

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 35 (1944)
Heft: 2

Artikel: Eine neue Schaltung für die Erzeugung zeitproportionaler Ablenkungen in Kathodenstrahl-Oszillographen
Autor: Berger, K.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1061541>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 12.05.2025

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

SCHWEIZERISCHER ELEKTROTECHNISCHER VEREIN

BULLETIN

REDAKTION:
Sekretariat des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Zürich 8, Seefeldstrasse 301

ADMINISTRATION:
Zürich, Stauffacherquai 36 ♦ Telefon 5 17 42
Postcheck-Konto VIII 8481

Nachdruck von Text oder Figuren ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit Quellenangabe gestattet

XXXV. Jahrgang

N^o 2

Mittwoch, 26. Januar 1944

Eine neue Schaltung für die Erzeugung zeitproportionaler Ablenkungen in Kathodenstrahl-Oszillographen

Von K. Berger, Zürich

621.317.755

Nach Erwähnung der bisher gebräuchlichen Schaltungen zur Erzeugung logarithmischer und linearer Zeitablenkungen des Strahles von Kathodenstrahl-Oszillographen (KO) wird gezeigt, wie sich die Aufladung eines «Zeitkondensators» mit einem zunächst exponentiell abfallenden Ladestrom genauer linear gestalten lässt, indem die Abnahme des Ladestromes durch einen Hilfszweig kompensiert wird. Die erreichbare Genauigkeit und die theoretisch günstigsten Stromkreis-konstanten werden berechnet und mit Versuchen verglichen. Die Methode scheint berufen, eine Lücke in der Messtechnik des KO auszufüllen und insbesondere das schwerfällige Arbeiten mit rotierenden Filmtrommeln überflüssig zu machen. Sie ist brauchbar für einmalige oder auch für beliebig oft wiederholte Ablenkung des Strahles, und erlaubt insbesondere auch, gleichzeitig zwei Kathodenstrahlen mit verschiedenen Geschwindigkeiten abzuweichen.

Après avoir rappelé les couplages habituels pour produire des balayages de temps logarithmiques et linéaires du faisceau des oscillographes à rayons cathodiques, l'auteur indique comment on peut rendre linéaire la charge d'un condensateur de temps dont le courant de charge est primitivement exponentiel. Cela s'obtient en compensant l'affaiblissement du courant par une dérivation auxiliaire. Calcul de la précision qui peut être obtenue et des constantes théoriques optima du circuit, confirmées par des essais. Cette méthode semble combler une lacune des mesures à l'oscillographe cathodique et évite notamment le travail fastidieux avec les tambours rotatifs à film. Elle s'applique aussi bien à une unique déviation du faisceau, qu'à un nombre quelconque de déviations. Elle permet également de dévier simultanément, à des vitesses différentes, deux faisceaux cathodiques.

I.

Zur Aufzeichnung rascher Vorgänge mit dem Kathodenstrahl-Oszillograph (KO) lässt man bekanntlich den photographischen Film oder das Photopapier ruhen und lenkt den Kathodenstrahl in einer bestimmten Weise mit der Zeit ab. Diese Ablenkung bezeichnet man als «Zeitablenkung» des Kathodenstrahles. Ein solches Vorgehen ist notwendig, weil es gar nicht möglich wäre, die photographische Schicht genügend rasch zu bewegen, um Mikrosekunden (μs) oder Bruchteile davon sichtbar zu machen. Die «Zeitablenkung» kann grund-

lich exponentielle oder logarithmische Zeitskalen benutzt, bei denen die Zuordnung der Ablenkung x zur Zeit t nach der Gleichung erfolgt

$$x = a(1 - e^{-t/T}) = \text{Abszisse zum Zeitpunkt } t \quad (\text{Fig. 1})$$

bzw.

$$y = a - x = a \cdot e^{-t/T} = \text{Distanz des Abszissenpunktes } x \text{ vom Endpunkt } a \text{ der Zeitaxe}$$

$$\text{oder} \quad t/T = \ln(a/y)$$

Darin bedeuten:

a die Zeitaxenstrecke

T die Zeitkonstante des Stromkreises ($T = RC$).

Solche Skalen erhält man sehr einfach aus der Entladung einer Kapazität über einen Widerstand nach dem Schema Fig. 2, in der Regel über eine

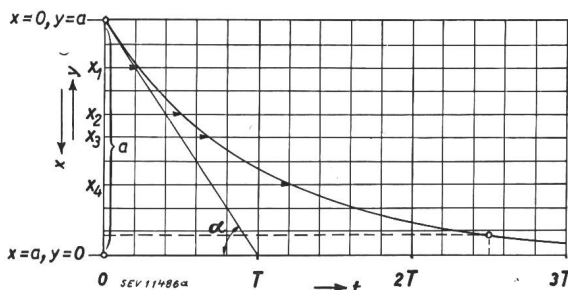


Fig. 1.

Exponentielle oder logarithmische Zeitablenkung

$$x = a(1 - e^{-t/T}) \quad \text{oder} \quad t/T = \ln\left(\frac{a}{a-x}\right)$$

T Zeitkonstante der Ablenkung
 a Länge der Zeitaxe

sätzlich irgendeine bekannte Funktion der Zeit sein. Für rasche Vorgänge werden fast ausschliess-

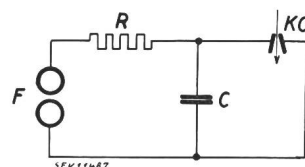


Fig. 2.

Prinzipschema eines exponentiellen Kreises RC mit Funkenstrecke F als Schaltorgan

einfache oder doppelte Funkenstrecke F . Sowohl der Strom als auch die Spannung an C und R verlaufen beim plötzlichen Ansprechen von F sehr angenähert exponentiell, bzw. logarithmisch, wobei $T = CR$ ist.

Würde die ganze Zeitaxe mit der anfänglichen Ablenkgeschwindigkeit $\left(\frac{dx}{dt}\right)_0 = +\frac{a}{T} = \operatorname{tg} \alpha$ durchlaufen, so käme somit der Strahl nach einer Laufzeit gleich der Zeitkonstanten T in die Endlage a . In Wirklichkeit ergibt sich die Ablenkgeschwindigkeit oder der reziproke Zeitmaßstab

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{dy}{dt} = \frac{y}{T} = \frac{y}{a} \cdot \left(\frac{dx}{dt}\right)_0 < \left(\frac{dx}{dt}\right)_0$$

D. h. der Zeitmaßstab ζ in $\mu\text{s}/\text{mm}$ wird:

$$\zeta = \frac{dt}{dx} = \frac{T}{y} > \frac{T}{a}$$

wenn T in μs und y in mm gemessen wird.

Diese Art Zeitskala lässt sich sehr genau herstellen bis herunter zu Zeitkonstanten T von ca. $1 \mu\text{s}$ ¹⁾. Für noch kürzere Zeitkonstanten macht sich die unvermeidliche kleine Induktivität des Kreises der Fig. 2 bereits störend bemerkbar.

