

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 2 (1929)  
**Heft:** VI

**Artikel:** Über die Fehler der Scheitelspannungs-Messung vermitteltst  
röhrengleichgerichtetem Kondensatorstrom  
**Autor:** König, Hans  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-109453>

### **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:** 05.04.2026

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

## Über die Fehler der Scheitelspannungs-Messung vermittelt röhrengleichgerichtetem Kondensatorstrom<sup>1)</sup>

von Hans König.

(1. X 1929.)

**Zusammenfassung:** Den Werten für die Scheitelspannung bei Messung derselben mit röhrengleichgerichtetem Kondensatorstrom haften gewisse, oft beträchtliche Fehler an. Es wird gezeigt, dass der von dem Gleichrichter herführende Anteil an den Fehlern soweit eliminiert werden kann, dass das Verfahren zu genauester Messung an mässig verzerrten, sowie technisch genauer Messung an stark verzerrten Spannungen über 100 V verwendbar ist. Ferner wird für technische Genauigkeit eine Abart des Verfahrens angegeben, bei der die Frequenzmessung umgangen wird.

### Einleitung und Problemstellung.

Bei ihren Untersuchungen über die Kugelfunkenstrecke bedienten sich CHUBB und FORTESCUE (1) einer Vergleichsmethode, die in folgendem besteht: Sorgt man dafür, dass der in Fig. 1 a

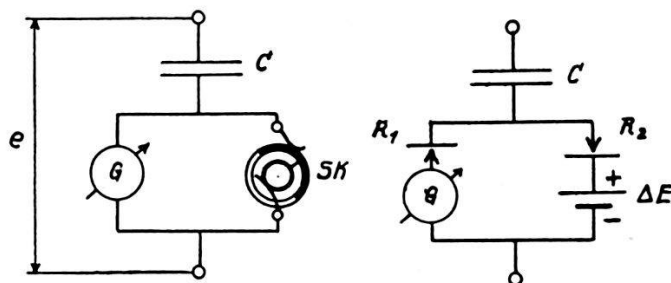


Fig. 1 a.

Fig. 1 b.

Entwicklung des CH-Verfahrens.

durch  $C$  fließende Strom in der einen Richtung durch das Galvanometer  $G$ , in der andern Richtung mit Hilfe eines mit der auf ihren Scheitelwert hin zu untersuchenden Wechselspannung  $e$  synchron laufenden Kontaktes  $SK$  an  $G$  vorbei geleitet wird, wobei die Umlenkung im Augenblick des Nulldurchganges des Stromes bzw. des Scheiteldurchganges der Spannung zu erfolgen

<sup>1)</sup> Dissertation Bern 1929 (für den Druck leicht gekürzte Fassung). Siehe auch kurze vorläufige Mitteilung H. P. A. II, 152, 1929.

hat, so entspricht der Ausschlag an  $G$  dem pulsierenden Gleichstrom

$$I = \nu \cdot \int_{(e=S_-)}^{(e=S_+)} C \cdot \frac{de}{dt} dt = \nu \cdot C (S_+ - S_-)$$

( $\nu$  = Frequenz). In der Folge soll stets die praktisch gerechtfertigte Annahme getroffen werden, dass die Spannungswellen symmetrisch, d. h. von geradzahligen Harmonischen frei seien. Die negative Halbwelle ist dann der positiven um  $\tau/2$  verschoben und an der Achse gespiegelten Halbwelle gleich. Dann gibt es nur *einen* Scheitelwert  $S_+ = -S_- = S$ , also

$$S = \frac{I}{2\nu C}. \quad (1)$$

Das Elegante an diesem Verfahren ist die Umwandlung der Scheitelspannungsmessung in eine Gleichstrommessung.

Von WHITEHEAD und GORTON (2) wurde der Synchronkontakt durch zwei parallel geschaltete, entgegengesetzt arbeitende Quecksilberdampfgleichrichter und letztere später von CHUBB (3) durch Elektronenröhren ( $R_1$  und  $R_2$  in Fig. 1b) ersetzt. Schliesslich erhielt das Verfahren durch die Firma E. Haefely (HESS, WELTER) (4) (4b) eine den Bedürfnissen der Prüffeldpraxis angepasste Form. Neben besonderer Durchbildung des Messkondensators (4a) und der Wechselstromheizung weist die Schaltung eine Hilfsspannung  $\Delta E$  (von einigen Volt) auf (Fig. 1b), welche einen Nullstrom im Kreise  $R_1 R_2 \Delta E G$  (daran erkenntlich, dass auch bei  $e = 0$   $G$  einen Ausschlag zeigt) unterdrückt und damit die Arbeitsgebiete der beiden Röhren vollständig trennt. In dieser Form wollen wir das Messverfahren in der Folge als Chubb-Haefely-Verfahren, abgekürzt CH-Verfahren, bezeichnen.

Es ist klar, dass der Ersatz des mechanischen Kommutators durch die elektrischen Ventile die Handlichkeit des Verfahrens ausserordentlich erhöht, zugleich aber die Einführung einer komplizierten Fehlerquelle bedeutet. Ihrem Studium und ihrer Behebung bei technischen Frequenzen bis zu Spannungen von 150 kV ist die vorliegende Arbeit gewidmet.

In den Arbeiten (3) (5), welche sich mit derselben Frage befassen, ist die Genauigkeit der Prüfung durch die Wahl der Kugelfunkenstrecke als Normalmethode auf bestenfalls 2<sup>0</sup>/<sub>00</sub> beschränkt; die Abweichungen zwischen den Resultaten der beiden Methoden sind wenig grösser als diese Fehlergrenze. Die praktische Eignung des Verfahrens ist jedenfalls damit sichergestellt.

Interessant ist der Kunstgriff, mit welchem CHUBB und FORTESCUE (1) den Einfluss der Schaltkapazität  $K_0$  des Gleichrichters (Erklärung dieser Grösse siehe I. Teil) ausschalteten. Schutzring des Messkondensators, Hülle von Messleitung und Gleichrichter waren leitend verbunden und über einen Widerstand ( $R'$ ) an Erde gelegt, wobei ( $C'$  = Kapazität des Hochpols gegen den Schutzring,  $R$  = (konstanter) Widerstand des Gleichrichters)  $R'C' = RC$  gewählt wurde. Die Ladeströme durch  $K_0$  waren demnach stets gleich Null.

Die Patentschrift (4b) zieht Fehler infolge  $\Delta E$  und  $K_0$  in Erwägung und enthält einige zum Teil unrichtige Vorschläge zur teilweisen Behebung derselben.<sup>1)</sup>

Es fehlt, wie aus obigem hervorgeht, keineswegs an Versuchen, die Fehler des Gleichrichters zu bekämpfen. Da mir jedoch keiner der Vorschläge den Kern des Problems zu treffen scheint, wird hier die Frage erneut aufgeworfen, die (angenäherte) Theorie der Fehler der Gleichrichtung aufgestellt und mit Hilfe einer sehr genauen Prüfmethode auf ihre Richtigkeit hin untersucht.

Eine Zusammenstellung der möglichen Fehlerquellen findet sich am Anfang des II. Teils.

Es sei noch erwähnt, dass das CH-Verfahren bisher nur bei Hochspannung Verwendung fand. Ferner wird in allen Arbeiten dessen Unbrauchbarkeit bei Kurven mit Zwischenscheiteln (abgekürzt  $ZS$ ) betont und auf die Notwendigkeit einer gelegentlichen Nachkontrolle der Kurvenform mit dem Oszillographen hingewiesen. Es wird sich herausstellen, dass beide Beschränkungen weitgehend aufgehoben werden können.

### I. Teil. Theorie des CH-Verfahrens.

Wir betrachten die Theorie zunächst nur soweit sie sich auf die idealisierte Schaltung von Fig. 2 bezieht. Die dort gezeichneten Ventile sind widerstandsfrei gedacht; dem endlichen und *konstanten* Widerstand in der Durchlassrichtung sei durch  $R$  Rechnung getragen. Die mit den Polen  $H$  und  $F$  *nicht* metallisch

<sup>1)</sup> Dem Verfasser kam nachträglich eine Arbeit von WHITEHEAD und JSSHIKI (11) zu Gesicht, in welcher dasselbe Ziel verfolgt wird. Hier wird bereits  $\Delta E$  zur Unterdrückung des Nullstromes eingeführt. Die in vorliegender Arbeit dargelegte Verwendbarkeit von  $\Delta E$  und  $K_0$  zur weitgehenden Beseitigung der Fehler scheint von den Autoren übersehen worden zu sein. Im wesentlichen wird nur der oben erwähnte Kunstgriff herangezogen; die Fehler infolge  $\Delta E$  werden dadurch nicht beseitigt. (Hochspannung. Prüfmethode: Ersatz des Röhrengleichrichters durch einen mechanischen. Erreichte Übereinstimmung: auf 2<sup>0</sup>/<sub>100</sub> im Mittel. Frage der  $ZS$  nicht gelöst.)

verbundenen Teile der Apparatur, das sind die Messleitung  $M$ , die Heizung der einen und die Anodenleitung der andern Röhre (in der Figur durch eine gestrichelte Linie umschlossen), weisen eine Schaltkapazität  $K_0$  gegen die Umgebung auf, die, wenn man alle Schutzhüllen erdet, zum Gleichrichter parallel liegt. Durch

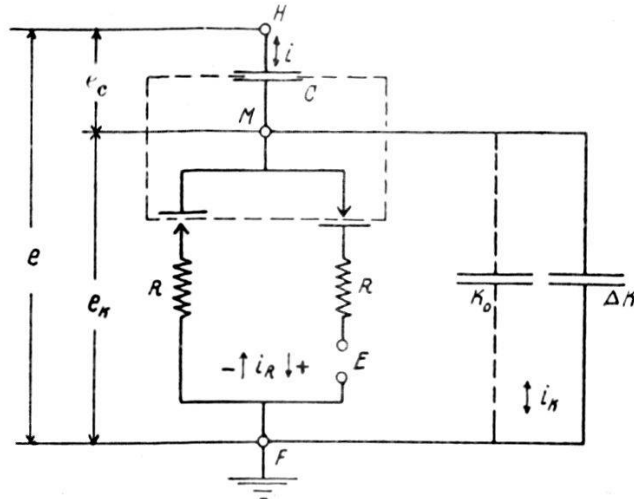


Fig. 2. Idealisierte erweiterte CH-Schaltung.

Zuschalten von  $\Delta K$  werde sie auf  $K$  ( $= K_0 + \Delta K$ ) erhöht. Analytisch wäre unser Problem dasjenige eines Systems von gewöhnlichen linearen Differentialgleichungen 1. Ordnung mit stückweise konstanten Koeffizienten. Von diesem Umstand werden wir Gebrauch machen, zunächst aber anschaulich graphisch vorgehen.

1. Spezialfall:  $R = 0$ ,  $E = 0$ ,  $K$  beliebig.

- a) Keine ZS. Dieser Fall wurde in der Einleitung besprochen.
- b) Fig. 3a. Die Spannungskurve weise ZS, die Stromkurve dementsprechend mehr als zwei Nulldurchgänge auf. Hier zeigt

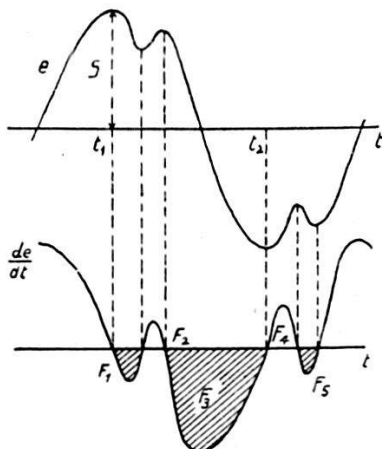


Fig. 3a. Spezialfall 1b.

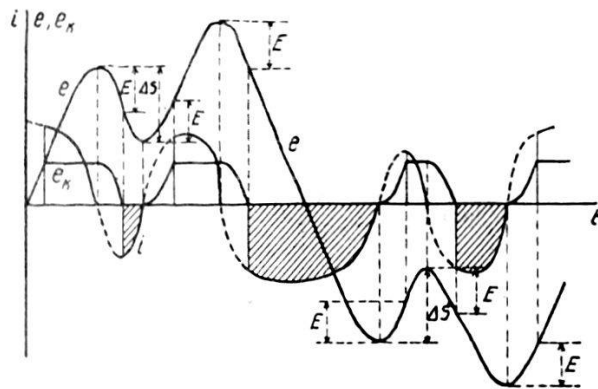


Fig. 3b. Spezialfall 2b.

sich nun, wie CHUBB (3) schon bemerkte, der prinzipielle Unterschied zwischen mechanischer und elektrischer Gleichrichtung. Der mechanischen Kontaktgebung von  $t_1$  bis  $t_2$  entspricht eine Summierung der Flächen, die die Stromkurve mit der Achse einschliesst, unter Berücksichtigung des Vorzeichens, d. h. Ausschlag  $A$  proportional  $F = F_1 - F_2 + F_3$ . Die Röhren aber schicken *alle* auf *einer* Seite der Achse liegenden Impulse durch das Galvanometer, d. h.  $A^0 \sim F_1 + F_3 + F_5 = F + 2F_2$ , weil nach Voraussetzung (Symmetrie)  $F_5 = F_2$  ist. Die Summation erstreckt sich also auf alle im gleichen Sinn durchlaufenen Teile der Spannungskurve. Dieser Fehlerquelle stand man, wie eingangs erwähnt wurde, bisher machtlos gegenüber. Richtige Ausnutzung der Hilfsspannung  $E$  schafft leicht Abhilfe, wie die Fälle 2) und 3) zeigen.

2. Spezialfall:  $R = 0, K = 0, E \neq 0$ .

Wir wollen die dem Messtrom proportionale Grösse  $A$  — es kann z. B. die Ablesung an einem Galvanometer oder an einem Widerstandskasten sein — in Funktion von  $E$  in der graphischen Darstellung als  $U$ -Kurve (Unterdrückungskurve) bezeichnen, entsprechend der Verringerung von  $A$  bei Vergrößerung von  $E$ .

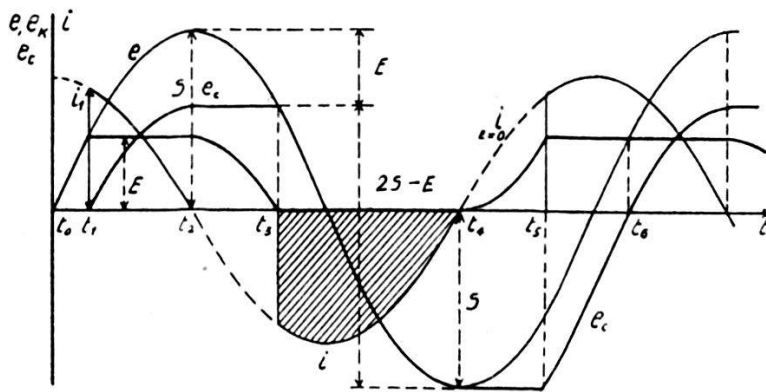


Fig. 4. Spezialfall 2a, keine ZS.

a) Fig. 4. Bezeichnungen wie Fig. 2. Keine ZS, Kurvenform im übrigen beliebig. Wir schalten beispielsweise im Augenblick  $t_0: e = 0$  ein. Bis  $t_1$  ist  $i = 0$ , springt dann, da das rechte Ventil jetzt arbeitet, auf den normalen Wert

$$i_1 = C \cdot \left| \frac{de}{dt} \right|_1.$$

In der Sperrzeit  $t_2$  bis  $t_3$  verläuft die  $e_K$ -Kurve kongruent zur  $e$ -Kurve. Von  $t_3$  bis  $t_4$  arbeitet das linke Ventil, d. h. ein der Span-

nungsdifferenz  $2S-E$  entsprechender Stromstoss durchfließt das Galvanometer. Der Zustand zur Zeit  $t_6 = t_1 + \tau$  ist gleich demjenigen zur Zeit  $t_1$ . Der stationäre Zustand ist in  $t_1$  demnach schon erreicht.

Die Figur stützt sich auf die Voraussetzung  $0 < E < S$ . Für  $S < E < 2S$  würde bei gleichen Anfangsbedingungen der stationäre Zustand erst in der dritten Viertelperiode erreicht. Das Resultat, wonach nur  $2S-E$  zur Messung gelangt, ist aber dasselbe. Für  $E > 2S$  ist offenbar  $A = 0$ .

Wir halten fest: Für  $K = 0, R = 0$  ist die  $U$ -Kurve, unabhängig von der Kurvenform, eine Gerade:

$$A = A_0 \left(1 - \frac{E}{2S}\right). \quad (2)$$

b) Kurven mit ZS. Wie ein Blick auf Fig. 3b zeigt, wird jetzt von jedem einzelnen in *einem* Sinn (fallend oder steigend) durch-

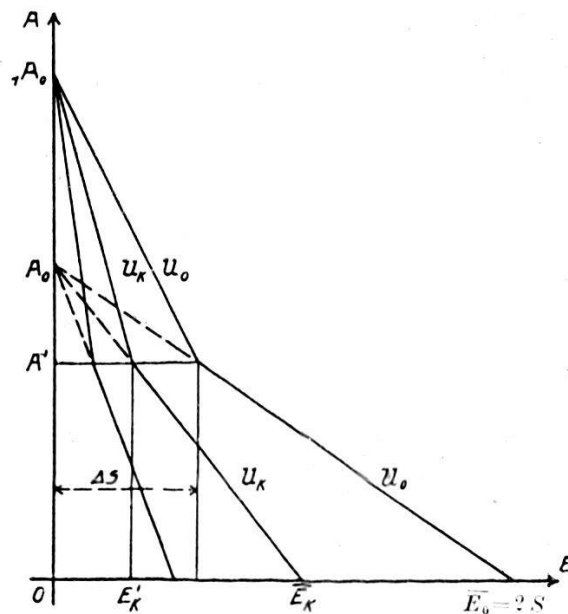


Fig. 5.  $U$ -Kurven bei  $\Delta S \neq 0$ .

laufenen Spannungsintervall der Anteil  $E$  weggelassen, weshalb die Gleichung der  $U$ -Kurve die Form annimmt (vergl. Fig. 5):

$$A = {}_1A_0 - A_0 \cdot \frac{3E}{2S}.$$

Dies solange  $E$  kleiner als die Zwischenscheitelweite  $\Delta S$ . Ist aber  $E \geq \Delta S$ , so tritt letztere ausser Tätigkeit, und es gilt von

$$A' = {}_1A_0 - A_0 \frac{3\Delta S}{2S}$$

an Formel 2), wonach

$$A = A' - A_0 \frac{E - \Delta S}{2S}.$$

Ist allgemein  $n$  die Zahl der  $ZS$ -Paare pro Halbperiode, bzw.  $2n + 1$  die Zahl der für  $E = 0$  pro Periode durch das Galvanometer gehenden Stromstöße, so ist die  $U$ -Kurve stückweise dargestellt durch

$$A = {}_n A_0 - A_0 \frac{(2n + 1)E}{2S} \quad n = \dots 3, 2, 1, 0.$$

Nun darf mit Rücksicht auf die Röhren, welche die volle Spannung  $E$  auszuhalten haben, letztere nicht über ein gewisses Mass gesteigert werden. Bei Hochspannung mit  $ZS$ -Weiten von einigen 1000 V wird das Mittel also unwirksam. Betrachten wir nun den Einfluss von  $K$ .

