

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Telegraphen- und Telephonverwaltung = Bulletin technique / Administration des télégraphes et des téléphones suisses = Bollettino tecnico / Amministrazione dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Telegraphen- und Telephonverwaltung

Band: 15 (1937)

Heft: 3

Artikel: Ueber die Temperaturabhängigkeit von Wellenwiderstand und Dämpfung pupinisierte Leitungen

Autor: Goldschmidt, R.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-873417>

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: 16.01.2026

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

Ueber die Temperaturabhängigkeit von Wellenwiderstand und Dämpfung pupinisierten Leitungen.

Von R. Goldschmidt.

Mitteilung aus dem Laboratorium der S. A. des Câbleries et Tréfileries, Cossonay-Gare.

DK 621.315.21.054.3 = 3

Pupinisierte Fernsprechleitungen sind passive Vierpole und somit in ihren Uebertragungseigenschaften gekennzeichnet durch Wellenwiderstand und Fortpflanzungsmass. Da die pupinisierten Leitungen ferner die Eigenschaften von Filtern haben, ist noch die Grenzfrequenz von Bedeutung. Betrachten wir nur den Frequenzbereich unterhalb der Grenzfrequenz, den Durchlassbereich des Filters, so ist für diesen der Wellenwiderstand bis auf eine kleine imaginäre Komponente reell. Dagegen zerlegt sich das Fortpflanzungsmass γ nach der Definition:

$$\gamma = \beta + j\alpha$$

in Dämpfung und Phasenmass. Das Phasenmass, das die Laufzeit der Fernmeldeströme bestimmt, ist nur bei sehr langen Leitungen von Bedeutung. Für die nachfolgenden Ueberlegungen, die die Temperaturabhängigkeit der Leitungseigenschaften behandeln sollen, wollen wir uns also auf die reelle Komponente des Wellenwiderstandes und auf die Dämpfung beschränken. Nach bekannten Entwicklungen gilt für die Dämpfung:¹⁾

$$\beta = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\gamma^2}}$$

$$\beta' = \frac{1}{2} \left[(r' + r_0) \sqrt{\frac{C}{L+L_0}} + G \sqrt{\frac{L+L_0}{C}} \right]$$

$$r' = r \left(1 - \frac{2}{3} \gamma^2 \right)$$

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_0}; \quad \omega_0 = \frac{2}{s \sqrt{(L+L_0)C}}$$

für den Scheinwiderstand:

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{1-\gamma^2}}$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L+L_0}{C}}$$

Dabei sind r , G , L , C die kilometrischen Werte der Leitung, r_0 und L_0 die auf den Kilometer bezogenen Werte der Pupinspulen. Ferner ist s der Spulenabstand, ω_0 die Grenzfrequenz und Z_0 der Kennwiderstand der Leitung (Kennwiderstand ist der Wellenwiderstand für die Frequenz Null).

Es soll nun bestimmt werden, wie sich Wellenwiderstand und Dämpfung in Abhängigkeit von der Temperatur ändern. Dabei soll die Temperaturabhängigkeit von Widerstand, Ableitung, Induktivität und Kapazität experimentellen Befunden gemäss als linear, wie folgt angesetzt werden:

$$\begin{aligned} r_t &= r (1 + a_r t) \\ r_{ot} &= r_0 (1 + a_r t) \\ G_t &= G_0 (1 + a_g t) \\ L_t &= L (1 + a_L t) \\ L_{ot} &= L_0 (1 + a_{L_0} t) \\ C_t &= C (1 + a_c t) \end{aligned}$$

¹⁾ H. F. Mayer, TFT 1927, S. 163.

Als Bezugstemperatur wird dabei zweckmässig 20° C gewählt.

Setzen wir diese Werte nun in die vorstehenden Gleichungen ein, so findet man, wenn man zuerst die Grenzfrequenz betrachtet:

$$\omega_{ot} = \frac{2}{s \{ [(L(1+a_L t) + L_0(1+a_{L_0} t)) C(1+a_c t)] \}^{1/2}}$$

L ist stets klein gegen L_0 . Man macht also keinen nennenswerten Fehler, wenn man setzt: $a_L = a_{L_0}$.

