

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Band: 36 (1958)

Heft: 3

Artikel: Reflexionsarme Durchmessersprünge in koaxialen Leitern

Autor: Epprecht, Georg W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-874417>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.11.2024

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

TECHNISCHE MITTEILUNGEN

BULLETIN TECHNIQUE

PTT

BOLLETTINO TECNICO

Herausgegeben von der Schweizerischen Post-, Telegraphen- und Telephonverwaltung. Publié par l'administration des postes, télégraphes et téléphones suisses. Pubblicata dall'amministrazione delle poste, dei telegrafi e dei telefoni svizzeri

GEORG W. EPPRECHT, Bern

Reflexionsarme Durchmessersprünge in koaxialen Leitern

621.372.831

Zusammenfassung. Koaxiale Leitungen werden, ausser den Hohlleitern, bis zu den höchsten, heute technisch angewandten Frequenzen, benützt. Ein häufig auftretendes Problem ist der Übergang zwischen koaxialen Leitungen gleichen Wellenwiderstandes, aber verschiedener Durchmesser. Rechnerisch wurde bis heute keine befriedigende Lösung für einen einfachen Übergang gefunden.

In der nachstehenden Arbeit sind die Resultate von experimentellen Untersuchungen enthalten, die im Laufe der drei letzten Jahre durchgeführt wurden. Die Messungen beziehen sich ausschliesslich auf radiale, sogenannte kompensierte Sprungstellen in 50-Ohm-Leitungen. Sie erstrecken sich bis zu Sprungverhältnissen von $D_2/D_1 = 3$ und bis zu Frequenzen, die etwa der halben Grenzfrequenz der ersten Hohlrohrwelle im Koaxialleiter entsprechen. Auf Grund der angegebenen Daten ist es möglich, innerhalb des erwähnten Bereiches in jedem Falle die bestmögliche Dimensionierung in bezug auf die Bandbreite, zulässige Restreflexion und mechanische Toleranz zu finden.

1. Einleitung

Koaxiale Leitungen spielen neben den Hohlleitern bis zu Frequenzen von vielen GHz eine wichtige Rolle. Dafür gibt es verschiedene Gründe, von denen wohl die folgenden am wichtigsten sind: Der Querschnitt koaxialer Leitungen kann – abgesehen von der Begrenzung durch die Dämpfung – immer so klein gewählt werden, wie es die praktischen Verhältnisse erfordern, weil der normalerweise verwendete L-(oder TEM-) Wellentyp keine Grenzfrequenz hat, wie dies bei den Hohlleitern der Fall ist; beim Energietransport im erwähnten Wellentyp tritt ferner, ebenfalls im Gegensatz zu den Hohlleitern, die Erscheinung der Frequenzdispersion nicht auf, der Phasenverlauf ist also linear mit der Frequenz. Die koaxiale Leitung ist demnach besonders für breitbandige Anwendungen geeignet und wird auch im cm-Wellen-Gebiet immer seine Bedeutung haben.

Résumé. Outre les guides d'ondes, les lignes coaxiales sont également utilisés pour les plus hautes fréquences entrant en considération aujourd'hui. Un problème qui se présente fréquemment est celui de la transition entre deux circuits coaxiaux de même impédance caractéristique, mais de diamètre différent. Le calcul n'a pas donné jusqu'à maintenant de solution satisfaisante pour une transition simple.

L'article qui suit expose les résultats d'expériences faites au cours des trois dernières années. Les essais ont porté exclusivement sur des discontinuités radiales dites compensées, dans les lignes coaxiales à 50 ohms. Ils se sont étendus jusqu'aux rapports de diamètres de $D_2/D_1 = 3$ et jusqu'aux fréquences qui correspondent approximativement à la demi-fréquence de coupure du premier mode E dans le conducteur coaxial. Ces données permettent de trouver pour chaque cas, dans la gamme mentionnée, les dimensions optimums quant à la largeur de bande, la réflexion résiduelle admissible et la tolérance mécanique.

In koaxialen Systemen kommen ziemlich häufig Querschnittsänderungen vor, die nur eine möglichst geringe Reflexion verursachen sollen. Eine wesentliche Bedingung ist in diesem Falle, dass die Durchmesserverhältnisse der beiden zu verbindenden Leitungen und damit ihre Wellenwiderstände dieselben sind. Es ist naheliegend, einen solchen Durchmessersprung, wie in Figur 1a dargestellt, auszuführen. Eine derartige Anordnung erzeugt jedoch eine reaktive Reflexion, sie wirkt wie eine Kapazität und wird auch oft im Ersatzschema so dargestellt [1, 2]. Die Reflexion rührt davon her, dass die Feldlinien im Gebiet des Sprunges gegenüber dem Verlauf im glatten Leiter verzerrt werden; die zur Achse senkrechten Flächen des Sprunges wirken wie eine zusätzliche Kapazität. Es ist bekannt, dass dieser störende Einfluss der Sprungstelle vermindert werden kann durch eine Verschiebung der Sprungebenen der beiden Leiter, etwa wie in Fig. 1b. Das Problem der optimalen Dimensionierung ist

unseres Wissens bis heute mathematisch noch nicht exakt gelöst. Ein Näherungsverfahren ist von *H. Meinke* und *A. Scheuber* [3] angegeben worden, wobei allerdings zu bemerken ist, dass das Experiment nur eine mässig gute Übereinstimmung mit dieser Theorie ergibt. Schon vor einigen Jahren ist uns aufgefallen, dass Sprungstellen, die nach den damals bekannten Grundlagen dimensioniert wurden, nicht die gewünschte Reflexionsfreiheit erreichten.

