Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 33 (1942)
Heft: 23

Artikel: Die Bestimmung der Kabelkonstanten bei Hochfrequenz
Autor: Goldschmidt, R.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-1056705

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: 23.08.2025

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

Die Bestimmung der Kabelkonstanten bei Hochfrequenz

Referat gehalten an der 6. Hochfrequenztagung des SEV vom 6. Juni 1942 im Bern,

von *R. Goldschmidt*, Cossonay-Gare.

621.315.2.029.5.0014 : 621,395.73.029.5.0014

Es wird eine neue Methode beschrieben, die gestattet, sämtliche Eigenschaften eines Kabels an kürzeren Kabellängen mit einer solchen Genauigkeit zu bestimmen, dass bei Entwicklungsarbeiten schnell der Einfluss der Bauelemente (Leiter und Dielektrikum) geklärt werden kann. Die Methode setzt die Messung des Leerlauf- und Kurzschlusswiderstandes in Abhängigkeit von der Frequenz voraus. Es handelt sich um eine graphische Methode.

L'auteur expose une méthode nouvelle à l'aide de laquelle les caractéristiques d'un câble de faible longueur sont déterminées avec une précision telle que l'influence des éléments constituant le câble (conducteurs et diélectrique) en peut être déduite rapidement. C'est une méthode graphique, qui nécessite la mesure préalable de l'impédance à circuit ouvert et en court-circuit.

Die Messung der Eigenschaften von Hochfrequenzkabeln [1]) *) muss in ihrer praktischen Ausführung jeweils der Zielsetzung angepasst werden, zu der diese Messungen ausgeführt werden, damit kein unnötiger Arbeits- und Zeitaufwand entsteht, insbesondere dann, wenn nur die eine oder andere Eigenschaft gesucht wird. So hat Gerber vor einigen Jahren ein elegantes Verfahren angegeben, das sehr schnell die Dämpfung solcher Leitungen zu bestimmen gestattet. Die Beschreibung — es handelt sich um ein Resonanzverfahren — ist im Bulletin der PTT veröffentlicht [2]).

Das Verfahren, von dem ich heute kurz berichten möchte, soll im wesentlichen dazu dienen, an kürzeren Kabellängen sämtliche Eigenschaften eines Kabels mit einer solchen Genauigkeit zu bestimmen, dass bei Entwicklungsarbeiten schnell der Einfluss der Bauelemente — im wesentlichen die Eigenschaften des Leiters und des Dielektrikums — geklärt werden kann. Man geht dabei von der Messung des Leerlauf- und Kurzschlusswiderstandes in Abhängigkeit von der Frequenz aus. Mit welcher Schaltung — in Brücke oder Resonanz — diese beiden Messungen ausgeführt werden, mag dahingestellt bleiben. Die folgenden Ausführungen sollen vielmehr zeigen, wie man, wenn einmal diese Werte bestimmt sind, ohne lange Rechnung im wesentlichen graphisch die Bestimmung der gesuchten Grössen vornehmen kann.

Beim homogenen Kabel gilt es, 4 Konstanten zu bestimmen: die Querkapazität, die Querableitung, die Längsinduktivität und den Längswiderstand. Diese Grössen kann man auch ersetzen durch den komplexen Quer- und Längswiderstand, wobei von diesen Betrag und Phase anzugeben sind. Aus den Kabelkonstanten bestimmt die Leitungstheorie für sinusförmige Ströme und Spannungen die Leitungskonstanten, das sind Wellenwiderstand nach Betrag und Phase sowie Fortpflanzungsmass gebildet aus Dämpfungs- und Phasenmass. Aus diesen Grössen bestimmen sich wiederum Leerlauf- und Kurzschlusswiderstand gleichfalls nach Betrag und Phase. Zusammenfassend haben wir also folgende Vierergruppen von Konstanten:

$$C \quad G \quad L \quad R$$
$$C \quad \delta \quad L \quad \varepsilon$$
$$Z_0 \quad \varphi_z \quad \alpha \quad \beta$$
$$R_{0r} \quad R_{0i} \quad R_{Kr} \quad R_{Ki}$$

*) Siehe Literatur am Schluss der Arbeit.

Querableitung: $\mathfrak{G} = j\omega C\,(1 - j\delta)$
Längswiderstand: $\mathfrak{R} = j\omega L\,(1 - j\varepsilon)$
Wellenwiderstand: $\mathfrak{Z} = Z_0\,(1 - j\varphi_z)$
Fortpflanzungsmass: $\gamma = \beta + j\alpha$
Leerlaufwiderstand: $\mathfrak{R}_0 = R_{0r} + j R_{0i}$
Kurzschlusswiderstand: $\mathfrak{R}_K = R_{Kr} + j R_{Ki}$

Zwischen den aufgeführten Grössen bestehen nun eindeutige Beziehungen. So gilt:

$$\delta = \frac{G}{\omega C} \qquad \varepsilon = \frac{R}{\omega L}$$

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{L}{C}}\sqrt{\frac{1-j\varepsilon}{1-j\delta}} \qquad \gamma = j\omega\sqrt{LC}\sqrt{(1-j\varepsilon)\,(1-j\delta)}$$

$$\mathfrak{R}_0 = \frac{Z}{\mathfrak{Tg}\,\gamma l} \qquad \mathfrak{R}_K = Z\,\mathfrak{Tg}\,\gamma l$$

Dabei ist $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz, l die Länge der Leitung.

Befassen wir uns zuerst mit den Beziehungen zwischen Kabel- und Leitungskonstanten, so gilt da stets $\delta \ll 1$, und meist auch $\varepsilon \ll 1$

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{L}{C}}\left(1 + j\,\frac{\delta - \varepsilon}{2}\right)$$
$$\gamma = j\omega\sqrt{LC}\left(1 - j\,\frac{\delta + \varepsilon}{2}\right)$$

also:
$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \qquad \varphi_z = \frac{\delta - \varepsilon}{2}$$
$$\alpha = \omega\sqrt{LC} \qquad \beta = \alpha\,\frac{\delta + \varepsilon}{2}$$

Die Einfachheit dieser Formeln berechtigt nachträglich noch die Einführung der Grössen δ und ε an Stelle von C und R, wozu auch noch andere Gründe beigetragen haben, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll [3]).

