HEINRICH-HERTZ-INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG
BERLIN-CHARLOTTENBURG

Technischer Bericht Nr. 41

Die Messung der elektrischen und magnetischen Schirmung von Kabeln bei hohen Frequenzen

Dr.-Ing. H. JUNGFER

1 9 6 0

Technischer Bericht Nr. 41

Die Messung der elektrischen und magnetischen Schirmung von Kabeln bei hohen Frequenzen

Zusammenfassung

Bisher wurde der Kopplungswiderstand als ausreichendes Maß für die Wirksamkeit einer Kabelabschirmung angesehen. Er erfaßt jedoch nur die durch den Strom, bzw. das magnetische Feld hervorgerufene Störspannung. Neuere Messungen scheinen darauf hinzudeuten, daß in gewissen Fällen auch das elektrische Feld einen merklichen Anteil zur Störspannung beiträgt. Eine theoretische Aussage hierüber ist wegen des sehr verwickelten Aufbaus des Schirmes in fast allen praktischen Fällen nicht möglich. Daher werden Beziehungen abgeleitet, mit deren Hilfe bei hohen Frequenzen die gesamte durchgelassene Leistung oder auch der Anteil der magnetischen Kopplung, gekennzeichnet durch den Kopplungswiderstand, und der elektrischen Kopplung, gekennzeichnet durch einen Kopplungsleitwert, getrennt gemessen werden können.

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter

gez. Jungfer

(Dr.-Ing. Heinz JUNGFER)

Der Abteilungsleiter

gez. Gundlach

(Prof.Dr.-Ing. F.W. GUNDLACH)

Der Institutsdirektor

gez. Cremer

(Prof.Dr.-Ing. L. CREMER)

Berlin-Charlottenburg, den 22. Januar 1960

Die Messung der elektrischen und magnetischen Schirmung von Kabeln bei hohen Frequenzen

Allgemeines

Üblicherweise wird als Maß für die Wirksamkeit einer Kabelabschirmung der Kopplungswiderstand angegeben. Man versteht darunter das Verhältnis der Spannung, die beispielsweise auf der Innenseite eines Schirmes durch einen auf ihrer Außenseite fließenden Strom hervorgerufen wird, zu diesem sie erzeugenden Strom. Ist der Strom, bzw. das mit ihm verknüpfte magnetische Feld die einzige Ursache der Störspannung, so wird die Güte der Schirmung durch den Kopplungswiderstand eindeutig beschrieben. Hierfür sind in einer früheren Arbeit [1] alle für die Messung erforderlichen Beziehungen abgeleitet worden. Befindet sich der Schirm jedoch gleichzeitig in einem elektrischen Feld, so kann auch durch dieses eine Störspannung hervorgerufen werden. Im folgenden sollen die Beziehungen für die Störspannung abgeleitet werden für den Fall, daß gleichzeitig ein magnetisches und ein elektrisches Feld vorhanden ist.

Rechnerische Grundlagen

Im Hinblick auf die üblichen Meßverfahren betrachten wir hierzu eine Anordnung nach Bild 1, bei der das Kabel mit der zu untersuchenden Abschirmung koaxial in einem massiven metallischen Rohr untergebracht ist.

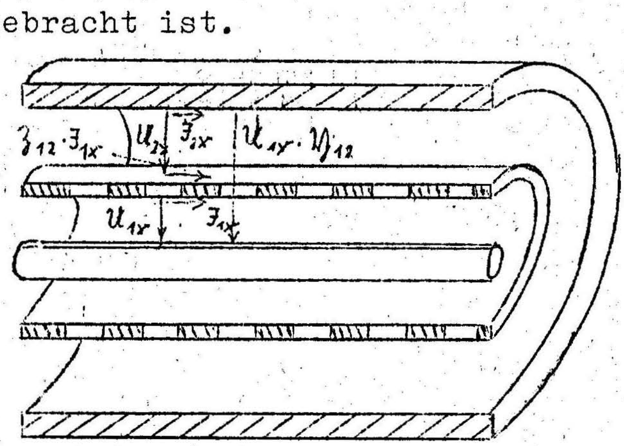

Bild 1 Element des doppelt-koaxialen Leitungssystems

Das System 1 werde von einem Sender gespeist; am Ort x sei die Spannung $\mathfrak{U}_{1x}$ und der Strom $\mathfrak{J}_{1x}$. Durch das elektrische Feld wird dann kapazitiv in das System 2 eine der Spannung $\mathfrak{U}_{1x}$ proportionale Einströmung $\mathfrak{Y}_{12} \cdot \mathfrak{U}_{1x}$ und durch das magnetische Feld eine