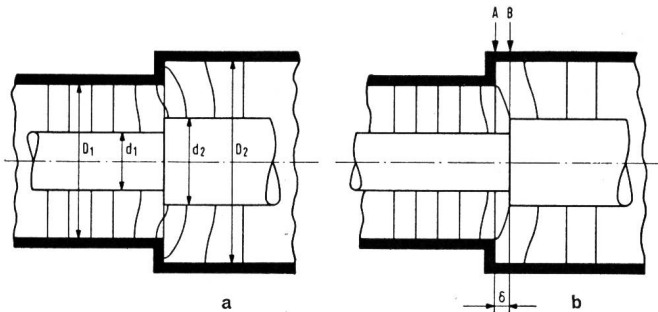


Fig. 1. Koradialer (a) und kompensierter radialer (b) Sprung im koaxialen Leiter. Die Verzerrung des Feldlinienbildes an der Sprungstelle ist ersichtlich

Wegen der Wichtigkeit, die diese Dimensionierungsfrage für uns hatte, entschlossen wir uns daher zu einer eingehenden experimentellen Abklärung. Inzwischen hat *A. Kraus* [4] die Resultate ähnlicher Messungen veröffentlicht. Da sich unsere Untersuchungen über einen grösseren Frequenzbereich erstrecken, ferner neben der Amplitude auch die Phase der Reflexion umfassen, scheint es uns angebracht, diese Messungen doch noch einem weiteren Interessentenkreis zugänglich zu machen.

2. Allgemeine Betrachtungen zum Problem

Es stellt sich zunächst die Frage, bis zu welchen Frequenzen eine koaxiale Leitung überhaupt verwendet werden kann. Normalerweise ist nur die transversal elektromagnetische Welle erwünscht, so dass sich die Grenze der Verwendbarkeit aus der Grenzfrequenz für den ersten höheren Modus im koaxialen Leiter ergibt. Als höhere Modi treten hier in erster Linie die E_{0n} -Wellen auf, für deren Grenzfrequenzen die folgende Beziehung gilt [5]:

$$\lambda_c(E_{0n})/D \approx (1-d/D)/n \quad (1)$$

$$\lambda_c(E_{01})/D \approx 0,57 \quad (Z_0 = 50 \Omega) \quad (1a)$$

$$\lambda_c(E_{02})/D \approx 0,28 \quad (Z_0 = 50 \Omega) \quad (1b)$$

$$\lambda_c(E_{03})/D \approx 0,19 \quad (Z_0 = 50 \Omega) \quad (1c)$$

Dabei sind d und D die Durchmesser des Innen- bzw. Aussenleiters. Für einen Koaxialleiter mit $D = 15$ mm tritt demnach der erste höhere Modus bei ca. 35 GHz auf. In einem glatten Koaxialleiter besteht zwar bei höheren Frequenzen kein Grund zur Umwandlung der L-Welle in höhere Modi. Jede Unstetigkeit, z. B. von der Art der Figur 1, würde jedoch solche erzeugen. Auch unterhalb der Grenzfrequenzen entstehen diese Modi, sie sind aber stark abklin-

gend. Das Feld in der Nähe der Unstetigkeit kann man sich zusammengesetzt aus einer Reihe von höheren Modi denken, etwa wie bei einer Fourieranalyse, so dass die speziellen Randbedingungen der Anordnung erfüllt sind. Wenn man weiss, wie rasch diese höheren Modi abklingen, so kann man ferner abschätzen, wie weit sich die Feldverzerrung in die glatten Leiter hinein auswirkt. Allerdings müsste dazu auch die Amplitude der höheren Komponenten bekannt sein, was eine genaue mathematische Analyse des Problems bedingen würde. Sicher sind jedoch die Amplituden von gleicher Grössenordnung wie diejenigen der Grundwelle, und sie nehmen im allgemeinen mit steigender Ordnung des Wellentyps ab. Auf eine Länge von D (gleich dem Innendurchmesser des Aussenleiters) klingt der E_{01} -Modus um beinahe 100 db ab, die E_{02} - und E_{03} -Wellen um etwa 200 db bzw. 300 db. Daraus kann man abschätzen, wie weit Inhomogenitäten auseinanderliegen müssen, damit sie sich gegenseitig nicht beeinflussen.

Zur Erfüllung der Randbedingungen im Raume der Unstetigkeit sind nicht nur höhere Modi, sondern ist auch die Grundwelle erforderlich. Alle Wellenmodi treten im allgemeinen in beiden Ausbreitungsrichtungen (gegen Generator und gegen Last) auf. Während jedoch die höheren Modi ausserhalb des Sprunges rasch abklingen, pflanzt sich eine Welle im Grundmodus fast ungedämpft fort und tritt als Reflexion bzw. als Transmissionsverlust auf. Grundsätzliche Überlegungen führen zur Erkenntnis, dass es nur in Ausnahmefällen möglich ist, eine allgemeine Struktur nach Figur 1b vollständig reflexionsfrei zu machen. Praktisch ist jedoch die verbleibende Reflexion bei geeigneter Wahl der Verschiebung δ äusserst gering, solange δ gegenüber der Wellenlänge sehr klein ist. Ist δ gegen λ nicht mehr vernachlässigbar, so lässt sich diese Anordnung im allgemeinen Falle überhaupt nicht mehr reflexionslos machen, es ergibt sich in Funktion von δ nur ein Minimum der Reflexion. Diese minimal erreichbare Reflexion bezeichnen wir als *Restreflexion*. Experimentell hat sich ergeben, dass der optimale Wert von δ frequenzabhängig ist. Theoretische Überlegungen lassen erwarten, dass sich vor allem in der Nähe der Grenzfrequenz des untersten E-Modus das optimale δ ändert. Dort nimmt nämlich die Dämpfung dieses Modus rasch ab, und damit ändern sich notgedrungen die relativen Anteile aller Modi in der Zerlegung des Gesamtfeldes.

Unsere Untersuchungen erstrecken sich über einen Frequenzbereich bis etwa zur halben Grenzfrequenz des ersten höheren Modus. Oberhalb dieses Bereiches wurden die Restreflexionen zu gross, als dass solche Sprünge noch als reflexionsarm bezeichnet werden könnten, es sei denn, dass man zu sehr geringen Unterschieden von D_1 und D_2 geht.

