FORTSCHRITT-BERICHTE DER VDI-ZEITSCHRIFTEN

Ein Veröffentlichungssystem der VDI-Zeitschriften
Herausgeber: Verein Deutscher Ingenieure

Vornehmlich Zeitschriften verbreiten die Erfahrungen, Erkenntnisse und Forschungsergebnisse technisch-wissenschaftlicher Arbeit. Die zunehmende Spezialisierung brachte es mit sich, daß sich daneben weitere Publikationsformen entwickelten, um die technisch-wissenschaftlichen Informationen schnell der Öffentlichkeit bekanntgeben zu können, so Forschungsberichte, Dissertationen und ähnliche Veröffentlichungen monographischen Charakters. Diese Publikationen werden aber wegen ihrer niedrigen Auflagen oft nicht dem weiten Interessentenkreis bekannt. Der Verein Deutscher Ingenieure löst das Problem so, daß er von längeren Originalarbeiten Kurzfassungen im Umfang von je einer Druckseite in seinen Zeitschriften veröffentlicht und die Berichte selber im vollen Wortlaut und in der vom Verfasser vorgelegten Form – also nicht von der Schriftleitung redigiert – als FORTSCHRITT-BERICHTE DER VDI-ZEITSCHRIFTEN herausbringt.

Die Erscheinungsweise ist zwanglos. Format DIN A 5. Die Hefte können einzeln bezogen werden oder die einzelnen Reihen im Abonnement mit 20 % Nachlaß. Die FORTSCHRITT-BERICHTE DER VDI-ZEITSCHRIFTEN sind auch als Mikrofiches erhältlich.

Die Reihen der FORTSCHRITT-BERICHTE DER VDI-ZEITSCHRIFTEN:

1 Konstruktionstechnik / Maschinenelemente
2 Betriebstechnik (früher Fertigung)
3 Verfahrenstechnik
4 Bauingenieurwesen
5 Grund- und Werkstoffe
6 Energietechnik / Wärmetechnik
7 Strömungstechnik
8 Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik
9 Elektrotechnik / Elektronik
10 Angewandte Informatik
11 Schwingungstechnik / Lärmbekämpfung
12 Verkehrstechnik
13 Fördertechnik
14 Landtechnik / Lebensmitteltechnik
15 Umwelttechnik
16 Technik und Wirtschaft
17 Biotechnik
18 Bruchvorgänge und Schadensanalyse

FORTSCHRITT-BERICHTE DER VDI ZEITSCHRIFTEN

Reihe:

Elektrotechnik · Elektronik

Offene Wellenleiter für die Nachrichtenübertragung zu spurgeführten Fahrzeugen

Von Dr.-Ing. Harald Dalichau, München

1981

Angaben zur Dokumentation auf der 3. Umschlagseite

Verein Deutscher Ingenieure
VDI-Verlag GmbH Düsseldorf
ISSN 0506-3132

Fortschr.-Ber. VDI-Z.
Reihe 9 Nr. 28

Diese Arbeit wurde als Habilitationsschrift

dem Fachbereich Elektrotechnik

der Hochschule der Bundeswehr München eingereicht.

© VDI-Verlag GmbH · Düsseldorf 1981

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe (Photokopie, Mikrokopie), der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und das der Übersetzung, vorbehalten.

Als Manuskript gedruckt Printed in Germany

ISBN 3-18-142809-4

Inhaltsverzeichnis

Hinweise und Formelzeichen
Einführung 1

1. EINLEITENDE ZUSAMMENFASSUNG 5

2. WELLENTYPEN OFFENER WELLENLEITER
2.1. TEM-Welle 11
2.2. Oberflächenwellen.....15
2.3. Leckwellen 25
2.4. Strahlungsfelder 28
2.5. Längsschnittwellen 36

3. DIE SYMMETRISCHE DOPPELLEITUNG
3.1. Anwendungen 38
3.1.1. Tunnelfunk bei 160 MHz 38
3.1.2. Linienzugbeeinflussung (LZB) 38
3.1.3. Nachrichtenübertragung zu Kraftfahrzeugen..41
3.1.4. Nachrichtenübertragung im Bergbau 42
3.2. Eigenschaften 42
3.2.1. Betriebsfrequenzbereich 42
3.2.2. Leitungseigenschaften 43
3.2.3. Koppelstrukturen und Koppeldämpfung 47
3.2.4. Störungen 51
3.3. Zusammenfassung und Ausblick 53

4. GESCHLITZTE KOAXIALKABEL
4.1. Einführung 56
4.2. Geschlitztes Koaxialkabel mit TEM-Welle 61
4.3. Das äußere Feld des geschlitzten Koaxialkabels.66
4.4. Einige typische Anwendungsbeispiele für nichtstrahlende Schlitzkabel in Verbindung mit Standard-Antennen 72
4.5. Übertragungssysteme mit nichtstrahlendem Schlitzkabel und eng geführter Nahfeldantenne..73
4.6. Abstrahlende Koaxialkabel (Leckkabel) 78
4.6.1. Erzeugung einer Leckwelle 78
4.6.2. Strahlende Schlitze 78
4.6.3. Periodisch angeordnete Schlitze 80
4.6.4. Anwendungen 84
4.6.5. Raumharmonische und Brillouin-Diagramm 85
4.6.6. Das Antennenproblem 91

5. OBERFLÄCHENWELLENLEITER
5.1. Einführende Übersicht 94
5.2. Die Harms-Goubau-Leitung 98
5.3. Der dielektrische Stab 106
5.4. Die dielektrische Bildleitung (Dielectric Image Line) 113
5.5. Sonderformen 118

6. OFFENE HOHLLEITER

6.1. Einführung 123
6.2. Abstrahlende Rundhohlleiter 124
6.3. H-Wellenleiter und Rillenleiter (Groove Guide) 127
6.4. Trogleitung 131
6.5. Schlitzhohlleiter 132
6.5.1. Einleitung 132
6.5.2. Feldverteilung und Übertragungseigenschaften 133
6.5.3. Adapter 142
6.5.4. Fahrzeugkoppler 143
6.5.5. Störstrahlung 147
6.5.6. Anwendungen 149

7. FELDBERECHNUNG IM SCHLITZHOHLLEITER

7.1. Beschreibung des benutzten Verfahrens 153
7.2. Ergebnisse der Rechnung 158
7.3. Abwandlung des Rechenverfahrens 162

8. PERIODISCHE STÖRSTELLEN AUF EINER LEITUNG

8.1. Einleitung 166
8.2. Art und Größe der Störstellen 172
8.3. Berechnung der Übertragungseigenschaften 173
8.4. Rechenergebnisse 176
8.4.1. Einfluß von Verlusten 176
8.4.2. Lage und Verlauf der Dämpfungsspitzen 179
8.4.3. Ermittlung des Maximalwertes der Dämpfung 181
8.5. Näherungsformeln 184
8.6. Zusammenfassung 192

9. GEMEINSAME EIGENSCHAFTEN VON NACHRICHTEN-ÜBERTRAGUNGSSYSTEMEN MIT OFFENEN WELLENLEITERN

9.1. Grundprinzipien der geführten Wellenausbreitung 194
9.2. Übertragungssysteme mit Streckenverstärkern ..197
9.3. Störungen 203
9.3.1. Störungen durch den Fahrbetrieb 203
9.3.2. Beeinflussung von außen 208
9.3.3. Störstrahlung 210
9.4. Zusätzliche Nutzungsmöglichkeiten 212

Literaturverzeichnis 215

Hinweise und Formelzeichen

Die Zeitabhängigkeit der komplexen Feldgrößen wird mit $e^{+j\omega t}$ beschrieben.

Die verwendeten Koordinatensysteme sind rechtshändig.

z	: Ortskoordinate in Leitungsrichtung (axial)
$\vec{e}_x$	: Einheitsvektor in x-Richtung
A	: Querschnittsfläche, Fläche
P	: Wirkleistung
ε_r	: Dielektrizitätszahl; $\varepsilon = \varepsilon_o \cdot \varepsilon_r$
ε_o	: Dielektrizitätskonstante des freien Raumes
$\tan\delta$	: Verlustfaktor (eines Dielektrikums)
c_o	: Lichtgeschwindigkeit im freien Raum
λ	: Wellenlänge
v_p	: Phasengeschwindigkeit
v_g	: Gruppengeschwindigkeit (Energiegeschwindigkeit)
$\underline{\gamma}$	: komplexe Ausbreitungskonstante einer Welle; $\underline{\gamma} = \alpha + j\beta$
$\underline{k}$	: komplexe Wellenzahl des Mediums; $\underline{k}^2 = \omega^2\mu\varepsilon - j\omega\mu\sigma$
σ	: elektrische Leitfähigkeit
δ	: Eindringmaß bei Skineffekt; $\delta = 1/\sqrt{\pi\mu f\sigma}$
R_F	: Flächenwiderstand eines Leiters; $R_F = 1/(\sigma\cdot\delta)$
Z_o	: Feldwellenwiderstand des freien Raumes; $Z_o = \sqrt{\mu_o/\varepsilon_o} = 377\,\Omega$
$\vec{S}$	: Vektor der Strahlungsdichte einer Welle
f_{krit}, f_k	: kriterische Frequenz; Ausbreitungsbeginn eines Wellentyps
n, m	: ganzzahlige Laufvariable; ganzzahlige Indices
$\operatorname{arcosh}(\underline{z})$	: Umkehrfunktion des Hyperbelcosinus
(6.13)	: Verweis auf Gleichung 13 in Kapitel 6
/3.19/	: Verweis auf Literaturstelle 19 in Kapitel 3

Einführung

Abgrenzung des Themas

Nachrichtenübertragungssysteme lassen sich unter dem Gesichtspunkt der möglichen Standorte von Sender und Empfänger in vier Gruppen einteilen:

I. Ortsfeste Punkt-zu-Punkt-Verbindung
II. Verbindung zwischen zwei entlang einer ortsfesten Linie beweglichen Punkten
III. Verbindung zwischen zwei sich innerhalb einer vorgegebenen Fläche bewegenden Punkten
IV. Verbindung zwischen zwei Punkten innerhalb eines vorgegebenen dreidimensionalen Raumes

Beispiele zu I sind Telefonverbindungen und Richtfunkstrecken, zu III Rundfunk und beweglicher Landfunk, sowie Flugfunk zu IV. Maßgeblich für die Einordnung ist dabei nicht ob und wie sich Sender bzw. Empfänger bewegen, sondern die Geometrie des Versorgungsgebietes.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Nachrichtenübertragungssystemen der Gruppe II und zwar speziell mit den Wellenleitern, die eine derartige liniengebundene Versorgung ermöglichen. Anwendungsbeispiele für diese Gruppe sind die Nachrichtenübertragung zu Zügen (Schnellzug, S-Bahn, U-Bahn), zu Aufzügen (Bergwerk, Hochhaus) und zu weiteren spurgeführten Fahrzeugen (Spurbus, Cabinentaxi, Versuchsschlitten, Transportkarren, Krane, Kraftfahrzeuge auf der Autobahn, Flugzeuge auf der Rollbahn etc.). Ebenfalls erfaßt wird die Nachrichtenübertragung zu Personen und Fahrzeugen in Tunnels und Gebäuden. Um den Umfang nicht noch weiter anwachsen zu lassen, wurden die linienhafte Versorgung mittels Richtantennen (wie z.B. beim Zugfunk) und das Gebiet der Meßtechnik bei offenen Wellenleitern ausgeklammert.