Man erhält dann:

$$\omega_{ot} = \frac{2}{s [(L+L_0)C]^{1/2} [(1+a_{L_0} t)(1+a_c t)]^{1/2}} = \frac{\omega_0}{[(1+a_{L_0} t)(1+a_c t)]^{1/2}}$$

Da die Temperaturänderung immer nur sehr klein ist, kann man die Glieder höherer als linearer Ordnung vernachlässigen und somit schreiben:

$$\omega_{ot} = \frac{\omega_0}{[1 + a_{L_0} t + a_c t]^{1/2}} = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2} (a_{L_0} + a_c) t \right)$$

Der Temperaturkoeffizient der Grenzfrequenz ist also:

$$a_{\omega_0} = -\frac{1}{2} (a_{L_0} + a_c)$$

Da, wie wir später sehen werden, a_{L_0} und a_c positiv sind, ist a_{ω_0} negativ, d. h. ω_0 nimmt mit steigender Temperatur ab. Man findet nun in gleicher Weise für den Kennwiderstand:

$$Z_{ot} = Z_0 \left(1 + \frac{1}{2} (a_{L_0} - a_c) t \right)$$

$$a_{Z_0} = \frac{1}{2} (a_{L_0} - a_c)$$

Der Kennwiderstand ist temperaturunabhängig, wenn $a_{L_0} = a_c$ ist.

Um nun die Temperaturabhängigkeit des Wellenwiderstandes berechnen zu können, müssen wir erst bestimmen wie $\sqrt{1-\gamma^2}$ von der Temperatur abhängt. Es gilt:

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{\omega}{\omega_{ot}} = \eta \left[1 + \frac{1}{2} (a_{L_0} + a_c) t \right] \\ \sqrt{1-\gamma_t^2} &= \sqrt{1-\gamma^2} [1 + (a_{L_0} + a_c) t] \\ &= \sqrt{1-\gamma^2} \sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{1-\gamma^2} (a_{L_0} + a_c) t} \\ &= \sqrt{1-\gamma^2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\gamma^2}{1-\gamma^2} (a_{L_0} + a_c) t \right) \end{aligned}$$

Daraus folgt dann:

$$Z_t = Z \cdot \frac{1 + \frac{1}{2} (a_{L_0} - a_c) t}{1 - \frac{1}{2} \frac{\gamma^2}{1 - \gamma^2} (a_{L_0} + a_c) t} = Z (1 + a_z t)$$

$$a_z = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - \gamma^2} a_{L_0} - \frac{1 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2} a_c \right]$$

Eine Pupinleitung wird nun zwischen $\gamma = 0$ und $\gamma = 0,75$ entsprechend γ^2 etwa zwischen 0 und 0,5 betrieben. Somit variieren die Faktoren bei a_{L_0} und a_c zwischen 1 und 2 bzw. zwischen 1 und 0. a_z kann also nicht für alle Frequenzen Null werden. Um ein kleines a_z im ganzen Frequenzbereich zu erhalten, ist es am günstigsten, wenn $a_{L_0} = \frac{1}{3} a_c$. Dann wird

für $\gamma^2 = 0$ bzw. 0,5 $a_z = \mp \frac{1}{3} a_c$. Wir werden aber später sehen, dass die Bedingung für ein kleines a_z im Widerspruch steht zur Bedingung für einen kleinen Temperaturkoeffizienten der Dämpfung.

