

**Prom. Nr. 2540**

**Theoretische  
und experimentelle Untersuchung  
von Messgeräten zur Bestimmung  
des Scheitelwertes von kurzzeitigen  
Stossspannungen**

Von der  
Eidgenössischen Technischen  
Hochschule in Zürich

zur Erlangung  
der Würde eines Doktors der Technischen Wissenschaften  
genehmigte

**PROMOTIONSARBEIT**

vorgelegt von  
**ERNST TRÜMPY**  
dipl. El.-Ing. E. T. H.  
von Ennenda (Kt. Glarus)

Referent: Herr Prof. Dr. K. Berger  
Korreferent: Herr Prof. Dr. F. Tank

Juris-Verlag Zürich  
1956

Leer - Vide - Empty

**Meinen Eltern**

**Meiner lieben Frau**

Leer - Vide - Empty

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<b>I. EINFÜHRUNG</b>	
I. 1. Problemstellung	7
I. 2. Geschichtliches	7
<b>II. THEORETISCHE GRUNDLAGEN DES EINGANGSKREISES</b>	
II. 1. Berechnungen mit Ersatzschema	8
II. 1. 1. Ableitung der Eingangsspannung	8
II. 1. 2. Allgemeine Berechnung mit nichtlinearer Röhrenkennlinie unter Berücksichtigung der Kreisinduktivität	10
II. 1. 3. Berechnung unter Vernachlässigung der Induktivität	26
II. 1. 4. Berechnung mit linear ansteigender Eingangsspannung bei Vernachlässigung der Kreisinduktivität	33
II. 1. 5. Berechnung mit als linear angenommener Röhrenkennlinie	37
II. 2. Berücksichtigung der im Ersatzschaltbild des Eingangskreises gemachten Vernachlässigungen	39
II. 2. 1. Einfluss der Sättigung der Röhre	39
II. 2. 2. Einfluss des Anlaufstromes der Röhre und dessen Kompensation	40
II. 2. 3. Einfluss der Eigenkapazität der Röhre	45
<b>III. UNTERSUCHUNG AUSGEFÜHRTER APPARATE</b>	
III. 1. Messung durch Umladung	46
III. 2. Indirekte Messmethode. Erzeugung eines Rechteckimpulses, dessen Zeitdauer proportional dem Scheitelwert des zu messenden Stosses ist.	57
III. 3. Kontrollschaltung	68
<b>IV. ZUSAMMENFASSUNG</b>	72
<b>V. LITERATURVERZEICHNIS</b>	73
<b>VI. LEBENSLAUF</b>	75

Leer - Vide - Empty

## I. EINFUEHRUNG

### I. 1. Problemstellung

Heute noch kann das exakte Messen des Scheitelwertes von Stosspannungen nur mit Hilfe des Kathodenstrahloszillographen erfolgen. Diese Messmethode ist prinzipiell einfach und für alle diejenigen Fälle unerlässlich, wo man nicht nur den Scheitelwert, sondern den ganzen Verlauf eines Spannungsimpulses kennen muss. Die grossen Nachteile sind der hohe Anschaffungspreis eines zuverlässigen Gerätes und die ebenfalls hohen Betriebskosten, indem zur Bedienung nur angelernte Kräfte in Frage kommen und zur Erlangung der Resultate immer Filme entwickelt und ausgewertet, also zeitraubende Arbeiten vorgenommen werden müssen. Aus diesen Gründen besteht die Absicht, für alle diejenigen Fälle, wo der prinzipielle Verlauf einer Stosspannung bekannt und nur deren Scheitelwert zu messen ist, ein billiges und in der Bedienung, bzw. Auswertung der Anzeigewerte einfaches Gerät zu konstruieren. Praktisch ist ein solches Messgerät als Ergänzung zu einem Stossgenerator gedacht und für diesen Zweck fast universell verwendbar.

Die einfachste Methode, den Scheitelwert einer Stosspannung unter Umgehung des K.O. zu messen, besteht wohl darin, dass eine Messkapazität über eine Diode aufgeladen und von der sich an dieser Kapazität einstellenden Spannung auf den zu messenden Scheitelwert geschlossen wird. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, einerseits den eben erwähnten Eingangskreis möglichst allgemein auf seine Genauigkeit zu untersuchen und andererseits verschiedene Schaltungen zu diskutieren und auszumessen, welche die Bestimmung des Scheitelwertes einer Stosspannung auf die eben genannte Art gestatten. Im speziellen soll eine Methode entwickelt werden, welche extrem hohe Isolationswiderstände umgeht.

### I. 2. Geschichtliches

Praktische Versuche mit dem genannten Eingangskreis wurden in den letzten Jahren verschiedentlich durchgeführt, so z.B. von W. Rabus (AEG Stuttgart), Seylaz, Uhlig und der Firma Haefely & Co. in Basel. Als erste und bisher einzige ausführliche Beschreibung eines ausgeführten Gerätes ist ein Aufsatz von W. Rabus (1) zu nennen. Darin ist auch erstmalig für einen speziellen Fall eine von Fischer (AEG Stuttgart) durchgeführte Berechnung des Spannungsverlaufs an der Messkapazität, unter Berücksichtigung der Röhrenkennlinie

veröffentlicht worden. Die von W. Rabus beschriebene Schaltung, sowie die genannte Rechnung von Fischer bilden übrigens Spezialfälle der in der vorliegenden Arbeit gemachten Untersuchungen. - Die Versuche von Seylaz und Uhlig (1946/47) scheiterten meines Wissens nach daran, dass versucht wurde, die Spannung statisch oder ballistisch direkt am Messkondensator zu messen, ohne dass Röhren mit genügend grossen Sperrwiderständen zur Verfügung standen, um den Messkondensator während der benötigten Messzeit genügend aufgeladen zu halten. - Als weitere interessante Schaltung ist diejenige der Firma Haefely in Basel zu nennen.

## II. THEORETISCHE GRUNDLAGEN DES EINGANGSKREISES

### II. 1. Berechnungen mit Ersatzschema

#### II. 1. 1. Ableitung der Eingangsspannung

Um die Berechnung des Eingangskreises rationell und übersichtlich, aber trotzdem möglichst vielseitig zu gestalten, muss vorerst eine bekannte, einfach darstellbare und zudem häufig vorkommende Eingangsspannung definiert werden. Es erscheint als zweckmässig, die vom Ersatzschema eines Stossgenerators (Fig. 1a und 1b) abgeleitete Stossfunktion zu betrachten. Diese lässt sich folgendermassen schreiben:

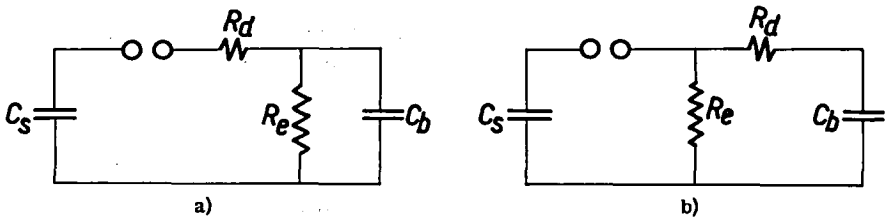


Fig. 1

#### Ersatzschaltungen für Stossgeneratoren

- $C_s$  = Stosskapazität
- $C_b$  = Belastungskapazität
- $R_e$  = Entladewiderstand
- $R_d$  = Dämpfungswiderstand



$$u_g(t) = \frac{U_o}{R_d C_b (\beta - \alpha)} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) = K_s U_o (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) = K'_s \hat{U} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \text{ Gl. 1}$$

Es bedeuten dabei  $u_g(t)$  der Spannungsverlauf an der Belastungskapazität des Stossgenerators,  $U_o$  die Ladegleichspannung des Stosskondensators,  $\hat{U}$  der Scheitelwert des Stosses und  $\alpha$  und  $\beta$  die reziproken Zeitkonstanten des Rückens und der Front. Wie Craggs-Meek (2) zeigen, wirkt sich die Vernachlässigung der bei einem Stossgenerator ohnehin kleinen Kreisinduktivität im allgemeinen sehr wenig aus.

Im weitem wird für die Rechnung als Normalstoss die vom SEV normierte Welle 1/50 betrachtet. Diese normierte Welle lässt sich durch die Funktion

$$u_g(t) = 1,03 \hat{U} (e^{-0,017 \cdot t} - e^{-2,6 \cdot t}) \quad [\alpha \text{ und } \beta \text{ in } 1/\mu\text{s}] \quad \text{Gl. 2}$$

befriedigend genau annähern (Fig. 2).

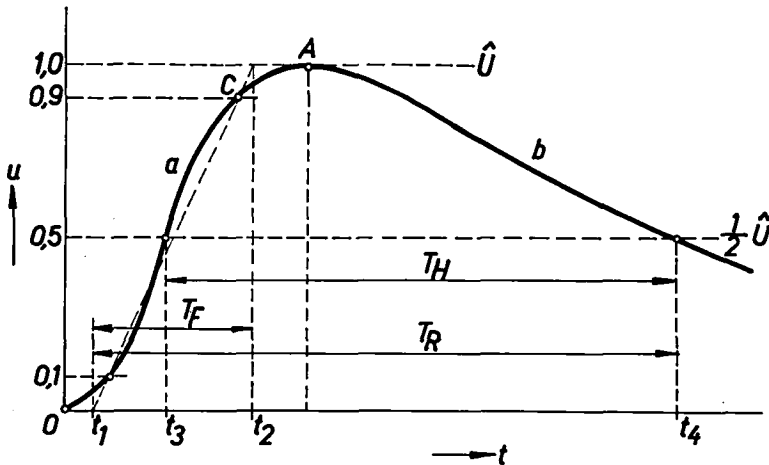


Fig. 2

Die charakteristischen Grössen der Stossnung

$$T_F = t_2 - t_1 \quad \text{Frontdauer}$$

$$T_H = t_4 - t_3 \quad \text{Halbwertdauer}$$

$$T_R = t_4 - t_1 \quad \text{Dauer bis zum Rückenhalbwert}$$

$$\hat{U} = \text{Scheitelwert}$$

a Front, b Rücken

II. 1. 2. Allgemeine Berechnung mit nichtlinearer Röhrenkennlinie unter Berücksichtigung der Kreisinduktivität

II. 1. 2. 1. Allgemeine Ableitungen

Die allgemeinste noch praktisch durchführbare Rechnung des Eingangskreises leitet sich von dem in Fig. 3 gezeichneten Ersatzschema ab. Die Nicht-

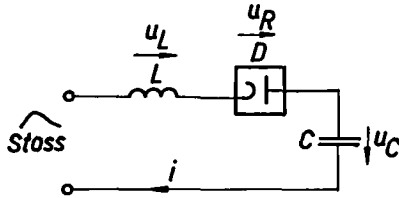


Fig. 3

Ersatzschema des Eingangskreises unter Berücksichtigung der Kreisinduktivität und der nichtlinearen Röhrenkennlinie

- L = Kreisinduktivität
- $u_L$  = Spannung an L
- D = Diode mit nichtlinearer Kennlinie
- $u_R$  = Spannung an D
- C =  $C_M$  = Messkapazität
- $u_C$  = Spannung an C

linearität der Röhre wird dabei durch folgende, theoretisch abgeleitete und allgemein gebräuchliche Funktion dargestellt:

$$i = K \cdot u_R^{3/2} \quad \text{Gl. 3}$$

Die in Fig. 4 gezeigten, an den gebräuchlichsten Dioden aufgenommenen Kennlinien beweisen, dass diese theoretische Gleichung ausser in den Gebieten des Anlaufstromes und der Sättigung praktische Gültigkeit hat, indem beim verwendeten beidseitig logarithmischen Masstab die Charakteristiken sich als Geraden auftragen lassen. Die gezeichneten Charakteristiken sind zum Teil neu gemessen, zum Teil aus der Literatur (3) entnommen worden. Die Nichtlinearität der Röhrencharakteristik besteht aber nicht nur darin (was aus Fig. 4 nicht ersichtlich ist), dass der Durchlasswiderstand eine Funktion des Röhrenstromes ist, sondern auch, dass die Röhre den Stromfluss sperrt, sobald die Spannung  $u_C$  ihren Maximalwert erreicht hat. Aus diesem Grunde sind die nachfolgenden Berechnungen mit der Gl. 3 nur gültig bis die Ladung der Messkapazität ihren

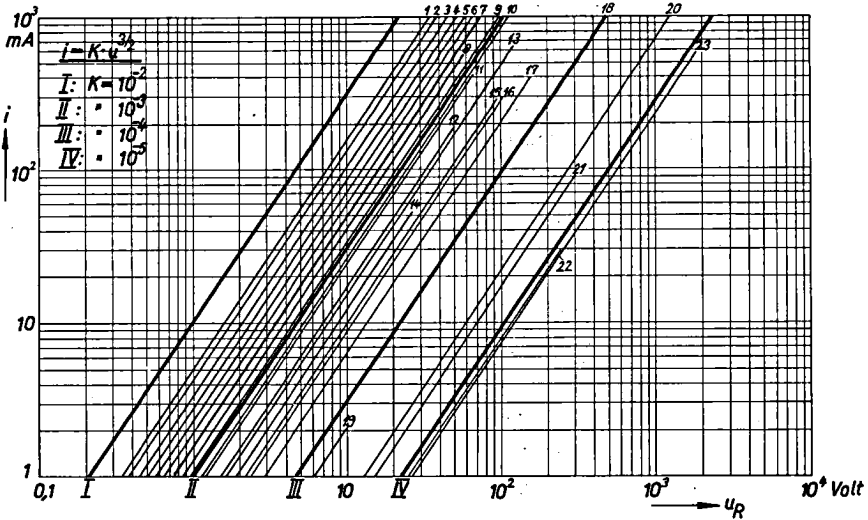


Fig. 4

Charakteristiken von Dioden im Raumladungsgebiet

Kurven	Röhre	Kurven	Röhre
1	6AC7	12	6ZY5/ 25Y5/ 719A
2	6J6	13	5U4G/ 5X4G/ 5Z3
3	6AU4	14	6H6
4	6AK5 / PY83	15	5W4
5	6AL5 / 117Z6	16	5Y3 / 5Y4 / 80
6	FA50	17	81 / 217C
7	5V4G / 12Z3	18	AG 1006
	25Z5 / 25Z6	19	2B7
	83V	20	WL 6102 / WL 6103
8	5Z4	21	2X2
9	6SN7	22	878
10	5T4 / 6W5 / 836	23	8013A
11	1V / 6X5 / 6Z4 / 84		

ersten Maximalwert erreicht hat. Mit dem in Gl. 1 definierten Stoss liegt somit die Gültigkeit dieser mathematischen Beziehung innerhalb des interessanten Bereiches. Es ist ja für das zu untersuchende Problem von primärer Bedeutung, das Maximum der Spannung  $u_C (= U_{Cmax})$  am Messkondensator mit dem Maximum (= Scheitelwert) der Eingangsspannung zu vergleichen.

Will man für eine bestimmte Stossform nicht nur  $U_{Cmax}$  des vollen, son-

dern speziell auch des in der Front abgeschnittenen Stosses ermitteln, so ist die Kenntnis des Verlaufes der Spannung  $u_C$  in Funktion der Zeit von grosser Bedeutung. Damit ergibt sich sofort die relative Abweichung von  $u_C$  gegenüber der Eingangsspannung  $u_s$ . Da das Erfassen dieser Abweichung  $u_s - u_C$ , welche einen Fehler darstellt, das erste Ziel der Rechnung ist, wird nach Möglichkeit diese Differenz als relativer Fehler in Funktion der Zeit aufgetragen und im weitem die Funktion  $\frac{u_s - u_C}{u_s}$  als Fehlerfunktion  $F_R(t)$  definiert. Dabei bedeutet  $t$  die Zeit bis zum  $\frac{u_s}{u_s}$  Abscheiden.

Nichtlineare Probleme, wie der vorliegende Fall eines darstellt, lassen sich nicht mit elementaren Methoden erfassen. Im allgemeinen bestehen verschiedene Lösungsmöglichkeiten, keine kann aber als universell gültig betrachtet werden. Z.B. versagt für den vorliegenden Fall die klassische numerische step-by-step-Methode, weil wegen der Induktivität  $L$  die Tangente an die Kurve  $i(t)$  bei  $t=0$  horizontal verläuft und dadurch zur Lösung eine brauchbare Anfangsbedingung fehlt. Es wird darum im folgenden eine graphische Methode zur Berechnung des Kreises nach Fig. 3 gezeigt, welche auf Arbeiten von De Juhas (4) und Preismann (5) fusst und von Pei-Su Hsia (6) ausführlich und kritisch bearbeitet wurde. Diese Methode wird hier für diesen Spezialfall benutzt, und zwar leicht abgeändert, was bei gleicher Genauigkeit eine grosse Zeiterparnis für die Lösung ergibt.

Die zu lösende Differentialgleichung des Eingangskreises kann folgendermassen angeschrieben werden:

$$\frac{di}{dt} + \frac{1}{L} R(i) \cdot i + \frac{1}{LC} \int idt = \frac{1}{L} u_s(t). \quad \text{Gl. 4}$$

Wird Gl. 4 nach  $t$  differenziert und anschliessend das bestimmte Integral in den Grenzen  $t=0$  bis  $t$  gebildet, so gilt:

$$\frac{di}{dt} + \frac{1}{L} R(i) + \frac{1}{LC} \int_0^t idt = \frac{1}{L} u_s(t) + \text{Konstante}. \quad \text{Gl. 5}$$

Aus der die Röhrencharakteristik bestimmenden Gl. 3 folgt:

$$R(i) = \frac{u_R}{i} = \frac{K_2 \cdot i^{2/3}}{i} = K_2 \cdot i^{-1/3}, \text{ wobei } K_2 = K^{-2/3} \text{ ist.}$$

Die Integrationskonstante ergibt sich aus den Anfangsbedingungen (bei  $t=0$ :  $i=0$ ,  $\frac{di}{dt} = 0$ ):  
Konstante=0.

Es kann somit die Differentialgleichung umgeformt und folgendermassen geschrieben werden:

$$\frac{di}{dt} + M(i) + \frac{1}{LC} \int_0^t idt = H(t),$$

wobei  $M(i) = \frac{K_2}{L} i^{2/3}$  und  $H(t) = \frac{1}{L} u_s(t)$  bedeuten. Gl. 6

Wird  $\Delta i$  als Zuwachs von  $i$  für ein kleines Zeitintervall  $\Delta t$  und  $i_n$  als der Wert von  $i$  zur Zeit  $n \cdot \Delta t$  definiert, so gilt:

$$\frac{di}{dt} = \frac{(i_n - i_{n-1})}{\Delta t} = \frac{\Delta i_n}{\Delta t}.$$

Die Gl. 6 lautet somit für ein genügend kleines  $\Delta t$ :

$$\Delta i_n \cdot \operatorname{tg} \gamma + M(i_n) + \frac{1}{LC} \int_0^t idt = H(n \cdot \Delta t), \text{ wobei } \gamma = \operatorname{arctg}(1/\Delta t) \text{ ist.} \quad \text{Gl. 7}$$

Diese Beziehung 7 bildet die Ausgangsgleichung für die graphische Lösung.

Wird in Fig. 5 auf der Abszisse  $OA = i_{n-1}$ , sowie parallel zur Ordinate die Differenz  $H(n \cdot \Delta t) - \frac{1}{LC} \int_0^t i \cdot dt$  (=  $AB - BC$ ) aufgetragen und weiter, wie gezeichnet, im Winkel  $\gamma$  zur Abszisse durch den Punkt C eine Gerade gelegt und der Schnittpunkt mit der Kurve  $M(i)$  gebildet, so ist sofort ersichtlich, dass OE dem gesuchten Wert  $i_n$  entspricht. Die Bestimmung des Integrals  $S_n = \frac{1}{LC} \int_0^t i \cdot dt$  ist für diese Methode von entscheidender Bedeutung.  $S_n$  kann

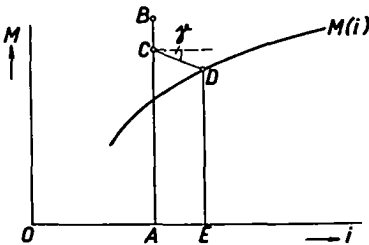


Fig. 5

Graphische Lösung von Gl. 7

$OA = i_{n-1}$        $BC = S_n(t)$   
 $AB = H(t)$        $OE = i_n$

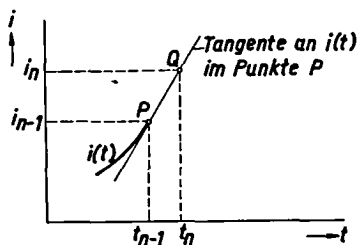


Fig. 6

Bestimmung des Stromes  $i_n$  zur

Berechnung des Integrales  $S_n$

Bezeichnungen siehe im Text.

prinzipiell einfach dadurch ermittelt werden, dass in bekannter Art und Weise  $i_n$  aus der bis zum Wert  $i_{n-1}$  ermittelten Kurve  $i(t)$  extrapoliert wird. Zu diesem Zweck wird im Punkt P (siehe Fig. 6) die Tangente an die Kurve  $i(t)$  gelegt. Diese Extrapolation zur Ermittlung von  $S_n$  ergibt grosse Vorteile gegenüber derjenigen von Hsia angewandten, welche die Kurve treppenförmig annähert. Besonders stark wirkt sich dieser Vorteil aus, falls die gesuchte Kurve  $i(t)$  einigermassen lineare Teilstücke enthält, was beim betrachteten Eingangskreis bei kritischer und überkritischer Dämpfung der Fall ist. Es kann bei diesem Vorgehen das Zeitintervall  $\Delta t$  ausserordentlich gross gemacht werden. Von der graphisch erhaltenen Kurve  $i(t)$  wird dann leicht durch Integration auf die endgültig gesuchte Spannung an der Messkapazität  $u_C(t)$  und auf die Fehlerfunktion  $F_R(t)$  geschlossen. Erwähnenswert ist, dass diese Integration, von einem bekannten Faktor abgesehen, als Hilfsgrösse bei der Bestimmung von  $i(t)$  bereits ausgeführt ist.