Während man bisher häufig das Problem der Versorgung entlang einer Linie durch den Einsatz eines flächenversorgenden Funksystems gelöst hat, wird der wachsende Bedarf an derartigen Systemen zusammen mit der zunehmenden Frequenzknappheit zukünftig den vermehrten Einsatz von linienförmigen Versorgungen notwendig machen. Betrachtet man allein die Entwicklung des öffentlichen Nahverkehrs und des Eisenbahn-Fernverkehrs der letzten Jahre (z.B. den Übergang zum 1-Stunden-Takt im Intercity-Verkehr 1979) und extrapoliert man diese Entwicklung in die Zukunft, so erkennt man, daß die breitbandige Nachrichtenübertragung zu Schienenfahrzeugen mehr und mehr an Bedeutung gewinnen wird. Der Fahrgast wünscht Sicherheit und mehr Komfort (Telefon, Telex, TV), der Betreiber mehr Automatisierung und zentrale Steuerung. Zusammen mit den höheren Fahrgeschwindigkeiten und der schnelleren Zugfolge läßt sich all dies nur durch den verstärkten Ausbau der trassengebundenen Nachrichtenübertragungssysteme verwirklichen.

Art der Darstellung

In der vorliegenden Arbeit werden Wellenleiter betrachtet, mit denen sich spurgeführte Informationsübertragungssysteme aufbauen lassen, d.h. offene Leitungsstrukturen, die eine geführte Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs einer vorgegebenen, im allgemeinen nicht geradlinigen Spur ermöglichen. Ziel dieser Arbeit ist zum einen, den gegenwärtigen Stand der Entwicklung zusammenfassend darzustellen und zum anderen, die vielen voneinander unabhängigen Einzelarbeiten auf diesem Gebiet kritisch zu sichten und vom Standpunkt der Theorie der elektromagnetischen Felder und Wellen in einen überschaubaren Rahmen einzugliedern. Wie man den Literaturverzeichnissen der einzelnen Kapitel entnehmen kann, überstreichen die angeführten Arbeiten nicht nur den üblichen Bereich zwischen Theorie und Praxis, sondern aufgrund der Zwitterstellung der trassengebundenen Informationsübertragung zwischen leitungsgebundener Übertragung und Funkübertragung werden

neben der Leitungstheorie auch die allgemeine Feldtheorie und das Gebiet der Antennentechnik berührt.

Für den Feldtheoretiker sind offene Wellenleiter kein eigentliches, neues Problem. Sie fallen wie die geschlossenen Wellenleiter unter das koaxiale Mehrschichtenproblem und sind allgemein lösbar. Nicht-koaxiale Strukturen werden mit Hilfe der konformen Abbildung überführt.

Im Gegensatz dazu stehen der praktisch arbeitende Entwicklungsingenieur sowie der Projektingenieur. Ihnen nützen allgemeine theoretische Lösungen wenig. Zum einen sind sie keine Spezialisten für die verschiedenen Theorien, zum anderen sind für sie Kosten und technische Daten von Interesse, denn sie müssen die Art des einzusetzenden Wellenleiters bestimmen und die Parameter des Nachrichtenübertragungssystems festlegen.

Aus diesem Grunde wird in der vorliegenden Arbeit ein Mittelweg beschritten. Die einzelnen Wellenleiterstrukturen werden in Gruppen eingeteilt und in jeder Gruppe werden konkrete Zahlen, Ausführungsbeispiele, Berechnungsgrundlagen und für den praktischen Betrieb wesentliche Gesichtspunkte angeführt. Zusätzlich wird jedoch für die ganze Gruppe gemeinsam der theoretische Hintergrund erarbeitet, so daß man von einem übergeordneten Standpunkt aus die Möglichkeiten und die Grenzen des betreffenden Wellentyps überschauen kann. Wegen der Vielfalt der Anwendungsmöglichkeiten und da sich die Entwicklung der offenen Wellenleitersysteme noch im Anfangsstadium befindet, wird auf eine Wertung bzw. abschließende Beurteilung der einzelnen Verfahren verzichtet.

Entstehungsgeschichte

Die eigenen Arbeiten auf dem Gebiet der trassengebundenen Nachrichtenübertragung begannen 1974 und ergaben sich aus

der Zusammenarbeit mit der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm. Als eigener Beitrag zu diesem Gebiet wurde 1975 der Schlitzhohlleiter entwickelt. Sämtliche Forschungsarbeiten wurden gemeinsam mit Prof.Dr.-Ing. K.Lange durchgeführt, bis 1976 am Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik der Technischen Universität Hannover und seither im Fachbereich Elektrotechnik der Hochschule der Bundeswehr München.

Die Zusammenarbeit mit der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm in Ottobrunn wurde initiiert durch Herrn Dr.-Ing. H.Kaltschmidt und fortgesetzt durch Herrn Dr.-Ing. W.-D. Schuck. Erstmalig eingesetzt wurde der Schlitzhohlleiter 1976 an der Versuchsanlage für Magnetschwebefahrzeuge in Manching und anschließend bei der Magnetschwebebahn Transrapid 05 auf der Internationalen Verkehrsausstellung 1979 in Hamburg. Die Strecken wurden von der Firma MBB gebaut. Die grundlegenden Untersuchungen dazu wurden an der Hochschule der Bundeswehr München durchgeführt. Eine Vielzahl von technischen Berichten, die dabei entstanden (Autoren: Dalichau/Lange), sind nicht im Literaturverzeichnis aufgeführt, da sie nicht allgemein zugänglich sind. Die wesentlichen Ergebnisse sind in den Kapiteln 6 und 7 dieser Arbeit zu finden.

Weitere eigene Arbeiten, soweit sie hier von Interesse sind, wurden außerdem auf dem Gebiet der Übertragungssysteme mit Zweidrahtleitungen und auf dem Gebiet der periodischen Störstellen auf langen Leitungen durchgeführt.

Die einzelnen Kapitel dieser Arbeit wurden im Zeitraum von 1978 bis 1980 niedergeschrieben.

1. Einleitende Zusammenfassung

Bild 1.1 zeigt den grundsätzlichen Aufbau eines trassengebundenen Informationsübertragungssystems. Parallel zu einer Fahrspur ist ein offener Wellenleiter verlegt. Er ermöglicht die Kommunikation zwischen einer ortsfesten Station (Zentrale, Bodenstation, Leitstelle) und den Fahrzeugen, sowie von einem Fahrzeug zum anderen. Die ortsfeste Station ist über einen Adapter angeschlossen, der den Wellentyp der Speiseleitung in einen solchen Wellentyp umwandelt, der sich als geführte elektromagnetische Welle auf dem offenen Wellenleiter ausbreitet. Die Verbindung zwischen Wellenleiter und Fahrzeug erfolgt berührungslos über einen Fahrzeugkoppler bzw. über eine Fahrzeugantenne, die in das offene Feld des Wellenleiters eintaucht. Zum Ausgleich der Leitungsdämpfung werden entlang der Strecke im allgemeinen Leitungsverstärker für beide Übertragungsrichtungen eingesetzt und am Ende der Strecke erzeugt ein Absorber einen reflexionsfreien Abschluß.

Im Idealfall ist ein Feldenergieschlauch mit definiertem Querschnitt fest mit dem offenen Wellenleiter verbunden. Dieser Feldenergieschlauch wird durch die Umwelt wenig beeinflußt, stört selbst die weiter entfernte Umgebung nicht und läßt sich außerdem sowohl vom Adapter als auch vom Fahrzeugkoppler aus anregen.

Da in dieser Arbeit offene Wellenleiter im Hinblick auf ihre Eignung für die trassengebundene Informationsübertragung untersucht werden, gehören die Adapter, die Fahrzeugkoppler und die Wechselwirkungen zwischen Wellenleiter und Umwelt mit zum Thema und werden deshalb im Zusammenhang mit dem jeweiligen offenen Wellenleiter behandelt.