Nun ist noch zu untersuchen, welchen Einfluss die Temperaturabhängigkeit des Wellenwiderstandes auf die Echodämpfung hat. Die Echodämpfung ist ja ein Mass für die Güte der Leitungsnachbildung bei mit Verstärkern betriebenen Leitungen und bestimmt somit die Stabilität (Pfeisicherheit) der Leitung. Definitionsgemäss gilt für die Echodämpfung der Leitung die Beziehung:

$$b_e = \ln \left| \frac{Z + R}{Z - R} \right|$$

Dabei ist Z der Wellenwiderstand der Leitung und R der Scheinwiderstand der Nachbildung. Ist nun:

$$Z = Z (1 + a_z t)$$

$$R = Z + \Delta Z$$

wobei ΔZ der Nachbildungsfehler ist, so wird:

$$b_e = \ln \left| \frac{2Z + \Delta Z + Z a_z t}{Z a_z t - \Delta Z} \right|$$

$$\cong \ln \left| \frac{2}{a_z t - \frac{\Delta Z}{Z}} \right|$$

Der relative Nachbildungsfehler $\frac{\Delta Z}{Z}$ vergrössert oder verkleinert sich also je nach dem Vorzeichen von $a_z t$.

Um die Temperaturabhängigkeit der Dämpfung zu berechnen, wollen wir zuerst den Einfluss der Ableitung vernachlässigen. Dann gilt:

$$\beta = \frac{\beta'}{\sqrt{1 - \gamma^2}}$$

$$= \frac{\left[r \left(1 - \frac{2}{3} \gamma^2 \right) + r_0 \right] \sqrt{\frac{C}{L + L_0}}}{2 \sqrt{1 - \gamma^2}}$$

$$= \frac{r \left(1 - \frac{2}{3} \gamma^2 \right) + r_0}{2 Z_0 \sqrt{1 - \gamma^2}}$$

$$\beta_t = \frac{\left[r \left(1 - \frac{2}{3} \gamma^2 [1 + (a_{L_0} + a_c) t] \right) + r_0 \right] (1 + a_r t)}{2 Z_0 \sqrt{1 - \gamma^2} \left(1 - \frac{\gamma^2}{1 - \gamma^2} (a_{L_0} + a_c) \frac{t}{2} \right) \left(1 + (a_{L_0} - a_c) \frac{t}{2} \right)}$$

$$= \frac{r \left(1 - \frac{2}{3} \gamma^2 (1 + (a_{L_0} + a_c) t) \right) + r_0}{2 Z_0 \sqrt{1 - \gamma^2} \left(1 + (a_r - \frac{1}{2} \frac{1 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2} a_{L_0} + \frac{1}{2} \frac{1}{1 - \gamma^2} a_c) t \right)}$$

Unter Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit von γ^2 in der ersten Klammer wird dann:

$$\beta_t \cong \beta \left(1 + \left(a_r - \frac{1}{2} \frac{1 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2} a_{L_0} + \frac{1}{2} \frac{1}{1 - \gamma^2} a_c \right) t \right)$$

$$= \beta (1 + a_\beta t)$$

$$a_\beta = a_r - \frac{1}{2} \frac{1 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2} a_{L_0} + \frac{1}{2} \frac{1}{1 - \gamma^2} a_c$$

Bei gegebenen a_c ist a_β am günstigsten für a_{L_0} zwischen a_c und $3 a_c$.

Will man den Temperaturkoeffizienten der Dämpfung genauer bestimmen (also unter Berücksichtigung der Ableitung und ohne Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit des Gliedes mit $\frac{2}{3} \gamma^2$), so gelten folgende Beziehungen:

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3$$

$$\beta_1 = \frac{r + r_0}{2 Z_0 \sqrt{1 - \gamma^2}}$$

$$\beta_2 = - \frac{2}{3} \frac{\gamma^2}{2 Z_0 \sqrt{1 - \gamma^2}} r$$

$$\beta_3 = \frac{G}{2} \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \gamma^2}}$$

$$\text{Dann ist: } a_\beta = a_{\beta 1} \frac{\beta_1}{\beta} + a_{\beta 2} \frac{\beta_2}{\beta} + a_{\beta 3} \frac{\beta_3}{\beta}$$

$$\text{mit: } a_{\beta 1} = a_r - \frac{a_{L_0}}{2} \frac{1 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2} + \frac{a_c}{2} \frac{1}{1 - \gamma^2}$$

$$a_{\beta 2} = a_r - \frac{a_{L_0}}{2} \frac{1}{1 - \gamma^2} + \frac{a_c}{2} \frac{3 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2}$$

$$a_{\beta 3} = a_G + \frac{a_{L_0}}{2} \frac{1}{1 - \gamma^2} - \frac{a_c}{2} \frac{1 - 2\gamma^2}{1 - \gamma^2}$$