In der Richtung nach grossen Zeiten ist die Möglichkeit der Schaltung dadurch begrenzt, dass die Funkenstrecke F während der Entladung gut leiten muss. Das tut sie nur, wenn der Entladestrom gross genug ist, praktisch gesprochen, solange der Strom ca. 1 A nicht unterschreitet. Mit Kapazitäten von $C = 2 \mu\text{F}$ und Widerständen von $R = 200 \text{ Ohm}$ lassen sich Zeitkonstanten $T = 400 \mu\text{s}$ und damit Aufnahmezeiten von 1 ms erreichen. Naturgemäss ist die Zeitskala dabei am Ende der Strecke a schon ziemlich gedrängt, indem bei $2,5 T$ der Zeitmaßstab $\zeta = dt : dx$, d. h. die Neigung der Kurventangente in Fig. 1 gegen die Ordinatenaxe bereits rund das 12fache des Wertes am Anfang der Zeitaxe beträgt.

Für grössere Zeiten als ca. 1 ms ist die exponentielle oder logarithmische Zeitskala daher mit vernünftigem Aufwand nicht geeignet. Sie wird abgelöst durch die in diesem Gebiet bequemere und übliche «zeitproportionale» oder «lineare Zeitablenkung».

II.

Lineare Zeitablenkungen werden hergestellt:

A) mittels mechanischer Bewegungen der Aufnahmeschicht, z. B. mittels rotierender Trommel oder mit ablaufenden Filmen,

B) mittels elektrischer oder magnetischer Ablenkfelder (Spannungen oder Ströme), welche den Kathodenstrahl möglichst genau zeitproportional oder linear ablenken.

Alle heute bekannten Methoden nach B) sind Näherungsmethoden. Keine von ihnen erreicht auch nur annähernd die Genauigkeit der Methode A. Erwähnt seien nur:

a) Röhrenschaltungen, welche Sättigungsstrom oder Mehrfachgitter zur Erzeugung eines konstanten Ladestromes benützen (Gábor-Kipprelais, Pentoden usw.)²⁾,

¹⁾ K. Berger, Bull. SEV 1940, Nr. 5.

b) Teilstrecke oder Ueberlagerungen von Sinuslinien, welche sich der geraden Linie genügend nähern³⁾,

c) Teilstrecken oder Ueberlagerungen von Exponentiallinien, welche sich der Geraden genügend nähern³⁾,

d) die theoretische Möglichkeit der Herstellung eines konstanten Stromes mittels Drosselspule scheidet aus, weil die erforderlichen Induktivitäten viel zu gross sind.

Ein Unterschied zwischen solchen Schaltungen besteht darin, dass einige sich nur für eine einmalige Zeitablenkung eignen, während andere für beliebig oft nacheinander wiederholte Zeitablenkung zu gebrauchen sind, indem der Kathodenstrahl nach ausgeführter zeitproportionaler Ablenkung sprunghaft in den Anfangspunkt der Zeitaxe zurückkehrt (Kipp-Bewegung). Für wiederholte Ablenkung sind nur jene Schaltungen brauchbar, bei denen der Stromkreis nach dem Kippen genau im gleichen Zustand ist wie zu Beginn der Ablenkung.

III.

Das Prinzip der im folgenden beschriebenen Methode zur Erzeugung einer beliebig genauen zeitproportionalen Ablenkung besteht darin, einen zu den Zeitablenkplatten des KO parallel geschalteten «Zeitkondensator» mit einem möglichst konstanten Strom aufzuladen, wobei dieser Strom grundsätzlich aus einem exponentiell abklingenden Grundstrom nach Methode c) gewonnen wird, dessen zeitlicher Rückgang mittels eines Hilfszweiges kompensiert wird.

Schaltet man im Schema Fig. 3 den Zeitkondensator C über einen Widerstand R an die EMK E an, so fliesst nach Fig. 4 ein Ladestrom

$$i = i_0 \cdot e^{-\alpha t} = \frac{E}{R} e^{-t/T} = \frac{E}{R} \left\{ 1 - \alpha t + \frac{(\alpha t)^2}{2!} - \frac{(\alpha t)^3}{3!} + \dots \right\}$$

Der Strom i fällt somit von seinem Anfangswert i_0 ab, womit die Ladegeschwindigkeit des Kondensators sinkt. Alle Mittel, welche dieses Abfallen

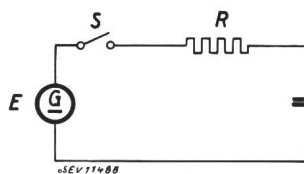


Fig. 3.

Zuschalten des exponentiellen Kreises RC an die EMK E mittels Schalter S .

innert einem gewissen Bereich vermeiden, sind geeignet, die Schaltung zu verbessern. Z. B. kann der Strom i aufgespalten werden in 2 Teile i_1 und i_2 nach dem Schema Fig. 4, das nun parallel zum

²⁾ D. Gábor, Forschungsheft Nr. 1 der Studienges. f. Höchstspannungsanl., Berlin 1927.

E. Alberti, Kathodenstrahlröhren, Springer 1932.

V. Ardenne, Fernsehen 1934, S. 15.

W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. 1920, S. 115.

W. Rogowski und G. Glage, Arch. f. Elektrotechn. 1920, S. 120.

H. Pieplow, Arch. f. Elektrotechn. 1938, S. 815.

³⁾ A. M. Angelini, CIGRE 1937, Rapport Nr. 140.

H. Höhl, Arch. f. Elektrotechn. 1941, S. 591.

H. Pieplow, Arch. f. Elektrotechn. 1938, S. 815.

Zweig $R_1 C_1$ einen Hilfszweig $R_2 C_2$ enthält. Die Bedingung i_1 konstant zu halten, verlangt, dass i_2 beim Schliessen des Schalters S rascher abnehmen muss als i_1 . Das heisst: die Spannung an C_2 muss rascher wachsen als jene von C_1 , oder die Zeitkonstante $T_2 = C_2 R_2$ muss kleiner sein als $T_1 = R_1 C_1$.

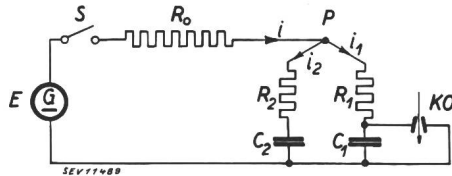


Fig. 4.

Aufspaltung des exponentiellen Kreises
Bildung zweier Zweige $R_1 C_1$ und $R_2 C_2$ mit verschiedenen
Zeitkonstanten.