Offene Wellenleiter lassen sich bezüglich ihres Aufbaues in vier Gruppen einteilen:

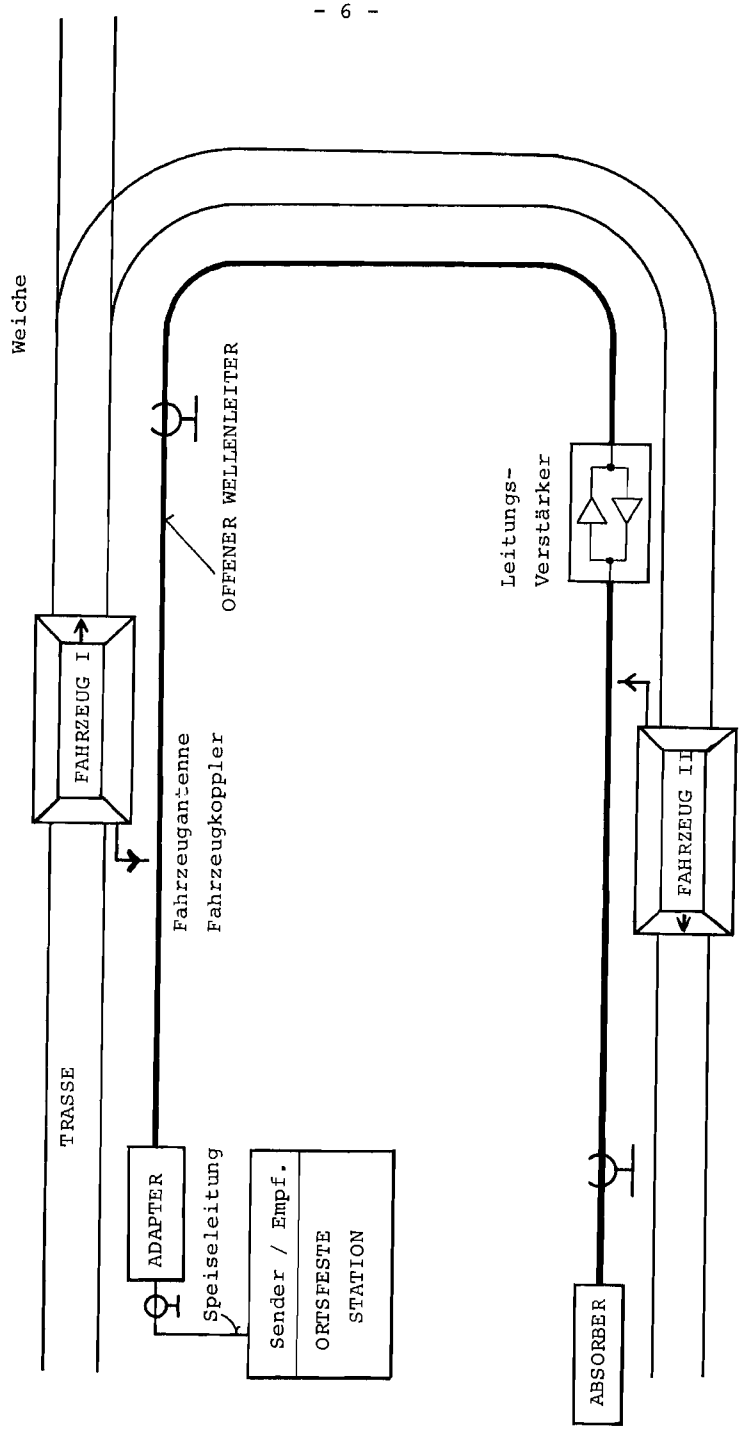


Bild 1.1: Trassengebundenes Informationsübertragungssystem; Bezeichnungen

(I) Symmetrische Zweidraht-Leitungen
(II) Eindraht-Leitungen (einschließlich dielektrischer Stäbe)
(III) Koaxial-Leitungen mit Öffnungen
(IV) Hohlleiter mit Öffnungen

Die Leitungen der Gruppe (I) und (II) sind von sich aus bereits mit einem offenen Wellenfeld umgeben, während die Leitungen der Gruppe (III) und (IV) erst durch geeignete Öffnungen modifiziert werden müssen, damit ihr zunächst gegen die Außenwelt abgeschirmtes Innenfeld in die Umgebung austritt und ein Außenfeld bildet oder damit in ihr Innenfeld eine Fahrzeugantenne berührungslos eintauchen kann.

Da es stets mehrere Möglichkeiten gibt, eine Originalleitung so zu verändern, daß aus ihr ein für die trassengebundene Informationsübertragung geeigneter offener Wellenleiter wird, lassen sich die oben angeführten vier Leitungsformen hinsichtlich der Art des äußeren Feldes bzw. hinsichtlich der Art der Verkopplung mit einer Fahrzeugantenne noch einmal in bis zu vier Untergruppen aufteilen:

a) Verkopplung mit dem Originalfeld der Leitung
b) Umwandlung des Originalfeldes in eine Oberflächenwelle als Außenfeld
c) Umwandlung des Originalfeldes in eine Leckwelle als Außenfeld
d) Umwandlung des Originalfeldes in eine TEM-Welle als Außenfeld

Im folgenden wird dieses Schema nicht konsequent angewendet, da es zu weit von der technischen Realität fortführen würde. Stattdessen werden in Kapitel 2 zunächst die grundlegenden Eigenschaften der Wellentypen auf offenen Wellenleitern (TEM-Welle, Oberflächenwelle und Leckwelle) weitgehend losgelöst von der praktischen Form des Leiters betrachtet.

Dieser allgemeinen Einführung in die hier interessierenden Wellenfelder folgt dann in den Kapiteln 3 bis 6 die detaillierte Betrachtung der bisher bekannten praktischen Ausführungsformen offener Wellenleiter mit einer Gruppeneinteilung entsprechend (I) bis (IV).

Die wesentlichen Eigenschaften der Wellenleiter werden dargestellt, es wird auf Sonderformen hingewiesen und die wesentlichen Gesichtspunkte für den Entwurf eines trassengebundenen Nachrichtenübertragungssystems werden angegeben. Bisherige praktische Anwendungen sowie Ergebnisse von Laboruntersuchungen bzw. Systemstudien werden mitgeteilt. Neben dem Hinweis auf exakte Verfahren werden, soweit möglich, Näherungsformeln abgeleitet, mit denen eine orientierende Beurteilung der kennzeichnenden Systemgrößen durchgeführt werden kann.

Besonderes Gewicht wird auf die Beschreibung des elektromagnetischen Wellenfeldes gelegt. Dabei werden Beschreibungsformen benutzt und Ansätze gemacht, die bisher im Bereich der spurgeführten Nachrichtenübertragung noch nicht allgemein üblich waren.

Wegen der intensiven eigenen Arbeiten über den Schlitzhohlleiter mit H_{10}-Welle werden in Kapitel 7 Verfahren zur Feldberechnung angegeben und die daraus resultierenden Ergebnisse mitgeteilt.

Kapitel 8 befaßt sich mit den Auswirkungen periodisch auftretender Störstellen auf Leitungen. Es werden Formeln abgeleitet, mit denen das Übertragungsverhalten berechnet werden kann. Periodisch entlang eines Wellenleiters wiederkehrende Störstellen sind speziell bei den hier betrachteten offenen Wellenleitern von Interesse, da sie sich im allgemeinen nicht vermeiden lassen. Je nach Art des Wellenleiters handelt es sich dabei z.B. um mehrere Fahrzeuge entlang einer Strecke, um Flansche zur Verbindung fester Lieferlängen oder um Befestigungspunkte zur Halterung der Leitung.

In Kapitel 9 werden allgemeine Systemprinzipien zusammengestellt, die unabhängig vom verwendeten Leitungstyp bei der Konzeption trassengebundener Informationsübertragungssysteme von Bedeutung sein können.

Die Vielfalt der möglichen Anwendungsfälle läßt es nicht zu, über die vorgestellten Wellenleiter pauschale Werturteile zu fällen. Die Frequenzbereiche liegen zwischen 30 kHz (Linienzugbeeinflussung mit Zweidrahtleitung) und 60 GHz (gelochter Rundhohlleiter mit H_{01}-Welle). Die benötigten Übertragungsbandbreiten reichen von 1 kHz für z.B. AM-Sprachübertragung bis zu derzeit einigen hundert MHz für mehrkanalige Datenübertragung. Ebenso reichen die Streckenlängen von wenigen Metern (für die Bahnsteigüberwachung) bis zu mehreren hundert Kilometern (Fernschnellzug).

Mit den folgenden Beispielen soll versucht werden, die Nutzungsmöglichkeiten trassengebundener Informationsübertragungssysteme aufzuzeigen:

1) Schmalbandige Sprachübertragung mit Sprechfunkqualität, d.h. Ortswahrscheinlichkeit und Zeitwahrscheinlichkeit kleiner 100%

2) Breitbandige Datenübertragung mit PCM-Rahmensynchronisation und vorgegebener Bitfehlerwahrscheinlichkeit z.B. für die zentrale Steuerung von Magnetschwebefahrzeugen

3) Vielkanalige Sprach- und Datenübertragung für die Kommunikation mit mehreren Bahnen auf der gleichen Trasse (Telefon + Betriebssteuerung)

4) Messung von Ort, Geschwindigkeit und Beschleunigung eines Fahrzeugs

5) Radarähnliche Überwachung eines in Fahrtrichtung liegenden Trassen-Abschnitts von der Länge des Bremsweges zur Erkennung von anderen Fahrzeugen bzw. Hindernissen

6) Spurführung und Steuerung von Fahrzeugen auf Straßen (Spurbus, Verkehrsleitsysteme), in Tunnels, in Regallagern und in Werkhallen (Flurförderzeuge)

7) Vollautomatischer Betrieb von Nahverkehrssystemen

Nur drei Wellenleitertypen haben bisher im praktischen Betrieb ihre Brauchbarkeit nachgewiesen und sind daher ohne weiteren Forschungs- bzw. Entwicklungsaufwand direkt einsetzbar. Symmetrische Doppelleitungen sind seit etwa 1956 eingeführt (Tunnelfunk, USA), geschlitzte Koaxialkabel werden seit etwa 1965 benutzt (Haneda Monorail, Japan) und der Schlitzhohlleiter mit H_{10}-Welle ist seit 1976 verfügbar (Versuchsstrecke Magnetschwebebahn, Deutschland). Die vielen Studien und Laboruntersuchungen an anderen Wellenleitertypen haben jedoch gezeigt, daß fast jeder Wellenleiter mit entsprechend viel Ingenieurarbeit zum Aufbau eines funktionsfähigen Systems benutzt werden kann.

Die Zukunft wird eine stetige Weiterentwicklung des Gebietes der trassengebundenen Informationsübertragung bringen. Kein Wellenleiter-System hat bisher einen vorläufigen Endpunkt seiner Entwicklung erreicht. Die steigende Nachfrage nach mehr Automatisierung, mehr Kommunikation und höherer Betriebssicherheit erfordert jedoch in steigendem Maße zuverlässigere und breitbandigere Übertragungssysteme, wobei die Übertragungsqualität und die Übertragungssicherheit durch mehr Bandbreite gewährleistet werden, die erhöhte Zuverlässigkeit jedoch im allgemeinen eine Kombination verschiedener Übertragungssysteme erforderlich macht. So wird z.B. ein entgleisender Zug in der Regel die trassenparallelen Wellenleiter unterbrechen. Sofern eine Nachrichtenverbindung aus diesem Streckenabschnitt heraus dennoch notwendig ist, wird ein schmalbandiges Notrufsystem mit Freistrahlfunk zusätzlich vorgesehen werden müssen.

