

Allgemeine Fragen der Hohlleiterkabel.

Buchholz, Berlin.

1. Der nachteilige Einfluß des Dielektrikums bei  
Kabeln im Ultrawellengebiet.

Für die leitungsgebundene Fortleitung elektromagnetischer Wellen wird in der Technik der Nachrichtenmittel in dem ganzen Frequenzbereich bis hinauf zu 600 MHz bis heute fast ausschließlich das konzentrische Kabel benutzt. Diese beherrschende Stellung verdankt es seinen drei großen Hauptvorzügen: Relativ einfache technische Herstellbarkeit, äußerst geringe Streuwirkung nach außen und geringe Dämpfung der von dem Kabel übertragenen Ströme. Diese Vorzüge des konzentrischen Breitbandkabels erklären sich aus seinem einfachen technischen Aufbau, der wohl in seinen Grundzügen als bekannt vorausgesetzt werden darf. In einem dünnwandigen hohlen Kupferrohr von kreisförmigem Querschnitt, das die äußere seitliche Stütze für die darin fortgeleiteten Wellen bildet, ruht durch geeignete dielektrische Zwischenstücke gehalten der gleichfalls kreisrunde metallische Innenleiter, der die innere Stütze des Wellenfeldes abgibt. Die Unterschiede, die gegenüber diesem grundsätzlich gleichen Aufbau die verschiedenen Kabelkonstruktionen voneinander zeigen, betreffen hauptsächlich die Maßnahmen für die Halterung des Innenleiters. Hier kann man roh gruppieren nach konzentrischen Kabeln mit stetigem und unstetigem Dielektrikum.

Das Bild 1 gibt ein Beispiel für eine unstetige Art der Halterung.

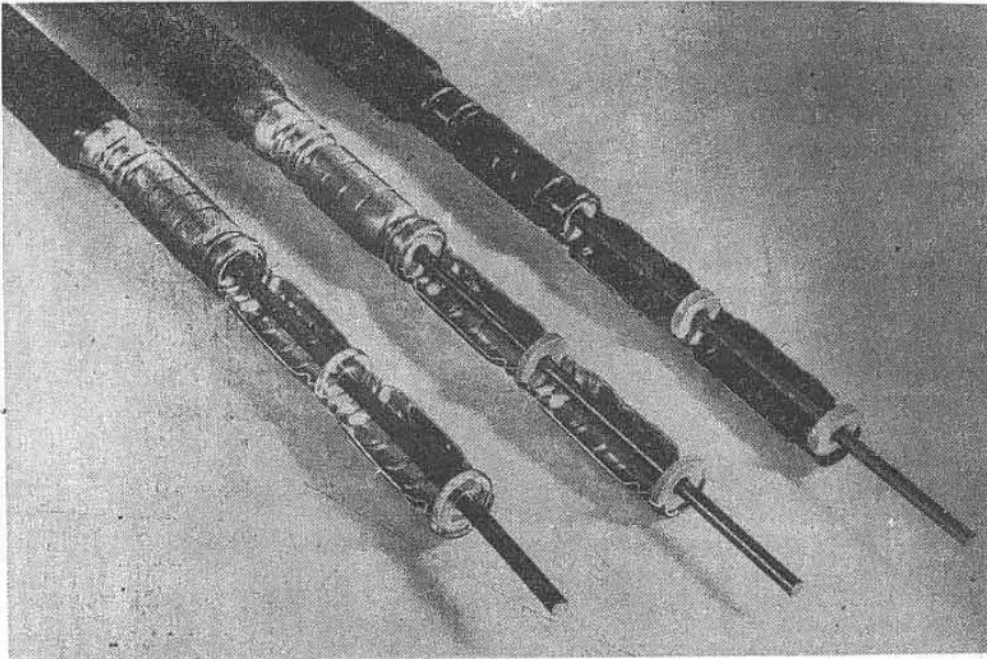


Abb. 1    **Konzentrisches Kabel mit diskontinuierlichem Dielektrikum.**  
( 5 mm und 3 mm Scheibendicke).

Im Gebiet der Dezimeterwellen wird die Dämpfung des Kabels zu derjenigen Betriebsgröße, die die meiste Aufmerksamkeit verlangt. Sie hat bekanntlich ihre Ursache einmal in den Stromverlusten des Kupferleiters und zum anderen in den Umelektrisierungsverlusten des für die Halterung des Innenleiters unentbehrlichen dielektrischen Materials und da nach

$$(1.1) \quad \beta_R = \frac{5}{3} \cdot \sqrt{\frac{30 \cdot \epsilon_r}{\lambda_{cm} \sigma}} \cdot \frac{1 + D/a}{D \cdot \ln(D/a)} \cdot 10^3 \text{ T/km} \quad (\sigma \text{ in S/cm})$$

$$(1.2) \quad \beta_D = 4g \sigma \cdot \frac{1}{\lambda_{cm}} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \cdot 10^5 \cdot \text{T/km}$$

den Gl. (1,1) und (1.2) die Dämpfung  $\beta_R$  infolge der Stromwärme mit abnehmender Wellenlänge  $\lambda$  nur wie  $\lambda^{-1/2}$  ansteigt, während die Dämpfung  $\beta_D$  infolge der dielektrischen

Verluste wie  $\lambda^{-1}$  ansteigt, so wird mit zunehmender Frequenz der Anteil der dielektrischen Dämpfung an der Gesamtdämpfung immer bedrohlicher. Wählt man in Übereinstimmung mit der praktischen Erfahrung als Mittelwert des Verlustwinkels im Dezimeterwellengebiet je nach den verwendeten Werkstoffen die drei Werte  $\text{tg } \delta = 0,6 \cdot 10^{-4}$ ,  $0,9 \cdot 10^{-4}$  und  $1,2 \cdot 10^{-4}$ , so berechnet sich mit Hilfe der obigen Gleichungen für ein konzentrisches Kabel mit einem  $D = 2 \text{ cm}$  und dem optimalen Durchmesser Verhältnis  $D/d$  der in Bild 2 dargestellte Ver-