Nehmen wir z. B. einmal gleiche Widerstände R_1 und R_2 an, ferner sei $C_1 > C_2$. Dann wird im Einschaltmoment der Strom in beiden Zweigen gleich gross sein, da beide Kondensatoren ungeladen sind. Somit wird C_2 rascher aufgeladen als C_1 . Dadurch sinkt der Strom in C_2 rascher als in C_1 . Das heisst aber, dass der Ladestrom von C_1 weniger abfällt als ohne Hilfszweig $R_2 C_2$. Man kann für ein beliebiges Anfangsstück der Exponentiallinie nach Fig. 1 den Rückgang des Stromes kompensieren. Die Ladung des «Zeitkondensators» C_1 wird dadurch genauer linear ansteigen als ohne Kompensation.

Zu Beginn der Aufladung müssen C_1 und C_2 entladen sein. Dies kann dadurch automatisch erreicht werden, dass die obige Schaltung durch eine Entlade- oder Kippfunkenstrecke F_e und eine Mitnehmer-Funkenstrecke F_m nach Fig. 5 ergänzt wird. Die von den «Kipp-Schaltungen» her bekannte Entladefunkenstrecke F_e spricht an, wenn die Kon-

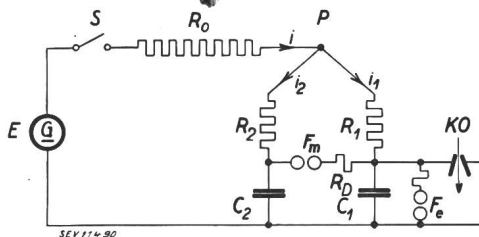


Fig. 5.

Schema der wiederholten linearen Zeitablenkung mit Entladefunkenstrecke F_e und Mitnehmerfunkenstrecke F_m als Schaltorganen

densatorsspannung an C_1 einen bestimmten Wert, nämlich die Zündspannung erreicht hat, führt dann diese Spannung gegen Null zurück, löscht, womit die Wiederaufladung von C_1 beginnt. Die eingeführte Mitnehmerfunkenstrecke F_m erhält grössere Spannung, sobald C_1 sich entlädt, zündet dadurch, entlädt auch C_2 , um ebenfalls sofort wieder zu löschen. Denn bekanntlich brennt ein Lichtbogen parallel zu einer Kapazität nicht stabil, wenn die Spannung an dieser nicht sehr rasch (innert ca. 100 μs) wieder annähernd den Zündwert erreicht. Entladeschwingungen von C_1 und C_2 können durch Dämpfungswiderstände R_D verhindert werden. Der

Spannungszusammenbruch an C_1 und C_2 erfolgt sehr rasch, so dass der Kathodenstrahl derart rasch in seine Ausgangsstellung zurückspringt, dass seine Spur gegenüber dem Hinweg kaum sichtbar wird.

Für die *beliebig oft wiederholbare lineare Zeitablenkung* ist die Schaltung Fig. 5 bereits vollständig, sofern der Kathodenstrahl nicht automatisch gesperrt oder freigegeben werden muss. Z. B. passt die Schaltung für direkte Beobachtung des Leuchtschirmes, sobald der Schalter S geschlossen wird. Die Kondensatoren C_1 und C_2 werden aus der Stromquelle E aufgeladen, bis die Spannung an C_1 die Zündspannung von F_e erreicht. Dann entladen sich C_1 und C_2 praktisch gleichzeitig auf die sehr kleine Lichtbogenspannung des Funkens an F_e und beginnen anschliessend die Wiederaufladung aus dem genau gleichen Anfangszustand heraus wie bei der ersten Ladung.

Für die *einmalige lineare Zeitablenkung* muss der Kathodenstrahl im Wartezustand gesperrt sein, mit dem Vorgang freigegeben und am Schluss der Zeitaxe sofort gesperrt werden. Dies lässt sich auf einfache Weise dadurch erreichen, dass die beschriebene Schaltung durch eine Blockierfunkenstrecke F_b mit hochohmigen Widerständen R_{b1} und R_{b2} nach Fig. 6 ergänzt wird. Für die automatische Strahlfreigabe wird die einfache Funkenstrecke hier ausserdem ersetzt werden durch eine Doppel-

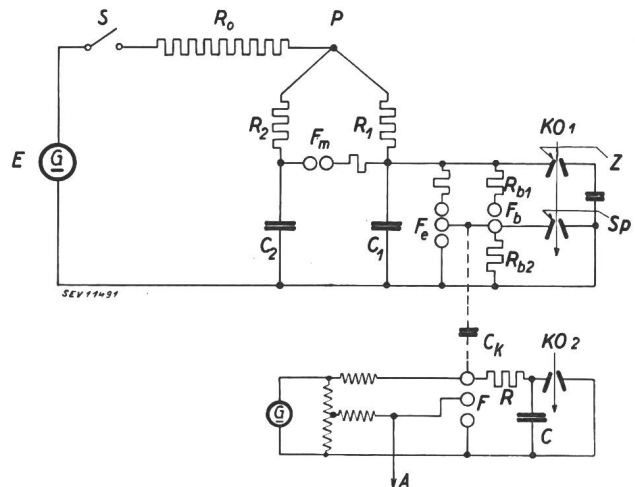


Fig. 6.

Schema für die einmalige lineare Zeitablenkung mit Sperrzweig $R_b F_b$ und Kopplung mit exponentiellem Kreis RC als Auslösesperre oder für gleichzeitige rasche exponentielle Ablenkung, mit Anstosspunkt A

funkenstrecke F_e mit 3 Elektroden, deren mittlere z. B. mit der Sperrung und der untern Elektrode der Sperrungs- oder Blockierfunkenstrecke F_b verbunden ist. Der Anschluss der Zeitablenkung des KO ist mit Z , der Anschluss der Sperrplatten mit Sp angedeutet. Die Sperrfunkenstrecke F_b ist nun etwas tiefer eingestellt als die obere Teilfunkenstrecke der Entladefunkenstrecke F_e , so dass F_b beim Steigen der Spannung an C_1 anspricht, nicht F_e . Damit erhält die Strahlsperrung Sp Spannung, nämlich den Spannungsabfall an R_{b2} : Der Strahl wird gesperrt. Die Sperrwiderstände R_{b1} und R_{b2} sind so gewählt, dass der totale Spannungsabfall im Sperrzweig

$R_{b1} - F_b - R_{b2}$ zum Ansprechen von F_e nicht genügt, sondern dass es dazu einen äusseren Anstoss braucht, z. B. aus einem vorgeschalteten aperiodischen Kreis RC über die Kupplungskapazität C_k , der in Fig. 6 strichliert gezeichnet ist. Dieser Kreis kann für Handauslösung oder, wie gezeichnet, für äussere automatische Auslösung von einem aufzunehmenden Vorgang aus über die Anstossleitung A eingerichtet sein. Dieser Anstosskreis entspricht übrigens genau der anfangs beschriebenen exponentiellen Zeitablenkschaltung, die sich für rasche Ablenkungen in der KO-Technik seit der Durchführung der Gewittermessungen allgemein eingebürgert und bewährt hat. Durch den Zusammenbruch von F wird die vorgespannte Funkenstrecke F_e über den Kupplungskondensator C_k angestossen; C_1 und C_2 werden sehr rasch entladen und beginnen ihre lineare Aufladung, bis am Ende der Zeitaxe F_b anspricht und damit den Strahl wieder sperrt. Erneute, sich rasch folgende Anstösse über A können erst nach Aufladung des vorgeschalteten Kondensators C (Zeitkonstante $T = RC$) wieder zum Zünden von F und damit von F_e führen. Die Wiederholung linearer Ablenkung lässt sich damit für ein beliebig einstellbares Zeitintervall blockieren.

