Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 14 (1923)
Heft: 3

Artikel: Ableitung und Wanderwellen [Fortsetzung und Schluss]
Autor: Breitfeld, C.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1057573

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

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

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

Download PDF: 13.08.2025

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

$$C = \frac{1}{2\,v^2\,ln\left(4\,\frac{k}{\vartheta}\right)}\,. \tag{34}$$

Damit und mit Gleichung (28) ergibt sich der Erdstrom nach (33) zu

$$i = \frac{\omega\,l\,e}{2\,v^2\,ln\left(4\,\frac{k}{\vartheta}\right)}\,. \tag{35}$$

Er ist nicht nur proportional der von der Hochspannung influenzierten Spannung und der beeinflussten Leitungslänge, sondern proportional auch der Frequenz, so dass Oberwellen verhältnismässig stärkere Wirkungen äussern. Da das Ohr für sie empfindlicher ist, so können sie erhebliche Störungen im Sprechkreise hervorrufen, auch wenn sie in der Hochspannungskurve nur schwach vertreten sind.

Eine Influenzspannung von $e = 100$ Volt ergibt $l = 10$ km Leitungslänge, $k =$ 5 m Leitungshöhe und $\vartheta = 4$ mm Drahtdurchmesser bereits bei der Grundfrequenz von 50 Per/sek, also $\omega = 314$, einen Erdstrom

$$i = \frac{314 \cdot 100 \cdot 10^8 \cdot 10 \cdot 10^5}{2 \cdot 3^2 \cdot 10^{20}\,ln\left(4\,\frac{500}{0{,}4}\right)} \cdot 10^{-1} = 2{,}05 \cdot 10^{-5}\ \text{Amp.},$$

der schon ein lästiges Geräusch im Hörer hervorruft.

Literaturverzeichnis.

F. Schrottke, E. T. Z. 1907, Seite 685.
H. Behn-Eschenburg, E. T. Z. 1908, Seite 925.
O. Brauns, E. T. Z. 1908, Seite 377.
F. Marguerre, E. T. Z. 1912, Seite 1209.
O. Brauns, E. T. Z. 1913, Seite 116.
O. Brauns, Telegraphen- und Fernsprechtechnik. 1919, Seite 61.
W. Lienemann, Telegraphen- und Fernsprechtechnik. 1919, Seite 173.
Schwedische Eisenbahndirektion, Untersuchungen über Schwachstromstörungen. München und Berlin, 1920.
Kalifornische Eisenbahnverwaltung, E. T. Z. 1921, Seite 1261.

Ableitung und Wanderwellen.

Von Prof. Dr. *C. Breitfeld,* Prag.

(Fortsetzung und Schluss.)

Nachdem der Autor in einem ersten Teile[1]) die Theorie der Wanderwellen unter Berücksichtigung der Ableitung entwickelt hat, zeigt er in diesem Teile an verschiedenen Beispielen, dass bei sehr langen Leitungen (von mehreren tausend km) auch ohne Berücksichtigung der Ableitung keine Schaltüberspannungen entstehen und dass bei kürzeren Leitungen, wie sie heute gebräuchlich sind, diese Ueberspannungen durch eine künstliche Erhöhung der Ableitung ebenfalls zum Verschwinden gebracht werden können.

[1]) *Siehe Bulletin 1923, No. 2, Seite 83 u. ff.*

Dans une première partie[1]) l'auteur nous a donné la théorie des ondes perturbatrices en tenant compte de l'isolement imparfait. Dans la seconde partie il démontre à l'aide de plusieurs exemples que dans le cas de longues lignes (plusieurs milliers de km) même parfaitement isolées, il ne se produit pas de surtensions et que dans le cas de lignes plus courtes ces surtensions peuvent être supprimées en diminuant l'isolement artificiellement.

[1]) *Voir Bulletin 1923, No. 2, page 83 et suivants.*

Wir wollen nun drei Beispiele einer Zweidrahtleitung betrachten. Es sei:

Drahtradius: $\varrho = 4$ mm; Drahtabstand: $D = 100$ cm; Material: Kupfer.

Dann ist: $r = 0{,}68\ \Omega/\text{km}$; $L = 25 \cdot 10^{-4}\ H/\text{km}$; $C = 0{,}00445 \cdot 10^{-6}\ F/\text{km}$.

Wir setzen zunächst

$$(1) \quad g = 0$$

Dann ist nach (22)

$$\gamma = \frac{r}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} = 4{,}5 \cdot 10^{-4}.$$

Soll also auf unserer Leitung die erste zeitliche Schwingung verlöschen, so muss mindestens sein:

$$l = \frac{\pi}{2}\frac{1}{\gamma} = \frac{1{,}57}{4{,}5} \cdot 10^4 = 3500 \text{ km}.$$

Wir wollen, um den Uebergang vom periodischen zum aperiodischen Gliede genau zu verfolgen, zwei Fälle studieren, die in der Nähe dieses Ueberganges liegen.

Erstes Beispiel.

$$l = 3400 \text{ km}$$

Es ist also:

$$l < \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\gamma}$$

und wir haben daher noch immer sämtliche zeitlichen Schwingungen auf der Leitung. Es gelten somit für den veränderlichen Zustand die Gleichungen (14d) und (15d).

