

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 37 (1946)  
**Heft:** 24

**Artikel:** Strahlungsimpedanz und Antennenverkürzung des Sendedipols  
**Autor:** Müller-Strobel, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1061144>

### **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>**

gen durch das Steuerventil. Beim Ausschalten ist die Arbeitsweise genau gleich wie beim Einschalten, nur erfolgt sie in umgekehrter Richtung.

Die Stellungsanzeige erfolgt am einfachsten dadurch, dass der Schlitz, hinter welchem sich das Anzeigeschild befindet, im Blindschema der Schalttafel angeordnet ist. Der Teil «Ein» des Anzeigeschildes weist die gleiche Farbe wie das Blindschema, der

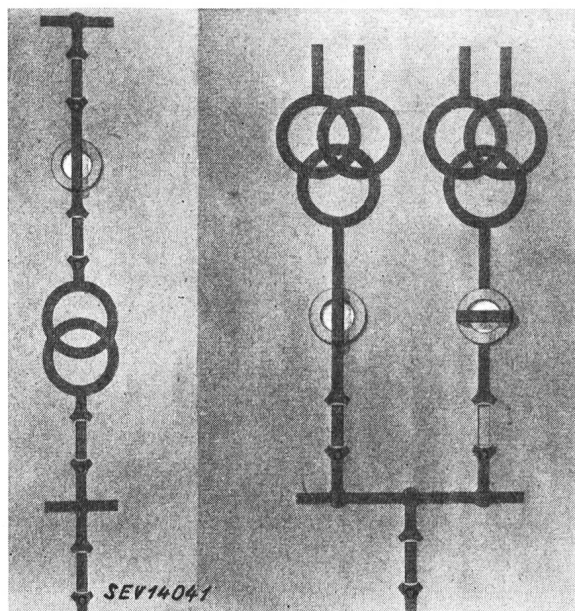


Fig. 2

Pneumatische Rückmelder in Kommando-Schalttafel eingebaut

Teil «Aus» die gleiche Farbe wie der Grundton der Schalttafel auf. Das Blindschema wird somit einwandfrei ergänzt, bzw. bei ausgeschaltetem Trenner unterbrochen, wie dies durch Fig. 2, welche die Anwendung des beschriebenen Rückmelders in den Hauptschalttafeln des Kraftwerkes Rapperswil-Auenstein darstellt, deutlich gezeigt wird. Die Arbeitsstellung wird durch eine auffallende, schräg rot-weiss gestreifte Färbung des Anzeigeschildes gekennzeichnet.

Fig. 3 stellt den pneumatischen Rückmelder mit den hinten sichtbaren Luftanschlüssen und dem unten angebauten Steuerschalter für die Fernbetätigung der hinter der Schalttafel montierten Magnetventile dar. Die Steuerschalterwelle wird mit-

tels eines Steckschlüssels durch eine kleine Öffnung in der Schalttafel betätigt. Wenn genügend Platz vorhanden ist, kann der Rückmeldekörper auch die Druckluftsteuerventile aufnehmen, wobei deren elektrische Steuerung überflüssig wird. Falls die Steuerung von verschiedenen Stellen aus erfolgen muss, z. B. auch in unmittelbarer Nähe der in einem andern Raum aufgestellten Trenner, können

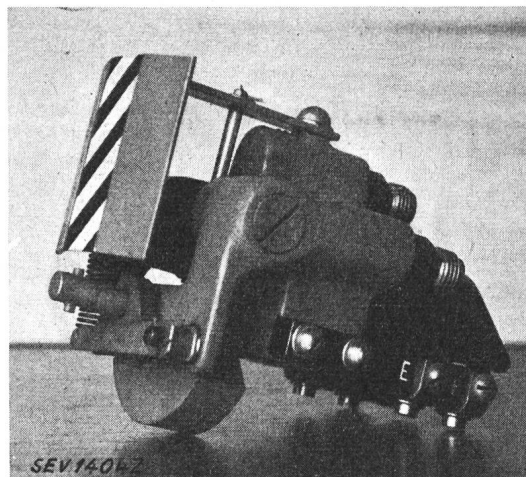


Fig. 3

Ansicht des pneumatischen Rückmelders

die Ventile im Rückmeldekörper als Elektromagnetventile ausgebildet werden. Die pneumatische Rückmeldung braucht zwischen dem Trenner und der Kommando-Schalttafel nur ein kleines Metallrohr von 4...6 mm Innendurchmesser, welches sehr leicht mit den Hauptdruckluftleitungen montiert werden kann, während die elektrische Rückmeldung drei Leiter benötigt, ev. mit Kabelendverschlüssen.

