus der oben angegebenen Rechnung folgt, dass Fehler, die von der Frequenz oder vom Phasenwinkel herrühren, mit wachsender Frequenz verschwinden müssen. Das können wir auch direkt aus einer Betrachtung der Arbeitsweise, wie sie in Fig. 6 dargestellt wird, erkennen. Wenn z. B. f nur zehnmal so gross ist wie f_0, dann ist der Effekt des Phasenwinkels praktisch bereits unbedeutend geworden. Denn es kommt um so weniger darauf an, mit welcher Phase die Hochfrequenzwechselspannung im Punkte a (Fig. 6) einsetzt, je mehr Halbwellen der Hochfrequenz auf eine solche der Niederfrequenz fallen. Fig. 10, wo der Anodenstrom δi_p (in mm-Skalenausschlag) als Funktion der Frequenz bei konstanter Messpannung ε dargestellt ist, zeigt, dass das Voltmeter für grössere Frequenzen als 500 Sec^{-1} wirklich frequenzunabhängig ist. Die Spannung ε wurde dabei gemessen und konstant gehalten durch ein separates Gleichstromröhrenvoltmeter von bekannter Frequenzunabhängigkeit. Die Frequenz selber wurde durch Schwebungsvergleich mit Grund- und Oberschwingung von Stimmgabeln gemessen. Es ergibt sich somit, dass die Frequenzabhängigkeit bis etwa $f = 500$ nicht vernachlässigt werden darf. Tatsächlich ist diese untere Grenze von 500 Perioden auch durch

[1]) Eine Reihe von Untersuchungen hat eine Frequenzunabhängigkeit der Detektorwirkung der Hochvakuumröhre bis zu mindestens 10^8 Sec^{-1} ergeben.

andere Gründe gegeben. Bei kleinen Frequenzen kann es nämlich vorkommen, dass die Grundschwingung der Messpannung ε mit Oberschwingung der 50 periodigen Betriebsspannung ε_0 Schwebungen. ergibt. Wenn diese Schwebungen langsam genug sind, schwingt die Nadel des Milliampèremeters in Resonanz mit der Schwebungsfrequenz langsam hin und her. Bei Frequenzen über 500 Sec^{-1} wird dieser Effekt nicht wahrgenommen, weil da die Oberschwingungen des 50 Periodenstromes zu wenig Energie besitzen, um wirksam zu sein. Bei Perioden unter 500 Sec^{-1} aber können diese Oszillationen sich über zwei oder drei Milli-

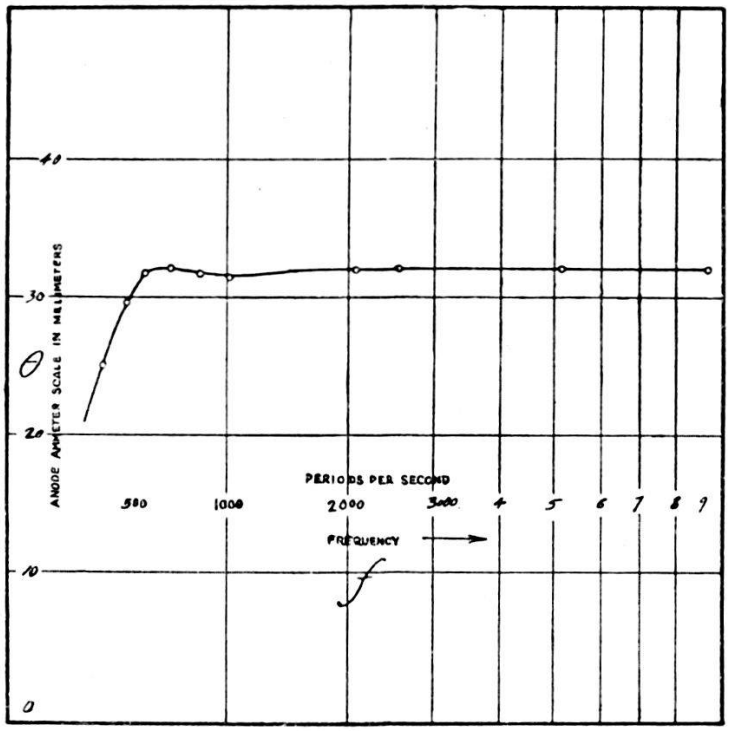

Fig. 10.

meter der Anodenstrom-Milliampèremeter-Skala erstrecken. Dieser Effekt hat jedoch keine praktische Bedeutung, weil er nur bei jenen niederen Frequenzen vorkommt, wo das Instrument wegen seiner Frequenzabhängigkeit sowieso nicht mehr genau arbeitet. Eine scheinbare Frequenzabhängigkeit kann bei diesem Typ von Voltmeter beobachtet werden, wenn nicht geeignete Vorsichtsmassregeln in der Schaltung des Gitterkreises getroffen werden. Wenn die Sekundärwindungen S_3 (Fig. 3a) eine genügend grosse Selbstinduktion haben, so wird ein Teil der zu messenden Spannung im Spannungsabfall $L\,\omega$ der Selbstinduktion verloren gehen und dieser Verlust ändert sich mit der Frequenz. Dieser Effekt kann völlig vermieden werden, wenn man einen Kondensator von

1 bis 2 Mikrofarad parallel der Sekundärseite S_3 anschliesst. Dadurch wird die Niederfrequenz-Gitterspannung ε_g nicht geändert.