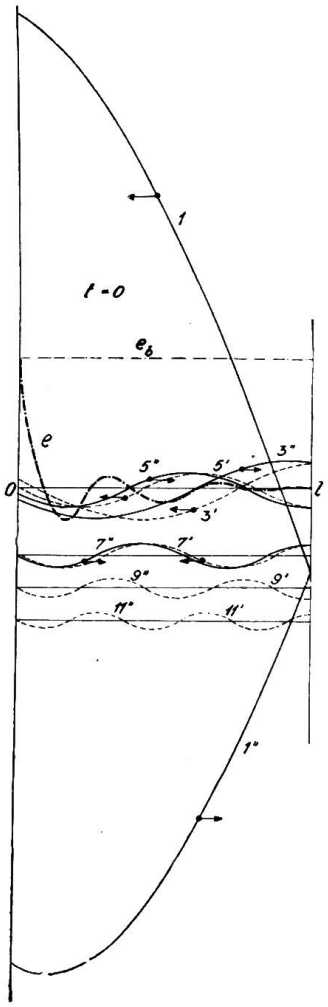

Fig. 1

Die Figuren 1 bis 5 stellen den Ladevorgang bezüglich der Spannung dar, indem wir die einzelnen Harmonischen sinngemäss mit ihren Geschwindigkeiten über die Leitung laufen lassen.

Zur Darstellung sind nur die ersten sechs Harmonischen benützt. Die hierdurch bedingte Unvollkommenheit der Darstellung zeigt Fig. 1 ($t = 0$). Bei Erfassung sämtlicher Harmonischen müsste natürlich für $t = 0$ der Spannungszustand

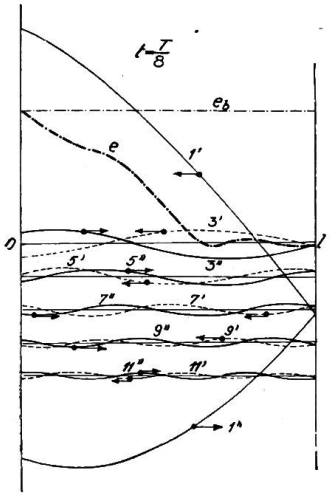

Fig. 2

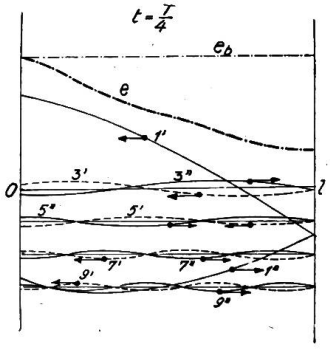

Fig. 3

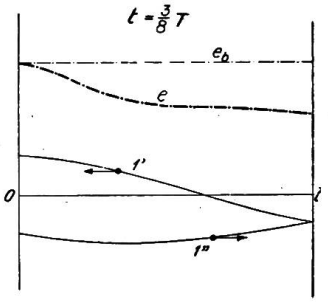

Fig. 4

auf der ganzen Leitung Null sein, ausgenommen $x = 0$ wo ja die Spannung den aufgezwungenen Wert E der Stromquelle hat.

Wir sehen im Bilde eine von E steil abfallende Linie, die um die Abszisse oszilliert. Die Ordinaten dieser Linie $(- \cdot -)$ sind gewonnen durch algebraische Summation der Ordinaten des Beharrungszustandes (wegen $g = 0$ die Gerade im Abstande E) und der sämtlichen Harmonischen.

Nennen wir die Zeit, in welcher die schnellsten Harmonischen über die vierfache Leitungslänge laufen, T. Diese schnellsten Harmonischen haben die Geschwindigkeit

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{25 \cdot 0{,}00445}} \cdot 10^5 = 299800 \text{ km/sec.}$$

Sie laufen also über die halbe Leitungslänge d.i. 1700 km in der Zeit

$$\frac{T}{8} = 0{,}00566 \text{ sec.}$$

Die Figuren 1 bis 5 zeigen den Vorgang in der Zeit Null bis $\frac{T}{2}$. Für die Grundwelle gilt:

$$m_1 = \frac{\pi}{2}\frac{1}{l} = 4{,}61 \cdot 10^{-4}; \quad \frac{\gamma^2}{m_1^2} = 0{,}97; \quad n_1 = \frac{m_1}{\sqrt{LC}}\sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{m_1^2}} = 23{,}9$$

$$v_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}\sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{m_1^2}} = 51\,900 \text{ km/sec.}$$

Wir sehen die geringe Schwingungsfrequenz oder geringe Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Grundwelle.

Ferner ist:

$$a = \frac{r}{2L} = \frac{0{,}68}{50} \cdot 10^4 = 136;$$

also:

$$\delta_1 = arc\,tg\,\frac{a}{n_1} = arc\,tg\,\frac{136}{23{,}9} = 80^0\,3'.$$

Die Amplitude der Grundwanderwelle ist:

$$\frac{E}{l}\,\frac{\sqrt{n_1^2 + a^2}}{n_1\,m_1} = 3{,}69\,E.$$

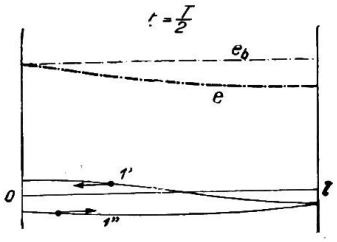

Fig. 5

Wir sehen also zwei Wellen von hoher Amplitude, fast um π in der Phase gegeneinander verschoben, im Momente $t = 0$ über der Leitung stehen, die sich nun mit geringer Geschwindigkeit, gedämpft, in entgegengesetzten Richtungen zu bewegen beginnen.