### 3. Spezialfall: $R = 0, K \neq 0, E \neq 0$ .

a) Keine  $ZS$ . Die Potentialveränderungen von  $M$  (Fig. 2) folgen nunmehr denjenigen von  $H$  nicht mehr kongruent, sondern nach dem Gesetz der kapazitiven Spannungsteilung. Der Verlust an Gesamtspannung steigt also von  $E$  auf  $E \cdot \frac{C + K}{C}$ , demnach wird

$$A = A_0 \left[ 1 - \frac{E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right]. \quad (3)$$

Anders dargestellt: Es fließt einfach der zur Ladung von  $K$  auf  $E$  nötige Teil der Gesamtladung am Messinstrument vorbei:

$$2SC \left( 1 - \frac{E}{2S} \right) - EK = 2SC \left[ 1 - \frac{E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right].$$

Formel (3) sagt uns in Ergänzung zu (2): Die  $U$ -Kurven (3) bilden ein Geradenbüschel mit Scheitel ( $E = 0, A = A_0$ ). Die bei festem  $C$  zu  $K$  gehörige  $U$ -Kurve  $U_K$  trifft die  $E$ -Achse in

$$E_K = \frac{2S}{1 + \frac{K}{C}} = \frac{\bar{E}_0}{1 + \frac{K}{C}}. \quad (4)$$

Man erkennt in der experimentellen Bestimmung dieses Schnittpunktes ohne weiteres die Möglichkeit, die Scheitelspannung *ohne* Kenntnis der absoluten Bedeutung von  $A$  bzw.  $A_0$  zu bestimmen. Wir wollen in Zukunft diese Art der Handhabung

des CH-Verfahrens das CH-Verfahren 2. Art nennen, im Gegensatz zum CH-Verfahren 1. Art, bei welchem in Verbindung mit einer Frequenzmessung aus dem zu ( $E = 0, R = 0, K = 0$ ) gehörigen Messwert die Scheitelspannung nach Formel (1) berechnet wird. (Formeln für den praktischen Gebrauch sind im IV. Teil zusammengestellt.)

b) Kurven mit  $ZS$ , Fig. 5. Das leicht einzusehende Resultat lautet speziell für  $n = 1$  und eine  $ZS$ -Weite  $\Delta S$ :

$$A = {}_1A_0 - A_0 \frac{3E}{2S} \left(1 + \frac{K}{C}\right) \text{ für } 0 < E < E_{K'}: {}_1A_0 > A > A',$$

$$A = A_0 \left[1 - \frac{E}{2S} \left(1 + \frac{K}{C}\right)\right] \text{ für } E_{K'} < E < \bar{E}_K: A' > A > 0. \quad (5)$$

Die Schnittpunkte entsprechender Gerader liegen auf der Achsenparallelen  $A = A'$  und haben die Abszissen

$$E'_K = \frac{\Delta S}{1 + \frac{K}{C}}. \quad (5a)$$

Ein vorläufiger Vergleich der Fig. 5 mit den Fig. 11 und 16 zeigt, dass obige den Röhrenwiderstand vernachlässigende Ausführungen schon weitgehend den Tatsachen gerecht werden und ermutigt zur Fortsetzung unserer Betrachtungen.

#### 4. Allgemeiner Fall: $R \neq 0, K \neq 0$ .

a) Zunächst sei  $E = 0$ . Hier beschränken wir uns zum ersten Male auf *sinusförmige* Wechselspannung, dargestellt durch

$$\mathfrak{E} = |\mathfrak{E}| \cdot e^{j\omega t}, \quad \omega = 2\pi\nu, \quad j = \sqrt{-1}.$$

Da der Gleichrichter dem Strom den *konstanten* Widerstand  $R$  entgegensetzt, ist die symbolische Rechnungsweise zulässig. Man findet leicht für den Strom  $\mathfrak{I}_R$  im Gleichrichter ( $K$  nicht dazu gerechnet)

$$\mathfrak{I}_R = \mathfrak{I}_{R=0} \cdot \frac{1}{1 + j\omega(C + K)R} \quad (6)$$

gegenüber  $\mathfrak{I}_{R=0} = \mathfrak{E} \cdot j\omega C$  in den Fällen 1) bis 3). Ferner

$$\frac{|\mathfrak{I}_R|}{|\mathfrak{I}_{R=0}|} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (C + K)^2}} = 1 - \frac{1}{2} (\omega^2 R^2 (C + K)^2) + \dots \quad (6a)$$

Die Erniedrigung der Messwerte bei  $E = 0$  erfolgt, wie als Vorzug der Methode hervorgehoben werden muss, *quadratisch*

mit der Fehlergrösse  $\omega R (C + K)$ . Die Ventile arbeiten hier als Durchlassventile, und nicht wie beim Sharp'schen Verfahren (6)<sup>1)</sup> als Überlaufventile.

b)  $E \neq 0$ . Die Behandlung der Fälle 1) bis 3) ( $R = 0$ ) war infolge des Fehlens von Ausgleichsvorgängen endlicher Dauer relativ einfach. Der Einschaltvorgang war nach einer endlichen Anzahl Perioden abgelaufen; Unstetigkeiten des Stromes waren die Regel. Anders für  $R \neq 0$ . Jeder Eingriff in das System, sei es das Schalten, sei es das durch  $E (\neq 0)$  bedingte sprunghafte Ändern der Ventilwiderstände, hat Ausgleichsvorgänge zur Folge, welche, was den Strom  $i_R$  im Gleichrichter anbelangt, als Lösungen der homogenen Gleichung

$$\frac{d_a i_R}{dt} (C + K) R + {}_a i_R = 0$$

gegeben sind durch

$${}_a i_R = \text{Konst.} \cdot e^{-\frac{t}{(C+K)R}}. \quad (7)$$

Ihre Wirkung lässt sich ganz allgemein folgendermassen bestimmen: Die Grössen vor und nach einem solchen Unstetigkeitspunkt seien durch angehängtes — und + gekennzeichnet. Wenn wir vom Einschaltprozess absehen, dürfen wir  $e$  als stetige, mit stetiger erster Ableitung versehene Funktion ansehen.

Wegen

$$\frac{i}{C} \Big|_{\mp} + \frac{d i_R}{dt} \Big|_{\mp} = \frac{de}{dt} \Big|_{\mp} \quad \text{3) und } i \neq \infty$$

ist  $\frac{d i_R}{dt} \neq \infty$  also sicher:  $i_R = \text{stetig}$ . Das heisst aber:  $i_{R-} = i_{R+} = 0$ , da während der Sperrzeit, deren Endpunkte ja unsere Unstetigkeiten sind,  $i_R = 0$ , also entweder  $i_{R+} = 0$  oder  $i_{R-} = 0$  ist.

Aus  $i = i_R + i_K$  wird demnach

$$a) \quad i'_{+} - i'_{-} = i_{K/+} - i_{K/-}.$$

Andererseits gilt

$$\frac{i}{C} \Big|_{-} + \frac{i_K}{K} \Big|_{-} = \frac{de}{dt} \Big|_{-} = \frac{de}{dt} \Big|_{+} = \frac{i}{C} \Big|_{+} + \frac{i_K}{K} \Big|_{+},$$

folglich  $\frac{i'_{+} - i'_{-}}{C} - \frac{i_{K/+} - i_{K/-}}{K} = 0$ , und, wegen a):  $i_{K/+} - i_{K/-} = i'_{+} - i'_{-} = 0$ .

<sup>1)</sup> Dieses besteht bekanntlich in der Aufladung eines Elektrometers mit Parallelkondensator über eine Röhre.

<sup>2)</sup> Innerer Widerstand der Spannungsquelle = 0 vorausgesetzt.

<sup>3)</sup> Entweder das obere oder das untere Vorzeichen.

In Worten: Alle drei Teilströme sind stetige Funktionen, die Integrale

$$e_K = \frac{1}{K} \int i_K dt \text{ und } e_C = \frac{1}{C} \int i dt \quad (8)$$

demnach stetige, mit stetigen ersten Ableitungen versehene Funktionen der Zeit. Wie aus Fig. 4 ersichtlich, ist nun zu Beginn der Sperrzeit diese Bedingung bereits für  $R = 0$  erfüllt. Eines besonderen Ausgleichsvorganges bedarf es da nicht. Solche treten demnach jeweils nur am Ende der Sperrzeit auf. Da sie nach

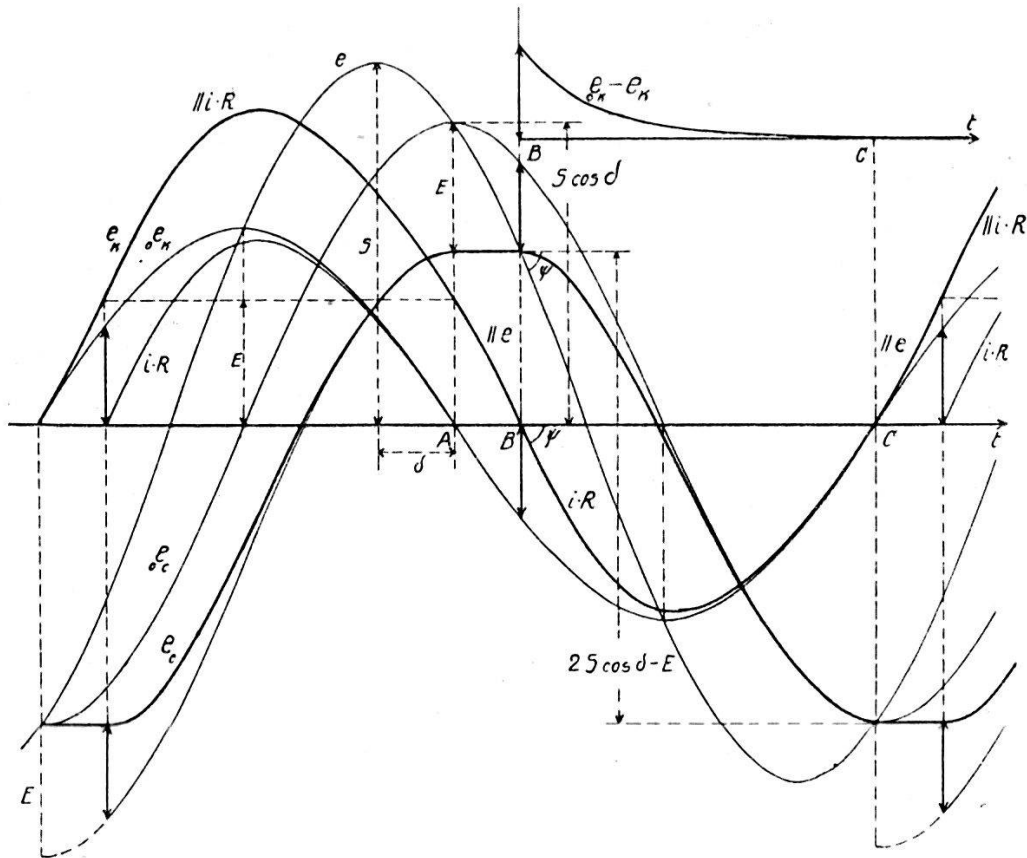


Fig. 6. Fall:  $R \neq 0, E \neq 0, K = 0$ .

spätestens einer halben Periode unterbrochen werden, besteht der ganze Gleichrichtungsvorgang mit Gegenbatterie aus einer ununterbrochenen Kette von unvollendeten Ausgleichsvorgängen. Bedenkt man, dass in Wirklichkeit an Stelle des konstanten ein stetig veränderlicher Röhrenwiderstand und an Stelle des einen eine stetige unendliche Folge von Ausgleichsvorgängen treten, so ermisst man leicht die Kompliziertheit der Röhrengleichrichtung.

Die oben geschilderten Verhältnisse seien zunächst am Spezialfall  $K = 0$  noch weiter ausgeführt. Fig. 6 zeigt drei Sinuskurven, die den drei Spannungen  $e, {}_0e_C$  und  ${}_0e_K$  für  $E = 0$  entsprechen.

Da der uns hier nicht weiter interessierende Einschaltvorgang streng genommen unendlich lange dauert, könnte die graphische Behandlung des stationären Zustandes exakt nur auf Grund einer Berechnung erfolgen. Wir wollen statt dessen, was sich nachträglich als annähernd richtig herausstellen wird, vom Zustand  $A$ :  $e_C = {}_0e_C - E$ ,  $e_K = E$ ,  $i_{E=0} = 0$  als von einem stationär möglichen ausgehen.  ${}_0e_K$  ist zugleich ein Mass für den Strom  $i_{E=0}$ . Der Verlauf ist:  $e_K$  kongruent  $e$  bis  $B$ , nach (8) mit gleicher Tangente über  $B$  hinausgehend. Wenn man, wie in Fig. 6,  $E \ll S$  wählt, so ist der Ausgleichsvorgang bei  $C$  annähernd abgeklungen. Die gleichen Überlegungen führen uns weiter zum Zustand  $A$ . Von diesem lässt sich aber dasselbe wie von  $C$  behaupten, wodurch sich die anfängliche Annahme rechtfertigt.

Fig. 7 zeigt zwei Scharen von Stromimpulsen, berechnet für

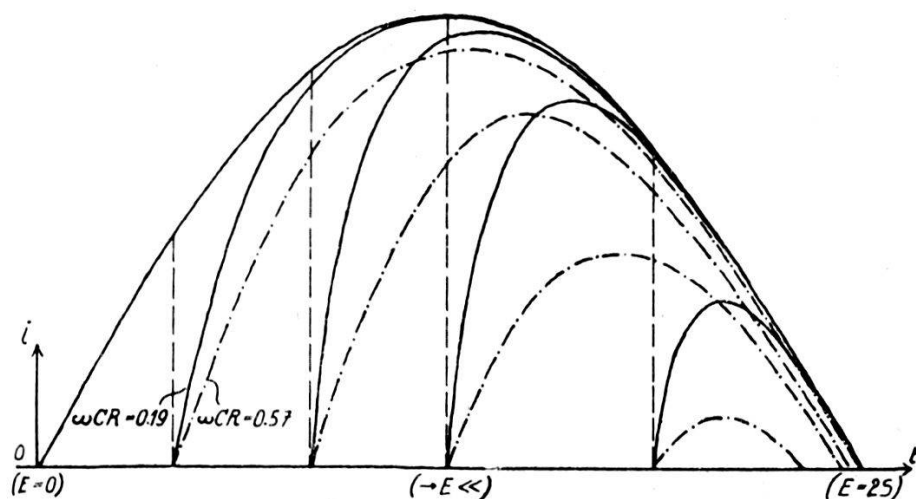


Fig. 7. Stromhalbwellen für  $R \neq 0$ .

$\omega CR = 0,19$  und  $\omega CR = 0,57$ . Man erkennt das rasche Wachsen des Einflusses von  $R$  daran, dass bei  $\omega CR = 0,57$  bereits für  $E < S$  der Ausgangsvorgang nicht mehr vollständig abläuft, während es für  $\omega CR = 0,19$  noch bei  $E$  nahe gleich  $2S$  praktisch der Fall ist. Oszillographische Aufnahmen haben diese Darlegungen bestätigt.

Die Konstruktion des *allgemeinen Falles* ( $R \neq 0$ ,  $K \neq 0$ ,  $E \neq 0$ ) ergibt sich nunmehr durch eine Verbindung der bei den Spezialfällen ( $R = 0$ ,  $K \neq 0$ ) und ( $R \neq 0$ ,  $K = 0$ ) aufgestellten Gesichtspunkte. Von den fünf Sinuslinien in Fig. 8 stellen drei die Spannungen  $e$ ,  ${}_0e_C$ ,  ${}_0e_K = R \cdot {}_0i_R$  für  $E = 0$  dar. Um im selben Masstab auch den Teilstrom  ${}_0i_K$  und den Gesamtstrom  ${}_0i$  (beide für  $E = 0$ ) in derselben Figur unterbringen zu können, sind beide



die Phasendifferenz zwischen Öffnung des Messventils und Scheiteldurchgang der Gesamtspannung, so sagt die Figur, dass

$$S \cdot \cos \delta = E \left( 1 + \frac{K}{C} \right) + S \cdot \cos \varepsilon, \quad e_{\max} = |\mathfrak{E}| = S,$$

also

$$\varepsilon = \arccos \left[ \cos \delta - \frac{E}{S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right] \quad \text{sei.} \quad (10)$$

Der nunmehr einsetzende Ausgleichsvorgang ist nach (7) gegeben durch

$$R \cdot {}_a i_R = C \cdot e^{-\frac{t-t_B}{R(C+K)}}, \quad (10a)$$

wobei C aus Fig. 8 zu

$$\overline{BB'} = R \cdot {}_0 i_R |_{t=t_B} = R \cdot |\mathfrak{I}_R| \cdot \sin(\varepsilon - \delta) \quad (10b)$$

folgt. Die  $e_K$ -Kurve schneidet die  $t$ -Achse bei  $B$  mit stetiger Tangente, nähert sich der  ${}_0 e_K$ -Kurve immer mehr und hat sie, wie wir für die Konstruktion wieder annehmen wollen, bei  $C$  praktisch erreicht. Von  $C$  bis  $D$  ist  $e_K$  durch  $e$  und das kapazitive Teilungsgesetz, von  $D$  bis  $A$  durch  $E + i_R \cdot R$  gegeben. In  $A$  erfolgt der Anschluss wieder mit stetiger Tangente.

Im Hinblick auf die möglichen praktischen Verwendungsarten des CH-Verfahrens müssen wir nun den

#### *Einfluss des Widerstandes auf die U-Kurven*

untersuchen. Es sei wiederum  $A_0$  ein relativer Sollwert für  $E = K = R = 0$ .

Dann ist nach (6a) und (9):

$$A_{E=0} = \frac{A_0}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}}. \quad (10c)$$

Nun ist nach Fig. 8

$$A_{E=0} = \frac{\int_{t_B}^{t_C} i_R dt}{\int_{t_A}^{t_C} i_R dt} = \frac{\int_{t_B}^{t_C} i_R \cdot dt - \int_{t_B}^{t_C} i_R \cdot dt}{\int_{t_A}^{t_C} i_R \cdot dt}.$$

Wir berechnen das Zählerintegral unter der Annahme, dass der Ausgleichsvorgang vollständig abläuft. Wird demgemäss im

zweiten Integral die obere Grenze durch  $\infty$  ersetzt, so folgt unter Berücksichtigung von (10a) und (10b):

$$\begin{aligned} \text{Zähler} &= \int_{t_B}^{t_A + \tau/2} |\mathfrak{I}_R| \sin \omega (t - t_A) dt - \int_{t_B}^{\infty} |\mathfrak{I}_R| \sin (\varepsilon - \delta) \cdot e^{-\frac{(t-t_B)}{R(C+K)}} \cdot dt \\ &= \dots = \frac{|\mathfrak{I}_R|}{\omega} \left[ 1 + \frac{\cos \varepsilon}{\cos \delta} \right]. \end{aligned}$$

Andererseits ist

$$\int_{t_A}^{t_C} i_R dt = \int_0^{\pi} \frac{|\mathfrak{I}_R|}{\omega} \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi = \frac{2|\mathfrak{I}_R|}{\omega}$$

Also nach (10c)

$$A = \frac{A_0}{2\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}} \left[ 1 + \frac{\cos \varepsilon}{\cos \delta} \right] = \frac{A_0}{2} [\cos \delta + \cos \varepsilon].$$

Hieraus folgt nach Elimination von  $\delta$  und  $\varepsilon$  mit Hilfe von (9) und (10)

$$A = A_0 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 (C + K)^2}} - \frac{E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right]. \quad (11)$$

In Worten: Für mässige Zeitkonstante  $R(C + K)$  und nicht zu grosse Gegenspannungen  $E$  wird die zu  $R$  gehörige  $U$ -Kurve  $U_R$

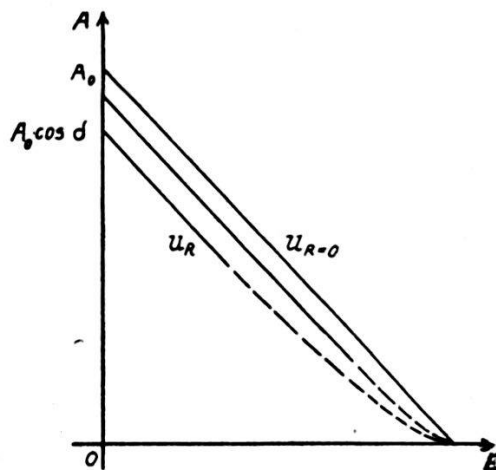


Fig. 9.  $U$ -Kurven  $R \neq 0$ .

durch den Widerstand  $R$  gegenüber  $U_{R=0}$  parallel nach unten verschoben (siehe in Fig. 9 den ausgezogenen Teil der  $U_R$ ). Sofern dies hier nur für Sinusform abgeleitete Resultat auch für nicht sinusförmige Spannungskurven Gültigkeit besitzt, ist es für die

Möglichkeit der messtechnischen Verwertung der  $U$ -Kurven von entscheidender Bedeutung.