3. Messapparatur

Aus messtechnischen Gründen haben wir den Frequenzbereich unserer Messungen unterhalb 4 GHz

gewählt. Dies hatte zur Folge, dass die Abmessungen unserer Koaxialleitungen ziemlich gross wurden (bis zu $D_2 = 120$ mm) gegenüber dem Querschnitt der benützten Messleitung. Der Übergang von $D = 15$ mm auf $D_1 = 40$ mm erfolgte durch mehrere Sprünge, dimensioniert nach vorhergegangenen Messungen (s. Fig. 2). Die Reflexion dieses Stückes lag unterhalb 0,02 bis zu Frequenzen von 4 GHz. Die Messung selber wurde so durchgeführt, dass alle störenden

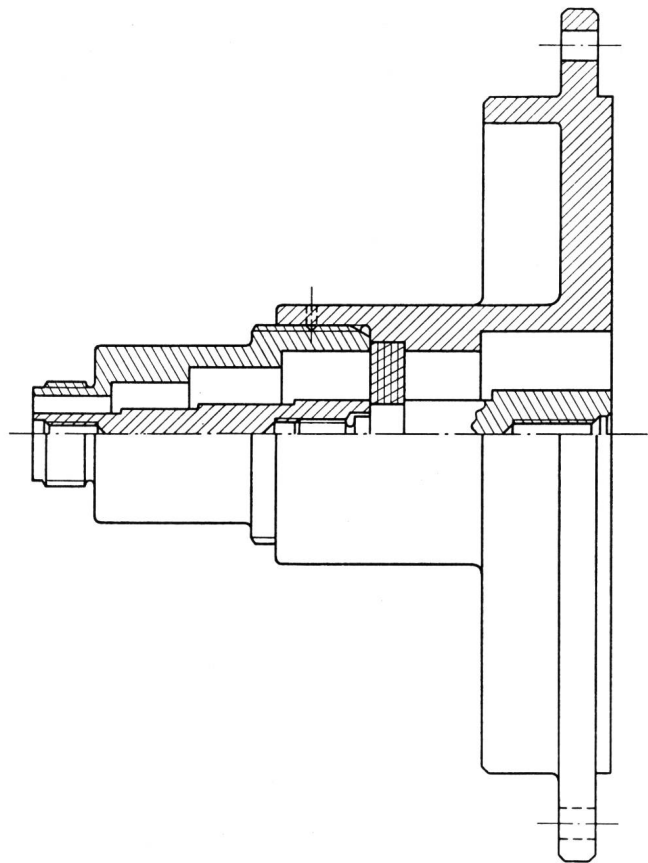


Fig. 2. Schnitt durch den verwendeten Übergang auf den Messquerschnitt

Nebenreflexionen eliminiert wurden. Bei diesem, an anderer Stelle [6] näher beschriebenen Verfahren, werden sämtliche Reflexionen (inbegriffen die zu messende) zunächst kompensiert. Darauf wird jene Inhomogenität, welche die gesuchte Reflexion erzeugt, gegenüber den andern reflektierenden Stellen örtlich verschoben und aus der nun gemessenen Reflexion die gesuchte ermittelt. Figur 3 gibt einen Überblick über die verwendete Apparatur. Die erreichte Messgenauigkeit liegt für einen einzelnen Punkt unterhalb 0,5 bis 1% (absolut), je nach der absoluten Grösse der gemessenen Reflexion. Durch die grosse Zahl der Messungen wurde jedoch die gesamte Genauigkeit der einzelnen Meßserien noch wesentlich verbessert.

Zur Kontrolle der Methode wurden einzelne Punkte noch folgendermassen kontrolliert: Eine koaxiale Leitung wurde so ausgeführt, dass sie hintereinander in gleichen Abständen 10 Durchmessersprünge aufwies. Diese Leitung wurde in jenem Frequenzbereich

ausgemessen, bei der die Sprünge ungefähr in einem Abstand von $\lambda/2$ liegen. Bei kleinen Reflexionen superponieren sich die einzelnen Reflexionen praktisch linear, da Mehrfachreflexionen vernachlässigt werden können. Man misst dann den zehnfachen Wert einer Einzelreflexion mit einer beträchtlich erhöhten Genauigkeit. Diese Kontrollen haben die früher gemessenen Ergebnisse bestätigt.

Alle Messungen beziehen sich auf koaxiale Leitungen mit dem international normalisierten Wellenwiderstand von 50 Ohm. Es wurden die Sprünge $D_2/D_1 = 1,15; 1,3; 1,45; 1,6; 2; 2,5$ und 3 untersucht. Dabei war immer $D_1 = 40$ mm. Einzig die Messungen mit 10 aufeinanderfolgenden Sprüngen erfolgten mit $D_2 = 15$ mm. Der Frequenzbereich erstreckte sich normalerweise von 2–4 GHz, gelegentlich bis hinunter zu 750 MHz.

4. Messresultate

Es würde zu weit gehen, hier alle gewonnenen Resultate im einzelnen aufzuführen. Das Wesentliche an den Ergebnissen sei jedoch im folgenden zusammenfassend dargestellt, wobei wir allgemein dimensionslose Parameter verwenden, da hier das Ähnlichkeitsprinzip gilt.

Betrachten wir als Beispiel den mittelgrossen Durchmessersprung $D_2/D_1 = 1,45$. Sind die Sprungstellen des Aussen- und des Innenleiters koradial, also $\delta = 0$, so findet man für nicht zu hohe Frequenzen das in [2] angegebene Ersatzschema mit guter Näherung bestätigt. Im Reflexionsdiagramm verläuft die Ortskurve für die Reflexion r tangential an die imaginäre Achse. Bei genügend hohen Frequenzen, etwa oberhalb $D_2/\lambda = 0,3$, zeigt sich schon die Unzulänglichkeit einer solchen vereinfachten Be-