Der beschriebene Rückmelder, welcher unter Mitarbeit der Nordostschweizerischen Kraftwerke A.-G. durch die Firma *Alpha A.-G.*, Nidau, entwickelt und fabriziert wurde, weist neben seiner schönen Wirkung im Schalttafelbau dank seiner Einfachheit und robusten Bauart eine grosse Betriebssicherheit auf. Er wurde bereits für weit entfernte Trenner verwendet und kann in ähnlicher Weise auch für die Druckluftsteuerung, bzw. Stellungsanzeige anderer Apparate, z. B. Leistungsschalter usw., benützt werden.

Adresse des Autors:

R. Vénard, Ingenieur, Nidau (Biel).

## Strahlungsimpedanz und Antennenverkürzung des Sendedipols

Von J. Müller-Strobel, Zürich

621.396.671

Es wird über die Ergebnisse der Theorie erzwungener Schwingungen an einer Sende-Dipolantenne mit und ohne Berücksichtigung der Antennenverluste berichtet. Auf eine ausführliche Ableitung der mathematischen Beziehungen, die den im Literaturverzeichnis angegebenen Arbeiten entnommen werden können, wurde aus Platzgründen verzichtet. Dafür wird durch Gegenüberstellung der theoretischen Ergebnisse mit einer Anzahl Messungen an einer Ballonantenne die praktische Bedeutung der verwendeten Formeln gezeigt.

Application de la théorie des oscillations entretenues à une antenne dipôle d'émission, en tenant compte ou non des pertes dans l'antenne. Faute de place, l'auteur a renoncé à un exposé détaillé des relations mathématiques, qui figurent dans les travaux mentionnés dans la bibliographie. En revanche, il montre l'importance pratique des formules utilisées, en comparant les résultats théoriques avec ceux de mesures effectuées dans le cas d'une antenne supportée par un ballon.

## 1. Einleitung

Eine Sendeantenne besteht im Prinzip aus einer Quelle mit der Spannung  $U_s$ , die ihren Sitz in der Ankopplungsspule (Fig. 1) des Sendedipols hat. Die vom emittierten elektromagnetischen Feld herrührende Belastung wird durch die Strahlungsimpedanz der Antenne dargestellt. Die Berechnung der Strahlungsimpedanz war bisher Gegenstand vieler Untersuchungen, deren Ergebnisse nur mehr oder weniger mit tatsächlichen Messwerten übereinstimmten. Es bedurfte der zweckmässigen Vereinfachung von Hallén [1]<sup>1)</sup>, um die allgemeine Maxwell'sche Theorie für die Berechnung der Antennenströme und Strahlungsimpedanzen von Empfangs- und Sendedipolen anwenden zu können. Eine für das praktische Rechnen brauchbare Schlussformel leitete Hallén jedoch nicht ab, weshalb das dringende Bedürfnis bestand, eine Lösung im Sinne einer Näherungsentwicklung zu suchen [2, 3, 4].

Da es sich bei der Untersuchung von Empfangsdipolen zeigte, dass brauchbare Näherungslösungen ableitbar sind, war die Vermutung sehr berechtigt, ebenso einfache Lösungen für einen Sendedipol zu erhalten. Physikalisch und mathematisch ist der Sendedipol einfacher als der Empfangsdipol zu behandeln, weil der Einfluss eines einfallenden Feldes und mit ihm eine ganze Reihe von Funktionen wegfallen. In der vorliegenden Untersuchung wird gezeigt, wie sich die Strahlungsimpedanz und die Antennenverkürzung für einen vertikalen zylindrischen Dipol bei vollkommen leitender und ebener Erdoberfläche und ohne einschränkende Bedingung der Antennenlänge in Abhängigkeit zur Wellenlänge ermitteln lässt. Wegen Platzmangels wurden Zwischenrechnungen weggelassen und einer späteren Veröffentlichung vorbehalten. Um die Brauchbarkeit der theoretischen Ergebnisse festzustellen, wurden dieselben mit Messungen von Metzler, die an einer Ballonantenne am Orte des Landessenders Beromünster durchgeführt wurden, verglichen [5].