Mit wachsendem  $E$ , wo der Ausgleichsvorgang nicht mehr vollständig abläuft und sich nicht mehr mit dem vollen Betrag vom

Impuls  $\int_{t_B}^{t_C} i_R \cdot dt$  subtrahiert, wird  $A > A_0 \left[ \cos \delta - \frac{E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right]$ ,

und  $U_R$  trifft die  $E$ -Achse, wie man leicht einsieht, wie  $U_{R=0}$  bei

$$\bar{E}_K = \frac{2S}{1 + \frac{K}{C}}.$$

Die Ausführungen lassen erkennen, dass sich die experimentelle Prüfung in erster Linie mit zwei Fragen befassen muss:

1. Definieren die experimentell aufgenommenen Büschel hinreichend genau einen einzigen Schnittpunkt, also ein experimentelles  $A_0$ , und welches ist sein Verhältnis zum wahren Wert  $A_w$ , wie man ihn bei gleichen äusseren Bedingungen mit fehlerfrei arbeitendem Gleichrichter erhalten würde?<sup>1)</sup>
2. Sind die in der Formel für das relative Gefälle der  $U$ -Kurven

$$\frac{1}{A_0} \cdot \frac{\partial A}{\partial E} = - \frac{1}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \quad (11a)$$

steckenden Gesetzmässigkeiten (betr. Konstanz und Betrag des Gefälles der  $U$ -Kurven) hinreichend erfüllt, um nach dem CH-Verfahren 2. Art eine frequenzunabhängige Messung von  $S$  zu ermöglichen?

## II. Teil: Prüfung des CH-Verfahrens.

Die Aufgabe besteht streng genommen in einem Vergleich des CH-Verfahrens mit einer *unabhängigen* Normalmethode. Es sollen aber in dieser Arbeit die Kirchhoff'schen Gesetze und damit Formel (1) *als richtig vorausgesetzt* werden. Dies berechtigt zur Ersetzung der Untersuchung der Gesamtfehler durch eine Analyse der Teilfehlerquellen, die nachstehend kurz aufgezählt seien.

Die Entstehung von Fehlern infolge Falschmessung der in (1) vorkommenden Grössen  $C$ ,  $I$  und  $\nu$  bedarf keiner weiteren Ausführung.

Ausserhalb des Gleichrichters ist als wesentliche Fehlerursache nur noch schlechte Definition von  $C$  zu nennen; sie liegt vor,

<sup>1)</sup> Man beachte die veränderte Bedeutung von  $A_0$ ! Die Rolle des bisherigen  $A_0$  übernimmt jetzt  $A_w$ .

a) wenn der Messkondensator nicht genügend geschützt ist, oder wenn die in Fig. 2 mit  $M$  metallisch verbundenen Teile desselben eine zum Messkondensator parallel geschaltete Kapazität gegen  $H$  aufweisen, und

b) wenn  $C$  nicht verlustfrei und frequenzunabhängig ist.

Die Fehler des Gleichrichters (einschliesslich  $K$ ) sind im I. Teil erst hinsichtlich  $E$ ,  $K$  und  $R = \text{konstant}$  besprochen worden. Ausser den dort angegebenen Einflüssen sind spezifische durch die Krümmung der Röhrencharakteristiken bedingte Störungen zu erwarten, die, wie hier vorweggenommen sei, sich einerseits im eigentümlichen, aber recht gut verständlichen Verhalten des Nullpunktes von  $E$ , andererseits im teilweisen Versagen der für

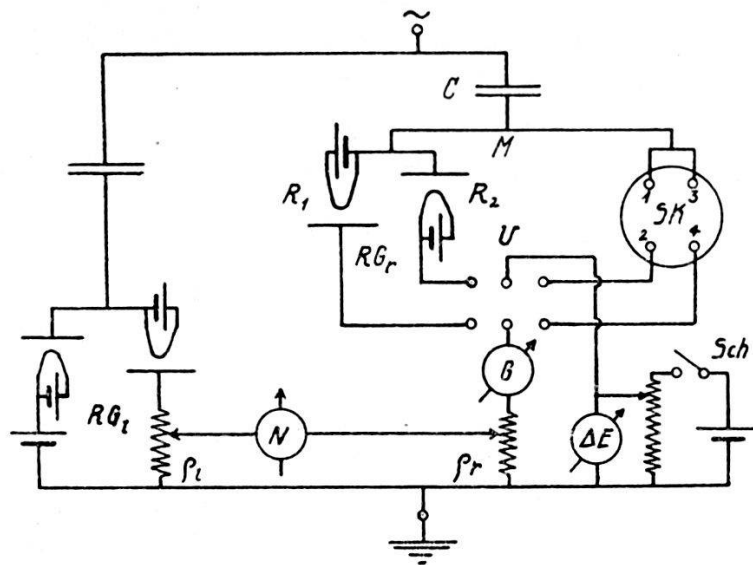


Fig. 10. Prüfschaltung.

konstanten Röhrenwiderstand aufgestellten Beziehungen äussern. Als weitere Teilfehlerquellen des Gleichrichters sind zu nennen: Isolationsfehler, Verluste und Frequenzabhängigkeit von  $K$ , Wechselstromheizung statt Gleichstromheizung, Isolationsfehler parallel zu den Röhren, Induktivität des Galvanometers, Elektrische Beeinflussung der mit der Erdklemme metallisch verbundenen Teile des Gleichrichters.

Für die Untersuchung dieser Fehlerquellen ist zu bedenken, dass der oben erwähnte Verzicht zur Wahl der ursprünglichen CHUBB-FORTESCUE'schen Methode als Vergleichsmethode berechtigt. Auf dieser Basis scheint mir die höchste Genauigkeit auf folgende Weise zu erreichen sein: Zwei CH-Apparaturen werden, wie Fig. 10 zeigt, unter Ersetzung der Galvanometer durch Messwiderstände  $\rho$  über ein Gleichstrom-Nullinstrument  $N$  gegen

einander geschaltet. Man erhält so eine Wechselstrombrücke mit Gleichstromkompensation und -Empfindlichkeit<sup>1)</sup> Die normale, d. h. durch Formel (1) gegebene Abhängigkeit von  $\nu$  und  $S$  fällt offenbar heraus. Die Abgleichung hängt von diesen Größen nur insofern ab, als die Fehler des Gleichrichters selbst wieder Funktionen hiervon sind, wie (11) zeigt. Ist, wie z. B. bei den beim Verfahren 2. Art nötigen Messungen, das Glied mit  $E$  von der Größenordnung 1, so fallen natürlich Spannungsschwankungen bei der Abgleichung in vollem Mass störend ins Gewicht.

Die Handhabung der Prüfmethode werde anhand des Beispiels von Fig. 11 näher erläutert. Zum Verständnis dieser Figur

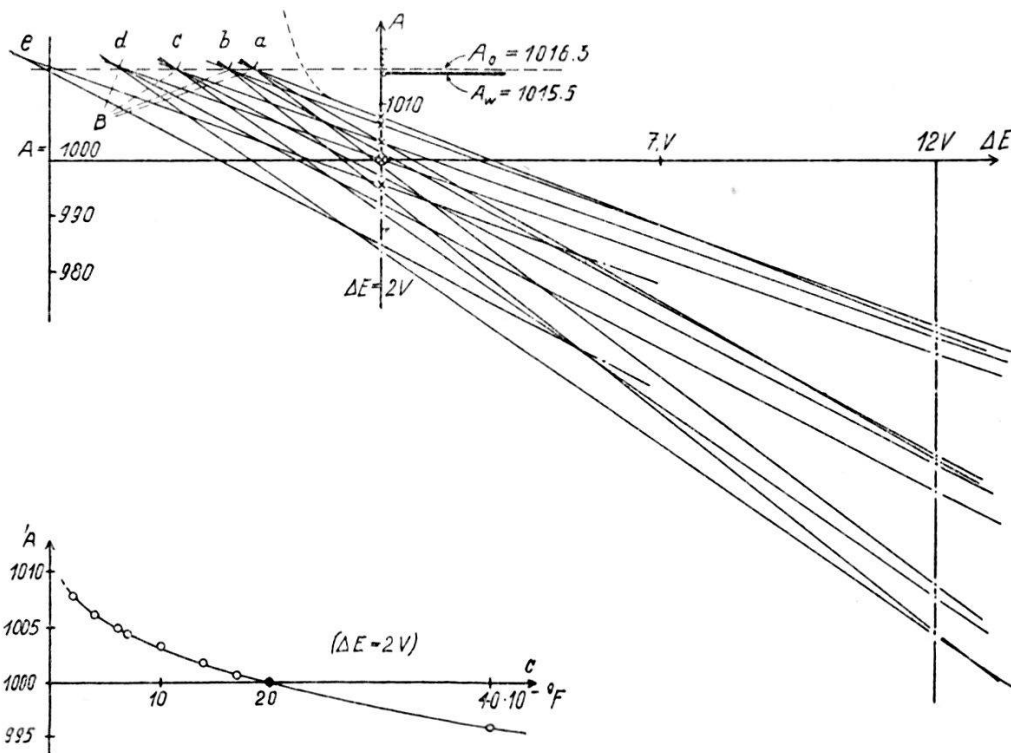


Fig. 11.

100 V KF (1), 50 ~,  $K_0 = 130 \mu\mu F$

a:	$C = 2 \cdot 10^{-9} F$ ,	$I = 0,03 \text{ mA}$ ,	$AK = 0/1/2 \cdot 10^{-9} F$ .
b:	4		0/2/5.
c:	10		0/5/10.
d:	20	$I = 0,3 \text{ mA}$	0/10/20.
e:	40		0/20.

<sup>1)</sup> Es leuchtet ein, dass das Anwendungsgebiet dieser Brückenschaltung über den hier besprochenen Aufgabenkreis erheblich hinausgeht. Sie erlaubt Messungen an kleinen Kapazitäten bei Niederfrequenz mit Strömen von  $10^{-6} A$ , wo das Vibrationsgalvanometer ohne Verstärker versagt. Die vom gleichgerichteten Strom durchflossenen Teile der Apparatur sind gegenüber kapazitiven Beeinflussungen sehr unempfindlich und brauchen im allgemeinen nicht statisch geschützt zu werden. Fehlwinkel von Kondensatoren können auf diese Art nicht gemessen werden.

bedarf es jedoch zunächst einiger Festsetzungen über die *graphische Verwertung des Beobachtungsmaterials*.

Wir besitzen keine Formel, die im allgemeinen Fall ((11) gilt nur für Sinusform!) eine Umrechnung auf „ $R = 0$ “ gestattet, und auch wenn man sie hätte, würde man in praxi die Messergebnisse doch stets zunächst durch Näherungsformel (3) darzustellen versuchen. Aus diesem doppelten Grund wurde im vorigen Teil  $A_0$  ( $E = 0$ ) mit dem Scheitel des experimentell bestimmten Büschels identifiziert. Abszissenmass in Fig. 11 ist die zugeschaltete, am Instrument abgelesene Hilfsspannung  $\Delta E$  (vergl. Fig. 10); die nach (3) wirksame Spannung  $E$  ist

$$E = E_0(R, C, K, I \dots) + \Delta E, \quad (12)$$

wobei  $E_0$  die Eigenhilfsspannung des Gleichrichters bedeutet. Der Punkt  $A_0$  ( $E = 0$ ) liegt *stets* in dem durch den Nullstrom entstellten Gebiet des  $U$ -Kurvenbüschels (in Fig. 11 ist der Verlauf für eine Kurve gestrichelt angedeutet) und kann nur durch Extrapolation bestimmt werden. Als Minimalspannung zur Erreichung des geradlinigen Teils der  $U$ -Kurven wurde  $\Delta E = 2$  V gewählt.

Als Grössen  $A$  für den Strom im Röhrengleichrichter rechts ( $RGr$ ) können offenbar die Widerstandswerte  $\varrho_l$  (bei konstantem  $\varrho_r$ ) dienen. Als Ausgangspunkt wählen wir

$$\begin{aligned} \varrho_l &= 'A (\Delta E = 2 \text{ V, } K = K_0, R = R_0, C' = 20000 \mu\mu F \dots) \\ &= 1000 \Omega. \end{aligned} \quad (13)$$

Der Einfluss von Veränderungen der unabhängigen Variablen (bei konstantem  $C$  und annähernd konstantem  $S$  und  $\nu$ ) auf  $A$  ist nun an  $\varrho_l$  unmittelbar in Promillen abzulesen. Variation von  $\Delta E$  und  $K$  durch Zuschalten von  $\Delta K$  gibt das Büschel  $d$  (Fig. 11). Die Variation des Messtromes durch Veränderung von  $C$  gibt uns zunächst nicht das Gewünschte; wir wollen ja nicht die normale Abhängigkeit von  $C$  gemäss (1), sondern nur die Abweichungen hiervon kennen lernen. Daher werde  $A$  definiert durch  $\varrho_l/c$ . Hiernach ist also  $\frac{\varrho_l}{C} \cdot C'$  der uns interessierende Widerstand. Seine Abhängigkeit von  $C$  im betrachteten Beispiel ist ebenfalls in Fig. 11 dargestellt. Dieser Kurve werden nun die durch Kreuze bezeichneten Bezugspunkte für die andern Büschel entnommen.

Das Verhältnis von  $'A$  zum wahren Wert  $A_w$  erhält man durch Umlegen von  $U$  (Fig. 10) auf den Synchronkontakt  $SK$  (näheres über den Gang einer Präzisionsmessung folgt unten). Die Grösse

$$g_w = \frac{A_w - 'A}{'A} \quad (14a)$$

wollen wir fortan *wahre Grundkorrektion* nennen<sup>1)</sup>). Führen wir andererseits die aus Messungen mit dem CH-Verfahren allein bestimmbare *experimentelle Grundkorrektion*

$$g_e = \frac{A_0 - 'A}{'A} \quad (14b)$$

ein, so ist offenbar

$$f = g_e - g_w = \frac{A_0 - A_w}{'A} \quad (15)$$

das, was man sinngemäss als eigentlichen Fehler des Röhrengleichrichters bezeichnen muss und dessen Grösse, bzw. Kleinheit über die Brauchbarkeit der grundkorrigierten Messergebnisse entscheidet.

Lohnt sich die genaue Kompensation aus irgendwelchen Gründen nicht, so ist  $A$  mit den Ausschlägen des Galvanometers  $G$  zu identifizieren. Dann aber müssen  $S$  und  $\nu$  konstant gehalten werden.

Die Prüfung von (11a) betreffend das Gefälle der  $U$ -Kurven kann, im Gegensatz zu bisher, nur unter Zugrundelegung eines bekannten  $S$  erfolgen. Die hierzu notwendigen Scheitelfaktormessungen wurden mit einer Joubertschen Scheibe ausgeführt, weil sich die Frequenzmessung hierbei erübrigt.

#### *Verwendete Stromquellen und Apparate.*

Um ein Urteil über die erreichbare Genauigkeit der Prüfung zu ermöglichen, seien nachstehend von den zur Verwendung gelangten die wichtigsten Geräte aufgeführt.

Stromquellen:

- $M_I$ : Eichgruppe von Boas, 1 kVA, bestehend aus Gleichstrommotor, 3-Phasen-Spannungsmaschine (200 V) und Strommaschine mit drehbarem Stator. Benutzt in Verbindung mit einem Transformator bis 6000 V.
- $M_{II}$ : Gleichstrom-Drehstrom-Umformergruppe Oerlikon, 10 kVA, dreiteilig wie  $M_I$ , 300 V, betrieben mit Batterie von 430 Ah, liefert in Verbindung mit
- $IR$ : Induktionsregler 240 V/0—240 V und  $Tr$  (siehe unten) Spannungen bis 150 kV.
- $M_{III}$ : Einphasengenerator Oerlikon, 50 kVA, 240 oder 480 V, mit sehr sinusförmiger Spannungskurve (vergl.  $KF$  (9) in Fig. 13), getrieben von Synchronmotor (35 kVA) für

<sup>1)</sup> Grundkorrektion deshalb, weil sie bei jeder Absolutmessung, sei es nach der 1. oder 2. Art des Verfahrens, angebracht werden muss.

Netzanschluss (40 ~). Liefert in Verbindung mit *Tr* Spannungen bis 150 kV.

*Tr*: Lufttransformator von Haefely, 240 bzw. 480 V/150 kV mit Schubwicklungen.

Messgeräte:

$C_I$  und  $C_{II}$ : Geschützte Zylinder-Luftkondensatoren für 100 bzw. 220 kV. Beide wurden in der Wechselstrombrücke auf einen genau bekannten, geschützten Hochohmwiderstand nach ORLICH und SCHULTZE (7) (1,6 Megohm Manganin, dauernd für 15 mA) zurückgeführt.

$C_I = 25,28 \mu\mu F \pm 0,7 \text{ ‰}$  und  $C_{II} = 60,24 \mu\mu F \pm 0,5 \text{ ‰}$ .

$C_{III}$ : Funkenstrecken-Kondensator nach HESS (4a). Fig. 27. Seine Beeinflussbarkeit findet im letzten Teil Erwähnung.

Die Mehrzahl der Messungen mit Hochspannung wurde zwei Stockwerke über dem Hochspannungsraum ausgeführt. Von den Kondensatoren führen kupferdrahtumspinnene Kabel und weiter geerdete Bergmannrohre die Kondensatorströme zum Messplatz. Bei den nachstehend erwähnten Versuchen unter 6000 V befinden sich Spannungsquelle und Kondensatoren wenige Meter neben den beiden völlig ungeschützt auf Holztischen aufgestellten Gleichrichtern *RGl* und *RGr* (Fig. 10).

Für Relativmessungen bis 6000 V dienten weiter ungeschützte Luft-Plattenkondensatoren bis  $330 \mu\mu F$ . Unterhalb 1000 V gelangten Präzisionsluftkondensatoren von MEYERLING und SPINDLER & HOYER, unterhalb 200 V Präzisionsglimmerkondensatoren von SIEMENS & HALSKE zur Verwendung. Diese sind nach bewährten Methoden mit den Kapazitätsnormalen des Amtes verglichen worden und sind,

wenn  $> 10^4 \mu\mu F$ , auf  $0,5 \text{ ‰}$

wenn  $> 10^3 \mu\mu F$ , auf  $1 \text{ ‰}$  genau bekannt.

Der Grund, weshalb für zuverlässige Messungen nur weitgehend winkelfehlerfreie Kondensatoren zu brauchen sind, wird im III. Teil eingehend besprochen werden.

Bei Niederspannung, wo Kapazitäten von der Grössenordnung von  $10^4 \mu\mu F$  Verwendung finden, fiel die Beziehung der *A* auf einander sehr genau aus und gestattete, die für verschiedene *A* (verschiedene *C*) mit dem *SK* bestimmten  $g_w$  auf ihre innere Übereinstimmung zu prüfen, bzw. die mit dem *SK* erreichbare in Tab. 1 angegebene Genauigkeit festzusetzen.