Die Frequenzabhängigkeit des oben beschriebenen Röhrenvoltmeters im Bereiche von 500 bis 6.10^{-5} Schwingungen ist geprüft worden durch Vergleich mit einem andern, mit Gleichstrom gespeisten Röhrenvoltmeter von bekannter Frequenzunabhängigkeit. In diesem Versuche ist $2\,\mu F$ Kondensator parallel den Gitterwindungen S_3 der Transformator-Sekundärseite angeschlossen worden, während ein Shuntkondensator parallel den Anoden-Sekundärwindungen nicht notwendig zu sein schien. Die Resultate sind in logarithmischer Darstellung in Fig. 10a auf-

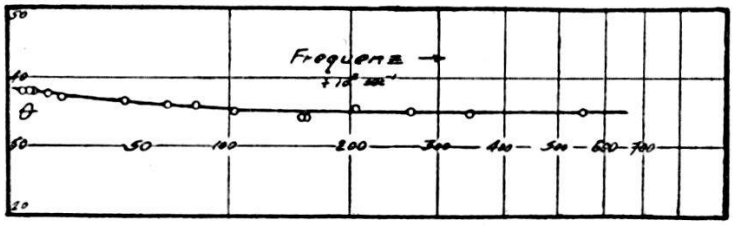

Fig. 10a.

gezeichnet. Der Ausschlag ist innerhalb des experimentellen Fehlers für Frequenzen zwischen 50.10^3 und 600.10^3 Sec^{-1} unabhängig von der Frequenz, während die Ablesungen im Gebiete der niederen Hörfrequenzen etwas höher sind.

In diesem Gebiet wird man auf Schwierigkeiten stossen, sobald man die Spannung an einer sehr grossen Selbstinduktion (mit Eisenkern) zu messen wünscht. Denn wenn diese Selbstinduktion genügend gross ist, wird sie eine Phasenverschiebung zwischen Gitter- und Anodenspannung hervorbringen und damit die Messung unzuverlässig machen. Die kleine Frequenzabhängigkeit im Hörfrequenzgebiet in Fig. 10a ist wahrscheinlich auf einen solchen Effekt zurückzuführen. Man müsste daher die Selbstinduktion durch eine Kapazität überbrücken oder das am Schluss erwähnte Audionvoltmeter benützen.

§ 9. Einfluss von Schwankungen der Betriebswechselstromquelle auf die Empfindlichkeit.

Es interessieren uns hier zwei wesentlich verschiedene Arten von Spannungsschwankungen des verwendeten Lichtwechselstromes. Da sind einmal jene Schwankungen, die sich über eine verhältnismässig lange Zeitperiode hinstrecken. Diese sind hier unwesentlich, denn jeder Fehler dieser Art wird einfach durch

die Nulleinstellung eliminiert. Neben diesen langsamen Schwankungen gibt es aber noch kleine Spannungsänderungen, die in jedem Lichtnetz beobachtet werden können und die eine kleine Periode von der Grössenordnung von etwa 5 Sekunden haben. Die Folgen dieser Schwankungen von ε_0, die in einem Intervall liegen, das mit der Ablesezeit des Messinstrumentes vergleichbar ist, müssen offenbar untersucht werden.

Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit des selbstgleichrichtenden Voltmeters von Spannungsschwankungen des Lichtnetzes beruht auf zwei Punkten: a) Änderungen der Steilheit der Kennlinie, hervorgerufen durch die kleinen Änderungen im Heizstrom; b) Änderungen des Durchgriffs D, hervorgebracht durch Schwankungen der Spannungen ε_p und ε_g[1]).

Wir wollen diese beiden Änderungen experimentell getrennt

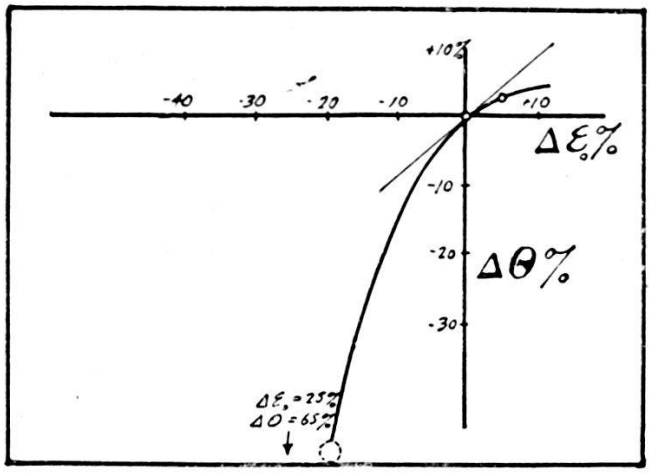

Fig. 11.