Die *Vorschaltung eines aperiodischen Kreises* bringt nebenbei den Vorteil mit sich, dass an ihm eine unabhängige, beliebig rasche Zeitablenkung abgenommen werden kann, während von der linearen, neuen Schaltung zugleich ein anderer Kathodenstrahl mit kleinerer Geschwindigkeit linear abgelenkt wird. So wird es möglich, von einem Vorgang den ersten Bruchteil (z. B. die Front oder den Stoßstrom des Blitzes usw.) mit weit aufgelöster exponentieller Skala aufzuzeichnen, währenddem ein zweiter Strahl den gesamten Vorgang (z. B. den Blitzstrom langer Dauer oder den Nachstrom in einem Ableiter usw.) linear aufzeichnet.

Auch die *Begrenzung des sichtbar aufgezeichneten Zeitintervalls wiederholter Ablenkungen* lässt sich mit dem Vorschaltkreis RCF dadurch erreichen, dass die Sperrung Sp nicht wie in Fig. 6 an der Funkenstrecke F_b , sondern am Kondensator C angeschlossen wird. In diesem Fall bringt die Kopplung C_k die Möglichkeit mit sich, den Beginn der ersten Ablenkung an den Anfang der Zeitstrecke zu legen. Ist dies nicht nötig, so kann die Kopplung C_k überhaupt weggelassen; man lässt dann die lineare Schaltung dauernd «kippen».

Schliesslich lässt sich mit der angegebenen Schaltung grundsätzlich auch die *beliebig wiederholte Aufzeichnung einer periodischen Spannung* (Wechselspannung) als feststehende Kurve für Beobachtungszwecke erreichen. Man braucht lediglich den Kopplungskondensator C_k passender Grösse statt mit dem Vorschaltkreis RCF mit der zu beobachtenden Wechselspannung zu verbinden. Der damit entnommene Verschiebungsstrom über C_k liefert einen Ohmschen Spannungsabfall an R_{b2} , der den Zündmoment von F_b mit der Wechselspannung zu synchronisieren erlaubt. Die nacheinander aufgezeichneten Kurven decken sich dann und geben

das bekannte Bild der feststehenden Wechselstromkurve.

IV.

Es soll nun die Genauigkeit der beschriebenen linearen Zeitablenkschaltung theoretisch berechnet und mit Versuchen verglichen werden. Dazu wird angenommen, dass als EMK E die Strahlspannung U des KO benützt wird. Auf diese Weise erübrigt sich eine besondere Gleichstromquelle für die Speisung der Schaltung. Auch wird die Zeitablenkung um so genauer linear, je höher die EMK E ist. Ausserdem ergibt sich der Vorteil, dass alle Ströme und damit die Ladegeschwindigkeit des Zeitkondensators proportional zu U werden. Weil nun die Ablenkung im KO stets proportional dem Quotienten (Ablenkspannung : Strahlspannung) ist, wird die Zeitskala der Oszillogramme überhaupt von der Höhe der Strahlspannung unabhängig. Die Eichung der Oszillogramme kann bei irgendeiner Strahlspannung geschehen und bleibt dann für denselben KO und dieselben Konstanten der Ablenkungsschaltung stets gleich.

Zur Berechnung der linearen Relais-Schaltung werden folgende Grössen eingeführt (Fig. 5):

- R_0 hochohmiger Widerstand zur Entnahme von ca. 1 mA aus der Strahlspannung U ;
- C_1 Zeitkondensator, zur Zeitplatte Z des KO parallel;
- C_2 Hilfskondensator, zur Kompensation des Rückgangs des Ladestromes i_1 ;
- R_1 Vorwiderstand zu C_1 ;
- R_2 Vorwiderstand zu C_2 .

Dann ergeben sich folgende Beziehungen:

$$i = i_1 + i_2 \quad (1)$$

$$u_1 + i_1 R_1 = u_2 + i_2 R_2 = u_p, \quad (2)$$

wo $u_1 \equiv u_Z$ die gesuchte Zeitablenkspannung und u_p die Spannung des Knotenpunktes P bedeuten.

$$i_1 = C_1 u_1' \equiv C_1 u_Z', \quad (3)$$

wo u_Z' die zeitliche Ableitung $du_Z : dt$ bedeutet.

$$i_2 = C_2 u_2', \quad (4)$$

wo u_2' die zeitliche Ableitung $du_2 : dt$ bedeutet.

$$U = u_p + i R_0 = u_Z + C_1 R_1 u_Z' = u_2 + C_2 R_2 u_2' \quad (5)$$

Aus diesen 5 unabhängigen Gleichungen mit i, i_1, i_2, u_1, u_2 lassen sich 5 Grössen berechnen, wenn der zeitliche Verlauf von U bekannt ist. Dieser zeitliche Verlauf besteht im vorliegenden Fall im plötzlichen Anlegen der Spannung U an die Schaltung, wie durch plötzliches Schliessen des Schalters S in Fig. 5 oder 6. Es bilden sich dann sofort Ohmsche Ströme in allen 3 Widerständen aus, die genau jenen entsprechen, die bei ungeladenen Kondensatoren C_1 und C_2 zu Beginn der Zeitablenkung auftreten.