Die Einstellung von *AE* erfolgte mit einem Voltmeter von WESTON auf  $1 \text{ ‰}$  genau. Zur Messung der Effektiv-Spannungen diente ein häufig mit Gleichstrom nachgeprüftes dynamometrisches

Voltmeter von HARTMANN & BRAUN, zur Einstellung der Frequenz zwei geeichte Zungenfrequenzmesser.  $G$  in Fig. 10 ist ein Zeigergalvanometer von SIEMENS & HALSKE mit Spitzenlagerung,  $1^{\circ} = 0,39 \cdot 10^{-6} A$ ,  $260 \Omega$ , mit Shunt:  $1^{\circ} = 1/2/5/10/\dots \cdot 10^{-6} A$ .  $\varrho_l$  und  $\varrho_r$  sind auf  $0,2^{\circ}/_{00}$  richtig abgegliche 4-Dekadenwiderstände ( $10 \times 100, \dots 10 \times 0,1 \Omega$ ).

Bei allen Messungen über 200 V waren die Gleichrichter durch parallel gelegte Edelgassicherungen geschützt.

*Die Ventilröhren:* Die Eigenhilfsspannung  $E_0$  und damit die Grundkorrektion sind von der Wahl des Röhrenpaares abhängig und müssen daher für jedes solche besonders bestimmt werden, die im folgenden Teil mitgeteilten Resultate beziehen sich auf Gleichstromheizung und auf die benutzten Röhren  $R_1$  und  $R_2$ . Die Auswahl der Röhren erfordert keine besondere Sorgfalt; immerhin verdienen solche mit möglichst eckig und steil ansteigender Charakteristik den Vorzug.

Zur Abschätzung des Einflusses der Ersetzung einer Röhre durch eine andere vom gleichen Typ kann folgendes empirische Resultat dienen: Es sind z. B. für  $R_1$  und  $R_2$  (beide RE 144 (Telefunken),  $i_s = 20 \text{ mA}$ , Gitter und Anode verbunden, oberhalb  $0,1 \text{ mA}$  ca.  $3000 \text{ Ohm}$  Ventilwiderstand) die Differenzcharakteristiken, d. h. die Differenzen der Röhrenspannungen in Funktion des Stromes, bei beliebiger Heizung unterhalb des Sättigungsgebietes angenähert versetzte Gerade, also äquivalent einem konstanten Widerstand  $\delta R_0$  mit Vorspannung  $\delta E$ . Der beobachtete Einfluss von  $\delta E$  entspricht recht gut dem aus (3) berechenbaren.

*Joubert'sche Scheibe und Synchronkontakt:* Der Antrieb erfolgt durch einen besondern Gleichstrommotor nicht zu geringer Leistung mit Schleifringen, denen die synchronisierende Wechselspannung zugeführt wird. Die Wechselenergie wird bei  $M_I$  und  $M_{II}$ , um zusätzliche Verzerrung der Kurvenform zu vermeiden, dem andern Generator entnommen.

Die Joubert'sche Scheibe besteht aus Messing, die Kontaktlamelle aus Kupfer. Als Bürstenmaterial hat sich Silber bewährt.

Die Konstruktion des Synchronkontaktes ist aus Fig. 12 ersichtlich. Schleifringe und Kollektorlamellen wurden auf ein entsprechend vorgearbeitetes Stabilitstück satt aufgepasst und mit diesem zusammen abgeschmirgelt. Die Numerierung der Bürsten in Fig. 12 lässt erkennen, wie der elektrische Anschluss an die Apparatur erfolgte. Die vier Kontaktflächen I—IV haben die Bogenlängen:

I	II	III	IV
360 <sup>o</sup>	180 <sup>o</sup>	ca. 185 <sup>o</sup>	360 <sup>o</sup>

Da sowohl alle Bürsten äquatorial, als auch Bürsten 1 und 4 axial verschiebbar sind, so dass sie auf I und IV zu liegen kommen, kann man die Kontaktdauern 12 und 34 dem Zweck entsprechend wählen. Der Übergangswiderstand muss möglichst klein sein. Anfressung der Lamellen durch die Bürsten muss aus diesem Grunde vermieden werden. Es hat sich schliesslich folgendes Vorgehen bewährt: Die Silberbürsten wurden mit unternormalem Auflage- druck einige Stunden eingeschliffen, wobei der Kollektor stets mit säurefreiem Fett kräftig eingefettet war. Auch später wurde darauf geachtet, dass die Kontaktflächen nie ganz trocken waren. Die besondere Konstruktion gestattet es, während der Messung

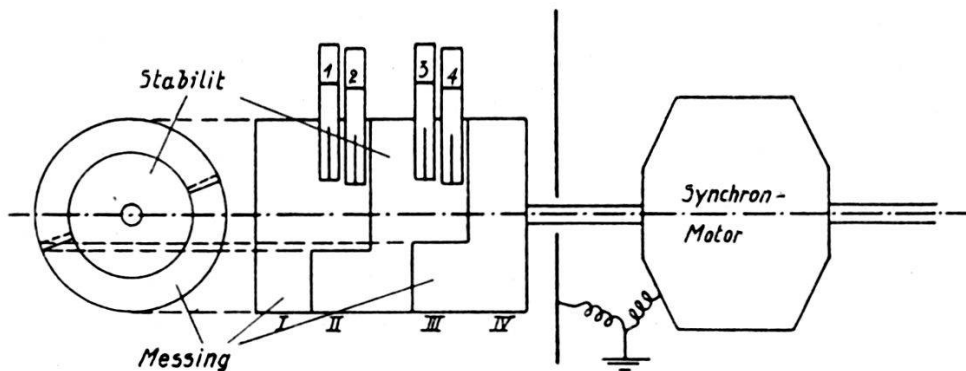


Fig. 12. Konstruktion des Synchronkontaktes.

ohne Bildung von schädlichen Nebenschlüssen mit dem leicht gefetteten Finger die Flächen zu bestreichen, was die Übergangswiderstände um ein weiteres herabsetzt. Bei solcher Behandlung arbeitete der SK zufriedenstellend.

Schwankende Übergangswiderstände, schlechte Stellung der Bürsten und Unregelmässigkeiten im Gang des Motors bedingen schwankende, zu niedrige Messwerte. Fehlerquellen, die die Angaben im Sinne der Erhöhung beeinflussen könnten, sind mir nicht bekannt (vergl. hierzu: Gang der Messungen). In der Tat waren die höchsten Werte zugleich die konstantesten; auf sie bezieht sich Tab. 1.

Tabelle 1.

Höchste mit mech. Gleichrichter erreichte Genauigkeit.			
bei ca. 3 V	20 V	100 V	über 1000 V
1%	1 ÷ 2‰	0,5 ÷ 1‰	0,5‰ (0,2‰ <sup>1)</sup> )

<sup>1)</sup> ausnahmsweise.

Oberhalb 20 V wurden diese Angaben aus der Streuung der guten Messwerte abgeschätzt, unterhalb 20 V durch Vergleichsmessungen mit der hier viel genauer arbeitenden Joubert'schen Scheibe bestimmt. Zwischen 20 und 150 V gaben ferner die früher erwähnten  $g_w$ -Bestimmungen bei verschiedenem  $C$  einen guten Anhaltspunkt dafür. Tabelle 1 gilt nur für flache oder mässig zugespitzte Kurven. Bei spitzen Kurven war diese Genauigkeit nicht ganz erreichbar.

Erwähnt sei, dass SCHIMPF (8) erstmals Niederspannungen von ca. 100 V nach der Chubb'schen Methode mit  $SK$  gemessen hat. Die Konstruktion seines Kommutators weicht von der vorstehend beschriebenen ab.

### Vorarbeiten.

*Verwendete Spannungsformen.* Hierzu Fig. 13. Das CH-Verfahren beansprucht, von der Kurvenform ( $KF$ ) unabhängige Resultate zu liefern. Zur Prüfung wurden von Sinusform schwach und stark abweichende Wellenformen herangezogen. Eine spitzere Form als  $KF$  (3) stand leider nicht zur Verfügung. Es wurden geliefert:

$KF$  (1),  $KF$  (7),  $KF$  (9) bezüglich von  $M_I$ ,  $M_{II}$  (mit  $IR$  und  $Tr$ ),  $M_{III}$  (mit  $Tr$ ) im Leerlauf,

$KF$  (2) bis  $KF$  (5) von  $M_I$  mit verschiedenartiger Belastung oder Verkettung der drei Phasen, insbesondere  $KF$ (3) mit Hilfe eines übersättigten Transformators,

$KF$  (8) und  $KF$  (10) durch Verzerrung von  $KF$  (7) bzw.  $KF$  (9) mit Hilfe einer stark gesättigten Drossel.

$KF$  (6) ist mit oben beschriebenem  $SK$  zerhackte Gleichspannung.

In den Oszillogrammen für  $KF$  (7) bis  $KF$  (10) wurde neben der Hochspannung  $e_{II}$  auch die Primärspannung  $e_I$  aufgenommen. Bei der Aufsuchung spitzer Formen (mit meist hohem Scheitelfaktor) leisteten Glimmlampen gute Dienste.

*Scheitelfaktormessungen mit der Joubert'schen Scheibe.* Die zu messende Spannung wurde geteilt und der Scheitelwert kompensiert ( $S$ ), andererseits effektiv gemessen ( $V$ ). Der Scheitelfaktor ist dann der Quotient von  $S$  und  $V$ . Als Teiler dienten bei Niederspannung Präzisionswiderstände von WOLFF, bei Hochspannung bis 25 kV der früher erwähnte Hochohmwiderstand und bis 150 kV  $C_{II}$  in Verbindung mit einem Präzisions-Glimmerkondensator. Erreichte Genauigkeit:  $\frac{1}{2}\text{‰}$ .  $KF$  (1) wurde auch auf die Symmetrie hin untersucht:  $S_+$  und  $S_-$  sind bis auf  $\pm 0,3\text{‰}$  gleich.

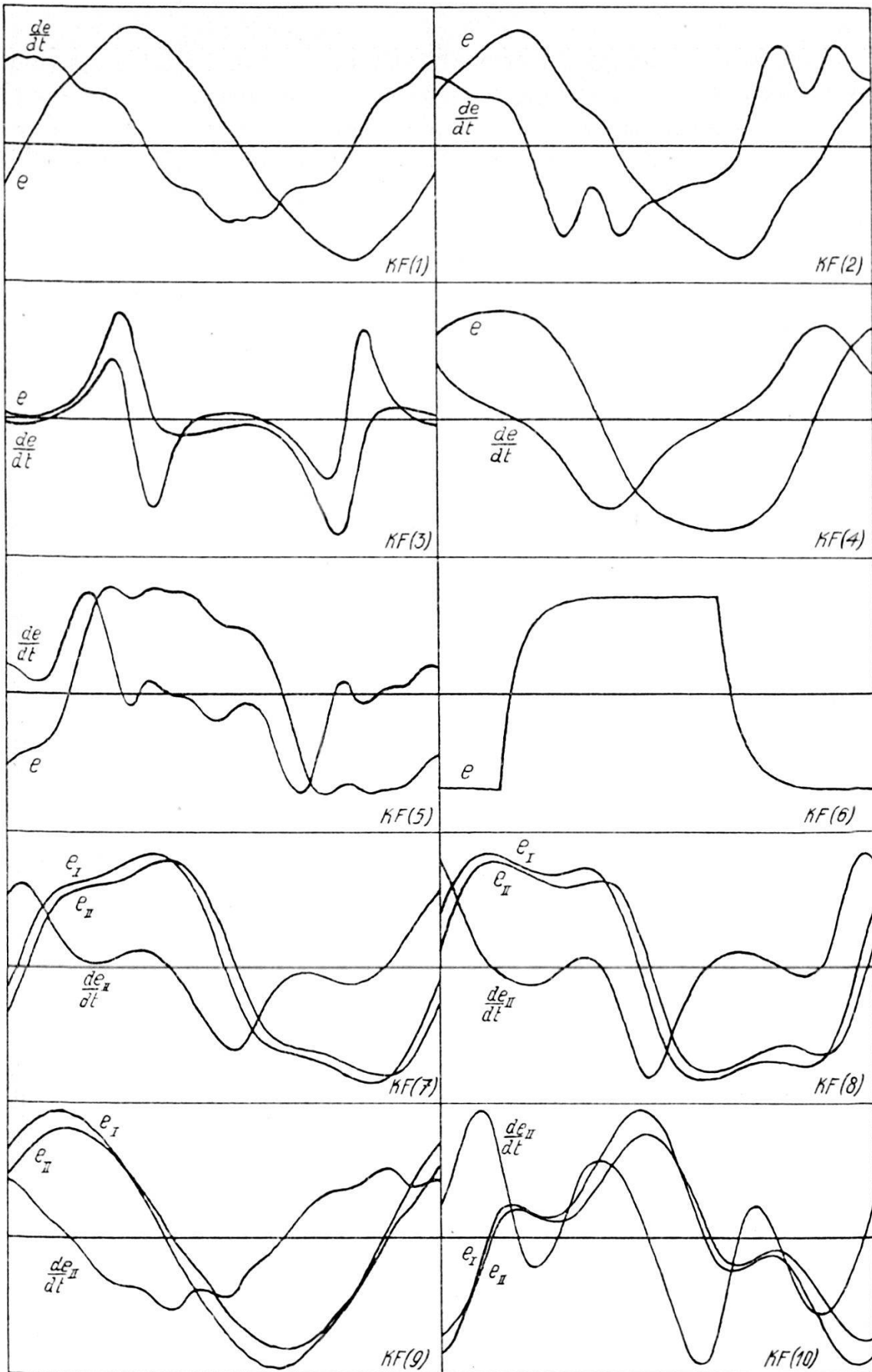


Fig. 13. Verwendete oszillogr. aufgenommene Kurvenformen.

*Gang der Messungen und Fehler der Prüfmethode.*

Es bleibe nicht unerwähnt, dass bei den Vorversuchen u. a. ein abnormal starker Einfluss der Kompensationsspannung  $\Delta E$  beobachtet wurde. Da sich diese Erscheinung später nicht mehr zeigte und untersuchen liess, kann ihre Ursache nicht angegeben werden.

Zu der Schaltung von Fig. 10 sei folgendes bemerkt: Im allgemeinen ist die Stromform in  $\varrho_l$  von derjenigen in  $\varrho_r$  verschieden;  $N$  ist nach Abgleichung noch von einem Wechselstrom durchflossen. Das Superpositionsprinzip, d. h. die Regel, wonach die Messung der Gleichkomponente unabhängig von der überlagerten Wechselkomponente erfolgt, gilt nun für einen Kreis variablen ohmschen Widerstandes, wie er hier vorliegt, nicht. Wie man leicht überlegt, sind die Fehler um so kleiner, je grösser der Widerstand des Kompensationszweiges im Verhältnis zum innern Widerstand der Stromquelle ist. Deshalb wurde die Empfindlichkeit überschüssig gross gewählt ( $5 \cdot 10^{-9}$  A/mm) und hierauf mit einigen 10000  $\Omega$  Vorwiderstand herabgesetzt.

Es hat keinen Sinn, bei den Messungen mit dem  $SK$  eine Genauigkeit, wie sie in Tab. 1 angegeben ist, anzustreben, wenn es nicht gelingt, die systematischen Fehler weitgehend auszuschalten. In dieser Hinsicht konnte die Arbeit von SCHIMPF (8) als Wegleitung dienen. Dieser Autor stellt fest, dass bei Messungen bei Hochspannung durch kapazitive Beeinflussung der empfindlichen Teile der Apparatur durch die Niedervoltseite (Generator, Voltmeter,  $SK$ ) und die Hochvoltseite die Resultate um mehrere Prozent gefälscht werden können. Das l. c. S. 79 beschriebene Eliminationsverfahren befriedigt natürlich nicht. In vorliegender Arbeit werden die Einflüsse sowohl klein gehalten, als auch eliminiert. Die besten Vergleichsmessungen erfolgten folgendermassen (s. Fig. 10):

1. Verbindung zwischen  $M$  und  $SK$  gelöst,  $U$  auf  $RG$ , abgeglichen; Einstellung an  $\varrho_l: 'A$ .

2.  $SK$  an  $M$  angeschlossen,  $U$  belassen; der Gleichrichtermotor läuft als Gleichstrommotor *annähernd* synchron mit der zu messenden Spannung. Die Schwebungen im Ausschlag des Nullinstrumentes rühren von kapazitiver Beeinflussung des  $SK$  durch den Motor her. Durch die geerdete Scheidewand zwischen  $SK$  und Motor konnte der Einfluss auf  $< \frac{1}{2} \cdot 10^{-7}$  A reduziert werden. Der nunmehr ruhige Ausschlag gestattet Abgleichung  $\overline{A}$ .

3. Motor synchronisiert: Abgleichung bleibt:  $\overline{A}$ . Es ist (nach (3))

$$\overline{A} = 'A + s - \frac{E \cdot k}{2SC}.$$

$s$  ist die kapazitive Beeinflussung der Verbindungsleitung von  $M$  und  $SK$  und des letzteren durch die Hochvoltseite (durch geeignete Leitungsführung unter  $1.10^{-7} A$  gehalten); das dritte Glied wird aus der Erdkapazität  $k$  des  $SK$  berechnet.

4.  $U$  umgelegt auf  $SK$ , Schalter  $Sch$  geöffnet; nach Abgleichung  $\overline{A}$ , wobei  $\overline{A} = A_w + s$ . Daher ist die wahre Grundkorrektion

$$g_w = \frac{A_w - 'A}{'A} = \left( \overline{A} - 'A - \frac{Ek}{2SC} \right) \cdot \frac{1}{'A}.$$

Öffnet man bei Messung 4. den Schalter  $Sch$  nicht, so treibt  $\Delta E$  in den Augenblicken gleichzeitigen Arbeitens beider Bürstenaare einen kräftigen Gegenstrom durch  $G$ . Es leuchtet ein, dass diese Erscheinung zu einer sehr genauen Einstellung der Bürsten herangezogen werden kann.

### III. Teil. Messergebnisse und Deutung der Fehler des CH-Verfahrens.

Die Prüfung erstreckte sich, wie eingangs erwähnt wurde, nur auf technische Frequenzen; die Mehrzahl der Messungen bezieht sich auf die Periodenzahl 50. Die Grössenordnung der Ströme liegt zwischen  $10^{-6} A$  und  $10^{-2} A$ .

Wenn hier auf die Prüfung des Verfahrens bei Niederspannung besonderer Nachdruck gelegt wird, so geschieht dies aus mehreren Gründen. Nicht nur sind die Fehler bzw. ihre Kleinheit bei  $NS$  wissenschaftlich interessanter und beweisen die Überlegenheit über das Sharp'sche Überlaufverfahren, nicht nur gestattet die bei  $NS$  grössere Auswahl an Kurvenformen ein tieferes Eindringen in seine besonderen Eigenschaften, die bewusste Einführung von  $K$  zur Unterdrückung von Zwischenscheiteln bei  $HS$  oder bei Messungen nach dem Verfahren 2. Art bedeutet schliesslich nichts anderes als den Anschluss des Röhrengleichrichters an einen Kapazitätsteiler, also die teilweise Umwandlung in eine Niederspannungsmethode.

Aus Raummangel seien nachstehend nur die messtechnisch oder theoretisch bedeutsamen Ergebnisse und auch diese nur in bescheidenem Umfang durch Mitteilung von Zahlen und Figuren belegt. Die gegebenen Figuren und Tabellen lassen demgemäss

nur eine teilweise Nachprüfung der im Text aufgestellten Behauptungen zu. Selbstverständlich ist bei der Angabe von Genauigkeiten einer ev. beschränkten Reproduzierbarkeit Rechnung getragen.