$\varepsilon_g = 3{,}23 \quad \varepsilon_p = 20{,}0 \quad \varepsilon = 6{,}3.$

untersuchen. Dass der erste Einfluss von überwiegender Bedeutung ist, kann aus der Kurve von Fig. 11 ersehen werden. Dort stellt $\Delta\,\Theta\%$ die prozentuale Änderung des Anodenstromes (und daher die scheinbare Grösse von ε) dar. $\Delta\,\varepsilon_0$ % ist die prozentuale Änderung der Heizspannung, welche mit Hilfe des Heizwiderstandes variiert wurde. (ε_p, ε_g und ε bleiben während dieses

[1]) Es ist hervorzuheben, dass diese beiden Einflüsse rein experimentelle Gründe haben, denn die Charakteristik sollte gemäss der Theorie gegenüber kleinen Schwankungen im Heizstrom unempfindlich sein, vorausgesetzt, dass das Arbeitsgebiet weit genug vom Sättigungsstrom entfernt liegt. (Diese Bedingung ist hier erfüllt.) Ferner wird der Faktor D als eine geometrisch gegebene und innerhalb der gegebenen Spannungsgrenzen konstante Grösse betrachtet Keine dieser beiden Annahmen ist jedoch experimentell genau erfüllt. Dieser Effekt wird diskutiert von H. G. Möller, Die Elektronenröhre, 2. Auflage, Seite 17.

Versuches konstant.) Wir bemerken, dass beim Nullpunkt, der den normalen Arbeitspunkt darstellt, eine Änderung von 1% der Lichtnetzspannung ε_0 einen Fehler von 0,9% der Eichung verursacht, allein deshalb, weil der Heizstrom sich ändert.

Die Grösse des Fehlers, der von der zweiten Ursache herrührt, d. h. von der Inkonstanz des Durchgriffs, wird durch die Kurve in Fig. 12 dargestellt. Dieselbe ist erhalten worden durch Veränderung der Lichtnetzspannung ε_0 unter Konstanthaltung des Heizstromes und der Messpannung ε. In diesem Fall verursacht eine Spannungsschwankung des Lichtnetzes um 1% einen Fehler von nur 0,15% in der Eichung. Die Änderungen des Heizstromes sind somit offenbar die bedeutendste Fehlerquelle,

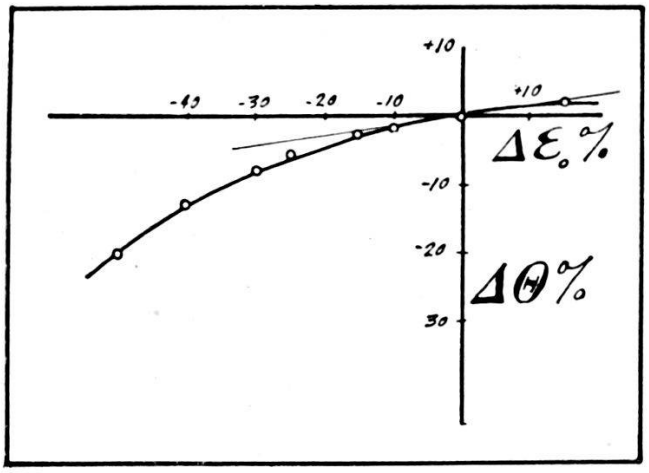

Fig. 12.

$\varepsilon_g = -3{,}23$ normal $\varepsilon_p = 20{,}0$ normal $\varepsilon = 6{,}3$.

die durch Lichtspannungsschwankungen hervorgerufen wird. Glücklicherweise kann diese Schwierigkeit fast vollständig behoben werden durch Verwendung von Röhren mit separatem Heizelement. Das massive Porzellanrohr, das als Träger für die Emissionsoberfläche dient, hat eine sehr vorteilhafte dämpfende Wirkung auf die Folgen der Spannungsschwankungen. Der Heizkörper braucht hier nämlich volle 35 Sekunden vom Moment des Stromschlusses an, bis er seine normale Emission erreicht hat. Die Kurve in Fig. 13 wurde erhalten durch Veränderung aller niederfrequenten Spannungen (ε = konstant), einschliesslich derjenigen des Heizkörpers; dabei erfolgten die Ablesungen immer ca. 5 Sekunden nach der Änderung der Spannungen. Eine Schwankung von 1% in der Lichtnetzspannung ruft hier einen Fehler von 0,37% in der Eichung hervor. Wir können daraus schliessen, dass der Fehler des mit Wechselstrom getriebenen

Voltmeters, der von Schwankungen der Wechselspannung des Lichtnetzes herrührt, sicherlich kleiner ist als ½%. Denn nach Beobachtungen sind die kurzperiodigen Schwankungen der Lichtnetzspannung von der Grössenordnung 1%.