Trotzdem von der endgültig zu ermittelnden Fehlerfunktion nur eine technische Genauigkeit verlangt wird, muss die graphische Lösung der Differentialgleichung sehr exakt ausfallen, da speziell bei kleinen Werten sich eine Abweichung der berechneten Spannung an der Messkapazität vom genauen Wert sehr stark auswirkt. Aus diesem Grunde wurde in den kritischen Intervallen bei gegebenen Kreiswerten die Rechnung 3 mal mit verschiedenen Zeitintervallen  $\Delta t$  durchgeführt und dann auf die gesuchte Kurve mit  $\Delta t = 0$  extrapoliert. Dieses Vorgehen führt natürlich auf genaue Resultate, welche in der Literatur (7) als "exakte" Lösungen angegeben werden. Trotzdem muss berücksichtigt werden, dass die Genauigkeit der erhaltenen Fehlerfunktionen bei sinkenden Werten der erhaltenen Fehler abnimmt. Bei ganz kleinen Werten gibt die Fehlerfunktion nur noch den prinzipiellen Verlauf an.

Bevor zu den numerischen Lösungen der Ausgangsdifferentialgleichung geschritten wird, soll eine theoretische Betrachtung dieser, den Kreis charakterisierenden Gleichung eingeschoben werden. Es sei an dieser Stelle noch darauf aufmerksam gemacht, dass eine Besprechung der Kurve  $u_C(t)$  automatisch auch für die Fehlerfunktion  $F_R(t)$  gilt, da diese direkt und eindeutig aus jener hervorgeht.

Werden in die Differentialgleichung (4) die folgenden Grössen eingeführt:

$$u_S(t) = U_1(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}), \text{ wobei } K_S \cdot U_0 = U_1 \text{ ist, und } i = C \frac{du_C}{dt},$$

so kann geschrieben werden:

$$\ddot{u}_C + \frac{K_2}{LC^{1/3}} \cdot \dot{u}_C^{2/3} + \frac{1}{LC} \cdot u_C = \frac{U_1}{LC} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 8}$$

Wird weiter  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  definiert, so lässt sich mit folgendem Ansatz eine Grösse  $\xi$  einführen, welche zusammen mit  $\omega_0$  die Funktion  $u_C(t)$ , bzw.  $F_R(t)$  eindeutig charakterisiert:

$$\ddot{u}_C + \xi \omega_0^{4/3} \cdot \dot{u}_C^{2/3} + \omega_0^2 \cdot u_C = \omega_0^2 U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 9}$$

Da definitionsgemäss gilt:

$$\xi \cdot \omega_0^{4/3} = \frac{K_2}{LC^{1/3}}$$

folgt direkt für

$$\xi = K_2 \sqrt[3]{\frac{C}{L}}. \quad \text{Gl. 10}$$

Das Resultat dieser mathematischen Betrachtung sei folgendermassen zusammengefasst:

Die Funktion  $u_C(t)$  und damit auch die Fehlerfunktion  $F_R(t)$  ergeben für konstante Grössen  $\xi$  und  $\omega_0$  identische Lösungen.

Für die Beurteilung des Stromes  $i(t)$  ist folgende Ueberlegung wichtig:

Der Fall für gegebene Werte von  $U_1$ ,  $\xi$  und  $\omega_0$ , bei einer Kapazität  $C_1$  sei gerechnet. Für einen neuen Fall mit einer Kapazität  $C_2 = rC_1$ , aber konstanten  $U_1$ ,  $\xi$  und  $\omega_0$ , ergibt sich dieselbe Lösung  $u_C(t)$ . Daraus folgt, dass

$$i_2(t) = r \cdot i_1(t) \text{ ist.} \quad \text{Gl. 11}$$

Diese Gleichung 11 ist von grosser Bedeutung zur Beurteilung des Stromverlaufes einer Röhre, welcher normalerweise stark begrenzt ist.

Weiter ist der Einfluss der Amplitude des Eingangsstosses auf  $u_C(t)$  zu untersuchen. Es wird dabei wieder von der Differentialgleichung des Eingangskreises (Gl. 9) ausgegangen, und als Eingangsspannung (Störfunktion) werden 2 Stösse mit bekannten Werten  $U_1$  und  $U_1^*$  betrachtet, wobei folgende Beziehung gelten soll:

$$U_1^* = a \cdot U_1.$$

Wird eine Spannungstransformation dermassen durchgeführt, dass die Spannungseinheit in der neuen Ebene (mit \* bezeichnet) definiert wird zu:

$$u^* = a \cdot u,$$

so kann Gl. 9 umgeschrieben werden in:

$$\frac{\ddot{u}_C^*}{a} + \xi \cdot \omega_0^{4/3} \cdot \frac{1}{a^{2/3}} \cdot \dot{u}_C^{*2/3} + \omega_0^2 \cdot \frac{u_C^*}{a} = \omega_0^2 \frac{U_1^*}{a} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 12}$$

Falls  $\frac{\xi^*}{a} = \frac{\xi}{a^{2/3}}$ , d. h.  $\xi^* = \xi \cdot a^{1/3}$  ist, Gl. 13

folgt sofort die Identität zwischen Gl. 9 und Gl. 12.

Ausführlich formuliert heisst dies, dass 2 Stösse, die sich nur in der Amplitude  $\hat{U}$  unterscheiden, denselben Spannungsverlauf auf der Messkapazität erzeugen, falls die beiden Konstanten  $\xi$  und  $\xi^*$  in einem eindeutigen, vorgeschriebenen Verhältnis zueinander stehen. Das genannte Verhältnis ist für  $U_1^* = a U_1$  in Gl. 13 ausgedrückt.

Wegen der Uebereinstimmung der Kurven  $u_C(t)$  und  $u_C^*(t)$  bei richtig durchgeführter Transformation folgt sofort die Identität der Fehlerfunktionen  $F_R(t)$  und  $F_R^*(t)$  in den beiden Transformationsebenen. Es sei dabei speziell betont, dass die absoluten Werte der Fehlerfunktion, im Gegensatz zu  $u_C(t)$ , von der Transformation nicht beeinflusst werden. Das Arbeiten mit  $F_R(t)$  ist demnach sehr vorteilhaft, da bei einem konkreten Fall nur  $\xi$  transformiert werden muss.

Da bei gegebenem  $\omega_0$  ein bestimmter Wert von  $\xi$  mit Berücksichtigung der Stossamplitude als Lösung der Differentialgleichung eine eindeutige Fehlerfunktion ergibt, kann jeder Lösung eine neue Konstante D zugeordnet werden, in welcher ihrerseits  $\xi$  und  $U_1$  enthalten sind. Diese neue Konstante definiert damit eindeutig eine Vielfalt identischer Lösungen und eignet sich für die Darstellung besser als  $\xi$ , da keine Transformation durchgeführt werden muss.

$$D = \frac{\xi}{\sqrt[3]{U_1}} = K_2 \sqrt[3]{\frac{C}{LU_1}}. \quad \text{Gl. 14}$$

Die Gültigkeit dieser Konstanten D wird damit bewiesen, dass sie bei Durchführung der entsprechenden Transformation unverändert bleibt.

Es seien  $U_1^* = a \cdot U_1$  und  $\xi^* = \xi \cdot a^{1/3}$ ; dabei gilt Gl. 14.

$$\text{Es folgt: } D^* = \frac{\xi^*}{\sqrt[3]{U_1^*}} = \frac{\xi \cdot a^{1/3}}{\sqrt[3]{a \cdot U_1}} = \frac{\xi}{\sqrt[3]{U_1}} = D \quad \text{wzwb.}$$

Es sei hier noch auf den Einfluss der Stossamplitude auf den Strom  $i(t)$  eingegangen. Da die Konstante D den relativen Spannungsverlauf an der Messkapazität eindeutig charakterisiert, kann wegen der Proportionalität zwischen  $u_C(t)$  und  $i(t)$  in der Beziehung  $u_C = \frac{1}{C} \int i dt$  sofort auf die Änderung von  $i(t)$  geschlossen werden, falls der absolute Wert von  $u_C(t)$  variiert. Es muss dabei allerdings auf die Transformationsgl. 13 zurückgegriffen werden. Gesucht ist  $i^*(t)$  bei gegebenem  $D = \frac{\xi}{\sqrt[3]{U_1}}$ . Ist nun für ein bestimmtes  $U_1 = \frac{U_1^*}{a}$  die Funktion  $i(t)$  für den Wert  $\xi = \frac{\xi^*}{a^{1/3}}$  bekannt, so folgt:



$$\underline{i^*(t) = a \cdot i(t).} \quad \text{Gl. 15}$$

Als letzte Untersuchung in der Besprechung des Eingangskreises fehlt noch, den Einfluss der Konstanten  $\alpha$  und  $\beta$  auf die Lösung abzuklären. Eine theoretisch genaue Untersuchung ist nur möglich, falls für jede neue Form des Eingangskreises eine neue Schar von Lösungen gerechnet wird. Diese Arbeit erübrigt sich für die Praxis, da gute Näherungen eingeführt werden können. Es ist leicht ersichtlich, dass für die Front des Stosses zur Hauptsache die Konstante  $\beta$  massgebend ist, falls die Front viel steiler als der Rücken gemacht wird. In der Praxis ist dies meistens der Fall. Aus diesem Grunde wird den numerisch ausgeführten Rechnungen der Normalstoss zugrunde gelegt, und andere Frontsteilheiten durch Verzerrung des Normalstosses in der Zeitaxe, also durch eine Zeittransformation erreicht.

Zum Beweis einer solchen Zeittransformation wird folgendermassen vorgegangen:

Die Funktion  $u(t)$  sei Lösung der Gleichung 9. Es stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen eine andere Funktion

$$u^*(t^*) = u(a \cdot t^*) = u(t)$$

auch Lösung einer solchen Differentialgleichung sein kann. Diese neue Differentialgleichung lautet

$$\ddot{u}_C^* + \xi^* \cdot \omega_0^{*4/3} (\dot{u}_C^*)^{2/3} + \omega_0^{*2} \cdot u_C^*(t^*) = \omega_0^{*2} \cdot U_1^* (e^{-\alpha^* \cdot t^*} - e^{-\beta^* \cdot t^*}). \quad \text{Gl. 16}$$

Da wegen der Zeittransformation die Beziehung

$$u^*(t^*) = u(a \cdot t^*)$$

gelten soll, lässt sich schreiben:

$$a^2 \cdot \ddot{u}_C(at^*) + \xi^* \cdot \omega_0^{*4/3} \cdot a^{2/3} \cdot \dot{u}_C(a \cdot t^*) + \omega_0^{*2} \cdot u_C(at^*) = \omega_0^{*2} \cdot U_1^* (e^{-\frac{\alpha^*}{a} \cdot at^*} - e^{-\frac{\beta^*}{a} \cdot at^*}).$$

Gl. 17

Die Bedingungen für eine Identität der Gleichungen 9 und 17 lassen sich durch Koeffizientenvergleich herstellen:

$$\frac{\xi^* \cdot \omega_0^{*4/3}}{a^{4/3}} = \xi \cdot \omega_0^{4/3}, \quad \text{Gl. 18}$$

$$\frac{\omega_0^{*2}}{a^2} = \omega_0^2, \quad \text{Gl. 19}$$

$$\frac{\omega_0^{*2} \cdot U_1}{a^2} = \omega_0^2 \cdot U_1, \quad \text{Gl. 20}$$

$$\frac{\alpha^*}{a} = \alpha; \quad \frac{\beta^*}{a} = \beta. \quad \text{Gl. 21}$$

Man erkennt sofort, dass die einfache Beziehung (19) den Gleichungen 18 und 20 in der Aussage gleichwertig ist, d.h. dass durch die Transformation von  $\omega_0$  in Gl. 19 die Transformationsbedingungen 18 und 20 automatisch erfüllt werden, falls  $\xi^* = \xi$  und  $U_1^* = U_1$  sind.

Durch die beiden Gl. 19 und 21 sind somit die Bedingungen für identische Lösungen in den beiden Ebenen dargestellt. Soll aber in einem praktischen Fall der Einfluss von 2 verschiedenen Frontsteilheiten abgeklärt werden, so ist folgende Betrachtung wesentlich:

Bei der gewünschten Transformation soll ja nur die t-Axe umgeformt werden unter Beibehaltung des Wertes für  $\omega_0$ . Aus diesem Grunde wird in der t-Ebene ein neues  $\omega_{01}$  gesucht, welches in der t\*-Ebene den Wert  $\omega_0$  ergibt:

$$\omega_{01} \rightarrow \omega_{01}^* = \omega_0.$$

Es wird also in der t-Ebene eine neue Lösung gesucht, welche vollständig transformiert in der t\*-Ebene die Lösung unter den gesuchten Bedingungen ergibt. Es ist ohne weiteres ersichtlich, dass die Gl. 19 die Bedingung für das neue  $\omega_{01}$  definiert.

Es folgt

$$\omega_{01} = \frac{\omega_0}{a}. \quad \text{Gl. 22}$$

Es sei noch darauf aufmerksam gemacht, dass diese Transformationen für beide Funktionen  $u_C(t)$  und  $F_R(t)$  gelten. Für das praktische Vorgehen wird auf den Abschnitt II.1.2.3. hingewiesen, wo ein numerischer Fall gerechnet wird (Beispiel c).

Aus den erwähnten Gründen genügt es somit, die zur Lösung benötigten Kurvenscharen für einen einzigen Eingangsstoss, und zwar praktischerweise den Normalstoss, aufzustellen. Für andere Frontsteilheiten und Stössamplituden werden die beschriebenen, sehr einfach durchzuführenden Transformationen angewandt.

Zur Beurteilung des Stromverlaufes bei veränderter Frontsteilheit kann wieder auf die einfache Beziehung

$$u_C = \frac{1}{C} \int idt$$

gegriffen werden. Für identische Funktionen  $u_C(t) = u_C^*(t^*)$  in zwei verschiedenen Zeitaxenabenen muss das Integral  $\int idt$  konstant bleiben, d.h. bei Anwendung der Zeitaxentransformation wird

$$\underline{i^*(t^*) = a \cdot i(t)}. \quad \text{Gl. 23}$$

### II.1.2.2. Numerische Auswertung

Wie aus dem Kapitel II.1.2.1. hervorgeht, ist für die vollkommene Beschreibung des Eingangskreises die graphische Lösung der Diff. Gl. 9 mit dem Normalstoss als Störfunktion, bei bekannter aber frei wählbarer Amplitude, möglich. Es ist praktisch, sämtliche Rechnungen mit konstanter Kapazität  $C_M$  durchzuführen, um die Kurven  $i(t)$  leicht miteinander vergleichen zu können. Es wurden darum für die numerische Auswertung folgende Werte konstant beibehalten:

Eingangsspannung (Störfunktion):  $u_g(t) = 1,03 (e^{-0,017 \cdot t} - e^{-2,6 \cdot t}) \cdot 10^3$ ,  
(d. h. Normalstoss  $1/50$  mit  $\hat{U} = 1000$  V)

Messkapazität  $C_M = 25$  pF.

Um eine Uebersicht über die Lösungen zu erhalten, sind im Minimum die Bestimmung von 3 Kurvenscharen mit verschiedenem  $\omega_0$ , von denen jede aus 4 Kurven mit verschiedenen  $D$ - (bzw.  $\xi$ )-Werten bestehen, notwendig. Auf diese Weise lassen sich die Lösungen mit Zwischenwerten aus den 12 gezeichneten Kurven extrapolieren.

Bei der Wahl der verschiedenen  $\omega_0$  muss einerseits darauf geachtet werden, dass die Werte genügend weit auseinander liegen, um einen grossen Bereich zu überblicken; andererseits dürfen die Werte nicht allzu verschieden sein, um Interpolationen noch befriedigend genau durchführen zu können.

Die Wahl von  $\xi$  erfolgte dermassen, dass ungefähr ein Gebiet von  $\xi = 1,5 \dots 8,5$  (Dimension:  $\frac{\text{Volt} \cdot \text{Farad}^{1/3}}{\text{Ampère}^{2/3} \cdot \text{Henry}^{1/3}}$ ) erfasst wurde. Die einzelnen  $\xi$ -Werte wurden jeweils so bestimmt, dass für den Rechen- und Zeichenaufwand am rationellsten gearbeitet werden konnte.

Die folgende Tabelle gibt einen Ueberblick für die gewählten Grössen  $\omega_0$  und  $\xi$ .

$\omega_0$	$6,32 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^8$	$0,632 \cdot 10^8$	$1/\xi$
$\xi$	2,1	1,46	1,36	$\left[ \left( \frac{V}{A^{2/3}} \cdot \frac{F^{1/3}}{H^{1/3}} \right) \right]$
	4,2	2,92	2,72	
	6,3	5,84	5,44	
	8,4	8,78	8,16	

Tabelle 1

In Fig. 7 sind die Funktionen  $i(t)$  als Lösungen der Eingangsdifferentialgleichung dargestellt. Auffallend ist, dass bei aperiodischem Kurvenverlauf die Strommaxima nicht wesentlich voneinander abweichen. Dies bewirkt zur Beurteilung der Strombelastung der Röhre eine grosse Vereinfachung, da diese in grober Näherung für viele Fälle als konstant angesehen werden kann.

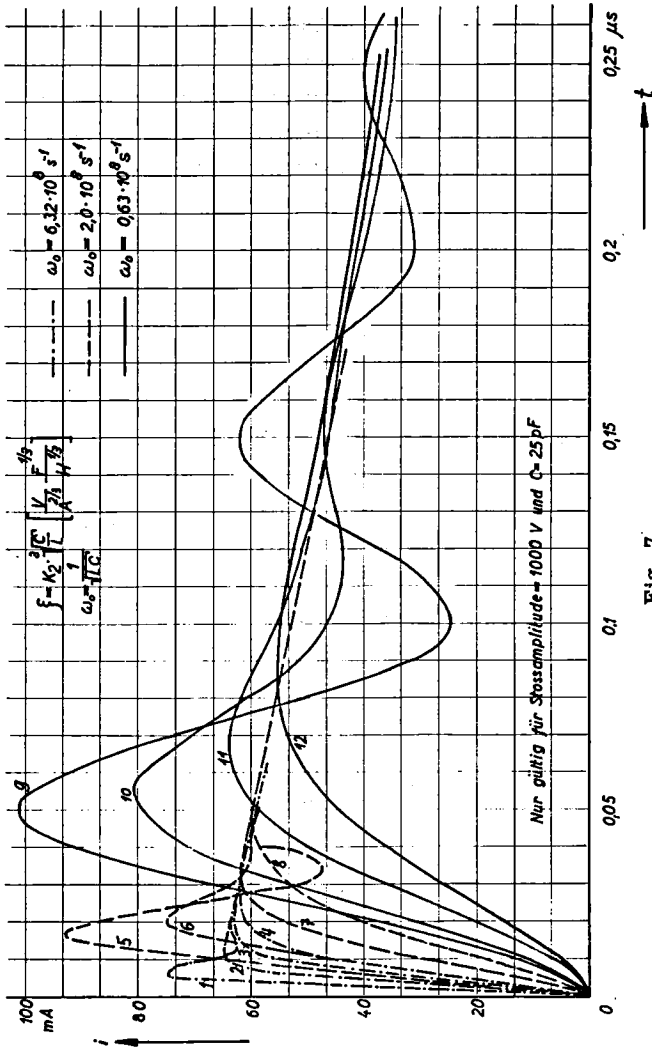


Fig. 7

Numerische Lösung von Gl. 7, bzw. Stromverlauf i im Eingangskreis nach Fig. 3

- |   |   |  |
|---|---|--|
| <p>Kurve 1 : <math>\xi = 2, 1</math></p> <p>Kurve 2 : <math>\xi = 4, 2</math></p> <p>Kurve 3 : <math>\xi = 6, 3</math></p> <p>Kurve 4 : <math>\xi = 8, 4</math></p> | <p>Kurve 5 : <math>\xi = 1, 46</math></p> <p>Kurve 6 : <math>\xi = 2, 92</math></p> <p>Kurve 7 : <math>\xi = 5, 84</math></p> <p>Kurve 8 : <math>\xi = 8, 78</math></p> | <p>Kurve 9 : <math>\xi = 1, 36</math></p> <p>Kurve 10 : <math>\xi = 2, 72</math></p> <p>Kurve 11 : <math>\xi = 5, 44</math></p> <p>Kurve 12 : <math>\xi = 8, 16</math></p> |
|---|---|--|
- $\omega_0 = 2,0 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  }  
 $\omega_0 = 0,632 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  }

In den Figuren 8, 9, 10 sind die 12 errechneten Fehlerfunktionen  $F_R = \frac{u_s - u_C}{u_s}$  für die in Tabelle 1 aufgeführten Fälle dargestellt.