Die Beziehungen sind linear, und so ergeben sich die inversen Beziehungen:

$$C = \frac{\alpha}{\omega Z_0} \qquad \delta = \frac{\beta}{\alpha} + \varphi_z \text{ bzw. } G = \frac{\beta + \alpha\varphi_z}{Z_0}$$

$$L = \frac{\alpha Z_0}{\omega} \qquad \varepsilon = \frac{\beta}{\alpha} - \varphi_z \text{ bzw. } R = (\beta - \alpha\varphi_z)\,Z_0$$

Das Problem reduziert sich also auf die Bestimmung der Beziehungen zwischen Leerlauf und Kurzschlusswiderstand einerseits, Leitungskonstanten anderseits.

Bestimmend für diese Beziehungen ist die Funktion $\mathfrak{Tg}\gamma l$, für die gilt (siehe Anhang 1):

$$\mathfrak{Tg}\,\gamma l = j\,\mathrm{tg}\,\alpha l \frac{1-\mathfrak{Tg}^2\beta l}{1+\mathrm{tg}^2\alpha l\,\mathfrak{Tg}^2\beta l} + \mathfrak{Tg}\beta l \frac{1+\mathrm{tg}^2\alpha l}{1+\mathrm{tg}^2\alpha l\,\mathfrak{Tg}^2\beta l}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}\gamma l} = -j\,\mathrm{tg}\,\alpha l \frac{1-\mathfrak{Tg}^2\beta l}{\mathrm{tg}^2\alpha l + \mathfrak{Tg}^2\beta l} + \mathfrak{Tg}\beta l \frac{1+\mathrm{tg}^2\alpha l}{\mathrm{tg}^2\alpha l + \mathfrak{Tg}^2\beta l}$$

Fig. 1 gibt den Verlauf der beiden Komponenten von $\mathfrak{Tg}\,\gamma l$ für einen Quadranten in Abhängigkeit von αl für verschiedene βl.

$$\mathrm{tg}\,\alpha l = \pm 1 \qquad \mathfrak{Tg}_1\gamma l = \frac{2\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\beta l} \pm j\,\frac{1-\mathfrak{Tg}^2\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\beta l}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}_1\gamma l} = \frac{2\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\beta l} \mp j\,\frac{1-\mathfrak{Tg}^2\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\beta l}$$

Setzen wir zur Abkürzung:

$$u_{\beta l} = \frac{2\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\beta l} = \mathfrak{Tg}\,2\beta l$$

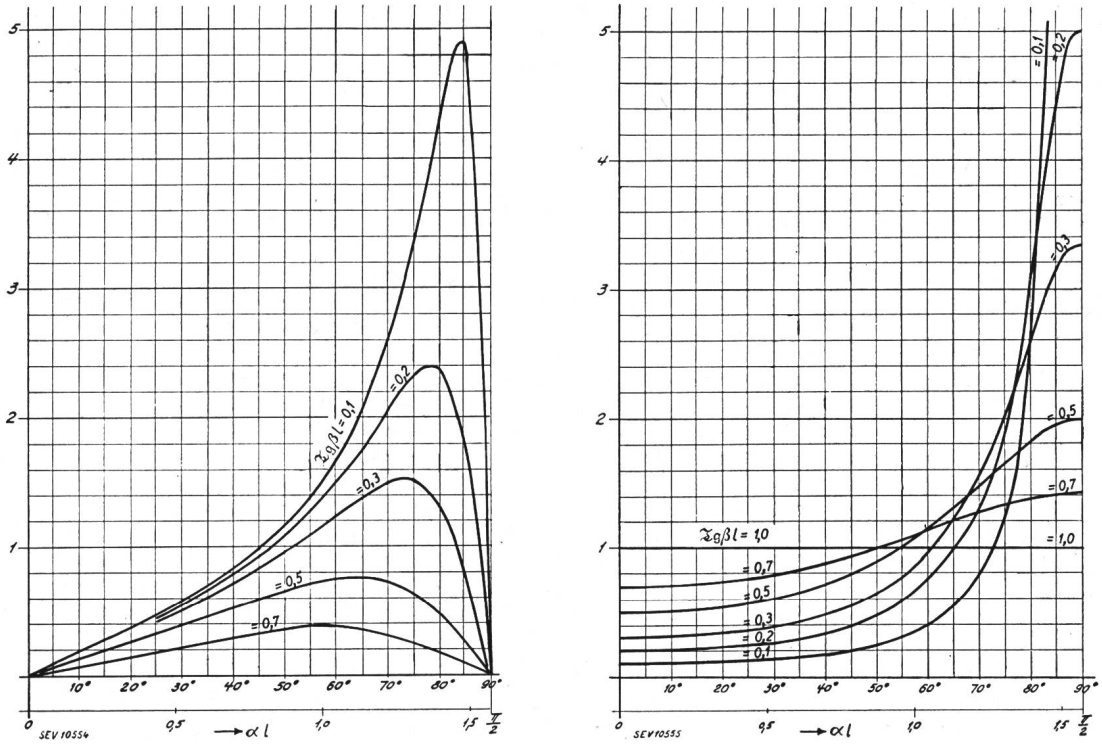


Fig. 1.
Tangens hyperbolicus

Imaginärer Teil
$\mathfrak{Tg}\,\gamma\,l_{(\mathrm{imag})} = \mathrm{tg}\,\alpha\,l\,\frac{1-\mathfrak{Tg}^2\,\beta l}{1+\mathrm{tg}^2\,\alpha\,l\,\mathfrak{Tg}^2\,\beta l}$

Reeller Teil
$\mathfrak{Tg}\,\gamma\,l_{(\mathrm{reell})} = \mathfrak{Tg}\,\beta l\,\frac{1+\mathrm{tg}^2\,\alpha\,l}{1+\mathrm{tg}^2\,\alpha\,l\,\mathfrak{Tg}^2\,\beta l}$

Betrachten wir die Funktionen nun in einigen besonderen Punkten, so gilt, wenn:

$$\mathrm{tg}\,\alpha l = 0 \qquad \mathfrak{Tg}_0\,\gamma l = \mathfrak{Tg}_0\,\beta l$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}_0\,\gamma l} = \frac{1}{\mathfrak{Tg}_0\,\beta l}$$

$$\mathrm{tg}\,\alpha l = \infty \qquad \mathfrak{Tg}_\infty\,\gamma l = \frac{1}{\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}_\infty\,\gamma l} = \mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l$$

$$v_{\beta l} = \frac{1-\mathfrak{Tg}^2\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\beta l} = \frac{1}{\mathfrak{Cos}\,2\,\beta l}$$

$$u_{\beta l}^2 + v_{\beta l}^2 = 1$$

($u_{\beta l}$ und $v_{\beta l}$ sind also immer kleiner als 1; siehe Fig. 2) so haben wir

$$\mathfrak{Tg}_1\,\gamma l = u_{\beta l} \pm j v_{\beta l}$$

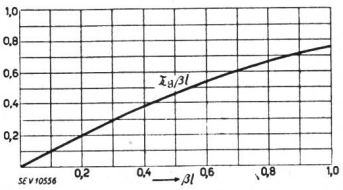
$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}_1\,\gamma l} = u_{\beta l} \mp j v_{\beta l}$$