2. Wellentypen offener Wellenleiter

Bevor auf die einzelnen Wellenleiterstrukturen näher eingegangen wird, sollen zunächst die möglichen Wellentypen in ihrer theoretisch reinen Form vorgestellt werden. Das Außenfeld realer Wellenleiter wird im allgemeinen eine Überlagerung mehrerer Wellen- und Feldtypen sein. Die Gründe dafür sind Inhomogenitäten, Endeffekte, dielektrische und ohmsche Verluste, sowie zusätzliche dielektrische Schichten.

2.1. TEM-Welle

In Bild 2.1 ist das Feldbild einer TEM-Welle (Leitungswelle, Lecherwelle) auf einer symmetrischen Doppelleitung skizziert. Es existieren nur transversale Komponenten E_x, E_y sowie H_x und H_y (Koordinatensystem und Bezeichnungen Bild 2.2). Das Feldbild mit Feldlinien bzw. Äquipotentiallinien ergibt sich aus der konformen Abbildung

$$x + jy = d \cdot \tanh\left[C\,(u+jv)\right] \qquad (2.1)$$

u = const.: magnetische Feldlinien

v = const.: elektrische Feldlinien

d : Maßstabsfaktor

$C = \pi/16$ für Bild 2.1 mit $v = 0,1,\ldots,8$

Die magnetische Feldstärke im Außenfeld ist

$$\vec{H}(x,y) = \frac{I\cdot d}{\pi}\cdot\frac{2xy\cdot\vec{e}_x-(y^2-x^2+d^2)\cdot\vec{e}_y}{(y^2-x^2+d^2)^2+4x^2y^2} \qquad (2.2)$$

und die elektrische Feldstärke (für dünne Drähte mit $r_o^2 \ll d^2$)

$$\vec{E}(x,y) = \frac{U\cdot d}{\ln(2d/r_o)}\cdot\frac{(y^2-x^2+d^2)\cdot\vec{e}_x - 2xy\cdot\vec{e}_y}{(y^2-x^2+d^2)^2 + 4x^2y^2} \qquad (2.3)$$

Im Fernfeld der Zweidrahtleitung ergibt sich daraus für die Beträge der Feldstärken

$$E(r) = \frac{U\cdot d}{\ln(\frac{2d}{r_o})}\cdot\frac{1}{r^2} \qquad (2.4)$$

$$H(r) = \frac{I\cdot d}{\pi}\cdot\frac{1}{r^2} \qquad (2.5)$$

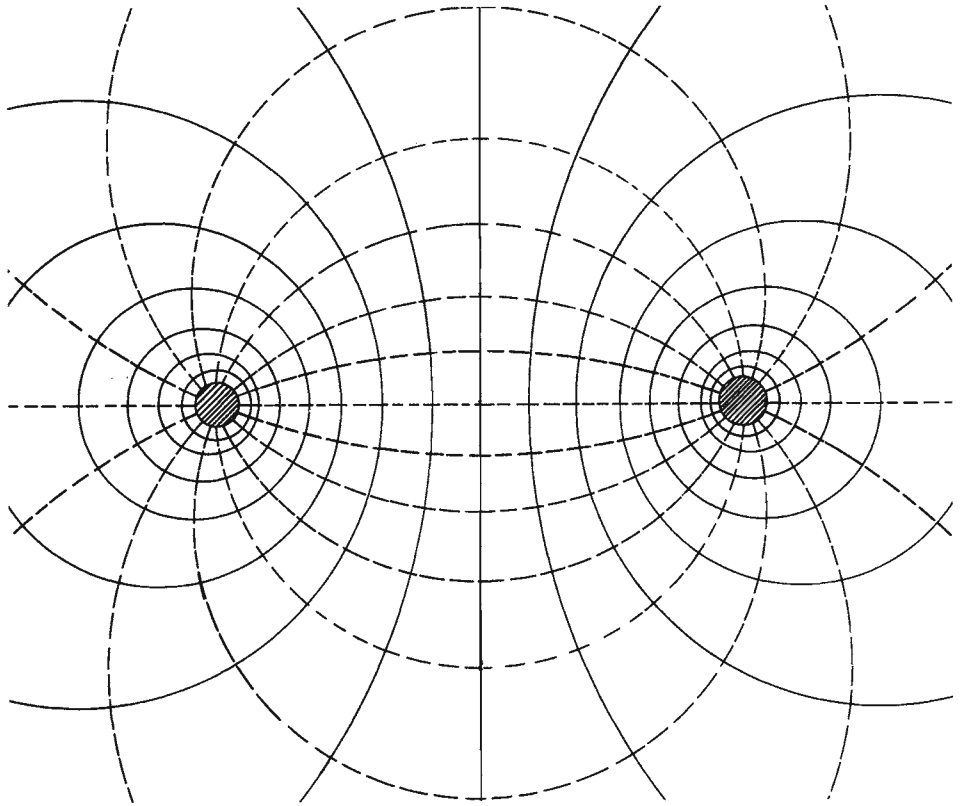


Bild 2.1: Feldbild der TEM - Welle (orthogonale Kreise)
elektrische Feldlinien: - - - - - - - - - - - - - - - -
magnetische Feldlinien: ————————————

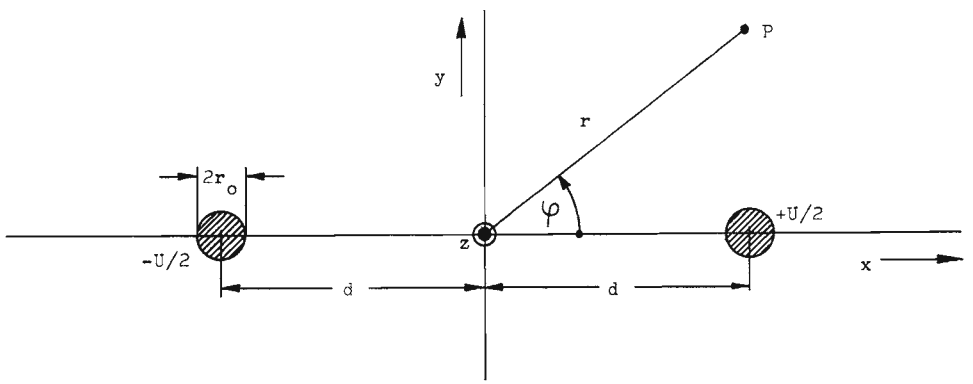


Bild 2.2: Koordinatensystem und Bezeichnungen

Auf konzentrischen Kreiszylindern ist der Betrag der Feldstärke jeweils konstant und nimmt mit $1/r^2$ ab. Die Polarisationsebene ändert sich jedoch auf dem Kreiszylinder; die Feldkomponenten E_y bzw. E_x für sich allein haben jeweils um 45° gegeneinander verdrehte Doppelacht-Charakteristiken.

Leistungsdichte bzw. Feldstärke nehmen bei Abstandsverdopplung um 12 dB ab und bei 10-fachem Abstand um 40 dB. Im Fernfeld läßt sich ein Grenzradius definieren, außerhalb dessen nur noch Δ % der Gesamtleistung transportiert werden:

$$r_{grenz} = \frac{d}{\sqrt{\ln(2d/r_o)}}\sqrt{\frac{100}{\Delta}} \qquad (2.6)$$

$$r_{grenz} = \frac{10}{\sqrt{\Delta}}\sqrt{\frac{120}{Z_L}}\cdot d \qquad \text{mit} \quad Z_L = \frac{Z_o}{\pi}\ln(2d/r_o)$$

Damit ergibt sich zum Beispiel, daß bei einer Zweidrahtleitung mit 240 Ohm Wellenwiderstand (ohne Dielektrikum) 99 % der Leistung in einem Zylinder mit dem Radius 7,1 d und 99,9 % der Leistung in einem Zylinder mit r_{grenz} = 22,4 d transportiert wird.
Die Leistungsdichte in der Nähe der Leiter läßt sich aus Bild 2.1 entnehmen. Da die pro Flächenelement transportierte Leistung jeweils konstant ist, wird die Leistungsdichte umso größer, je kleiner das Flächenelement ist. Man erkennt die starke Zunahme der Leistungsdichte, speziell bei dünnen Drähten, in unmittelbarer Nähe der Leiteroberflächen.

Die TEM-Welle ist die Grundwelle der Zweidrahtleitung und hat keine untere Grenzfrequenz. Das Wellenfeld ist fest an die Leiter gebunden; Abstrahlung tritt nur an Inhomogenitäten (Leitungsende, Kabelschelle, Stütze, Krümmung, Knick) auf.

Die TEM-Welle ist eine exakte Lösung der Wellengleichung, sofern folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

- ideal leitfähige Berandungen

- in der Querschnittsebene homogenes Dielektrikum (Verluste sind zulässig)
- der Leiterquerschnitt läßt sich durch konforme Abbildung in eine Parallelplattenleitung überführen
- die Leitung ist in z-Richtung homogen (Grenzschichten mit z=const. sind zulässig. In Zylinder- und Kugelkoordinaten ist z durch r zu ersetzen.

Damit ist die TEM-Welle stets eine Näherung. Der Gültigkeitsbereich dieser Näherung endet bei tiefen Frequenzen, sobald die Eindringtiefe nicht mehr klein gegen den Leiterdurchmesser ist und bei hohen Frequenzen, wenn der Leiterabstand nicht mehr klein gegen die Wellenlänge ist.

$$\text{TEM-Welle:} \quad r_o \gg \delta \quad \text{und} \quad d \ll \lambda/4$$

Außerhalb des Gültigkeitsbereiches kann man bei tiefen Frequenzen die Leitungstheorie mit R', L', C' und G' benutzen, die zwar ebenfalls eine Näherung ist, aber bis zur Frequenz 0 Gültigkeit hat. Bei hohen Frequenzen bzw. dann, wenn die aufgeführten Voraussetzungen nicht mehr erfüllt sind, treten im allgemeinen alle 6 Feldkomponenten auf und zur Berechnung müssen die Maxwellschen Gleichungen gelöst werden. Eine geschlossene Lösung gibt es dann nicht mehr.

2.2. Oberflächen-Wellen

Oberflächenwellen entstehen z.B. oberhalb von dielektrischen Schichten, wenn eine im Dielektrikum laufende Welle an der Grenzschicht total reflektiert wird /2.3/.