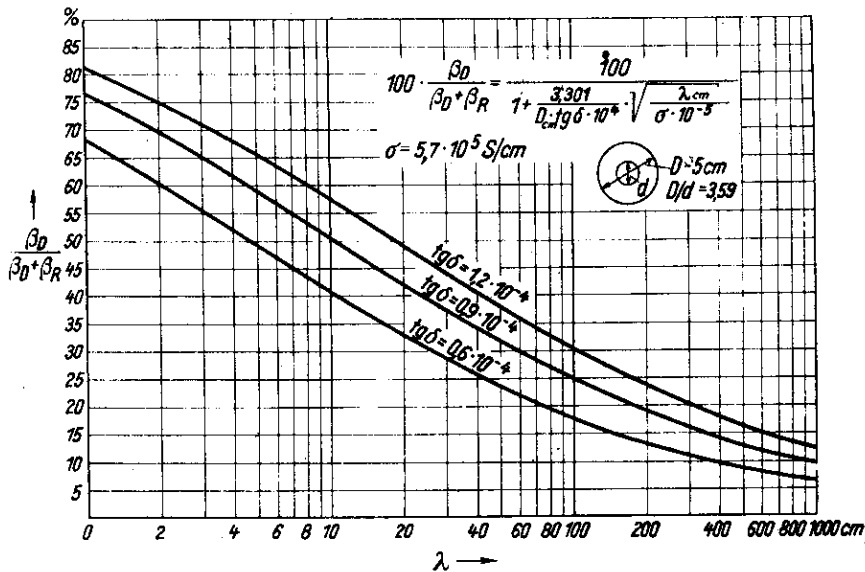


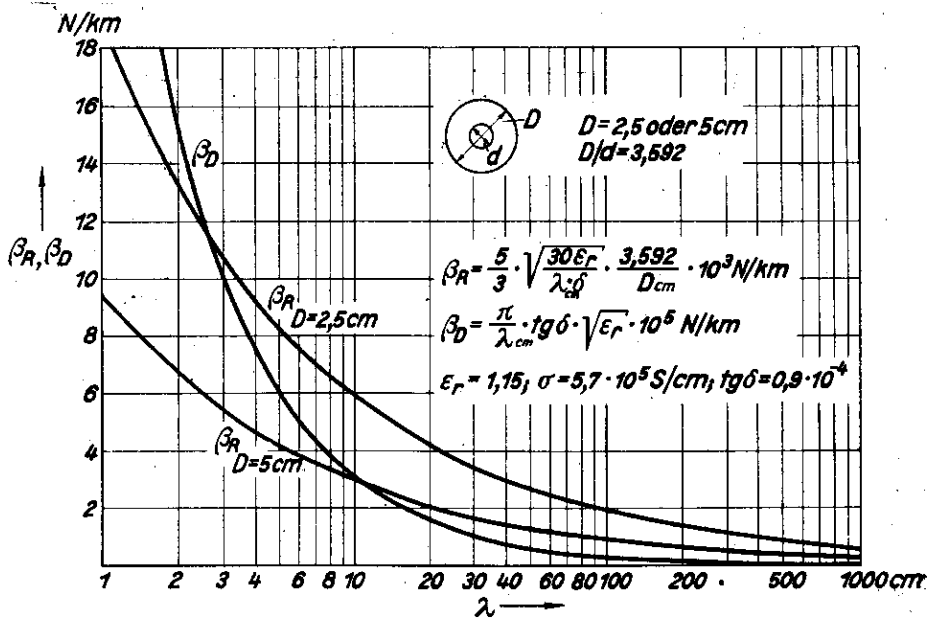
Abb. 2 Der prozentuale Anteil der dielektrischen Dämpfung an der Gesamtdämpfung in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

lauf für den prozentualen Anteil der dielektrischen Dämpfung an der gesamten Dämpfung. Bei 10 cm Wellenlänge setzt sich darnach bei dem mittleren Wert von  $\text{tg } \delta$  bereitsein beachtlicher Bruchteil der gesamten Dämpfung aus dem dielektrischen Anteil zusammen. Die Gl. (1.3), die diesen Dämpfungsanteil unter der Annahme eines optimalen Durchmesser Verhältnisses  $D/d$  formelmäßig wiedergibt, läßt überdies erkennen, daß mit

einer Zunahme des äußeren Kabeldurchmessers dieses Verhältnis noch größer wird.

$$(1.3) \quad \frac{\beta_D}{\beta_D + \beta_R} \cdot 100\% = 100 / \left\{ 1 + \frac{3,301}{D \cdot \text{tg} \delta \cdot 10^4} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{8 \cdot 10^{-5}}} \right\}$$

Um auch die absolute Größe der Dämpfung in diesem Wellenlängenbereich vor Augen zu führen, wurde in Bild 3 der Gang der Absolutwerte von  $\beta_R$  und  $\beta_D$  mit der Wellenlänge unter den im Bild selbst angegebenen Daten dargestellt, und zwar für die beiden Außendurchmesser  $D = 2,5$  und  $5$  cm, wobei jedesmal das optimale Durchmesserverhältnis angenommen worden ist.



**Abb. 3** Die dielektrische und die metallische Dämpfung in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Bei einer Wellenlänge von 10 cm liegen nach diesem Bildmaterial die durchschnittlich erreichten Dämpfungswerte bereits in der Größenordnung von 6 und mehr N/km. Im Zentimeterwellengebiet werden demnach besondere Maßnahmen, die auf die Kleinhaltung und die Verringerung der Dämpfung abzielen, für das konzentrische Kabel unerlässlich. Wenn auch

zuzugeben ist, daß sich durch besondere Vorkehrungen, wie sie etwa in einer zweckmässigeren Formgebung der Zwischenstücke und in der Wahl eines besseren dielektrischen Materials bestehen können, an den heutigen **Breitbandkabelkonstruktionen** in Zukunft noch eine Herabsetzung der Dämpfungswerte um einige Prozent wird erzielen lassen. so ist doch eine wesentliche Verbesserung auf diesem Wege nicht zu erhoffen.

## 2. Das Hohlleiterkabel und die praktisch bedeutungsamsten Wellentypen.

Dieser Sachlage gegenüber würde es schon einen nennenswerten Fortschritt bedeuten, wenn für die Zwecke der Nachrichtenübermittlung im Ultrakurzwellengebiet ein Kabel zur Verfügung stände, das wenigstens die dielektrischen Verluste vermeidet. Ein solcher Ausweg bietet sich dar in der Verwendung des Hohlleiterkabels, in dem sich die elektromagnetischen Wellen ohne die Flankenstützung durch einen Mittelleiter ausbreiten. Mit dem Mittelleiter kommt dann aber zugleich das für eine Halterung erforderliche dielektrische Material in Fortfall.

Zwei Eigenschaften, die in der bisherigen Kabeltechnik ohne Gegenstück sind, kennzeichnen u.a. diese Hohlleiterwellen. Die erste von ihnen betrifft den Umstand, daß sie in hohlen Leitern nur solange als fortschreitende und wenig gedämpfte Wellen bestehen können, als ihre Frequenz eine von den Dimensionen des Leiters und von der Struktur der Welle abhängende kritische Frequenz überschreitet. Das zweite hier interessierende Merkmal bezieht sich auf die eigenartige Dualität in der auch tatsächlich realisierbaren Existenz zweier grundverschiedener Wellentypen. Bei dem einen Grundtypus liegt nämlich der magnetische Feldvektor stets, d.h. zu allen Zeiten und überall ausschließlich in der Querschnittsebene des Kabels, bei dem anderen Grundtypus gilt das gleiche von dem elektrischen Feldvektor. Dement-

sprechend ist es zur Abkürzung im Sprachgebrauch üblich geworden, diese beiden Wellentypen nach TM und TE-Wellen zu unterscheiden. Eine andere Bezeichnungsweise, die sich gleichfalls eingeführt hat, spricht in dem gleichen Sinne von E- und von H-Wellen, indem sie mit der gleichen Berechtigung davon ausgeht, z.B. bei der Welle mit dem rein transversalen magnetischen Feld, das kennzeichnende Unterscheidungsmerkmal mehr darin zu erblicken, daß bei diesem Typus allein das elektrische Feld auch eine Längskomponente aufweist.