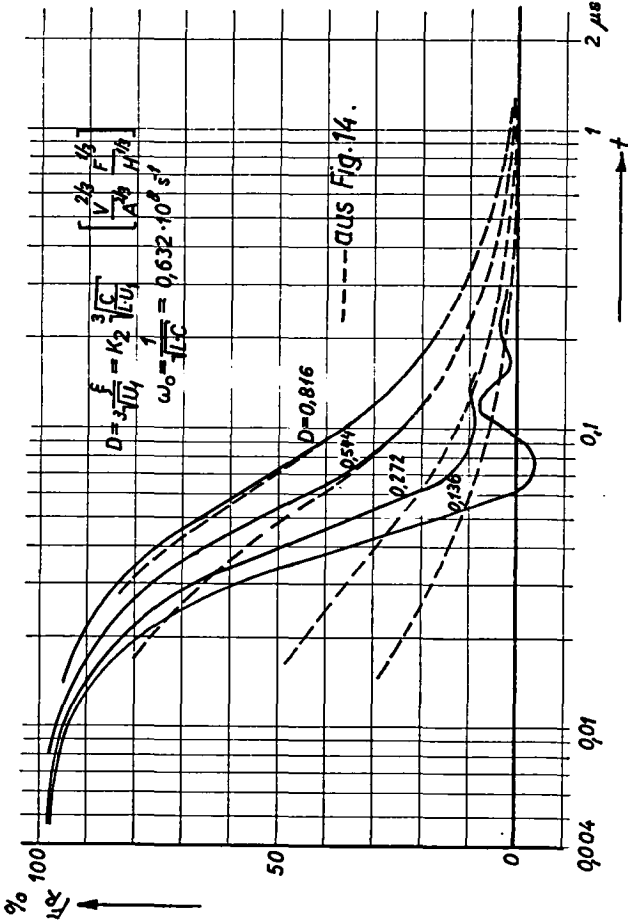


Fig. 8

Fehlerfunktionen  $F_R = \frac{u_s - u_C}{u_s}$  für den Eingangskreis nach Fig. 3 für kleines  $\omega_0$

Bezeichnungen siehe im Text

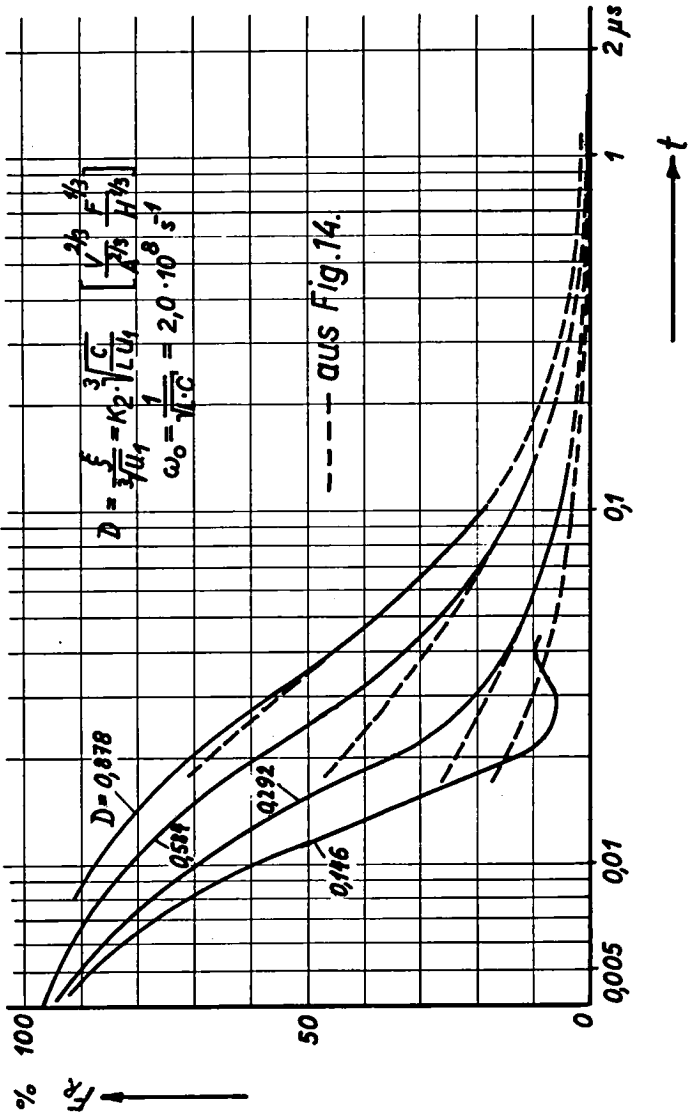


Fig. 9

Fehlerfunktionen  $F_R = \frac{u_s - u_C}{u_s}$  für den Eingangskreis nach Fig. 3 für mittleres  $\omega_0$

Bezeichnungen siehe im Text

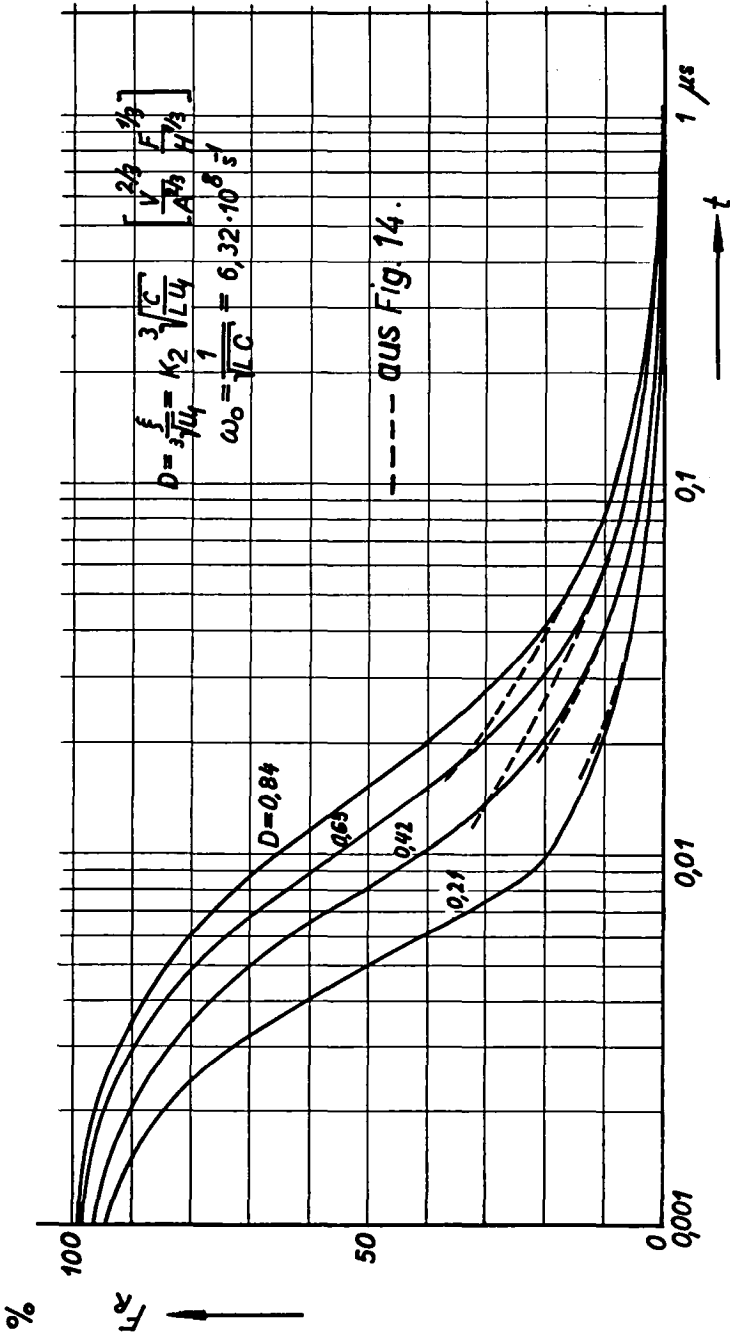


Fig. 10

Fehlerfunktionen  $F_R = \frac{u_s - u_C}{u_s}$  für den Eingangskreis nach Fig. 3 für grosses  $\omega_0$

Bezeichnungen siehe im Text

### II. 1. 2. 3. Numerische Beispiele

Um die Auswertung der Kurven in den Figuren 7...10, mit Berücksichtigung der im Abschnitt II. 1. 2. gefundenen Beziehungen, zu erleichtern, sind hier einige Beispiele numerisch durchgeführt worden.

Beispiel a)  $C=100 \text{ pF}$ ,  $L=0,6 \mu\text{H}$ ,  $\hat{U} = 1000 \text{ V}$  (Normalstoss)

$$K = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ A/V}^{3/2} \quad \left[ \text{bzw. } K_2 = 43,5 \text{ V/A}^{2/3} \right]$$

Daraus errechnen sich folgende, den Eingangskreis charakterisierende Konstanten:

$$\omega_0 = 1,3 \cdot 10^8 \text{ 1/s}; \quad \xi = 2,4 \left[ \frac{\text{V}}{\text{A}^{2/3}} \cdot \frac{\text{F}^{1/3}}{\text{H}^{1/3}} \right]; \quad D = 0,24 \left[ \frac{\text{V}^{2/3}}{\text{A}^{2/3}} \cdot \frac{\text{F}^{1/3}}{\text{H}^{1/3}} \right],$$

welche im folgenden immer in diesen Dimensionen angegeben werden. Um von diesen Konstanten auf die resultierende Fehlerfunktion schliessen zu können, müssen aus den Fig. 8...10 folgende Interpolationen ausgeführt werden:

1. ist in jeder der 3 Figuren die Kurve für  $D=0,24$  zu extrapolieren. Die resultierenden Kurven sind in Fig. 11 zusammengestellt;

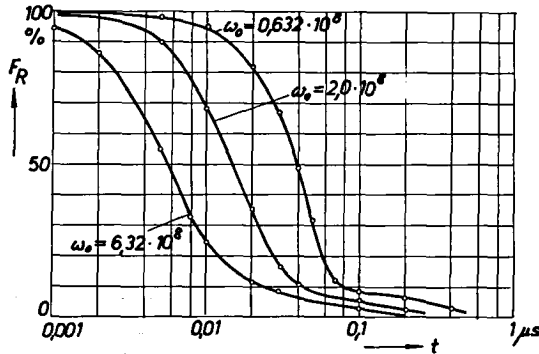


Fig. 11

Fehlerfunktion  $F_R$  für  $D=0,24$  (Beispiel a, Abschnitt II. 1. 2. 3.)

2. wird aus den 3 Kurven in Fig. 11 mit verschiedenem  $\omega_0$  auf die Kurve mit dem gesuchten  $\omega_0 = 1,3 \cdot 10^8 \text{ 1/s}$  geschlossen. Damit ist die Fehlerfunktion gefunden, welche in Fig. 12 aufgetragen ist.

Für den Kreis bleibt noch die Strombelastung der Röhre abzuklären. Es wurde schon weiter oben erwähnt, dass hier nur die ungefähren Maximalwerte interessieren. Aus diesem Grunde darf aus Fig. 7 ohne genaue Interpolation auf einen Maximalwert des Stromes von ca. 80 mA geschlossen werden. Nach Vor-



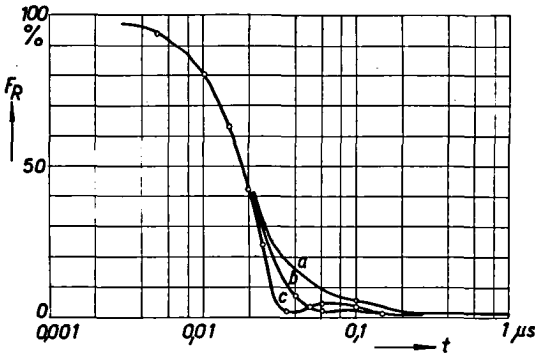


Fig. 12

Fehlerfunktionen  $F_R$  der 3 Beispiele a, b, c, Abschnitt II.1.2.3.

aussetzung versteht sich dieser Wert bei einer Messkapazität von 25 pF. Da hier aber für  $C_M$  100 pF gewählt wurden, folgt eine maximale Stromspitze von ca.  $4 \cdot 80 = 320$  mA. Zu beachten ist hier die relativ hohe Strombelastung, da der Kreis nicht vollkommen aperiodisch gedämpft ist.

Beispiel b) In diesem Beispiel soll gegenüber dem vorhergehenden nur die Stossamplitude geändert werden. Es sei  $\hat{U} = 2500$  V ( $a = 2,5$ ). Darum folgen dieselben Werte für  $\omega_0$  und  $\xi$  ( $\omega_0 = 1,3 \cdot 10^8$ ,  $\xi = 2,4$ ). Hingegen wird in diesem Falle die Konstante  $D = 0,18$  (s. Gl. 14). Das Aufsuchen der gesuchten Fehlerfunktion geschieht genau wie im Beispiel a.

Für die Bestimmung der Stromamplitude erfolgt die Ablesung nach Gl. 13 bei einem  $\xi = (\frac{1}{2,5})^{1/3} \cdot 2,4 = 1,76$  und einem  $\omega_0 = 1,3 \cdot 10^8$ , was ein  $i_{\max}$  von ca. 95 mA ergibt. Da aber nicht nur die 2,5-fache Stossamplitude, sondern noch die 4-fache Kapazität berücksichtigt werden müssen, so folgt  $i_{\max} =$  ungefähr  $2,5 \cdot 4 \cdot 95 = 950$  mA.

Beispiel c) Es wird hier mit dem Kreis des Beispiels b, aber diesmal mit doppelt so steiler Front ein weiterer numerischer Fall diskutiert. Also sind  $C_M = 100$  pF;  $L = 0,6$   $\mu$ H;  $\hat{U} = 2,5$  kV;  $K_2 = 43,5$  und neu  $\alpha = 0,0087$  [ $1/\mu$ s];  $\beta = 1,3$  [ $1/\mu$ s].

$\xi$  und  $D$  bleiben gegenüber dem Beispiel b unverändert:  $\xi = 2,4$ ;  $D = 0,18$  und  $\omega_0 = 1,3 \cdot 10^8$ . Zunächst wird  $\omega_{01}$  (in der t-Ebene) nach Gl. 19 bestimmt, welches hier folgenden Wert aufweist:  $\omega_{01} = \frac{1,3 \cdot 10^8}{2} = 0,65 \cdot 10^8$ .

Diese neue Kurve, die eindeutig durch  $D$  und  $\omega_{01}$  bestimmt ist, wird nun transformiert. Praktisch beschränkt sich die Arbeit darauf, für die bestehenden Kurven der Lösung einen neuen Zeitmasstab nach Gl. 21 einzuführen. In diesem Falle werden z. B. die Ablesungen von  $t=0, 2..0, 4..0, 6..0 \mu s$  ersetzt durch  $t^* = 0, 1..0, 2..0, 3 \mu s$ . In Fig. 12 ist die gefundene Fehlerfunktion aufgezeichnet, zusammen mit derjenigen von Beispiel b.

Da die Dämpfung in diesem Kreis nochmals verkleinert worden ist, wird die Stromspitze noch grösser. Aus der entsprechenden Kurve (Fig. 7) liest man ein  $i_{\max}$  von ca. 97 mA ab. Folglich wird der Scheitelwert des Stromes in diesem Beispiel:  $i_{\max} = 2 \cdot 4 \cdot 2,5 \cdot 97 = 1,94$  A.

### II.1.3. Berechnung unter Vernachlässigung der Induktivität

#### II.1.3.1. Allgemeine Ableitungen

Interessant ist eine Berechnung des Eingangskreises nach Fig. 13, d.h. unter Vernachlässigung der Induktivität  $L$ . Da normalerweise darauf tendiert werden muss, mit überkritisch gedämpftem Kreis zu arbeiten (kleine Strombe-

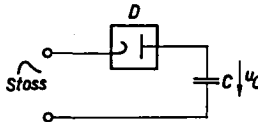


Fig. 13

#### Ersatzschema des Eingangskreises unter Vernachlässigung der Kreisinduktivität

$D$  = Diode mit nichtlinearer Kennlinie

$C$  =  $C_M$  = Messkapazität

$u_C$  = Spannung an  $C$

lastung der Röhre, keine Schwingungen der Fehlerfunktion), lässt sich für viele Fälle ein Ersatz der Kurven des Abschnittes II.1.2. vermuten. Dabei werden die Resultate einfacher, da ja ohne Induktivität gerechnet wird.

Die Differentialgleichung für den in Fig. 13 gezeichneten Kreis lautet:

$$K_2 i^{2/3} + \frac{1}{C} \int i dt = U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 24}$$

Diese Gleichung 24 lässt sich sofort umformen:

$$\dot{u} = A \left[ U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) - u \right]^{3/2}, \quad \text{Gl. 25}$$

wobei 
$$A = \frac{1}{C \cdot K_2^{3/2}} = \frac{K}{C} \quad \text{ist.} \quad \text{Gl. 26}$$

Es folgt daraus die wichtige Aussage, dass für konstantes Verhältnis von K zu C die Lösungen identisch sind.

Wie im vorhergehenden Abschnitt soll auch hier der Einfluss der Stossamplitude auf die Lösung untersucht werden. Ausgegangen wird von Gl. 24, welche zweckmässig in die folgende Form gebracht wird:

$$K_2 C^{2/3} \cdot \dot{u}_C^{2/3} + u_C = U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 27}$$

Wird wiederum eine neue Störfunktion  $U_1^* = a U_1$  eingeführt und die entsprechende Spannungsexentransformation  $u^* = a \cdot u$  berücksichtigt, so lässt sich schreiben:

$$K_2 C^{2/3} \left(\frac{\dot{u}^*}{a}\right)^{2/3} + \frac{1}{a} u^* = \frac{U_1^*}{a} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 28}$$

Die zwei Gleichungen in den beiden Ebenen sind identisch, falls

$$K_2^* C^{*2/3} \cdot \frac{1}{a} = K_2 C^{2/3} \cdot \frac{1}{a^{2/3}}, \quad \text{d. h.}$$

$$K_2^* \cdot C^{*2/3} = K_2 C^{2/3} a^{1/3}, \quad \text{bzw.} \quad \text{Gl. 29}$$

$$A = A^* a^{1/2} \quad \text{ist.} \quad \text{Gl. 30}$$

Diese Transformationsbedingung (entsprechend Gl. 13 im Abschnitt II. 1. 2.) lässt sich auch hier durch Einführen einer neuen Konstanten, die hier mit B bezeichnet sei, mit der Gl. 24 kombinieren. Es sei dabei

$$B = A \sqrt{U_1} = \frac{K}{C} \sqrt{U_1}. \quad \text{Gl. 31}$$

Behauptet wird also, dass für eine neue Stossamplitude  $U_1^* = a \cdot U_1$ , mit Berücksichtigung der Transformationsbedingungen (Gl. 30), B konstant bleibt. Der Beweis gelingt durch Einsetzen der neuen Stossamplitude in Gl. 30:

$$B^* = A^* \sqrt{U_1^*} = A a^{-1/2} \sqrt{U_1} a^{1/2} = B \quad \text{wzwb.}$$

Mit Berücksichtigung der Spannungsexentransformation kann also jeder Lösung  $u_C(t)$  eine Konstante B zugeordnet werden. Da bei der Durchführung der Spannungsexentransformation identische Fehlerfunktionen erhalten werden, folgt demnach ebenfalls eine eindeutige Zuordnung von B zur Funktion  $F_R(t)$ , wobei sich hier der grosse Vorteil ergibt, dass die absoluten Werte der Fehlerfunktion in den verschiedenen Transformationsebenen identisch sind.

Der Einfluss der Frontsteilheit wird ebenfalls nach den in Abschnitt II.1.2.1. beschriebenen Richtlinien behandelt. Wird in Gl. 27 die Kon-

stante A eingeführt, so lautet diese:

$$A^{-2/3} \cdot \dot{u}_C^{2/3} + u_C = U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}). \quad \text{Gl. 32}$$

Gesucht werden die Bedingungen, unter welchen die folgende Differentialgleichung 33 identisch Gl. 32 ist:

$$A^{*-2/3} \cdot \dot{u}_C^{*2/3} + u_C^* = U_1^* (e^{-\alpha^* t^*} - e^{-\beta^* t^*}). \quad \text{Gl. 33}$$

Es soll dabei die schon genannte Beziehung  $u^*(t^*) = u(a \cdot t^*) = u(t)$  Gl. 34 gelten. Durch Einsetzen der Gl. 34 in Gl. 33 findet man:

$$A^{*-2/3} \cdot a^{2/3} \cdot \dot{u}_C^{2/3}(at^*) + u_C(at^*) = U_1^* (e^{-\frac{\alpha^*}{a} at^*} - e^{-\frac{\beta^*}{a} at^*}). \quad \text{Gl. 35}$$

Die Bedingungen für eine Identität der Gl. 35 und 32 leiten sich durch Koeffizientenvergleich ab:

$$A^{*-2/3} \cdot a^{2/3} = A^{-2/3}, \quad \text{bzw.} \quad A^* \cdot a^{-1} = A \quad \text{Gl. 36}$$

$$\text{und} \quad \frac{\alpha^*}{a} = \alpha, \quad \frac{\beta^*}{a} = \beta. \quad \text{Gl. 37}$$

Auch hier sollen nur  $\alpha$  und  $\beta$ , nicht aber A in die Transformation eingehen. Aus diesem Grunde wird eine Konstante  $A_1$  gesucht, welche transformiert A geben soll. Da also  $A_1^* = A$ , folgt, dass

$$A_1 = \frac{A}{a} \quad \text{und} \quad B_1 = A_1 \sqrt{U_1} \quad \text{Gl. 38}$$

ist.

Aus diesen Betrachtungen geht hervor, dass zur Lösung der Differentialgleichung 24 die Ermittlung einer einzigen Kurvenschar genügt, falls die Resultate als Fehlerfunktion aufgetragen werden. Jeder Kurve wird eine eindeutige Konstante B zugeordnet, in welcher die Kreiswerte (Kapazität, Röhrencharakteristik) und die Stossamplitude enthalten sind. Zweckmässigerweise wird auch hier die Kurvenschar für den Normalstoss gerechnet. Andere Frontsteilheiten werden durch Anwendung der Zeitaxentransformation berücksichtigt.

Auf eine Ermittlung des Stromverlaufes zur Bestimmung seiner Maximalwerte wird in diesem Abschnitt ganz verzichtet. Das Maximum tritt schon kurz nach Einsetzen des Stosses auf, und zwar in einer Zeitspanne, da die Wirkung der hier vernachlässigten Induktivität am grössten ist. Zudem ist eine Beurteilung des Stromverlaufes bei der exakten Rechnung mit kleinem Aufwand möglich (Fig. 7), sodass sich eine schlechte Näherung nicht lohnen würde.

### II. 1. 3. 2. Numerische Auswertung

Auch hier wurden die Beispiele mit dem Normalstoss gerechnet. Obschon eine Variation des Wertes  $U_1$  nicht notwendig ist, wurden doch verschiedene Stossamplituden eingesetzt, da auf diese Art und Weise eine Kontrolle der Genauigkeit der numerischen Resultate möglich ist. Ein Vergleich der so erhaltenen Kurven zeigt, dass die Genauigkeit die technischen Ansprüche vollauf befriedigt.

Die numerischen Beispiele dieses Abschnittes wurden auf der Rechenmaschine am Institut für angewandte Mathematik der Eidgenössischen Technischen Hochschule durchgeführt. Auch hier gilt der in II. 1. 2. 1. gemachte Einwand, dass die Genauigkeit der Fehlerfunktion  $F_R(t)$  als einer Differenz zweier fast gleich grosser Werte, bei kleinen Werten sehr stark abnimmt, für technische Zwecke aber genügt.