Für die nächsten Harmonischen gilt:

$$m_3 = 3\,m_1 = 13{,}83 \cdot 10^{-4}; \quad \frac{\gamma^2}{m_3^2} = 0{,}108; \quad n_3 = 392; \quad \delta_3 = 19^0\,9';$$

$v_3 = 282\,000$ km/sec. Amplitude$_3 = 0{,}226\,E$; $\varepsilon^{-a\frac{T}{8}} = 0{,}463$; $m_5 = 23{,}05 \cdot 10^{-4}$;

$n_5 = 677$; $\delta_5 = 11^0\,22'$; $v_5 = 294\,000$; Amplitude$_5 = 0{,}13\,E$; $\varepsilon^{-a\frac{T}{4}} = 0{,}215$;

$n_7 = 957$; $\delta_7 = 8^0\,5'$; $v_7 = 297\,000$; Amplitude$_7 = 0{,}092\,E$; $\varepsilon^{-a3\frac{T}{8}} = 0{,}1$

usw.

In den Figuren 2 bis 5 sind die einzelnen Phasen des Vorganges in Zeitintervallen von $\frac{T}{8}$ Sekunden dargestellt.

Sie zeigen, wie, durch die grosse Länge der Leitung, der Moment der Reflexion hinausgeschoben und daher mittlerweile der ganze Vorgang abgedämpft ist.

Die Spannung strebt allmählich dem Beharrungszustande zu, ohne dass es zu einer Ueberspannung auf der Leitung kommt.

Die Grundwelle, die ja sonst den grössten Beitrag liefert, ist viel zu langsam geworden; ehe sie das Leitungsende erreicht, ist sie auf den 0,000138fachen Betrag gedämpft, also bedeutungslos geworden.

Zweites Beispiel.

$$l = 3600 \text{ km}$$

Verlängern wir das Kabel über 3400 km hinaus, so haben wir gesehen, dass für $l = 3500$ km die Geschwindigkeit der Grundwelle Null geworden ist.

Wächst l über 3500 km, so ist die, jetzt stillstehende, Grundwelle durch den Ausdruck gegeben:

$$\frac{2E}{l}\frac{1}{n_1'}\,\varepsilon^{-\alpha t}\,\frac{m_1}{m_1^2+\lambda^2}\,sin\,(m_1 x)\,\{n_1'\,cosh\,(n_1' t) + \alpha\,sinh\,(n_1' t)\}$$

mit:
$$n_1' = \frac{m_1}{\sqrt{LC}}\sqrt{\frac{\gamma^2}{m_1^2} - 1}\,.$$

Für den veränderlichen Zustand gelten die Gleichungen (33) und (34). Die Figuren 6 bis 10 zeigen den Vorgang in gleicher Weise wie früher.

Wegen $g = 0$ ist

$$\lambda = \sqrt{rg} = 0$$

daher:
$$\frac{m_1}{m_1^2+\lambda^2} = \frac{1}{m_1} = \frac{2l}{\pi}\,.$$

Für die stillstehende Grundwelle gilt jetzt:

$$m_1 = \frac{\pi}{2}\frac{1}{l} = 4{,}36 \cdot 10^{-4}; \qquad \frac{\gamma^2}{m_1^2} = 1{,}031$$

$$n_1' = 4{,}045; \qquad \text{Amplitude}_{1\,(\text{für } t=0)} = \frac{2E}{l}\frac{1}{m_1} = \frac{4E}{\pi} = 1{,}275\,E\,.$$

Wir finden für die Grundwelle eine, nur mässig gedämpfte, stillstehende Sinuslinie, die sich jederzeit vom Beharrungszustande subtrahiert.

Für die periodischen Funktionen (Wanderwellen) gilt:

$m_3 = 3\,m_1 = 13{,}08 \cdot 10^{-4}$; $n_3 = 369$; $\delta_3 = 20^0\,16'$; $v_3 = 282\,000$ km;
Amplit.$_3 = 0{,}226\,E$; $n_5 = 640$; $\delta_5 = 12^0 2'$; $v_5 = 293\,000$; Amplit.$_5 = 0{,}130\,E$ usw.

Für die Darstellung sind die ersten sieben Harmonischen verwendet. Zwischen den Figuren 6 bis 10 liegen dieselben Zeitintervalle $\frac{T}{8}$ wie früher. Die Dämpfungsfaktoren $\varepsilon^{-\alpha t}$ sind daher ebenfalls dieselben.

Wir sehen gegenüber den Figuren 1 bis 5 nur einen „quantitativen" Unterschied. Der Uebergang vom periodischen zum aperiodischen Zustand der Grundwelle geschieht ganz allmählich.

Die Figuren 6 bis 10 zeigen natürlich wieder, infolge der beschränkten Zahl der verwendeten Harmonischen, dieselben Unvollkommenheiten wie Fig. 1 bis 5.