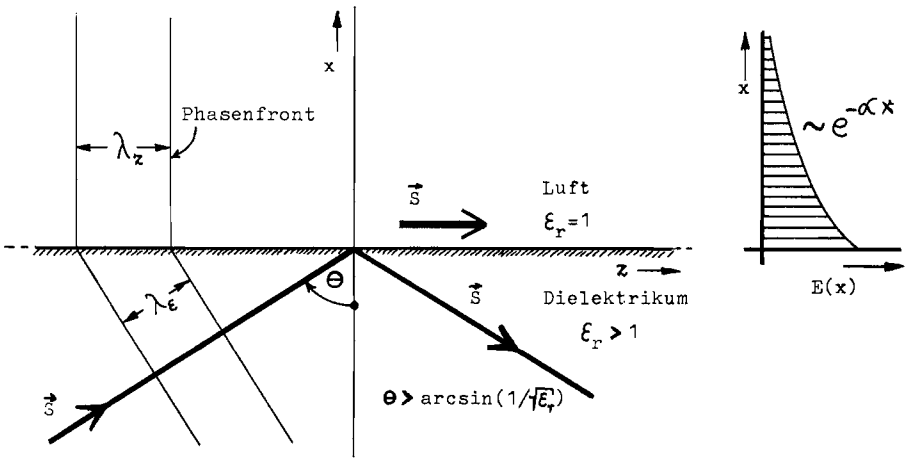


Bild 2.3: Entstehung einer Oberflächenwelle

Oberhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion wird dem Wellenfeld in Luft eine Wellenlänge λ_z aufgezwungen, die kleiner als λ_o ist. Damit kann sich die Welle nur noch als Oberflächenwelle ausbreiten. Aus der Wellengleichung für zweidimensionale Probleme folgt zur Bestimmung der Wellenzahl $\underline{k}_x$ die Gleichung

$$\underline{k}_x^2 + \underline{k}_z^2 = k_o^2 \quad \text{mit } k_o = \omega\sqrt{\mu_o \varepsilon_o} = \frac{2\pi}{\lambda_o} \tag{2.7}$$

und der Lösung $$\underline{k}_x^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2 = (j\alpha_x)^2 \tag{2.8}$$

Die Oberflächenwelle läuft parallel zur Oberfläche ungedämpft in z-Richtung. In x-Richtung nehmen alle Feldstärkeamplituden exponentiell ab, ohne Phasendrehung. Sie sind von der Form

$$\underline{E}_z \; (x,z) = \underline{E}_z \cdot e^{\pm(\alpha_x \cdot x + j\beta_z \cdot z)} \tag{2.9}$$

Die anschauliche Herleitung der Oberflächenwelle aus der Totalreflexion an einer Grenzschicht läßt die wesentlichen Eigenschaften

dieses Wellentyps deutlich erkennen: Bei einer homogenen Leitung tritt im eingeschwungenen Zustand keine Energie aus dem Dielektrikum aus. Die Oberflächenwelle transportiert ihre Energie in z-Richtung. In x-Richtung pulsiert die Feldenergie, der zeitliche Mittelwert der Energieströmung ist 0. Zur Kennzeichnung der Welle genügt eine Größe, z.B. die Wellenlänge λ_z.

Bild 2.4 zeigt die Abhängigkeit des Dämpfungsmaßes α_x von der Verkürzung der Wellenlänge λ_z/λ_0. Dargestellt ist der Abstand x/λ_0 von der Grenzschicht, in dem die Feldamplituden um 3,10,25,30 dB gegenüber ihrem Wert an der Grenzschicht abgenommen haben. Die Prozentzahlen geben an, wieviel der im Luftraum befindlichen Gesamtleistung in der x/λ_0 breiten Schicht transportiert wird.
Da wegen $\beta_z = \omega/v_z = 2\pi/\lambda_z$ gilt:

$$\frac{\lambda_z}{\lambda_0} = \frac{v_z}{v_0} \qquad (2.10)$$

gibt die Abszisse in Bild 2.4 gleichzeitig den Faktor an, um den die Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit. Man erkennt, daß die Feldenergie der Oberflächenwelle sich umso stärker in der Nähe der Grenzschicht konzentriert, je langsamer die Welle läuft.

Bei Oberflächenwellen auf zylindrischen Einzelleitern treten Hankelfunktionen als Lösung der Wellengleichung auf.

$$\underline{E}_z\ (r,z) = \underline{E}_0 \cdot H_0^{(1)}(j\alpha_r \cdot r) \cdot e^{\pm j\beta_z \cdot z} \qquad (2.11)$$

Da die Hankelfunktionen für großes Argument durch Exponentialfunktionen approximiert werden können, behalten die Kurven in Bild 2.4 oberhalb von 10 dB auch für zylindrische Drähte ihre Gültigkeit.

Die nach Bild 2.3 mit einer ebenen Grenzschicht abgeleitete, einfachste Oberflächenwelle hat wegen $\lambda_z < \lambda_0$ nach Gleichung 2.8 bzw. 2.10 stets eine Phasengeschwindigkeit, die kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c_0 ist. Dies gilt ebenfalls für Oberflächenwellen auf zylindrischen dielektrischen Grenzschichten (Beweis z.B. über

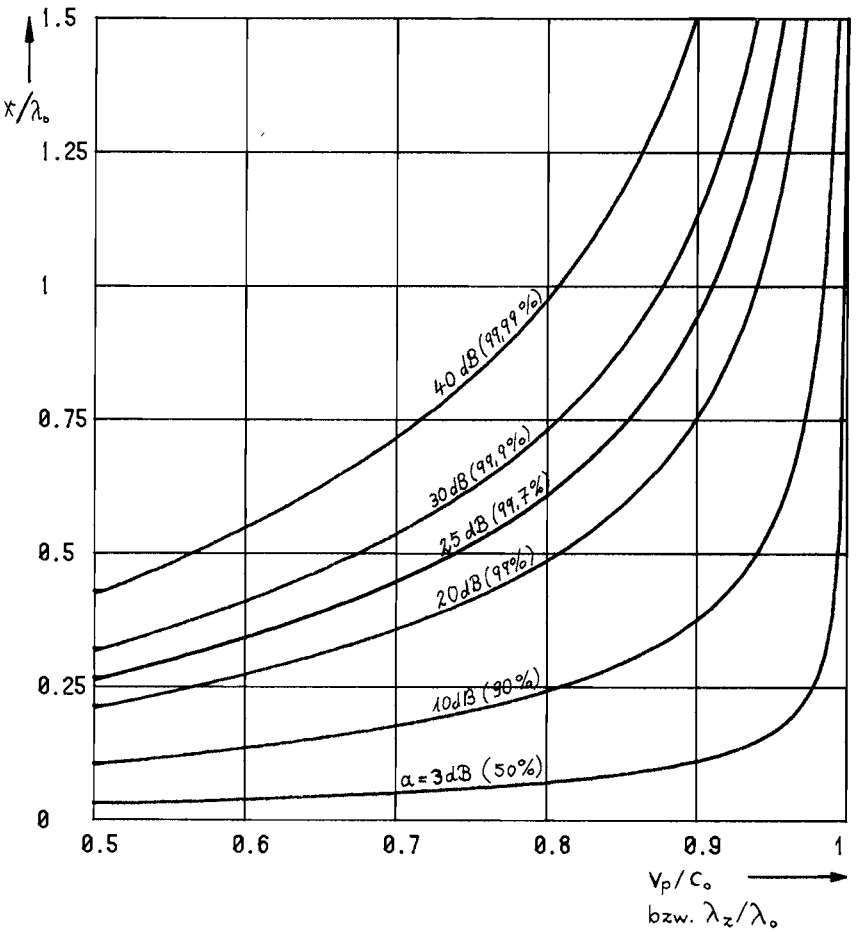


Bild 2.4: Dämpfungsanstieg bei langsamen Oberflächenwellen mit zunehmendem Abstand x/λ_0 vom Wellenleiter als Funktion der relativen Ausbreitungsgeschwindigkeit v_p/c_0 bzw. der Wellenlänge λ_z/λ_0

$$\frac{x}{\lambda_0} = \frac{\ln 10}{40\pi\sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_z}\right)^2 - 1}} \cdot a/\mathrm{dB}$$

konforme Abbildung). Trotzdem ist diese Eigenschaft nicht typisch. Neben solchen "langsamen" Oberflächenwellen existieren nämlich auch "schnelle" Oberflächenwellen mit $v_p > c_o$. Da das Grundprinzip der Totalreflexion an der Grenzschicht erhalten bleiben muß, bedingen schnelle Oberflächenwellen in Luft eine Phasengeschwindigkeit der sie erzeugenden Welle im Dielektrikum, die größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Bild 2.5 zeigt einen Wellenleiterquerschnitt, der dies ermöglicht. Die metallischen seitlichen Berandungen erzwingen im Dielektrikum Hohlleiterwellen mit $\lambda_z > \lambda_o/\sqrt{\varepsilon_r}$ bzw. $v_p > c_o/\sqrt{\varepsilon_r}$. Da auch der Luftraum an beiden Seiten durch leitende Wände begrenzt ist, bewirkt die Öffnung des Wellenleiters nach oben keine Abstrahlung, sondern oberhalb der Grenzschicht läuft eine Oberflächenwelle. In dem Frequenzbereich, in dem $\lambda_z > \lambda_o$ gilt, ist die Phasengeschwindigkeit v_p größer als die Lichtgeschwindigkeit und es handelt sich um eine schnelle Oberflächenwelle.

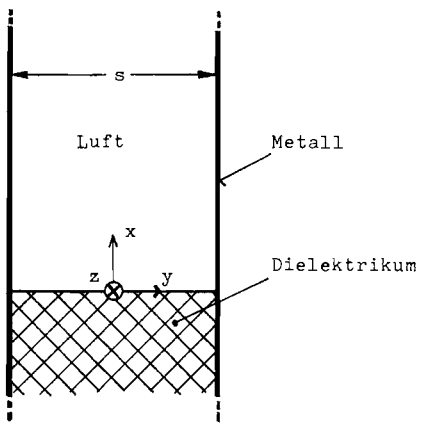


Bild 2.5: Oberflächenwellenleiter in dem oberhalb der kritischen Frequenz zunächst schnelle Oberflächenwellen ausbreitungsfähig sind

Daß diese Wellentypen auch mathematisch zulässig sind, zeigt folgende Überlegung:

In der Gleichung

$$\underline{k}_x^2 + \underline{k}_y^2 + \underline{k}_z^2 = k_o^2 \qquad (2.12)$$

wird wiederum $\underline{k}_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ rein reell und analog zu Hohlleiterwellen $\underline{k}_y = \pi/s$ für den Grundwellentyp.