## 2. Die verlustlose Sendeantenne

### Theoretische Grundlagen

Gegeben ist ein Sendedipol nach Fig. 1 (halber Dipol), bestehend aus einer Ankopplungsspule und einem geraden Stab vom Durchmesser  $2\varrho$  und der Länge  $l$ . Der Abstand des Fusspunktes von der Spiegelebene betrage  $x_1$ . Der Strom an der Stelle  $x$  sei  $\mathfrak{I}_0(x)$ , der am Fusspunkt  $x=0$  sei  $\mathfrak{I}_0(0)$ . (Der Index 0 deutet auf «verlustlose Antenne».) Ist keine künstliche Antennenverlängerung (z. B. Schirmkapazitäten) vorhanden, so ist der Strom am Antennenende  $x=l$  definitionsgemäss  $\mathfrak{I}_0(l)=0$ .

Es werden nun die folgenden Definitionen eingeführt [2, 3, 4]:

$$\Omega = 2 \ln \frac{2l}{\varrho} \quad (1)$$

der Wellenparameter  $\kappa$  mit  $\lambda$  als Wellenlänge

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2)$$

und die reduzierten Koordinaten

$$L = \kappa l \quad (3)$$

$$X = \kappa x \quad (4)$$

Eine weitere Grösse ist die Funktion  $h(x)$  [2]

$$h(x) = \ln \frac{(l+x+\sqrt{(l+x)^2+\varrho^2})(l-x+\sqrt{(l-x)^2+\varrho^2})}{4l^2} \quad (5)$$

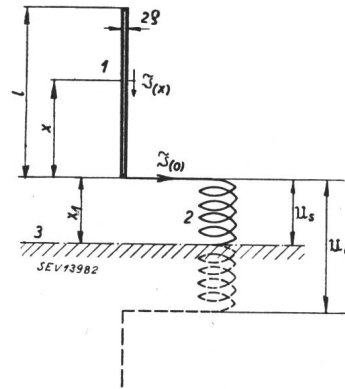


Fig. 1

Schematische Darstellung einer Dipolantenne

1 Antenne, 2 Ankopplungsspule, 3 Spiegelebene (Erdoberfläche).  $l$  Länge der Antenne,  $2\varrho$  Drahtdurchmesser,  $x_1$  Abstand des Antennenfusspunktes von der Spiegelebene,  $\mathfrak{I}_0(x)$  Antennenstrom an der Stelle  $x$ ,  $U_s$  Sendespannung,  $U_e$  Empfangsspannung.

Die Stromgleichung eines verlustlosen Sendedipols ist ähnlich derjenigen des Empfangsdipols (siehe [2], Gl. 37) und heisst

$$\mathfrak{I}_0(x) = \frac{a \alpha(x) + b \beta(x)}{1 + \frac{h(x)}{\Omega}} \quad (6)$$

Die Grössen  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  werden später bestimmt. Wie bereits gesagt wurde, besteht zwischen Sende- und Empfangsdipol ein enger, theoretischer Zusammenhang. Der Unterschied besteht nur darin, dass alle Glieder in der Theorie der Empfangsantenne, welche den Einfluss des äusseren, einfallenden Feldes berücksichtigen, in der Theorie des Sendedipols gleich Null zu setzen sind. Somit ist nur das Eigenfeld der Sendeantenne theoretisch zu erfassen. Unter diesem Gesichtspunkt verwandelt sich die Eigenimpedanz des Empfangsdipols in die Strahlungsimpedanz  $\mathfrak{Z}_0$  des Sendedipols, die Empfangsspannung  $U_e$  wird mit umgekehrtem Vorzeichen gleich der Sendespannung  $U_s$ . Zweckmässigerweise wird nach Fig. 1 für den vorliegenden Fall die Sendespannung  $U_s$  zwischen Erde und Fusspunkt definiert, so dass  $U_s = -\frac{U_e}{2}$  gilt. (Beim vollständigen Dipol wäre  $U_s = -U_e$ .)