Damit erhalten wir folgende Beziehungen:

$\mathrm{tg}\,\alpha l$	R_{0i}	R_{Ki}	R_{0r}	R_{Kr}
0	$\frac{Z_0\,\varphi_z}{\mathfrak{Tg}_0\,\beta l}$	$Z_0\,\varphi_z\,\mathfrak{Tg}\,\beta l$	$\frac{Z_0}{\mathfrak{Tg}_0\,\beta l}$	$Z_0\,\mathfrak{Tg}_0\,\beta l$
∞	$Z_0\varphi_z\,\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l$	$\frac{Z_0\,\varphi_z}{\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l}$	$Z_0\,\mathfrak{Tg}_\infty\beta l$	$\frac{Z_0}{\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l}$
± 1	$Z_0\,(\varphi_z\,u_{\beta l} \mp v_{\beta l})$	$Z_0\,(\varphi_z\,u_{\beta l} \pm v_{\beta l})$	$Z_0\,(\varphi_z\,u_{\beta l} \pm \varphi_z\,v_{\beta l})$	$Z_0\,(u_{\beta l} \mp \varphi_z\,v_{\beta l})$

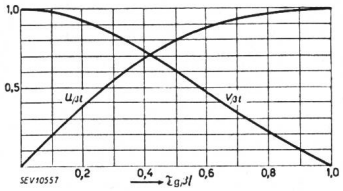
Allgemein: $\mathfrak{Tg}\,\beta l \ll 1$

$\operatorname{tg}\alpha l$	R_{io}	R_{ik}	R_{ro}	R_{rk}	R_{io}	R_{ik}	R_{ro}	R_{rk}
0	$\frac{Z_0\,\varphi_z}{\mathfrak{Tg}_0\,\beta l}$	$Z_0\,\varphi_z\,\mathfrak{Tg}_0\,\beta l$	$\frac{Z_0}{\mathfrak{Tg}_0\,\beta l}$	$Z_0\,\mathfrak{Tg}_0\,\beta l$	$\frac{Z_0\,\varphi_z}{\beta l}$	0	$\frac{Z_0}{\beta l}$	$Z_0\,\beta l$
∞	$Z_0\,\varphi_z\,\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l$	$\frac{Z_0\,\varphi_z}{\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l}$	$Z_0\,\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l$	$\frac{Z_0}{\mathfrak{Tg}_\infty\,\beta l}$	0	$\frac{Z_0\,\varphi_z}{\beta l}$	$Z_0\,\beta l$	$\frac{Z_0}{\beta l}$
± 1	$Z_0(\varphi_z\,u_{\beta l} \mp v_{\beta l})$	$Z_0\,(\varphi_z\,u_{\beta l} \pm v_{\beta l})$	$Z_0\,(u_{\beta l} \pm \varphi_z\,v_{\beta l})$	$Z_0\,(u_{\beta l} \mp \varphi_z\,v_{\beta l})$	$\mp Z_0$	$\pm Z_0$	$Z_0\,2\,\beta l$	$Z_0\,2\,\beta l$



$$\mathfrak{Tg}\,\beta l = \beta l - \frac{1}{3}(\beta l)^3 + \frac{2}{15}(\beta l)^5 - \frac{17}{315}(\beta l)^7 + \frac{62}{2835}(\beta l)^9 - \ldots\ldots$$

Fig. 2.
Leerlauf und Kurzschlusswiderstand
Ausgewählte Punkte



$$u_{\beta l} = \frac{2\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\,\beta l} = \mathfrak{Tg}\,2\,\beta l$$

$$v_{\beta l} = \frac{1-\mathfrak{Tg}^2\,\beta l}{1+\mathfrak{Tg}^2\,\beta l} = \frac{1}{\mathfrak{Cof}\,2\,\beta l}$$

Diese Werte vereinfachen sich, wenn $\mathfrak{Tg}\,\beta l \ll 1$ ist, und da in diesem Fall

$$u_{\beta l} \longrightarrow 2\,\beta l$$

$$v_{\beta l} \longrightarrow 1$$

und auch φ_z so gut wie immer wesentlich kleiner als 1 ist, so erhält man folgende Tabelle (die im weiteren nicht interessierenden Werte sind nicht eingetragen):

$\mathfrak{Tg}\,\beta l \ll 1$

$\operatorname{tg}\alpha l$	R_{0i}	R_{Ki}	R_{0r}	R_{Kr}
0	$Z_0\frac{\varphi_z}{\beta l}$	0	—	$Z_0\,\beta l$
∞	0	$Z_0\frac{\varphi_z}{\beta l}$	$Z_0\beta l$	—
± 1	$\mp Z_0$	$\pm Z_0$	$2\,Z_0\beta l$	$2\,Z_0\beta l$

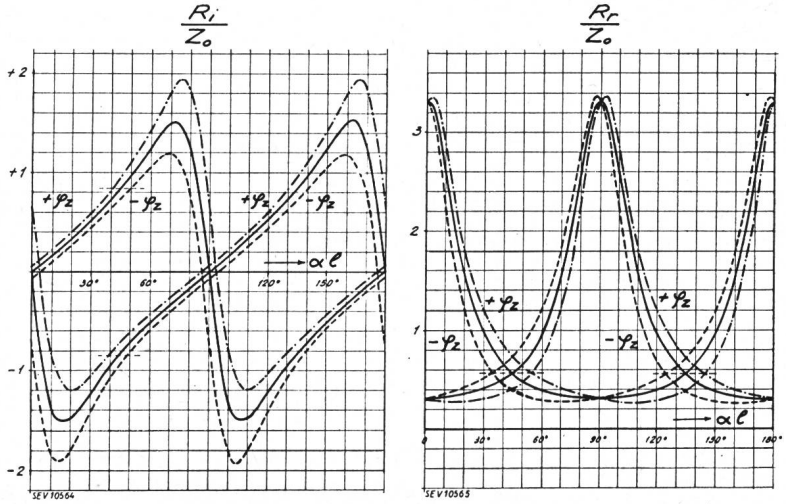


Fig. 4
Einfluss der Wellenwiderstandsphase
Imaginärer Teil $\mathfrak{Tg}\,\beta l = 0{,}3$ Reeller Teil $\varphi_z = \pm 0{,}2$