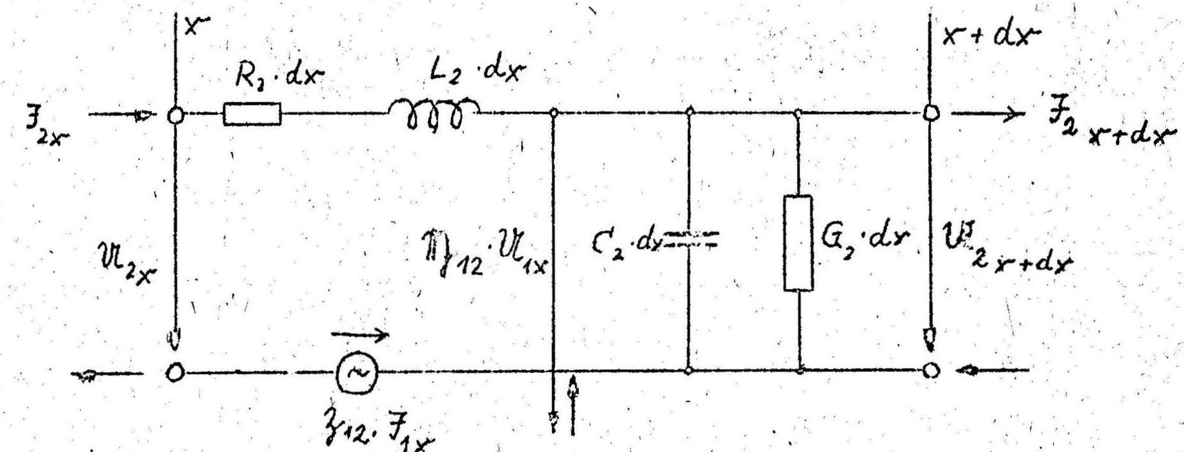

Bild 2 Elektrisches Ersatzbild eines Leitungselementes des äußeren Systems von Bild 1

dem Strom $\mathfrak{J}_{1x}$ proportionale Spannung $\mathfrak{z}_{12} \cdot \mathfrak{J}_{1x}$ eingekoppelt. Für ein Leitungselement der gestörten Leitung 2 (Bild 2) gelten dann folgende Differentialgleichungen:

$$- \frac{d\mathfrak{U}_{2x}}{dx} = \mathfrak{J}_{2x} \cdot \gamma_2 \mathfrak{z}_2 - \mathfrak{J}_{1x} \cdot \mathfrak{z}_{12} \tag{1a}$$

$$- \frac{d\mathfrak{J}_{2x}}{dx} = \mathfrak{U}_{2x} \cdot \frac{\gamma_2}{\mathfrak{z}_2} + \mathfrak{U}_{1x} \cdot \mathfrak{Y}_{12} \tag{1b}$$

mit $\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2 = \sqrt{(R_2 + j\omega L_2)(G_2 + j\omega C_2)}$

und $\mathfrak{z}_2 = \sqrt{(R_2 + j\omega L_2)/(G_2 + j\omega C_2)}$

Für die Leitung 1 gilt, da die Rückwirkung des Systems 2 auf das System 1 praktisch vernachlässigbar klein ist,

$$- \frac{d\mathfrak{U}_{1x}}{dx} = \mathfrak{J}_{1x} \cdot \gamma_1 \cdot \mathfrak{z}_1 \tag{2a}$$

$$- \frac{d\mathfrak{J}_{1x}}{dx} = \mathfrak{U}_{1x} \frac{\gamma_1}{\mathfrak{z}_1} \tag{2b}$$

Als Lösung für $\mathfrak{U}_{1x}$, bzw. $\mathfrak{J}_{1x}$ ergibt sich bekanntlich die Überlagerung einer hin- und einer rücklaufenden Welle mit der Fortpflanzungskonstanten γ_1.

Vereinigt man Gleichung (1a) mit (1b) und führt (2b) ein, so erhält man als Differentialgleichung für $\mathfrak{U}_{2x}$

$$\frac{d^2\mathfrak{U}_{2x}}{dx^2} - \gamma_2^2\,\mathfrak{U}_{2x} = \left(\mathfrak{Y}_{12}\cdot\gamma_2\mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{Z}_{12}\,\frac{\gamma_1}{\mathfrak{Z}_1}\right)\mathfrak{U}_{1x} \qquad (3)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist eine Überlagerung zweier Wellen, von denen die eine die Fortpflanzungskonstante γ_2 und die andere die Fortpflanzungskonstante γ_1 hat und die ihrerseits wieder aus der Überlagerung je einer hin- und einer rücklaufenden Welle bestehen. Wir können sie beispielsweise durch den Ansatz

$$\mathfrak{U}_{2x} = A\cdot\mathfrak{Cof}\,\gamma_2 x + B\cdot\mathfrak{Sin}\,\gamma_2 x + C\cdot\mathfrak{Cof}\,\gamma_1 x + D\cdot\mathfrak{Sin}\,\gamma_1 x \qquad (4)$$

beschreiben. Wir finden die Konstanten A, B, C und D, indem wir mit dem Ansatz (4) in die Differentialgleichung (3) hineingehen und die Randbedingungen für x = 0 und x = ℓ einführen.