Die für die Rechnung massgebenden numerischen Werte sind in Tabelle 2 aufgeführt. Die Werte A müssen sich dabei nach Gl. 29 in den Konstanten B zusammenfassen lassen. In Tabelle 3 sind die entsprechenden Werte für B angegeben, und Fig. 14 zeigt die resultierenden Fehlerfunktionen  $F_R(t) = \frac{u_s - u_C}{u_s}$ .

Tabelle 2

Zusammenstellung der im Kapitel II. 1. 3. 2. ausgeführten numerischen Rechnungen

$\hat{U}$	A	(t in $\mu s$ )	
100 V	40	2	
1000 V	1000	40	2
10000 V	40	2	0, 1

Tabelle 3

Zusammenstellung der Werte der Konstante B für die in Tab. 2 aufgeführten Fälle

$$B = 32\ 100 ; 4\ 060 ; 1\ 284 ; 406 \quad (1/\mu s)$$

$$203 ; 64,1 ; 20,3 ; 3,21$$

Im weitem wurden aus diesen Kurven die Fehlerfunktionen mit folgenden B-Werten interpoliert und ebenfalls eingezeichnet:

$$B = 10^4, 10^3, 10^2, 10 \quad [1/\mu s].$$

Um diese Werte mit der exakten Rechnung nach Abschnitt II. 1. 2. zu vergleichen, sind in den Figuren 8, 9 und 10 für die eingezeichneten Kurven die aus Fig. 14 unter Vernachlässigung der Induktivität ermittelten Fehlerfunktionen ebenfalls aufgetragen. Es zeigt sich dabei, dass bei überkritischer Dämpfung die Kurven der exakten und angenäherten Rechnung nach einer sehr kur-

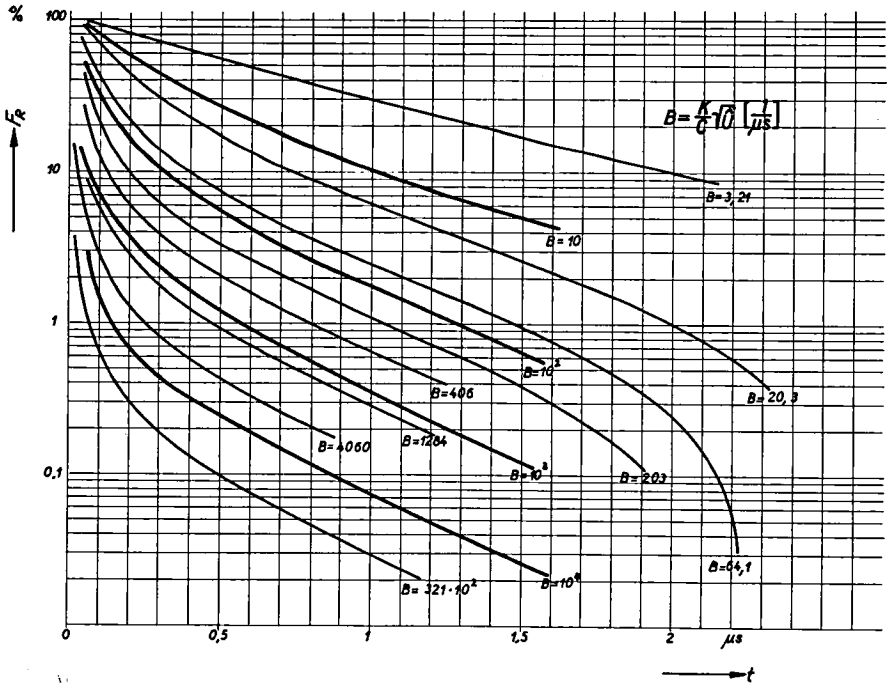


Fig. 14

Fehlerfunktionen für den Eingangskreis nach Fig. 13

$$F_R(t) = \frac{u_s - u_C}{u_s} \text{ mit } B \text{ als Parameter}$$

zen Zeit von ca.  $0,05 \dots 0,08 \mu\text{s}$  identisch verlaufen. Diese Identität spricht für eine gute Genauigkeit der beiden numerischen Lösungen.

Eine allgemeine, leicht darstellbare Aussage über die Gültigkeit dieser angenäherten Methode kann nicht gemacht werden. Ihr Hauptresultat besteht jedoch darin, dass bei jedem gegebenen Fall diese angenäherte Rechnung nach ca.  $0,05 \dots 0,2 \mu\text{s}$  für eine technische Genauigkeit genügt. Für die meisten in der Praxis vorkommenden Fälle dürfte damit zur Bestimmung der Fehlerfunktion diese vereinfachte Rechnung vollauf befriedigen. Dagegen zeigt die numerische Rechnung, dass zur Bestimmung des Stromverlaufes und besonders des Strommaximums die Näherung aus den schon erwähnten Gründen nicht genügt.

### II. 1. 3. 3. Numerische Beispiele

Beispiel a) Es soll hier dasselbe Beispiel wie in II. 1. 2. 3. b. betrachtet werden ( $C = 100 \text{ pF}$ ,  $L = 0,6 \mu\text{H}$ ,  $\hat{U} = 2,5 \text{ kV}$ , Normalstoss)

$K = 3,4 \cdot 10^{-3}$ ,  $\omega_0 = 1,29 \cdot 10^8$ ,  $\xi = 2,4$ ;  $D = 0,177$ .

Mit diesen Daten bestimmt sich die Konstante B nach Gl. 31 zu:

$$B = \frac{K}{C} \sqrt{U_1} = \frac{3,4 \cdot 10^{-3}}{10^{-10}} \sqrt{1,03 \cdot 2,5 \cdot 10^3} = 1700 \cdot 10^6 \text{ 1/s.}$$

Durch Interpolation kann nun aus Fig. 14 direkt auf die gesuchte Fehlerfunktion  $F_R(t)$  geschlossen werden, welche in Fig. 15 aufgetragen ist. Durch einen Vergleich der erhaltenen Fehlerkurve mit den in Fig. 12 aufgezeichneten genauen Lösungen lässt sich in diesem Fall die Zulässigkeit der Methode abschätzen. Es kann abgelesen werden, dass nach ca.  $0,1 \mu\text{s}$  die vereinfachte Rechnung praktisch als genaues Verfahren angesehen werden darf.

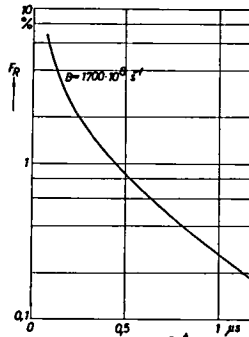


Fig. 15

Beispiel zum Abschnitt II. 1. 3. 3. a.

$F_R(t)$  für  $B = 1700 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$

Beispiel b) Dieses Beispiel soll das praktische Vorgehen illustrieren, welches für die Beurteilung einer veränderten Frontsteilheit anzuwenden ist. Es sei dazu ein Beispiel betrachtet, dem eine Konstante  $B = 110 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$ , z. B.  $U_1 = 101,5 \text{ V}$ ;  $C_M = 100 \text{ pF}$ ;  $K_2 = 10^2 \frac{\text{V}}{\text{A}^{2/3}}$ , zugeordnet werden kann. Die Lösung als Fehlerfunktion für den Normalstoss ( $\alpha = 0,0174 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,

$\beta = 2,6 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ) ist dabei aus Fig. 14 interpoliert und in Fig. 16 (Kurve 1) aufgetragen worden. Die neue Störfunktion (= Eingangsstoss) soll folgende Exponenten aufweisen:  $\beta = 6,06 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0405 \text{ 1}/\mu\text{s}$ . Der Faktor  $a$  errechnet sich für die Durchführung der Zeitaxentransformation zu  $a = 2,33$ . Die Konstante  $B_1 = \frac{110 \cdot 10^6}{2,33} = 47 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$  definiert nun die gesuchte Fehlerfunktion für die neue Eingangsspannung. Diese darf aus Fig. 14 interpoliert werden, falls eine andere Zeitaxe eingeführt wird. Es werden die Ablesungen bei  $t = 0,2; 0,4; 0,6 \dots \mu\text{s}$  ersetzt durch  $t^* = 0,086; 0,17; 0,257; \dots \mu\text{s}$ . Die neu ermittelte Fehlerfunktion ist ebenfalls in Fig. 16 als Kurve 2 eingezeichnet.

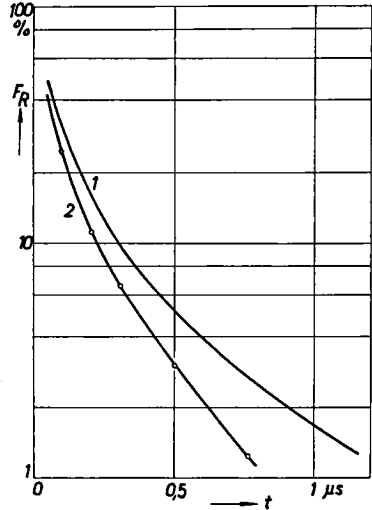


Fig. 16

Beispiele zum Abschnitt II.1.2.3.3.b

Kurve 1 :  $B = 110 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0174 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\beta = 2,6 \text{ 1}/\mu\text{s}$

Kurve 2 :  $B = 47 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0405 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\beta = 6,06 \text{ 1}/\mu\text{s}$

Die Kurve b wurde durch Transformation der Kurve a erhalten.

o: exakte Punkte der Fehlerkurve für  $B = 47 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0143 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\beta = 6,06 \text{ 1}/\mu\text{s}$

Dieses numerische, approximative Verfahren, bei welchem nicht nur die Front, sondern der ganze Stoss transformiert wird, soll nun verglichen werden mit einem weiteren Beispiel, bei welchem nur die Front, nicht aber der Rücken verändert wird, wie dies in der Praxis bei Änderungen der Frontsteilheit vorkommt. Als neue, die Störfunktion bestimmende Konstanten werden  $U_1 = 101,5 \text{ V}$ ,  $\beta = 6,06 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0143 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $B = 110 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$ , gewählt, was ungefähr einem Stoss  $0,5/50 \mu\text{s}$  entspricht. Die daraus resultierende Fehlerfunktion wurde auch numerisch gerechnet und ist als Ergänzung in Fig. 16 punktweise aufgeführt. Sie deckt sich weitgehend mit der approximierten, mittels Zeitaxentransformation errechneten Kurve.



II. 1. 4. Berechnung mit linear ansteigender Eingangsspannung, bei Vernachlässigung der Kreisinduktivität

In diesem Abschnitt soll die Möglichkeit untersucht werden, den Eingangsstoss durch eine linear ansteigende Spannung von der Form

$$u_s = \mathcal{L} \cdot t$$

zu ersetzen. Es kann folgende Differentialgleichung für den Eingangskreis aufgestellt werden:

$$K_2 \cdot i^{2/3} + \frac{1}{C} \int i dt = \mathcal{L} \cdot t. \quad \text{Gl. 39}$$

Da  $i = C \cdot \dot{u}$  ist, folgt:

$$K_2 \cdot C^{2/3} \cdot \dot{u}^{2/3} + u = \mathcal{L} \cdot t. \quad \text{Gl. 40}$$

Umgeformt ergibt dies:

$$\dot{u} = \frac{1}{C \cdot K_2^{3/2}} [\mathcal{L} t - u]^{3/2} = A [\mathcal{L} \cdot t - u]^{3/2}. \quad \text{Gl. 41}$$

Diese Differentialgleichung 41 lässt sich durch Einführen von neuen Variablen trotz der Nichtlinearität der Gleichung mathematisch exakt lösen. Die neuen Variablen seien:

$$x = A^{2/3} \cdot \mathcal{L}^{1/3} \cdot t \quad \text{Gl. 42}$$

und 
$$y_2 = A^{2/3} \cdot \mathcal{L}^{-2/3} \cdot u. \quad \text{Gl. 43}$$

Damit lässt sich Gl. 41 umschreiben in:

$$y' = (x - y)^{3/2}, \quad \left[ y' = \frac{dy}{dx} \right]. \quad \text{Gl. 44}$$

Wird weiter ein Parameter  $s$  so eingeführt, dass gilt:

$$y = x - s^2, \quad \text{Gl. 45}$$

so folgt für Gl. 44 die einfache Beziehung:

$$x' = -\frac{2s}{s^3 - 1}, \quad \left[ x' = \frac{dx}{ds} \right]. \quad \text{Gl. 46}$$

Durch Partialbruchzerlegung lässt sich Gl. 46 lösen. Das Resultat lautet folgendermassen

$$x = -\frac{2}{3} \ln(1 - s) + \frac{1}{3} \ln(1 + s + s^2) - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \frac{s \cdot \sqrt{3}}{2+s} \right), \quad \text{Gl. 47}$$

wobei  $s$  im Intervall  $0 \leq s < 1$  zu wählen ist.

In Fig. 17 ist die numerische Lösung der Gl. 47 graphisch dargestellt, wobei diese Gleichung in der Form  $y = y(x)$  aufgetragen ist. Gleichzeitig ist eine lineare Funktion  $y_1(x)$  eingezeichnet, welche der Eingangsspannung  $u_s$  entspricht. Der Beweis dieser Behauptung erfolgt durch Einsetzen der beiden Transforma-

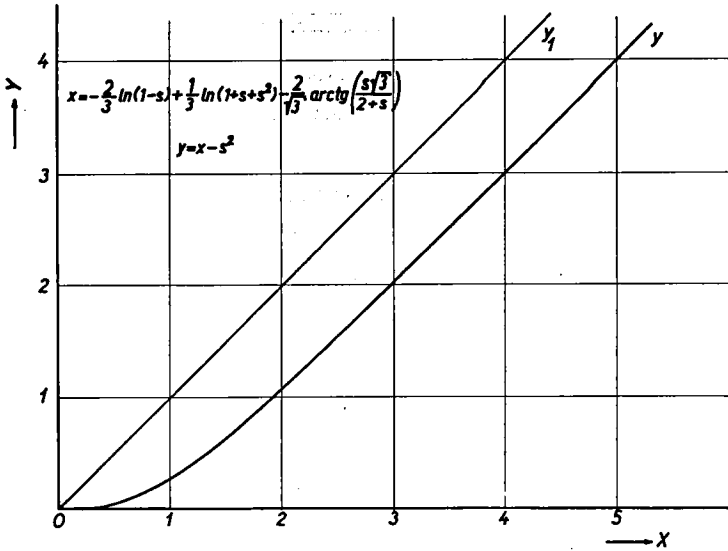


Fig. 17

Numerische Lösung von Gl. 47

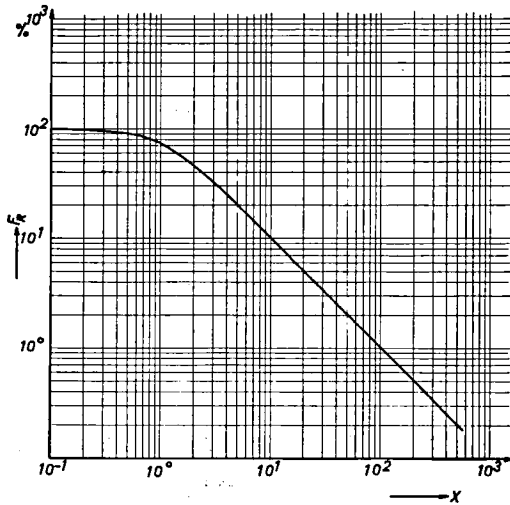


Fig. 18

Aus Fig. 17 hervorgehende Fehlerfunktion  $F_R(t)$

tionsbedingungen in  $u_s = \mathcal{X}t$ , welche neu lautet:

$$\mathcal{X}^{2/3} \cdot A^{-2/3} \cdot y_1 = \mathcal{X} \cdot \mathcal{X}^{-1/3} \cdot A^{-2/3} \cdot x, \text{ bzw.}$$

$$\underline{y_1 = x.} \quad \text{Gl. 48}$$

In Fig. 18 sind die zu  $y_1$  und  $y_2$  gehörenden Fehlerfunktionen aufgetragen, und zwar in Funktion von  $x$ .

Durch Anwendung der Gleichungen 42 und 43 wurde eine Transformation der Differentialgleichung von der  $u/t$  Ebene in die  $y/x$  Ebene vorgenommen. Die Lösung in der  $y/x$  Ebene lässt sich dabei in einer einzigen Kurve ausdrücken. Falls nun für ein konkretes Beispiel die Fehlerfunktion ausgerechnet werden muss, so genügt es, von der eindeutigen Kurve in der  $y/x$  Ebene durch Anwendung der Transformationsbedingungen 42 und 43 auf die richtige Lösung in der  $u/t$  Ebene zu schliessen. Wenn nur die Fehlerfunktion allein gesucht wird, besteht der ganze Aufwand für die Rechnung darin, in Fig. 18 die  $x$ -Axe durch die entsprechende  $t$ -Axe zu ersetzen.

Wird in Gl. 47  $s$  gegen 1 angenähert, so folgen Werte von  $x$  und  $y_2$  von  $\infty$ . Damit ist gezeigt, dass die Kurve

$$y = x - 1$$

Asymptote der Fehlerfunktion ist.

Wird die Kurve  $y_2$  durch die Asymptote ersetzt, so kann die Fehlerfunktion direkt als Gleichung geschrieben werden. Weil  $y_1 = x$  und  $y_2 = x - 1$  ist, folgt für die Fehlerfunktion:

$$\underline{F_R(x) = \frac{y_1 - y_2}{y_1} = \frac{1}{x}.} \quad \text{Gl. 49}$$

Es sei noch erwähnt, dass diese Näherung in einem grossen Bereich gültig ist. Die Abweichung von der in Fig. 18 gezeichneten Kurve ist für Werte von  $F_R < 22\%$  kleiner als ca. 1 Promille.

Für die  $u/t$  Ebene wird  $F_R$  durch Einsetzen der Transformationsbedingungen in Gl. 49 erhalten:

$$\underline{F_R(t) = A^{-2/3} \cdot \mathcal{X}^{-1/3} \cdot \frac{1}{t}.} \quad \text{Gl. 50}$$

Bei konstantem Faktor  $K_3 = A^{-2/3} \cdot \mathcal{X}^{-1/3}$ , bzw.

$$\underline{K_4 = A \cdot \mathcal{X}^{1/2}} \quad \text{Gl. 51}$$

folgen identische Fehlerkurven.

In Fig. 19 sind die Fehlerkurven für 2 numerisch gerechnete Fälle eingezeichnet. Die Konstanten  $\mathcal{X}$  wurden dabei so bestimmt, dass die linearen Eingangsspannungen Tangenten an die Fronten der im Kapitel II.1.3. (Fig. 16) benutzten Stossspannungen ( $B = 1284 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$ ,  $\beta = 2,6 \text{ 1/}\mu\text{s}$  und  $B = 110 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $\beta = 6,06 \text{ 1/}\mu\text{s}$ ) be-

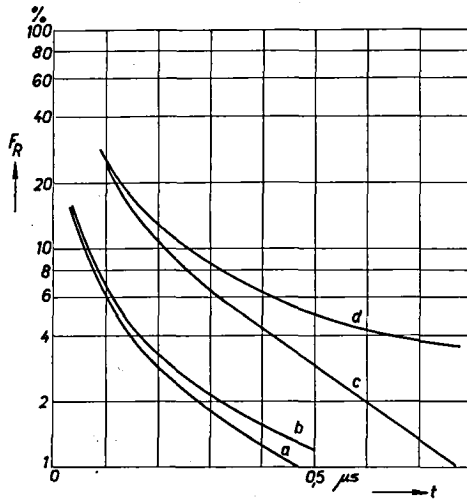


Fig. 19

Beispiele der Fehlerfunktion  $F_R(t)$  zum Abschnitt II. 1. 4.

- a: Eingangsspannung = Stoss ( $B = 110 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0143 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\beta = 6,06 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ).  
Aus Figur 14 interpoliert.
- b: Eingangsspannung = Tangente an den in a definierten Stoss. Kurve aus Fig. 18 entnommen.
- c: Eingangsspannung = Stoss ( $B = 1284 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\alpha = 0,0174 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ,  $\beta = 2,6 \text{ 1}/\mu\text{s}$ ).  
Kurve aus Figur 14 interpoliert.
- d: Eingangsspannung = Tangente an den in c definierten Stoss. Kurve aus Fig. 18 entnommen.

deuten. Gleichzeitig sind die exakten Fehlerfunktionen für die linear ansteigenden Eingangsspannungen aufgetragen. Wie erwartet zeigt sich dabei, dass die Kurven erst bei Verflachung der Front des Stosses voneinander wesentlich abweichen. Falls also keine exakte Rechnung, sondern nur eine grobe Abschätzung vorgenommen werden muss, darf das Ergebnis dieses Abschnittes insofern trotzdem praktisch verwendet werden, da die Werte dieser Fehlerkurven immer grösser sind als diejenigen der exakten Rechnung. Die als Tangente an die Front eines Stosses angenommene Eingangsspannung bleibt ja in ihrer Steilheit konstant und nähert sich nicht einem Maximum, wie dies bei der genauen Front der Fall ist. Es kann somit eine maximale Fehlergrenze angege-

ben werden.

Das Resultat dieses Abschnittes besteht also darin, dass eine einfache Methode angegeben wird, bei welcher mittels einer einzigen berechneten und hier gezeichneten Kurve sofort auf eine gesuchte Fehlerfunktion geschlossen werden kann, welche im ganzen Verlauf höhere, also schlechtere Werte als diejenigen der exakten Rechnung ergibt.

### II. 1. 5. Berechnung mit als linear angenommener Röhrenkennlinie

Bei vielen Anwendungszwecken werden die Nichtlinearität der Röhrenkennlinie und damit die sehr zeitraubenden approximativen Berechnungen umgangen, indem die Röhrenkennlinie als Gerade, entsprechend einem konstanten Widerstand, gewählt wird.

Da die Ableitungen der entsprechenden Differentialgleichungen keine Schwierigkeiten bieten und in der Literatur (7) (8) (9) an verschiedenen Orten ähnliche Gleichungen ausführlich behandelt worden sind, wird hier nicht darauf eingegangen.