Der Strom am Fusspunkt der Antenne  $x=0$  ist [2]:

$$\mathfrak{I}_0(0) = j \frac{\Omega a}{c \mathfrak{Z}_0} = j \frac{30 \Omega a}{\mathfrak{Z}_0} \quad (7)$$

Die Grösse  $c$  ist durch das Maßsystem gegeben [2], und es kann  $c = 1/30$  gesetzt werden. Für  $x=0$  erhält man aus Gl. (5)

$$h(0) = 0 \quad (8)$$

<sup>1)</sup> s. Literaturverzeichnis am Schluss.

und für  $x = l$

$$h(l) = -\frac{\Omega}{2} + \ln 2 \quad (9)$$

Diese Gl. (8) und (9) gelten für den Fall  $\varrho \ll l$ , so dass  $\frac{\varrho^2}{l^2} = 0$  ist.

Berechnet man den Strom am Fusspunkt der Antenne mit Hilfe der Gl. (6), indem man  $x$  gegen 0 gehen lässt und für  $h(x)$  den Wert  $h(0)$  aus Gl. (8) einsetzt, wird

$$\mathfrak{I}_0(0) = a \alpha(0) + b \beta(0) \quad (10)$$

Der Strom an der Antennenspitze bei  $x = l$  berechnet sich im gleichen Sinn und wird definitions-gemäss gleich 0.

$$\mathfrak{I}_0(L) = \frac{a \alpha(L) + b \beta(L)}{1 + \frac{\Omega/2}{\ln 2}} = 0 \quad (11)$$

Aus dieser Gl. (11) lässt sich bereits eine erste Beziehung für die Unbekannten  $a$  und  $b$  ermitteln, indem man

$$\frac{b}{a} = -\frac{\alpha(L)}{\beta(L)} \quad (12)$$

setzt. Durch Gegenübersetzung der Gl. (10) und (7) erhält man

$$j \frac{30 \Omega}{\mathfrak{I}_0} a = a \alpha(0) + b \beta(0) \quad (13)$$

Nach der Strahlungsimpedanz  $\mathfrak{I}_0$  aufgelöst und an Stelle des Quotienten  $b/a$  den Wert der Gl. (12) eingesetzt, ergibt die endgültige Beziehung

$$\mathfrak{I}_0 = j \frac{30 \Omega \beta(L)}{\alpha(0) \beta(L) - \alpha(L) \beta(0)} = Z'_0 + j Z''_0 \quad (14)$$

Die Grössen  $a$  und  $b$  sind in Gl. (14) nicht mehr enthalten. Unbekannt sind nur noch die  $\alpha$  und  $\beta$ , die sich nach den folgenden Formeln berechnen lassen [2]:

$$\alpha(0) = \frac{S_1(0)}{\Omega} \quad \beta(0) = 1 - \frac{S_2(0)}{\Omega} \quad (15) \quad (17)$$

$$\alpha(L) = \sin \kappa l - \frac{S_1(l)}{\Omega} \quad \beta(L) = \cos \kappa l - \frac{S_2(l)}{\Omega} \quad (16) \quad (18)$$

Die Grössen  $S$  sind durch die Formeln gegeben:

$$S_1(0) = 2 j M(L) \quad (19)$$

$$S_1(l) = -j e^{jL} [2 M(L) - M(2L)] - \frac{2 \ln 2 \cdot \sin L}{\Omega} \quad (20)$$

$$S_2(0) = 2 M(L) \quad (21)$$

$$S_2(l) = e^{jL} M(2L) \quad (22)$$

wo die Funktionen  $M(L)$  und  $M(2L)$  Integrale von folgender Form darstellen [2]:

$$M(z) = \int_0^z (e^{-j\xi} \cos \xi - 1) \frac{d\xi}{\xi} \quad (23)$$

### Experimentelle Ergebnisse

Die Strahlungsimpedanz  $\mathfrak{I}_0$  einer Ballonantenne, bestehend aus einem Bronzedraht von einer Länge  $l = 215$  m und einem Durchmesser  $2\varrho = 3$  mm (Fig. 2), wurde von Metzler auf dem Blosenberg bei Beromünster gemessen [5]. Ein Erdnetz