Für den Hohlleiter von kreisförmigem Querschnitt, auf den wir uns hier seiner besseren mechanischen Eigenschaften wegen allein beschränken wollen, veranschaulicht die Feldbilder der drei wichtigsten Wellentypen das Bild 4. Die Gründe für die Doppelindizierung, die zur weiteren Unterschei-

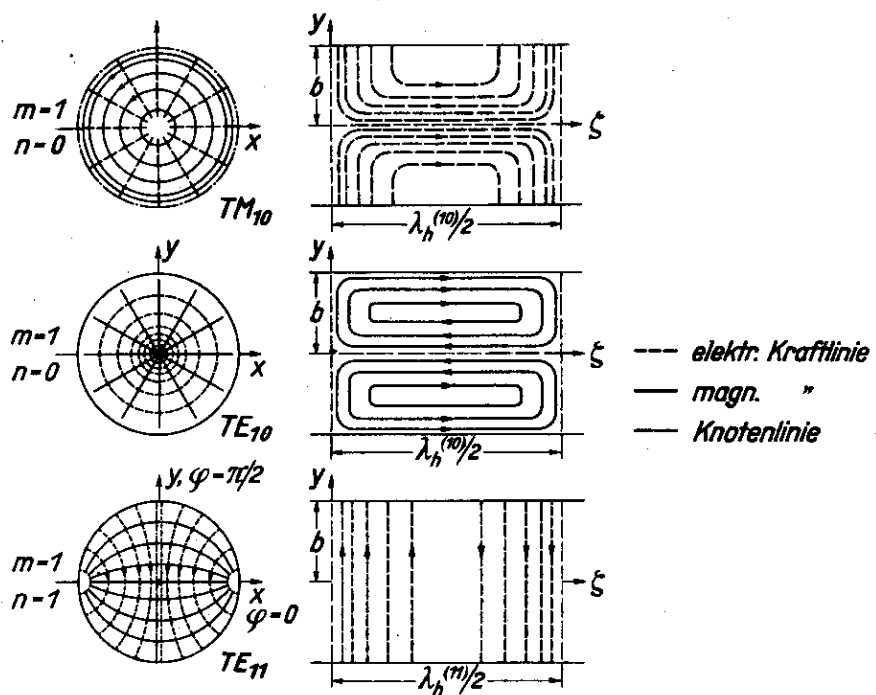


Abb. 4 Der Feldlinienverlauf in einer  $TM_{10}$ -,  $TE_{10}$ -,  $TE_{11}$ -Welle.

dung der unendlich vielen Wellentypen innerhalb jeder der beiden Grundformen notwendig ist, lassen sich am besten verstehen, wenn man an das bekannte Bild einer schwingenden Mem-

bran denkt, und sich dabei vor Augen hält, daß eine Membran nicht bloß als ganzes schwingen kann, sondern auch in der Weise, daß auf ihr Kreise und Durchmesser gezogen werden können, die bei den Schwingungen stets in Ruhe bleiben. Beim Hohlleiter entsprechen in diesem Bilde den Auslenkungen der Membranplatte die Amplituden des longitudinalen elektrischen bzw. magnetischen Verschiebungsstroms. Bei der in Bild 5 gewählten Indizierung gibt der erste Index die Zahl der Knoten-

1	2	3	4	5	6
Die beiden Typenbezeichnungen	kritische Wellenlänge	Wandströmung	vorhandene Feldströmung	Besondere Eigentümlichkeiten	Rohrwellenlänge $l$ in cm
$TM_{10}$	$E_{10}$ $\lambda_{10}^{(m)} = \frac{2\pi b}{j_{01}} = 2,6127 \cdot b \text{ cm}$	rein axial wie bei allen TM-Wellen	$E_r, E_z$ $H_\varphi$		$\lambda_{10}^{(m)} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{10}^{(m)})^2}}$
$TE_{10}$	$H_{10}$ $\lambda_{10}^{(e)} = \frac{2\pi b}{j_{01}} = 1,6398 \cdot b \text{ cm}$	rein transversal	$E_\varphi$ $H_r, H_z$	Die Dämpfung der Welle nimmt mit wachsender Frequenz auf null ab	$\lambda_{10}^{(e)} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{10}^{(e)})^2}}$
$TE_{11}$	$H_{11}$ $\lambda_{11}^{(e)} = \frac{2\pi b}{j_{11}} = 3,4126 \cdot b \text{ cm}$	Axial und transversal Beide Strömungen liegen zeitlich in Quadratur	$E_r, E_\varphi$ $E_z = 0$ $H_r, H_\varphi, H_z$	Diese Welle hat die größte kritische Wellenlänge	$\lambda_{11}^{(e)} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{11}^{(e)})^2}}$

$j_{01} = 2,4048 \quad j_{01}' = j_{11} = 3,8317 \quad j_{11}' = 1,8412 \quad k = \omega/c = 2\pi f/c$

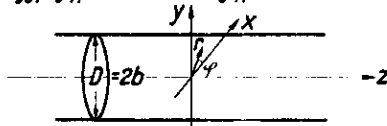


Abb. 5 Übersicht über die wichtigsten 3 Wellentypen.

kreise, der zweite die Zahl der Knotendurchmesser an. Der zweite Index 0 weist also darauf hin, daß es sich um eine axialsymmetrische Welle handelt. Die Hauptmerkmale der aufgeführten drei Wellentypen, die insofern die praktisch wichtigsten sind, als sie das einfachste Feldbild und die größte kritische Wellenlänge haben, sind in Bild 5 übersichtlich zusammengestellt. Auf diesem Bilde sind auch die Beziehungen für die zugehörigen drei kritischen Frequenzen oder die drei kritischen Wellenlängen angegeben, von denen ab der Hohllei-

ter nach oben oder unten für den betreffenden Wellentypus durchlässig wird. Da die beiden ersten Wellentypen in ihrem Feldbild die Eigenschaft der axialen Symmetrie haben, so verhalten sie sich trotz ihrer bestimmten Feldstruktur ähnlich wie unpolarisierte Wellen. Die  $TE_{11}$ -Welle hingegen ist der typische Repräsentant einer polarisierten Welle, wenn auch in einem anderen Sinne als in der Optik, da in ihrem elektrischen Feldbild eine bestimmte Richtung des Raumes bevorzugt erscheint. Diese Richtung erfährt in einem geraden, ungekrümmten Hohlleiter während des ganzen Laufs der Welle durch das Rohr keinerlei Änderung. Bei Erregung der Welle durch einen stabförmigen Dipol stimmt diese Vorzugsrichtung mit der Richtung des Stabes überein.

Für die Dämpfung der drei in Betracht gezogenen Hohlleiterwellen als der in diesem Zusammenhang wichtigsten Betriebsgröße gelten für das Dielektrikum Luft die drei Beziehungen (1.4), (1.5) und (1.6).