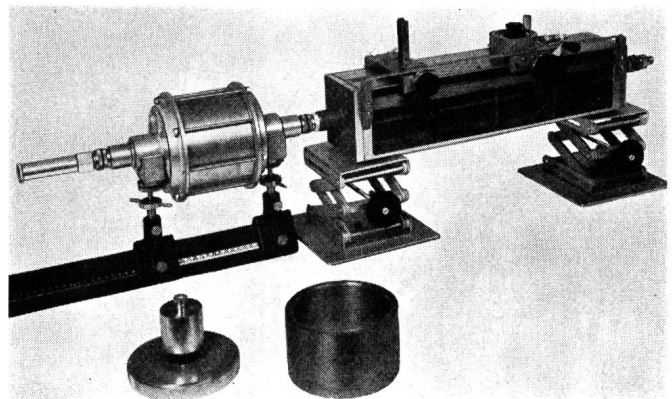


Fig. 3. Messapparatur zur Bestimmung der Reflexionen

schreibung der Diskontinuität durch eine Parallelkapazität. Wenn man eine bessere Übereinstimmung fordert, müsste man zu komplizierteren Ersatzschaltungen übergehen. Ein Ersatzschema hat natürlich nur noch sehr beschränkten Wert, wenn die Netzwerkelemente nach einem unübersichtlichen Gesetze frequenzabhängig werden, oder wenn das Ersatzschema zu viele Elemente enthält. Da sich

unsere Messungen immer bis in Frequenzbereiche erstreckten, bei denen solche Ersatzschaltungen aus konzentrierten Elementen von zweifelhaftem Werte sind, haben wir vollständig darauf verzichtet, die Resultate in Form äquivalenter Netzwerke anzugeben, sondern nur die Ortskurven der Reflexion dargestellt. Wenn nun der Sprung des Innenleiters in Richtung des grösseren Leiters um δ verschoben wird, so erhalten wir in Funktion der relativen Frequenz D_2/λ die in Fig. 4 angegebene Reflexionskurven mit

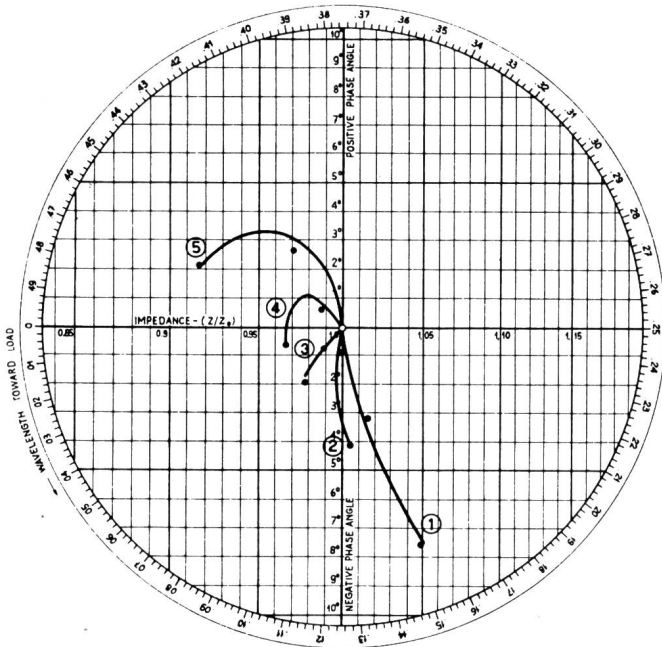


Fig. 4. Reflexionsdiagramm für einen Sprung mittlerer Grösse mit $D_2/D_1 = 1,45$. Parameter der Darstellung ist die Verschiebung δ/D_2 mit den Werten:
 $\delta/D_2 = 0,69; 0,86; 0,98; 1,035; 1,21$ für die Kurven 1...5. Die angegebenen Messpunkte entsprechen den relativen Frequenzen $D_2/\lambda = 0,39$ und $0,77$. (Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde nur ein kleiner Teil der Messpunkte eingezeichnet)

δ/D_2 als Parameter. Aus messtechnischen Gründen wurde der Sprung im Aussenleiter als Bezugsebene gewählt und die Diskontinuität von der Seite des grösseren Durchmessers her gemessen. Wir erhalten in diesem Falle Kurven, die (mit steigender Frequenz) alle eine positive Krümmung aufweisen, und zwar wird die Krümmung mit steigender Kompensationslänge δ grösser. Dies ist übrigens eine allgemeine Erscheinung, die schon von der Netzwerktheorie her als *Fostersches Reaktanztheorem* bekannt ist: je länger die betrachtete Struktur wird, von der die Reflexionen stammen, desto rascher muss sich die Phase ändern. Wir erkennen aus dem Verlauf der Kurven sofort, dass es keine Kompensation gibt, bei der sich die Kurve auf einen Punkt zusammenziehen würde; ein völlig reflexionsloser Sprung ist also mit dieser Struktur breitbandig nicht zu erreichen. Hingegen gibt es hier eine ziemlich eindeutige optimale Länge δ mit minimalem Reflexionskoeffizienten für das

ganze untersuchte Frequenzband. Die verbleibende Restreflexion steigt dann monoton mit der Frequenz. Die Kurven geben auch einen Anhaltspunkt über die für δ zulässigen Toleranzen, man sieht bereits bei diesem mittelgrossen Sprung, dass die Toleranzen je nach Frequenz nicht symmetrisch um den optimalen Wert von δ liegen.

Bei kleineren Sprüngen liegen die Verhältnisse ähnlich, nur ist die Asymmetrie des Kurvenverlaufs bei über- bzw. unterkompensiertem Sprung weniger ausgeprägt. Mit steigendem Sprungverhältnis hingegen wird der typische Verlauf der Reflexionskurven immer ausgeprägter, wie ja auch der Bereich und das Mass der Feldverzerrung immer grösser werden. In Fig. 5 sind als Beispiel die Messresultate für das relativ grosse Sprungverhältnis 1:3 dargestellt. Man entnimmt daraus, dass es nun nicht mehr möglich ist, eindeutig eine optimale Dimensionierung anzugeben. Je nach der Lage der entstehenden Schleife der Ortskurve nimmt der Betrag der Reflexion im allgemeinen nicht mehr monoton zu, er kann nach anfänglichem Anstieg wieder kleiner werden, günstigenfalls sogar durch Null gehen. Um die geeignetste Länge von δ zu bestimmen, muss der gewünschte Frequenzbereich berücksichtigt werden. Je nach der verlangten Bandbreite wird eine andere Kompensation in Frage kommen. Immerhin kann ein einigermaßen optimaler Wert angegeben werden, wenn man die Bedingung stellt, dass die Reflexion von tiefsten bis zu möglichst hohen Frequenzen in bestimmten Grenzen bleiben soll, ohne Rücksicht darauf, dass zum Beispiel bei eben dieser höchsten Frequenz oder bei einer anderen, selektiv eine bessere Kompensation möglich wäre. Die δ/D_2 -Werte für eine in