1. Die Grundkorrekturen  $g_e$  und  $g_w$ .

Die mit dem Verfahren sowohl 1. wie 2. Art erreichbare Genauigkeit ist in erster Linie bestimmt durch den Grad der Definiertheit von  $E_0$  bzw. der aus (3) folgenden Grundkorrektur

$$g_e = \frac{A_0 - 'A}{'A} = \frac{\frac{'E}{2S} \left(1 + \frac{K_0}{C}\right)}{1 - \frac{'E}{2S} \left(1 + \frac{K_0}{C}\right)}, \quad (14c)$$

worin  $'E = E_0 + 2 \text{ V}$  bedeutet. Das Experiment (Beispiel: Fig. 11;

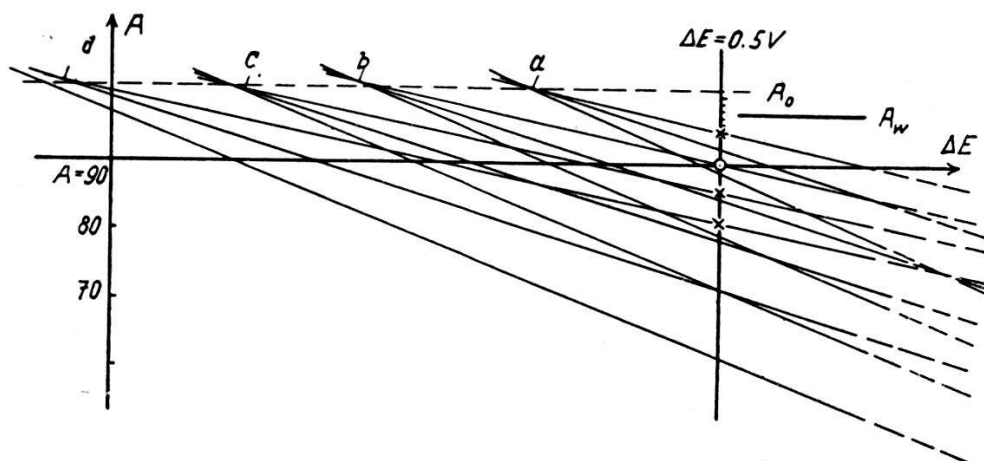


Fig. 14. 3 V KF (1), 50 ~

a:	$C = 5 \cdot 10^{-9} F$ ,	$\Delta K = 0/2/5 \cdot 10^{-9} F$
b:	10	0/5/10
c:	20	0/10/20
d:	40	0/20/40.

„100 V“ bedeutet: 100 V effektiv) zeigt, dass bei mässig verzerrter (KF (1) (2) und (4)) und beliebig flacher (KF (6)) Spannungskurve für Spannungen  $> 50 \text{ V}$  ein gut definierter Büschelscheitel *B* existiert. Die Messungen an KF (1) wurden bis hinunter zu 3 V ( $2 S \approx 9 \text{ V}$ ) ausgedehnt. Das in Fig. 14 enthaltene Ergebnis für 3 V scheint überraschend, wenn man bedenkt, dass die Röhren im untersten, ungünstigsten Teil der Charakteristik arbeiten und der Spannungsabfall an ihnen z. B. für  $C = 0,02 \mu F$  ca.  $\frac{1}{10}$  von  $2 S$  beträgt. Bei stark verzerrten, spitzen Kurven, die leider nicht ohne ZS zur Verfügung standen (KF (3)), ist die Definition von *B* weniger gut; nach Fig. 16 muss auch bei kleinem  $C$  mit

einer Unsicherheit von  $1 \div 2^0/00$  gerechnet werden. Beim Büschel „6000 V“ (Fig. 15) ist  $g_e$  fast auf  $0,1^0/00$  genau angebbbar.

Fig. 15.  
6000 V KF (1), 50 ~,  
 $I \approx 0,3$  mA  
 $\Delta K = 0/5/10/20/30/40/50 \cdot 10^{-9} F$

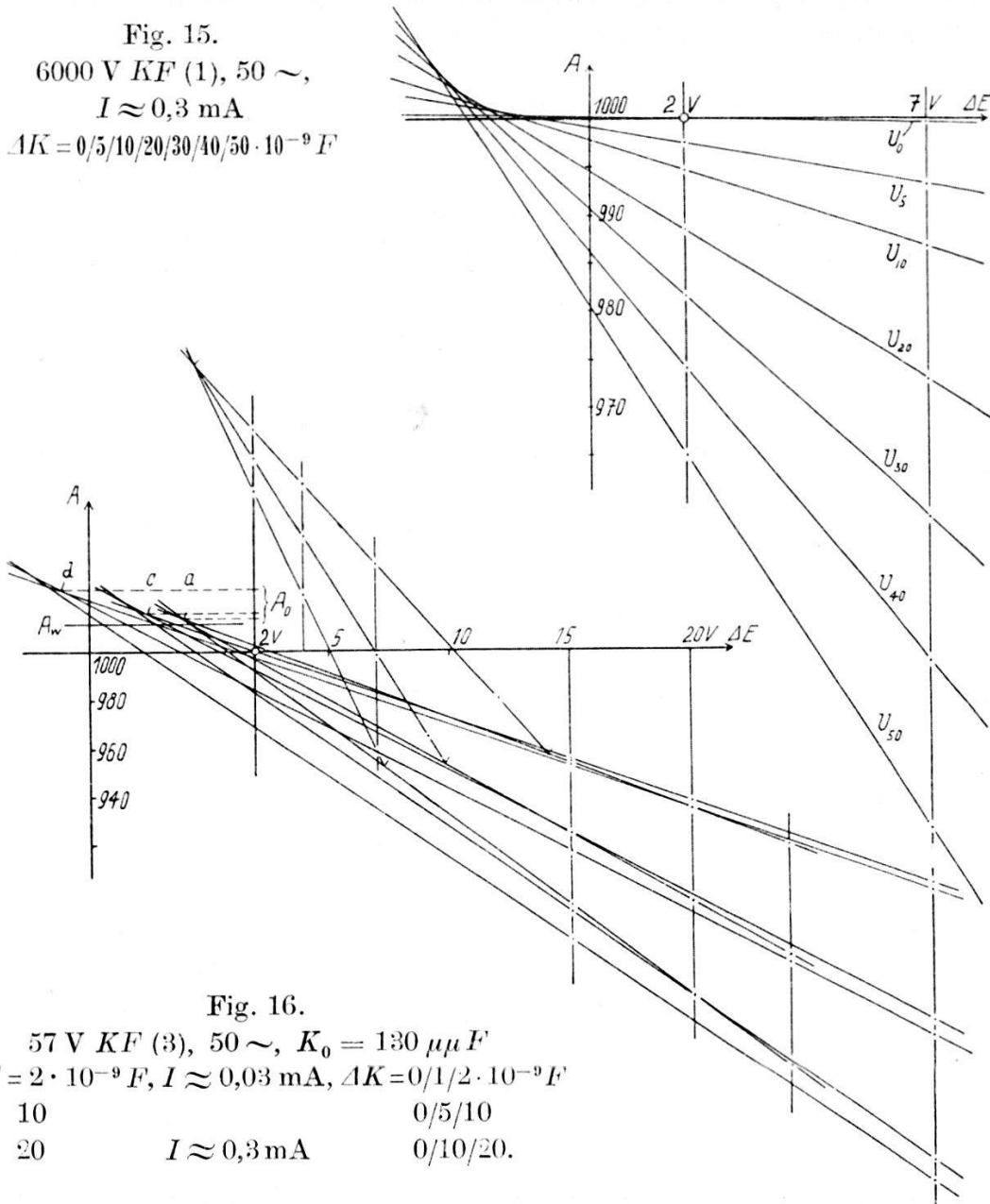


Fig. 16.  
57 V KF (3), 50 ~,  $K_0 = 130 \mu F$   
 $a: C = 2 \cdot 10^{-9} F, I \approx 0,03$  mA,  $\Delta K = 0/1/2 \cdot 10^{-9} F$   
 $c: 10 \quad \quad \quad 0/5/10$   
 $d: 20 \quad \quad \quad I \approx 0,3$  mA  $0/10/20$ .

Im folgenden sei  $B$  als hinreichend genau bestimmbar vorausgesetzt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass  $A_0$  mit  $A_w$  übereinstimmt, ist um so grösser, je unabhängiger  $A_0$  bei sonst gleichen Bedingungen ( $KF, V, \dots$ ) vom Messtrom, also von  $C$ , ist. Diese Unabhängigkeit ist nun bei guten ( $KF$  (1), Fig. 11) mässig spitzen ( $KF$  (2)) und beliebig flachen Kurven ( $KF$  (6)) für Spannungen um 100 V innerhalb eines ansehnlichen, im einzelnen von der  $KF$  abhängigen Bereich von  $C$  festzustellen. Diese Bereiche, innerhalb welcher es

also einen Sinn hat, von einem korrigierten Messwert schlechtweg zu sprechen, sind in Kolonne 3 von Tab. 2 angegeben. Bei 100 V *KF* (1) z. B. liegt die Annahme, dass die Werte

$$A_0 = 1016,3 \pm 0,3 \text{ bzw. } g_e (C = 0,02 \mu F) = (16,3 \pm 0,3)^{0/100}$$

**Tabelle 2.**

	1	2	3	4	5
	$S/\sqrt{2}$	V (eff.)	$C \cdot 10^9 F$	$g_e (0,02 \mu F)$ ‰	$f$
<i>KF</i> (1) 50 ~	156	150	÷ 20	12,7	1/2 ‰
	130	125		14,4	
	104	100	2 ÷ 20	16,3	1/2 ÷ 1 ‰
	78	75		21	
	52	50	≤ 5 ÷ 15	29,5	1 ÷ 2 ‰
	39	37,5		39	
	26	25	≤ 10 ÷ 20	52	1/3 ‰
	18,8	18		66	
	13	12,5	≤ 10 ÷ 40	89	1/2 ‰
	6,2	6	10 ÷ 80	205	1 ‰
<i>KF</i> (4) 50 ~	3,1	3	5 ÷ 30		3 ÷ 4 ‰
	104	114	≤ 5 ÷ ≥ 20	13	1/2 ÷ 1 ‰
	50	54		24	1 ‰
<i>KF</i> (6) 50 ~	49		÷ > 20	19	wahrsch. < 1/2 ‰
<i>KF</i> (3) 50 ~	101	57	(< 2)	—	(2 ‰ bei $C = 2$ )
<i>KF</i> (5) 50 ~	17,5	20	< 10	—	(1/2 ‰ bei $C = 10$ )

mit den entsprechenden wahren Werten identisch seien, auf der Hand. Der *SK* liefert aber den Vergleichswert

$$g_w = 15,5 \pm 0,7^{0/100},$$

also

$$f_{100 V} = 1/2 \div 1^{0/100}.$$

Deutlicher ist der Unterschied bei 3 V *KF* (1), Fig. 14:

$$A_0 = 101 \pm 1/2, A_w = 97 \div 98.$$

Die Werte  $f$  finden sich in Kolonne 5; Kolonne 4 enthält  $g_e$  für  $C = 0,02 \mu F$ , ein Kapazitätswert, der, wie man aus der Tabelle ersieht, für Messungen um 100 V an mässig verzerrten Kurven recht geeignet ist.

Unzuverlässiges Arbeiten des *SK* würde sich bei den niedrigsten Spannungen zeigen. Die Messungen sind dort zwar mühsam, stimmen aber mit der Berechnung nach (1) noch bei 3 V auf 1 ‰ überein. Als Nebenresultat sei, in Ergänzung der Untersuchung von SCHIMPF (8), festgehalten, dass nach der Chubb'schen Methode

Spannungen von 5 V an recht zuverlässig gemessen werden können.

Hinsichtlich der Abhängigkeit der Grössen  $g_e$  und  $f$  von der Kurvenform sagt uns Tab. 2, dass  $S$  an flachen Kurven viel genauer bestimmt werden kann als an spitzen, dass ferner gegen flache Kurven hin  $g_w$  stark von der Scheitelform abhängt (vergl. die  $f$ -Werte für  $S/\sqrt{2} \approx 50$  an  $KF$  (1), (4) und (6)). Der Umstand, dass trotz dieser Abhängigkeit  $A_0$  für verschiedene  $KF$  für Spannungen über 50 V in einem beträchtlichen Bereich von  $C$  mit  $A_w$  nahe übereinstimmt, legt die Vermutung nahe, dass die Bestimmung des Büschelscheitels den natürlichen Weg zur Elimination der Fehler darstellt.

Wenn für die spitzen Formen  $KF$  (3) und (5) ein Unabhängigkeitsbereich für  $A_0$  ( $C$ ) existiert, so liegt er jedenfalls unterhalb  $5000 \mu\mu F$  (siehe Fig. 16); die Messkapazität muss also bei spitzen Kurven viel kleiner gewählt werden als bei flachen.  $f$  bleibt dann in erträglichen Grenzen. Gegen spitze Kurven hin ist  $g_w$  von der  $KF$  ziemlich unabhängig, wie Vergleich von Fig. 11 und 16 für  $C = 2000 \mu\mu F$  zeigt.

Die Resultate der entsprechenden Messungen an  $ZS$ -freien Hochspannungskurven (bis 150 kV) können dahin zusammengefasst werden, dass  $f$  bei nicht abnormen Versuchsbedingungen meistens verschwindend ( $< 1\text{‰}$ ) ist. Wie man aus den Versuchsbedingungen einen Schluss auf die Grössenordnung von  $f$  ziehen kann, werden wir später sehen. Als Beispiel diene Fig. 15:  $KF$  (1), 6000 V. Als Scheitel des Büschels ist hier der Schnittpunkt von  $U_0$ ,  $U_5$  und  $U_{10}$  zu betrachten, welche zu  $\Delta K = 0, 5, 10 \cdot 10^{-9} F$  gehören. Es ist  $A_0 = 1000,3 \pm 0,1$ . Mit dem  $SK$  konnte nun

$$A_w - A_0 = 0,1 \div 0,2 \pm 0,2$$

(vergl. Tab. 1) nachgewiesen werden.  $f$  ist also innerhalb der sehr kleinen Fehlergrenze von  $0,2\text{‰}$ ! Wir dürfen zusammenfassend behaupten: Der eigentliche Fehler  $f$  ist, bei geeigneter Wahl von  $C$ , auch bei erheblicher Verzerrung der  $KF$  bei Spannungen  $S/\sqrt{2}$  von 100 V an sehr klein; bei mässig verzerrter Kurve ist von 1000 V an die Röhren-Gleichrichtung der mechanischen auch in quantitativer Hinsicht überlegen.

## 2. Der Widerstandsfehler (WF).

Zum Verständnis der Grösse  $f$  bedarf es zunächst der Besprechung des „Widerstandsfehlers“, womit abgekürzt der Einfluss des Ventilwiderstandes auf die Lage der  $U$ -Kurven bezeichnet sei.

Es wird später in andern Zusammenhang festgestellt werden, dass die im I. Teil aufgestellte Regel, wonach der Einfluss des

Widerstandsfehlers für kleines  $E$  von  $E$  unabhängig ist, ausgenommen bei  $KF$  (6), sich weitgehend bewährt. Gestützt hierauf und auf die ebenfalls später nachgewiesene stückweise Geradlinigkeit der U-Kurven sei versucht, das Beobachtungsmaterial wiederzugeben durch die Formeln

$$A = A_w \left[ 1 + w (C + K, C, K, R, v, KF \dots) - \frac{E_w (I \dots)}{2 S_w} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right], \quad (16)$$

$$R = R_0 (I, \dots) + \Delta R, \quad E_w = \frac{E_0}{w} (C, K, \dots) + \Delta E. \quad (17)$$

Führt man noch die Bezeichnung  $w_0 = w (K_0, R_0 \dots)$  ein, so folgt aus Fig. 17 näherungsweise

$$j - w_0 = (E_0 - E_w) \cdot \frac{1}{2 S} \left( 1 + \frac{K_0}{C} \right). \quad (18)$$

Gemäss Fig. 17 bedeutet der Index  $w$ : „auf Widerstandsfehler

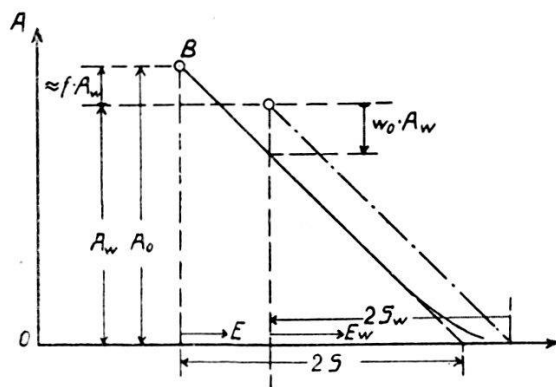


Fig. 17.

korrigiert“. Mit der Einführung der Grössen  $R_0$  und  $E_0$ , von denen wir ja nicht wissen, was sie sind, ist bereits angedeutet, dass das Beobachtungsmaterial gedeutet werden soll als herrührend von einem Gleichrichter mit äquivalenter idealer Charakteristik  $[E_0/R_0]$  (in Fig. 18a gestrichelt). Das besondere Verhalten des Röhrengleichrichters wird sich dann darin äussern, dass  $[E_0/R_0]$  von den Betriebsbedingungen, in erster Linie von der Ausnutzung der Charakteristik (also von  $I$ ) abhängt.

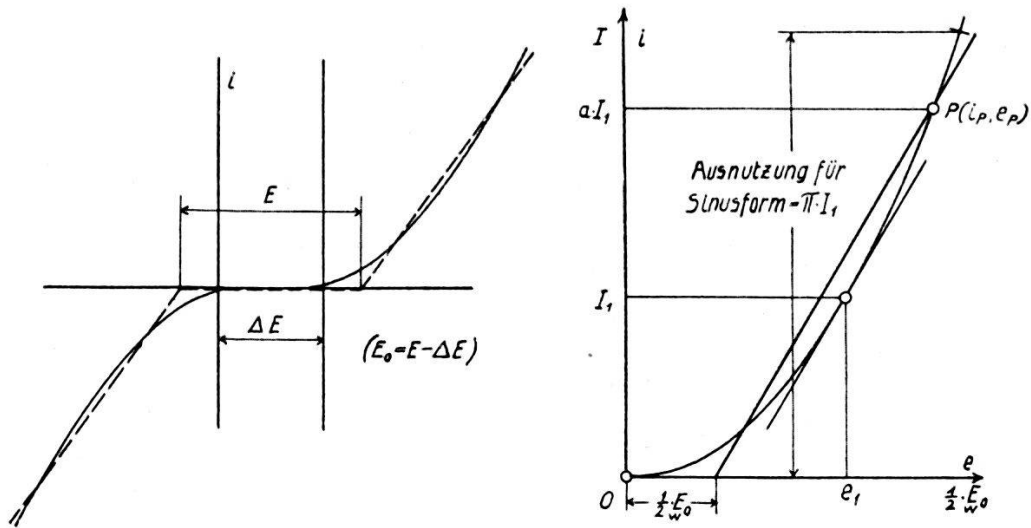
Wir dürfen hier wohl von einer ausführlichen Begründung absehen, weshalb eine weitergehende Verfeinerung des Ansatzes (16), so z. B. das Inbetrachtziehen einer Abhängigkeit  $E_0 (R)$  prinzipiell unstatthaft erscheint.

Für die Vorwiderstände vor den Röhren 1 und 2 ergaben sich folgende einleuchtende Sätze:

1. Bei verschwindenden Isolationsfehlern und hinreichend kleinem  $K_0$  ist es gleichgültig, ob  $\Delta_1 R = \Delta_2 R = \Delta R$  vor die ein-

zelen gleichartigen Ventile oder  $\Delta_3 R$  vor den ganzen Gleichrichter geschaltet werden.