Damit ergibt sich

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2 + \alpha_x^2 - \left(\frac{\pi}{s}\right)^2 \qquad (2.13)$$

und man erkennt, daß λ_z für $\frac{\pi}{a} > \alpha_x$ größer als λ_o wird.

Kennzeichnend für Oberflächenwellen ist also nicht eine gegenüber der Freiraumwellenlänge verringerte Wellenlänge, sondern die Dämpfung der Feldstärke mit zunehmendem radialen Abstand vom Wellenleiter, ohne daß dabei in dieser Richtung eine Phasendrehung auftritt. In Ebenen senkrecht zur Leiterachse kann das Feld durch reelle, nicht periodische Funktionen vollständig beschrieben werden.

Für den Fall $s = \lambda_o/4$ ist in Bild 2.6 der Abstand der Linien konstanter Amplitude von der Grenzschicht dargestellt. Als Abzisse wurde im Gegensatz zu Bild 2.4 nicht die Wellenlänge bzw. die Phasengeschwindigkeit gewählt, sondern der Kehrwert. Da im Dielektrikum im allgemeinen eine Hohlleiterwelle laufen wird, entspricht $\frac{\lambda_o}{\lambda_z} = 0$ der kritischen Frequenz, bei der die Wellenausbreitung in z-Richtung beginnt, und $\lambda_o/\lambda_z = 1$ einer unendlich hohen Frequenz. Das Diagramm zeigt, daß die radiale Dämpfung dieses Oberflächenwellentyps i.a. größer ist als bei zylindrischen bzw. ebenen Strukturen entsprechend Bild 2.3, und daß die Dämpfungskonstante sich mit der Frequenz nur wenig ändert.

Die beiden theoretisch unendlich hohen, metallischen Berandungen des Wellenleiters wird man in der Praxis etwa dort aufhören lassen, wo die Felder um 25 dB gegenüber der Grenzschicht gedämpft sind. Aus dem Diagramm in Bild 2.6 läßt sich ablesen, daß dies im normalen Betriebs-

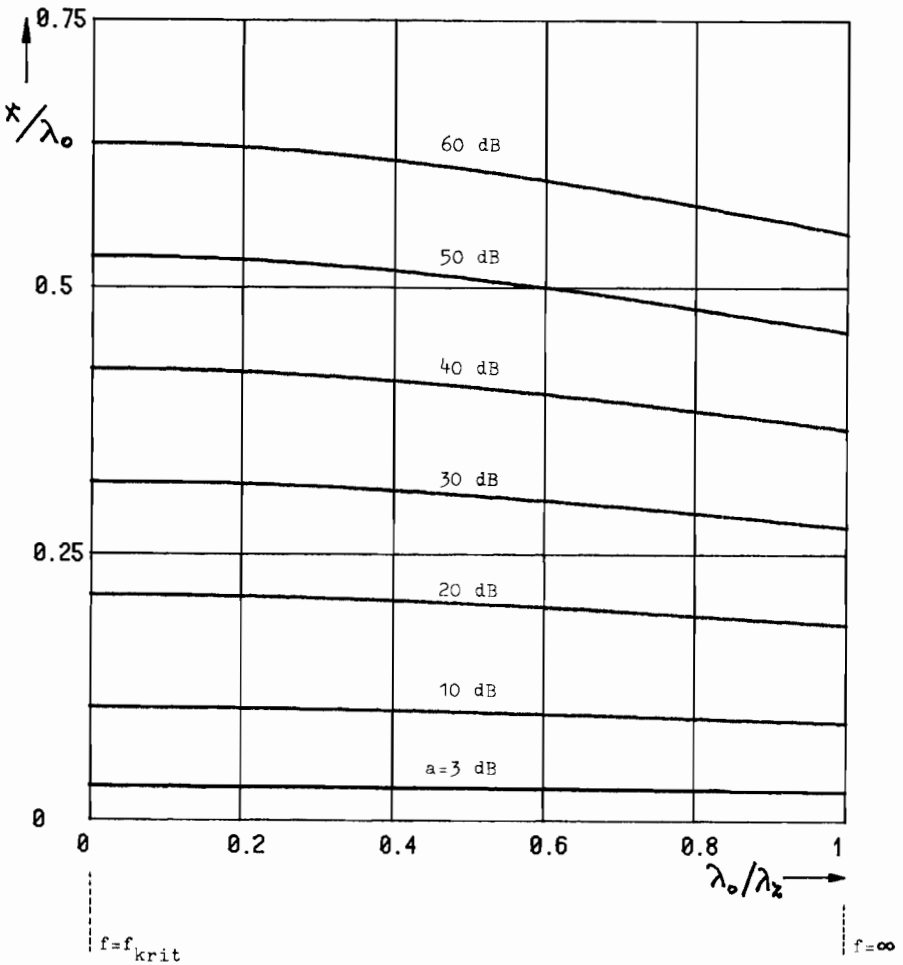


Bild 2.6: Dämpfungsanstieg bei schnellen Oberflächenwellen. Abstand x/λ_o der Linien konstanter Amplitude von der Grenzschicht beim Wellenleiter nach Bild 2.5 mit $s = \lambda_o/4$.

$$\frac{x}{\lambda_o} = \frac{\ln 10}{40\pi\sqrt{\left(\frac{\lambda_o}{\lambda_z}\right)^2+3}} \cdot a/dB \quad \text{für } s = \lambda_o/4$$

bereich ($\lambda_z \approx 1{,}5\,\lambda_o$) bei $x = \lambda_o/4$ der Fall ist. Dies führt zu einem etwa quadratischen Trog, in dem die Oberflächenwelle geführt wird.

Bild 2.7 zeigt eine Auswahl von Führungsstrukturen für Oberflächenwellen. In der dargestellten Form führen diese Wellenleiter sämtlichst langsame Oberflächenwellen.

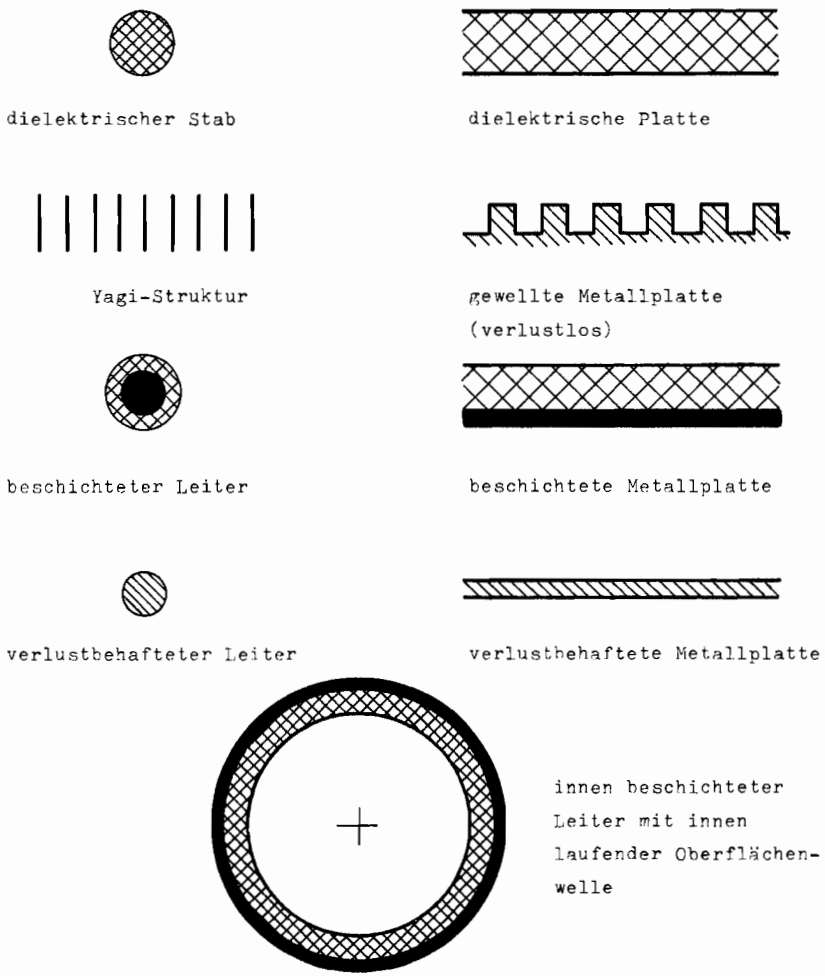


Bild 2.7: Einige einfache Führungsstrukturen für Oberflächenwellen

Im vorangegangenen wurde die Grundform der Oberflächenwelle aus der Wellengleichung abgeleitet, und zu diesem Zweck wurde das Wellenfeld an der Grenzschicht geteilt, in eine in Luft laufende Oberflächenwelle und zwei ebene Wellen bzw. eine Hohlleiterwelle im Dielektrikum. Sobald man reale Oberflächenwellenleiter betrachtet, ist diese Trennung nicht mehr üblich, sondern das Gesamtfeld innerhalb und außerhalb des Dielektrikums wird als Oberflächenwelle bezeichnet. Entsprechend der Anzahl und Art der vorhandenen Feldkomponenten und ihrer Periodizität in Umfangsrichtung unterscheidet man verschiedene Oberflächenwellentypen.

Die Gesamtheit aller Wellentypen eines Wellenleiters bzw. die Gesamtheit aller Lösungen der Wellengleichung für einen gegebenen Leiterquerschnitt bezeichnet man als Modenspektrum dieses Wellenleiters. Aus dieser Definition heraus wird deutlich, daß das Modenspektrum nicht unbedingt eindeutig ist, sondern vom gewählten Koordinatensystem abhängt und von der Grundform der allgemeinen Lösung der Wellengleichung, von der man ausgegangen ist. Üblich ist eine Wellentypsystematik, die von linear polarisierten Wellen ausgeht und als kennzeichnende Größen die Längskomponenten des Feldes benutzt. Damit lassen sich die im Modenspektrum enthaltenen Oberflächenwellen einteilen in E-Wellen, H-Wellen, HE-Wellen und EH-Wellen (Kapitel 5.1.). EH-Wellen und HE-Wellen werden hybride Wellen genannt, da sie sowohl E- als auch H-Komponenten in Ausbreitungsrichtung besitzen. Neben diesen sind bei Oberflächenwellenleitern im wesentlichen die E-Wellen von Interesse, da die am häufigsten auftretenden Oberflächen (Leiter mit Verlusten, natürliche Dielektrika) eine induktive Oberflächenimpedanz besitzen. Damit eine H-Welle als Grundwelle ausbreitungsfähig ist, wäre auf ebenen und zylindrischen Leitern eine kapazitive Oberflächenimpedanz erforderlich (z.B. $\mu_r > 1$).