Ausser der Leitungsdämpfung ist nun auch die Reflektionsdämpfung, die sich durch ungenaue Anpassung des Wellenwiderstandes an die Abschlusswiderstände ergibt, zu beachten. Allgemein gilt für diese die Beziehung:²⁾

$$\beta_r = 2 \ln \frac{R + Z}{2 \sqrt{RZ}} + \ln \left(1 - e^{-2\gamma} \frac{(R - Z)^2}{(R + Z)^2} \right)$$

Dabei ist R der Abschlusswiderstand sowohl am Anfang wie am Ende der Leitung. Ist für eine bestimmte Temperatur nun die Leitung gut angepasst, also Z gleich R und gilt dann noch $Z_t = Z (1 + a_z t)$, so wird:

$$\beta_{rt} = 2 \ln \frac{2 + a_z t}{2 \sqrt{1 + a_z t}} + \ln \left(1 - e^{-2\gamma} \frac{(a_z t)^2}{(2 + a_z t)^2} \right)$$

Das 2. Glied ist meistens gegen das erste zu vernachlässigen. Dann wird:

$$\beta_{rt} \cong 2 \ln \frac{1 + \frac{a_z t}{2}}{\sqrt{1 + a_z t}} \cong 2 \ln \frac{1 + \frac{a_z t}{2}}{1 + \frac{a_z t}{2} - \frac{(a_z t)^2}{8}}$$

$$= 2 \ln \left(1 + \frac{(a_z t)^2}{8} \right)$$

²⁾ Siehe Anhang.

Da bereits $a_z t$ klein gegen 1 ist, kann $\frac{1}{8} (a_z t)^2$ gegen 1 vernachlässigt werden. Damit wird β_{rt} gleich Null. Die Aenderung des Wellenwiderstandes mit der Temperatur bedingt also keine zu beachtende Reflektionsdämpfung.

* * *

Nachdem nun so die Beziehungen zwischen den Temperaturkoeffizienten der Leitungselemente — Widerstand und Induktivität, Ableitung und Kapazität — und der Leitungscharakteristiken — Wellenwiderstand und Dämpfung — gefunden sind, soll festgestellt werden, welches die absoluten Werte für diese Grössen sind.

Der Temperaturkoeffizient des Ohmschen Widerstandes ist stark verschieden je nach Art des Metalles oder der Legierung.³⁾ Während jedoch für die reinen Metalle der Temperaturkoeffizient im allgemeinen zwischen 3 und 5 $\%_{00}/^\circ\text{C}$ liegt — eine Ausnahme machen im wesentlichen nur Quecksilber mit 0,873 $\%_{00}/^\circ\text{C}$ und Kohle, bei der der Temperaturkoeffizient negativ ist — sind eine Reihe Legierungen bekannt, bei denen der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes sehr klein, fast null oder sogar negativ ist. Solche negativen Temperaturkoeffizienten hat man bisher zum Beispiel bei gewissen Nickel-Kupfer-Zink-⁴⁾ sowie bei Kobalt-Gold-Legierungen⁵⁾ festgestellt. Ausserdem ist der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes selbst noch temperaturabhängig. Eine für ein Material gegebene Zahl bezieht sich also immer nur auf eine bestimmte Temperatur, üblicherweise 20°C . Für Kupfer ist der Temperaturkoeffizient zwischen plus und minus 15°C praktisch konstant und beträgt 4 $\%_{00}/^\circ\text{C}$. Etwa der gleiche Wert gilt für Aluminium.