Dies zeigt, dass im ganzen für diese Art des Voltmeters im Vergleich zum Gleichstromvoltmeter, bei dem mehr als eine Batterie gebraucht wird, eine *grössere Genauigkeit* erreichbar ist. Denn

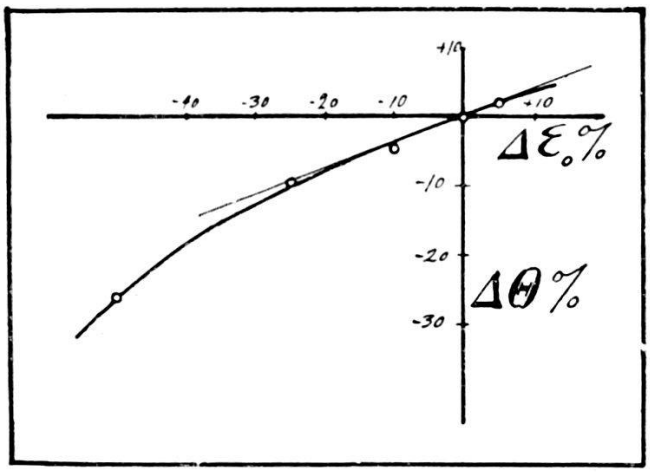

Fig. 13.
$\varepsilon_g = -3{,}23$ normal $\varepsilon_p = 20{,}0$ normal $\varepsilon = 6{,}3$.

die Untersuchungen ergaben für irgend eines jener bloss approximativen Kompensationssysteme für die eingangs beschriebene Reproduzierbarkeit der Eichung meist Fehler von der Grösse von 3% und nur sehr selten bloss 1%.

§ 10. Der Wellenformfehler des mit Wechselstrom betriebenen Voltmeters.

Wenn wir unser Voltmeter theoretisch auf den Einfluss von Wellenformfehlern untersuchen, so finden wir, dass letzteres unverändert bleibt beim Ersatz der Batterien durch Wechselstrom. Sobald nämlich eine quadratische Beziehung zwischen Anodenstrom und Gitterspannung angenommen wird, wie das für ein von Wellenformfehlern freies, mit Gleichstrom gespeistes Voltmeter gilt, so finden wir, dass die Empfindlichkeit des Wechselstromröhren-Voltmeters gleicherweise unabhängig ist von der Wellenform. Diese Feststellung hat hier jedoch wenig praktische Bedeutung, weil der Wellenformfehler stark von der Form der Anodenkennlinie abhängt und wir keine Gleichung besitzen, die uns die Verhältnisse in der anormalen Region darstellt.

Es gibt nun mindestens zwei bequeme Methoden, um ein Röhren-Voltmeter auf Wellenformfehler zu untersuchen. Wir können die Ausschläge messen, wenn an das Instrument eine Spannung von Sinusform angelegt wird, und ebenso für eine nicht sinusförmige Wellenform, deren Oberschwingungen genau bekannt sind. Damit erhalten wir eine Vorstellung von der Grösse des Fehlers. Das eben beschriebene Verfahren ist hauptsächlich wertvoll, um verschiedene Schaltungen und Schaltungsbedingungen miteinander zu vergleichen, weil der Experimentator beim Gebrauch des Röhrenvoltmeters im allgemeinen nur sehr wenig über die Anzahl und Amplituden der Oberschwingungen des zu messenden Stromes wissen wird.

Andererseits können wir auch einen verzerrten Wechselstrom an das zu prüfende Voltmeter anlegen und den Unterschied des Ausschlages feststellen, der durch Umtausch der Pole verursacht wird. Es ist dabei allerdings möglich, dass auch eine verzerrte Wellenform einmal keinen Unterschied im Ausschlag beim Polwechsel hervorruft. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch sehr klein und für eine bestimmte Wellenform auf einen kleinen Teil der Voltmeterskala beschränkt. Diese zweite Methode besteht also aus einem einfachen Vergleich und ist entschieden experimentell leichter auszuführen als die erste oben angegebene. Alle Angaben dieser Arbeit sind mit dieser zweiten Methode geprüft worden, durch Vergleich mit den Resultaten eines Gleichstromröhrenvoltmeters mit ausserordentlich guter quadratischer Form der Anodenkennlinie [1] [2]. Die Resultate vieler Beobachtungen zeigen mit Sicherheit, dass das mit Wechselstrom gespeiste Röhrenvoltmeter eine hervorragende Freiheit von Wellenformfehlern zeigt. Die durch Umpolen bewirkten Ausschlagsunterschiede waren stets kleiner als diejenigen bei dem mit Gleichstrom betriebenen Instrument, trotz der streng quadratischen Form der Arbeitskurve des letztern. Die Schwierigkeiten, die Gründe hierfür einzusehen, werden noch dadurch vergrössert, dass die Röhrengleichung in der anomalen Region völlig unbekannt ist. Eine Betrachtung des Gleichrichtungsprozesses eines gewöhnlichen Anodengleichrichters (Fig. 1) ergibt jedoch eine plausible Erklärung. Qualitativ können wir folgendes sagen: Wenn die Anodenkennlinie vom quadratischen Charakter abweicht, so werden die Ober-

[1] Untersuchungen an Röhrenvoltmetern von C. G. Suits, 1. Teil, Fig. 10b.