Wird bei Vernachlässigung der Induktivität ein Kreis nach Fig. 20 be-

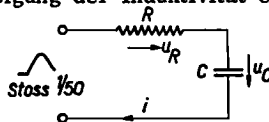


Fig. 20

### Ersatzschema des Eingangskreises für die Ableitungen im Kapitel II. 1. 5.

- C = Messkapazität
- $u_C$  = Spannung an C
- R = linearer Widerstand

trachtet, so lässt sich für den Eingangsstoss:

$$u_g(t) = U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

die Spannung am Messkondensator  $u_C$  wie folgt anschreiben:

$$u_C = U_1 \gamma (\beta - \alpha) \left[ \frac{e^{-\alpha t}}{(\beta - \alpha)(\gamma - \alpha)} + \frac{e^{-\beta t}}{(\alpha - \beta)(\gamma - \beta)} + \frac{e^{-\gamma t}}{(\alpha - \gamma)(\beta - \gamma)} \right], \quad \text{Gl. 52}$$

wobei  $\gamma = \frac{1}{R \cdot C}$  sei. Wird für  $\alpha = 0,0174 \text{ } 1/\mu\text{s}$  und  $\beta = 2,6 \text{ } 1/\mu\text{s}$  gesetzt und im weitem  $\gamma$  als Parameter mit den Werten  $\gamma = 10^2, 50, 10, 5, 1, 10^{-2} \mu\text{s}^{-1}$  gewählt, so lässt sich eine Schar von Kurven als Lösungen ausrechnen. In den Fig. 21 und 22 sind diese Lösungen aufgezeichnet. Es zeigt sich dabei, dass diese Kurven einen, von den in den vorhergehenden Abschnitten berechneten Fehler-

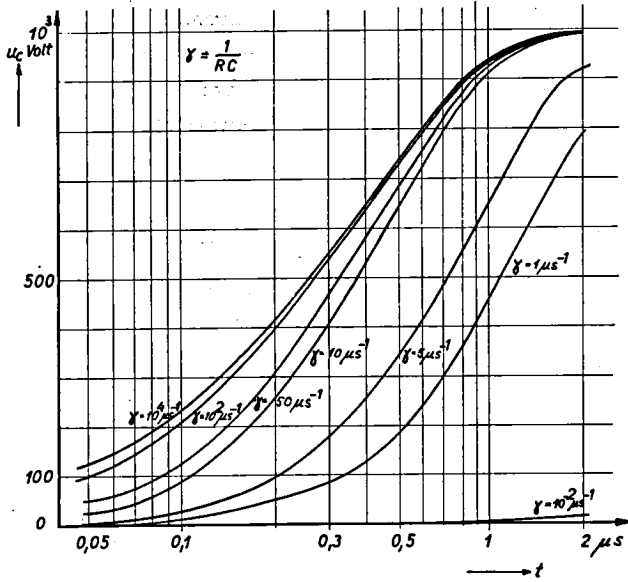


Fig. 21

Numerische Lösung von Gl. 52

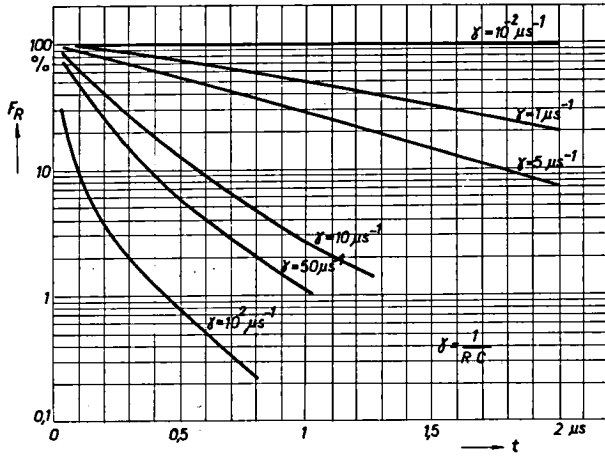


Fig. 22

Aus Fig. 21 hervorgehende Fehlerfunktion

funktionen grundsätzlich verschiedenen Verlauf zeigen. Wird als Röhrenwiderstand ein mittlerer Wert gewählt, so sind die Kurven in Fig. 22 anfänglich zu flach und nachher zu steil. Nur in einzelnen Intervallen und bei bestimmten Fällen kann von einer gewissen ausreichenden Approximation gesprochen werden. Da zudem diese Rechnung gegenüber den schon besprochenen keine Vorteile aufweist, kann es nicht als Lücke empfunden werden, dass diese Methode nicht ausführlich besprochen wird.

## II. 2. Berücksichtigung der im Ersatzschaltbild des Eingangskreises gemachten Vernachlässigungen

### II. 2.1. Einfluss der Sättigung der Röhre

Bis jetzt wurde immer mit der im Raumladungsgebiet einer Röhre allgemein gültigen Gl. 3 gerechnet. Wie ändern sich nun die Resultate, falls die Stromspitzen die Sättigungsströme erreichen? Die Bedeutung der Sättigung besteht ja darin, dass der innere Widerstand der Röhre plötzlich sehr grosse Werte annimmt. Dabei muss also die Zeitkonstante der Aufladung des Messkondensators ebenfalls vergrössert werden. Dies ist selbstverständlich unerwünscht, da man für kleine Werte der Fehlerfunktionen auf möglichst kleine Zeitkonstanten hinzielt. Zudem ist der Sättigungsstrom, besonders bei den modernen Röhren mit Oxydkathoden keine eindeutige Grösse, sondern von verschiedenen bekannten, aber auch zum Teil noch unerforschten Einflüssen (z. B. Vergiftungserscheinung der Kathode) abhängig. Der für diesen Spezialfall wichtigste Effekt besteht aber darin, dass die Emissionsfähigkeit einer Kathode bei einer auch nur impulsweisen Beanspruchung stark zurückgeht. Zum Verständnis der Physik der Oxydkathoden sei hier auf die Literatur (10) verwiesen. Aus den genannten Gründen erübrigt sich eine theoretische Berechnung des Einflusses des Sättigungsstromes auf den Eingangskreis. Man wird bei einer Schaltung also die Kreiselemente stets so dimensionieren, dass der Strom nie den Sättigungswert erreicht.

Da der Uebergang der Raumladungs- in die Sättigungscharakteristik sehr ausgeprägt eintritt, gelten also die im Kapitel II. 1. gemachten Rechnungen bis knapp vor der Sättigung der Röhre.

II. 2.2. Einfluss des Anlaufstromes der Röhre und dessen Kompensation

Bei den vorhergehenden Untersuchungen folgt überall aus Gl. 3, dass zur Zeit  $t = 0$  die Spannung am Messkondensator Null ist. Nach den Anlaufstromgesetzen fließt bei einer Diode aber bei einer Anodenspannung von Null Volt trotzdem ein Strom  $i_0$ . Wird für den Messkondensator das Ersatzschaltbild mit Berücksichtigung des Verlustwiderstandes wie in Fig. 23 eingeführt, so bildet sich über  $R_C$  eine Spannung  $u_C$ , welche ausser von den Röhrendaten noch von den Widerständen  $R_C$  und  $R_T$  abhängt. Aus der Literatur (11) wird folgende Gleichung für den Anlaufstrom entnommen:

$$i_p \approx i_0 e^{\frac{11,6}{T} \cdot u_p}, \tag{Gl. 53}$$

wobei  $i_p$  und  $u_p$  den Anodenstrom, bzw. die Anodenspannung der Diode und  $T$  die absolute Temperatur bedeuten, ( $T$  in  $1000^\circ\text{K}$ ). Da der Stromkreis geschlossen sein muss, kann geschrieben werden:

$$i_p = - \frac{1}{R} \cdot u_p, \tag{Gl. 54}$$

wobei  $R = R_C + R_T$  sei. Die Gleichungen 53 und 54 charakterisieren dabei vollkommen die Verhältnisse des Eingangskreises beim Anlaufstrom. Werden diese beiden Gleichungen einander gleichgesetzt, so folgt:

$$i_0 \cdot R = - \frac{u_p}{e^{\frac{11,6}{T} \cdot u_p}}. \tag{Gl. 55}$$

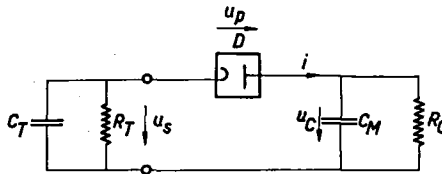


Fig. 23

Ersatzschema des Eingangskreises für die Betrachtungen im Abschnitt II. 2. 2.

- |   |   |
|---|---|
| $D$ = Diode mit nichtlinearer Kennlinie | $u_C$ = Spannung an $C_M$               |
| $u_p$ = Spannung an $D$                 | $C_T$ = Kapazität des Spannungsteilers  |
| $C_M$ = Messkapazität                   | $R_T$ = Widerstand des Spannungsteilers |
| $R_C$ = Ableitwiderstand von $C_M$      |   |



Das praktische Resultat dieser Gl. 55 besteht darin, dass bei konstanter Heizung (d.h.  $T = \text{konstant}$ ,  $i_o = \text{konstant}$ ) und bei einem gegebenen Wert von  $R$  eine eindeutig zugeordnete Spannung  $u_p$  ausgerechnet werden kann. Interessant ist, den Einfluss der Heizung abzuklären, d.h.  $T$  und  $i_o$  entsprechend zu variieren.

Für die numerische Auswertung sind vorerst verschiedene Größen in den Gleichungen 53, 54 und 55 experimentell zu ermitteln. Aus der Messung von  $i_p$ ,  $i_o$  und  $u_p$  für eine bestimmte Heizspannung  $u_h$  folgt der Wert der Temperatur  $T(u_h)$ :

$$T(u_h) = \frac{11,6 (-u_p)}{\ln \left( \frac{i_o}{i_p} \right)}$$

Wird nun die gefundene Kathodentemperatur in Gl. 55 eingesetzt, so folgt über einen bestimmten Wert von  $R$  die zugehörige Spannung  $u_p$ , oder umgekehrt, für eine gewisse Spannung  $u_p$  der zugehörige Widerstand. In Fig. 24 ist die Funktion  $u_p = f(u_h)$  (mit  $R$  als Parameter) für die Diode PY83 aufgezeichnet. Ist  $R_T \ll R_C$ , so bildet sich die Spannung  $u_p$  vollständig über dem Messkondensator aus:

$$u_C = -u_p.$$

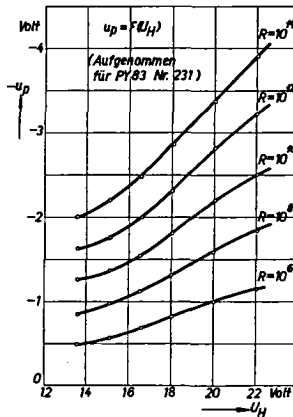


Fig. 24

$$u_p = f(u_h)$$

$R$  = totaler Isolationswiderstand zwischen Kathode und Anode der Diode (siehe Fig. 23)

$u_p$  = Anodenspannung der Diode

$u_h$  = Heizspannung der Diode

Dies bedeutet, dass bei den Anwendungen der Rechnungen der obigen Abschnitte die Amplitude des Eingangsstosses korrigiert, d. h. um den Betrag von  $u_p$  vermindert werden muss. In den meisten praktisch vorkommenden Fällen wird aber  $u_p$  so viel kleiner als die Stossamplitude sein, dass eine Korrektur vernachlässigt werden darf.

Bei den in den folgenden Abschnitten behandelten Schaltungen kann es vorkommen, dass eine Reduktion oder vollkommene Kompensation der Anlaufspannung  $u_p$  verlangt wird. Darum seien hier zwei Kompensationsschaltungen beschrieben.

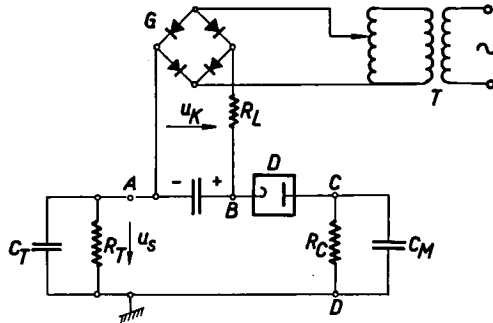


Fig. 25

Anlaufstrom-Kompensationsschaltung nach W. Rabus

- T = Isoliertransformator
- $u_k$  = Kompensationsspannung
- $R_L$  = Lade- und Schutzwiderstand
- G = Gleichrichter

Uebrige Anschriften wie in Fig. 23

Die in Fig. 25 dargestellte Schaltung erzeugt eine konstante, einstellbare Kompensationsspannung  $u_k$ . Diese Schaltung arbeitet folgendermassen: Infolge des Anlaufstromes nimmt der Punkt C gegenüber Erde (Punkt D) eine negative Vorspannung  $u_C$  an. Punkt B wird nun nicht über einen Widerstand  $R_T$  ( $\ll R_C$ ) an Erde gelegt, sondern positiv vorgespannt. Wie Gl. 53 zeigt, nimmt dabei  $i_p$  exponentiell mit  $u_p$  ab. Damit wird erreicht, dass die Spannung  $u_C$  sehr kleine Werte annimmt. In Fig. 26 ist mit Hilfe der Gl. 53  $i_p = f(u_p)$  mit T ( $T = f(u_h)$ ) als Parameter aufgetragen worden, wiederum für die Diode PY83. Dieses Beispiel zeigt, dass bei genügend grosser Kompensationsspannung  $u_k$ , auch un-

ter Berücksichtigung von Heizspannungsschwankungen,  $u_C$  vernachlässigbar klein gehalten werden kann. Für den Widerstand  $R_C$ , der wegen den veränderlichen äussern Bedingungen nicht konstant ist, muss dabei mit dem grösstmöglichen Wert gerechnet werden.

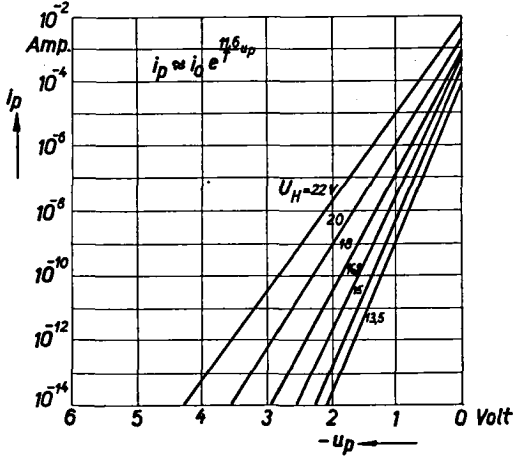


Fig. 26

$$i_p \approx i_0 e^{\frac{11,6 \cdot u_p}{T}}$$

- $u_p$  = Anodenspannung der Diode
- $i_p$  = Anodenstrom der Diode
- $T$  = Temperatur der Kathode in  $^{\circ}\text{K} \cdot 1000$
- $u_h$  = Heizspannung der Diode

Bei den theoretischen Berechnungen des Eingangskreises muss natürlich  $u_k$  dermassen berücksichtigt werden, dass die Kompensationsspannung vom Scheitelwert der Stossamplitude subtrahiert wird. Es sei noch darauf hingewiesen, dass diese Kompensationsschaltung, ohne Beschreibung, im schon erwähnten Aufsatz von W. Rabus erwähnt worden ist.

In Fig. 27 wird eine weitere Kompensationsschaltung dargestellt. Eine ausführliche Betrachtung dieser Messschaltung folgt im Kapitel III. 1.; hier sei nur auf diejenigen Punkte hingewiesen, welche die Kompensation des Anlaufstromes betreffen. Die Röhre 2 erzeugt über dem Widerstand  $R_u$  eine Spannung, welche die Wirkung des Anlaufstromes der Röhre 1 im Punkte A z. T. aufzuheben vermag. Speziell kann für die Röhre 2 die Heizspannung in der maximal

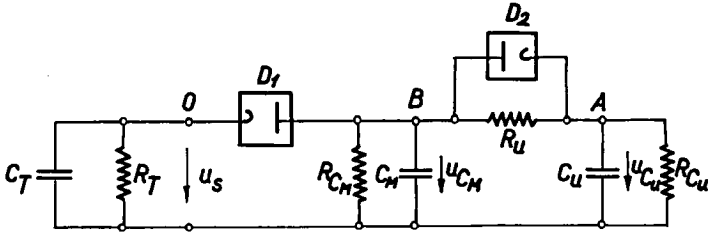


Fig. 27

Anlaufstrom-Kompensationsschaltung unter Anwendung einer zweiten Diode

- $D_1$  und  $D_2$  = Dioden mit nichtlinearer Kennlinie
- $C_M$  = Messkapazität
- $R_{CM}$  = Ableitwiderstand von  $C_M$
- $C_u$  = Umladekapazität
- $R_{Cu}$  = Ableitwiderstand von  $C_u$
- $R_u$  = Umladewiderstand

Uebrige Anschriften wie in Fig. 23

zulässigen Grösse gehalten und damit  $i_o$ , d.h. die Kompensationsspannung, vergrössert werden. Zudem darf der Wert von  $R_u$  in weiten Grenzen gewählt werden, muss aber die im Abschnitt III.1. erläuterten Bedingungen erfüllen. Bei dieser Art der Kompensation werden sich Heizspannungsschwankungen auf beide Röhren auswirken; die Kompensationsspannung passt sich somit automatisch der veränderten Anlaufspannung an.

Aus Fig. 24 kann die Wirkung für die Diode PY83 numerisch erfasst werden. Wird z.B. die Röhre mit 16 V geheizt, so stellt sich am Punkt B für einen Widerstand von  $R_{total} = \frac{R_{CM} \cdot R_{Cu}}{R_{CM} + R_{Cu}} = 10^{14}$  Ohm eine Spannung  $U_{CM}$  von ca. 2,4 V ein. Wird Röhre 2 mit 20 V geheizt, so lässt sich für einen Widerstand  $R_u = 50 \text{ M}\Omega$  eine Kompensationsspannung von ca. 1,4 V ermitteln. Es folgt somit bei dieser Anordnung eine Anlaufspannung an der Messkapazität von ca. 1 V. Für eine Heizspannungsschwankung von 10 % schwankt dabei  $U_{CM}$  von ca. 0,9 bis 1,2 V. Diese theoretisch errechneten Werte decken sich weitgehend mit den experimentell gefundenen.

Selbstverständlich muss hier für die allgemeine Berechnung des Eingangskreises die Spannung  $U_{CM}$  auf die oben genannte Art und Weise berücksichtigt werden.

### II. 2.3. Einfluss der Eigenkapazität der Röhre

Wie aus den theoretischen Betrachtungen der Kapitel II. 1. 2. und II. 1. 3. hervorgeht, wird bei einer Anordnung mit kleiner Fehlerfunktion die Spannung  $u_R \ll U_{CM}$  sein. Es wird darum im folgenden bei der Aufladung der Messkapazität die Spannung über der Röhre vernachlässigt. Da nach erfolgtem Stossvorgang die Eingangsspannung stark gesenkt wird und meistens sogar überhaupt

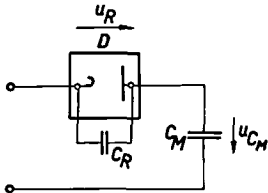


Fig. 28

Ersatzschema des Eingangskreises  
mit Berücksichtigung der Eigen-  
kapazität CR der Diode D

Anschriften wie in den Fig. 23 und 27

U<sub>CM2</sub> die Spannung nach erfolgter Absenkung bedeuten. Gleichung 56 gilt, sofern am Eingang des Messgerätes keine Spannung vorhanden ist. Aus dieser Absenkung folgt die wichtige Bedingung für die Eingangsspannung, dass nach Erreichen der Amplitude der Stoss den Wert der abgesenkten Spannung nicht überschreiten darf. Im speziellen bedeutet dies, dass beim abgeschnittenen Stoss die durch das Abschneiden erzeugten Schwingungen in ihren Amplituden begrenzt sein müssen.

Die für die genannte Absenkung benötigte Zeit hängt natürlich vom Rücken des Stosses ab. Es resultiert daraus die wichtige Voraussetzung, dass bis zur Messung der Spannung am Messkondensator eine gewisse Zeit gewartet werden muss. Diese Zeit bestimmt sich nach den längsten noch zu berücksichtigenden Rückenzeiten der Eingangsspannung. Die so entstehende Verzögerung in der Messung kann nur dann umgangen werden, falls der Messkondensator so gross gemacht wird, dass eine Spannungsabsenkung auf die Genauigkeit keinen Einfluss mehr ausübt. Eine Vergrößerung des Messkondensators bewirkt aber seinerseits eine Verschlechterung der Fehlerfunktion. Für die Praxis wird man von Fall zu Fall zu entscheiden haben, welche Genauigkeit noch genügt, um dann die entsprechende Dimensionierung der Messschaltung vorzunehmen.

verschwindet, muss die Röhrenkapazität  $C_R$  von der Messkapazität  $C_M$  her geladen werden. Diese bewirkt somit eine Absenkung der Spannung  $U_{CM}$ . Die neue Spannung am Messkondensator berechnet sich zu:

$$U_{CM2} = \frac{C_M}{C_M + C_R} \cdot U_{CM1}, \quad \text{Gl. 56}$$

wobei  $U_{CM1}$  die Spannung am Messkondensator vor der Absenkung

Da die Ladung des Messkondensators erhalten bleiben soll, muss die Aufladung vollständig über die Röhre erfolgen und darf nicht durch die Eigenkapazität  $C_R$  der Röhre beeinflusst werden, da sich sonst eine gewisse Entladung von  $C_M$  über  $C_R$  ergeben würde. Es ist darum darauf zu achten, dass der elektronische Durchlasswiderstand der Diode vernachlässigbar klein gegenüber dem kapazitiven Widerstand von  $C_R$  ist. Wird bei einer steilen Front (z.B.  $0,1 \mu\text{s}$ ) diese durch eine Frequenz von  $2,5 \text{ MHz}$  dargestellt, so errechnet sich bei Annahme einer Kapazität  $C_R = 5 \text{ pF}$  der Röhre ein kapazitiver Widerstand von ca.  $13 \text{ k}\Omega$ . Dieser numerische Fall zeigt, dass nur moderne Dioden mit sehr steilen Charakteristiken Durchlasswiderstände besitzen, welche gegenüber den errechneten  $16 \text{ k}\Omega$  zu vernachlässigen sind (z.B. Durchlasswiderstand der PY83:  $80 \dots 120 \Omega$ ). Diese Beeinflussung der Messung wird deutlich, falls ein steiler Stoss über eine Röhre mit grossem Durchlasswiderstand und grosser Eigenkapazität eine kleine Messkapazität aufladen muss. Der Einfluss der kapazitiven Spannungsverteilung ist zudem in Verbindung mit dem innern Widerstand der Röhre frequenzabhängig. In andern Worten heisst dies, dass bei verschiedenen Frontsteilheiten andere Fehlerfunktionen erhalten werden und dadurch die Messung als ungenau betrachtet werden muss.