2. Die Einflüsse von  $\Delta_1 R$  und  $\Delta_2 R$  setzen sich bis zu Werten  $\omega C R \approx 0,3$  sehr angenähert *additiv* zusammen. Wir dürfen daher dasselbe von  $R_1$  und  $R_2$  behaupten. Dieser letztere Satz erklärt sich aus der vollständigen Trennung der Arbeitszeiten der zwei Ventile und dem Umstand, dass die Ausgleichsvorgänge



für  $\omega C R \approx 0,3$  in einer Halbperiode noch praktisch ausklingen können.

Es genügt, im folgenden mit  $\Delta_1 R = \Delta_2 R = \Delta R$  und  $R_0 = \frac{1}{2} (R_1 + R_2)$  zu operieren. Der Galvanometerwiderstand ist mit dem halben Betrag zu  $R_0$  zu rechnen.

A) Prüfung von (11) mit sinusförmiger Spannung ( $KF$  (9)).

Wenn der ausgenützte Teil der Charakteristik ein Mehrfaches des gekrümmten Teiles derselben ist, so werden die  $WF$  bei technischen Frequenzen in guter Annäherung durch (11) wiedergegeben<sup>1)</sup>.

Tabelle 3.

	$R = 8$	13	23	43	93	$\cdot 10^3 \Omega$
$-w$ gem.	1,1	3,5	9,3	27,3	113	‰
$-w$ ber.	1,0	2,5	8	27,0	112	

<sup>1)</sup> Bei 1000 ~ und  $I = 0,3$  mA erwies sich  $w(R)$  trotz Sinusform als praktisch linear. Eine Erklärung hierfür kann nicht gegeben werden.

a)  $w(R)$ : Als Beleg diene Tab. 3 für die Abhängigkeit  $w(R)$ .  
 Bedingungen: 100 kV KF (9), 50 ~,  $C = C_{II} = 60 \mu\mu F$ ,  $\Delta K + K_0 = 22000 \mu\mu F$ ,  $I = 0,7$  mA. Den berechneten Werten ist  $R_0 = 4000 \Omega$  zu Grunde gelegt worden.

b)  $w(C + K)$ : Übereinstimmung fast wie unter a), obgleich hierbei wegen  $R = 93000 \Omega$  und  $I = 0,3$  mA am Gleichrichter Spannungsabfälle bis 100 V auftreten.

c)  $w(v)$ : Der bei Niederspannung untersuchte Verlauf von  $w(v)$  ist zwischen 40 ~ und 70 ~ innerhalb einiger Prozent quadratisch.

B)  $WF$  und Kurvenformen.

$w$  kann gegenüber geringen Verzerrungen recht empfindlich sein. Die Verzerrung äussert sich im allgemeinen bei spitzer KF



Fig. 19. Widerstandsfehler.

in einer erheblichen Vergrößerung von  $w$  und einer Streckung der Parabel gegen die Gerade hin, bei flacher Welle in einer Verkleinerung

von  $w$  und in einer Krümmung der Parabel im Sinne einer höhern Potenz. Bei sehr  $\left\{ \begin{smallmatrix} \text{flacher} \\ \text{spitzer} \end{smallmatrix} \right\}$  Kurve kann  $w$  um eine Grössenordnung  $\left\{ \begin{smallmatrix} \text{kleiner} \\ \text{grösser} \end{smallmatrix} \right\}$  als gegenüber Sinusform sein.

Beispiele sind in Fig. 19 enthalten; dort ist die unmittelbar gemessene Grösse —  $(w-w_0)$  in Funktion von  $\Delta R$  aufgetragen.

a)  $w(R)$ . Für den beträchtlichen Unterschied zwischen  $w(KF(1))$  und dem berechneten  $WF$  sind wohl die ca. 4% fünfte Harmonische verantwortlich zu machen.  $KF(7)$  bildet eine Ausnahme von der Regel.  $KF(7)$  ist nämlich spitzer als  $KF(9)$ . Dass  $w(KF(7))$  kleiner als  $w(KF(9))$  ist, ist zunächst verwunderlich, lässt sich aber qualitativ aus der Phasenlage der dritten Harmonischen (siehe Fig. 13,  $KF(7)$ ) in bezug auf die Grundwelle erklären.

Auf die Entstehung eines linearen Gliedes in  $w$  bei sehr spitzen Kurven kommen wir später zu sprechen.

Es sei erwähnt, dass Niederfrequenz mit überlagerter Mittelfrequenz [90 V  $KF(1)$  50 ~] + [30 V Sinusform 820 ~] für  $\Delta E = 100$  V (also im regulären Teil der  $U$ -Kurve) bei  $C = 0,005 \mu F$   $w_0 < 1\%$  ergab. Selbst an sehr schlechten Kurven ist demnach bei genügend kleinem  $C$  technische Genauigkeit erreichbar.

Der Grenzfall der flachen Spannungskurven, das ist die zerhackte Gleichspannung, ist der Rechnung leicht zugänglich. Man findet für die beim Aufladen eines Kondensators  $K$  über den Widerstand  $R$  erreichte Amplitude der Umladung, verglichen mit der für  $R = 0$  erreichbaren, m. a. W. für die relative scheinbare Kapazität gegenüber zerhackter Gleichspannung, wenn  $RK = T$  gesetzt wird

$$\frac{K_z}{K} = \frac{1 - e^{-\frac{\tau}{2T}}}{1 + e^{+\frac{\tau}{2T}}} \approx 1 - 2 \cdot e^{-\frac{\tau}{2T}}, \text{ wenn } \tau \gg T. \quad (19)$$

Für eine Sinusspannung gleicher Frequenz  $\nu = \frac{1}{\tau}$  ist  $\frac{\tau}{2T} = x = \frac{\pi}{\omega RK}$ , und die relative scheinbare Kapazität beträgt entsprechend

$$\frac{K_{sin}}{K} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 K^2}} = 1 - \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{1}{x}\right)^2 + \dots \quad (20)$$

(19) von der Stelle  $\frac{1}{x} = 0$  aus entwickelt gäbe in  $\frac{1}{x}$  eine Parabel unendlich hoher Ordnung. Daher sind bei  $KF(6)$  für relativ

kleine  $\Delta R$  sehr kleine  $WF$  zu erwarten; dies war auch wirklich der Fall. Die Kleinheit von  $w$  ( $KF$  (4)) ist hiernach verständlich.

Über die Darstellung der Funktionen (19) und (20) in Fig. 20 vergl. S. 398.

b)  $w(C + K)$  und  $w(\nu)$ : Eingehende Untersuchung zeigte, dass für  $KF$  (1)  $w$  im wesentlichen Funktion von  $2\pi\nu R(C + K)$  ist.

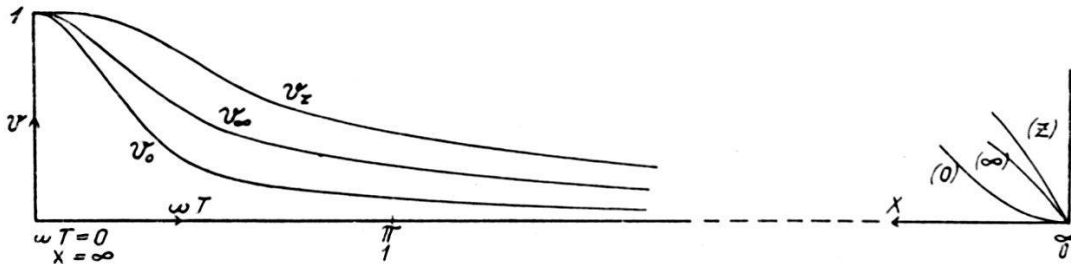


Fig. 20.

C)  $WF$  bei unvollkommener Ausnutzung der Charakteristik.

Es gehen auch hier  $C$ ,  $K$ ,  $R$  und  $\nu$  im wesentlichen nur in der Verbindung  $2\pi\nu R(C + K)$  in  $w$  ein. Mit abnehmender Ausnutzung geht eine Verflachung der quadratischen Abhängigkeiten Hand in Hand: die Willkür in der Wahl eines Abhängigkeitsgesetzes (siehe z. B. die konst.  $\cdot R^{3/2}$ -Kurve in Fig. 19), mit der man  $w$  darzustellen versucht, um auf „ $R = 0$ “ zu extrapolieren, wächst mit  $R_0$  rasch an und ist nur ein Ausdruck für den Umstand, dass bei geringer Ausnutzung ein „Röhrenwiderstand“ als konstante Zahl nicht mehr existiert.

Das praktische Resultat der beiden Abschnitte über  $g_e$  und  $w$  ist zusammenfassend das folgende: Die Arbeit führt, im Gegensatz zu den meisten andern, die sich mit demselben Gegenstand befassen, zum Ergebnis, dass der  $WF$  nicht durch besondere Schaltmassnahmen zu eliminieren, sondern zweckmässig durch grössenordnungsmässiges Abschätzen (was nach dem 2. Abschnitt recht zuverlässig geschehen kann) und anschliessendes Kleinhalten von  $\omega R_0(C + K)$  zurückzudrängen und dafür das Hauptaugenmerk auf die Grundkorrektur  $g_e$  zu richten ist, welche nach (14c) abgeschätzt und nach einer der im IV. Teil angegebenen Methoden bestimmt werden kann.

3. Analyse der Grundkorrektur  $g_e$  und des Fehlers  $f$ .

Nach (14c) ist  $g_e$  wesentlich durch  $'E$  bzw.  $E_0$  bestimmt. Der letzteren Grösse müssen wir uns daher zuwenden.

a)  $E_0(C, K)$  bzw.  $g_e(C, K)$ . In Tab. 4 ist  $E_0$  bei konstantem  $I = 0,29 \text{ mA}$  ( $K = K_0 = 160 \mu\mu F$ ) bei den in der ersten Zeile genannten Spannungen  $V$  graphisch bestimmt und hieraus nach

**Tabelle 4.**

$V \text{ KF (1)}$	100	200	400	800	1500	3000	6000
$C \cdot 10^{-9} F$	20	10	5	2,5	1,33	0,66	0,33
$E_0$ in V	2,8/9	1,9	1,3	1,1	1,2	1,2	1,1/2
$E_0$ in V $w$	2,2	(1,6)	1,2	1,1	1,2	1,2	1,1/2

(18)  $E_0$  aus den anderweitig bestimmten Grössen  $f$  und  $w_0$  berechnet worden. Die Unsicherheit dieser Korrektur erreicht die Grösse des nachzuweisenden Effektes sicher nicht. Die aus der letzten Zeile ersichtliche deutliche Abhängigkeit von  $C^1$ ) gibt nun das für das Verständnis der Wirkungsweise des Röhrengleichrichters vielleicht wichtigste Resultat: *Zu vom Standpunkt der vereinfachten Theorie hinsichtlich des Gleichrichters gleichwertigen Betriebsbedingungen ( $I$  bzw.  $VC = \text{konstant}$ ) gehören, je nachdem  $C$  oder  $K$  vorwiegt, verschiedene äquivalente ideale Charakteristiken.*

b)  $E_0(I)$  bzw.  $g_e$  von  $(I)$ . Nach obigem ist  $E_0$  jedenfalls nicht Funktion von  $I$  oder, genauer gesagt, von der Gleichrichter-Charakteristik allein. Trotzdem lässt sich über die Zunahme von  $E_0$  mit der Ausnutzung ziemlich allgemein eine Aussage machen.

In Fig. 18b ist der Koordinatenursprung in den Anstiegspunkt der wahren Charakteristik gelegt worden. Die andere (nicht gezeichnete) Hälfte der Charakteristik sei zur vorliegenden symmetrisch:  $E_0$  verteilt sich dann zu gleichen Teilen auf die beiden Röhren. Man kommt den tatsächlichen Verhältnissen wohl recht nahe, wenn man die wahre Charakteristik  $i = i(e)$  von der Form  $i = k \cdot e^n$  annimmt und von der idealen Charakteristik beim Strom  $I_1$   $i' = i'(e, I_1)$  voraussetzt, dass sie dieselbe Steigung  $\left| \frac{di}{de} \right|_1$  wie  $i(e)$  im Punkt  $(i = I_1, e = e_1)$  besitzt und durch einen Punkt  $P$  von  $i(e)$  geht, dessen Ordinate ein gewisses konstantes Vielfaches  $a \cdot I_1$  von  $I_1$  ist. Für diese Gerade folgt leicht, dass sie die Spannungsachse in einem Punkt mit der Abszisse

$$\frac{1}{2} \cdot E_0 = e_1 \left( a^{1/n} - \frac{a}{n} \right) = \text{Konst.} \cdot e_1 \quad (21)$$

<sup>1)</sup> oder  $K$ ? zur Bestimmung von  $E_0$  muss stets  $K$  variiert werden.

schneidet. Hiernach befolgen  $E_w$  und die Gleichspannung  $e_1$ , die an der Röhre liegen würde, wenn ein Gleichstrom gleichen Betrages sie durchfließen würde, ziemlich allgemein das gleiche Gesetz. Nun bestimmt einerseits  $E_w$  direkt das Verhalten von  $g_e$  und letzteres dasjenige von  $'A$ ; andererseits ist  $I$  nahe proportional  $C$ . Wir verstehen hiernach, dass die Kurve  $'A(C)$  in Fig. 11 von der gleichen Gestalt wie eine (um  $90^\circ$  gedrehte) Röhren-

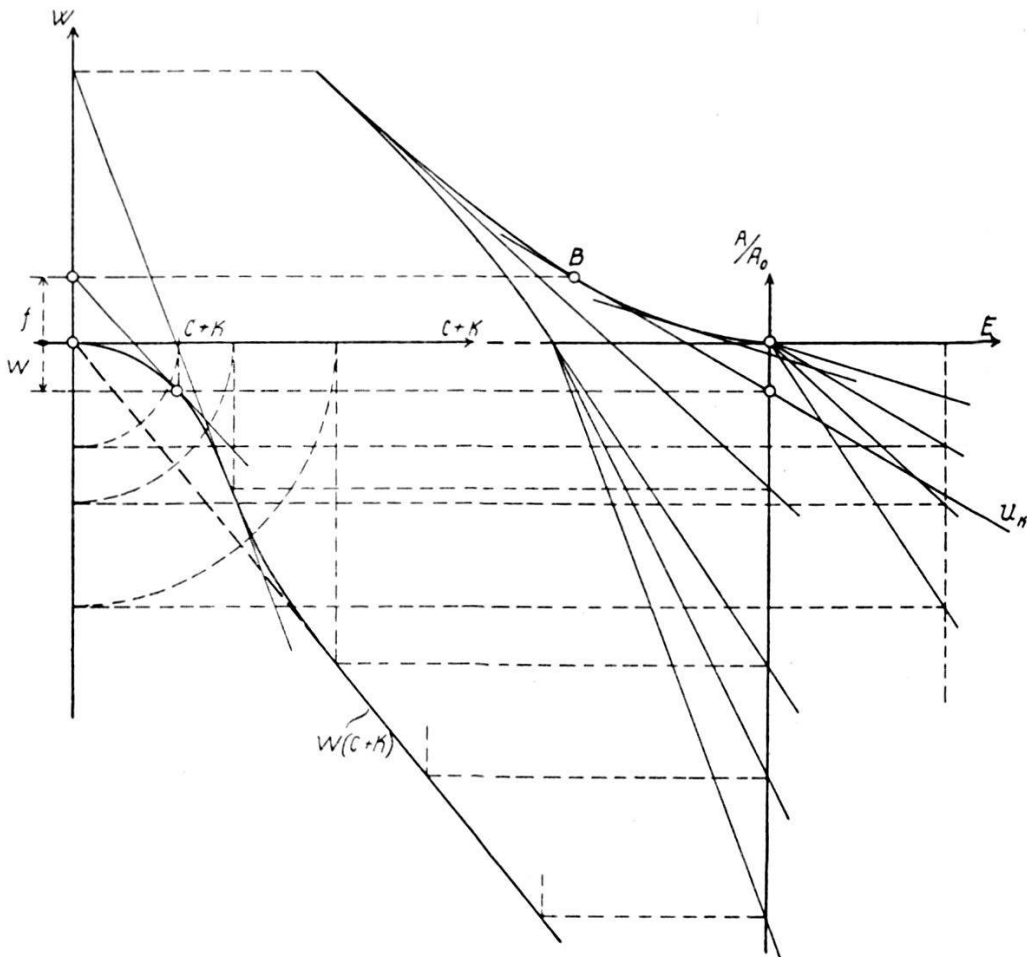


Fig. 21. Konstruktion von  $f$ .

charakteristik ist. Bei Spannungen um 15 V  $KF(1)$  hat sich diese Regel sehr gut bestätigt.

e) Wir betrachten noch ganz schematisch anhand von Fig. 21 das Zustandekommen von  $f$  infolge der  $WF$ . Die linke Hälfte der Abbildung stellt die beliebig gewählte Funktion  $w(C+K)$ , die rechte Hälfte die hieraus konstruierte  $U$ -Geradenschar dar. (3) und (16) vereinigt lauten:

$$A = A_w \left[ 1 + w(K) - \frac{E_w}{2S_w} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right] = A_0 \left[ 1 - \frac{E(K)}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right],$$

wobei durch die Schreibweise angedeutet ist, dass  $K$  der allein variable Parameter der Schar ist. Setzt man noch für den Fehler der natürlichen Gegenspannung

$$E_0(K) - E_w = E(K) - E_w = \delta E_0(K),$$

so folgt angenähert (vergl. (18)):

$$f - w = \delta E_0 \cdot \frac{1}{2 S_w} \left( 1 + \frac{K}{C} \right).$$

$B$  als Schnitt von  $U_K$  mit  $U_{K + \delta K}$  ist nun nach der Theorie der Einhüllenden gegeben durch

$$\left. \frac{\partial A}{\partial K} = A_w \left[ \frac{\partial w}{\partial K} - \frac{E_w}{2 S_w C} \right] \right|_{E_w = -\delta E_0} = 0,$$

woraus:

$$\delta E_0 = -2 S_w C \cdot \frac{\partial w}{\partial K}.$$

Oben eingesetzt:

$$f - w = -\frac{\partial w}{\partial K} (C + K). \quad (22)$$

Hieraus lesen wir eine einfache Regel zur Konstruktion von  $f$  ab:  $f$  ist die Strecke, die die Tangente in  $(C + K, w)$  an  $w(K)$  auf der  $w$ -Achse abschneidet. Die Konstruktion ist damit unmittelbar verständlich. Der Ort des Büschelpunktes  $B$  hat für den Wendepunkt von  $w(K)$  eine Spitze. Einer durch den Nullpunkt gehenden Tangente an  $w(K)$  entspricht ein infinitesimales Büschel mit  $f = 0$ . (Ein theoretisches Beispiel hierfür siehe unten.) Es leuchtet ferner ein, dass gute Definition des Büschels ein erhebliches  $f$  nicht ausschliesst.

Der ziemlich allgemeine Ansatz

$$w = -[a(C + K) + b(C + K)^n],$$

aus welchem nach (22)  $f = (n-1)b \cdot (C + K)^n$  folgt, lehrt uns zwei-erlei: Ein lineares Glied in  $w(C + K)$  stört die Messung nicht. Dies müssen wir als eigentliche Ursache für die Kleinheit von  $f$  bis zu einigen Volt hinunter annehmen; dort wurde ja bei der geringen Ausnutzung  $w$  als praktisch linear befunden. Zweitens folgt, dass  $f$  um so kleiner ist, je näher der Abhängigkeitsexponent an 1 ist. Beispiel: Aus den bei  $KF(1)$  empirisch gefundenen Exponenten  $n = 3/2$  (siehe oben Abschnitt 2, C) berechnet sich für 100 V,  $C = 0,02 \mu F$   $f$  zu  $10/1000$ , was mit Tab. 2 übereinstimmt. Dieses Nebenresultat wird hier nur erwähnt, um zu zeigen, dass auch das feinere Verhalten der Fehler 2. Ordnung unserem Verständnis nicht ganz verschlossen ist.

d)  $g_e$  und  $KF$ . Bei der Besprechung von Tab. 2 wurde bereits festgestellt, dass  $g_e$  gegen flache Kurven hin stark von der Scheitelform abhängig ist. Qualitativ lässt sich dies folgendermassen verstehen: Der Schwerpunkt der Ausnutzung rückt mit zunehmender Abflachung der Spannungskurve bzw. flachwerdendem Nulldurchgang des Stromes auf der Röhren-Charakteristik nach unten.