[2] Es ist zweckmässig, beim Gebrauch eines Röhrenvoltmeters stets einen Umschalter zwischen Oszillator und Voltmeter anzubringen, der gestattet, die Pole zu wechseln.

schwingungen kleiner Amplituden nicht in gleicher Weise gleichgerichtet wie die Grundschwingung, was eben einen Wellenformfehler bedingt. Beim Wechselstrom-Röhrenvoltmeter jedoch, das bei

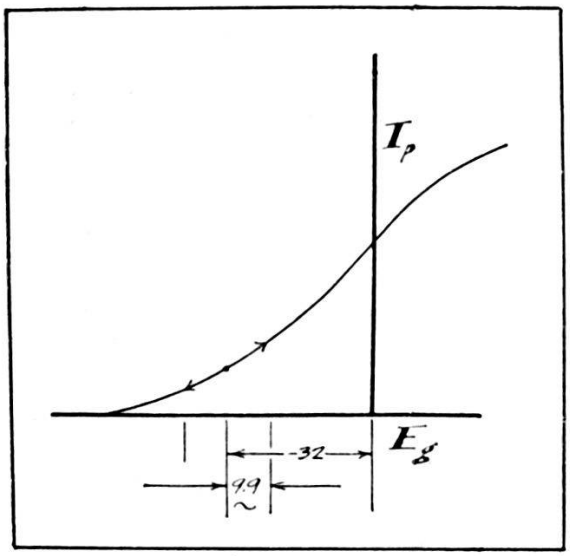

Fig. 14.

niedrigen Spannungen arbeitet, ändert sich die Anodenkennlinie während der Niederfrequenzperiode kontinuierlich. (Siehe Fig. 4 und 5.) Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teil der Hochfrequenz-

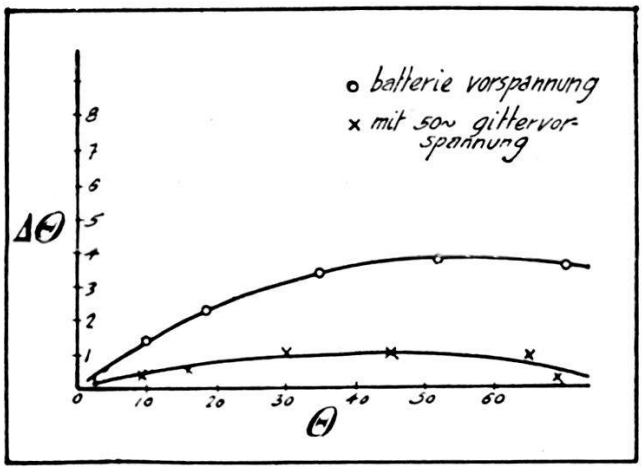

Fig. 15.
$E_p = 90$ $E_g = -32{,}0$ $I_f = 0{,}5$.
Radiocorporation $CX-371$.

welle immer auf denselben Teil der Anodenkennlinie beschränkt ist, ist damit äusserst klein. Es möge im folgenden gezeigt werden, dass dieser mittelnde Effekt vorteilhaft zur Elimination von Wellenformfehlern verwendet werden kann.

Im folgenden Experiment wurde ein Gleichstrom-Röhrenvoltmeter verwendet und eine 50 Periodenwelle (7 Volt Wechselstrom, resp. 9,9 Volt Scheitelspannung) über die Gittervorspannung von -32 Volt überlagert (Fig. 14). Eine verzerrte Wellenform, erhalten durch Überbeanspruchung eines kleinen Röhrenoszillators (2000 Sec^{-1}) wurde an das Voltmeter angelegt und die Ausschlagsdifferenz $\Delta\,\Theta$, wie sie durch Umpolen gefunden wurde, für verschiedene Punkte der Voltmeterskala bestimmt. Die gleiche Messung wurde dann ohne die zusätzliche Niederfrequenz-Gittervorspannung wiederholt. Die Resultate sind in Fig. 15 aufgetragen, und zwar der mittlere Ausschlag des Voltmeters als Abszisse und die Ausschlagsdifferenz $\Delta\,\Theta$ als Ordinate. Daraus lässt sich leicht ersehen, dass die überlagerte Wechselspannung den Wellenformfehler wesentlich vermindert.