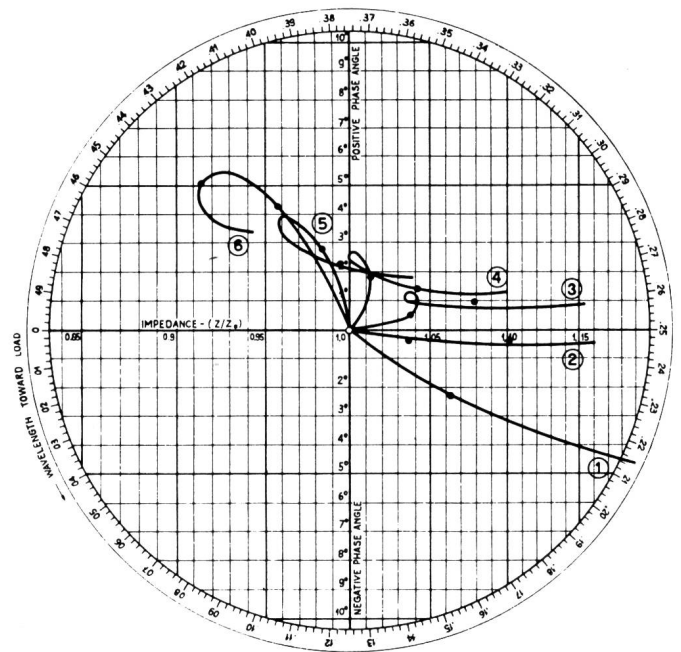


Fig. 5. Reflexionsdiagramm für den grossen Sprung $D_2/D_1 = 3$. Die Kurven 1...6 haben die Parameter:
 $\delta/D_2 = 0,108; 0,117; 0,121; 0,125; 0,129; 0,137$ und die angegebenen Messpunkte entsprechen den Frequenzen $D_2/\lambda = 0,33$ und $0,6$

diesem Sinne optimale Kompensation entsprechen etwa der mittleren Kurve in Figur 6. Die günstigste Grösse von δ/D_2 liegt nach unseren Messungen besonders bei mittleren Sprüngen etwas höher als die von Kraus gemessenen Werte. Dies mag damit zusammenhängen, dass unsere Messungen einen wesentlich grösseren relativen Frequenzbereich überstreichen. Analysiert man nämlich die Gesamtheit der Resultate – Figuren 4 und 5 stellen davon ja nur einen Ausschnitt dar – etwas genauer, so erkennt man, dass die optimale Verschiebung δ nicht nur bei hohen Frequenzen, sondern im ganzen Bereiche eine Funktion der Frequenz ist. Diese Abhängigkeit wird durch die Kurvenschar der Figur 7 und die 3 Kurven der Figur 6 veranschaulicht.

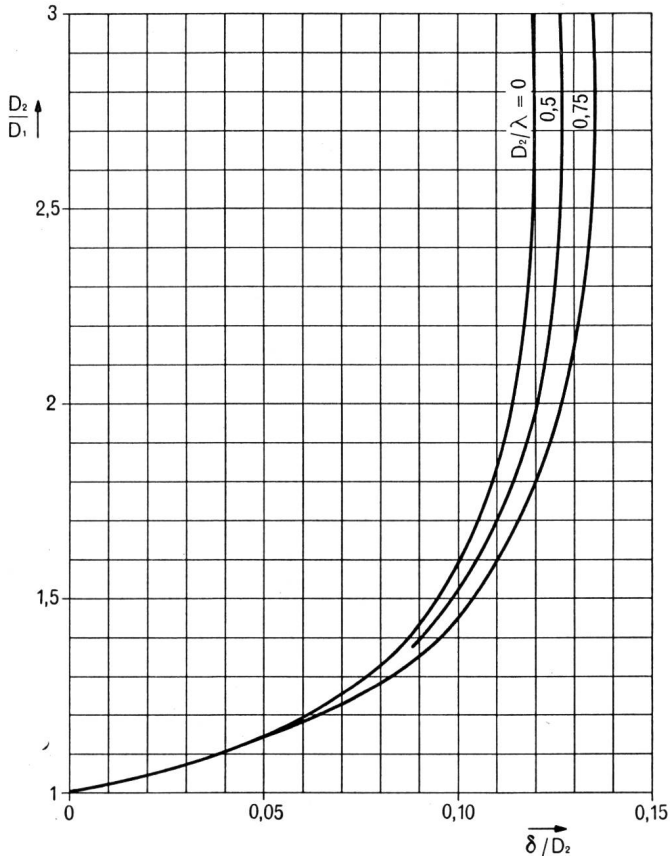


Fig. 6. Kompensationslänge δ/D_2 in Abhängigkeit vom Sprungverhältnis D_2/D_1 und von der relativen Frequenz D_2/λ

Es interessiert uns die Frage der verbleibenden minimalen Reflexionen. Figur 8 gibt dazu einen Überblick über die Restreflexionen, die bei einer genauen Dimensionierung nach Figur 7 erreicht werden können. Bei sehr kleinen Sprungverhältnissen ($D_2/D_1 < 1,1$) ist zu erwarten, dass die Reflexion ungefähr mit der Grösse des Sprunges quadratisch zunimmt. Es wäre in diesem Falle also vorzuziehen, ein bestimmtes Durchmesserverhältnis nicht in einem einzelnen, sondern in mehreren Teilsprüngen zu überwinden. Aus Figur 8 kann man jedoch entnehmen, dass dies für mittlere und grosse Sprungverhältnisse nicht mehr stimmt. Die Kurven konstanter Restreflexion verlaufen vielmehr ziemlich