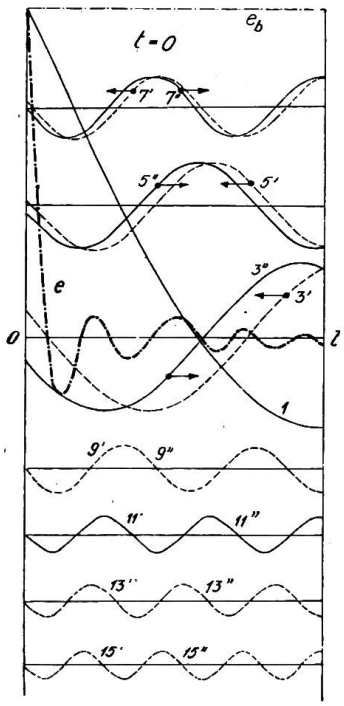

Fig. 6

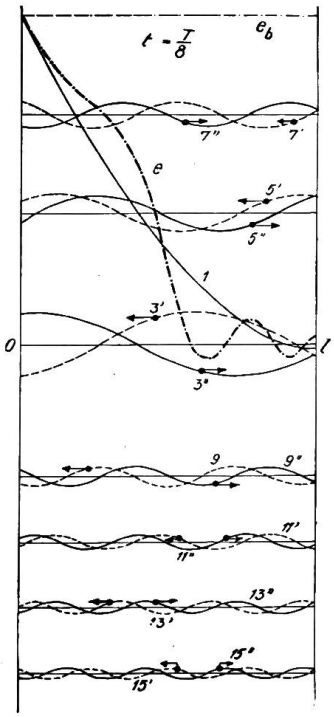

Fig. 7

In den Figuren 12 bis 16 gebe ich die viel einfachere, aber nur angenähert richtige Darstellung, indem ich die halbe Differenz des Beharrungszustandes und der Grundwelle, als Wanderwellen, nach rechts und nach links mit der maximalen Geschwindigkeit schreiten lasse. Hierbei sind natürlich die Phasendifferenzen und die ungleichen Geschwindigkeiten der einzelnen Harmonischen nicht berücksichtigt. Die Darstellung ist zulässig, da die grösste Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der langsamsten (3) und schnellsten (∞) Welle nur

$$\frac{299{,}8 - 282}{299{,}8}\,100 \sim 6\,\%$$ beträgt.

Die Form der Wanderwellen und ihre Lage für $t = 0$ zeigt Fig. 11. Die Funktionen $sin\,(m_k x)$ sind ja symmetrisch zu l und ändern bei $2\,l$ ihr Vorzeichen.

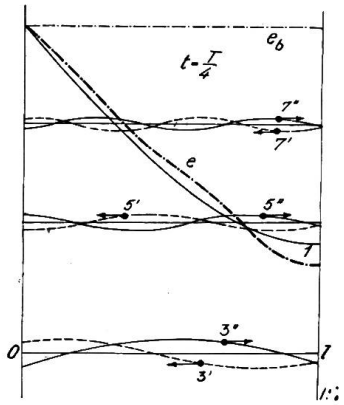

Fig. 8

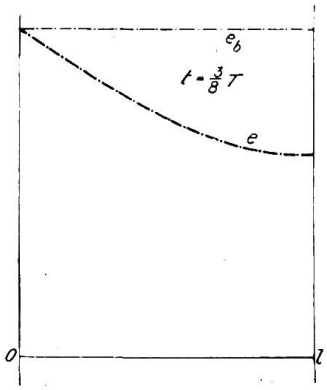

Fig. 9

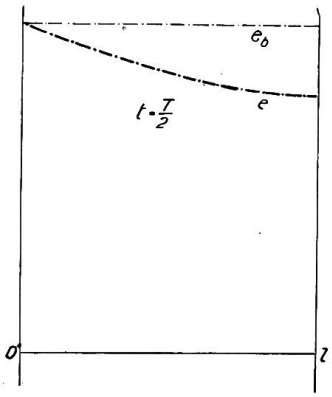

Fig. 10

Die beiden Beispiele zeigen uns, wie sich der Ladungsvorgang mit wachsender Länge der Leitung der „Aperiodizität", welche jede Spannungserhöhung ausschliesst, nähert.

Wir nehmen aus dem Vorangegangenen zur Kenntnis, dass der Ladungsvorgang zuverlässig keine Spannungserhöhung mehr zeigt, wenn die Grundwelle zum Stillstand gekommen ist.

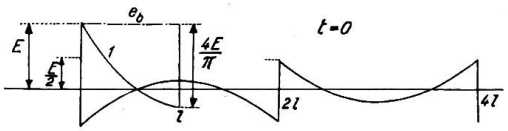

Fig. 11

Drittes Beispiel.

Wir hatten im letzten Beispiel die Ableitung $g = 0$ angenommen und hatten das Verlöschen der zeitlichen Grundschwingung, das Stillsetzen der Grundwanderwellen durch Verlängerung der Leitung bewerkstelligt.

Nun wollen wir den Fall $g > 0$ untersuchen und dabei eine geringe Leitungslänge voraussetzen

$$(2) \qquad g > 0; \quad l = 30 \text{ km}.$$

Dann ist wie früher die Bedingung für das Verlöschen der Grundwelle:

$$\frac{\gamma^2}{m_1^2} > 1$$

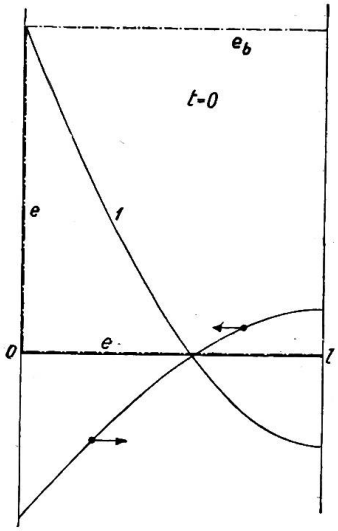

Fig. 12

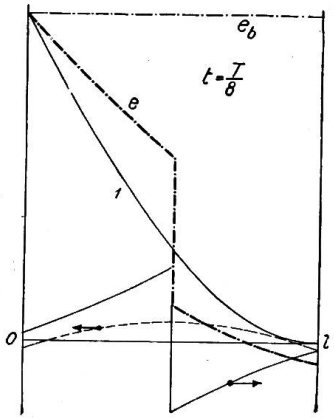

Fig. 13

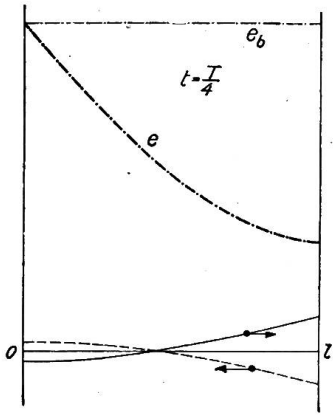

Fig. 14

oder mit Rücksicht auf den Wert von γ:

$$g \gtreqless \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{C}{L}} + r \frac{C}{L}. \tag{38}$$

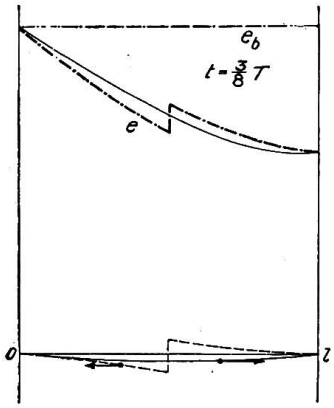

Fig. 15

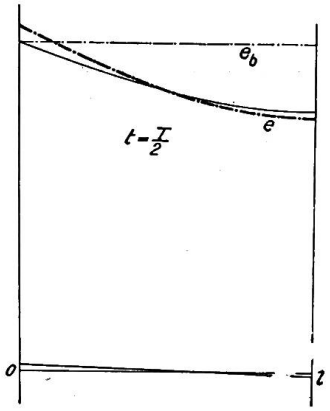

Fig. 16

Das ist für unsere angenommene Leitung:

$$g \gtreqless 1{,}41 \cdot 10^{-4}$$

entsprechend einem Isolationswiderstand von 7000 Ω/km; eine Grösse, die bei Ueberschreiten der kritischen Spannung (Korona) denkbar ist.

Wir wollen nun für unsere Leitung annehmen:

$$g = 1{,}47 \cdot 10^{-4}$$

dann gelten auch wieder für e_v und i_v die Gleichungen (33) und (34) für e_b und i_b aber die Gleichungen (8).

Es war: $\lambda = \sqrt{rg} = \sqrt{0{,}68 \cdot 1{,}47 \cdot 10^{-4}} = 0{,}01$

somit: $\lambda l = 0{,}01 \cdot 30 = 0{,}3; \quad \varepsilon^{2\lambda l} = 1{,}82$

Mit diesen Werten ist nach Gleichung (8) der Beharrungszustand e_b in den Figuren 17—21 und i_b in den Figuren 22—26 dargestellt.

Für den veränderlichen Zustand interessieren uns vor allem die Werte

$$a = \frac{rC + gL}{2LC} = 1{,}345 \cdot 10^4$$

und

$$\gamma^2 = \left\{\frac{rC - gL}{2\sqrt{LC}}\right\}^2 = 29{,}9 \cdot 10^{-4}.$$

Für die stillstehende Grundwelle ist:

$$m_1 = \frac{\pi}{2}\frac{1}{l} = 5{,}23 \cdot 10^{-2}; \qquad \frac{\gamma^2}{m_1^2} = 1{,}09; \qquad n_1' = \frac{m_1}{\sqrt{LC}}\sqrt{\frac{\gamma^2}{m_1^2} - 1} = 4680$$

$$\lambda^2 = 1 \cdot 10^{-4}; \qquad \text{somit:} \qquad \underset{(\text{für } t=0)}{\text{Amplitude}_1} = E\frac{2}{l}\frac{m_1}{m_1^2 + \lambda^2} = 1{,}23\,E\,.$$

Für die dritte Harmonische, die Wanderwelle niedrigster Ordnungszahl, ist:

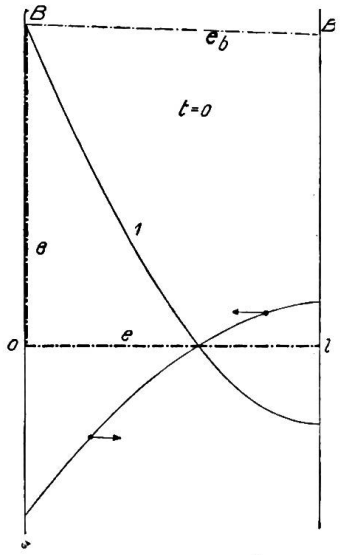

Fig. 17

$$m_3 = 3\,m_1 = 0{,}1569; \qquad \frac{\gamma^2}{m_3^2} = 0{,}121; \qquad n_3 = 4{,}41 \cdot 10^4$$

$$v_3 = \frac{1}{\sqrt{LC}}\sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{m_3^2}} = 281\,000 \text{ km/sec.}$$

Wir sehen, dass die langsamste Wanderwelle bereits eine so grosse Geschwindigkeit hat, dass wir ohne zu grossen Fehler von der in den Figuren 12 bis 16 gegebenen Annäherungsdarstellung Gebrauch machen können.

Die Ordinaten der beiden resultierenden Wanderwellen sind also für $t = 0$ (Fig. 17) gleich der halben Differenz des Beharrungszustandes und der Grundwelle. Die eine läuft nach links, die andere nach rechts mit der angenäherten Geschwindigkeit 299 800 km.