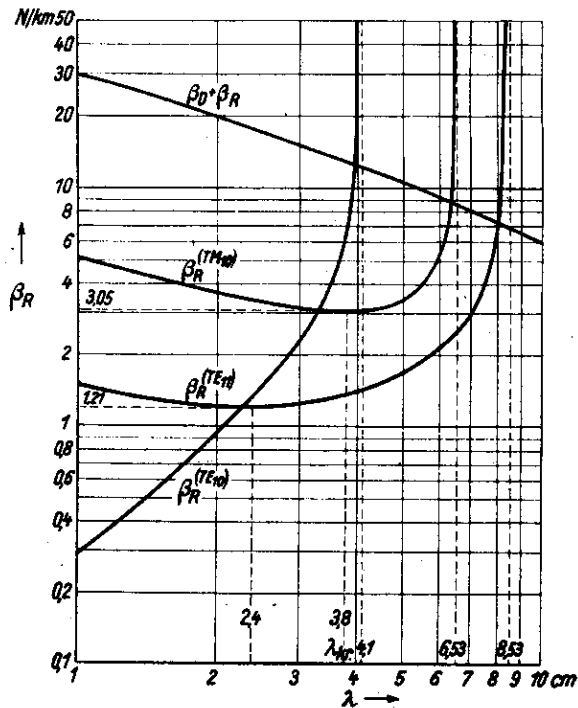
$$1.4) \beta_R^{(TM_{10})} = 50,513 \cdot \frac{\nu^{3/2}}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \cdot D^{-3/2} \cdot (\sigma \cdot 10^{-5})^{-1/2} \text{ N/km}$$

$$1.5) \beta_R^{(TE_{10})} = 63,762 \cdot \frac{-1/2}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \cdot D^{-3/2} \cdot (\sigma \cdot 10^{-5})^{-1/2} \text{ F/km}$$

$$1.6) \beta_R^{(TE_{11})} = 44,199 \cdot \frac{0,29498 \cdot \nu^{3/2} + \nu^{-1/2}}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \cdot D^{-3/2} \cdot (\sigma \cdot 10^{-5})^{-1/2} \text{ N/km}$$

mit  $\nu = \lambda_{kr} / \lambda$  und  $\sigma$  in S/cm, D in cm.

Das Bild 6 stellt den Verlauf dieser drei Dämpfungskurven in Abhängigkeit von der Wellenlänge dar, und zwar für ein  $D = 5$  cm. In das Bild ist miteingetragen worden der Verlauf der totalen Dämpfung  $\beta_R + \beta_D$  des gleichgroßen konzentrischen Kabels gemäß dem früheren Bild 3. Aus dem Vergleich dieser drei Kurven geht ohne weiteres hervor, daß das Hohlleiterkabel im Zentimeterwellengebiet dem konzentrischen Kabel gegenüber eine klare Überlegenheit hinsichtlich der Dämpfung besitzt.



**Abb. 6** Die Dämpfung der  $TM_{10}$ -,  $TE_{10}$ -,  $TE_{11}$ -Welle und die eines konzentrischen Kabels im cm-Wellengebiet.

Das Bild 6 läßt aber auch einen zur Zeit noch schwer wiegenden Nachteil des Hohlleiterkabels erkennen: Es ist dies die recht kleine kritische Wellenlänge, von der ab nach noch kleineren Wellenlängen hin ein solches Kabel bei mässigen Dimensionen für die praktische Verwendung überhaupt erst in Frage kommt. Selbst im günstigsten Falle der  $TE_{11}$ -Welle muß darnach die auf den freien Raum bezogene Betriebswellenlänge bei einem Kabel mit dem schon überdurchschnittlich bemessenen Durchmesser von 5 cm noch unterhalb von 8,5 cm liegen. Es gibt nur ein Mittel, diese Situation für das Hohlleiterkabel zu verbessern: Die Auffüllung des Hohlleiters mit einem Dielektrikum mit möglichst hoher Dielektrizitätskonstanten. Der Theorie zufolge steigt dadurch die kritische Wellenlänge im Verhältnis  $\sqrt{\epsilon_r} : 1$ , wenn das Dielektrikum mit der relativen Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon_r$  das ganze Innere des Hohlleiters ausfüllt. Es ist aber klar, daß

wir uns damit zugleich eines der Hauptvorteile begeben, die die Verwendung von Hohlleiterkabeln mit sich bringt, denn mit dieser Maßnahme erhöht sich wieder die Dämpfung infolge der zusätzlichen dielektrischen Verluste. Den Verlauf der in einem solchen Hohlleiterkabel nebeneinander bestehenden metallischen und dielektrischen Dämpfung mit der Frequenz gibt das Bild 7 wieder, und zwar für eine  $TM_{10}$ -Welle.

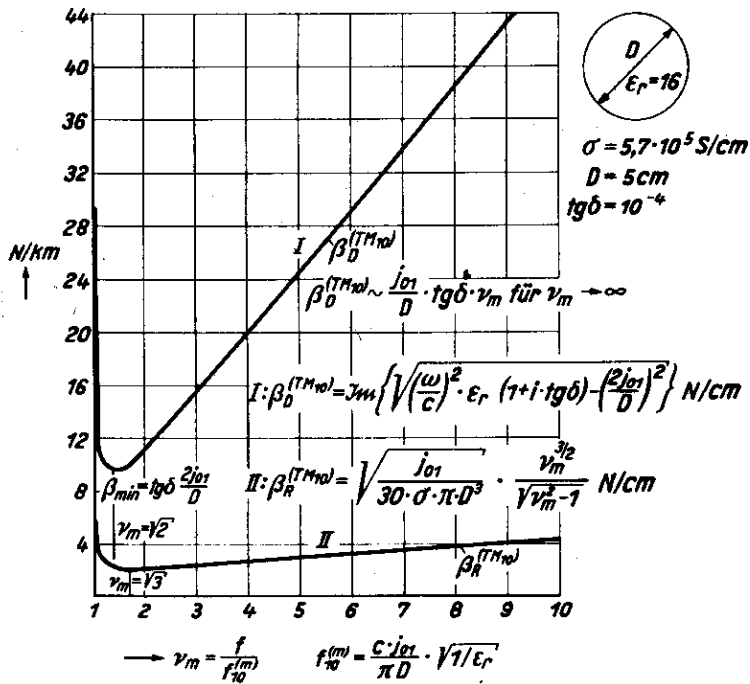


Abb. 7 Der Gang der Dämpfung infolge der ohmschen und der dielektrischen Verluste bei einer  $TM_{10}$ -Welle.