Der Umstand, dass, wie wir sehen,  $g_w$  ( $C = 0,002 \mu F$ ) für  $KF$  (1) und  $KF$  (3) so ähnlich sind, darf nicht zum Schluss verleiten, dass zu beliebig spitzen Kurven dasselbe  $g_w$  gehört. Dies zeigt das für  $R = \text{konstant}$  der Rechnung leicht zugängliche Beispiel der *Dreieckskurve*: Man erhält die zu (21) analoge Beziehung

$$\frac{1}{2} \cdot E_w = 2 \cdot \ln 2 \cdot e_1 = 1,386 \cdot e_1,$$

während empirisch für  $KF$  (1) und  $KF$  (3) die Konstante in (21) als  $< 1$  (meist ca. 0,5) befunden wurde.

Das Beispiel der Dreieckskurve ist auch insofern lehrreich, als

$$w = - \frac{2}{\pi} \cdot \ln 2 \cdot \omega R (C + K)$$

in  $\omega R (C + K)$  rein linear und folglich  $f = 0$  ist. Fig. 21 bezieht sich auf eine Dreieckform mit leicht abgerundeten Spitzen. Während man sonst  $C + K$  bei verzerrter Kurve nicht zu gross wählen darf, gilt hier gerade das Gegenteil.

*Kurven mit ZS*: Zu Fig. 16. Wie wir sehen werden, sind die  $WF$  im überhöhten Teil der  $U$ -Kurven im allgemeinen etwas grösser als im normalen Teil. Sie müssten dreimal grösser sein, wenn die Knickpunkte der  $U$ -Kurven auf einer  $E$ -Achsenparallelen liegen sollten. Daher liegen die Knicke bei grösserem  $K$  tiefer als bei kleinerem  $K$ ; ferner ist die Abszisse des überhöhten Büschelpunktes grösser als diejenige des normalen und kommt dem Wert  $E_w = 0$  näher.

Das *praktische Resultat* dieses Abschnittes ist: wenn man den Eigentümlichkeiten der Arbeitsweise des Gleichrichters Rechnung tragen will, so ist es *ratsam, bei jeder nennenswerten Änderung der Messbedingungen die Grundkorrektur neu zu bestimmen*.

Wir wollen mit diesen Ausführungen die erste der beiden im I. Teil aufgeworfenen Fragen als beantwortet ansehen und uns der zweiten Frage zuwenden, nicht nur im Hinblick auf die Möglichkeit einer Umgehung der Frequenzmessung durch den Ausbau des CH-Verfahrens 2. Art, sondern auch weil eine Reihe von Eigenschaften der  $U$ -Kurven benutzt worden sind, für die wir noch den experimentellen Nachweis schuldig sind.

4. Einfluss des  $WF$  auf den Verlauf der  $U$ -Kurven.

Der allgemeine Verlauf ist aus Fig. 9 ersichtlich. Die weitgehende Gültigkeit des im I. Teil abgeleiteten Satzes über das Parallellaufen der  $U$ -Kurven bei  $\Delta E < 2S$  erhellt aus folgendem Beispiel: 100 V  $KF$  (1), 50  $\sim$ ,  $C = 0,02 \mu\mu F$ ,  $K = K_0 = 130 \mu\mu F$ ;

Tabelle 5.

	$\Delta E = 12 \text{ V}$	$\Delta E = 112 \text{ V}$
(A)	(9650)	(6170)
$R = 0$	$w_0 - w = 0 \cdot 10^{-4}$	$w_0 - w = 0 \cdot 10^{-4}$
8850	73	71
18850	197	195
38850	542	538
88850	1787	1662

Die Kurvenformen  $KF$  (7) bis  $KF$  (10) liefern ähnliche Ergebnisse. Für wenig verzerrte und spitze Kurven ist demnach unsere Regel bis zu Widerstandsfehlern von einigen Prozent gut erfüllt. Bei den  $KF$  mit  $ZS$  sind die  $WF$  im erhöhten Teil der  $U$ -Kurven etwa 30 — 100% grösser als im regulären Teil.

$KF$  (6) als Vertreter der sehr flachen Formen bedarf einer besondern Besprechnug. Der  $WF$  bringt hier unmittelbar die Unvollständigkeit der Aufladung von  $C$  auf die Spannung

$$2S \left[ 1 - \frac{E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right]$$

zum Ausdruck.  $I$  ist daher proportional  $A = A_0 (1 - |w_0|) \left[ 1 - \frac{E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \right]$ . Die Neigung  $\frac{1}{A_0} \cdot \frac{\partial A}{\partial E}$  ist also geringer. Für das Verfahren 2. Art erstet hieraus jedoch keine Schwierigkeit, da  $w_0$  ( $KF$  (6)) stets vernachlässigbar klein gehalten werden kann.

5. Frequenzabhängigkeit von  $C$  und  $K$ <sup>1)</sup>.

A)  $K$  ( $\nu$  bzw.  $KF$ ).

a) Messspannung sinusförmig. Wie aus Fig. 4 ersichtlich, ist  $K$  für kleine  $E$  annähernd mit zerhackter Gleichspannung, für  $E$  nahe gleich  $\frac{2SC}{K+C}$  mit Sinusspannung belastet. Da im allgemeinen

<sup>1)</sup> Hierbei ist weniger an die Abhängigkeit von der Messfrequenz als an das in einer Abhängigkeit von der  $KF$  sich äussernde verschiedene Verhalten gegenüber Oberwellen gedacht.

$K$  keine Luftkapazität ist, müssen wir daher mit einer Abhängigkeit  $K(E)$  rechnen.

Es gibt vier relativ einfache Modelle für einen Kondensator mit Verlusten: siehe Fig. 22. Die Serie-Parallelschaltung  $SP_{II}$  ist dem sog. Maxwell'schen Zwei-Schichten-Modell  $SP_I$  (Lit. (9)) äquivalent, da sich die beiden Ausdrücke für die komplexe Leitfähigkeit auf dieselbe Form in  $\omega$  bringen lassen. Wir bedienen uns nachstehend des Modells  $SP_{II}$  ( $SP$  genannt), weil es rechnerisch und experimentell leichter zu handhaben ist.

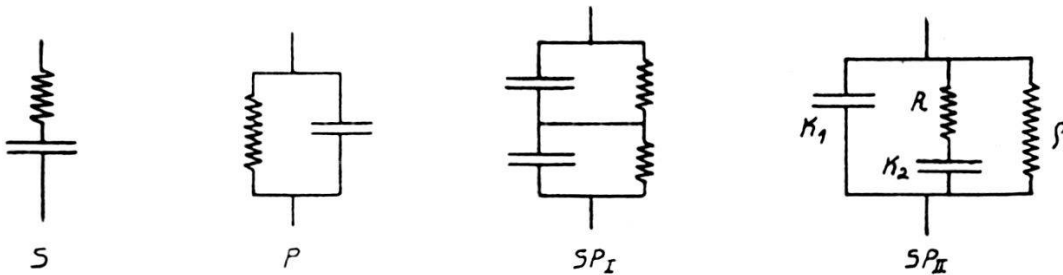


Fig. 22.

Als sehr schlechter Kondensator diene eine zweiadrige, baumwollumspinnene Leitungsschnur (bezeichnet mit  $X$ ) mit den Daten:

$$X \begin{cases} \nu = 50: \operatorname{tg} \delta = 0,5; \\ \nu = 800: \text{ca. } 1400 \mu\mu F. \end{cases} \begin{cases} S(X): 3400 \mu\mu F, \text{ in Serie } 0,46 \cdot 10^6 \Omega \\ P(X): 2700 \mu\mu F, \text{ parallel } 2,3 \cdot 10^6 \Omega \end{cases} \text{ Gleichstromisolation } \approx 10^9.$$

Für die Brauchbarkeit der Modelle entscheidet hier der Einfluss auf die  $U$ -Kurven bei Ersatz von  $X$  (als  $K$ ) durch äquivalente Modellschaltungen. Das Experiment zeigt nun, dass das durch die Fehler von  $X$  bedingte, in Fig. 23 übertrieben dargestellte Durchhängen der  $U$ -Kurven durch die durch Probieren gefundene Schaltung

$$SP(X): K_1 = 1300, K_2 \approx 4000 \mu\mu F, R \approx 1,2 \cdot 10^6 \Omega, 1/\varrho = 0$$

qualitativ gut wiedergegeben wird, während dies für  $S(X)$  und  $P(X)$  nicht der Fall ist. Im folgenden sei daher der Deutung der Erscheinungen das Modell  $SP$ , und zwar mit  $\varrho = \infty$ , zugrunde gelegt, entsprechend dem Umstand, dass in praxi meistens die mangelnde Isolation gegenüber der Wechselstrom-Verlust-Leitfähigkeit völlig zurücktritt.

Da es sich nur um Fehlergrößen handelt, wollen wir uns mit einem qualitativen Verständnis begnügen und annehmen, dass in erster Näherung die Veränderungen der Scheinkapazität (das ist  $= \frac{1}{\omega} \cdot \text{Scheinleitfähigkeit}$ ) mit der  $KF$  für die Abweichungen

von (11a) massgebend seien. Diese berechnet sich für Sinusform in den Bezeichnungen von Fig. 22 und mit  $T = RK_2$  leicht zu

$$K_{\text{sin}} = K_1 \sqrt{\left(1 + \frac{K_2/K_1}{1 + \omega^2 T^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega T \cdot K_2/K_1}{1 + \omega^2 T^2}\right)^2}. \quad (23)$$

Für  $\omega T = \infty$  erhält man hieraus die geometrische Kapazität  $\infty K_{\text{sin}} = K_1$  und für  $\omega T = 0$  die Gleichkapazität  ${}_0K_{\text{sin}} = K_1 + K_2$ . Es genügt für unsere Zwecke, festzustellen, dass die relative Erhöhung der Scheinkapazität

$$v_{\text{sin}} = \frac{K_{\text{sin}} - \infty K_{\text{sin}}}{{}_0K_{\text{sin}} - \infty K_{\text{sin}}} \quad (24)$$

als Funktion von  $\omega T$  und dem Parameter  $K_2/K_1$  in Fig. 20 das Gebiet zwischen dem Grenzfall

$$\lim \frac{K_2}{K_1} \rightarrow 0 : v_0 = \frac{1}{1 + \omega^2 T^2} \quad (K_2 \text{ klein, Kondensator gut})$$

und dem bereits in (20) enthaltenen Fall

$$\lim \frac{K_2}{K_1} \rightarrow \infty : v_\infty = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 T^2}} \quad (K_1 \text{ klein})$$

ausfüllt. Andererseits ist für zerhackte Gleichspannung  $K_z = K_1 + K_z$ , wobei sich  $K_z$  nach (19) berechnet, und ferner nach Definition

$$v_z = \frac{K_z - \infty K_z}{{}_0K_z - \infty K_z}. \quad (25)$$

In Fig. 20 ist noch rechter Hand in vergrössertem Masstab das asymptotische Verhalten der drei Funktionen  $v_0$ ,  $v_\infty$  und  $v_z$  bei  $\omega T \rightarrow \infty$  dargestellt.

Wie erwähnt wurde, wollen wir also den in Fig. 23 dargestellten Durchhang der  $U$ -Kurven deuten als Abnahme der Neigung von

$$\frac{1}{2S} \left( \frac{C + K_z}{C} \right) \text{ bis } \frac{1}{2S} \left( \frac{C + K_{\text{sin}}}{C} \right)^1, \text{ also um } \frac{1}{2SC} (K_z - K_{\text{sin}}).$$

*Die Geradlinigkeit der U-Kurve ist also gleichsam ein Mass für die*

<sup>1)</sup>  $C$  fehlerfrei vorausgesetzt.



welches die Grössenordnung der (minimalen) Fehler ist, die man gewärtigen muss, wenn ein bestimmter Unterdrückungsgrad durch die Umstände vorgeschrieben ist.

Ein Beispiel erläutere die Entstehung der ersten Kolonne der Tabelle 6: 500 V  $KF$  (1), 50  $\sim$ ,  $C = 330 \mu\mu F$  (Luft),  $I = 0,024$  mA,  $K_0 \approx 130 \mu\mu F$ ,  $\Delta K = 5000 \mu\mu F$  (Glimmerkondensator geringerer Qualität). Tab. 7.

Tabelle 7.

$\Delta E$ V	A	Diff.
2	979,5	203,8
22	775,7	203,5
42	572,2	201,4
62	370,8	200,7
82	170,1	100,1
92	70,0	

Aus der Abnahme der Differenzen, d. h. des Gefalles, folgt die gesamte Kapazitätsänderung  $\delta K$  zu

$$1 \div 1,2\% \text{ von } 5500 \mu\mu F = 55 \div 65 \mu\mu F.$$

Die entsprechende Messung mit  $K = 4000 \mu\mu F$  (Luft) gibt

$$\delta' K = 3 \div 4\% \text{ von } 4500 \mu\mu F \approx 15 \mu\mu F.$$

Auf den Glimmerkondensator entfallen also  $45 \div 50 \mu\mu F$  bzw.  $1\%$ .

b) Hinsichtlich der  $KF$  der Messspannung sei bemerkt, dass für  $KF$  (6) die Kapazitätsänderung, wie erwartet, viel kleiner ausfällt als für Sinusform, z. B. für  $X$  auf den oberen  $\frac{9}{10}$  der  $U$ -Kurve  $< 1\%$ ! Für  $X$  bei  $KF$  (3) ist sie etwas grösser als bei Sinusform.

#### B) $C$ ( $v$ bzw. $KF$ ).

a) Sinusförmige Niederspannung, Spezialfall  $K \ll C$ . Der Mechanismus ist anders als bei  $K$ , das Resultat jedoch, wie Überlegung und Experiment zeigen, ungefähr dasselbe, d. h.: Die

Wirkungen der Fehler von  $C$  und  $K$  addieren sich; der resultierende Durchhang ist demnach durch  $\frac{\delta(C+K)}{C+K}$  charakterisiert. Bei Hochspannung ( $C \ll K$ ,  $\Delta E$  stets  $\ll 2S$ ) kommt natürlich hinsichtlich  $C$  ein solcher Effekt nicht in Frage.

b) Stark verzerrte Spannungen sind nur mit verlustfreiem  $C$  (Luft oder Pressgas als Dielektrikum) genau messbar, weil nur dann der Strom der zeitlichen Ableitung der Spannung proportional ist.

c) *Isolationsfehler.*

Solange die Isolation den idealen Verhältnissen von Fig. 1 b bzw. 2 entspricht, ist es gleichgültig, ob der Erdpunkt  $F$  zwischen  $G$  und  $\Delta E$  oder zwischen  $G$  und  $R_1$  oder zwischen  $\Delta E$  und  $R_2$  liegt. Bei zweifelhafter Isolation ist die gezeichnete Schaltung im allgemeinen vorzuziehen.

Gegen Isolationsfehler parallel zu den Röhren sind alle drei Schaltungen ungefähr gleich empfindlich.

Der Einfluss eines endlichen ohmischen Nebenschlusses zum Gleichrichter ( $\varrho \neq \infty$ ) in Funktion von  $\Delta E$  besteht in komplizierten Verschiebungen und Krümmungen der  $U$ -Kurven. Durch die Bildung des Büschels heben sich die Isolationsfehler (irgendwelcher Art) nicht oder nur teilweise weg. *Dasselbe gilt von den Fehlern von  $K$  (Nebenschluss  $RK_2$  in Fig. 22). Folglich sind Isolations- und Kapazitätsfehler auf die Grundkorrektur von schädlichem Einfluss und müssen daher vermieden werden.* Zur Abschätzung der Grössenordnung der Fehler diene die empirisch aufgestellte Regel: Das grundkorrigierte Resultat ist schlimmstenfalls mit einem Fehler von der Grössenordnung

$$\frac{1}{2S} \cdot \frac{\text{einige Volt}}{\omega C \cdot (\text{Isol.- bzw. Verlustwiderstand von } K)}$$

behaftet.

6. *Abnahme von  $E_0$  mit wachsender Unterdrückung.*

Man darf nicht erwarten, dass mit zunehmender Unterdrückung  $\varepsilon$

$$\varepsilon = \frac{\Delta E}{2S} \left( 1 + \frac{K}{C} \right) \quad (0 < \varepsilon < 1)$$

die ideale Ersatzcharakteristik von  $\varepsilon$  unabhängig bleibt. Die Änderung von  $R_0$  ist praktisch belanglos, nicht aber die Abnahme von  $E_0$ :

$$E_0(\varepsilon) = E_0(\Delta E = 2 \text{ V}) - m \cdot \varepsilon + m' \cdot \varepsilon^2 + \dots \quad (m > 0) \quad (26)$$

Der durch die höhern Glieder  $\varepsilon^2, \varepsilon^3 \dots$  bedingte Anteil an der Änderung der Neigung der  $U$ -Kurven war unter messtechnisch günstigen Bedingungen sehr klein ( $< 1\text{‰}$  von 100 V an aufwärts; bei 12 V  $KF(1)$ ,  $C = 0,01 \mu F$  noch nicht  $1/2\text{‰}$ ). Von diesem Umstand wurde sub 5) Gebrauch gemacht, indem die ganze Krümmung den Fehlern von  $C$  und  $K$  zugeschrieben wurde.

Das lineare Glied in (26) bedingt wegen

$$E = E_0 + \Delta E = E_0(\Delta E = 2 \text{ V}) + \left(1 - m \cdot \frac{C + K}{2SC}\right) \cdot \Delta E$$

nach (11a) die veränderte Neigung

$$-\frac{1}{A_0} \frac{\partial A}{\partial \Delta E} = \frac{1}{2S} \left(1 - m \cdot \frac{C + K}{2SC}\right) \left(1 + \frac{K}{C}\right) = \frac{1}{2S'} \left(1 + \frac{K}{C}\right). \quad (27)$$

Die nach dem Verfahren 2. Art ermittelten Werte  $2S'$  haben daher, wenn man, wie im dritten Glied von (27) zum Ausdruck kommt,  $m$  nicht berücksichtigt, Neigung, zu gross auszufallen, und zwar um

$$2(S' - S) = m \left(1 + \frac{K}{C}\right).$$

$m$  kann natürlich nicht grösser als  $E_0$  selbst werden.

Die Bestimmung von  $m$  durch Messung des relativen Gefälles im oberen Teil der  $U$ -Kurven erfolgte bei Niederspannung, da  $\frac{K}{C}$  ( $= \frac{K_0}{C}$ ) dort genauer bekannt war. Die Ergebnisse für Messströme bis 0,5 mA ( $KF(1) 50 \sim$ ) lassen sich durch

$$m = (0,2 \div 0,3) \cdot E_0$$

darstellen.  $\frac{m}{2S} \left(1 + \frac{K}{C}\right)$  ist der eigentliche Fehler des Verfahrens 2. Art, der zum Fehler  $f$ , welcher ja jeder Messung anhaftet, hinzutritt. Z. B. bei 50 V  $KF(1) 50 \sim$ ,  $C = 0,02 \mu F$  beträgt er  $3\text{‰}$ .

Es ist zu erwarten, dass für Ströme von mehreren mA, wo die Charakteristik wirklich wie eine ideale arbeitet,  $m$  viel kleiner wird.