Um möglichst allgemein verwendbare Beziehungen zu erhalten, wollen wir beliebige Abschlußwiderstände am Anfang und am Ende der beiden Leitungen annehmen. Wir erhalten dann die in Bild 3 dar-

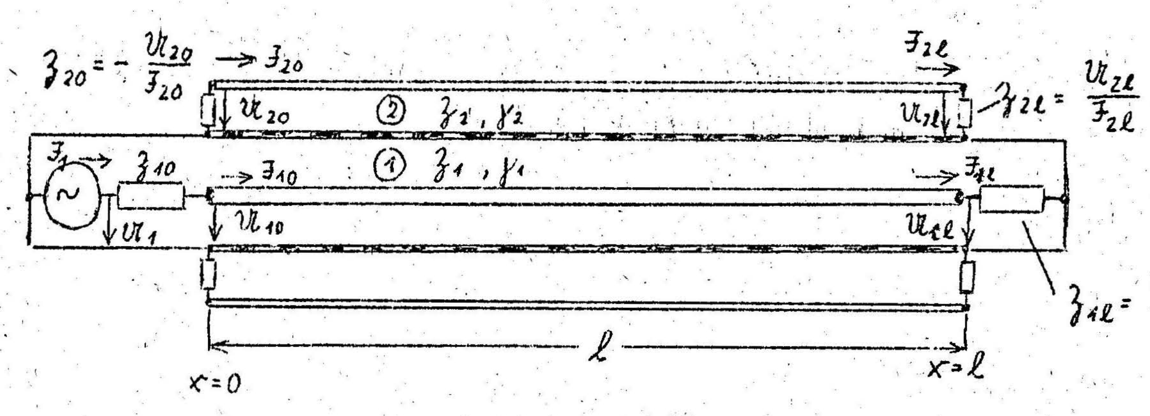

Bild 3 Allgemeinste Meßanordnung zur Bestimmung des Kopplungswiderstandes und des Kopplungsleitwertes

gestellte Anordnung. Mit den Bezeichnungen und Pfeilrichtungen dieses Bildes erhalten wir durch Einsetzen in Gleichung (4) das Ergebnis für die Messung am sendernahen Ende in der Form

$$\frac{\mathfrak{U}_{20}}{\mathfrak{U}_1} = \frac{1}{\gamma_1^2-\gamma_2^2}\left[\mathfrak{Y}_{12}\cdot\mathfrak{Z}_2\,\frac{\gamma_1 L_0-\gamma_2 M_0}{N} + \frac{\mathfrak{Z}_{12}}{\mathfrak{Z}_1}\,\frac{\gamma_1 M_0-\gamma_2 L_0}{N}\right], \qquad (5)$$

worin

$$L_0 = \frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}\left[\frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2} - \left(\frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2}\operatorname{Cof}\gamma_2 l + \operatorname{Sin}\gamma_2 l\right)\left(\operatorname{Cof}\gamma_1 l + \frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\operatorname{Sin}\gamma_1 l\right)\right]$$

$$M_0 = \frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}\left[\frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1} - \left(\operatorname{Cof}\gamma_2 l + \frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2}\operatorname{Sin}\gamma_2 l\right)\left(\frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\operatorname{Cof}\gamma_1 l + \operatorname{Sin}\gamma_1 l\right)\right]$$

$$N = \left[\left(\frac{\mathfrak{Z}_{10}}{\mathfrak{Z}_1}+\frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\right)\operatorname{Cof}\gamma_1 l + \left(1+\frac{\mathfrak{Z}_{10}}{\mathfrak{Z}_1}\cdot\frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\right)\operatorname{Sin}\gamma_1 l\right]\left[\left(\frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}+\frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2}\right)\operatorname{Cof}\gamma_2 l + \left(1+\frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}\cdot\frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2}\right)\operatorname{Sin}\gamma_2 l\right]$$

bedeuten.