Nun ergibt sich die Zeit $\frac{T}{8}$ in welcher die halbe Leitung durchlaufen wird mit:

$$\frac{T}{8} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ sec.}$$

Für Fig. 18 ist:

$$\alpha t = \alpha\frac{T}{8} = 1{,}354 \cdot 10^4 \cdot 5 \cdot 10^{-5} = 0{,}677; \qquad \text{also:} \qquad \varepsilon^{-\alpha\frac{T}{8}} = 0{,}508\,.$$

D. h.: Die Ordinaten der Wanderwellen sind zur Zeit wo die elektrische Störung bis zur Leitungsmitte vorgeschritten ist, auf den 0,508fachen Betrag gedämpft.

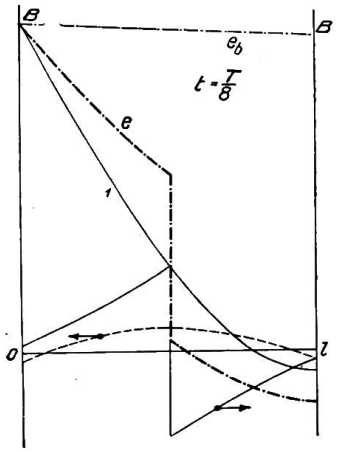

Fig. 18

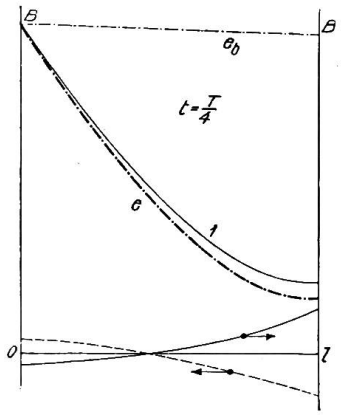

Fig. 19

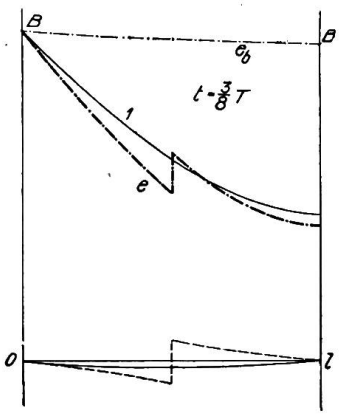

Fig. 20

Die Amplitude der stehenden Welle ist gedämpft auf:

$$\text{Ampl.}_1 = \frac{2E}{30} \cdot 0{,}508\,\frac{1}{4680}\,\frac{5{,}23 \cdot 10^{-2}}{28{,}4 \cdot 10^{-4}}\{4680\,\cosh(0{,}234) + 13\,450\,\sinh(0{,}234)\} = 1{,}06E.$$

In Fig. 19 ist: $\varepsilon^{-a\frac{T}{4}} = 0{,}258$, Ampl.$_1 = 0{,}792\,E$,

in Fig. 20: $\varepsilon^{-a\frac{3}{8}T} = 0{,}132$, Ampl.$_1 = 0{,}555\,E$,

in Fig. 21: $\varepsilon^{-a\frac{T}{2}} = 0{,}0667$, Ampl.$_1 = 0{,}373\,E$.

Wir sehen für die Entwicklung des Spannungszustandes jetzt fast genau dasselbe Bild wie in den Figuren 12 bis 16.

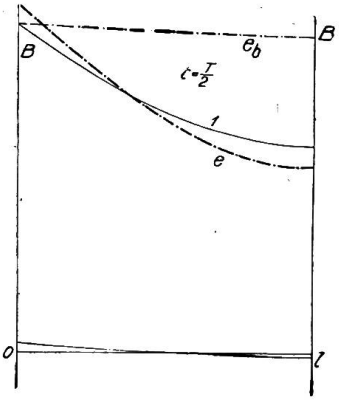

Fig. 21

War im letzteren Falle der Moment der Reflexion so lange hinausgeschoben worden bis der Vorgang schon stark abgedämpft war, so ist im ersteren Falle durch die grosse Ableitung dem Elektronenstrome ein Ventil geöffnet, welches die Ausbildung einer Ueberspannung verhindert.

In den Figuren 22 bis 26 ist der Verlauf der Stromstärke dargestellt. Auch hier ist dieselbe angenäherte Darstellungsweise wie vorher gewählt. D. h. die Ordinaten der beiden resultierenden Wanderwellen sind angesehen als die halben Differenzen des Beharrungszustandes und der „aperiodisch" gewordenen Grundwelle nach Gleichung (37).

In Fig. 22 ($t = 0$) ergibt sich die Amplitude der stillstehenden Grundwelle aus:

$$\text{Stromamplit.}_1 = \frac{2E}{l}\,\frac{1}{n_1'}\,\frac{1}{m_1^2 + \lambda^2}\,B_1'.$$

Nach (32) war: $B_1' = n_1' g = 4680 \cdot 1{,}47 \cdot 10^{-4} = 0{,}688$.

Somit: $\text{Stromampl.}_1 = 0{,}344\,E \cdot 10^{-2}$.