Es ist noch zu beachten, dass der Temperaturkoeffizient des Kupferwiderstandes auch frequenzabhängig ist. Denn bei niederen Frequenzen ist der Kupferwiderstand eines runden Leiters:

$$r = \rho \frac{1}{\pi \delta^2} \text{ Ohm} \quad \begin{array}{l} l \text{ in m.} \\ \delta \text{ in mm.,} \end{array}$$

bei hohen Frequenzen gilt jedoch (infolge des Skin-effektes)

$$r = \sqrt{\rho} \sqrt{f \cdot 10^{-7}} \frac{2l}{\delta} \text{ Ohm}$$

f = Frequenz.

Setzt man den spezifischen Widerstand ρ als $\rho_t = \rho (1 + a_\rho t)$ an, so wird

$$\sqrt{\rho_t} = \sqrt{\rho} \left(1 + \frac{a_\rho}{2} t \right)$$

Der Temperaturkoeffizient ist bei hohen Frequenzen also nur halb so gross als bei Gleichstrom.

Die Temperaturabhängigkeit der Induktivität der Spulen ist bedingt durch das Verhalten des Kernmaterials. Es gilt hier die Beziehung

$$L = 4 \pi \mu V \zeta^2 \cdot 10^{-9} \text{ Henry,}$$

wobei μ die Kernpermeabilität, V das Kernvolumen (in cm^3) und ζ die Windungszahl pro cm ist. Da in

³⁾ Handwörterbuch des elektr. Fernmeldewesens. Band II. S. 105.

⁴⁾ Nickelinformationsberichte „Neusilber“.

⁵⁾ Z. f. Metallkunde. 1936. 28. S. 45.

Pupinspulen die Betriebsströme stets klein und damit auch die magnetische Feldstärke gering ist, ist für die Permeabilität der Wert der Anfangspermeabilität einzusetzen. Die Untersuchungen der verschiedenartigsten magnetischen Stoffe hat nun gezeigt, dass die Anfangspermeabilität mit steigender Temperatur bis zu einem Maximum zunimmt⁶⁾ und dann schnell wieder absinkt, um beim Curiepunkt den Wert paramagnetischer Stoffe, also etwa Eins zu erreichen. Die für Pupinspulen benutzten Kerne sind nun aus Materialien hergestellt, für die das Maximum der Anfangspermeabilität und somit der Curiepunkt weit oberhalb der Betriebstemperatur liegen. So findet man für diese Kerne einen Temperaturkoeffizienten zwischen 0 und 40°C von kleiner als 1 $\%_{00}/^\circ\text{C}$. Im allgemeinen sind die bei aus Band oder Blech hergestellten Kernen beobachteten Koeffizienten etwa 0,7 bis 0,8 $\%_{00}/^\circ\text{C}$. Für die aus magnetischem Pulver gepressten Kerne sind die Koeffizienten kleiner (etwa 0,4 $\%_{00}/^\circ\text{C}$).

Die Temperaturabhängigkeit der Kabelkapazität wird durch den Aufbau des Kabels und die Eigenschaften des Papiers bestimmt. Bezüglich der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Isolierstoffen sind nun zwei grundlegende Gesetze zu beobachten.⁷⁾ Bei einfach polarisierenden Stoffen, z. B. bei Oel oder Paraffin, nimmt die Dielektrizitätskonstante mit steigender Temperatur ab, da durch die Volumenausdehnung die Zahl der pro cm^3 polarisierbaren Moleküle abnimmt. Bei Dipolstoffen nimmt jedoch die Dielektrizitätskonstante in einem gewissen Temperaturbereich ziemlich plötzlich zu, da bei abnehmender Viskosität eine leichtere Drehung der Dipole in die Feldrichtung ermöglicht wird. Die Verhältnisse werden jedoch sehr unübersichtlich bei Isolierstoffen, die nicht genügend homogen sind. Insbesondere sind die Faserstoffe schwer zu erfassen, da hier immer Feuchtigkeitseinschlüsse vorliegen, die wegen der hohen Dielektrizitätskonstante des Wassers, die zu messenden Werte stark beeinflussen. So hat man denn für Baumwollzellulose eine Zunahme der Dielektrizitätskonstante im Temperaturintervall von $20\text{—}70^\circ\text{C}$ von 6,7 auf 7,6, also einen Temperaturkoeffizienten von etwa 2,7 $\%_{00}/^\circ\text{C}$ gefunden.⁸⁾ Neuere Untersuchungen⁹⁾ an Kondensatorpapieren zeigen gleichfalls, dass die Dielektrizitätskonstante mit der Temperatur ansteigt. Für die verschiedenen Papiersorten beträgt der Temperaturkoeffizient etwa 0,4 bis 0,5 $\%_{00}/^\circ\text{C}$.