Ein Ausweg aus dieser Schwierigkeit kann u.U. in der Maßnahme liegen, das Innere des Hohlleiters nicht ganz mit dem dielektrischen Material auszufüllen, sondern nur zu einem Teil, indem man etwa, um eine lästige zusätzliche Halterung zu vermeiden, einen ringförmigen dielektrischen Einsatz verwendet, der sich unmittelbar an die innere metallische Oberfläche des Hohlleiters anlehnt. Dieser Fall ist vom Vortragenden in den letzten Wochen theoretisch durchgerechnet worden. Er verlangt die sehr zeitraubende Auflösung einer

schwer handhabbaren transzendenten Gleichung und zwar muß diese Gleichung nicht nur gelöst werden, um die zu den verschiedenen Wandstärken des dielektrischen Einsatzes gehörigen kritischen Wellenlängen zu bestimmen, sondern auch um für einen und denselben Einsatz im Durchlaßbereich die den einzelnen Frequenzen entsprechenden Rohrwellenlängen angeben zu können, denn dieser Zusammenhang muß für die Berechnung der dielektrischen Verluste bekannt sein. Aus dem Werdegang dieser Untersuchungen mögen nachstehend zwei Bilder gebracht werden. Das Bild 8 zeigt den Gang der kritischen Wellenlänge bei einer  $TM_{10}$ -Welle in Abhängigkeit von  $a/b$  für verschiedene Werte des Brechungsindex  $\nu = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}}$

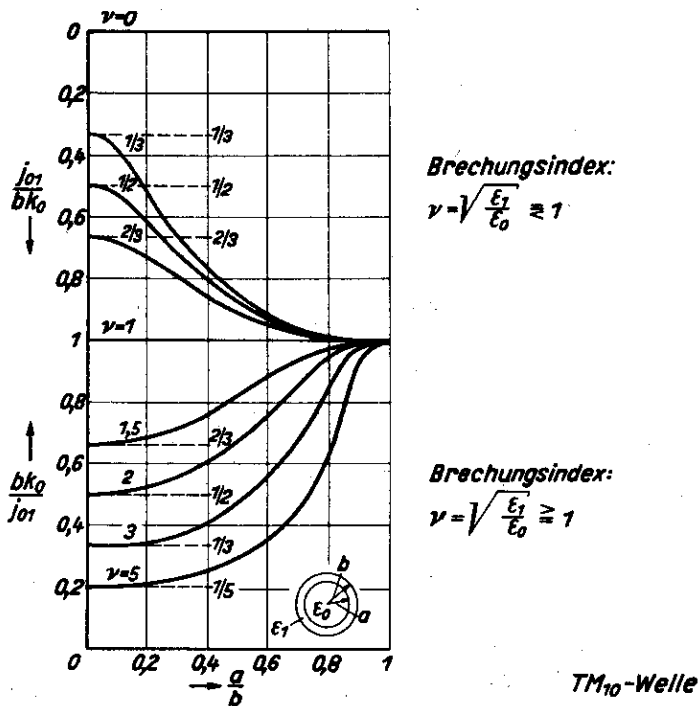


Abb. 8 Wurzeln der Gleichung :

$J_0(ak_1)$	$Y_0(ak_1)$	$J_0(ak_0)$	= 0
$ak_1 \cdot J_1(ak_1)$	$ak_1 \cdot Y_1(ak_1)$	$ak_0 \cdot J_1(ak_0)$	
$J_0(bk_1)$	$Y_0(bk_1)$	0	

und das Bild 9 die Änderung von  $\lambda_r/2\pi a$  mit dem Verhältnis  $\lambda/2\pi a$  bei einer  $TE_{10}$ -Welle. Über die Ergebnisse dieser Rechnungen im Hinblick auf die hier vor allem interessierenden

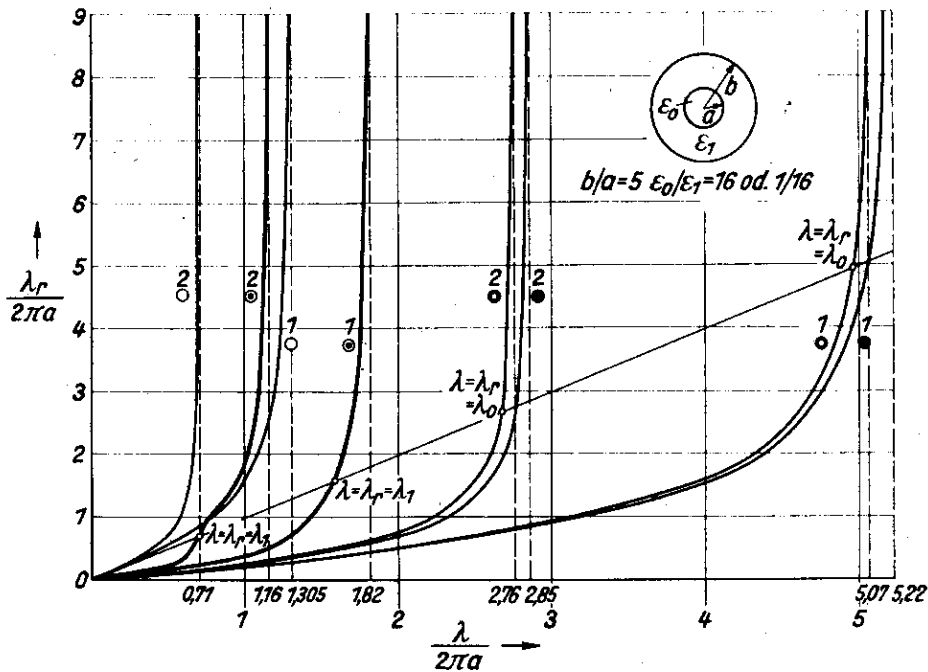


Abb. 9 Änderung der Wellenlänge  $\lambda_r$  im Hohlleiter mit der aufgedrückten Vakuumwellenlänge  $\lambda$ .

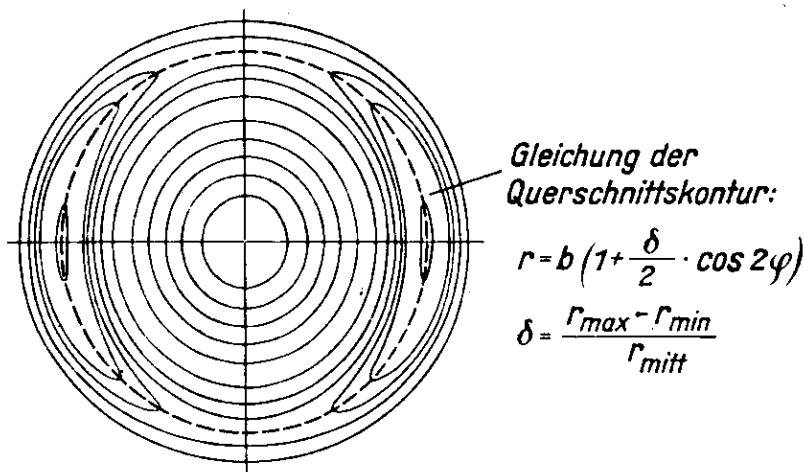
Dämpfungseigenschaften eines solchen Hohlleiters, die noch nicht gänzlich abgeschlossen sind, wird an anderer Stelle berichtet werden. Grundsätzlich muß man sich natürlich bei der Stellungnahme zu dieser Frage von vornherein darüber im Klaren sein, daß ihre praktische Lösung letzten Endes auf ein Kompromiß hinausläuft zwischen den beiden entgegengesetzten Forderungen nach Herabsetzung der kritischen Wellenlänge und der Vermeidung aller überflüssigen Verluste.