*Unregelmässigkeiten in der Krümmung*, die nicht den bisher besprochenen Erscheinungen zugeteilt werden können, scheinen im obersten Teil der  $U$ -Kurven, der ja, wie es in der Natur der Prüfmethode liegt, besonders genau untersucht werden kann, in geringem Masse vorhanden zu sein. Bei Strömen über 1 mA und verzerrter Kurve wurden lokale Neigungsänderungen von  $1/2\%$  beobachtet. Ein ungünstiger Einfluss auf  $g_e$  war nicht festzustellen. *Für Messungen nach dem Verfahren 2. Art ist jedenfalls ein grösserer Teil der  $U$ -Kurve beizuziehen.*

#### 7. Fremd- und gleichperiodige Störungen, Wechselstromheizung usw.

Die kapazitive Beeinflussung der mit  $F$  (Fig. 2) metallisch verbundenen Teile des Gleichrichters ist vollständig zu vernachlässigen.

##### A) Kapazitive Beeinflussung der mit $M$ metallisch verbundenen Teile.

a) Gleichperiodige Störungen. Der Störstrom addiert sich schlimmstenfalls algebraisch zum Messtrom.

b) Fremdperiodige Störungen. Der Einfluss wächst quadratisch mit dem Störstrom, ist also äusserst klein.

##### B) Störungen bei direkt wechselstrom-geheizten Röhren.

Die Spannungsabfälle an den Heizdrähten wirken wie vor die Röhren geschaltete Wechselspannungen. Die Erscheinungen sind sehr mannigfaltig; wir begnügen uns hier mit der Angabe einiger Winke für die Praxis.

a) Heizfrequenz = Messfrequenz. Es gibt zwei Paare von Möglichkeiten, die Röhren an das Netz bzw. den Heiztransformator anzuschliessen. Das eine Paar ist daran erkenntlich, dass das zur Unterdrückung des Nullstromes minimal nötige  $\Delta E$  kleiner ist als beim andern Paar; dieses letztere hat dafür den Vorteil, dass die Differenzen beim Umpolen des (gemeinsamen) Netzanschlusses viel kleiner ausfallen, dass ferner (11 a) viel besser gilt und das  $g_e$  etwas zuverlässiger ist.

b) Heizfrequenz  $\neq$  Messfrequenz. Die Resultate sind erheblich besser, bleiben aber an Zuverlässigkeit hinter den mit Gleichstromheizung erhältlichen doch noch etwas zurück.

Alle Störungen treten mit zunehmendem Messtrom mehr und mehr zurück.

*Direkte Wechselstromheizung ist jedenfalls nicht zu empfehlen.* Will man auf die im Netzanschluss liegende Vereinfachung gegenüber der Batterieheizung nicht verzichten, so benutze man *indirekt* geheizte Röhren. Über die Eignung der indirekten Heizung bei Messströmen von  $10^{-6}$  A sind weitere Versuche im Gang.

C) Die *Selbstinduktion des Galvanometers* ist wegen der Ungültigkeit des Superpositionsprinzips prinzipiell schädlich. Die Fehler sind jedoch klein und dürften auch bei genauen Messungen *stets* zu vernachlässigen sein.

#### IV. Teil. Folgerungen und Ergänzungen.

##### 1. Bemerkungen zur praktischen Anwendung.

Die günstigsten Bedingungen sind nach allem von der  $KF$  und ferner bei Kurven ohne  $ZS$  davon abhängig, ob die 1. oder 2. Art des Verfahrens zur Anwendung gelangen soll. Allgemein ist für genaue Messungen empfehlenswert, Gleichstromheizung oder indirekte Wechselstromheizung zu benutzen und minderwertige Kabel zur Verbindung von  $C$  mit dem Gleichrichter zu umgehen. Ferner verdienen hinsichtlich der 2. Art des Verfahrens Röhren mit möglichst eckig und steil ansteigender Charakteristik den Vorzug.

Bei wenig verzerrter  $NS$  von ca. 100 V ist ein  $C$  von  $5 \div 10 \cdot 10^{-9}$  F geeignet, da einerseits die  $WF$  noch nicht stören, andererseits ein Schutz bei solch hohen Kapazitäten im allgemeinen noch nicht nötig ist. Starke Verzerrung verlangt kleines  $C$ .

Bei  $HS$  ist gegen grosse Ströme (Grössenordnung 10 mA) nichts einzuwenden, solange man nicht durch  $ZS$  zu teilweiser Unterdrückung von  $A$  gezwungen wird. Ein Urteil über die Grösse des infolge des nach Formel (5a) dann notwendigen grossen  $K$  entstehenden  $WF$  im regulären Teil der  $U$ -Kurve gewinnt man, indem man das überhöhte Büschel aufnimmt ( ${}_1A_0$  in Fig. 5), hier nach dem Vorbild von Fig. 15 den  $WF$  für dasjenige  $K$ , dessen man sich zur Unterdrückung der  $ZS$  bedienen will, abliest und bemerkt, dass nach dem früheren der  $WF$  im regulären Teil der  $U$ -Kurven kleiner ist.

Bei starker Verzerrung, oder wenn man die Möglichkeit der Anwendung des Verfahrens 2. Art offen lassen will, ist es angezeigt, die Mesströme von der Grössenordnung 0,1 mA zu wählen.

Wenn ein guter Frequenzmesser zur Verfügung steht, verdient das CH-Verfahren 1. Art den Vorzug. Die Fehler des Gleichrichters sind meist so klein, dass sie neben den Fehlern von  $C$  und  $v$  (an der Genauigkeit der Messung von  $I$  fehlt es meistens nicht) ganz zurücktreten. Es liegt in der Natur des Verfahrens 2. Art, dass bei  $NS$  an  $C$  und  $K$ , bei  $HS$  an  $K$  hinsichtlich der Unabhängigkeit von  $v$  bzw.  $KF$  grosse Anforderungen gestellt werden müssen. Dieser Umstand im Verein mit der Abhängigkeit von  $E_0$  von der Aus-

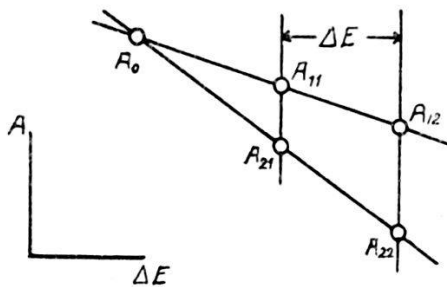


Fig. 25.

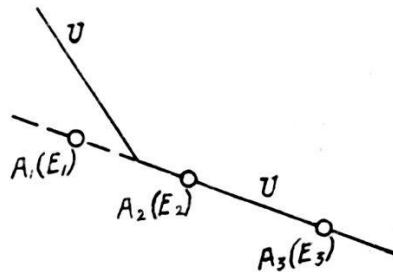


Fig. 26.

nutzung erschwert es, eine höhere Genauigkeit als etwa  $1/3\%$  zu erreichen.

Die Bestimmung von  $g_e$  — sofern eine Abschätzung nach (14c) eine solche überhaupt notwendig erscheinen lässt — erfolgt, wenn das Verhältnis  $\frac{C+K_0}{\Delta K}$  bekannt ist, leicht folgendermassen mit Hilfe von zwei Messungen: Man misst bei normalen Bedingungen ( $A_1(E, K_0)$ ) die durch Zuschaltung von  $\Delta K$  erzeugte Abnahme  $\Delta A$  von  $A_1$ . Aus Fig. 24 und Formel (11a) folgt dann

$$g_e = \frac{\Delta A}{A_1} \cdot \frac{C + K_0}{\Delta K}.$$

Kennt man das genannte Verhältnis nicht, so kann man wie in den beigegebenen Abbildungen graphisch vorgehen oder  $g_e$  aus vier Messungen (siehe Fig. 25):

$$\begin{array}{ll} A_{11}(E, K_0) & A_{21}(E, K_0 + \Delta K) \\ A_{12}(E + \Delta E, K_0) & A_{22}(E + \Delta E, K_0 + \Delta K) \end{array}$$

bei *unbekannten* Grössen  $\Delta E$  und  $\Delta K$  berechnen zu

$$g_e = \frac{A_0}{A_{11}} - 1, A_0 = \frac{A_{11} \cdot A_{22} - A_{12} \cdot A_{21}}{A_{11} + A_{22} - A_{12} - A_{21}}.$$

Es ist klar, dass man hierbei in praxi nicht mit einer Brückenschaltung, sondern mit direkter Strommessung, unter Konstanthaltung von Spannung und Frequenz arbeitet.

Die Messung von  $K_0$  erfolgt zweckmässig durch Bestimmung des absoluten Gefälles  $-\left. \frac{\partial I}{\partial E} \right|_{K_0}$  der  $U_0$ -Kurve; speziell für  $A = I$  ist nach (1)  $A_0 = I_0 = 2 SC \nu$  und daher nach (11 a):

$$-\left. \frac{\partial I}{\partial E} \right|_{K_0} = \nu (K_0 + C).$$

Bei  $HS$  ist im allgemeinen  $C \ll K$  und braucht nur ungefähr oder gar nicht bekannt zu sein.

Über den Fehler von  $g_e$  infolge der Mängel von  $K_0$  orientiert man sich leicht, indem man ein Gebilde ähnlicher dielektrischer Eigenschaften zu  $K$  parallel schaltet. Den Isolationsfehler von  $K_0$  erkennt man daran, dass sich  $I$  nicht vollständig unterdrücken lässt.

An *Formeln für die Anwendung des CH-Verfahrens* nach Bestimmung von  $g_e$  seien die folgenden gegeben.

*Für das Verfahren 1. Art bei Kurven ohne ZS:*

$$2S = \frac{I_1}{\nu C} (1 + g_e), \quad (28 \text{ a})$$

wobei  $g_e$  zu  $I_1(E_1)$  gehört.

*Für das Verfahren 2. Art bei Kurven ohne ZS:*

Es bedarf zweier Messungen:  $A_1(E_1)$ , wozu  $g_e$  gehöre, und  $A_2(E_2)$ . Dann folgt aus  $A_0 = A_1(1 + g_e)$  und (11 a):

$$2S = \frac{E_2 - E_1}{A_1 - A_2} \cdot A_1 (1 + g_e) \cdot \left(1 + \frac{K_0}{C}\right). \quad (29 \text{ a})$$

Für das Verfahren 2. Art bei Kurven mit ZS:

$g_e$  gehöre zu  $A_1 (E_1)$ . Die zwei Messungen im normalen Teil der U-Kurve seien  $A_2 (E_2)$  und  $A_3 (E_3)$  (siehe Fig. 26). Wie oben ist

$$2S = \frac{E_3 - E_2}{A_2 - A_3} \cdot A_1 (1 + g_e) \left(1 + \frac{K_0}{C}\right),$$

worin aber  $A_1$  keine gemessene Grösse ist, sondern aus  $E_1, E_2, E_3, A_2$  und  $A_3$  berechnet werden muss. Es folgt:

$$2S = \left[ \frac{E_3 - E_2}{A_2 - A_3} \cdot A_2 + (E_2 - E_1) \right] (1 + g_e) \left(1 + \frac{K_0}{C}\right). \quad (29 \text{ b})$$

Für das Verfahren 1. Art bei Kurven mit ZS:

Ganz entsprechend ist in (28 a)  $I$  durch die gemessenen Grössen  $E_1, E_2, E_3, I_2$  und  $I_3$  auszudrücken:

$$2S = \left[ I_2 + \frac{E_2 - E_1}{E_3 - E_2} (I_2 - I_3) \right] \cdot \frac{1 + g_e}{\nu C}. \quad (28 \text{ b})$$

## 2. Beeinflussbarkeit des Funkenstrecken-Kondensators.

Da diese Form des Hochspannungs-Kondensators sich einer gewissen Beliebtheit erfreut, seien hier einige Angaben über die Beeinflussbarkeit seines Kapazitätswertes  $C_{III}$  durch die Umgebung gemacht.

Wie Fig. 27 veranschaulicht, ist eine Kalotte der geerdeten Kugel zum Messbeleg ausgebildet. Die Kapazität beträgt für 50 cm-Kugeln bei  $d = 60 \div 110$  mm rund  $6 \div 4 \mu\mu F$ . Die Grössenordnung der Beeinflussbarkeit erhellt aus folgenden Daten:

a) Geerdetes Blech von  $\frac{1}{2} \text{ m}^2$  1 m schräg unter dem Kugelzwischenraum  $KZR$  erniedrigt bei  $d = 110$  mm  $C_{III}$  um  $1\frac{1}{2} \text{ ‰}$ .

b) Spannung führendes Blech von  $\frac{1}{2} \text{ m}^2$   $a = 1$  m seitlich von  $KZR$  erhöht bei  $d = 110$  mm  $C_{III}$  um  $1\frac{1}{2} \text{ ‰}$ ; der Einfluss nimmt mit  $a$  ungefähr umgekehrt proportional ab.

c) Pro m Gestänge über der obern Kugel ist bei  $d = 110$  mm mit einer Erhöhung von ca.  $2 \text{ ‰}$  zu rechnen.

d) Fig. 28 zeigt den Einfluss des in Fig. 27 gezeichneten Spannung führenden Stabes in Funktion des Kugelabstandes in % der jeweiligen Kapazität.

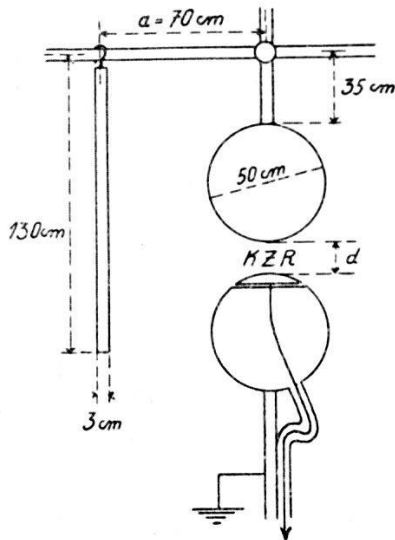


Fig. 27.

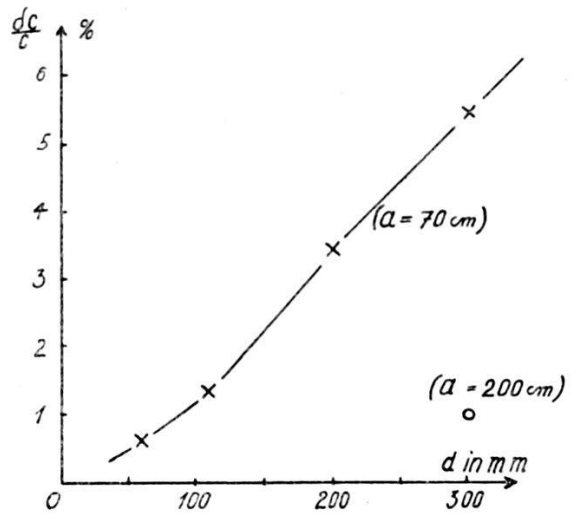


Fig. 28.

Sofern sich solche übertriebene Störungen in der Praxis vermeiden lassen, ist  $C_{III}$  demnach für  $d = 110$  mm und 50 cm-Kugeln auf rund 1% genau definiert.

### 3. Vollweg-Gleichrichtung.

Zwecks Ausnutzung der zweiten Stromhalbwellen wurde der Zweiröhren-Halbweggleichrichter von THOMPSON und WALMSLEY (10) durch einen Vierröhren-Vollweggleichrichter (Graetz'sche Schaltung) ersetzt.

Die theoretische Behandlung ist erheblich komplizierter als bei zwei Röhren; sie lässt u. a. die Notwendigkeit von zwei Grundkorrekturen erkennen. Versuche zur Prüfung der Theorie sind im Gang.

### Zusammenfassung.

Die beim CH-Verfahren zur Messung von Scheitelspannungen mit Hilfe eines röhren-gleichgerichteten Kondensatorstromes benutzte Schaltung ist ein System, bestehend aus Kondensatoren, Ventilen und elektromotorischen Kräften, und es bewahrt seine wesentlichste Eigenschaft, die Unabhängigkeit der Angaben von

der Kurvenform, nur, wenn die Eingriffe in das System den genannten Rahmen nicht überschreiten. Solche Eingriffe sind die Veränderung der Kapazität parallel zum Gleichrichter und die ursprünglich zur Unterdrückung eines Nullstromes eingeführte Kompensationsspannung.

Die vorliegende Arbeit liefert den Nachweis, dass bei geeigneter Handhabung der genannten Grössen folgende Verfeinerungen und Erweiterungen erzielt werden können:

1. Durch Bestimmung und Anbringung einer sog. Grundkorrektion sind die bei Hochspannungs-Messeinrichtungen im allgemeinen kleinen durch den Gleichrichter bedingten Fehler fast vollständig zu beseitigen, so dass das Verfahren (1. Art) zu Präzisions-Scheitelspannungsmessungen herangezogen werden kann.
2. Die Bestimmungsmöglichkeit der Grundkorrektion gestattet die Ausdehnung des Anwendungsgebietes auf Niederspannung. Bei technischen Frequenzen und nicht allzu starker Verzerrung der Spannungskurve sind von 50 V an aufwärts sehr genaue Scheitelspannungsmessungen möglich.
3. In Zukunft ist das Ch-Verfahren nicht mehr auf Kurven ohne Zwischenscheitel beschränkt; gewissermassen durch eine Erweiterung der Grundkorrektion lassen sich auch hier die Scheitelwerte mit einer Genauigkeit, die der oben erwähnten nicht viel nachsteht, messen.
4. Das CH-Verfahren kann man in einer zweiten Form verwenden. Dank der weitgehenden Geradlinigkeit der sog. Unterdrückungskurven lässt sich die sub 3. erwähnte Elimination der Zwischenscheitel zu einer frequenz-unabhängigen Messung der Scheitelspannung ausbauen. Die Genauigkeit ist geringer als diejenige des Verfahrens 1. Art (wenn man bei letzterem vom Fehler der Frequenzmessung absieht), für technische Zwecke aber ausreichend.

Das CH-Verfahren gestattet eine weitgehende Prüfung in sich, ist also nicht mehr als eichbedürftiges, sekundäres Messverfahren, sondern als primäres, absolutes zu bewerten.

Diese Arbeit wurde in den Jahren 1928/29 im Eidg. Amt für Mass und Gewicht (Direktor Dr. E. König) ausgeführt.

Bern, im September 1929.

*Literaturverzeichnis.*

- (1) CHUBB and FORTESCUE, Transactions A. I. E. E. Vol. 32 I, 739, 1913.
  - (2) WHITEHEAD and GORTON, Trans. A. I. E. E. Vol. 33 I, 951, 1914.
  - (3) CHUBB, Trans. A. I. E. E. Vol. 35 I, 109, 1916.
  - (4) Siehe z. B. KEINATH, Die Technik elektr. Messgeräte II S. 39/40; ROTH, Hochspannungstechnik S. 356 ff.; ETZ 50, 95, 1929.
  - (4a) D. R. P. 394014, 1923, E. HAEFELY & Co., Basel.
  - (4b) Schweiz. Patent 110309, 1924, E. HAEFELY & Co., Basel.
  - (5) WORK, Trans. A. I. E. E. 35 I, 119, 1916.
  - (6) SHARP, El. World 69, 556, 1917, siehe auch KEINATH l. c. S. 40.
  - (7) ORLICH und SCHULTZE, Archiv f. Elektrotechnik I, 1/88, 1912.
  - (8) SCHIMPF, ETZ 46, 75, 1925.
  - (9) Siehe z. B. WHITEHEAD, Diélectriques et Isolants S. 106, Paris 1928.
  - (10) THOMPSON and WALMSLEY, Notes on the testing of static transformers Journal of the Inst. of El. E. 64, 505, 1926.
  - (11) WHITEHEAD and ISSHIKI, Trans. A. I. E. E. 39 II, 1057, 1920.
-