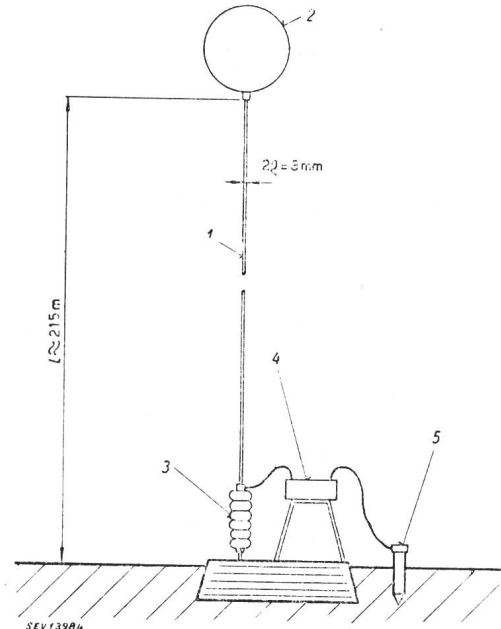


Fig. 2

Messanordnung mit Ballonantenne

1 Antennendraht, 2 Ballon, 3 Isolator, 4 HF-Impedanzmessbrücke, 5 Erdpfahl.

wurde nicht ausgelegt. Als Impedanzmessbrücke diente eine HF-Brücke (Fabrikat General-Radio) mit Pfahlerdung. Die Messwerte sind in den Fig. 4 und 5 als Kreuze eingezeichnet. Nach Gl. (14) wurden die theoretischen Werte berechnet und als gestrichelte Kurven eingetragen. Der Realteil  $Z'_0$  ist in Fig. 4, der Imaginärteil  $Z''_0$  in Fig. 5 aufgezeichnet. Für kleine Werte von  $Z'_0$ , die bei der Grundfrequenz (Bereich 0,4 MHz) und den Oberschwingungsresonanzen (Bereich 1,0 und 1,7 MHz) auftreten, stimmen die Messergebnisse mit der Theorie gut überein. Im Gebiete der Zwischenresonanzen dagegen sind die Abweichungen etwas grösser, über-

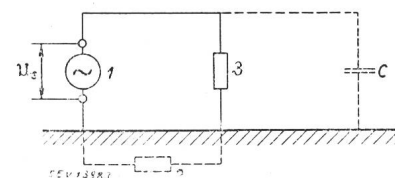


Fig. 3

Ersatzschema der Antennenanordnung

$U_s$  Sendespannung, 3 Strahlungsimpedanz, C Parallelkapazität (Mess- und Restkapazität), 1 Sender, 2 Ersatzwiderstand für den Erdungsverlust.

schreiten aber einen maximalen Fehler von 4,5 % (bezüglich der Frequenz) nicht. Ähnlich ist die Übereinstimmung der Imaginärteile  $Z''_0$  in Fig. 5. Abweichungen sind nur bei negativen Imaginärteilen zu konstatieren. Allen Werten gemeinsam ist die charakteristische Verschiebung der Messpunkte bei

den Zwischenresonanzen in Richtung der niedrigeren Frequenzen. Diese Verschiebung von  $\Delta f = 3,75\%$  ist zum Teil auf die zusätzliche Belastung des Antennenfusses durch die Parallelkapazität  $C$  der Messbrücke (Fig. 3) zurückzuführen. Zum anderen Teil ist sie durch die Vernachlässigung der Antennen- und Erdungsverluste bedingt, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

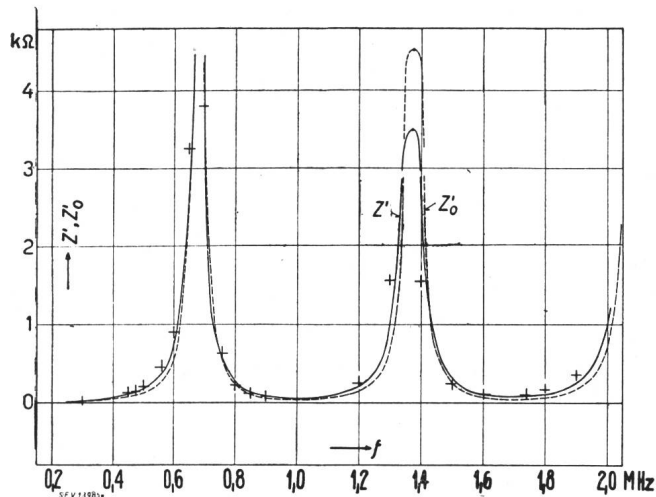


Fig. 4

Realteil der Strahlungsimpedanz in Funktion der Frequenz  $Z'$  Realteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste berücksichtigt).  $Z_0'$  Realteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste vernachlässigt).  $f$  Frequenz.