Für die Messung am senderfernen Ende ergibt sich

$$\frac{\mathfrak{U}_{2l}}{\mathfrak{U}_1} = \frac{1}{\gamma_1^2-\gamma_2^2}\left[\mathfrak{Y}_{12}\mathfrak{Z}_2\,\frac{\gamma_1 L_l+\gamma_2 M_l}{N} - \frac{\mathfrak{Z}_{12}}{\mathfrak{Z}_1}\,\frac{\gamma_1 M_l+\gamma_2 L_l}{N}\right]; \qquad (6)$$

hierin ist

$$L_l = \frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2}\left[\left(\frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}\operatorname{Cof}\gamma_2 l + \operatorname{Sin}\gamma_2 l\right) - \frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}\left(\operatorname{Cof}\gamma_1 l + \frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\operatorname{Sin}\gamma_1 l\right)\right],$$

$$M_l = \frac{\mathfrak{Z}_{2l}}{\mathfrak{Z}_2}\left[\frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\left(\operatorname{Cof}\gamma_2 l + \frac{\mathfrak{Z}_{20}}{\mathfrak{Z}_2}\operatorname{Sin}\gamma_2 l\right) - \left(\frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\mathfrak{Z}_1}\operatorname{Cof}\gamma_1 l + \operatorname{Sin}\gamma_1 l\right)\right],$$

N der gleiche Nenner wie oben in (5).

Diese Beziehungen entsprechen den in [1] abgeleiteten Gleichungen (5) und (6), sind aber um ein zusätzliches Glied, das von der elektrischen Kopplung $\mathfrak{Y}_{12}$ herrührt, erweitert. Für $\mathfrak{Y}_{12} = 0$ gehen sie natürlich vollständig in die früheren Beziehungen über.

Wir wollen diese vollständigen Beziehungen auf das bei mittleren Frequenzen übliche Meßverfahren zur Bestimmung des Kopplungswiderstandes anwenden. Hier ist $\mathfrak{Z}_{10} = 0$, $\mathfrak{Z}_{1l} = 0$, $\mathfrak{Z}_{20} = 0$ und $\mathfrak{Z}_{2l} = \infty$. Die Leitungslänge l sei so kurz gewählt, daß $\mathfrak{Sin}\, \gamma l \approx \gamma l$ und $\mathfrak{Cof}\, \gamma l \approx 1$ gesetzt werden kann. Dann folgt aus (6)

$$\frac{\mathfrak{U}_{2l}}{\mathfrak{U}_1} = \frac{\mathfrak{Z}_{1l}}{\gamma_1 \mathfrak{Z}_1} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\mathfrak{U}_{2l}}{\mathfrak{J}_1} = \mathfrak{Z}_{12} \cdot l \,, \tag{7}$$

die gleiche Beziehung wie früher; $\mathfrak{Y}_{12}$ ist in ihr nicht enthalten. Mit dieser Messung wird also zwar die magnetische Kopplung, gekennzeichnet durch Kopplungswiderstand, genau erfaßt, aber auch nur diese.

Daß das Glied mit $\mathfrak{Y}_{12}$ verschwindet, hat seinen Grund darin, daß die Spannung im ganzen System 1 sehr klein ist. Am Ende bei $x = l$ ist sie sogar Null; daher ist dort auch keine Störeinströmung in das System 2. Am Anfang der Leitung bei x = 0 hat sich zwar eine kleine Spannung an dem induktiven Widerstand des Kabels 1 aufgebaut, die hierdurch verursachte Einströmung ruft aber in dem System 2 ebenfalls keine Störspannung hervor, da dieses System dort kurzgeschlossen ist.

Um $\mathfrak{Y}_{12}$ messen zu können, muß die Schaltung so geändert werden, daß sich Spannungen ausbilden können. Das nächstliegende ist, statt der Kurzschlüsse $\mathfrak{Z}_{1l} = \mathfrak{Z}_{20} = 0$ offene Leitungsenden zu verwenden. Da $\mathfrak{Y}_{12}$ - abgesehen vom Vorzeichen - in den Gleichungen (1a) und 1b) dual zu $\mathfrak{Z}_{12}$ auftritt, kann man den Strom $\mathfrak{J}_{2l}$ bei kurzgeschlossenem Leitungsende 2, bzw. die Spannung $\mathfrak{U}_{2l}$ an einem gegenüber $\mathfrak{Z}_2$ sehr kleinen Widerstand $\mathfrak{Z}_{2l}$ messen. Aus (6) folgt

$$\frac{\mathfrak{J}_{2l}}{\mathfrak{U}_1} = \frac{\mathfrak{U}_{2l}}{\mathfrak{U}_1 \mathfrak{Z}_{2l}} = -\mathfrak{Y}_{12} \cdot l \tag{8}$$

die zu (7) duale Beziehung.