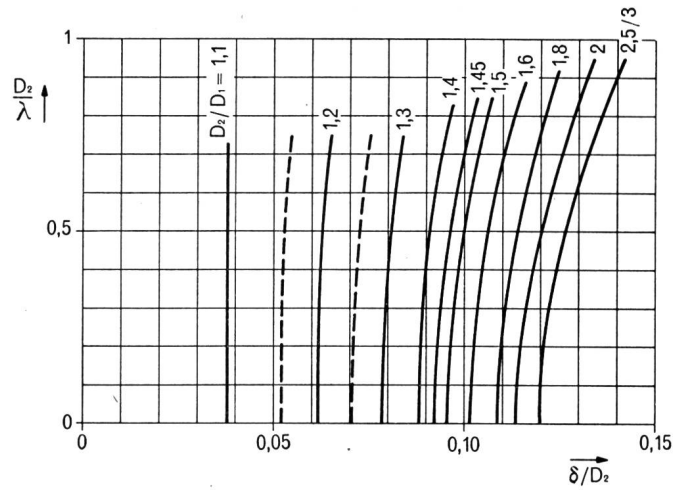


Fig. 7. Abhängigkeit des optimalen Wertes der Kompensationslänge δ/D_2 von der Frequenz mit dem Sprungverhältnis D_2/D_1 als Parameter. Die Genauigkeit der angegebenen δ/D_2 -Werte beträgt etwa $\Delta(\delta/D_2) \leq 0,002$

flach, so dass es bis zu etwa $D_2/D_1 = 2,5$ vorteilhafter ist, einen einzigen Sprung zu wählen, es sei denn, dass die Teilsprünge so gelegt werden, dass sich ihre Reflexionen bei der gewünschten Frequenz kompensieren.

Koaxiale Schaltelemente müssen sehr oft breitbandig konstruiert werden, darin liegt ja gerade einer der Vorteile koaxialer Leiter gegenüber Hohlleitern. Die Frequenzabhängigkeit von δ erschwert in unserem Falle die Wahl der richtigen Dimensionierung. Wir haben ausserdem noch nichts gesagt über die zulässigen mechanischen Toleranzen. Die Lösung dieser Fragen wird durch Figur 9 erleichtert. Es ist darin für verschiedene Sprungverhältnisse die Grösse der Reflexion in der Umgebung der optimalen Dimensionen gegeben. Für dazwischenliegende Sprungverhältnisse können entsprechende Kurven mit Hilfe der Figuren 7 und 8 interpoliert werden. Die Frequenzabhängigkeit spielt ja besonders bei

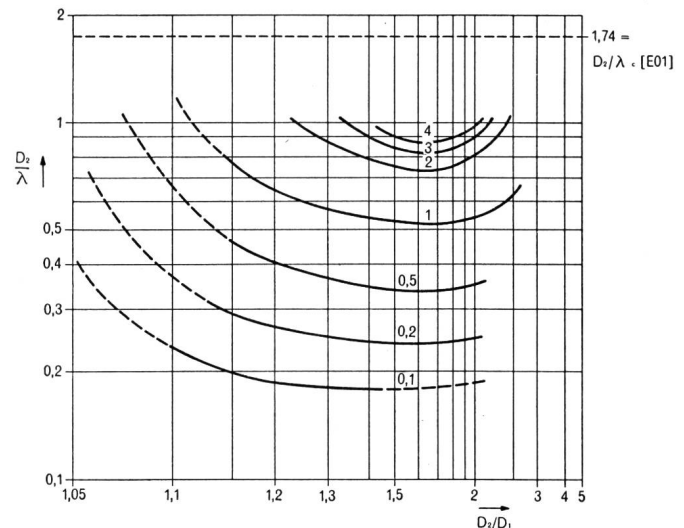


Fig. 8. Nicht kompensierbare, minimale Restreflexionen für die optimale Kompensationslänge in Funktion des Sprungverhältnisses und der Frequenz. (Genauigkeit der angegebenen Reflexionswerte $\Delta r/r \leq 10...30\%$ bei grossen...kleinen Reflexionen)