Wir haben also folgende Beziehungen (siehe auch Fig. 3):

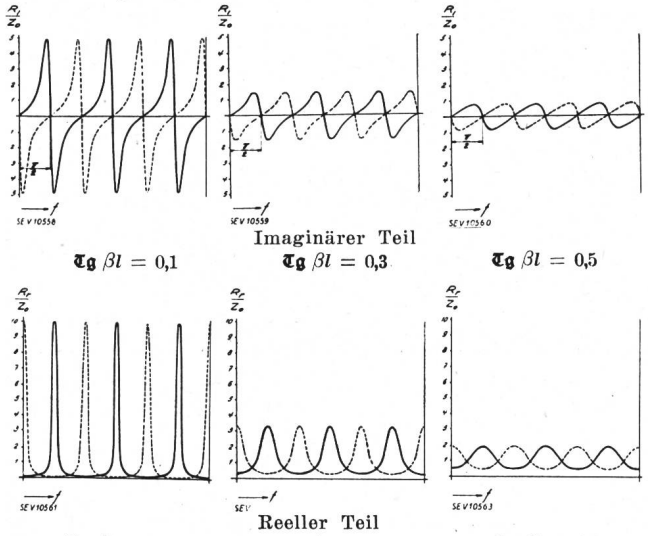


Fig. 3.
Leerlauf und Kurzschlusswiderstand

1) die Umhüllende der R_r Kurven Minima gibt $Z_0\,\beta l$,

2) die R_i Kurven sind für $\alpha l = n\,\frac{\pi}{2}$ gleich 0,

3) die Kurve durch die Schnittpunkte der R_{0r} und R_{Kr} Kurven ist die Funktion $2\,Z_0\,\beta l$ (Kontrolle der Beziehung 1).

4) dort wo $R_{0r} = R_{Kr}$ ist, gilt $R_{0i} = -R_{Ki} = \pm Z_0$. Mit diesen Bedingungen sind Z_0; βl und αl bestimmt. φ_z könnte dann aus der Beziehung $R_i = Z_0\,\frac{\varphi_z}{\beta l}$ berechnet werden, jedoch ist diese Bestimmung, wenn überhaupt möglich, meist ungenau. Wir kommen deshalb weiter unten nochmals auf die Bestimmung von φ_z zurück.

Die Verhältnisse werden etwas weniger übersichtlich, wenn $\mathfrak{Tg}\,\beta l \neq \ll 1$ ist. Wir müssen dazu auf die erste Tabelle zurückkommen.

Zuerst soll nun einmal der Einfluss von φ_z abgeschätzt werden. Fig. 4 zeigt diesen Einfluss an einem Beispiel ($\mathfrak{Tg}\,\beta l = 0{,}3$; $\varphi_z = 0{,}2$). Man sieht, es tritt im wesentlichen eine Verschiebung

der Kurven auf, und zwar werden die imaginären Widerstandskurven im wesentlichen nach oben oder unten, die reellen Widerstandskurven nach rechts oder links verschoben. Es lässt sich nun zeigen (siehe Anhang 2), dass der Schnittpunkt der reellen Widerstandskurven sich zwar in Richtung $\pm \alpha l$ verschiebt, aber seinen Betrag beibehält, d. h. gleich $Z_0\, u_{\beta l}$ bleibt (siehe Anhang 2). Da das Minimum der Kurven sich um $-Z_0 \frac{\varphi_z^2}{4\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}$ also nur sehr wenig verschiebt, da φ_z meist viel kleiner als $\mathfrak{Tg}\,\beta l$ ist, kann man die Leitungskonstanten wie folgt bestimmen. (Im übrigen erhöhen sich die Maxima der Kurven um den gleichen Betrag.)

Die Kurve durch die Schnittpunkte ergibt die Beziehung $Z_0\, u_{\beta l}$ und die Tangente der Minima die Kurve $Z_0\, \mathfrak{Tg}\,\beta l$. Daraus lassen sich Z_0 und βl berechnen. αl ergibt sich aus der Periodizität der Kurven. Man kann auch noch die Tangente an die R_i-Kurven beim Durchgang durch die Nullinie zur Kontrolle hinzuziehen, da für diese gilt:

$$\frac{d\,R_i}{d\,(\alpha l)_{R_i=0}} \cong Z_0\,(1-\mathfrak{Tg}^2\beta l) \quad \textbf{(siehe Anhang 3)}$$

Es gilt nun noch φ_z zu bestimmen. Hierzu geht man am zweckmässigsten so vor, dass man, nachdem Z_0 bestimmt ist, die Leitung mit diesem Widerstand abschliesst. Dann gilt für den Eingangswiderstand

$$R_e = Z_0 \left(1 + j\varphi_z \frac{2}{1+\frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\beta l}}\right) \quad \textbf{für tg } \alpha l = 0$$

$$= Z_0 \left(1 + j\varphi_z \frac{2}{1+\mathfrak{Tg}\,\beta l}\right) \quad \textbf{für tg } \alpha l = \infty$$

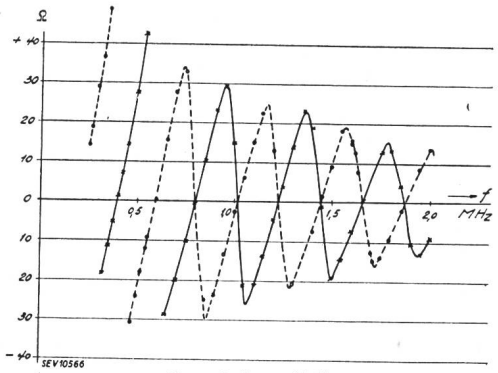
Die am Eingang gemessene imaginäre Komponente gestattet also φ_z zu bestimmen (siehe Anhang 4).