Es dürfte an dieser Stelle nützlich sein, in ein paar Worten noch zu der Tatsache Stellung zu nehmen, daß unter den theoretisch berechneten Dämpfungskurven von Bild 7 die der  $TE_{10}$ -Welle die verblüffende Eigenschaft zeigt, mit wachsender Frequenz gegen Null zu gehen. Physikalisch hängt

diese Eigenschaft bekanntlich damit zusammen, daß zu dieser Welle ein rein zirkulare Wandströmung gehört. Es ist von anderer Seite behauptet worden, daß diese Eigentümlichkeit der  $TE_{10}$ -Welle nur eine theoretische Bedeutung habe, weil die Welle im übrigen instabil sei. Dabei ist in diesem Zusammenhang der Begriff der Instabilität in dem Sinne zu nehmen, daß bei einer kleinen Deformation der Querschnittskontur des Hohlleiters die Welle sich in zwei Teilwellen vergleichbarer Größe aufspaltet, die beide mit verschiedener Phasengeschwindigkeit davoneilen, so daß sich das Feldbild nach einiger Zeit vollkommen gewandelt hat. Diese Behauptung ist insofern unrichtig, als eine solche Instabilität gegenüber Deformationen des kreisförmigen Querschnitts weder für die  $TE_{10}$ -Welle noch überhaupt für eine axialsymmetrische Welle besteht. Man kann dies zeigen, indem man beispielsweise die Annahme macht, der kreisförmige Querschnitt gehe bei der Verformung in einen elliptischen Querschnitt über. Auf eine andere viel einfachere und anschaulichere Art, diesen Nachweis zu führen, wird sogleich die Rede kommen, wenn der Einfluß von Deformationen auf die Dämpfung behandelt wird. Dagegen tritt ein typischer Fall von Instabilität in einem Hohlleiter von rein quadratischem Querschnitt dann auf, wenn die Welle aus der Überlagerung zweier einfacher  $TE_{10}$ -Wellen zustande kommt, deren elektrische Kraftlinien jeweils parallel zu den beiden Paaren gegenüberliegender Seiten verlaufen. In einer derart zusammengesetzten Welle haben die elektrischen Feldlinien in der Nähe der Achse einen angenähert kreisförmigen Verlauf, und da sich die beiden Teilwellen in einem quadratischen Hohlleiter mit der gleichen Phasengeschwindigkeit ausbreiten, so bleibt dieses Feldbild an jeder Stelle des Hohlleiters bestehen, solange er wirklich rein quadratisch ist. Zeigt sich aber irgendwo eine kleine Abweichung etwa zum rechteckigen Querschnitt hin, so kommt den beiden Wellen eine wenn auch nur um ein geringes verschiedene Phasengeschwindigkeit zu, und das Feldbild bleibt nicht auf die Dauer erhalten.

Die oben angeführte Bemerkung von der nur theoretischen Bedeutung der gegen Null konvergierenden Dämpfung ei-

ner  $TE_{10}$ -Welle trifft aber insofern zu, als jede Deformation des kreisförmigen Querschnitts im Ausdruck für die Dämpfung ein Zusatzglied hervorruft, und eben dieses Zusatzglied bewirkt, daß von einer bestimmten, von der Größe der Verformung abhängenden Frequenz an die Dämpfung schließlich doch wieder zunimmt. Aber dies alles geschieht in durchaus stetiger Weise. Um sich über diese Zunahme der Dämpfung auch quantitativ Rechenschaft geben zu können, braucht man keineswegs zu der etwas schwer handhabbaren Theorie des Hohlleiters mit elliptischem Querschnitt seine Zuflucht zu nehmen. Man kann dabei auch in der Weise vorgehen, daß man vom normalen Feldbild der  $TE_{10}$ -Welle ausgeht, es ähnlich wie bei einer rein sinusförmigen Welle durch Einfügen einer Wellenform höherer Ordnung verformt und sich dann hinterher die zu diesem modifizierten Feldbild gehörige Leiterkontur konstruiert. Das Bild 10 gibt eine anschauliche Vorstellung von diesem Prozeß. Die zu dem darauf dargestellten Feldbild gehörende abgeänderte Leiterkontur ist in das Bild gestrichelt eingezeichnet und ihre einfache Gleichung am Rande angegeben. Rechnet man für dieses Feldbild die Dämpfung aus, so gelangt man zu der Formel (1.7), die auch auf dem Bilde angegeben worden ist.



$$\left\{ \beta_M^{(TE_{10})} \right\}_{\text{def}} = \beta_M^{(TE_{10})} \cdot \left[ 1 + 3,545 \cdot \delta^2 + 1,835 \cdot \delta^2 \cdot \nu^2 \right]$$

$$\text{Potentialfunktion: } J_0 \left( \frac{r}{b} \cdot j_{11} \right) + \left( \frac{j_{11}}{2} \right)^2 \cdot \delta \cdot J_2 \left( \frac{r}{b} \cdot j_{11} \right)$$

Abb. 10 Die elektrischen Feldlinien einer deformierten  $TE_{10}$ -Welle.

$$(1.7) \quad \beta_M^{(TE_{10})} = 63,762 \cdot \frac{\nu^{-1/2}}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \cdot D^{-3/2} (\sigma \cdot 10^{-5})^{-1/2}$$

$$[1 + 3,545 \delta^2 + 1,835 \nu^2 \delta^2] \text{ N/km}$$

mit  $\delta = (D_{\max} - D_{\min}) / D_{\text{mitt}} \ll 1$

Es ist in dieser Gleichung der Summand mit dem Faktor  $\nu^2$ , der den Wiederanstieg der Dämpfung zur Folge hat. In ähnlicher Weise kann man sich auch für andere Wellentypen von dem Einfluß einer Deformation auf die Dämpfung Rechenschaft ablegen. Aus diesen Betrachtungen darf man demnach schließen, daß die in der Praxis unvermeidlichen Deformationen eines Hohlleiters bei keinem der Wellentypen die Größe der Dämpfung wesentlich zu verändern und bei den axialsymmetrischen Wellen auch nicht die Stabilität des Wellenbildes zu beeinträchtigen vermögen. Ob die von der Theorie behauptete Instabilität einer  $TE_{11}$ -Welle sich auch schon bei kürzeren Leitungen so nachteilig auszuwirken vermag, daß dieser Wellentypus dadurch für die praktische Verwertung ungeeignet wird, kann nur der weitere Versuch entscheiden. Die bisherigen Versuche, die wegen der bequemen Erzeugungsmöglichkeit fast ausschließlich mit diesem Wellentypus angestellt worden sind, haben jedenfalls bei den allerdings nur mässigen Rohrlängen im Rahmen der erreichten Meßgenauigkeit nichts Nachteiliges erkennen lassen.