§ 11. Wirksamer Widerstand des selbstgleichrichtenden Voltmeters.

Der Widerstand eines Röhrenvoltmeters besteht aus drei Teilen:

1. dem kapazitiven Widerstand, der von den Elementen der Röhre und des Sockels herrührt;
2. der Wechselstromimpedanz, die der Röhre wegen des Gitterstromes eigen ist (isoliert gedacht von der geometrischen Kapazität der Anordnung);
3. dem Gleichstromwiderstand, der von Isolierfehlern herrührt.

In allen gewöhnlichen Fällen können wir (3) gegenüber den andern Faktoren vernachlässigen. Die Wechselstromimpedanz unter (2) ist in all den Fällen von Wichtigkeit, in denen ein Gitterstrom fliesst und die Frequenz klein ist. Der kapazitive Widerstand (1) spielt bei Hochfrequenz eine Rolle, und kommt bei Niederfrequenz nur in Betracht, falls der Gitterstrom gleich Null ist oder also die Wechselstromimpedanz (2) sehr gross ist.

Eine Betrachtung des Arbeitsdiagrammes (Fig. 6) ergibt, dass ein grosser Teil der Hochfrequenzwellen im Gebiet des Gitterstromes liegt, wenn das Voltmeter bei kleinen Anodenspannungen arbeitet, und dies muss gerade der Fall sein, falls wir eine lineare Eichkurve wünschen.

Der wirksame Widerstand Z unseres Voltmeters konnte experimentell in folgender Weise erhalten werden. (Siehe Fig. 16.)

Zuerst wurde die Wechselstromimpedanz (2) durch Feststellung der totalen Impedanz bei 2000 Perioden gemessen. Bei dieser Frequenz lässt sich der kapazitive Widerstand vernachlässigen, weil (2) verhältnismässig klein ist. Der Strom, der dem Instrument zufliesst, wird durch den Spannungsabfall V_2 gemessen,

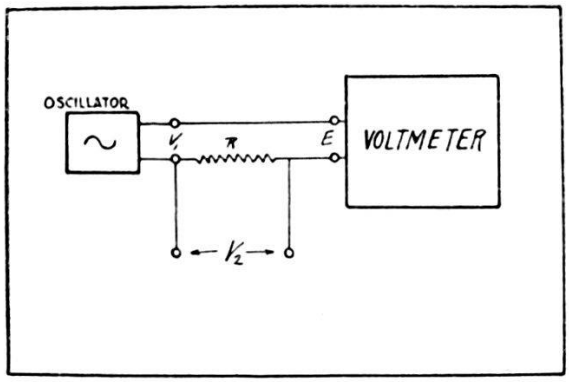

Fig. 16.

der im Widerstand R hervorgebracht wird[1]). Die tatsächliche Spannung E an den Polen des Voltmeters wird als Differenz von V_2 und V_1 erhalten. Wir können dann den unter (2) genannten Widerstand ausrechnen aus

$$R_2 = \frac{V_1 - V_2}{V_2} R .$$

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von Werten, die nach dieser Methode erhalten wurden, zusammengestellt.

Röhre	V_1	V_2	ε_p	ε_g	R_2 in Ω
Tel. R. E. V.	12.7	4.0	15	7.2	38,000
2204	12.7	4.0	10	4.8	38,000
	12.7	3.45	6	2.7	46,600
	12.7	3.5	15	2.4	45,700
	12.7	4.2	20	3.2	35,000
	12.7	4.1	40	6.5	36,400
Tel. 354	7.0	2.7	90		28,000

Löwe-Gitterwiderstand $R = 17{,}400\ \Omega$.
$f = 2000\ \mathrm{Sec}^{-1}$.

[1]) Hier ist ein Voltmeter vom Audiontyp mit isoliertem Gitter notwendig, weil im Gitterkreis des zu untersuchenden Voltmeters ein Gleichstrom fliesst.

Der wirksame Widerstand bei dieser Frequenz scheint bei ca. 50,000 Ohm zu liegen. Eine einfache Rechnung zeigt, dass die so bestimmte Grösse (2) die Wechselstromimpedanz der Röhre darstellt. Denn unter keinen Umständen könnte der kapazitive Widerstand bei dieser Frequenz von dieser Grösse sein[1]). Weil der Stromverbrauch im wesentlichen durch den Gitterstrom bedingt ist, können wir etwas günstigere Bedingungen dadurch erhalten, dass wir ein empfindlicheres Anodenstrom-Milliampèremeter verwenden; denn in diesem Fall ist ein kleinerer Gitterstrom notwendig. Doch bleibt die Tatsache bestehen, dass bei diesen Typen von Voltmetern ein Gitterstrom fliessen muss, und dass die Impedanz, die von ihm herrührt, stets von der angege-