Wenn heute

Hochfrequenzkabel

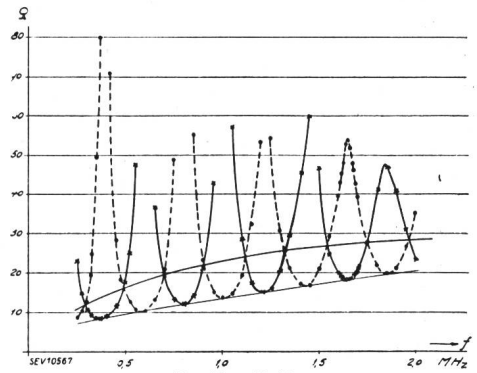
für die verschiedenartigsten technischen Zwecke verwendet werden — als Fernsehkabel, Vielfachtelephoniekabel, Antennenleitungen auf Sender- und Empfangsseite, Verzögerungskabel in Stossspannungsprüfanlagen, Speiseleitungen für Hochfrequenzöfen (die Frequenzen liegen hier manchmal noch im Tonfrequenzgebiet), Zuführungsleitungen für Spezialapparate — so mag es erstaunen, dass man vor kaum mehr als 10 Jahren in Kreisen der Fernmeldetechniker eine Uebertragung von Hochfrequenz über Kabel gar nicht in Erwägung zog. Auch in den Laboratorien der Radioindustrie stand man einer solchen Uebertragung völlig fern. Ich erinnere mich noch gut der ersten Beratungen über die Frage der Antennenleitungen [5]), also ganz kurzer Leitungen, mit welcher Vorsicht und Skepsis man sich diesem Problem näherte; die Verständigung war auch gar nicht so leicht, waren doch die einen gewohnt, mit Laufzeit und Dämpfung, die anderen mit abgestimmten Kreisen zu rechnen.

Woran lag nun die Hemmung, wo doch hochfrequente Uebertragungen auf Freileitungen, insbesondere in der Kraftwerkstelephonie, gut bekannt waren? Nun, im wesentlichen bildete die Frage der Dämpfung das grosse Hindernis. Wenn man bedenkt, dass eine papierisolierte Fernmeldedoppelleitung von 1 mm Drahtdurchmesser (Leitermaterial: Kupfer) bei 1 MHz bereits über 1 Neper/km Dämpfung aufweist, so dass nach 3 km die übertragene Leistung bereits auf $^1/_{1000}$, nach 6 km auf 1 Millionstel und nach 9 km auf 1 Milliardstel gesunken ist, so lässt sich verstehen, dass der kabelgebundenen Uebertragung von Hochfrequenz keine Beachtung geschenkt wurde. So dienten Kabel eben ausschliesslich der Energieübertragung bei



Imaginärer Teil

Fig. 5.
Verzögerungskabel
Leerlauf- und Kurzschlusswiderstand
o------o Leerlauf
×———× Kurzschluss



Reeller Teil

Damit wären alle gesuchten Grössen bestimmt.

In Fig. 5 ist die Messung an einem speziellen Beispiel dargestellt. Es handelt sich um ein sogenanntes Verzögerungskabel (Isolation: Gummi), das zur Zeitverzögerung bei Spannungsstossprüfungen mit dem Oszillographen verwendet wird [4]).

Damit möchte ich die Behandlung dieses Problems schliessen und nun noch kurz einige allgemeine Bemerkungen zum Thema «Hochfrequenzkabel» anfügen.

Frequenzen, die im allgemeinen 60 Hz nicht überschritten, und zur Signal-, Fernsprech- und Musikübertragung im Tonfrequenzbereich bis zu 10 000 Hz.

Es wäre wohl auch dabei geblieben, wenn nicht plötzlich die Entwicklung des Fernsehens [6]) Uebertragungskreise für höhere Frequenzen (10^6 Hz und mehr) verlangt hätte. Die Frage der Mehrfachtelephonie hatte zwar auch schon begonnen, das Interesse für die Uebertragung etwas höherer Frequen-

zen auf Kabeln zu erwecken — das unbespulte Seekabel Kay West—Havanna, verlegt 1930/31, darf wohl als Vorläufer auf diesem Gebiet gelten [7]) — aber ohne die Anforderungen des Fernsehens hätte sicherlich der nötige Impuls gefehlt, der die Entwicklung der Fernmeldehochfrequenzkabel im letzten Jahrzehnt kennzeichnet. Die wesentlichen Kennzeichen dieser Entwicklung sind die Spezialhochfrequenzkabel verminderter Dämpfung (etwa 0,2 Neper/km), die Verminderung des Verstärkerabstandes und die Stabilisierung und Erhöhung des zulässigen Verstärkungsgrades der Verstärker. Die Hochfrequenzkabel sind im allgemeinen konzentrische Leitungen, wobei besondere Sorgfalt auf die dielektrischen Eigenschaften des Isoliermaterials gelegt werden muss [8]). Man unterscheidet im wesentlichen zwei Isolierungsarten, eine ähnlich der Isolierungsart von gewöhnlichen Fernsprechkabeln mit bandförmigem Isolationsmaterial und dann die Perlenisolation, d. h. in regelmässigen Abständen angeordnete Isolierstücke zwischen Innen- und Aussenleiter. Hier kommt man also auf die Anfänge der Kabeltechnik zurück. So verweise ich auf das Perlenkabel von Fortin-Hermann, das bereits im Buch «La Téléphonie» von Emile Piérard aus dem Jahr 1899 abgebildet ist.

In der Schweiz wurde von der Kabelindustrie diesem Gebiet auch weiteste Aufmerksamkeit gewidmet [9]), und an der Landesausstellung konnten bereits entsprechende Modelle, zum Teil in Betrieb für den Funkturm, gezeigt werden [10]). Erwähnt seien noch das Hochfrequenzkabel für den Kurzwellensender der technischen Hochschule auf dem Uetliberg (kleine Leistung) und das vom Kabelwerk Brugg gelieferte Speisekabel des Senders Beromünster (grosse Leistung) [11]). Es sind alles konzentrische Kabel mit Perlenisolation.