Mit der Instabilität der höheren Wellentypen darf nicht die Tatsache verwechselt werden, daß gerade diese höheren Wellenformen auch immer dort entstehen, wo im Zuge des Hohlleiters plötzliche Querschnittsänderungen auftreten. Da nämlich an solchen Stellen die Anpassung nur eine mangelhafte ist, so kommt es dort nicht bloß zur Entwicklung reflektierter Wellen des gleichen Typus und der gleichen Ordnung, wie sie der primären Welle eigen sind, sondern es werden dabei auch Wellen höherer Ordnung erzeugt. Damit diese Wellen nicht zu erhöhten Dämpfungen Veranlassung geben können, wird es im allgemeinen genügen, dafür zu sorgen, daß die Ar-

beitswellenlänge nicht noch unterhalb der nächsten niedrigeren kritischen Wellenlänge liegt. Beim Durchgang der Wellen durch Krümmungen besitzt die  $TE_{11}$ -Welle ähnlich wie in der Frage der Stabilität die größere Empfindlichkeit. Sie verrät sich hier in einer langsamen Drehung der Polarisationsrichtung des Feldbildes. Diese Erscheinung ist aber durch Einbau von Führungsblechen leicht zu beherrschen. Viel unangenehmer wirkt sich nach den bisherigen Messungen die Zunahme der Dämpfung in Krümmungen aus.

### 3. Die bisherigen Ergebnisse der Untersuchungen an Versuchslängen.

Die experimentelle Prüfung der Brauchbarkeit von Hohlleiterkabeln für die Zwecke der Fortleitung elektromagnetischer Wellen hat sich bisher hauptsächlich auf drei Arten von Versuchsleitungen beschränkt. Zwei dieser Versuchslängen wurden, um der Forderung nach Biegsamkeit der Kabel zu entsprechen, in der Art ausgebildet, wie es die Bilder 11 und 12 zeigen. Über die Ausführungsdaten dieser Versuchslängen, die

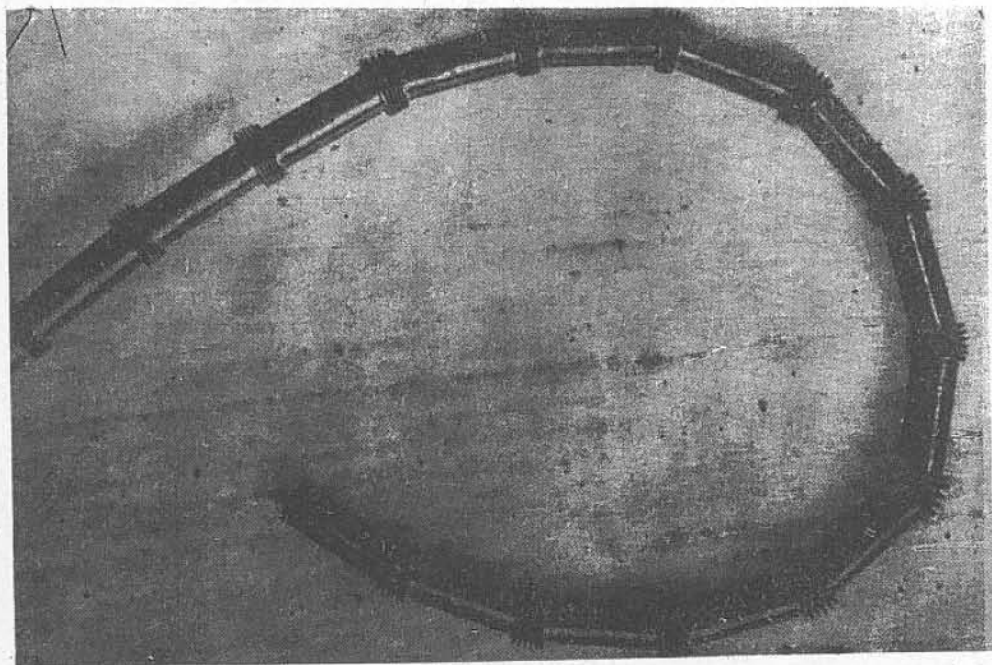


Abb. 11 Bewegliches Hohlleiterkabel 50 mm  $\varnothing$ .

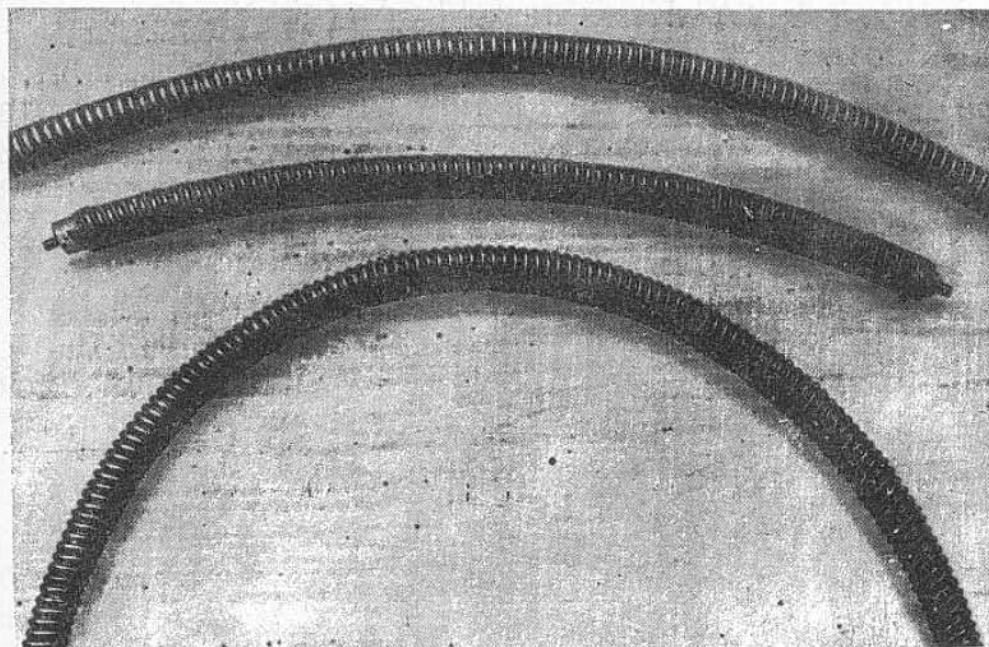
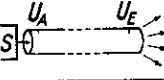

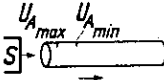
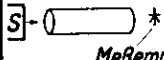









Abb.12 Bewegliches konzentrisches Kabel mit Spezialaus-  
senleiter.

angewandten Meßmethoden und die Versuchsergebnisse selbst unterrichten am übersichtlichsten die beiden Bilder 13 und 14, die alle darüber erforderlichen Angaben enthalten. Aus den bei diesen Versuchen gesammelten Erfahrungen soll hier nur noch darauf hingewiesen werden, daß es sich in allen Fällen als sehr wichtig erwiesen hat, bei dem Anbringen von Schlitzten und Löchern in den Wandungen der Hohlleiter sorgfältig darauf zu achten, daß sie nicht die ungestörte Ausbildung der Wandströme und damit auch des Wellenfeldes beeinträchtigen, weil sonst große Fehlmessungen unvermeidlich sind. Über die Richtung dieser Wandströme ist schon bei den axialsymmetrischen Wellentypen alles Erforderliche gesagt worden. Bei der  $TE_{11}$ -Welle ist dazu noch hinzuzufügen, daß