Für diesen Verlauf der plötzlichen Einschaltung der Strahlspannung U als EMK lässt sich der zeitliche Verlauf der Ströme und Spannungen sehr

einfach berechnen aus der in der Operatorenrechnung als Heavisidesche Einschaltformel bekannten Gleichung⁴⁾. Da sich nämlich alle Grössen u und i als allgemeine Exponential-Funktionen (solche mit komplexen Exponenten, d. h. gedämpfte Schwingungen) darstellen lassen, ist ihre Ableitung stets das p -fache der Funktion. Mit dieser Abkürzung lässt sich u_z wie folgt ausrechnen:

$$\frac{u_z}{U} = \frac{1 + p T_2}{(1 + p T_1)(1 + p T_2) + R_0 C_1 p(1 + p T_2) + R_0 C_2 p(1 + p T_1)}$$

$$= \frac{F(p)}{G(p)} = \frac{F(p)}{1 + Ap + Bp^2} \quad (6)$$

Dabei gelten folgende Abkürzungen:

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= R_1 C_1 & a &= R_1 : R_0 \\ T_2 &= R_2 C_2 & b &= R_2 : R_0 \\ T_{01} &= R_0 C_1 & k &= C_2 : C_1 = T_{02} : T_{01} \\ T_{02} &= R_0 C_2 & N &= a + b + ab \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} A &= R_1 C_1 + R_2 C_2 + R_0 (C_1 + C_2) = \\ &= T_1 + T_2 + T_{01} + T_{02} = T_{01} \{1 + a + k(1 + b)\} \\ B &= T_1 T_2 + T_1 T_{02} + T_2 T_{01} = T_{01} T_{02} N = k N T_{01}^2 \end{aligned}$$

Die Heaviside-Einschaltformel gibt dazu sogleich die Lösung

$$\frac{u_z(t)}{U} = 1 + \frac{1 + p_1 T_2}{p_1 (A + 2Bp_1)} \cdot \varepsilon^{p_1 t} + \frac{1 + p_2 T_2}{p_2 (A + 2Bp_2)} \cdot \varepsilon^{p_2 t} =$$

$$= 1 + A_{1u} \varepsilon^{p_1 t} + A_{2u} \varepsilon^{p_2 t} \quad (8)$$

wobei sich die Werte p_1 und p_2 ergeben als Wurzeln der Gleichung $G(p) = 1 + A \cdot p + Bp^2 = 0$:

$$p_{1,2} = -\frac{1}{2T_{01} N k} \{1 + a + k(1 + b) \mp \sqrt{4k + \{1 + a - k(1 + b)\}^2}\} \quad (9)$$

Gleichung (8) zeigt zunächst grundsätzlich, dass die Zeitaxenspannung u_z die Summe zweier Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten $-1/p_1$ und $-1/p_2$ und verschiedenen Amplituden A_{1u} und A_{2u} ist. Durch passende Wahl der Zeitkonstanten und Amplituden hat man es daher in der Hand, die zeitliche Abnahme der einen Funktion für kurze Zeit durch eine zweite Funktion auszugleichen. Deutlicher wird die Methode, wenn wir nicht die Spannung u_z des Zeitkondensators, sondern dessen *Ladestrom* i_1 betrachten. Denn dieser soll im idealen Fall genau linearer Spannung genau konstant bleiben. Der Ladestrom i_1 ergibt sich sofort aus der Beziehung $i_1 = C_1 \frac{du_z}{dt} = C_1 u'_1$ oder mit Gleichung (8):

$$\frac{i_1}{C_1 U} = \left(\frac{u_z}{U} \right)' = \frac{1 + p_1 T_2}{A + 2Bp_1} \varepsilon^{p_1 t} + \frac{1 + p_2 T_2}{A + 2Bp_2} \varepsilon^{p_2 t} =$$

$$= A_{1i} \varepsilon^{p_1 t} + A_{2i} \varepsilon^{p_2 t} \quad (10)$$

⁴⁾ Z. B. K. W. Wagner, Operatorenrechnung, A. Barth 1940.

Es liegt im Wesen der Schaltung begründet und wird sich bei der Auswertung zeigen, dass A_{1i} und A_{2i} stets entgegengesetzte Vorzeichen aufweisen. So erkennen wir deutlich den Kern: Der Ladestrom i_1 lässt sich gemäss Fig. 7 als die schraffierte Differenz der 2 Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zeitkonstanten $T_{A1} = -1/p_1$ und $T_{A2} = -1/p_2$ darstellen. Durch entsprechend kleinere Wahl der

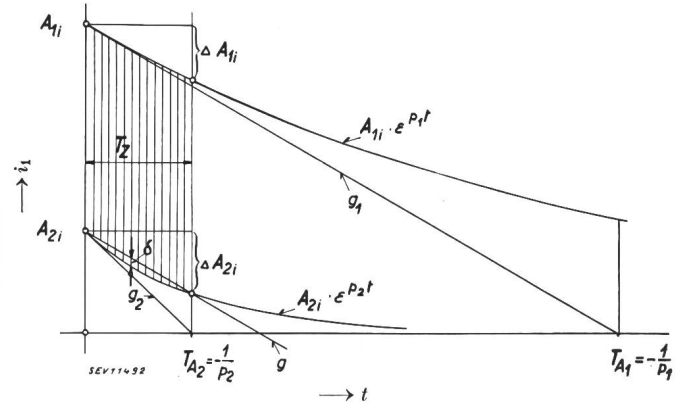


Fig. 7.

Ladestrom i_1 des Zeitkondensators (schraffiert) während Laufzeit über die Zeitaxe T_z , unter Ausnützung des Zeitintervalls $T_z = -\frac{1}{p_2}$

Amplitude A_{2i} mit der kleinen Zeitkonstante T_{A2} lässt sich die Abnahme der 1. Exponentialfunktion ΔA_{1i} durch die Abnahme ΔA_{2i} in einem bestimmten Punkt restlos kompensieren. Im Zwischengebiet bleiben lediglich Fehler höherer Ordnung bestehen, die durch die verschiedene Krümmung beider Exponentialkurven bedingt sind. Je kleiner das ausgenützte, in Fig. 7 schraffierte Stück der beiden Kurven von $t = 0$ bis $t = T_z$, um so kleiner wird die Abweichung von der Linearität.

Für die zahlenmässige Berechnung der noch verbleibenden Linearitätsfehler seien 2 Annahmen über die Ausnützung der kompensierenden Exponentialfunktion $A_{2i} \cdot \varepsilon^{p_2 t}$ getroffen, nämlich:

Fall a): Der Endpunkt T_z der Zeitaxe liege bei

$$T_z = -\frac{1}{p_2}, \text{ somit } \Delta A_{2i} = 0,63 A_{2i} \quad (11)$$

Fall β): Der Endpunkt T_z der Zeitaxe liege bei

$$T_z = -\frac{2}{p_2}, \text{ somit } \Delta A_{2i} = 0,865 A_{2i} \quad (12)$$

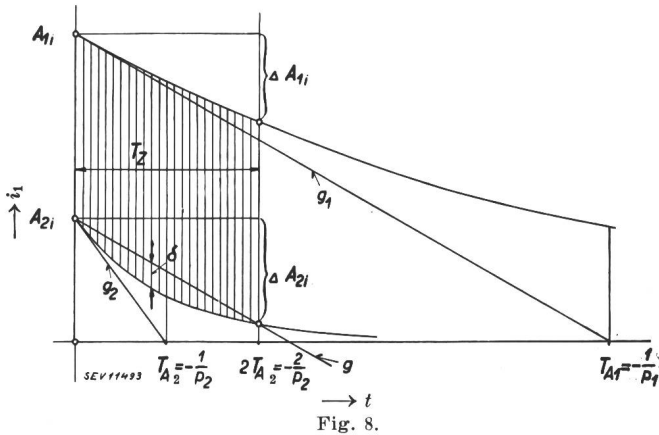
oder wie definiert werden kann, es betrage der «Kompensationsgrad» $T_z p_2$:

$$\text{im Fall a) } T_z p_2 = -1$$

$$\text{im Fall } \beta) T_z p_2 = -2$$

Fall a) ist in Fig. 7 dargestellt, Fall β) in Fig. 8. Aus den beiden Figuren lässt sich deutlich der grössere Fehler im Falle β) erkennen, weil die 1. Exponentialfunktion $A_{1i} \varepsilon^{p_1 t}$ im schraffierten Bereich noch sehr annähernd geradlinig verläuft, die 2. Exponentialfunktion $A_{2i} \varepsilon^{p_2 t}$ dagegen im Fall β) viel mehr von der Geraden abweicht als im