Welche Bedeutung wird nun den Fernmeldehochfrequenzkabeln in Zukunft zukommen und welche Entwicklung wird besonders für das Fernsehen zu erwarten sein? Wie beim Rundspruch stehen auch beim Fernsehen zwei Uebertragungsmöglichkeiten zur Verfügung — die drahtlose und die über Draht. Wie bekannt, ging die Rundfunkübertragung der ersten Jahre fast ausschliesslich durch den Aether und erst das zweite Jahrzehnt der Rundfunkentwicklung brachte — mit Rücksicht auf die grössere Störfreiheit — die Drahtübertragung, in der Schweiz als Telephonrundspruch oder Telediffusion (über das Telephonnetz) oder als Rediffusion und Radibus (über eigenes Kabelnetz) bekannt. Wenn aber auch die Drahtübertragungen sehr beliebt geworden sind [12]) (auf etwa 400 000 Radiohörer kamen Ende Februar 1937 etwa 65 000 Drahthörer und Ende April 1942 auf 600 000 Radiohörer etwa 93 000 Drahthörer), als grosser Reiz der Rundfunkübertragung durch den Aether bleibt die beliebige freie Auswahl der Programme aus Nah und Fern. Es ist zwar gesagt worden, dass es sich hier um eine technische Spielerei handelt und der ernsthafte Radiohörer sich mit einigen wenigen und dafür störungsfrei übertragenen Sendungen begnügt [13]); jedoch kann ich diesem Gedanken nicht ganz zustimmen.

Beim Fernsehen liegen die Verhältnisse etwas anders. Die Reichweite der Ultrakurzwellensender kann etwa zu $100 \cdot \sqrt{h}$ Kilometer angesetzt werden, wo h die Höhe der Antenne über dem Erdboden in km ist [14]. Stellt man die Antenne genügend hoch — die Verhältnisse liegen hierfür in der Schweiz an sich ja günstig — so kann zwar ein Sender ein beträchtliches Gebiet versorgen, wie ja die Untersuchungen von Tank und Gerber [15]) gezeigt haben; jedoch stören die Schattenwirkungen der Bodenerhebungen. Jedenfalls kann aber ein Fernsehempfänger nur *ein* drahtlos übermitteltes Fernsehprogramm empfangen, wobei die Tatsache des für die Sendungen zur Verfügung stehenden beschränkten Frequenzbandes nicht zu übersehen ist. Die leitungsgebundene Fernsehübertragung muss demnach auch ernsthaft in Erwägung gezogen werden, sei es für das eigentliche Fernsehen von Aktualitäten und Darbietungen, sei es für das vielleicht sich entwickelnde Fernsehen beim Telephonieren, sei es für das Fernsehkino, das von Fischer vorgeschlagen wird [16]). In dieser Richtung geht ja auch die Verlegung der Hochfrequenzkabel in den Großstaaten. Jedoch soll auch nicht der interessante Versuch unerwähnt bleiben, den die RCA zwischen New York und Philadelphia unternommen hat, wo gerichtete Dezimeterwellen über in etwa 50 km Abstand erstellte Empfangs-Sende-Antennen mit zwischengeschaltetem Verstärker mit gutem Erfolg übertragen werden [17]).

Betrachten wir die Kabelübertragung, so benötigt sie spezielle Hauptverbindungsleitungen zwischen den grossen Wohnzentren Stichleitungen zu den Studios und vorhandenen UKW-Sendern, dann Hochfrequenzverteilungskabel mit grösserer Dämpfung als die Hauptkabel zu den kleineren Aemtern. Von dort erfolgt die Uebertragung zu den Teilnehmern bis zu Entfernungen von 2 km über die gewöhnlichen Fernmeldeleitungen [18]).

Es erscheint also angebracht, sich mit der Planung eines solchen Hochfrequenzverteilungsnetzes bereits im jetzigen Augenblick zu befassen, wo ja sowieso in der Planung des erweiterungsbedürftigen Telephonkabelnetzes neue Wege beschritten werden müssen, sei es bezüglich der trägerfrequenten Ausnützung der grossen Durchgangsleitungen [19]) oder wegen der vom CCIF bereits empfohlenen Erweiterung des zu übertragenden Frequenzbandes in den pupinisierten Verteilungsleitungen [20]).

Die zukünftige Bedeutung der Hochfrequenzkabel ist noch nicht genau vorauszusagen; Laboratoriumsforschung und messtechnisches Erfassen der Eigenschaften sollen dazu dienen, dann bereit zu sein, wenn die technischen Bedürfnisse den Bau solcher Kabel erfordern.

Anhang 1

Ableitung der Beziehungen für $\mathfrak{Tg}\,\gamma l$ und $\frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\gamma l}$.

$$\mathfrak{Tg}\,\gamma l = \mathfrak{Tg}\,(\beta l + j\alpha l) = \frac{\mathfrak{Sin}\,(\beta l + j\alpha l)}{\mathfrak{Cof}\,(\beta l + j\alpha l)}$$

$$= \frac{\mathfrak{Sin}\,\beta l \cos\alpha l + j\,\mathfrak{Cof}\,\beta l \sin\alpha l}{\mathfrak{Cof}\,\beta l \cos\alpha l + j\,\mathfrak{Sin}\,\beta l \sin\alpha l}$$

$$= \frac{\mathfrak{Tg}\,\beta l + j\,\mathrm{tg}\,\alpha l}{1 + j\,\mathfrak{Tg}\,\beta l\,\mathrm{tg}\,\alpha l}$$

$$= \frac{\mathfrak{Tg}\,\beta l\,(1 + \mathrm{tg}^2\alpha l) + j\,\mathrm{tg}\,\alpha l\,(1 - \mathfrak{Tg}^2\beta l)}{1 + \mathfrak{Tg}^2\beta l\,\mathrm{tg}^2\alpha l}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\gamma l} = \frac{1 + j\,\mathfrak{Tg}\,\beta l\,\mathrm{tg}\,\alpha l}{\mathfrak{Tg}\,\beta l + j\,\mathrm{tg}^2\alpha l}$$

$$= \frac{\mathfrak{Tg}\,\beta l\,(1 + \mathrm{tg}^2\alpha l) - j\,\mathrm{tg}\,\alpha l\,(1 - \mathfrak{Tg}^2\beta l)}{\mathfrak{Tg}^2\beta l + \mathrm{tg}^2\alpha l}$$

Bei Rückführung auf Funktionen des doppelten Arguments lässt sich auch schreiben:

$$\mathfrak{Tg}\,\gamma l = \frac{\mathfrak{Sin}\,2\beta l + j \sin 2\alpha l}{\mathfrak{Cof}\,2\beta l + \cos 2\alpha l}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\gamma l} = \frac{\mathfrak{Sin}\,2\beta l - j \sin 2\alpha l}{\mathfrak{Cof}\,2\beta l - \cos 2\alpha l}$$

Anhang 2

Ableitung, dass für $r_L = r_K = r$ die Beziehung gilt:

$$r = Z_0\,u_{\beta l} = Z_0\,\frac{2\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}{1 + \mathfrak{Tg}^2\beta l}$$