Die Kurven stellen berechnete Werte, die Kreuze einzelne Messpunkte dar.

Zur Erklärung, dass die Messkapazität eine Linksverschiebung verursacht, betrachte man ein Ersatzschema nach Fig. 3 mit  $C = 0$ . Der theoretisch ermittelte Imaginärteil  $Z_0''$  muss im Bereiche der Zwischenresonanz bei der Frequenz  $\omega_r$  gleich 0 werden. Wirkt nun jedoch eine Messkapazität  $C$  als Restkapazität, so wird man bei dieser Frequenz  $\omega_r$  einen kapazitiven Imaginärteil (negatives Vor-

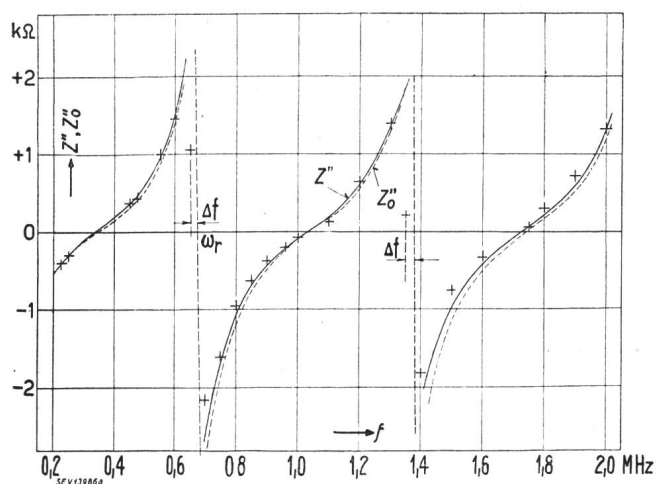


Fig. 5

Imaginärteil der Strahlungsimpedanz in Funktion der Frequenz

$Z''$  Imaginärteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste berücksichtigt).  $Z_0''$  Imaginärteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste vernachlässigt).  $f$  Frequenz.

$\omega_r$  Kreisfrequenz der Zwischenresonanz.  $\Delta f$  Frequenzverschiebung.

Die Kurven stellen berechnete Werte, die Kreuze einzelne Messpunkte dar.

zeichen) messen. Einen Hinweis hierfür bietet auch die Theorie, wenn man eine Messkapazität  $C = 100$  pF in die Rechnung einsetzt. Es bestätigt sich eine resultierende Linksverschiebung  $\Delta f$  von zirka 1,9 %.

Bemerkenswert ist zudem der Umstand, dass in den Fig. 4 und 5 bei der ersten Zwischenresonanz von 0,67 MHz eine Linksverschiebung  $\Delta f = 1,75\%$ , bei der zweiten von 1,5 MHz eine solche von  $\Delta f = 3,65\%$  vorhanden ist. Entsprechend der Verdoppelung der Frequenz ist somit der Einfluss der Störkapazität  $C$  ebenfalls um den Faktor 2 gestiegen.

Die sogenannte Parallelkapazitätshypothese, deren Erläuterung in der Untersuchung von Siegel und Labus [6] mit der nur beschränkt gültigen Leitungstheorie erfolgte, erhält dadurch neue Bedeutung. Zur gleichen Ansicht gelangte auch Metzler [5].

### 3. Die verlustbehaftete Sendeantenne

#### Theoretische Grundlagen

Zur Theorie der verlustbehafteten Sendeantenne werden auch hier nur Endresultate angegeben, um einen Vergleich mit der bereits behandelten Theorie der verlustfreien Antenne vornehmen zu können. Grundsätzlich ist für die Ableitung dieser approximativen Lösung das gleiche Verfahren wie im vorangegangenen Abschnitt anzuwenden. Neu zu berücksichtigen ist der Antennenwiderstand  $r_\lambda$ . Er lässt sich nach folgender Formel berechnen [7]:

$$r_\lambda = (1 + j) \pi \varrho \sqrt{\mu \sigma_m f} r_0 \quad (24)$$

wo  $\mu$  die Permeabilität,  $\sigma_m$  die Leitfähigkeit,  $f$  die Frequenz und  $r_0$  den ohmschen Widerstand bedeuten.