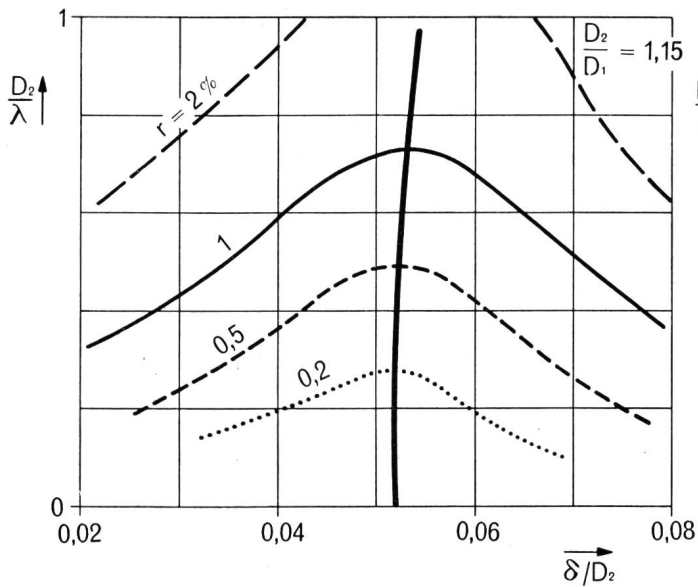


Fig. 9a

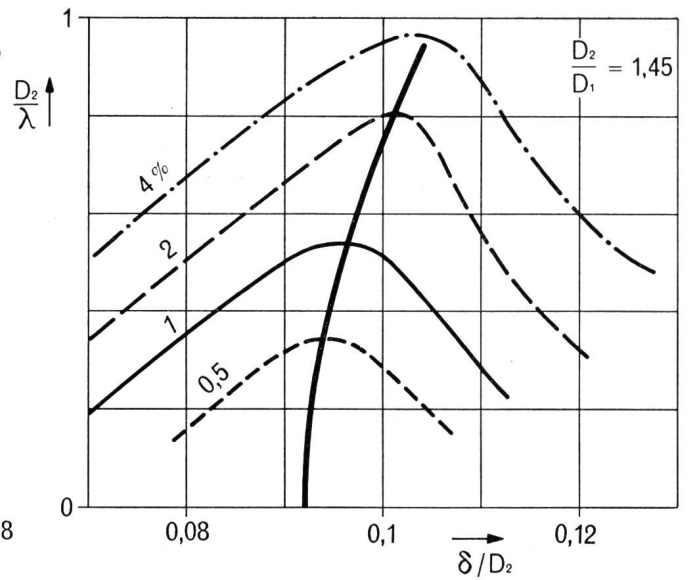


Fig. 9b

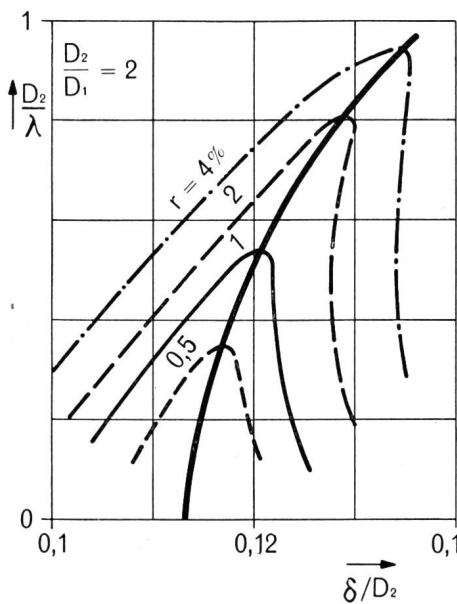


Fig. 9c

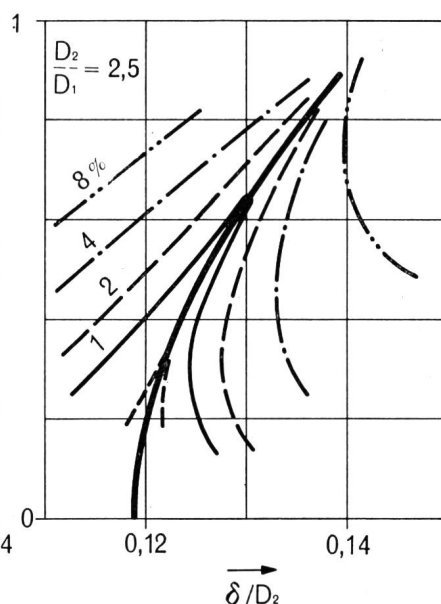


Fig. 9d

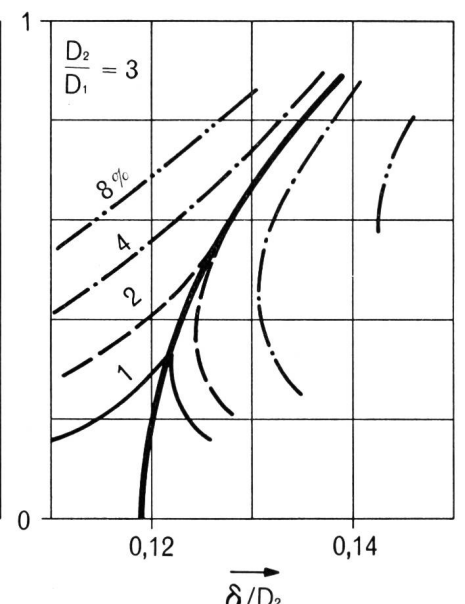


Fig. 9e

Fig. 9. Restreflexion in der Umgebung der optimalen Dimensionierung

grossen Sprungverhältnissen eine Rolle. Aus Figur 9 erkennt man, dass bei grossen Sprüngen und konstantem δ die Restreflexion einen komplizierten Verlauf nimmt; wird ein Sprung für eine relativ hohe Frequenz optimal dimensioniert, so nimmt die Reflexion auch nach abnehmenden Frequenzen hin zu. Es entstehen Kurven von der Art der Figur 10, die nicht mehr unbedingt monoton verlaufen, sobald D_2/D_1 grösser wird als etwa 2. Die Angaben von Figur 9 erlauben jedoch in allen Fällen, den bestmöglichen Kompromiss zwischen δ , Bandbreite und zulässigen Restreflexionen zu finden. Ebenso geben die Kurven der Figur 9 die nötigen Anhaltspunkte für die erforderlichen mechanischen Toleranzen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der einfache, radiale, kompensierte Durchmessersprung bis zu Wellenlängen, die etwa dem grösseren Durch-

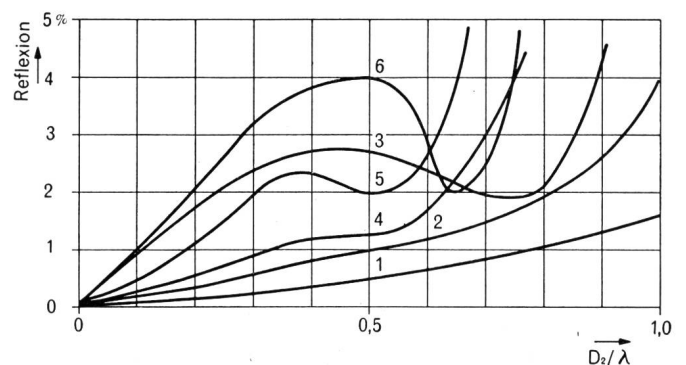


Fig. 10. Verlauf der Restreflexionen in Funktion der Frequenz für typische praktische Fälle:

Kurve	1: $D_2/D_1 = 1,15$	$\delta/D_2 = 0,052$
	2: $D_2/D_1 = 1,45$	$\delta/D_2 = 0,10$
	3: $D_2/D_1 = 2$	$\delta/D_2 = 0,13$
	4: $D_2/D_1 = 2$	$\delta/D_2 = 0,122$
	5: $D_2/D_1 = 3$	$\delta/D_2 = 0,125$
	6: $D_2/D_1 = 3$	$\delta/D_2 = 0,13$

messer gleichkommen, ziemlich reflexionsarm gemacht werden kann, jedenfalls viel besser als bis heute noch viele koaxiale Übergänge fabriziert werden. Für breitbandige Anordnungen wird man die Durchmesser-Verhältnisse möglichst nicht über 2 wählen. Es ist dann oft vorteilhafter, mehrere Sprünge in geeigneten Abständen zu placieren. Dabei dürfen dann die Sprungverhältnisse D_2/D_1 mit abnehmendem mittlerem Durchmesser zunehmen.