Wir gehen aus von den Formeln:

$$r_K = \frac{\mathfrak{Sin}\,2\beta l - \varphi_Z \sin 2\alpha l}{\mathfrak{Cof}\,2\beta l + \cos 2\alpha l}\,Z_0$$

$$r_L \quad \frac{\mathfrak{Sin}\,2\beta l + \varphi_z \sin 2\alpha l}{\mathfrak{Cof}\,2\beta l - \cos 2\alpha l}\,Z_0$$

Damit $r_K = r_L$ wird, muss sein:

$$\varphi_Z = \frac{\mathfrak{Tg}\,2\beta l}{\mathrm{tg}\,2\alpha l}$$

Damit wird:

$$\frac{r}{Z_0} = \mathfrak{Tg}\,2\beta l = \frac{2\,\mathfrak{Tg}\,\beta l}{1 + \mathfrak{Tg}^2\beta l} = u_{\beta l}$$

Anhang 3

Bestimmung von $\dfrac{d\left(\dfrac{x_K}{Z_0}\right)}{d\,(\alpha\,l)}$ für $\dfrac{x_K}{Z_0} = 0$.

Es gilt

$$\frac{x_K}{Z_0} = \frac{\sin 2\alpha l + \varphi_z\,\mathfrak{Sin}\,2\beta l}{\cos 2\alpha l + \mathfrak{Cof}\,2\beta l}$$

$$\frac{d\left(\dfrac{x_K}{Z_0}\right)}{d\,(\alpha l)} = \frac{(\cos 2\alpha l + \mathfrak{Cof}\,2\beta l)\,2\cos 2\alpha l + 2\sin 2\alpha l\,(\sin 2\alpha l + \varphi_z\,\mathfrak{Sin}\,2\beta l)}{(\cos 2\alpha l + \mathfrak{Cof}\,2\beta l)^2} =$$

$$= 2\,\frac{1 + \mathfrak{Cof}\,2\beta l \cos 2\alpha l + \varphi_z\,\mathfrak{Sin}\,2\beta l \sin 2\alpha l}{(\cos 2\alpha l + \mathfrak{Cof}\,2\beta l)^2}$$

Insbesondere ist für $\cos 2\alpha l = 1$

$$\frac{d\left(\dfrac{x_K}{Z_0}\right)}{d\,(\alpha l)} = \frac{2}{1 + \mathfrak{Cof}\,2\beta l} = \frac{1}{\mathfrak{Cof}^2\beta l} = 1 - \mathfrak{Tg}^2\beta l$$

$\dfrac{x_K}{Z_0}$ wird gleich Null, wenn $\varphi_z = -\dfrac{\sin 2\alpha l}{\mathfrak{Sin}\,2\beta l}$

Damit wird:

$$\frac{d\left(\dfrac{x_K}{Z_0}\right)}{d\,(\alpha l)_{\frac{x_K}{Z_0}=0}} = \frac{2\cos 2\alpha l}{\cos 2\alpha l + \mathfrak{Cof}\,2\beta l} = \frac{2}{1 + \dfrac{\mathfrak{Cof}\,2\beta l}{\cos 2\alpha l}}$$

Für kleines φ_Z gilt: $\sin^2\alpha l \sim \varphi_z^2\,\mathfrak{Sin}^2\beta l\,\mathfrak{Cof}^2\beta l$

und damit wird:

$$\frac{d\left(\dfrac{x_K}{Z_0}\right)}{d\,(\alpha l)_{\frac{x_K}{Z_0}=0}} =$$

$$= \frac{2}{1 + \mathfrak{Cof}\,2\beta l} \cdot \frac{1}{1 + \dfrac{\mathfrak{Cof}\,2\beta l}{1 + \mathfrak{Cof}\,2\beta l} \cdot \dfrac{1 - \cos 2\alpha l}{\cos 2\alpha l}}$$

$$= \frac{1}{1 + \mathfrak{Cof}\,2\beta l} \cdot \frac{1}{1 + \dfrac{\mathfrak{Cof}^2\beta l + \mathfrak{Sin}^2\beta l}{\mathfrak{Cof}^2\beta l} \cdot \dfrac{\sin^2\alpha l}{\cos^2\alpha l - \sin^2\alpha l}}$$

$$\cong (1 - \mathfrak{Tg}^2\beta l) \cdot (1 - \varphi_Z^2\,\mathfrak{Sin}^2\beta l)\,(\mathfrak{Cof}^2\beta l + \mathfrak{Sin}^2\beta l)$$

$$\cong 1 - \mathfrak{Tg}^2\beta l$$

Anhang 4

Eingangswiderstand bei Abschluss mit Z_0.

Es gilt:

$$U_a = U_e\,\mathfrak{Cof}\,\gamma l + I_e Z\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l;\quad Z = Z_0\,(1 + \gamma\varphi_z)$$

$$I_a = I_e\,\mathfrak{Cof}\,\gamma l + \frac{U_e}{Z}\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l$$

Bei Abschluss mit Z_0 gilt:

$$U_e = I_e Z_0$$

Also wird:

$$R_a = \frac{U_a}{I_a} \frac{\mathfrak{Cof}\,\gamma l + \frac{Z}{Z_0}\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l}{\mathfrak{Cof}\,\gamma l + \frac{Z_0}{Z}\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l}$$

$$= \frac{\mathfrak{Cof}\,\gamma l + (1 + j\varphi_z)\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l}{\mathfrak{Cof}\,\gamma l + \frac{1}{1 + j\varphi_z}\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l}$$

$$\cong \frac{\mathfrak{Cof}\,\gamma l + \mathfrak{Sin}\,\gamma l + \gamma\varphi_z\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l}{\mathfrak{Cof}\,\gamma l + \mathfrak{Sin}\,\gamma l - \gamma\varphi_z\,\mathfrak{Sin}\,\gamma l}; \quad \varphi_z \ll 1$$

$$= \frac{1 + j\varphi_z \frac{1}{1 + \frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\gamma l}}}{1 - j\varphi_z \frac{1}{1 + \frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\gamma l}}}$$

für $\operatorname{tg} \alpha l = 0 \qquad \mathfrak{Tg}\,\gamma l = \mathfrak{Tg}\,\beta l$

$$R_a \cong 1 + j\,2\,\varphi_z \frac{1}{1 + \frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\beta l}}$$

für $\operatorname{tg} \alpha l = \infty \qquad \mathfrak{Tg}\,\gamma l = \frac{1}{\mathfrak{Tg}\,\beta l}$

$$R_a \cong 1 + j\,2\,\varphi_z \frac{1}{1 + \mathfrak{Tg}\,\beta l}$$

Literatur

[1]) **L. Espenschied** and **M. E. Strieby**: Systems for Wide-Band Transmission over Coaxial Lines. Bell System Tech. J., Bd. XIII, 1934, 4 October, p. 654.