### III. UNTERSUCHUNGEN AN AUSGEFUEHRTEN APPARATEN

#### III. 1. Messung durch Umladung

Wie schon weiter oben erwähnt worden ist, besteht die einfachste Messung des Scheitelwertes einer Stosspannung darin, über eine Diode einen Kondensator zu laden und mit einem elektrostatischen Voltmeter die Spannung am Mess-

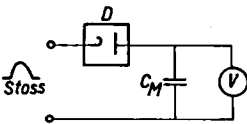


Fig. 29

#### Einfachstes Schema für den Eingangskreis

D = Diode

$C_M$  = Messkapazität

V = elektrostatisches Voltmeter

kondensator zu bestimmen (s. Fig. 29). Die Hauptschwierigkeit liegt dabei darin, eine Diode zu finden, welche einen genügend hohen Sperrwiderstand und gleichzeitig einen extrem niedrigen Durchlasswiderstand aufweist. Will man für das anzeigende Instrument eine Ablesezeit von  $10 \text{ s}$  zulassen und dabei

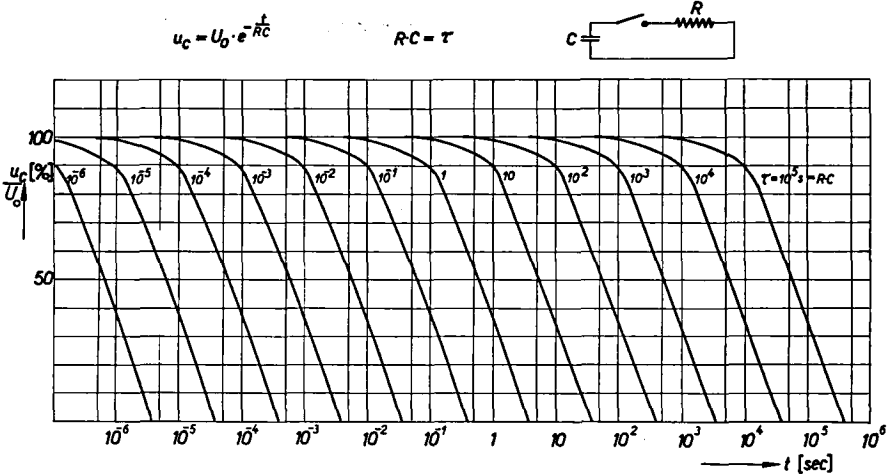


Fig. 30

Numerische Uebersicht der Entladung einer Kapazität

$U_0$  = Ladegleichspannung von C

einen Ablesefehler durch die ohmsche Entladung des Kondensators von maximal 1% erlauben, so muss eine Entladungszeitkonstante  $T_e \geq 10^3$  s erreicht werden. Um für eine bestimmte Anordnung eine kleine Fehlerfunktion zu erhalten, wird ein minimaler Wert für die Messkapazität gewünscht. Da aber die zulässige Spannungsabsenkung durch die Eigenkapazität der Röhre nur ca. 5% betragen soll, wird die kleinste zulässige Messkapazität beim Gebrauch einer Röhre mit einer Eigenkapazität von ca. 5 pF (z. B. PY 83) zu 100 pF bestimmt. Unter Berücksichtigung der gegenüber dem Wert der Messkapazität sehr schwierig konstant zu haltenden Störkapazität scheinen zudem diese 100 pF ein minimaler Wert, um die Messkapazität eindeutig zu definieren. Mit  $T_e \geq 10^3$  s und  $C_M = 100$  pF folgt ein minimal zulässiger Entladewiderstand von  $R_e = 10^{13}$  Ohm. Dabei ist, wie schon erwähnt worden ist, als schwächstes Glied für die Isolation des Messkondensators eindeutig die Hochvacuumdiode zu nennen. Da in der Literatur fast keine Angaben über konkrete Werte von Sperrwiderständen zu finden sind, wurden diese an vielen Dioden durch Bestimmung der Entladezeitkonstante einer Kapazität ermittelt. Dabei zeigt sich, dass die verlangten Sperrwiderstände allgemein beim Typ 8013 A auftreten. Bei den Typen AG 1006, so-

wie Telefunken PY 83 erscheinen sie nur in vereinzelt Exemplaren, für ca. 200 - 500 V Sperrspannung und bei reduzierter Heizung. Da jedoch von diesen Röhren die PY 83 bei weitem den kleinsten Durchlasswiderstand aufweist (s. Fig. 4), ist sie für diesen Zweck von allen untersuchten Dioden als der geeignetste Röhrentyp anzusehen.

Trotzdem experimentell eine Messung mit diesem einfachsten Kreis nach Fig. 29 möglich ist, erweist sich eine praktische Anwendung als sehr ungünstig. Die Beschaffung von einzelnen, ausgesuchten Stücken einer Serie ist umständlich, zudem ist die Lebensdauer der Röhre (hier die Zeit, für welche mit dem Sperrwiderstand gerechnet werden kann) unbestimmt. Im besonderen muss eine die Röhren bis an die Grenzdaten beanspruchende Schaltung für den praktischen Betrieb als unzweckmässig betrachtet werden.

W. Rabus (1) verwendet zum ersten Mal eine Schaltung (s. Fig. 31), welche automatisch die Ladung vom Messkondensator  $C_M$  auf die beiden Kondensatoren  $C_M + C_u$  verteilt und damit die Entladezeitkonstante  $T_e = (C_M + C_u)R_i$  ( $R_i$  = totaler Isolationswiderstand von  $C_M + C_u$ ) je nach dem Wert von  $C_u$  mehr oder weniger stark vergrössert.  $T_e$  kann auf diese Art ohne weiteres um das

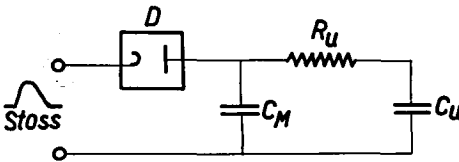


Fig. 31

Schaltung mit automatischer Umladung  
nach W. Rabus

- D = Aufladediode
- $C_M$  = Messkapazität
- $C_u$  = Umladekapazität
- $R_u$  = Umladewiderstand

10 bis 20 fache (oder noch mehr) verändert werden. Es lässt sich darum eine Schaltung mit einer nicht ausgewählten, in Serie fabrizierten PY 83 herstellen, was natürlich als grosser Vorteil anzusehen ist. Laut Angaben der Telefunken Werke in Ulm beträgt der Isolationswiderstand einer in Serie hergestellten PY 83 bei ca. 15% verringertem Heizstrom ca.  $10^{12}$  Ohm. Weitere Vorteile dieser Anordnung bestehen darin, dass mit Hilfe der Umladung die Spannungsbeanspruchung der Röhre in Sperrichtung stark ver-

mindert werden kann (dies ist insofern von grosser Bedeutung, weil mit abnehmender Spannung der Sperrwiderstand zunimmt), und eine Korrektur durch die variable Eigenkapazität des zum Umladekondensator parallel geschalteten elektrostatischen Voltmeters überflüssig wird.

Im folgenden sei diese Umladung noch theoretisch untersucht. Eine wichtige Bedingung besteht darin, dass während der Aufladezeit des Messkondensators



nur ein kleiner Bruchteil der Ladung  $Q_{C_M}$  auf  $C_M$  über den Umladewiderstand  $R_u$  auf den Umladekondensator  $C_u$  abgeführt werden darf. Da also nur ein kleiner Ladungsverlust am Messkondensator eintreten und somit während seiner Aufladung der Umladekondensator keine Spannung aufweisen soll, darf in guter Näherung geschrieben werden:

$$i_u = \frac{U_{C_M}}{R_u} = \text{konstant} .$$

Diese Gleichung lässt sich darstellen zu:

$$p \cdot Q_{C_u} = i_u \cdot t_1 . \tag{Gl. 57}$$

$t_1$  sei dabei die Zeit, innerhalb welcher an  $C_M$  kein Messfehler entstehen darf.  $Q_{C_u}$  bedeutet die Ladung auf dem Umladekondensator und  $p$  definiert den Bruchteil der Ladung, deren vorzeitige Umladung toleriert wird.  $t_1$  muss also grösser als die längste noch zu berücksichtigende Frontdauer eines Stosses gewählt werden.

Umgeformt lautet Gl. 57:

$$p \cdot C_M \cdot U_{C_M} = \frac{U_{C_M}}{R_u} \cdot t_1 .$$

Daraus folgt:

$$C_M \cdot R_u = \frac{t_1}{p} , \tag{Gl. 58}$$

womit die Bedingung für die minimale Grösse von  $R_u$  definiert ist.

Der maximal zulässige Wert von  $R_u$  richtet sich einerseits nach dem Sperrwiderstand  $R_s$  der Röhre und andererseits nach der Grösse der Zeitkonstanten  $T_u = R_u \cdot C_u$ . Es folgen daraus die beiden Bedingungen:

$$R_s \gg R_u \tag{Gl. 59}$$

und

$$T_u = R_u \cdot C_u \ll t_2 , \tag{Gl. 60}$$

wobei  $t_2$  die für die Ablesung benötigte Zeit (z. B. 10 s) sei.

Für  $C_M = 100 \text{ pF}$ ,  $t_1 = 10 \mu\text{s}$  und  $p = 10^{-3}$  lässt sich nach Gl. 58 ein  $R_{\min}$  von  $10^8 \text{ Ohm}$  bestimmen, für  $C_u = 2 \cdot 10^{-9} \text{ F}$  und  $R_u = 10^8 \Omega$  sind die beiden Gleichungen 59 und 60 ebenfalls erfüllt.

Wie weiter oben gezeigt wurde, eignet sich die Röhre PY 83 besonders gut für die Anwendung in dieser Schaltung. Deshalb wurden für verschiedene

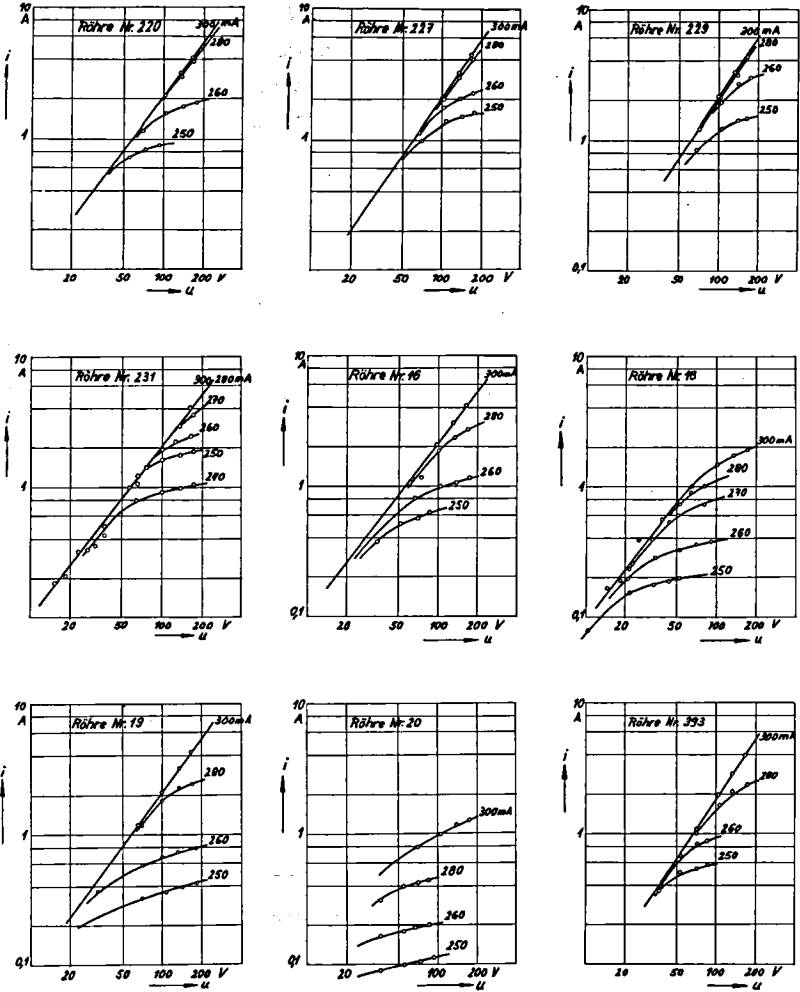


Fig. 32

Charakteristiken verschiedener Röhren der Type PY 83

Nr. 220, 227, 229, 231 Serientypen,

Nr. 16, 18, 19, 20, 393 ausgesuchte Typen mit erhöhtem Sperrwiderstand.

Parameter: Heizstrom in mA.

Abszisse: Anodenspannung der Röhre

Ordinate: Emissionsstrom in A.

Exemplare die Charakteristiken bei Stossbeanspruchung, mit der Heizspannung als Parameter, aufgenommen. Diese Charakteristiken sind in Fig. 32 dargestellt. Es zeigt sich dabei, dass die Sättigungsströme  $i_s$  von Röhre zu Röhre verschieden sind. Allgemein ist aber ersichtlich, dass bei den ausgesuchten Exemplaren mit speziell hohen Sperrwiderständen die Sättigungsströme am kleinsten sind. Für normale Serientypen liegt bei einem Heizstrom von ca. 250 mA die obere Grenze der zulässigen Strombelastung um ca. 600 mA, ohne das Gebiet der Sättigung zu erreichen. Dieser Wert entspricht ungefähr dem doppelten katalogmässig zulässigen Spitzenstrom bei periodischer Belastung und ist für einmalige Beanspruchung ohne weiteres zulässig.

Da die Messkapazität  $C_M$  der schon erwähnten Gründe wegen als gegeben betrachtet werden muss (100 - 300 pF), und die Induktivität für einen bestimmten ausgeführten Eingangskreis abgeschätzt werden kann, ist die maximale Stossamplitude bei Berücksichtigung der zulässigen Strombelastung der Röhre nach den Ausführungen im Kap. II.1.2. zu ermitteln. Für den in Fig. 33 dargestellten Kreis mit einer Messkapazität von 105 pF und einer (bei einem ausgeführten Gerät vorsichtig geschätzten) Induktivität von maximal  $0,1 \mu\text{H}$  ( $\xi = 4,65$ ,  $\omega_0 = 3 \cdot 10^8/\text{sec}$ ) lässt sich für den zu messenden Stoss  $1/50$  eine grösste Amplitude von ca. 2 kV errechnen. Beachtet man, dass bei einem abgeschnittenen Stoss die an der Röhre auftretende Sperrspannung den doppelten Wert der Stossamplitude erreichen kann, so muss auch in dieser Hinsicht die PY 83 mit 5 kV Sperrspannung (bei kurzzeitiger Beanspruchung) als geeignete Röhre beurteilt werden.

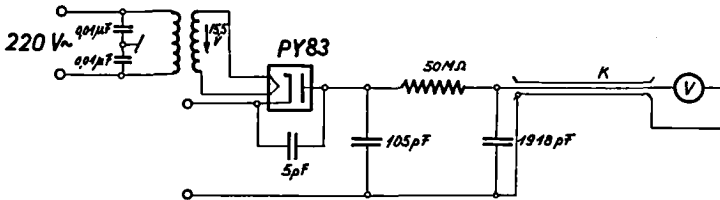


Fig. 33

Daten des ausgeführten Spitzenspannungsmessgerätes mit automatischer Umladung nach Rabus

V = Elektrostatisches Voltmeter

K = Kabel (Kabelkapazität 176 pF)

Umladekapazität  $C_u = 1918 + 176 = 2094 \text{ pF}$

Zur Auswertung der Messergebnisse sei noch folgendes hinzugefügt: Eine vor der Messung auf dem Umladekondensator  $C_U$  vorhandene Spannung wird von der Schaltung zum Messergebnis der nächsten Messung addiert. Zwischen den einzelnen Messungen muss also  $C_U$  vollkommen über eine Drucktaste entladen werden. Da die Schaltung keine Anlaufstromkompensation aufweist, muss für die absolute Messung des Scheitelwertes die Anlaufspannung von ca. 2 V berücksichtigt werden. Die von der Netzschwankung herrührende Aenderung der Anlaufspannung von ca.  $\pm 0,4$  V kann entweder durch Stabilisation des Effektivwertes der Heizspannung, oder, einfacher, durch die Wahl einer genügend grossen Ablesespannung in ihrer Auswirkung auf die Messgenauigkeit bedeutungslos gemacht werden. Bei dieser Messmethode ist der Gebrauch eines aperiodisch gedämpften Voltmeters sehr zu empfehlen, da einerseits für die Ablesung die Skala voll ausgenützt und andererseits die benötigte Ablesezeit reduziert werden kann. Damit kann eine grössere Ablesespannung gewählt werden.

Es sei darauf hingewiesen, dass die Aufladung der Eigenkapazität der Röhre  $C_R$  nach erfolgtem Stossvorgang, wobei der Messkapazität Ladung entzogen wird, keinen Einfluss auf den Messwert ausübt, sofern nur  $C_U \gg C_R$  gewählt wird.

Der Verlauf des Stossrückens muss folgende Bedingung erfüllen: Nach Erreichen der zu messenden Amplitude darf die Eingangsspannung in keinem Moment die Spannung am Messkondensator überschreiten. Dabei sollen für den Verlauf der Spannung an  $C_M$  die oben beschriebenen, durch  $C_R$  und  $T_e$  verursachten Spannungsabsenkungen, berücksichtigt werden. Andernfalls würde die Messkapazität fälschlicherweise erneut aufgeladen, was grobe und nicht reproduzierbare Messfehler ergäbe. Die numerische Grenzbedingung hängt natürlich von der Wahl der Zeitkonstante der Umladung ab. Für die üblichen Stossformen ist diese Bedingung für den Rücken ohne weiteres zu erfüllen.

Klingt die Eingangsspannung nicht vollständig ab, so ist wegen der eben genannten Bedingung die zulässige Grösse der Umladung eine Funktion der verbleibenden Eingangsspannung. Diese muss also bekannt sein, bevor die Dimensionierung des Eingangskreises erfolgen kann.

Es ist natürlich von grossem praktischen Interesse, die Fehlerfunktion bei einem ausgeführten Gerät aufzunehmen und mit der theoretischen Kurve zu vergleichen. Das Vorgehen besteht darin, dass derselbe Stoss einerseits mit dem KO (in Ermangelung eines genaueren Messgerätes) und andererseits mit dem neuen Messgerät bestimmt wird. Die KO-Messwerte werden dabei als Eichwerte bezeichnet. Die Abweichung der Resultate des neuen Gerätes gegen-

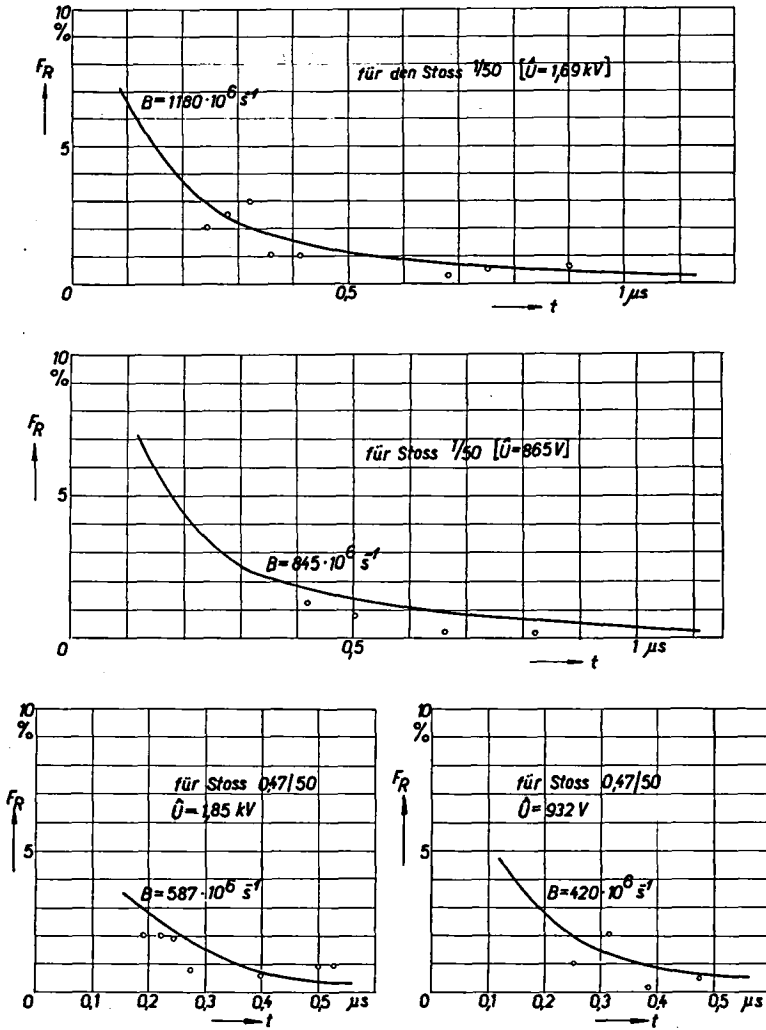


Fig. 34...37

Vergleich der theoretischen mit der experimentellen Fehlerfunktion.

Schaltung des Messgerätes nach Fig. 33

----- theoretische Kurve

o experimentell bestimmte Fehlerwerte. Diese Werte haben infolge der Messmethode eine Genauigkeit von  $\pm 1,5\%$  (absoluter Wert)

über der Eichmessung wird dabei in Fehlerprozenten und in Funktion der Zeit des Abschneidens aufgetragen. Es zeigt sich sofort, dass diese Kontrollmessungen nur mit begrenzter Genauigkeit durchgeführt werden können. Einerseits darf bei der Auswertung der KO-Oszillogramme nicht mit kleinerem Fehler als  $\pm 1\%$  gerechnet werden, andererseits ist die Genauigkeit der elektrostatischen Voltmeter auf  $0,5\%$  bei Endausschlag begrenzt. Für praktische Zwecke genügt aber diese Kontrollmethode vollständig.