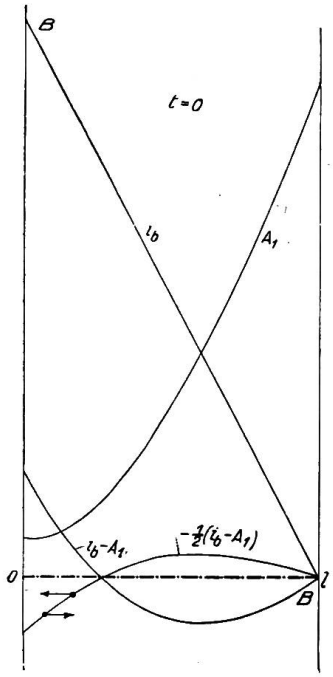

Fig. 22

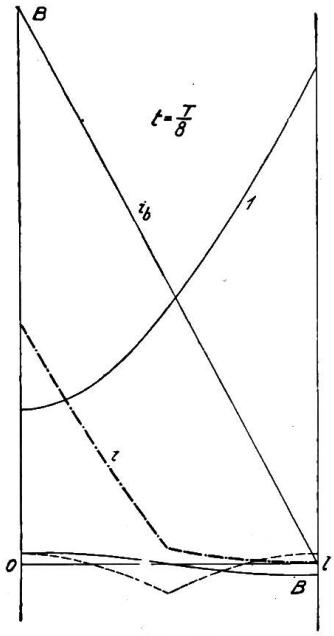

Fig. 23

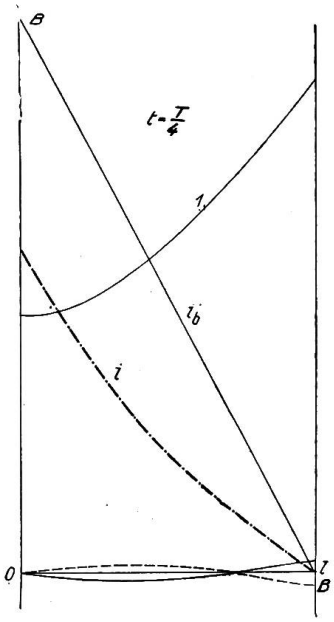

Fig. 24

Der Beharrungszustand i_b aber ergibt sich für $x = 0$ mit

$$i_{b_{(x=0)}} = 0{,}427\,E \cdot 10^{-2}.$$

Aus diesen beiden Werten ist der Masstab der Darstellung bestimmt. Nach (37) ist für $t = 0$

$$0 = i_b - \frac{2E}{l}\frac{1}{n_1'}\frac{B_1'}{m_1^2+\lambda^2}\cos(m_1 x) - 2\frac{E}{l}\sum_1^{\infty}\frac{B_k}{n_k}\frac{1}{m_k^2+\lambda^2}\cos(m_k x).$$

D. h. die negative halbe Differenz des Beharrungszustandes und der stillgesetzten Grundwelle ergibt die Form der Wanderwellen, von denen sich die eine nach rechts, die andere nach links bewegt.

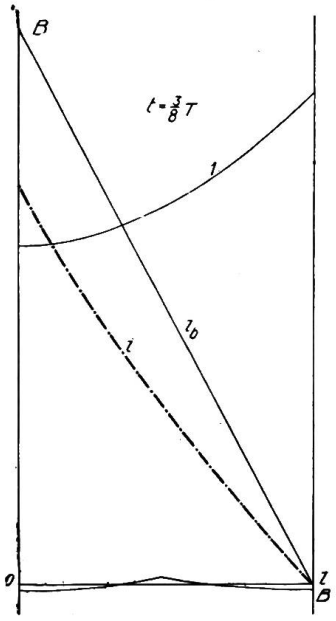

Fig. 25

Wegen:

$$\cos(m_k x) = \cos\left\{(2k+1)\frac{\pi}{2}\frac{x}{l}\right\}$$

welche Funktion zu $x = 2l$ symmetrisch ist und in $x = l$, $3l$ usw. das Zeichen ändert, ergibt sich Gestalt und Lage der Stromwanderwellen nach Fig. 27.

In Fig. 23

$$\left(t = \frac{T}{8}\right) \text{ ist: } \quad \varepsilon^{-\alpha t} = 0{,}508.$$

Von den Wanderwellen hat sich die gestrichelte um $\frac{l}{2}$ nach rechts, die andere um ebensoviel nach links verschoben und ihre Ordinaten sind auf den 0,508 fachen Betrag abgedämpft.

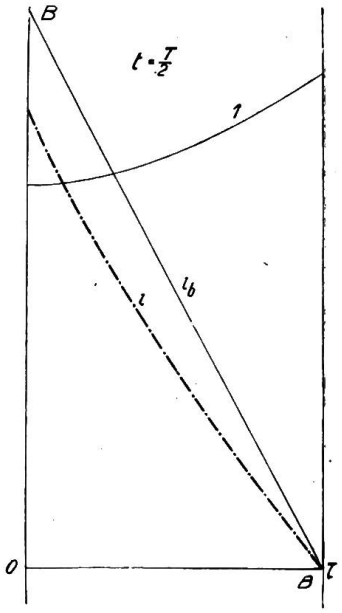

Fig. 26

Die Amplitude der Grundwelle ist aber:

$$\text{Stromamplit.}_1 = \frac{2E}{l}\,\varepsilon^{-\alpha t}\,\frac{1}{n_1'}\,\frac{1}{m_1^2+\lambda^2}\{A_1'\sinh(n_1' t) - B_1'\cosh(n_1' t)\}.$$