Die einfachen Beziehungen (7) und (8) gelten nur, solange die Kabellänge l sehr klein gegen die auf dem Kabel sich ausbildende Wellenlänge λ ist. Bei höheren Frequenzen ergeben sich Korrekturfaktoren. Über sie ist in [2] und [3] ausführlich berichtet; es sei daher auf diese Arbeiten verwiesen. Wird die Kabelwellenlänge kleiner als etwa $3...5\,\ell$, so werden zweckmäßig andere Meßverfahren verwendet.

Statt den Kopplungswiderstand $\mathfrak{Z}_{12}$ und den Kopplungsleitwert $\mathfrak{Y}_{12}$ durch "Kurzschluß"- und "Leerlauf"-Messungen getrennt zu bestimmen, können sie gleichzeitig auch dadurch ermittelt werden, daß die beiden Leitungssysteme mit ihren beiden Wellenwiderständen abgeschlossen und $\mathfrak{U}_{20}$ und $\mathfrak{U}_{2\ell}$ gemessen werden. Mit $\mathfrak{Z}_{10} = \mathfrak{Z}_{1\ell} = \mathfrak{Z}_1$ und $\mathfrak{Z}_{20} = \mathfrak{Z}_{2\ell} = \mathfrak{Z}_2$ ergibt sich aus (5) und (6)

$$\frac{\mathfrak{U}_{20}}{\mathfrak{U}_1} = \frac{1}{4}\,\frac{1}{\gamma_1+\gamma_2}\left(\mathfrak{Y}_{12}\mathfrak{Z}_2 + \mathfrak{Z}_{12}/\mathfrak{Z}_1\right)\left(e^{-(\gamma_1+\gamma_2)\ell} - 1\right), \qquad (9)$$

$$\frac{\mathfrak{U}_{2\ell}}{\mathfrak{U}_1} = \frac{1}{4}\,\frac{1}{\gamma_1-\gamma_2}\left(\mathfrak{Y}_{12}\mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{Z}_{12}/\mathfrak{Z}_1\right)\left(e^{-(\gamma_1-\gamma_2)\ell} - 1\right)\cdot e^{-\gamma_2\ell}. \qquad (10)$$

In der Regel interessiert für die Spannungsmessung nur der Betrag der Spannungen; da in allen praktisch vorkommenden Fällen die Dämpfung vernachlässigt werden kann und bei hohen Frequenzen, d.h. wenn die Eindringtiefe klein gegen die Schirmdicke ist, $\mathfrak{Y}_{12}$ und $\mathfrak{Z}_{12}$ rein imaginär sind, erhält man die aus der Theorie des Nebensprechens oder der Richtungskoppler bekannten Beziehungen

$$\frac{U_{20}}{U_1} = \frac{1}{2(\beta_1+\beta_2)}\left(Y_{12}Z_2 + Z_{12}/Z_1\right)\sin\frac{\beta_1+\beta_2}{2}\ell, \qquad (11)$$

$$\frac{U_{2\ell}}{U_1} = \frac{1}{2(\beta_1-\beta_2)}\left(Y_{12}Z_2 - Z_{12}/Z_1\right)\sin\frac{\beta_1-\beta_2}{2}\ell. \qquad (12)$$

Hieraus kann Y_{12} und Z_{12} leicht bestimmt werden.

Will man die Schirmwirkung durch eine einzige Zahl kennzeichnen, so soll hierfür nach einem japanischen Vorschlag [4] das Verhältnis der gesamten durch die Abschirmung in das System 2 hindurchtretenden Leistung zu der dem System 1 zugeführten Leistung als Maß für die Durchlässigkeit angegeben werden. Diese

Festsetzung ist jedoch nur dann sinnvoll, wenn beide Systeme reflexionsfrei abgeschlossen sind. Dann ist

$$D = 4 \; \frac{Z_1}{Z_2} \; \frac{U_{20}^2 + U_{2\ell}^2}{U_1^2} \; . \tag{13}$$

Man überzeugt sich leicht aus (5) und (6), daß bei Fehlanpassung $|\mathfrak{U}_{20}|$ und $|\mathfrak{U}_{2\ell}|$ keinen eindeutigen Zusammenhang mehr haben. Durch diese Bedingung wird der Aufbau der Meßanordnung wesentlich erschwert. Auch kann man aus der so definierten Durchlässigkeit keinen Schluß auf die Ursache ziehen, da durch eine einzige Zahl nicht zwei voneinander unabhängige Einflußgrößen beschrieben werden können.