Bild 2.8 zeigt als Beispiel für ein Oberflächenwellenspektrum die ersten drei Wellentypen des runden dielektrischen Stabes. Dargestellt ist hier der Phasengang dieser Wellen, d.h. die Phasengeschwindigkeit als Funktion der Frequenz.

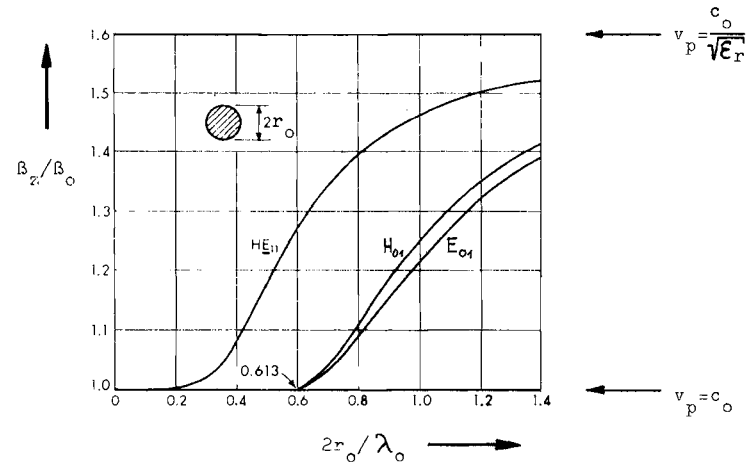


Bild 2.8: Phasengeschwindigkeit der ersten drei Wellentypen des dielektrischen Stabes als Funktion der Frequenz /2.4/ $\varepsilon_r = 2{,}56$

Die in der Theorie mögliche Zusammenfassung und Gleichbehandlung aller Oberflächenwellenleiter läßt sich in der Praxis nicht beibehalten, da die einzelnen Leiterstrukturen sich in bezug auf ihren Betriebsfrequenzbereich, ihre Längsdämpfung und ihre transversale Feldausdehnung beträchtlich unterscheiden (/2.5/, Abschnitt D, Tabelle 23). Infolgedessen haben sich unterschiedliche Bezeichnungen für die an sich gleichartigen Wellentypen eingebürgert, z.B. Sommerfeld-Welle (metallischer Einzeldraht mit Verlusten), Harms-Goubau-Welle (dielektrisch beschichteter Einzeldraht), Uller-Zenneck-Welle etc. und im allgemeinen wird darunter auch nur jeweils ein bestimmter Wellentyp der betreffenden Leitung verstanden.

Die unter 2.1. behandelte TEM-Welle der Zweidraht-Leitung kann theoretisch als ein Sonderfall der Oberflächenwelle aufgefaßt werden. Da die Verluste realer Zweidrahtleitungen eine Feldkomponente E_z erzeugen, die sich in die einfache Theorie der TEM-Welle nur schwer aufnehmen läßt, und da reale Zweidrahtleitungen häufig eine stärkere Energiekonzentration in Leiternähe aufgrund dielektrischer Überzüge aufweisen, läßt sich das Feld einer realen Zweidrahtleitung darstellen als Überlagerung zweier in gleicher Richtung laufender, zylindersymmetrischer Oberflächenwellen, die mit gegenphasigen Strömen verknüpft sind /2.1/.

Oberflächenwellen transportieren Energie parallel zur sie leitenden Oberfläche, ohne dabei radial Energie abzustrahlen. In Längsrichtung homogene Oberflächenwellenleiter strahlen deshalb nur am Anfang und am Ende sowie bei Inhomogenitäten in der Umgebung der Leitung Energie ab. Die Abstrahlung an der Speisestelle ist unvermeidlich, da sich z.B. eine koaxiale TEM-Welle nicht in eine Oberflächenwelle umwandeln läßt, ohne daß Strahlungsfelder angeregt werden. Die Bindung der Welle an die Leiterstruktur hängt sehr stark vom Wellentyp, von den Leitereigenschaften und von der Frequenz ab. Dies reicht von sehr fester Bindung (z.B. Grenzfall TEM-Welle) bis zu einer sehr losen Bindung (z.B. Dipolwelle auf einer Yagi-Antenne).

Bei verlustbehafteten Oberflächen neigen sich die Phasenfronten in Ausbreitungsrichtung der Welle und es kommt zum Energieaustausch durch die Grenzschicht hindurch (Bild 2.9). Die Verluste im Wellenleiter werden zum Teil durch die im Außenfeld transportierte Leistung gedeckt. In der Regel ist es jedoch ausreichend, ausgehend vom Feld der verlustlosen Grenzschicht, mit der Störungsrechnung eine zusätzliche Dämpfungskonstante α_z zu ermitteln.

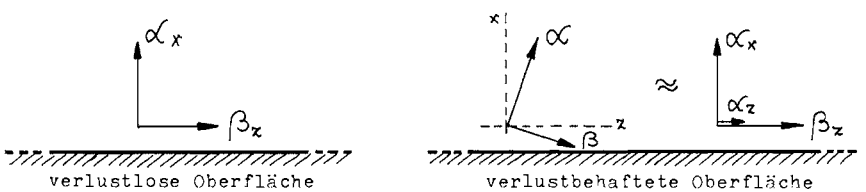


Bild 2.9: Oberflächenwellen auf verlustlosem und auf verlustbehaftetem Dielektrikum (α repräsentiert Dämpfung, ß Phasendrehung)

Oberflächenwellen gibt es nur als in z-Richtung periodische, ausbreitungsfähige Wellentypen. Bei der kritischen Frequenz gibt es keinen Übergang zu aperiodisch gedämpften Feldtypen. An diese Stelle treten beim Oberflächenwellenleiter die Strahlungsfelder.

2.3. Leckwellen (Leaky Waves)

Wird ein geschlossener, homogener Wellenleiter vom Ort z = 0 an kontinuierlich geöffnet (Bild 2.10), und zwar so, daß durch die Öffnung eine Wellentypwandlung stattfindet und Energie abgestrahlt wird, so tritt außerhalb des Wellenleiters eine Leckwelle auf. Bild 2.11 zeigt als Beispiel für einen kontinuierlich abstrahlenden Wellenleiter einen Rechteckhohlleiter mit H_{10}-Welle, in dessen Schmalseite sich ein durchgehender Schlitz befindet, bzw. dessen Breitseite außermittig mit einem Schlitz versehen wurde.

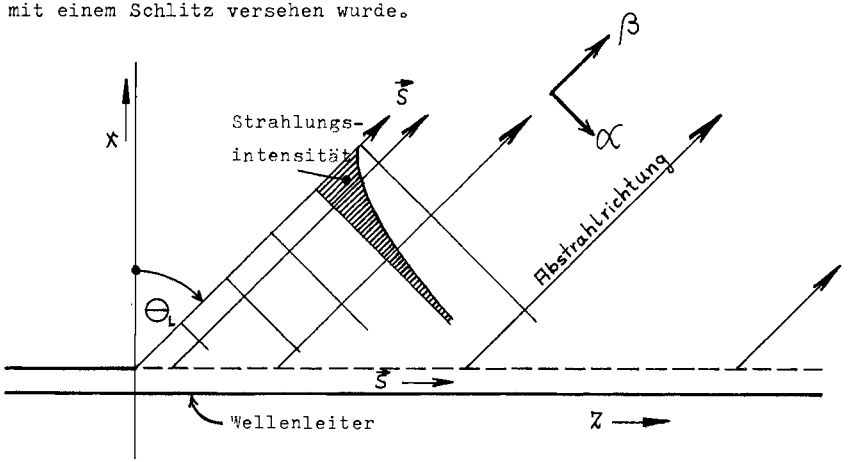
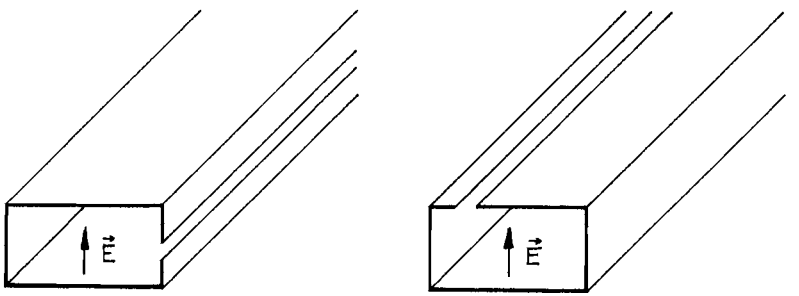


Bild 2.10: Entstehung einer Leckwelle durch bei z=0 beginnende Abstrahlung



a) Schlitz in der Schmalseite

b) Exzentrischer Schlitz in der Breitseite

Bild 2.11: Zwei Beispiele für Hohlleiter mit H_{10}-Welle, die im Außenraum eine Leckwelle erzeugen

Unter der Voraussetzung, daß der Schlitz schmal ist, bleibt das Wellenfeld im Hohlleiter weitgehend erhalten und damit auch die Phasenkonstante β_z in Ausbreitungsrichtung. Da der im Innern geführten Welle ständig Energie entzogen wird, ergibt sich auch bei Annahme eines sonst verlustlosen Hohlleiters eine Dämpfungskonstante α_z in Längsrichtung. Aus der charakteristischen Gleichung $\underline{k}_x^2 + \underline{k}_z^2 = k_o^2$ folgt dann mit $\underline{k}_z = \beta_z - j\,\alpha_z$, daß $\underline{k}_x$ ebenfalls komplex sein muß.

$$\underline{k}_x = \beta_x + j\,\alpha_x$$

Die Ausbreitungsrichtung der Leckwelle ist um den Winkel Θ_L gegen die x-Achse geneigt, mit

$$\Theta_L = \arctan\,(\beta_z/\beta_x) \qquad (2.14)$$

Zur näherungsweisen Ermittlung von Θ_L kann man (bei schmalen Schlitzen) α_x und α_z vernachlässigen und erhält aus der charakteristischen Gleichung

$$\beta_x^2 \approx \beta_o^2 - \beta_z^2$$

und damit

$$\Theta_L \approx \arctan \frac{\beta_z}{\sqrt{\beta_o^2 - \beta_z^2}}$$

bzw. umgeformt

$$\Theta_L \approx \arcsin\,(\lambda_o/\lambda_z) \qquad (2.15)$$

Man sieht, daß sich die Abstrahlungsrichtung mit der Frequenz ändert, bzw. mit der Wellenlänge im Inneren des Wellenleiters. Für das Beispiel der H_{10}-Welle im Rechteckhohlleiter wird

$$\Theta_L \approx \arccos\,(f_{krit\ H10}/f) \qquad (2.16)$$

Bei $f_{krit\ H10}$, in der Nähe der Ausbreitungsgrenze der H_{10}-Welle, wird fast senkrecht zur Leitung abgestrahlt. Mit wachsender Frequenz neigt sich der Strahl in positiver z-Richtung bis zu $\Theta_L = 60^\circ$ bei $f = 2f_{krit}$, der Ausbreitungsgrenze des nächst höheren Wellentyps (H_{20}-Welle).