H. Kaden: Ueber ein Verfahren zur Messung von Breitbandkabeln. Telegr. und Fernsprechtechn. 1936, S. 322.

[2]) **W. Gerber**: Dämpfungsbestimmung von Hochfrequenzkabeln durch Messung der Spannungsüberhöhung im Resonanzzustand. Techn. Mitt. Schweiz. Telegr. und Teleph. Verw. Bd. 16 (1938), S. 90.

[3]) **H. Jordan**: Fernsprechleitungen kleinster Verzerrung für mehrfache Verstärkung. ETZ 1916, Heft 3 und 4.

[4]) **A. M. Angelini**: Diviseurs de tension et câbles retardateurs dans l'enregistrement oscillographique des phénomènes transitoires. Bulletin SEV, Bd. 32 (1941), S. 305.

[5]) **A. Forstmeyer** und **W. Wild**: Geschirmte Antennenzuleitengen für Rundfunkempfang. Telegr. und Fernsprechtechn. 1933, Heft 9, S. 219.

[6]) **H. E. Ives**: Television. Bell System Tech. J., October 1927, p. 551.

[7]) **H. A. Affel, W. S. Gorton, R. W. Chesnut**: A new Key-West — Havana Carrier Telephone Cable. Bell System Tech. J., April 1932, p. 197.

[8]) **M. E. Strieby**: A Million Cycle Telephone System. Bell System Techn. J., January 1937, p. 1.

E. Fischer: Ueber den Aufbau von Breitbandkabeln. Europäischer Fernsprechdienst 1937, Heft 45, S. 15.

G. Wuckel: Physik der Fernsprechkabel bei höheren Frequenzen. Europ Fernsprechdienst 1937, Heft 47, S. 209.

E. M. Deloraine: Les câbles coaxiaux. Bull. Soc. Franç. des Electr., Bd. VIII (1938), p. 111.

E. Keutner: Neuere Entwicklung der Breitbandkabeltechnik. Europ. Fernsprechdienst 1939, Heft 56, S. 181.

Mumford: The London—Birmingham Coaxial Cable System. Post Office E. E. I., Vol. 30 (1937), p. 206.

[9]) **P. E. Schneeberger**: Allgemeine Kabeltechnik. Bulletin SEV, Bd. 29 (1938), Nr. 10, S. 213.

[10]) L'Electricité — Miroir de la technique moderne à l'Exposition Nationale Suisse 1939, p. 141 à 153.

[11]) **E. Baumann**: Das Antennenkabel des schweiz. Landessenders Beromünster. Schweiz. Bauztg., Bd. 111 (1938), S. 149.

[12]) **H. Keller**: Hochfrequenter Drahtrundspruch. Techn. Mitt. Schweiz. Telegr. und Teleph. Verw., Bd. 15 (1937), S. 121; Bd. 16 (1938), S. 113.

[13]) **F. Gladenbeck**: Betrachtungen zur Rundfunkversorgung in techn. Hinsicht nach dem Krieg. Jb. des elektr. Fernmeldewesens 1940, S. 100.

[14]) **F. Schröter**: Gedanken zur Fernsehausbreitung. Jb. des elektr. Fernmeldewesens 1940, S. 286.

[15]) **W. Gerber** und **F. Tank**: Ueber die Ausbreitung von Ultrakurzwellen. Helv. Phys. Acta, Bd. 10 (1937), S. 344.

[16]) **F. Fischer**: Auf dem Weg zur Fernsehgrossprojektion. Schweiz. Archiv, Bd. 6, April 1940, S. 89.

[17]) **F. H. Kroger, B. Trevor, J. E. Smith**: A 500 Mcs Radio Relay Distribution System for Television. RCA Rev., July 1940, p. 31.

[18]) **F. Ring**: Fernsehdrahtfunk. Telegr. und Fernsprechtechnik, Bd. 29 (1940), Nr. 6, S. 172.

[19]) **A. S. Angwin** und **R. A. Mack**: Modern System of Multichanneltelephony on Cables. J. Inst. El. Engrs., Vol. 81 (1937), p. 573.

C. W. Green und **E. I. Green**: A Carrier Telephone System for Toll Cables. Bell System Techn. J., January 1938, p. 80.

D. Thierbach und **A. Schmid**: Ein Zwölfkanalträgerfrequenzsystem für unbelastete Kabelleitungen. ETZ, Bd. 60 (1939), Heft 25, S. 761.

[20]) CCIF Oslo 1938, Dok. 72, Teil I.

A. Mentz: Gestaltung der Fernleitungsnetze. Europ. Fernsprechdienst 1941, Heft 57, S. I.

Diskussion

Der Vorsitzende: Es war besonders interessant, als ersten Vortragenden einen Vertreter der Kabeltechnik zu hören; denn auch die Kabeltechnik hat die grosse Umstellung vom Gebiete weniger hoher Frequenz zu dem Gebiete hoher Frequenz durchmachen müssen. Ueberhaupt kann die Kabeltechnik und damit allgemein auch die Schwachstromtechnik der allgemeinen Elektrotechnik sehr viel bieten.

Herr Goldschmidt hat uns auseinandergesetzt, wie heute die Kabeltechnik vorgeht, um die verschiedenen Konstanten bei den heute so wichtigen Hochfrequenzkabeln zu ermitteln. Wenn auch die Betrachtungsweise in mancher Hinsicht anders ist, als der Starkstromtechniker im allgemeinen gewohnt ist, so muss doch betont werden, dass die Elektrotechnik immer gemeinsame Wurzeln hat, ob man Schwachstrom- oder Starkstromtechnik treibt.

Selbst der Hochspannungstechniker muss bei Untersuchungen mit Spannungs- und Stromstössen das Kabel in seinen Eigenschaften bei hohen Frequenzen studieren, womit wieder gezeigt ist, wie weitgehend auch die moderne Hochspannungstechnik mit der Hochfrequenztechnik verwandt ist.

Wenn die Diskussion nicht benützt wird, gebe ich Herrn Dr. Robert, von der Hasler A.-G., das Wort.