Im Laboratorium der S. A. des Câbleries & Tréfileries, Cossonay-Gare, wurde nun die Temperaturabhängigkeit der Kapazität von Fernsprechkabeln untersucht. Die Versuche erstreckten sich auf einen Temperaturbereich von 0 bis 20°C . Dabei wurde die Temperatur aus den Aenderungen des Kupferwiderstandes bestimmt. Gemessen wurde mit einer Frequenz von 800 Per./Sek., und zwar sowohl die Kapazität zwischen den Adern eines Paares, als auch zwischen den Paaren eines Vierers und zwischen benachbarten Vierern. Es ergab sich eine lineare

⁶⁾ Messkin Kussmann: Ferromagnetische Legierungen. S. 156.

⁷⁾ E. Kirch, ETZ, 1932. 53. S. 931.

⁸⁾ Schering H., Die Isolierstoffe der Elektrotechnik. 1924. S. 232.

⁹⁾ Nauk G., ETZ. 1935. 56. 13. S. 371.

Temperaturabhängigkeit, und zwar betrug der Koeffizient je nach Art und Aufbau des Kabels 0,45 bis 0,65 $\frac{1}{100000}$ C. Der Wert war jeweils der gleiche, ob das Kabel nun auf der Trommel aufgerollt oder verlegt war. Die Änderungen waren vollständig reversibel und konnten beliebig wiederholt werden.

Weitere Versuche betrafen die Ableitung. Hier konnten im gleichen Temperaturbereich keine messbaren Änderungen festgestellt werden.

Somit wurden folgende Temperaturkoeffizienten festgestellt:

$$\begin{aligned}\text{Kupferwiderstand} &= 4 \frac{1}{100000} \text{ C.} \\ \text{Kabelkapazität} &= 0,45-0,65 \frac{1}{100000} \text{ C.} \\ \text{Spuleninduktivität} &= 0,4-0,8 \frac{1}{100000} \text{ C.}\end{aligned}$$

Betrachtet man nun die für die Temperaturabhängigkeit von Wellenwiderstand und Echodämpfung gefundenen Formeln, so sieht man, dass die Temperaturabhängigkeit von Induktivität und Kapazität sich mehr oder minder kompensiert, dass aber im allgemeinen und insbesondere bei höheren Frequenzen der Einfluss der Induktivitätsänderung überwiegt. So findet man mit $a_c = 0,55 \frac{1}{100000}$ C und $a_{L_0} = 0,7 \frac{1}{100000}$ C für eine Temperaturschwankung von $\pm 10^\circ$ C folgende Werte für $a_z t$, beziehungsweise b_e (bei $\frac{dZ}{Z} = 0$)

η	f ($f_0 = 2950$)	$(a_z t) \%$	b_e (Neper)
0,1	295	0,07	8,0
0,25	740	0,12	7,4
0,50	1470	0,28	6,6
0,75	2210	0,87	5,4

Die Werte von $(a_z t)$ liegen also bei fast allen Frequenzen erheblich unterhalb von 1%, sind somit wesentlich kleiner als die Nachbildungsfehler $\frac{dZ}{Z}$, mit denen sie sich kombinieren.

Für die Leitungsdämpfung überwiegt die Kupferwiderstandsänderung erheblich die anderen Einflüsse. Es ist deshalb in besonderen Fällen — z. B. bei Luftkabeln oder unpupinisierten Hochfrequenzkabeln mit kurzen Verstärkerabschnitten — notwendig, Widerstandsausgleichschaltungen vorzusehen.

Cossonay-Gare, Juni 1936.

Anhang.