Fig. 34...37 zeigen die experimentellen Ergebnisse, wobei die theoretischen Fehlerfunktionen ebenfalls aufgetragen worden sind. Als Kontrollstösse wurden vorerst die nach SEV normierten Wellen  $1/50$  erzeugt (Fig. 34 und 35). Die Amplituden wurden zu  $U_{\max}$  und  $1/2 U_{\max}$  gewählt, wobei  $U_{\max}$  als der aus den obigen Berechnungen resultierende maximale Scheitelwert des Stosses definiert worden ist. In Fig. 36 und 37 betrug die Frontdauer des betrachteten Stosses  $0,5 \mu\text{s}$ , was die grösste Steilheit für die Welle  $1/50$  ergibt, da die Frontdauer eine Toleranz von  $50\%$  aufweist. Die Spannungsamplituden wurden wiederum zu ungefähr  $U_{\max}$  und  $1/2 U_{\max}$  gewählt. Kontrollen mit längeren Frontdauern sind überflüssig, da die Fehlerfunktionen in diesem Falle kleiner werden.

In den Fig. 34...37 sind nebst den gemessenen Werten der Fehlerfunktion die Ungenauigkeiten der Messmethode durch Einzeichnen ihrer Fehlergrenzen berücksichtigt worden.

Das Hauptresultat dieser Kontrolle besteht darin, dass innerhalb der Messgenauigkeit die theoretischen Kurven durch das Experiment bestätigt werden. Es kann also für die Beurteilung der Genauigkeit des Spitzenspannungsmessgerätes ganz auf die theoretisch ermittelten Kurven verwiesen werden. Dies bedeutet für das praktische Vorgehen eine grosse Vereinfachung.

#### Messgenauigkeit und Voraussetzungen für genaue Messungen

Eine Diskussion der Genauigkeit des gebauten Spitzenspannungsmessgerätes mit selbsttätiger Umladung (Benennung nach Dr. Rabus) ist zur Hauptsache eine Besprechung der in Fig. 14 gezeichneten Kurven. Wie aus Gl. 31 hervorgeht, wird zur Erlangung einer kleinen Fehlerfunktion der Wert  $B$  möglichst hoch, d. h. die Stossamplitude möglichst gross gewählt. Diese ist allerdings von der maximal zulässigen kurzzeitigen Strombelastung der Röhre abhängig, wobei immer vermieden werden muss, in das Sättigungsgebiet der Röhre zu gelangen. Bei der in Fig. 33 gezeichneten und experimentell untersuchten Schaltung wird bei einer Frontsteilheit von ca.  $0,5 \mu\text{s}$  und einer Stossamplitude von

2 kV der Spitzenwert des Stromes von ca. 0,6 Amp. erreicht. Steilere Stösse können nur dann gemessen werden, falls deren Amplitude neu bestimmt wird zu:

$$\hat{U}_{\text{Stoss}} = 2 \cdot \frac{T_F}{0,5} \left[ \hat{U}_{\text{Stoss}} \text{ in kV, falls } T_F \text{ in } \mu\text{s} \text{ eingesetzt wird} \right], \quad \text{Gl. 61}$$

wobei eine kleinere Stossamplitude grössere Fehlerfunktionen bewirkt. Wird die grösste Stossamplitude zu 2kV gewählt, so kann allgemein als Messgenauigkeit für den vollen oder abgeschnittenen Stoss ein minimaler Fehler von 2 % angegeben werden, sofern  $T_F > 0,5 \mu\text{s}$  ist und das Abschneiden nach Erreichen einer Zeit, die mindestens der halben Frontdauer entspricht, erfolgt. Für steilere Stösse können analoge Grenzen für die Genauigkeit angegeben werden. Diese obren Grenzgenauigkeiten sind in Fig. 38 graphisch aufgetragen. Es ist

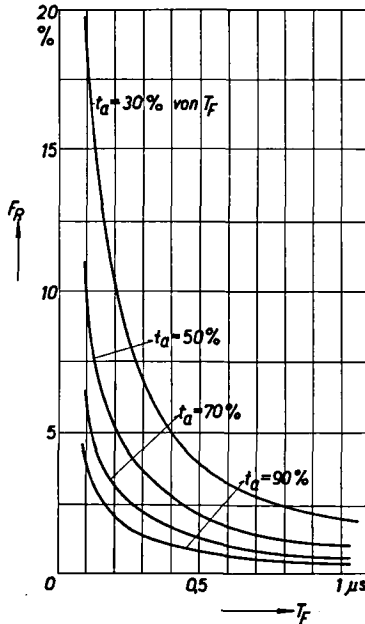


Fig. 38

Fehlerkurven in Funktion der Frontdauer eines Stosses für den in Fig. 33 gezeichneten Eingangskreis

$T_F$  = Frontdauer eines Stosses nach SEV

$F_R$  = relativer Messfehler

$t_a$  = Zeit bis zum Abschneiden

Erklärungen siehe im Text

dabei zu beachten, dass die Stossamplituden nicht konstant, sondern nach Gl. 61 zu wählen sind, wobei sie aber auf jeden Fall die Hälfte der Sperrspannung der Röhre (also 2,5 kV) nicht überschreiten dürfen. Im besonderen sei darauf hingewiesen, dass diese Kurven nur im Gebiete aperiodischer Dämpfung der Fehlerfunktion gültig sind, und zwar nach einer gewissen Zeit, nach welcher die Induktivität keinen Einfluss mehr ausübt (s. Kap. II. 1. 2. und II. 1. 3.). Bei einer Induktivität von  $0,1 \mu\text{H}$  wird aus diesen Gründen die min. Frontdauer der Stossamplitude zu  $0,1 \mu\text{s}$  angegeben.

Sollen nur volle Stösse gemessen werden, so liegen die Verhältnisse noch günstiger. Aus Fig. 14 geht (unter Berücksichtigung von Gl. 61) hervor, dass in diesem Falle der Messfehler bei Frontdauern bis zu  $0,1 \mu\text{s}$  weniger als 1 % beträgt. Diese gute Genauigkeit für steile Stösse ist insofern illusorisch, da in der Praxis natürlich immer mit einem Durchschlag, also mit einem abgeschnittenen Stoss gerechnet werden muss.

Weitere Bedingungen für die Eingangsspannung sind die minimale Frontsteilheit und der Verlauf des Rückens des Stosses. Beide Daten richten sich nach der Zeitkonstante der Umladung. Die längste Front darf  $10 \mu\text{s}$  nicht überschreiten, sofern der Umladefehler auf 2 ‰ begrenzt wird; der Betrag des Rückens darf in keinem Moment die Spannung am Messkondensator erreichen. Diese Grenzspannung ist in Fig. 39 aufgetragen worden.

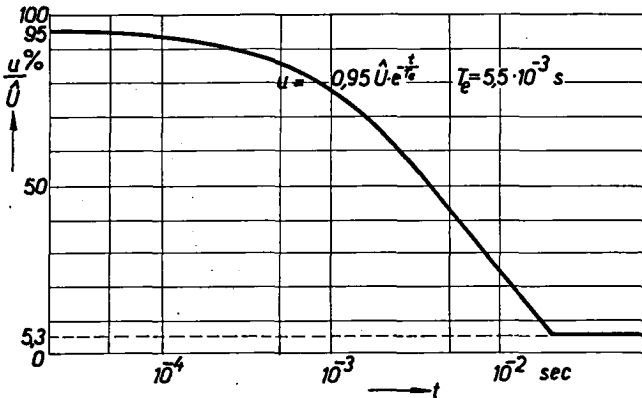


Fig. 39

Maximal erlaubte Spannung u im Rücken des Stosses

Schaltung des Messgerätes nach Fig. 33

$T_e$  = Entladezeitkonstante der Kapazitäten  $C_M + C_u$

$\hat{U}$  = Stossamplitude



Selbstverständlich ist es möglich, für ein zu bauendes Gerät die entsprechenden Fehlerfunktionen günstiger zu gestalten, sei es durch die Wahl eines kleineren Messkondensators oder durch das Parallelschalten von zwei oder mehreren Aufladedioden. Dabei sind die entsprechenden strengeren Voraussetzungen zu berücksichtigen. Besonders das Aufladen des Messkondensators über mehrere Dioden ist sehr interessant, da bei genügender Kompensation des Anlaufstromes die Messgenauigkeit für in der Front abgeschnittene Stöße stark verbessert werden kann.

Am Schluss dieses Abschnittes sei noch auf die triviale Bedingung hingewiesen, dass der Eingangskreis die zu messende Stossform nicht beeinflussen darf. Wird zur Messung der Hochspannung ein kapazitiver Teller verwendet, so muss die Unter Spannungskapazität  $C_T \gg C_M$  (= Messkapazität) gewählt werden.

### III. 2. Indirekte Messmethode. Erzeugung eines Rechteckimpulses, dessen Zeitdauer proportional dem Scheitelwert des zu messenden Stosses ist.

Die Methode mit automatischer Umladung scheint in ihrer Einfachheit kaum durch eine andere Schaltung konkurrenziert werden zu können. Zwei Gründe geben allerdings Anlass, ein neues Spitzenspannungsmessgerät zu entwickeln:

1. Die Betriebssicherheit eines Messgerätes mit den enorm hohen Isolationswiderständen von  $10^{12}$  Ohm für die Aufladediode und entsprechend mehr für alle Schaltelemente muss vorerst noch in der Praxis während einer längeren Zeitdauer bewiesen werden. Staub und Luftfeuchtigkeit werden auf jeden Fall die Anwendung dieses Gerätes stark einschränken.
2. Durch die Unterheizung der Aufladediode zur Erreichung des hohen Isolationswiderstandes wird die Sättigung der Röhre schon bei relativ kleinen Strömen erreicht. Dadurch werden, wie im obigen Abschnitt gezeigt wurde, die Fehlerfunktionen entsprechend schlechter.

Wegen der Begrenzung des Isolationswiderstandes scheint nur eine indirekte Messmethode in Frage zu kommen, indem der Scheitelwert der zu messenden Eingangsspannung einen neuen, sich erhaltenden Vorgang steuert, der das derart umgeformte Messresultat speichert. Es ist naheliegend, dazu eine gesteuerte Aufladung eines zweiten, viel grösseren Messkondensators vorzunehmen.

Die Grundidee für das neue Gerät besteht darin, eine Schaltung zu finden, welche möglichst frei von veränderlichen Röhrencharakteristiken das Messergebnis anzeigt. Dieses soll also nebst dem zu messenden Vorgang selbst nur durch bekannte, streng definierte und sich praktisch nicht verändernde Elemente, wie Widerstand und Kapazität, beeinflusst werden. Erreicht wird dieses Ziel, falls die Röhren nur als Schaltelement benutzt werden. Die bekannten Kippschaltungen, wie Multivibrator und Phantastron, erfüllen diese Bedingungen und sind somit auf ihre Eignung für diesen Spezialfall zu untersuchen. Gewählt wurde eine Schaltung mit einem Phantastron, da die Konstanz der Rechteckimpulse bei diesem bedeutend besser ist als beim Multivibrator und dadurch ein weiterer Schaltvorgang sehr genau gesteuert werden kann.

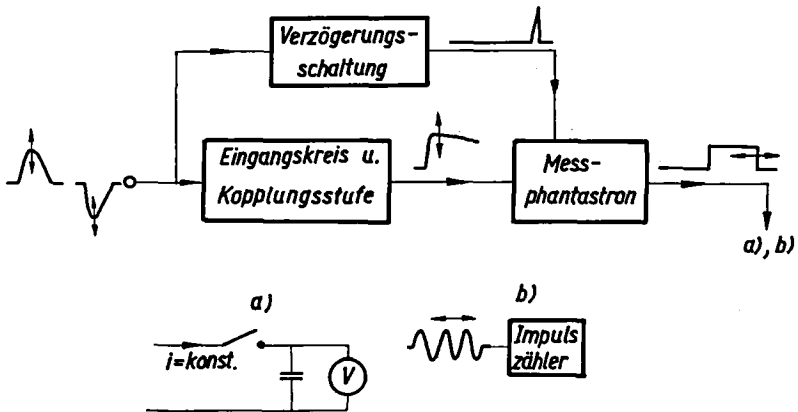


Fig. 40

Blockschema des neu entwickelten Spitzenspannungsmessgerätes

Erklärungen siehe im Text

In Fig. 40 wird anhand eines Blockschemas die Arbeitsweise der neuen Schaltung erklärt:

**1. Eingangskreis:**

Als Eingangskreis dient auch hier eine über eine Diode aufgeladene Messkapazität. Diese wird über einen parallel der Kapazität geschalteten hochohmigen, streng definierten Widerstand entladen. Für die Dimensionierung gelten somit dieselben Gesichtspunkte, welche im letzten Abschnitt ausführlich beschrieben wurden. Im speziellen soll im Interesse einer kleinen Fehlerfunktion pro Röhre (PY 83) eine Kapazität von nur 100 pF bei einer Stossamplitude von 2 kV

aufgeladen werden. Diese hohe Eingangsspannung bedingt eine Spannungsteilung nach der Diode, da zur Steuerung der nächsten Stufe nur maximal ca. 250 V zulässig sind.

## 2. Verzögerung der Messung:

Als direkte Folge der Dimensionierung ergibt sich eine Verzögerung in der Messung, da wegen der Rückwirkung der Eigenkapazität der Diode auf die Spannung am Messkondensator mit der Messung zugewartet werden muss, bis der ganze Stossvorgang abgeklungen ist (s. Kap. II. 2. 3.). Wegen dieser Verzögerung wird somit nicht der Scheitelwert der Messkondensatorspannung für die Messung benutzt, sondern diejenige Spannung, welche sich dort nach der Verzögerung in der Auslösung einstellt. Deshalb muss diese Verzögerung konstant gehalten werden, was mit Hilfe eines Phantastrons innerhalb der erlaubten Streuung ohne weiteres möglich ist. Es muss darauf geachtet werden, dass der Spannungsabfall am Messkondensator bis zur Messung klein bleibt, da sonst die Dimensionierung der Kopplungsstufe zwischen Eingang und Messphantastron ungünstig ausfällt. Die Kopplungsstufe müsste nämlich im Verhältnis zur effektiven Messspannung stark überdimensioniert werden.

## 3. Kopplungsstufe:

Zwischen dem Eingang des Gerätes und dem Messphantastron ist aus folgenden Gründen eine Kopplungsstufe notwendig:

a) Da mit dem Gerät Stösse beider Polaritäten gemessen werden sollen, das Phantastron aber nur mit positiven Impulsen betriebssicher gesteuert werden kann, muss eine Phasenumkehrstufe vorgesehen werden. Gewählt wurde die bekannte, stark gegengekoppelte Schaltung mit gleichen Anoden- und Kathodenwiderständen ( $R_a = R_k$ ), wobei die Verstärkung

$$V = \frac{\mu R_a}{R_i + R_a(2 + \mu)} \approx 1 \quad \text{ist} \quad \text{Gl. 62}$$

(für  $\mu R_a \gg R_i$ ) und sich damit weitgehend unabhängig von der Speisespannung und den Röhrendaten erweist.

b) Die Entladung des Messkondensators der Eingangsstufe soll über einen möglichst hochohmigen Widerstand erfolgen, d. h. die Eingangsimpedanz der Kopplungsstufe muss möglichst gross gewählt werden. Aus diesem Grunde wurde die Spezialröhre E80F benutzt, welche sehr hohe Gitterableitwiderstände zu verwenden gestattet.

c) Wie schon angetönt wurde, lässt sich das Phantastron durch einen maximalen

Eingangsstoss von 250 V steuern. Um diesen Bereich weitgehend linear auszunützen, wird die Phasenkehrstufe nur mit einer Polarität angesteuert. Dies bedingt das Hintereinanderschalten von 2 Röhren.

#### 4. Messphantastron:

Phantastrons (s. Fig. 41) sind in ihren Eigenschaften schon weitgehend bekannt und werden in der Literatur von verschiedenen Autoren (11)(12)(13)(14)(15)(16) ausführlich beschrieben. Es seien darum hier nur diejenigen Punkte herausgegriffen, welche in Bezug auf diese Arbeit von Bedeutung sind.

a) Das Phantastron ist wie der Multivibrator eine Kippschaltung und damit sehr betriebssicher. Die gute Konstanz der erzeugten Rechteckimpulse wird dadurch erhalten, dass im Gegensatz zum Multivibrator nach der Auslösung die Anodenspannung linear sinkt und damit die für das automatische Umkippen massgebende Spannung von wenigen Volt (2...4 V) nach einer eindeutig definierten Zeitspanne erreicht wird. Beim monostabilen Multivibrator ist für das Umkippen nicht ein linearer, sondern ein exponentieller Abfall der Anodenspannung massgebend, was seine diesbezügliche Unterlegenheit gegenüber der Phantastronschaltung begründet.

b) Der lineare Abfall der Anodenspannung nach der Auslösung kommt dadurch zustande, dass über die Kapazität C ein konstanter Elektronenstrom

$$i = \frac{U_b + \Delta U}{R} \quad \text{Gl. 63}$$

fliesst, welcher die Kapazität C auflädt (s. Fig. 41). Die Grösse dieses Stromes bestimmt die Zeitdauer des erzeugten Rechteckimpulses  $\Delta t$ :

$$\Delta t = \frac{U_s - \Delta U - U_0}{U_b + \Delta U} \cdot R \cdot C \quad \text{Gl. 64}$$

( $U_s$  = Anodensp.,  $\Delta U$  = "Initial Jump" (11),  $U_0$  = "Bottoming of the plate" (11),  $U_b$  = Speisespannung).

Das wichtige Ergebnis besteht darin, dass  $\Delta t$  proportional der zu messenden Anodenspannung  $U_s$  und im wesentlichen nur von der Zeitkonstante  $R \cdot C$ , sowie der Speisespannung  $U_b$ , abhängig ist. Die Werte von  $U_0$  und  $U$  bewegen sich in der Grössenordnung von 2, bzw. 5 Volt. Eine Streuung von  $\Delta t$ , welche durch diese Grössen verursacht wird, kann also vernachlässigt werden, sofern  $U_b$  und  $U_s$  genügend gross sind.

c) Die Steuerung eines Phantastrons ist gleichstrommässig an verschiedenen Punkten möglich. Eine Steuerung mittels kurzer Impulse hat sich aber nur mit der in Fig. 41 gezeichneten Schaltung bewährt. Die Hauptschwierigkeit besteht

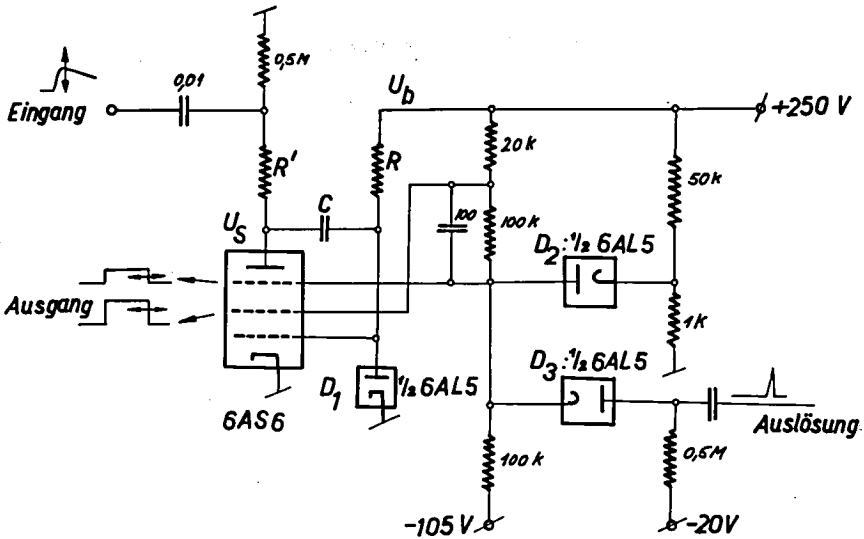


Fig. 41

Schema des Messphantastrons

darin, dass der Steuerimpuls nicht selbst den Klippvorgang auslösen darf. In der gezeichneten Anordnung wird die Anodenspannung indirekt gesteuert, indem sich diese erst mit der Zeitkonstanten  $T' = R'C$  einstellt. Wegen der Verzögerung in der Messung, bzw. weil die Auslösung erst später, z.B. nach 1 ms erfolgt, stört diese Zeitkonstante nicht, sofern nur  $T' \ll 1$  ms gewählt wird. Die eingezeichnete Diode  $D_1$  hat die Aufgabe, das Steuergitter des Phantastrons durch den Steuerimpuls nicht positiv werden zu lassen, was eine Fehl-auslösung bewirken würde.

d) Die Auslösung (Triggering) beider Phantastrons (für Verzögerung und Messung) erfolgt über eine Diode auf das Schirmgitter. Dies bewirkt, dass der erzeugte Rechteckimpuls vom Triggerimpuls nicht beeinflusst wird. Für die Vorspannungen der Triggerdioden sind die Werte so gewählt worden, dass die Triggeramplituden für eine Auslösung 10 V überschreiten müssen. Damit dürfte die Möglichkeit von Fehl-auslösungen durch störende äussere Einflüsse klein sein.

5. Speicherung der Messung:

Die letzte noch zu beschreibende Stufe ist diejenige, mit welcher die Speicherung der Messung erfolgt. Hier seien zwei verschiedene Methoden angegeben:

a) Wird ein grosser, hochisolierter Kondensator von einem konstanten Strom aufgeladen, so wird sich die Spannung am Kondensator linear mit der Zeitdauer des Stromflusses ändern. Verwirklicht wird dieses Vorgehen, indem mit dem Phantastron-Rechteckimpuls eine gesperrte Pentode mit sehr hohem Innenwiderstand freigegeben wird. Der konstante Stromfluss lässt sich leicht einstellen, indem eine Diode am Steuergitter der Pentode die Amplitude des Rechteckimpulses bei einer definierten Spannung von z. B. 0 V begrenzt.