Der Anteil der elektrischen und der magnetischen Kopplung an der Gesamtkopplung

Die Berechnung der elektrischen und der magnetischen Kopplung aus den Abmessungen ist in einigen einfachen Fällen möglich [5], bietet aber auch hier schon beträchtliche Schwierigkeiten Unter der Voraussetzung, daß der gesamte Querschnitt mit einem homogenen Dielektrikum ausgefüllt ist - der Einfachheit halber sei $\varepsilon_r = 1$ gesetzt - , ergibt sich für einen Längsschlitz im Kabelmantel nach Bild 4 beispielsweise für die Teilkapazität

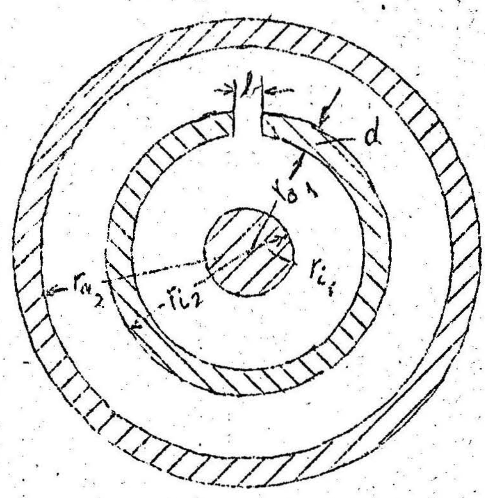

Bild 4 Längsschlitz (b, d) im Mantel eines Kabels (r_{a_1} , r_{i_1}).

des Innenleiters gegen die Außenhülle, die ein Mass für die elektrische Kopplung ist,

$$C_{12}' = \frac{p \cdot c^2 \cdot C_1 \cdot C_2}{r_{a_1}^2 \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_0} \qquad (14)$$

Die Größe $p \cdot c^2$ berechnet sich aus

$$pc^2 = \begin{cases} \left(\frac{b}{4}\right)^2 & \text{für } d = 0 \\ \left(\frac{2b}{\pi}\right)^2 \cdot e^{-\pi d/b - 2} & \text{"} \ d \gtrsim 0{,}4\,b \end{cases}$$

$C_1 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln r_{a_1}/r_{i_1}}$ und $C_2 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln r_{a_2}/r_{i_2}}$ sind die Betriebskapazitäten der beiden koaxialen Leitungssysteme.

$j\omega C_{12}$ ist der Kopplungsleitwert $\mathfrak{Y}_{12}$.

Die magnetische Kopplung wird durch den Kopplungswiderstand gekennzeichnet; er ist

$$\mathfrak{Z}_{12} = j\omega L_{12} = \frac{j\omega\mu_0 pc^2}{4\pi r_{a_1}^2}\left[1 + (1-j)\frac{\delta}{b}\,\psi\left(\frac{d}{b}\right)\right] \qquad (15)$$

$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\mu_r\varkappa}}$ ist die Dicke der äquivalenten Leitschicht,

$\psi\left(\frac{d}{b}\right) \approx 2 + \pi + \pi\frac{d}{b}$ für $d \gtrsim 0{,}4\,b$, eine Funktion, die eine scheinbare Spaltverbreiterung bei endlichem δ berücksichtigt.

Bei sehr hohen Frequenzen geht $\delta \to 0$. In diesem Falle folgt mit $\mathfrak{Z}_1 = 60_{[\Omega]} \cdot \ln\frac{r_{a_1}}{r_{i_1}}$ und $\mathfrak{Z}_2 = 60_{[\Omega]} \ln\frac{r_{a_2}}{r_{i_2}}$

$$\mathfrak{Y}_{12}\,\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}_{12}/\mathfrak{Z}_1. \qquad (16)$$

Damit ist nach (12) $U_{2l}/U_1 = 0$; bei angepaßten Leitungen verschwindet die Spannung am senderfernen Ende identisch, und die gesamte durch die Schirmung hindurchgetretene Leistung wird am senderseitigen Abschlußwiderstand des Systems 2 verbraucht.

Wird die Kopplung statt durch einen Längsschlitz in der Abschirmung durch Löcher mit dem Radius r_0 hervorgerufen, so ist bei einem sehr dünnen Schirm ($d \ll r_0$)

$$C_{12} = \frac{r_0^3 \cdot C_1 \cdot C_2}{6 \pi^2 \varepsilon_0 \, r_{a_1}^2} , \tag{17}$$

$$L_{12} = \frac{\mu_0 \cdot r_0^3}{3 \pi^2 \, r_{a_1}^2} . \tag{18}$$

Elektrische und magnetische Kopplung sind hier verschieden groß; daher ist auch $U_{2\ell} \neq 0$.