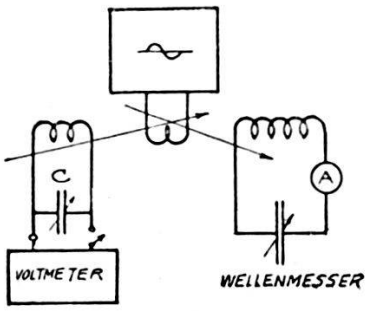

Fig. 16a.

benen Grössenordnung bleiben wird. Bei hohen Frequenzen sind die Bedingungen jedoch sehr günstige, denn 100,000 Ohm Wechselwiderstand (im Messbereich des Voltmeters unabhängig von der Frequenz) entsprechen bei 10^6 Perioden einer Kapazität von 1,6 $\mu\mu F$, und das ist im Vergleich zur Röhrenkapazität ein kleiner Wert.

Der kapazitive Widerstand ist also der massgebende Faktor bei Hochfrequenz.

Man kann (1) auch messen durch Substitution der Kapazität nach der Schaltung in Fig. 16a. Zuerst wird Resonanz erhalten (was durch den Wellenmesserausschlag angegeben wird) ohne das Voltmeter im Versuchskreis. Als wirksame Kapazität bei der benutzten Frequenz wird die Differenz ΔC betrachtet, die notwendig ist, um wieder Resonanz herzustellen, wenn das Voltmeter

---

[1]) Die Kapazität des Voltmeters mit kaltem Heizdraht, gemessen in einer Seibtbrücke, beträgt ca. 55 $\mu\mu F$.

in den Kreis eingeschaltet ist. Eine Reihe von Werten, die auf diese Weise erhalten wurden, sind nachfolgend aufgezeichnet.

Wellenlänge in m	Scheinbare Kapazität in $\mu\mu F$
550	55
870	55
1080	55
1450	64
2000	72

Wir haben die effektive Kapazität (1) gemessen, indem wir die totale Impedanz bei hoher Frequenz feststellten und erhielten die von der Frequenz unabhängige Grösse (2) durch Messung der totalen Impedanz bei Niederfrequenz. Aus diesen beiden Messungen können wir schliessen, dass das Voltmeter als Schaltelement betrachtet, einer Kapazität von $55\ \mu\mu F$ gleichwertig ist, die durch einen Widerstand von 50,000 Ohm geshuntet wird.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um die Möglichkeit festzustellen, das Röhrenvoltmeter zugleich als Gleichrichter für die notwendigen Betriebsspannungen zu gebrauchen und damit jegliche Batterie zu vermeiden. Es sind alle Punkte geprüft worden, die von Einfluss auf den Gebrauch dieser neuen Voltmeterart sein können. Die Resultate lassen sich kurz wie folgt zusammenfassen:

1. *Frequenzgrenzen.* Nach der Theorie existiert eine Frequenzabhängigkeit, die mit wachsender Frequenz verschwindet. Experimentell ist diese Frequenzabhängigkeit von Einfluss für $f < 500\ \text{Sec}^{-1}$. Ebenso treten Schwebungen zwischen den in der Schaltung vorhandenen Frequenzen nur unterhalb derselben Grenze auf.

2. *Phasenwinkel.* Für Frequenzen, die gleich oder ähnlich derjenigen der Betriebsstromquelle des Voltmeters sind, werden die Ausschläge eine Funktion des Phasenwinkels; auch diese Abhängigkeit verschwindet mit steigender Frequenz.

3. *Empfindlichkeit.* Sie ist praktisch gleich der des gewöhnlichen Röhrenvoltmeters.

4. *Wirksamer Widerstand.* Dieser ergibt sich in seiner Wirkung gleich einem Ohm'schen Widerstand oder ca. 50,000 Ohm parallel geschaltet einer Kapazität von ca. 55 $\mu\,\mu F$. Dieser niedere Widerstand, der von der Wechselstromimpedanz der Röhre herrührt, kann nur bei niederen Hörfrequenzen als Nachteil angesehen werden. Bei hohen Frequenzen überwiegt der kapazitive Widerstand (ca. 50 cm) bei weitem und trägt den grössten Teil zum totalen Widerstand bei allen Typen von Röhrenvoltmetern bei.

5. *Wellenformfehler.* Dieser ist ausserordentlich klein und der Vergleich mit einem Gleichstrom-Röhrenvoltmeter mit einer guten quadratischen Form der Anodenkennlinie fällt zugunsten des neuen Instrumentes aus.

6. *Reproduzierbarkeit der Eichung.* Die Betriebsspannungen können sämtliche durch eine einzige Widerstandseinstellung leicht reproduziert werden. Die Eichung hängt somit nur von der Änderung der Röhreneigenschaften mit der Zeit ab.

7. *Form der Eichkurve.* Im Gegensatz zu der quadratischen Eichkurve beim Gleichstrominstrument kann hier ein linearer Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Anodenstrom erhalten werden.

8. *Einfluss von Netzspannungsschwankungen.* Der davon herrührende Fehler ist kleiner als 0,5%.