Die Genauigkeit dieser Stufe hängt praktisch nur von der Konstanz des Steuerimpulses ab, da der Pentodenstrom gemessen und genau einreguliert werden kann. Es ist allerdings darauf hinzuweisen, dass für diese Zwecke entweder eine Pentode mit einer Spezialelektrode (z. B. der Typ E91H) verwendet wird, damit die Emissionsfähigkeit während den langen Sperrzeiten nicht zurückgeht, oder dass vor der Inbetriebnahme des Gerätes der Stromfluss der Pentode während einigen Minuten eingeschaltet bleibt, womit der genannte Kathodeneffekt aufgehoben werden kann. Bei längere Zeit dauernden Messungen empfiehlt es sich, den Pentodenstrom periodisch zu kontrollieren und ihn zwischenhinein erneut während kurzer Zeit fließen zu lassen.

Bei der beschriebenen Schaltung ist die Flankensteilheit des Rechteckimpulses dermassen gross - im Minimum  $1 \mu\text{s}$  -, dass bei einer Zeitdauer des Impulses von 1...2 ms die daraus resultierenden Fehler vollständig vernachlässigt werden können.

b) Elegant, aber mit grösserem Aufwand lässt sich die genannte Speicherung durchführen, indem auf das 1. Steuergitter einer gesperrten Heptode eine konstante Frequenz angelegt und diese durch den Phantastron-Rechteckimpuls freigegeben wird. Die freigegebenen Impulse können auf einfache Art mit einem Zählrohr registriert werden. Man erhält somit eine Speicherung des Messresultates bis das Zählrohr von Hand oder automatisch zurückgestellt wird. Auch hier muss des genannten Kathodeneffektes wegen eine Spezialröhre verwendet werden.

Die Genauigkeit dieser Methode hängt natürlich, ausser von der schon beschriebenen Flankensteilheit des Steuerimpulses, vom Verhältnis der Oszillatorfrequenz zur Impulslänge ab. Die Konstanz des Oszillators kann ohne Aufwand für die bei diesen Messungen notwendige Genauigkeit aufrecht erhalten werden. Wird die Oszillatorfrequenz z. B. zu 100 kHz und die Impulsdauer zu 1 ms gewählt, so erhält man schon die für die Praxis genügende Messgenauigkeit von  $\pm 1 \%$ .







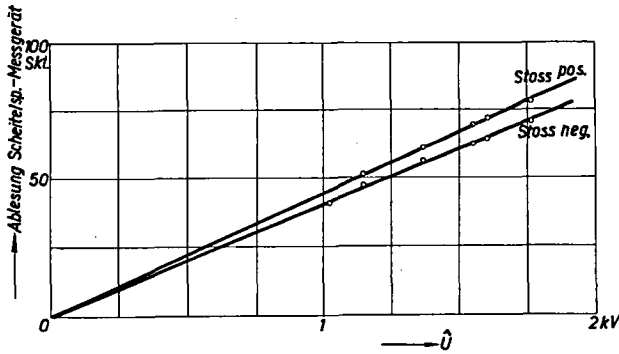


Fig. 44

Eichkurven für Messgerät nach Fig. 43  
(Gesteuerte Kondensatorladung)

Bezeichnungen siehe Text

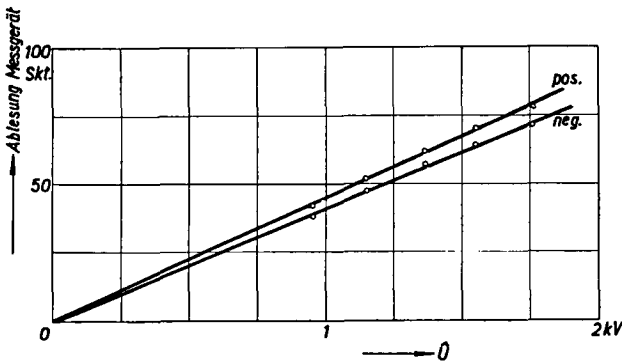


Fig. 45

Eichkurven für Messgerät nach Fig. 42  
(Impulszählung)

Bezeichnungen siehe im Text

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei, auf den beschriebenen Methoden basierende Geräte gebaut. Ihre Schaltungen sind in den Fig. 42 und 43 dargestellt. In den beiden Fig. 44 und 45 sind die entsprechenden Eichkurven für beide Polaritäten aufgezeichnet. Die Differenz der Eichkurven für die beiden Polaritäten der Eingangsspannung ergibt sich durch die leichte Asymmetrie der Kopplungsstufe. Auffallend an diesen Kurven ist die praktisch vollständige Linearität zwischen Eingangs- und Messspannung.

Messgenauigkeit und Voraussetzungen für genaue Messungen

Die Messgenauigkeit der beiden beschriebenen Schaltungen richtet sich einerseits nach dem Eingangskreis, andererseits nach den oben beschriebenen Steuerstufen. Da diese gegenüber den praktischen Bedürfnissen (Fehler von  $\pm 1\%$ ) und gegenüber dem Eingangskreis sehr genau ausgeführt werden können, wird für die Beurteilung der Genauigkeit ganz auf den Eingangskreis abgestellt, wozu speziell auf die allgemeinen Betrachtungen des Kap. II. 1. hingewiesen sei.

Entsprechend dem Abschnitt III. 1. werden in Fig. 46 die maximalen Fehlergrenzen graphisch aufgetragen. Es bedeuten auch hier die in der Ordinatenaxe aufgetragenen  $\%$ -Werte die grössten Fehler, mit denen gerechnet werden muss, falls eine maximale Steilheit der Front bekannt ist. Diese wird dabei in der Abszisse eingezeichnet. Die Zeit des Abschneidens ist wiederum berücksichtigt worden.

Sollen nur volle Stösse gemessen werden, so treten auch hier bis zu einer maximalen Frontsteilheit von  $0,1 \mu\text{s}$  Fehler  $< 1\%$  auf.

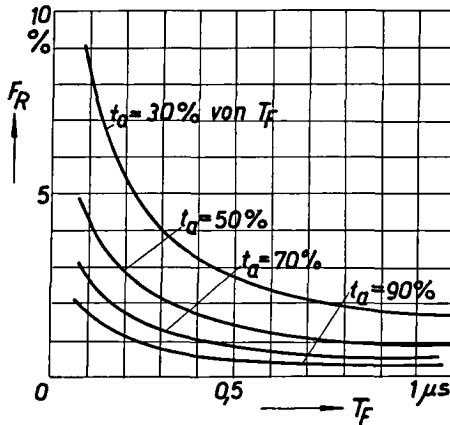


Fig. 46

Fehlerkurven in Funktion der Frontdauer eines Stosses für die in den

Fig. 42 und 43 gezeichneten Eingangskreise

$T_F$  = Frontdauer eines Stosses nach SEV

$F_R$  = Relativer Messfehler

$t_a$  = Zeit bis zum Abschneiden

Bei der Beurteilung der Fig. 46 ist zu berücksichtigen, dass wegen der nominellen Heizspannung der Eingangsdioden deren Sättigungsstrom bedeutend höher liegt (s. Fig. 32). Es kann also für Impulse in Zeitabständen von einigen Sekunden die PY 83 bis zu ca. 7 Amp. belastet werden. Allerdings ist damit zu rechnen, dass sich die Röhrendaten im Laufe der Zeit verändern. Durch eine periodische Kontrolle, am besten mit Hilfe eines kleinen Eichstossgenerators, muss ihre Lebensdauer überwacht werden.

Für die minimale Frontsteilheit gilt als einzige Bedingung, dass das Stossmaximum vor der Auslösung des Messphantastrons erreicht wird, also innerhalb von ca. 1 ms.

Als Maximalbedingung für den Verlauf des Rückens des Stosses ist in Fig. 47 (analog Fig. 39) die Messkondensatorspannung aufgezeichnet worden. Die Zeitkonstante dieser Entladung kann ohne weiteres stark vergrößert werden. Im ausgeführten Gerät wurde absichtlich ein relativ niedriger Entlade-widerstand von 20 MOhm gewählt, um die Messungen diesbezüglich unter un-günstigen Bedingungen durchzuführen.

Im Moment der Auslösung des Phantastrons muss der Stossvorgang vor-über sein, beim ausgeführten Gerät also bei ca. 1 ms. Grössere Verzögerungs-zeiten sind ohne weiteres möglich, speziell falls die Entladezeitkonstante der Messkapazität grösser gewählt wird.

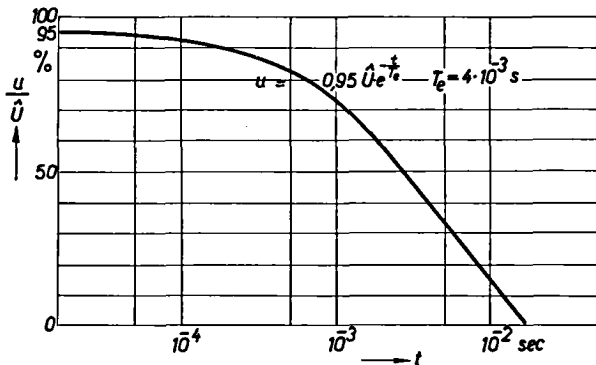


Fig. 47

Maximal erlaubte Spannung für den Rücken des Stosses  
(Schaltung des Messgerätes nach den Fig. 42 und 43)

$T_e$  = Entladezeitkonstante des Eingangskreises  
 $\hat{U}$  = Stossamplitude

Die maximale Frontsteilheit hängt natürlich auch hier, nebst von der Grösse des erlaubten Messfehlers, von der Induktivität des Eingangskreises ab. Im besonderen muss bei steilen Fronten kontrolliert werden, ob die Fehlerfunktionen noch aperiodisch gedämpft sind (s. Kap. II.1.2. und II.1.3.). Für das ausgeführte Gerät mit einer Induktivität des Eingangskreises von ca.  $0,1 \mu\text{H}$  wird diese Grenze bei einer Frontsteilheit von  $0,1 \mu\text{s}$  erreicht.

Die Verbesserungen dieser beiden neuen Schaltungen gegenüber der Messung mit Umladung sind somit folgende:

a) Der maximal benötigte Isolationswiderstand wird bei der ersten ausgeführten Schaltung um den Faktor 25 verkleinert und beträgt noch ca.  $4 \cdot 10^{10}$  Ohm. Dieser Wert kann durch entsprechende Dimensionierung der Messchaltung ohne Schwierigkeiten um ein Vielfaches (10... 20 fach) verkleinert werden. Nur schon die Erniedrigung des Isolationswiderstandes um das 25-fache bringt für die Konstruktion, sowie für die Betriebssicherheit des Gerätes grosse Erleichterungen.

Bei der zweiten Ausführung, bei welcher als eigentliche Schlussmessung eine Zählung von Impulsen stattfindet, besteht überhaupt kein Isolationsproblem mehr. Der maximale Widerstand ist zu  $20 \text{ MOhm}$  gewählt worden und überschreitet dadurch die gebräuchlichen Werte nicht.

b) Durch eine Unterheizung der PY 83 bei der Messung mit Umladung wird lediglich die Sättigungskurve stark gesenkt, die Charakteristik im Raumladungsgebiet bleibt praktisch erhalten. Ein Vorteil bei nomineller Heizung gegenüber der Messung mit Umladung tritt also dort auf, wo die Strombelastung der Röhre gross gewählt werden muss, d. h. bei Stössen mit sehr kleinen Frontdauern.

### III. 3. Kontrollschaltung

In diesem Abschnitt werden die Stoss-, sowie Messchaltungen für die Kontrollen mit dem Kathodenstrahloszillographen (KO) beschrieben, wobei in Fig. 48 das Schaltschema aufgezeichnet ist. Da bei der Messung von in der Front abgeschnittenen Stössen mittels Verzögerungskabel grobe Messfehler (17) zu erwarten sind, wurde die Messanordnung so gewählt, dass zwischen Spannungsteiler und KO-Messplatte nur ein kurzes Kabel von 3 m Länge geschaltet ist.



Die Messung der Ladegleichspannung des Stossgenerators erfolgte über einen hochohmigen Widerstand mittels eines Galvanometers. Eine genaue Messung der Ladespannung ist insofern wichtig, weil bei den einzelnen Messserien mit konstanter Stossamplitude gearbeitet wurde. Aus diesem Grunde, sowie wegen der notwendigen Verzögerung zwischen den Auslösungen des KO und des Stossgenerators, wurde eine Triggerung vorgesehen. Gewählt wurde, wie aus Fig. 48 hervorgeht, eine Triggerfunkenstrecke, wobei der Auslöseimpuls auf einen Stift, welcher im Innern einer Halbkugel der Funkenstrecke montiert war, gegeben wird.

Das Abschneiden des Stosses in der Front wurde mit Hilfe einer Spitzenfunkenstrecke erreicht, wobei die Zeit bis zum Abschneiden durch Verändern der Distanz zwischen den Spitzen beliebig variiert werden konnte. Allerdings muss beim Arbeiten mit Spitzenfunkenstrecken darauf geachtet werden, dass die Stossamplituden genügend hoch sind. Bei den Messungen wurden diese zu 100...200 kV gewählt.

In den Fig. 49 und 50 sind 4 Oszillogramme, und zwar für zwei volle und zwei in der Front abgeschnittene Stösse dargestellt.

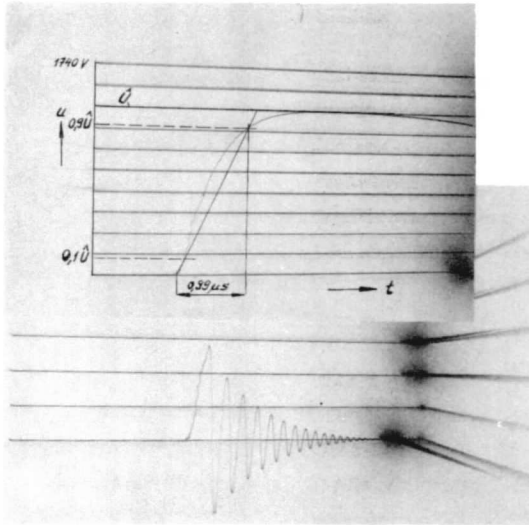


Fig. 49

Oszillogramme des Stossgenerators nach Fig. 48  $R_d = 1\ 000\ \text{Ohm}$

a : voller Stoss,  $T_F = 0,99\ \mu s$ ,  $T_R = 50\ \mu s$

b : in der Front abgeschnittener Stoss mit den Daten von a

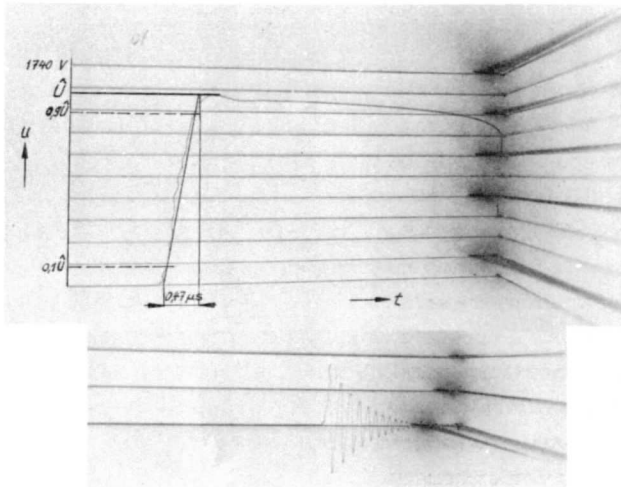


Fig. 50

Oszillogramme des Stossgenerators nach Fig. 48  $R_d = 500\ \text{Ohm}$

a : voller Stoss,  $T_F = 0,47\ \mu s$ ,  $T_R = 50\ \mu s$

b : in der Front abgeschnittener Stoss mit den Daten von a

#### IV. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde die Scheitelwertmessung von kurzzeitigen Spannungsstössen theoretisch und experimentell untersucht, wobei als primäres Messelement ein über eine Diode aufgeladener Kondensator gewählt wurde. Die an diesem Messkondensator sich einstellende Spannung, bzw. ihre Abweichung gegenüber dem Eingangsstoss (hier als Fehlerfunktion definiert) wurde theoretisch ermittelt. Die Resultate sind in guter Näherung für den Stoss folgender Form gültig:

$$u_s = U_1 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}).$$

Für die praktische Messung wurden 3 Geräte gebaut, wovon eines (Messung durch Umladung) nach einer Idee von W. Rabus geschaltet ist, gegenüber seinen in der ETZ (1) veröffentlichten Geräten aber wesentliche Vorteile aufweist. Die beiden andern Geräte wurden im Verlaufe dieser Arbeit entwickelt und beruhen auf indirekten Messmethoden (Aufladung eines grossen Kondensators mit einem konstanten Strom und Messung mittels Impulszählung).

Die Grenzen für die Anwendung der 3 Geräte können folgendermassen zusammengefasst werden: Volle Stösse mit einer minimalen Frontdauer von  $0,1 \mu s$  und einer minimalen Rückenhalbwertszeit von  $5 \mu s$  werden mit der Methode durch Umladung auf  $\pm 1 \%$  genau gemessen. Die Genauigkeit für in der Front abgeschnittene Stösse beträgt bei einer Frontdauer von  $0,5 \mu s \pm 2\%$ ; dabei soll das Abschneiden nicht vor  $0,25 \mu s (= 1/2 T_F)$  erfolgen. Für die beiden andern Geräte lauten die der gleichen Genauigkeit entsprechenden Zeiten ebenfalls  $0,1$  bzw.  $5 \mu s$  für den vollen, aber  $0,33 \mu s$  für den abgeschnittenen Stoss, wobei hier das Abschneiden nicht vor  $0,17 \mu s$  erfolgen soll.

Ein wesentlicher Unterschied der Geräte besteht darin, dass nach der Methode von Dr. Rabus eine Speicherung des Messwertes nur kurzzeitig (ca.  $10 s$ ) möglich ist und in Form eines langsam abklingenden Ausschlages erfolgt. Bei den beiden andern Methoden hält diese Speicherung viel länger an, was insofern ein grosser Vorteil ist, dass während des Stossvorganges die Prüfpersonen ihre Aufmerksamkeit vollständig auf das Prüfobjekt richten können. Bei der Ausführung mit Impulszählung muss der Zähler von Hand zurückgestellt werden. Zudem benötigen die beiden letztgenannten Geräte viel kleinere Isolationswiderstände; bei einer Ausführung beträgt der grösste Widerstand des Gerätes nur  $20 M\Omega$ . Bei der Methode der Impulszählung ist es zudem möglich, die Messwerte verschiedener Vorgänge zu addieren, was eine einfache Bestimmung des Mittelwertes von Prüfspannungen erlaubt.



## V. LITERATURVERZEICHNIS

- (1) W. Rabus: Messung von Ueberspannungen mit Hochvakuumventil und elektrostatischem Spannungsmesser  
ETZ - A, Heft 23, 1.12.1953
- (2) J.D.Craggs and J.M.Meek: High Voltage Laboratory Technique  
Butterworths Scientific Publications, London
- (3) E.Langford-Smith: Radio Designers Handbook, 4. Ed.  
Hisse Technical Books, Hisse and Sons, London
- (4) De Juhasz K.J.: Graphical Analysis of Electric Circuits  
Journal of the Franklin Institute 1939
- (5) A.Preismann: Graphical Constructions of Vacuum Tube Circuits  
McGraw Hill, New York
- (6) Pei-Su Hsia: Graphical Analysis for non-linear Systems  
Proceedings of the Institution of Electrical Engineers  
Vol. 99, 1952 Part. II.
- (7) Electrical Circuits, by Members of the Staff of the Department of Electrical Engineering, M.I.T.  
John Wiley & Sons, New York
- (8) Chestnut and Mayer: Servomechanismes and Regulating Systems Design.  
John Wiley & Sons, New York
- (9) S.E.Nixon: Principles of automatic Control  
Prentise-Hall, New York
- (10) Herrmann und Wagener: Die Oxydkathode. 1944  
Barth, Leipzig
- (11) B.Chance, V.Hughes, E.F.MacNichol, D.Sayre, F.C.Williams: Waveforms  
Radiation Laboratory Series, M.I.T. 1949  
McGraw-Hill Book Company, Inc. New York, Toronto, London
- (12) R.N.Close und M.T.Lebenbaum: Electronics, April 1948
- (13) F.C.Williams and N.F.Moody, Journal I.E.E. 93, S. 1188, 1946
- (14) F.E.Terman: Radio Engineers Handbook. 1943  
McGraw-Hill, New York
- (15) Peter Glauser: Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik, E.T.H. 1950
- (16) H.J.Lätt: Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik, E.T.H. 1951.
- (17) Seylaz: Câbles de mesure retardeurs  
Forschungskommission der SEV und VSE für Hochspannungsfragen (FKH) FKH-AK-2/50

Am Schluss der vorliegenden Arbeit möchte ich nicht versäumen, Herrn Prof. Dr. K. Berger meinen herzlichsten Dank für seine wertvollen Anregungen, sowie für seine grosszügige Unterstützung auszusprechen. Mein Dank gilt ebenfalls den Herren Prof. Dr. H. Pallmann, Präsident des Schweizerischen Schulrates, Prof. Dr. E. Stiefel und Prof. Dr. H. Rutishauser, welche mir ermöglichten, eine nichtlineare Differentialgleichung auf der Rechenmaschine des Institutes für angewandte Mathematik numerisch lösen zu lassen, sowie auch Herrn Prof. Dr. F. Tank, der sich bereit erklärte, das Korreferat zu übernehmen.

## **VI. LEBENSLAUF**

**Geboren am 15. Januar 1927 in Barcelona (Spanien)**

**Primarschulen in Madrid und Glarus 1933 - 1939**

**Realschule in Glarus 1939 - 1941**

**Kantonsschule Zürich 1941 - 1946 (Matura Typus C)**

**Eidgenössische Technische Hochschule in Zürich 1946 - 1955**

**Studium 1946 - 1951 an der Abteilung für Elektrotechnik mit  
Diplomabschluss am Hochspannungslaboratorium (Prof. Dr. K.  
Berger)**

**Assistent am Hochspannungslabor der Eidgenössischen Techni-  
schen Hochschule 1951 - 1955**

**Während diesen Jahren befasste ich mich mit den Arbeiten, wel-  
che zur vorliegenden Dissertation führten.**