Fall α). Die Grösse des trotz Kompensation noch verbleibenden Restfehlers lässt sich aus den Fig. 7 und 8 leicht berechnen; dazu darf die 1. Funktion mit genügender Annäherung im schraffierten Gebiet als Gerade betrachtet werden. Somit reduziert sich die Frage darauf, wie gross die Abweichung der Kompensationsfunktion $A_{2i} \cdot \varepsilon^{p_2 t}$ von $t = 0$ bis $t = T_z$ von der geraden Linie ist. Wie man sich



Ladestrom i_1 des Zeitkondensators (schraffiert) während Laufzeit über die Zeitaxe T_z unter Ausnützung des Zeitintervalls $T_z = -\frac{2}{p_2}$

leicht überzeugt, beträgt diese Abweichung zwischen der Geraden g und der Exponentialfunktion

$$\text{Fall } \alpha) \quad (g - A_{2i} \varepsilon^{p_2 t})_{\max} = \delta \approx 0,08 A_{2i} \approx 0,127 \cdot \Delta A_{2i} \quad (13)$$

$$\text{Fall } \beta) \quad (g - A_{2i} \varepsilon^{p_2 t})_{\max} = \delta \approx 0,205 A_{2i} \approx 0,24 \cdot \Delta A_{2i} \quad (14)$$

Die Kompensation nach Fall α) reduziert somit Linearitätsfehler der 1. Exponentialfunktion $A_{1i} \varepsilon^{p_1 t}$ auf ca. 12,7 % ihres Betrages, die Kompensation nach Fall β) auf ca. 24 % ihres Betrages.

Fragen wir schliesslich nach dem *absoluten, verbleibenden Linearitätsfehler*. Für den uns interessierenden Fall des KO mit kalter Kathode ergibt sich etwa folgendes:

Es betrage die Strahlspannung des KO: $U = 50$ kV, ferner die für eine Zeitaxe von 150 mm Länge nötige Ablenkspannung $u_{z \max} = 3$ kV. Somit wird $(u_z : U)_{\max} = 6$ %. Dieses Verhältnis ist übrigens für eine bestimmte KO-Konstruktion von der Höhe der Strahlspannung unabhängig.

Ohne Kompensation nimmt somit der Ladestrom i_1 des Zeitkondensators nach Fig. 1 und 2 über die Zeitaxe um 6 % ab, nämlich von $50\,000/R_0$ auf $(50\,000 - 3000)/R_0$. Entsprechend variiert der reziproke differentielle Zeitmaßstab der Oszillogramme

$$d\left(\frac{u_z}{U}\right) : dt = \frac{i_1}{C_1 U}$$

ebenfalls um 6 % von Anfang bis Ende der Zeitaxe.

Mit Kompensation wird dieser Fehler gemäss den Gl. (13) und (14) reduziert auf

$$\text{Fall } \alpha) \quad 0,127 \cdot 6 = 0,76 \% \text{ oder } \pm 0,38 \%$$

$$\text{Fall } \beta) \quad 0,24 \cdot 6 = 1,44 \% \text{ oder } \pm 0,72 \%$$

Würde die Krümmung der 1. Exponentialfunktion $A_{1i} \varepsilon^{p_1 t}$ berücksichtigt, so würde sich ein noch etwas kleinerer Fehler ergeben. Durch Ausnützung eines kleinern Bruchteils der rasch abfallenden Exponentialfunktion lassen sich noch höhere Genauigkeiten erreichen, z. B. mit $T_z p_2 = -1/4$ ca. ± 1 %/00. Die durch einfache Kompensation erreichte Präzision der Zeitablenkung ist demnach sehr hoch; sie dürfte jedenfalls für heutige KO mehr als genügend sein, indem z. B. die Verzerrungen des Koordinatennetzes üblicher KO wesentlich grössere Fehler ergeben, als die erwähnten. Für die Ausnützung obiger Präzision müsste daher bereits das Ablenssystem des KO verbessert werden.

Die Berechnung der erforderlichen Widerstände R_1 und R_2 bzw. ihrer relativen Werte $a = \frac{R_1}{R_0}$ und

$b = \frac{R_2}{R_0}$ für die beschriebene Güte der Kompensation gestaltet sich nun wie folgt:

Fall α) Volle Kompensation bei $T_z = -1 : p_2$ (bzw. Kompensationsgrad $T_z p_2 = -1$) gibt gemäss Fig. 7:

1. Bedingung:

$$(u_z : U)_{\max} = 0,06 \approx T_z : T_{A_1} \approx p_1 : p_2 \quad (15)$$

2. Bedingung:

$$\Delta A_{2i} = 0,63 A_{2i} \approx (T_z : T_{A_1}) \cdot A_{1i} \approx (p_1 : p_2) \cdot A_{1i} \quad (16)$$

Die Werte $p_1 p_2 A_{1i} A_{2i}$ lassen sich durch a , b und k ausdrücken. Dadurch entstehen 2 Bedingungsgleichungen zwischen diesen Grössen, die z. B. bei gegebenem k , a und b berechnen lassen. Da bereits die Grösse p Wurzelwerte enthält, müssen Näherungswerte durch Reihenentwicklung benützt werden. Die aus (15) und (16) durch Einsetzen erhaltenen Bedingungsgleichungen sind in Tab. I eingetragen.

Fall β) Volle Kompensation bei $T_z = -2 : p_2$ (bzw. Kompensationsgrad $T_z p_2 = -2$) gibt gemäss Fig. 8:

1. Bedingung:

$$(u_z : U)_{\max} = 0,06 \approx T_z : T_{A_1} \approx 2 \frac{p_1}{p_2} \quad (17)$$

2. Bedingung:

$$\Delta A_{2i} = 0,865 A_{2i} \approx (T_z : T_{A_1}) \cdot A_{1i} \approx 2 \frac{p_1}{p_2} A_{1i} \quad (18)$$

Durch Einsetzen der Werte $p_1 p_2 A_{1i} A_{2i}$ in diese Gleichungen entstehen wieder 2 Bedingungsgleichungen für a , b und k . In der Zusammenstellung Tab. I sind durch Reihenentwicklung erhaltene Näherungsgleichungen für 2 bestimmte Werte von k eingetragen.