Die Strahlungsimpedanz der verlustbehafteten Sendeantenne lässt sich ähnlich wie in Gl. (14) ausdrücken:

$$\mathfrak{Z} = j 30 \Omega \frac{\psi_1}{\psi_2} = Z' + j Z'' \quad (25)$$

Die Funktionen  $\psi_1$  und  $\psi_2$  bedeuten

$$(26)$$

$$\psi_1 = \Omega - \operatorname{tg} L [(1 + j) M(2L) - (1 - j) H_0 \sqrt{L}]$$

$$\psi_2 = -\operatorname{tg} L [4 M(L) - M(2L) - 2 \ln 2 - \Omega]$$

$$- j [4 M(L) - M(2L)]$$

$$- (1 - j) \frac{H_0}{\sqrt{L}} (L - \operatorname{tg} L) \quad (27)$$

In der Grösse  $H_0$  sind die Verluste, die durch den Antennenwiderstand  $r_\lambda$  verursacht werden, berücksichtigt. Als Annäherungswert gilt [7]

$$H_0 \approx 0,0364 \sqrt{\frac{l}{\varrho^2 \sigma_m}} \quad (28)$$

#### Experimentelle Ergebnisse

Bei der Berechnung der Strahlungsimpedanz  $\mathfrak{Z}$  sind die frequenzabhängigen Antennenwiderstände  $r_\lambda$  für Bronzedraht nach Gl. (24) berücksichtigt. Die Realteile  $Z'$  und die Imaginärteile  $Z''$  der Strahlungsimpedanz sind nach Gl. (25) ermittelt und die

Ergebnisse in den Fig. 4 und 5 als ausgezogene Kurven aufgetragen. Um die Verluste in der Erdleitung zu berücksichtigen, führte man im Antennenkreis einen zusätzlichen Leitungsverlust in Form eines Widerstandes (2 in Fig. 3) ein. Um durch eine Ueberschlagsrechnung den Beweis zu erbringen, dass die theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen bei Berücksichtigung der Verluste noch besser übereinstimmen, wurde angenommen, dass der Erdwiderstand  $\frac{5}{7}$  und der Antennenwiderstand  $\frac{2}{7}$  des gesamten Antennenkreisverlustwiderstandes betrage. Ein solches Verhältnis durfte deshalb gewählt werden, weil sich der Charakter der Erdwiderstände mit guter Näherung proportional der Wurzel aus  $\omega$ , also gleich wie der Widerstand des Antennendrahtes  $r_\lambda$  nach Gl. (24), verändert. Die Fig. 4 und 5 zeigen, dass die so ermittelten theoretischen Werte (ausgezogene Kurven) gegenüber den experimentellen Ergebnissen im Gebiete der verstimmtten Antenne sehr kleine Abweichungen aufweisen. Die Verschiebung  $\Delta f$  von 3,65 % bei Berechnung der verlustlosen Antenne hat sich auf rund 2 % verringert. Der noch verbliebene Betrag  $\Delta f$  ist auf den bereits erwähnten Einfluss der Störkapazität  $C$  zurückzuführen. Die Behauptung ist wohl berechtigt, dass bei Berücksichtigung von Antennen- und Erdungsverlusten eine genaue Uebereinstimmung der Messwerte mit der Theorie erreicht wird.

#### 4. Die Antennenverkürzung

An Hand der entwickelten Theorie ist eine sehr einfache Berechnung der Antennenverkürzung  $\Delta$  möglich. Definiert man

$$\Delta = 100 \frac{l}{\lambda/4} [\%] \quad (29)$$

so lässt sich die Antennenverkürzung ohne Berücksichtigung der Antennenverluste nach der Formel berechnen:

$$\Delta_0 = \frac{200}{\pi} \frac{M''(2L)}{\Omega + M'(L)} \quad (30)$$

Mit Berücksichtigung der Antennenverluste:

$$\Delta = \frac{200}{\pi} \frac{M''(2L)}{\Omega + M'(L)} \left( 1 + \frac{H_0 \sqrt{L}}{M''(L)} \right) \quad (31)$$

Hier wird mit  $M'$  der Realteil und mit  $M''$  der Imaginärteil der komplexen Funktionen  $M(z)$  der Gl. (23) bezeichnet.