Nr.	Meßanordnung	Abschluß	Geeignet für:	Formel für $\beta$	Bemerkungen
1.	 $U_A = \sqrt{U_{A_{min}} \cdot U_{A_{max}}}$ $U_E = \sqrt{U_{A_{min}} \cdot U_{A_{max}}}$	reflexionsfrei: Abschlußwiderstand, Abstrahlung 	nur für größere Leitungslängen	$\beta = \ln \frac{U_A}{U_E}$	Der Praxis angepaßte Meßmethode. Bei größeren Leitungslängen ziemlich genau
2.	 $U_{A_{max}} = U_d + U_r$ $U_{A_{min}} = U_d - U_r$ $U_r = U_d \cdot e^{-2\beta x}$	100% reflektierend	für beliebige Längen	$F = \frac{U_{min}}{U_{max}} = \frac{U_d - U_r}{U_d + U_r}$ $= \frac{1 - e^{-2\beta x}}{1 + e^{-2\beta x}} = \frac{1 - F}{1 + F}$ $\beta x = \alpha x \cdot \frac{1}{2} F$	Nur verwendbar für Leitungen ohne jede Reflexion im Verlauf der Leitung. Sehr sauberer Meßaufbau erf.
3.	 Meßempf.	freie Abstrahlung	für beliebige Längen		nur rohe Vergleichsmöglichkeit bei kurzen Versuchslängen

**Abb. 13** Dämpfungs-Meßmethoden.

Nr.	Art der Leitung		Längsschnitt	Kleinster Krümmungsradius	Grenzwellenlänge	Arbeitswellenlänge	Rohrwellenlänge	Dämpfung in N/km			Bemerkungen
	Bezeichnung	Material						errechnet	absolut gemessen	relativ gemessen	
1	Starre Leit.	Cu		$\infty$	17,05	12,5 16,6 16,9	29,5 72 130	1 3,5 6,3	— 31...42 6,2...7,7	—	Arbeitswelle: TE <sub>11</sub>
2	Starre Leit.	Messing		$\infty$	9,21	5,5	5,6	4,2	3,6...4,7	100%	
3	Harmonika Leitung	Messing		50	9,21	5,5	5,6	(4,2)	7,2...9,4	≈200%	Bei gekrümmter Leitung Dämpfungszunahme bis zu 30%. Außerdem Drehung der Polarisationsebene
				40	9,21	5,5	5,6	(4,2)	—	≈250%	
				30	9,21	5,5	5,6	(4,2)	—	>>300%	
4	Rillenleiter	Cu		80	9,21	5,5 6,4	5,6 6,55	(1,9) (2,3)	—	≈200% (≈180%)	
				80	9,21	5,5 6,4	5,6 6,55	(1,9) (2,3)	—	≈180% (≈180%)	

**Abb. 14** Zusammenstellung der Versuchsergebnisse.

sie in den Längsschnittebenen senkrecht zum erregenden stabförmigen Dipol zirkular fließen, hingegen in der dazu senkrechten Längsschnittebene, die parallel zum Dipol liegt, in axialer Richtung.

Die gemäß den obigen Angaben auch bereits messtechnisch untersuchten Versuchslängen biegsamer Hohlleiter sind als erste Versuche anzusehen, auch für den Zentimeterwellenbereich zu einer technisch brauchbaren Ausführung eines flexiblen dämpfungsarmen Kabels zu gelangen. Daß der Hohlleiter die notwendigen Voraussetzungen dazu mit sich bringt, hat dieser Vortrag zur Genüge gezeigt. Die weitere technische Entwicklung dieser Kabel wird allerdings auch wesentlich von den Fortschritten abhängen, die auf der Seite der Erzeugung genügend kurzer Wellen gemacht werden. Aus dem Studium der amerikanischen Literatur der letzten Jahre vor dem Ausbruch des Krieges ist unschwer der Eindruck zu gewinnen, daß dort auch die praktische Lösung dieser Aufgabe schon erheblich weiter gediehen ist als bei uns. Es wäre daher ein nur schwer wieder gutzumachender Fehler, wenn nicht auch von unserer Seite alles daran gesetzt würde, in der Entwicklung der Hohlleiterkabel weiterzukommen.

-.S.c.h.r.i.f.t.t.u.m.-

- 1) Lord Rayleigh, Philosophical Magazine,  
Vo. 43 (1897) p.125 ... 132.
- 2) R. Weyrich, Journal für reine und angewandte  
Mathematik, Bd. 172 (1934)  
S. 133.... 150.
- 3) L. Brillouin, Revue Générale des l'Electrici-  
té, Vol. 40 (1936), p.227...239.
- 4) W.L. Barrow, Proceedings, of the Institut of  
Radio Engineers, Vol.24 (1936),  
p. 1298 .... 1328.
- 5) G.C. Southworth, Bell System techn. Journ.,  
Vol. 15 (1936), p.284 ...309.
- 6) J.R. Carson, S.-P. Bell System techn. Journ.,  
Mead and S.A. Schelkunoff - Vol. 15 (1936) p 310...333.  
kunoff,
- 7) S.A. Schelkunoff, Proceedings of the Institut of  
Radio Engineers, Vol 25 (1937),  
S. 1457.... 1492.
- 8) L. Page and E.L. Adams, Physical Review, Vol 52 (1937),  
p. 647 .... 651.
- 9) J. Saptores, Electrical Communication,  
Vol. 16 (1937/38), p. 346...349.
- 10) L. Brillouin, ebenda, Vol. 16 (1937/38)  
p. 350...372.
- 11) W.L. Parrow and Proceedings, of the Institut of  
F.M. Greene, Radio Engineers, Vol.26 (1938)  
p. 1498 .... 1519.
- 12) H.A.G. Clavier, Bulletin de la Societé française  
des Electriciens, Vol. 8 (1938),  
p. 355 ... 388.
- 13) H.A.G. Clavier et V. ebenda Vol. 8 (1938), p.793....  
Altovsky, 804.
- 14) S.A. Schelkunoff, Journ. of applied Physics, Vol.9  
(1938), p. 484.... 488.
- 15) L.J. Chu, ebenda, Vol. 9 (1938), p.583....  
591.

- 16) H. B u c h h o l z,                   Jahrbuch der AEG-Forschung  
Bd. 6 (1939) S.53... 68.
- 17) H. B u c h h o l z,                   ENT, Bd. 16 (1939), S.73....  
85.
- 18) H. B u c h h o l z,                   Hochfrequenztechn. u. Elek-  
troakustik, Bd. 54 (1939),  
S. 161 ....173.
- 19) A.W. M e l l o w,                   Proceedings of the Institut  
of Radio Engineers
- 20) H. B u c h h o l z,                   Annalen der Physik, Bd. 39  
(1941), S. 81.....128.
- 21) H.J.Wegener u. O.Zinke,           Forschungsbericht Nr.1645  
der ZWB.