Bei merklicher Schirmdicke ($d \gtrsim r_0$) wird die Berechnung außerordentlich schwierig.

In fast allen praktischen Fällen liegen die Verhältnisse jedoch noch viel unübersichtlicher, da die obigen Betrachtungen nur für Systeme mit homogenem Dielektrikum gelten. Von einem Überwiegen der kapazitiven Kopplung bei teilweise mit Isolierstoff gefülltem Schirm bis zu völligem Verschwinden bei elektrostatisch geschirmten Kabeln ist jeder Zwischenwert denkbar. Hier kann die Theorie keine Aussage machen. Man ist vielmehr ganz auf die Messung angewiesen.

Als Regel wurde bisher angenommen, daß bei den üblichen Hochfrequenzkabeln die kapazitive Kopplung vernachlässigbar sei und daß daher die Angabe des Kopplungswiderstandes zur Kennzeichnung zur Güte der Schirmung genüge. Das wurde auch durch eigene Messungen [1, 6] und die Messungen anderer Stellen, z.B. G r e e n b l a t t , G r i e m s m a n n und B i r e n - b a u m [7] bestätigt. Bei den in [1, 6] wiedergegebenen Messungen ergab sich innerhalb der Grenzen der Messunsicherheit von ± 5 % kein Unterschied zwischen den aus U_{20} und $U_{2\ell}$ berechneten Werten des Kopplungswiderstandes, obgleich der Kopplungsleitwert in den Beziehungen zur Auswertung nicht berücksichtigt war.

In der letztgenannten Arbeit, die Messergebnisse von 100 MHz bis 5,5 GHz wiedergibt, wurden besondere Versuche zur Klärung der Art der Kopplung durchgeführt. Hierzu wurden bei 3 GHz in dem System 1 stehende Wellen erzeugt, die durch Verschieben eines Kurzschlußkolbens über einen nur sehr kurzen durchlässigen Abschnitt der Kabelschirmung hin- und hergeschoben werden konnten. Dabei trat immer dann ein Maximum der Spannung im System 2 auf, wenn sich das Spannungsminimum, bzw. das Strommaximum des Systems 1 an der Stelle des durchlässigen Abschnitts der Schirmung befand. Wurde der Kurzschlußkolben um $\lambda/4$ verschoben, so daß ein Spannungsbauch des Systems 1 wirksam wurde, so sank die durchgelassene Leistung um 14 dB. Hierdurch wurde ebenfalls der vorherrschend magnetische Charakter der Kopplung nachgewiesen.

In letzter Zeit wurden japanische Messungen (Bild 5 nach [4]) bekannt. Die obere Kurve zeigt das aus Gleichung (11) und (12) berechnete Verhältnis der Leistungen an beiden Enden des Ka-