Ableitung der Beziehung für die Reflektionsdämpfung.

Allgemein gilt für Vierpole:

$$U_a = U_e \cos \gamma + J_e Z \sin \gamma$$

$$J_a = U_e \frac{\sin \gamma}{Z} + J_e \cos \gamma$$

Ist nun mit den Widerständen R abgeschlossen und eine Stromquelle von der Leerlaufspannung U_0 angelegt, so ist $J_e R = U_e$.

$$U_0 - J_a R = U_a$$

Dann wird:

$$U_a = U_e \left(\cos \gamma + \frac{Z}{R} \sin \gamma \right)$$

$$-\frac{U_a + U_0}{R} = U_e \left(\frac{\sin \gamma}{Z} + \frac{\cos \gamma}{R} \right)$$

$$U_0 = U_e \left(2 \cos \gamma + \left(\frac{Z}{R} + \frac{R}{Z} \right) \sin \gamma \right)$$

Nun ist für ein Uebertragungssystem die Betriebsdämpfung durch folgende Beziehung definiert:

$$e^b = \frac{U_0}{2 U_e} \sqrt{\frac{R_e}{R_a}}$$

Dabei sind R_a und R_e die Abschlusswiderstände am Anfang und am Ende der Leitung. Ist nun $R_a = R_e$, so wird:

$$e^b = \frac{U_0}{2 U_e} = \cos \gamma + \frac{1}{2} \left(\frac{Z}{R} + \frac{R}{Z} \right) \sin \gamma$$

Entwickelt man diesen Ausdruck, so wird:

$$\begin{aligned}e^b &= \frac{1}{2} \left[e^{\gamma} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{Z}{R} + \frac{R}{Z} \right) \right) + e^{-\gamma} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Z}{R} + \frac{R}{Z} \right) \right) \right] \\ &= e^{\gamma} \left(\frac{\left(\sqrt{\frac{Z}{R}} + \sqrt{\frac{R}{Z}} \right)^2}{2} \right) - e^{-\gamma} \left(\frac{\left(\sqrt{\frac{Z}{R}} - \sqrt{\frac{R}{Z}} \right)^2}{2} \right) \\ &= e^{\gamma} \left(\frac{R + Z}{2 \sqrt{RZ}} \right)^2 \left(1 - e^{-2\gamma} \left(\frac{R - Z}{R + Z} \right)^2 \right)\end{aligned}$$

$$b = \gamma + 2 \ln \frac{R + Z}{2 \sqrt{RZ}} + \ln \left(1 - e^{-2\gamma} \left(\frac{R - Z}{R + Z} \right)^2 \right)$$

Die beiden zusätzlichen Glieder bezeichnet man als Reflektionsdämpfung des Vierpols:

$$\beta_r = 2 \ln \frac{R + Z}{2 \sqrt{RZ}} + \ln \left(1 - e^{-2\gamma} \left(\frac{R - Z}{R + Z} \right)^2 \right)$$

Bestimmung der genauen Entfernung zwischen den Zentralpunkten zweier Telephonnetze.

621.395.74 = 3

Die Taxen für Ferngespräche werden im inländischen Telephonverkehr sowie im Verkehr mit dem Auslande grundsätzlich nach der Entfernung zwischen Ursprungs- und Bestimmungszentrale berechnet. Zur Ermittlung der Entfernung werden vier verschiedene Verfahren angewandt, deren Grundzüge nachstehend kurz erläutert seien:

1. Im inländischen Fernverkehr sind die Entfernungen zwischen den Netzen oder Netzgruppen

Détermination de la distance exacte entre le point central d'un réseau et celui d'un autre réseau.

621.395.74 = 4

En principe, les taxes des conversations interurbaines, aussi bien dans les relations intérieures que dans les relations avec l'étranger, sont calculées d'après la distance qui sépare le central d'origine du central de destination. On a recours pour calculer ces distances aux quatre procédés suivants:

1° Dans les relations intérieures, suivant l'art. 31, chiffre 2, de la loi réglant la correspondance télégraphique et téléphonique du 14 octobre 1922 et le