Wir dürfen also schliessen, dass das Wechselstromvoltmeter gegenüber dem mit Gleichstrom betriebenen eine Reihe von Vorteilen hat:

a) Es sind keine Batterien notwendig.
b) Der Wellenformfehler ist klein.
c) Es lässt sich eine lineare Eichkurve erhalten.
d) Die Reproduzierbarkeit der Erziehung ist leicht möglich.

Dem gegenüber bestehen folgende Nachteile:

a) Frequenzabhängigkeit unterhalb 500 Perioden.
b) Bei Hörfrequenzen ist der Widerstand vermindert.

Bei hohen Frequenzen werden die Einwände a und b wirkungslos. Es besteht kein Zweifel, dass dieses neue Instrument als Hochfrequenzvoltmeter vorzügliche und schätzenswerte Qualitäten besitzt.

Über den praktischen Gebrauch des Instrumentes sind vielleicht noch einige Bemerkungen am Platze: das Voltmeter ist sehr einfach in Betrieb zu setzen und erfordert keine speziellen Apparate. Infolge der Abwesenheit von Wellenformfehlern ist es nicht notwendig, eine grössere Zahl von Röhren auf ihre Charakteristik zu untersuchen, was eine sehr mühsame, aber für das

Gleichstromvoltmeter notwendige Arbeit ist, sobald es auf Freiheit von Wellenformfehlern ankommt. Ferner bleibt das Anodenstrom-Ampèremeter ebenso ruhig, wie wenn Batterien die Betriebsspannung liefern würden.

Es bleibt noch die interessante Möglichkeit, das Instrument als Phasenmesser zu verwenden, ferner auch die Anwendung dieser Selbstgleichrichtung auf die Audionschaltung, den Zweiphasengleichrichter und die Vier- und Fünfelektrodenröhre mit ihren vielen Schaltungsmöglichkeiten. Darüber soll eine spätere Abhandlung berichten.

Herrn Prof. Dr. P. Scherrer möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen für sein Interesse und die ständige Unterstützung, die er mir bei der Ausführung dieser Arbeit zuteil werden liess.

Zürich, Physik. Institut der Eidg. Techn. Hochschule.

Über den zeitlichen Verlauf des Zündvorganges bei der Glimmentladung

von **F. Tank** und **K. Graf.**

(14. I. 29.)

Zusammenfassung: Der zeitliche Verlauf des Zündvorganges an Neon-Glimmlichtröhren wird mit Hilfe des Helmholtz'schen Pendels aufgenommen. Die erhaltenen Kurven lassen eine bestimmte „Verzögerungszeit" und, nach Ablauf derselben, einen fast unvermittelten Übergang in die stationäre Glimmentladung erkennen. Die Erscheinung wird durch die Annahme von Raumladungen interpretiert, die während der „Verzögerungszeit" sich ausbilden.

Durch die Arbeiten Rogowsky's[1]) haben die geläufigen Anschauungen vom Einsatz der selbständigen elektrischen Entladung ganz neue Gesichtspunkte erhalten. Rogowsky weist nach, dass den positiven Ionen nicht die Rolle zukommen kann, die die Townsend'sche Theorie ihnen zuschreibt, sondern dass unter Umständen sowohl die Zeit vom Anlegen der Spannung bis zum Beginn des Durchschlages (Funkenverzögerung) als auch der zeitliche Ablauf des Durchschlages selbst so ausserordentlich kurz ist, dass die positiven Ionen wegen ihrer grossen Trägheit gar nicht ins Spiel kommen können.

Die prinzipielle Bedeutung von Rogowsky's Feststellungen veranlasste uns, Versuche mit ähnlichem Ziel nach einer ganz andern Methode zu unternehmen. Wir wählten dazu eine Entladungsform, die bei sehr niederen Spannungen einsetzt, nämlich die Glimmentladung in Edelgasen. Die Konstanz und Reproduzierbarkeit dieser Entladungsform ist sehr bemerkenswert. Die zur Verwendung kommenden niederen Spannungen ermöglichen nicht nur eine bequeme und genaue Messung des Spannungswertes, sondern sie bedingen vor allem geringere Geschwindigkeiten der Elektronen und positiven Ionen, sodass ein zeitlich viel langsamerer Ablauf des ganzen Phänomens zu erwarten ist. So beträgt z. B. für Helium von 7,5 mm Druck bei einem Elektrodenabstand von 2 cm die Entladungsspannung 200 Volt. Daraus

[1]) W. Rogowsky, Archiv für Elektrotechnik **16**, 496, 1926; **20**, 99, 1928. W. Rogowsky, E. Flegler und R. Tamm, Arch. f. Elektrotech. **18**, 504, 1927. W. Rogowsky und R. Tamm, Arch. f. Elektrotech. **20**, 625, 1928. R. Tamm, Archiv f. Elektrotech. **19**, 235, 1928.