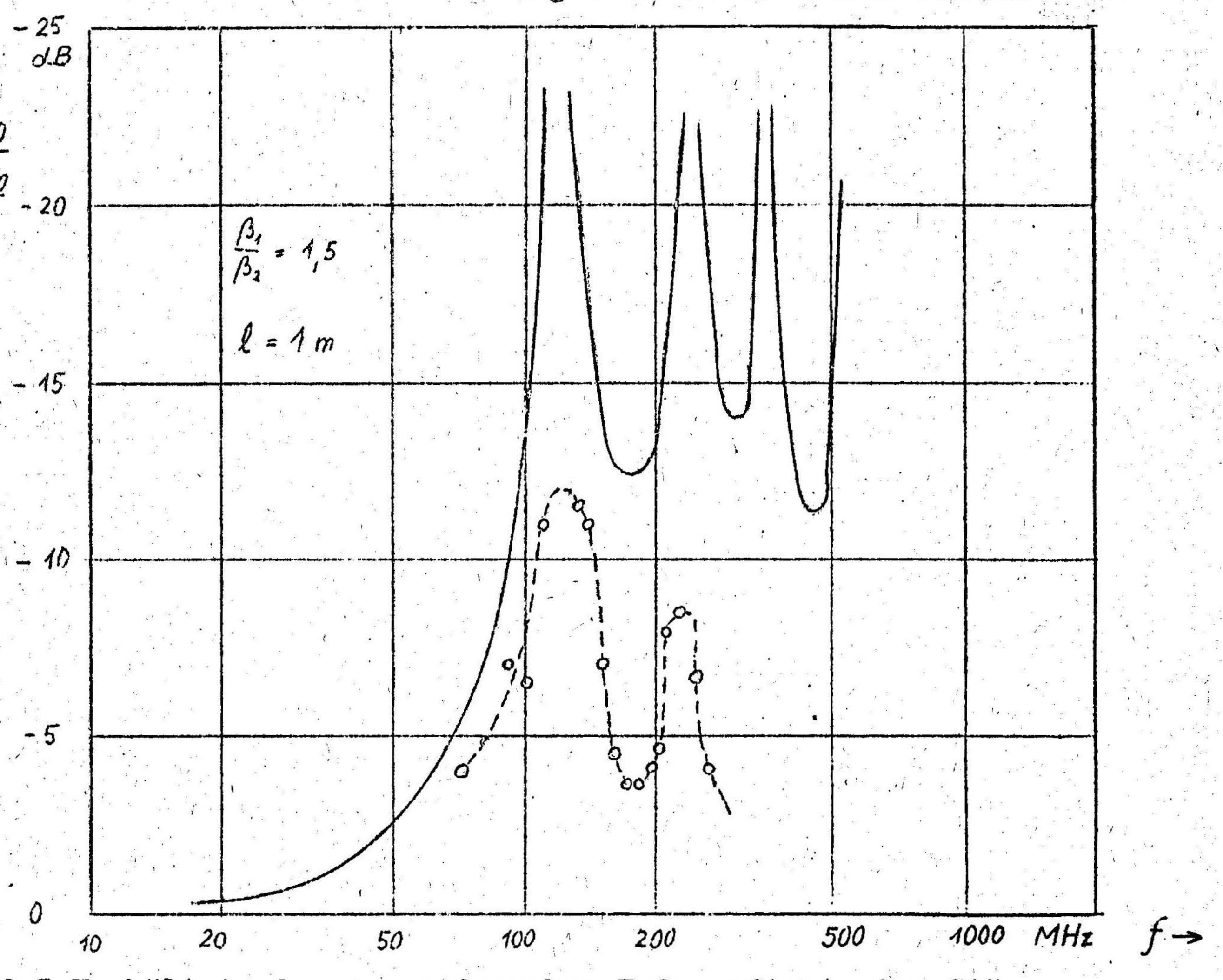

Bild 5 Verhältnis der am sendernahen Ende auftretenden Störleistung P_{20} zu der am senderfernen Ende auftretenden Störleistung $P_{2\ell}$ in Abhängigkeit von der Frequenz.
—— berechnet unter der Annahme, daß keine kapazitive Kopplung vorhanden ist.
- - - gemessen [4]

bels, wenn der Kopplungsleitwert Y_{12} vernachlässigt wird. Die untere Kurve zeigt die gemessenen Werte; sie liegen durchweg wesentlich tiefer und legen den Schluß nahe, daß in diesem Falle eine merkliche elektrische Kopplung an der Gesamtdurchlässigkeit beteiligt gewesen ist.

Da genauere Untersuchungen bisher nicht vorzuliegen scheinen und theoretische Vorhersagen wegen der sehr verwickelten Verhältnisse kaum möglich sind, wird zur Zeit versucht, durch Messungen nach verschiedenen Verfahren, deren Grundlagen oben abgeleitet sind, Klarheit zu schaffen.

S c h r i f t t u m

[1] JUNGFER, H. "Die Messung des Kopplungswiderstandes von Kabelabschirmungen bei hohen Frequenzen." Technischer Bericht Nr. 1 (1956)

[2] JUNGFER, H. "Die Frequenzabhängigkeit verschiedener Meßverfahren zur Bestimmung des Kopplungswiderstandes bei hohen Frequenzen." Technischer Bericht Nr. 5 (1956)

[3] JUNGFER, H. "Die Messung des Kopplungswiderstandes von Kabelabschirmungen bei hohen Frequenzen." Nachrichtentechnische Zeitschrift 9 (1956), S. 553-560

[4] "Comments of the Japanese National Committee on Document 40-2 (Central Office) 15 der IEC, 40-2 (Japan) 15, September 1959

[5] KADEN, H. " Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik" Springer/Berlin (1958) 2. Auflage, insbes. S. 203 ff.

[6] WIEBACH, W. "Messung der Güte der Abschirmung von Kabelmänteln verschiedener Ausführung im Frequenzbereich von 1...1000 MHz." Studienarbeit Nr. 35 (1956) Institut f. Hochfrequenztechnik, TU Berlin

[7] GREENBLATT, S., GRIEMSMANN, J.W.E., BIRENBAUM, L. "Measurement of Energy Leakage from Radio Frequency Cables at V.H.F. and Microwave Frequencies". AIEE - Conference Paper 56-283 (1956)