Aus den am Schluss der Tabelle ebenfalls gegebenen Lösungen für a und b errechnen sich sofort die Widerstände R_1 und R_2 , sofern R_0 bekannt ist. Die mit $R_0 = 50 \text{ M}\Omega$ sich ergebenden Werte R_1 und R_2 sind am Schluss der Tabelle angeführt.

Auswertung der Hilfsgrößen und Näherungslösungen von a und b für 2 Werte k und 2 Kompensationsgrade $T_z p_2$

Tabelle 1.

Gleichung	Grösse	Ausdruck oder Zahlenwert	Ausdruck oder Zahlenwert
7	$k = C_2 : C_1$	1	0,1
	A	$T_0 (2 + a + b)$	$T_{01} (1,1 + a + 0,1 b)$
9	B	$T_0^2 (a + b + ab) = T_0^2 N$	$0,1 T_{01}^2 (a + b + ab) = 0,1 T_{01}^2 N$
	$p_{1,2}$	$-\frac{1}{2 T_0 N} [2 + a + b \mp \sqrt{4 + (a-b)^2}]$	$-\frac{1}{0,2 T_{01} N} [1,1 + a + 0,1 b \mp \sqrt{0,4 + (0,9 + a - 0,1 b)^2}]$
8	$A_{1u} = \frac{1 + p_1 T_2}{p_1 (A + 2 B p_1)}$	$z = \frac{2(a+b) + b(a-b)}{2(a+b) - \frac{1}{2}(a-b)^2} \approx -1$	$W \approx 1,1 (1 + 0,745 \Delta + 0,136 \Delta^2)$
	$A_{2u} = \frac{1 + p_2 T_2}{p_2 (A + 2 B p_2)}$	$z \approx \frac{a-b}{4}$	$\Delta = a - 0,1 b$
10	$A_{11} = \frac{1 + p_1 T_2}{A + 2 B p_1}$	$\approx \frac{1}{4 T_0 N} [2(a+b) + b(a-b)]$	$\approx \frac{1}{2 T_{01} N W} [2a + 0,9b + ab - 0,1b^2 + bW]$
	$A_{21} = \frac{1 + p_2 T_2}{A + 2 B p_2}$	$\approx \frac{-1}{4 T_0 N} (2+b)(a-b)$	$\approx \frac{1}{2 T_{01} N W} [2a + 0,9b + ab - 0,1b^2 - bW]$
	$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_{A2}}{T_{A1}}$	$\approx \frac{a+b}{4+a+b} \approx \frac{a+b}{4}$	$\approx \frac{0,18a + 0,182b - 0,15 \Delta^2}{2,2 + 1,82(a + 0,01b)}$
Fall α) $T_z p_2 = -1$; Linearitätsfehler $\pm 0,38\%$			
15	$p_1 : p_2 = 0,06$	$a + b \approx 0,24$	$71 a + 182 b \approx 132$
16	$0,63 A_{21} = 0,06 A_{11}$	$5,04(b-a) + 2a^2 + 5,5b^2 + 1,5ab = 0$	$7,7 a - 0,77 b + 5,36 a^2 - 1,07 b^2 - 1,94 ab = 0$
15 u. 16	Gl. für a :	$a^2 - 2,06 a + 0,255 = 0$	$a^2 + 1,205 a - 0,19 = 0$
	Gl. für b :	$b^2 + 1,58 b - 0,182 = 0$	$b^2 - 1,92 b + 0,84 = 0$
	Lösung:	$a \approx 0,13 / b \approx 0,11$	$a \approx 0,144 / b \approx 0,68$
	$R_0 = 50 \text{ M}\Omega$	$R_1 \approx 6,5 \text{ M}\Omega / R_2 \approx 5,5 \text{ M}\Omega$	$R_1 \approx 7,2 \text{ M}\Omega / R_2 \approx 34 \text{ M}\Omega$
Fall β) $T_z p_2 = -2$; Linearitätsfehler $\pm 0,72\%$			
17	$p_1 : p_2 = 0,03$	$a + b \approx 0,12$	$125 a^2 + 182 b \approx 66$
18	$0,865 A_{21} = 0,06 A_{11}$	$3,46(b-a) + 2a^2 + 3,73b^2 + 2,27ab = 0$	$10,6 a - 1,06 b + 6,75 a^2 - 2,08 b^2 - 4,1 ab = 0$
17 u. 18	Gl. für a :	$a^2 - 2,18 a + 0,136 = 0$	$a^2 + 1,39 a - 0,077 = 0$
	Gl. für b :	$b^2 + 0,84 b - 0,048 = 0$	$b^2 - 1,59 b + 0,41 = 0$
	Lösung:	$a \approx 0,065 / b \approx 0,055$	$a \approx 0,055 / b \approx 0,324$
	$R_0 = 50 \text{ M}\Omega$	$R_1 \approx 3,25 \text{ M}\Omega / R_2 \approx 2,75 \text{ M}\Omega$	$R_1 \approx 2,75 \text{ M}\Omega / R_2 \approx 16,5 \text{ M}\Omega$

V.

Fig. 9 zeigt schliesslich ein Oszillogrammbeispiel zweier Wechselspannungen mit Frequenzen von 50 und 25 000 Hz, welche mit der neuen Zeitablenkschaltung aufgezeichnet wurden. Von Auge ist ein Linearitätsfehler nicht erkennbar. Durch genaue Ausmessung des Oszillogrammes zeigen sich Abweichungen, die bei wenigen ‰ liegen.

Die genaue experimentelle Untersuchung der gegebenen Theorie zeigt, dass die Abweichung von der Linearität ohne Kompensation nicht selten grösser ist als die errechneten 6 ‰ entsprechend dem Verhältnis Ladespannung des Zeitkondensators zur Strahlspannung. Als Ursachen haben sich bei langsamer Zeitablenkung die nicht vollkommenen Eigenschaften des Dielektrikums (Glimmer, Oelpapier, Gummi usw.) ergeben, bei rascher Zeitablenkung auch die Zuleitungs- und Streukapazitäten des Hochspannungswiderstandes. Praktisch drängt sich deshalb der umgekehrte Weg auf, nämlich zunächst die Abweichung von der Linearität ohne Kompensation experimentell festzustellen (z.B. $A_{1i} \varepsilon^{p_1 t}$ mit Messung von A_{1i} und p_1) und

sodann daraus den nötigen Kompensationsstrom i_z zu bestimmen als $A_{2i} \varepsilon^{p_2 t}$. Aus den Gleichungen der Tabelle, z.B. 10...18, folgen dann die nötigen Widerstandswerte a und b relativ zu R_0 . Das Vorgehen ist graphisch an Hand der Fig. 7 und 8 sofort verständlich. Es ist um so genauer möglich, je besser die gewonnene Zeitablenkung ohne Kompensation im Intervall $t = 0$ bis $t = T_z$ durch eine Exponentialfunktion oder eine gerade Linie ersetzt werden kann. Mit verlustarmen Dielektrika ist die Uebereinstimmung von Theorie und Experiment gut.