Als Vergleichswerte stehen 2 Messungen für  $\Omega = 25,19$  und  $\Omega = 27,3$  zur Verfügung (Fig. 6). Diese Messwerte sind als Kreuze eingetragen. Der Verlauf von  $\Delta_0$  nach Gl. (30) ist als gestrichelte Linie, derjenige von  $\Delta$  nach Gl. (31) als ausgezo-

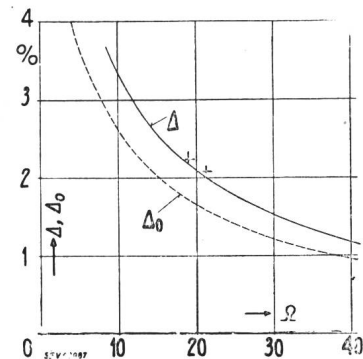


Fig. 6.

Antennenverkürzung in Funktion der Grösse  $\Omega$

$\Delta$  Antennenverkürzung (Antennenverluste berücksichtigt).

$\Delta_0$  Antennenverkürzung (Antennenverluste vernachlässigt).

$\Omega = 2 \ln \frac{2l}{e}$  ( $l$  Länge der Antenne,  $2e$  Drahtdurchmesser).

Die Kurven stellen berechnete Werte, die Kreuze einzelne Messpunkte dar.

gene Linie gekennzeichnet. Bei der Berechnung von  $\Delta$  wurden die gleichen Antennen- und Erdungsverluste angenommen, wie sie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurden. Der theoretische Kurvenverlauf stimmt im vergleichbaren Bereich mit den experimentellen Ergebnissen gut überein.

#### Literatur

- [1] Hallén, E.: Nova acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis Bd. 11 (1938), Nr. 4, S. 1...44.
- [2] Müller-Strobel, J., und Patry, J.: Der Empfangsdipol. Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. Bd. 12(1946), Nr. 7, S. 201...213.
- [3] Müller-Strobel, J., und Patry, J.: Die gerade Empfangsantenne. Helv. phys. acta Bd. 17(1944), Nr. 2, S. 127...132.
- [4] Müller-Strobel, J., und Patry, J.: Berechnung von Hilfsfunktionen für gerade Empfangsantennen beliebiger Höhe. Helv. phys. acta Bd. 17(1944), Nr. 6, S. 455...462.
- [5] Metzler, E.: Erzwungene elektrische Schwingungen an rotationssymmetrischen Leitern bei zentraler Anregung. Dissert. ETH. Zürich, 1943.
- [6] Siegel, E., und Labus, J.: Sendeantennen. Hochfrequenz-techn. u. Elektroakustik Bd. 49(1937), Nr. 3, S. 87...94.
- [7] Frank, Ph., und Mises, R. von: Differentialgleichungen der Physik. Leipzig-Berlin, 1935. Bd. 2, S. 879 u. 894.

Adresse des Autors:

Dr. J. Müller-Strobel, Ingenieur, Flühgasse 53, Zürich 8.

## Wirtschaftliche Mitteilungen — Communications de nature économique

### Verhinderung von Liegenschafts-Handänderungen im Stauseegebiet des Hinterrheintales

Am 20. September 1945 verkauften drei — übrigens nicht bäuerliche — Grundeigentümer verschiedene im Hinterrheintal gelegene landwirtschaftliche Liegenschaften zum Preise von 294 000 Fr. an die A.-G. Rhätische Werke für Elektrizität (RW) in Thusis. Neben Bestimmungen über vereinbarte Nachzahlungen der Käuferin für den Fall des Zustandekommens des Rheinwald-Kraftwerkes enthielten die Kaufverträge auch noch Vereinbarungen über die Fortsetzung des Pachtverhältnisses mit den bisherigen Pächtern und die Wei-

terveräusserung der Liegenschaften an Landwirte, wenn das erwähnte Kraftwerk überhaupt nicht zur Ausführung gelangen sollte.

In der Folge verweigerten aber sowohl die bündnerische Bodenrechtskommission (Beschlüsse vom 9. Oktober und 28. Dezember 1945), als auch der Kleine Rat des Kantons Graubünden mit Beschluss vom 4. April 1946 diesen Handänderungen die erforderliche Genehmigung. Die bündnerischen Behörden stützten sich dabei vor allem auf Art. 9, Ziff. 4, des Bundesratsbeschlusses vom 19. Januar 1940 / 7. November 1941 über Massnahmen gegen die Bodenspekulation sowie zum Schutze der Pächter (BMB), wonach einem Liegenschaftenverkauf die Genehmigung in der Regel ver-