Nach (32) ist:

$$A_1' = (\alpha^2 - n_1'^2)\,C - \alpha g = (1{,}345^2\cdot 10^8 - 0{,}468^2\cdot 10^8)\cdot 44{,}5\cdot 10^{-10} - 1{,}345\cdot 1{,}47$$

$$A_1' = -\,1{,}27; \qquad B_1' = 0{,}688$$

Es ergibt sich somit:

$$\text{Stromamplit.}_1 = E\frac{2}{30}\cdot 0{,}508\,\frac{1}{4680}\,\frac{1}{28{,}4\cdot 10^{-4}}\{-1{,}27\sinh(0{,}234) - 0{,}688\cosh(0{,}234)\}$$

$$= -\,0{,}256\,E\cdot 10^{-2}.$$

In gleicher Art ergibt sich in

Fig. 24 $\left(t = \frac{T}{4}\right)$: Stromamplit.$_1$ $= -\,0{,}178\,E\cdot 10^{-2}$,

Fig. 25 $\left(t = \frac{3}{8}T\right)$: Stromamplit.$_1$ $= -\,0{,}116\,E\cdot 10^{-2}$,

Fig. 26 $\left(t = \frac{T}{2}\right)$: Stromamplit.$_1$ $= -\,0{,}083\,E\cdot 10^{-2}$.

Die Figuren zeigen das allmähliche Anwachsen des Stromes zum Beharrungszustande, der durch die Linie BB gegeben ist.

Die vorangegangenen mathematischen Erwägungen sagen nun folgendes:

Die Wanderwellen niedrigster Ordnungszahl, aber grösster Amplitude, die daher von entscheidendem Einflusse auf die Ueberspannungen sind, können durch zwei Mittel unschädlich gemacht, bezw. vernichtet werden.

1. Durch Verlängerung der Leitung.
2. Durch Vergrösserung der Ableitung.

Da das erste Mittel für Leitungen gegebener Länge natürlich nicht in Betracht kommt, so bleibt das zweite übrig.

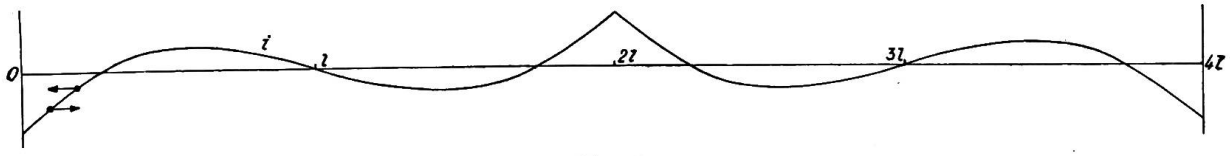

Fig. 27

Durch genügende Vergrösserung der Ableitung wird nicht nur der Dämpfungsexponent vergrössert. Es werden die gefährlichsten Wanderwellen zum Stillstand gebracht bezw. so verlangsamt, dass jede Ueberspannung verhindert wird. Ausserdem wird dadurch die Wellenfront der vordringenden Spannung stark abgeflacht.

Diese Erwägung verweist den Ueberspannungsschutz in das Zeichen der Ableitung.

Die Grösse „Ableitung" setzt sich zusammen aus der Ableitung gegen Erde, d. i. mangelhafte Isolation gegen Erde und aus jenem Teile, welcher den Strahlungsverlusten, die unter dem Kollektivbegriff „Koronaverluste" zusammengefasst werden, entspricht.

Ist nun eine Leitung so gebaut, dass ihre „kritische" Koronaspannung mit der Betriebsspannung zusammenfällt, so wird sie auf jede Spannungserhöhung automatisch durch lebhafte Erhöhung der Grösse „Ableitung" reagieren. Drückt man diese Spannungserhöhung in Prozenten der Betriebsspannung aus, so ist ersichtlich, dass bei Höchstspannungsleitungen die Vergrösserung der Ableitung am grössten wird.

Unsere Erläuterungen geben also den mathematischen Beweis dafür, dass Höchstspannungsleitungen, die in bezug auf Korona richtig gebaut sind, eines Ueberspannungsschutzes nicht bedürfen.

Die Forderung, dass die Leitung in bezug auf Korona richtig gebaut sei, verlangt nun allerdings viel eingehendere Studien der Koronaerscheinung, als sie bis heute vorliegen. Ferner ist es bedeutungsvoll, die elektrische Feldstärke auf einem möglichst grossen Teil des Leitungsumfanges zu einem Maximum zu steigern, was durch passende Anordnung und Wahl des Erdseiles geschehen kann.

Auf Grund dieser Ueberlegungen hat der Verfasser mit der Firma Kolben & Co. einige Ideen zum Ueberspannungsschutz für Fernleitungen entwickelt und in der tschechoslowakischen Republik zum Patente angemeldet. Diese Ideen fussen nicht auf einem „lokalisierten Sprühschutz", sondern auf der automatischen Aufzwingung der Leitungsdate „Ableitung" auf der ganzen Leitung.

In ähnlicher, wenn auch weit schwierigerer und verwickelterer Weise wurde das entsprechende Wechselstromproblem behandelt.

Ich bin mir wohl bewusst, dass diese Untersuchung den Tatsachen nur „näher" kommt. Es ist in der Entwicklung die Ableitung g als konstante, stets vorhandene Grösse angenommen. In Wahrheit — speziell auf der Freileitung — ist aber g eine Funktion der Spannung, also: $g = f(e)$.

Die Ausgangsdifferentialgleichung (2) lautet also richtig:

$$-\frac{\partial i}{\partial x} = f(e)\, e + C \frac{\partial e}{\partial t}.$$

Erst wenn $g = f(e)$ einwandfrei festgestellt ist, wird sich die Lösung dieser Gleichung lohnen.