Es ist möglich, sogar wahrscheinlich, dass es Übergänge gibt, die bei gleichen äusseren Dimensionen kleinere Restreflexionen ergeben (z. B. konische oder noch kompliziertere, allmähliche Übergänge), es scheint jedoch, dass dabei nur wenig zu gewinnen ist, falls man nicht viel grössere Konstruktionslängen in Kauf nimmt. Vom Standpunkt der Fabrikation aus, und was die Toleranzen und die Kontrollmöglichkeit betrifft, hat jedoch der radiale Sprung wesentliche Vorteile, besonders wenn es sich um kleine Stückzahlen handelt. Erst wenn man sehr nahe zur Grenzfrequenz des ersten E-Modus kommt, dürften allmähliche Übergänge deutlich überlegen sein.

E. R. HAURI, Bern

Rauscharme Transistor-Verstärkerstufen mit Gegenkopplung

621.375.4

Zusammenfassung. *Es wird die Emitterschaltung des Flächentransistors mit Gegenkopplungswiderstand in der Emittierleitung theoretisch auf ihre Rauscheigenschaften untersucht. Dieser einfache Sonderfall hat bekanntlich die Eigenschaft, dass der Generatorwiderstand für optimale Betriebsverstärkung mit wachsendem Gegenkopplungswiderstand zunimmt. Die nachfolgend entwickelte Theorie ergibt, dass dabei auch der Generatorwiderstand für optimale Rauschzahl grösser wird, wobei sich diese nicht wesentlich ändert. Abschliessend werden einige andere Gegenkopplungsschaltungen kurz erläutert.*

1. Problemstellung

Bekanntlich sind heute Transistoren käuflich, die Rauschfaktoren (Noise Figures) von weniger als 5 db aufweisen. Das Rauschverhalten solcher Transistoren ist im Gebiet des sogenannten weissen Rauschens [1...3] theoretisch gut abgeklärt und stimmt mit Messungen gut überein. Für das sogenannte Halbleiter- oder Funkelrauschen erscheint die Theorie noch weniger gesichert; die Bedeutung dieses Rauschanteils tritt jedoch mit der Verbesserung der Herstellungsmethoden immer mehr zurück.

Da die Transistoreigenschaften vom Arbeitspunkt und von der Temperatur abhängig sind, müssen Verstärkerstufen mit Transistoren gleich- und wechselstrommässig stabilisiert werden. Solche Stabilisierungsschaltungen laufen in der Regel auf eine Gegenkopplung hinaus, die durch passende Anordnung von Widerständen erzielt wird. Falls es sich um Gleichstrom-Gegenkopplung handelt, werden diese Widerstände mit Kondensatoren abgeblockt; bei einer Wechselstrom-Gegenkopplung haben diese Wider-

Ich möchte nicht unterlassen, an dieser Stelle meinem Mitarbeiter, Herrn *W. Tresp*, zu danken für die sorgfältige Durchführung der sehr grossen Zahl von Messungen, die als Unterlagen für diese Arbeit dienten.

Bibliographie

- [1] *Whinnery J. R.* und *H. W. Jamieson*. Equivalent Circuits for Discontinuities in Transmission Lines. Proc. Inst. Radio Engrs **32** (1944), 98.
- [2] *Whinnery A.*, *H. W. Jamieson*, *Theo E. Robbins*. Coaxial-Line Discontinuities. Proc. Inst. Radio Engrs **32** (1944), 695.
- [3] *Meinke H. H.* und *A. Scheuber*. Die Berechnung der Übertragungseigenschaften zylinder-symmetrischer Bauelemente koaxialer Leitungen aus dem Verhalten von ebenen elektrostatischen Feldern. A.E.Ü. **6** (1952), 221.
- [4] *Kraus A.* Messkurven des Reflexionskoeffizienten kompensierter Inhomogenitäten bei koaxialen Leitungen und die daraus ermittelte optimale Dimensionierung. Rohde und Schwarz-Mitteilungen 1956, Heft 8, S. 1.
- [5] *Marcuvitz N.* Waveguide Handbook. New York 1951.
- [6] *Epprecht G. W.* und *C. Stäger*. Die Messung kleiner Reflexionen in Koaxial- und Hohlleitersystemen. Techn. Mitt. PTT 1955, Nr. 4, S. 143...155.

Résumé. *L'auteur examine théoriquement, quant à ses propriétés de bruit, le montage émetteur à la masse du transistor à jonction avec résistance de contre-réaction dans le circuit de l'émetteur. Ce cas spécial simple présente la particularité que, pour une amplification optimum, la résistance du générateur augmente en même temps que la résistance de contre-réaction. Il résulte de la théorie exposée ci-dessous que, dans ce cas, la résistance du générateur pour le facteur de bruit optimum augmente aussi alors que ce facteur ne varie pas trop. Pour terminer, l'article décrit brièvement quelques autres montages à contre-réaction.*

stände jedoch Einfluss auf das Wechselstrom-Verhalten und damit auch auf das Rauschverhalten einer Verstärkerstufe, und sie bringen auch ein zusätzliches Rauschen in die Schaltung hinein.

Leider ist in der Literatur über den Einfluss von Gegenkopplungswiderständen auf das Transistorenrauschen nichts zu finden. Zwar kann der innere Basiswiderstand r_b' in der Basisschaltung als Gegenkopplung aufgefasst werden; im übrigen wird jedoch dieser Widerstand als unvermeidlicher Bestandteil des Transistors betrachtet, und man strebt danach, ihn durch konstruktive Massnahmen klein zu halten.

Es entstanden in der Folge mehrmals Diskussionen darüber, welchen Einfluss solche Gegenkopplungen auf das Rauschverhalten ausüben. Schliesslich sah man sich veranlasst, den einfachen Fall eines Gegenkopplungswiderstandes in der Emittierleitung bei der Emitterschaltung des Transistors theoretisch zu untersuchen. Anhand von ausgeführten Verstärkern war bekannt, dass eine Gegenkopplung den Rauschfaktor nicht oder nur unmerklich beeinflusst (siehe