Mit der beschriebenen Methode lassen sich genau berechenbare und reproduzierbare Effekte erzielen, die nur von den konstanten Widerständen und Kapazitäten abhängen, und die somit eine grössere Konstanz aufweisen, als dies bei Röhrenschaltungen der Fall ist, deren Eigenschaften nie linear sind und stets von Heizung und Gittervorspannungen abhängen. Die kleinen Funkenstrecken sind Schaltorgane, die bei bestimmter Spannung den Stromkreis schliessen und ihn nach Entladung der parallelen Kapazität wieder öffnen. Sie sind sehr

einfach, robust und, sofern sie in Luft arbeiten, auch leicht regulierbar. Wo es auf genau konstante Zündspannung ankommt, wie z. B. bei der Sperrfunkenstrecke F_b , kann diese mit Vorteil durch eine Glimmlampe mit passender Zündspannung und beliebig kleiner Löschspannung ersetzt werden.

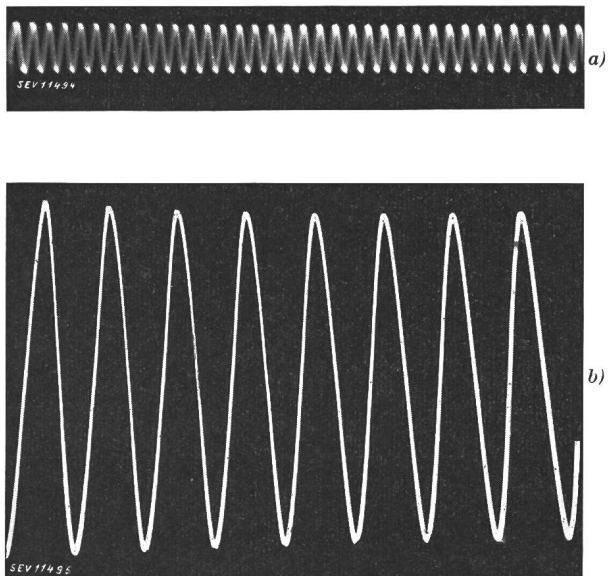


Fig. 9.

Oszillogrammbeispiel einer Wechselspannung, die mit der neuen Schaltung für lineare Zeitablenkung aufgezeichnet ist

a Eichfrequenz 25 kHz

b Eichfrequenz 50 Hz

Man beachte die auf der Mittellinie (Nulllinie) zu messende, genaue Linearität des Zeitmaßstabs. Infolge der Fehler des Ablenksystems lässt sich diese Präzision bei grossen Messamplituden (Fig. 9b) bereits nicht mehr voll ausnützen.

Die Eichung der Zeitaxe geschieht am einfachsten durch Aufzeichnung einer genau bekannten, z. B. quartzesteuerten Frequenz. Wie schon eingangs gezeigt, spielt die Höhe der Strahlspannung U hierbei keine Rolle. Denn bei langsamen Strahlspannungsänderungen, wie solche von Schwankungen der speisenden Netzspannung herrühren, verhält sich der KO mit der gezeigten Relaischaltung wie ein Zweipol. Sein Zeitmaßstab in $\mu\text{s}/\text{mm}$ oder ms/mm hängt nur ab von den Widerständen R und Kapazitäten C und von der KO-Konstruktion, vor allem von der Länge und Distanz der Ablenkplatten, aber nicht von der Strahlspannung. — Ändert jedoch die Strahlspannung während eines Durchlaufens der Zeitaxe, dann entstehen Unregelmässigkeiten, weil die Aufladespannung des Zeitkondensators sich nicht sofort der plötzlich geänderten Strahlspannung anpassen kann. Doch sind derart rasche Strahlspannungsänderungen selbst-

verständlich auch wegen der damit veränderten Empfindlichkeit der Messablenkung unbrauchbar.

VI.

Anwendung und Ausblick. Mit der neuen Zeitablenkeinrichtung scheint es möglich zu sein, selbst die Präzision der bisher genauesten, nämlich der mit rotierender Filmtrommel gewonnenen Zeitaxen zu erreichen. Dabei ist aber mit der elektrischen Ablenkung der Vorteil verbunden, dass sie grundsätzlich höhere Ablenkgeschwindigkeiten erlaubt, als die mechanische Filmbewegung. So wird z. B. die Filmbewegung entsprechend einer Zeitaxe von 150 mm Länge, die in 1 ms überschrieben wird und somit 150 m/s Filmgeschwindigkeit ergäbe, praktisch nicht mehr möglich sein. Doch liegt der Vorteil der neuen Schaltung viel weniger bei hohen Ablenkgeschwindigkeiten, für welche die exponentielle Ablenkung sich besser eignet, als im Wegfall der rotierenden Trommel überhaupt. Diese war im Betrieb des KO nie beliebt, weil nach jeder Aufnahme der Film samt Trommel aus dem Vakuum herausgeholt werden musste. Die elektrische, genau lineare Zeitablenkung erlaubt, wie die bekannte exponentielle Ablenkung, beliebig viele Aufnahmen im Vakuum auf einem Filmband zu machen und das Band nach Belieben herauszuschleusen, sobald dies gewünscht wird. Darüber soll später berichtet werden. Sodann erlaubt die lineare Ablenkung Zeitintervalle aufzuzeichnen, die bisher mit der exponentiellen Skala nicht erhältlich waren, nämlich Zeiten oberhalb von ca. 1 ms. Durch Kombination beider Schaltungen in einem universellen «Zeitrelais» ist der KO in der Lage, Vorgänge über folgenden Zeitskalen aufzuzeichnen: Von ca. 1 μs bis ca. 1 ms über der exponentiellen oder logarithmischen Skala; von ca. 1 ms bis über 1 s über der linearen Skala.

Dadurch wird die Anwendung des KO in vielen Fällen möglich, in denen bisher der Schleifen-Oszillograph mit rotierender Filmtrommel verwendet wurde. Selbst in jenen Fällen, wo bisher mit Schleifen-Oszillographen und ablaufendem Filmband gearbeitet wurde, scheint der KO mit linearer Zeitablenkung und genügend grosser überschriebener Filmfläche einfacher und rationeller zu arbeiten, weil einmal kein Verschluss mechanisch geöffnet werden muss, und weil sich andererseits die bisher vergeudeten, vor und nach dem aufzunehmenden Vorgang beleuchteten Filmlängen dadurch sparen lassen. — Das beschriebene, neue «Universal-Zeitrelais» für KO wird zur Zeit von der Forschungs-kommission des SEV und VSE für Hochspannungsfragen (FKH) ausgeführt.