Als mathematischer Ansatz für das Außenfeld <u>unendlich langer</u>, homogener Wellenleiter kann die Leckwelle nicht benutzt werden, da die Feldstärken im Außenraum in positiver x- und in negativer z-Richtung exponentiell ansteigen und somit die Abstrahlungsbedingung nicht erfüllen. Als Lösungsansatz für eine Leitung endlicher Länge tritt dieses Problem jedoch nicht auf, da dann beim Fortschreiten in positiver x-Richtung die Feldstärke nur so lange anwächst, bis man den Bereich erreicht hat, der vom Speisepunkt der Leitung angestrahlt wird ($\Theta = \Theta_L$). Für noch größere Werte von x geht die Leckwelle in eine normal abklingende Raumwelle über.

Leckwellen haben bisher im wesentlichen bei Mikrowellen-Antennen Anwendung gefunden. Die speziellen Nahfeldeigenschaften von Leckwellenantennen werden bei einem Geschwindigkeitsmeßgerät für Eisenbahnen und Autos genutzt /2.7/ und die gute Bündelung im Fernfeld kommt bei Antennen in der Luft- und Raumfahrt zur Anwendung. Da Anfang und Ende des strahlenden Schlitzes sich leicht so dimensionieren lassen, daß keine nennenswerten zusätzlichen Strahlungsfelder angeregt werden, stimmt das reale Strahlungsdiagramm in der x-z-Ebene sehr genau mit dem berechneten überein. Durch Frequenzänderung läßt sich der Strahl von etwa $\Theta_L = 10^\circ$ bis $\Theta_L = 80^\circ$ schwenken, ohne daß die Keulenbreite wesentlich beeinflußt wird.

Statt des kontinuierlichen Schlitzes kann der Hohlleiter auch mit Löchern oder Schlitzen versehen werden. Unter der Voraussetzung

Schlitzabstand $\ll$ Hohlleiterwellenlänge

erzeugen beide Anregungsstrukturen identische Fernfelder. Verlustbehaftetes Leitermaterial und dielektrische Überzüge an der Außenfläche des Leckwellenleiters erzeugen zusätzlich zur Leckwelle Oberflächenwellen, die das Gesamtfeld beeinflussen können.

2.4. Strahlungsfelder

Um die Bedeutung der Strahlungsfelder für das Modenspektrum offener Wellenleiter besser verständlich machen zu können, werden zunächst die Verhältnisse in geschlossenen Wellenleitern betrachtet.

Geschlossene Wellenleiter

Im homogenen, geschlossenen Wellenleiter läßt sich die Lösung der Wellengleichung (z.B. für H_z):

$$\Delta \underline{H}_z + k_0^2 \cdot \underline{H}_z = 0 \qquad (2.17)$$

stets darstellen als Überlagerung unendlich vieler Wellentypen und Feldtypen, z.B. in kartesichen Koordinaten in der Form:

$$\underline{H}_z(x,y,z) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \underline{H}_{zmn} \cdot \underbrace{e^{-j\underline{k}_{xm}\cdot x} \cdot e^{-j\underline{k}_{ym}\cdot y}}_{\text{Quer-}} \cdot \underbrace{e^{-j\underline{k}_{zmn}\cdot z}}_{\text{Längs-}} \qquad (2.18)$$

abhängigkeit

Diese kompliziert erscheinende Darstellung läßt sich anschaulich so erklären, daß die Feldverteilung in einer Querschnittsebene $z = z_1$ (Bild 2.12) sich in x-Richtung und in y-Richtung in eine zweidimensionale Fourier-Reihe mit den Koeffizienten H_{mn} entwickeln läßt. Damit lassen sich alle vorkommenden Amplitudenverteilungen erfassen. Im Falle der Feldgröße H_z im Rechteckhohlleiter gehört zu jedem H_{mn} eine x-Abhängigkeit mit $\cos(m\cdot\pi\cdot x/a)$ und eine y-Abhängigkeit mit $\cos(n\cdot\pi\cdot x/b)$.

Da jedes der Felder die Wellengleichung erfüllen muß, ist durch diese Querabhängigkeit gleichzeitig die z-Abhängigkeit vorgegeben (für $z > z_1$). Die Lösungsfunktionen $\underline{H}_{zmn}$ lassen sich aufteilen in Wellentypen, die mit $e^{-j\beta_{znm}\cdot z}$ periodisch sind und in Feldtypen, die mit $e^{-\alpha_{zmn}\cdot z}$ aperiodisch gedämpft sind.

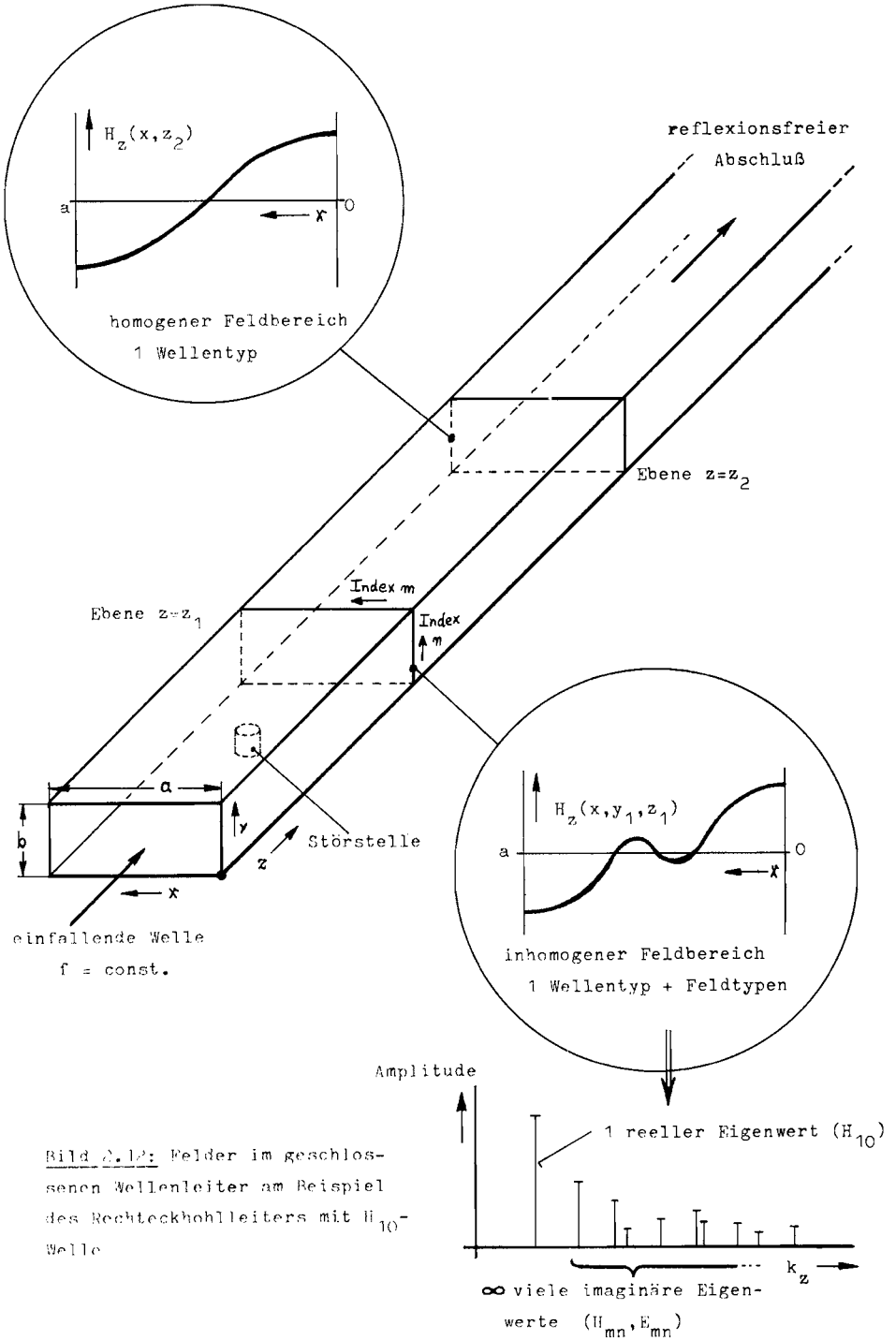


Bild 2.12: Felder im geschlossenen Wellenleiter am Beispiel des Rechteckhohlleiters mit H_{10}-Welle

In der Nähe einer Störstelle werden zur Beschreibung der magnetischen Längskomponente H_z alle Wellentypen und alle Feldtypen benötigt. In großer Entfernung von der Störstelle, bei $z = z_2$, sind die exponentiell gedämpften Feldtypen verschwunden und nur noch die ausbreitungsfähigen Wellen vorhanden.

Bisher wurden der Übersichtlichkeit halber nur Wellen mit magnetischer Längskomponente betrachtet. Läßt man auch elektrische Längsfeldstärken zu, so treten neben die H_{mn}-Wellen die E_{mn}-Wellen mit gleichen Eigenschaften wie oben beschrieben. Sofern man orthogonale Koordinaten benutzt, sind E-Wellen und H-Wellen ein mögliches Fundamentalsystem, mit dem sich alle Lösungen der Wellengleichung erfassen lassen.

Die im voranstehenden durchgeführte Zuordnung der Begriffe "Feldtyp" und "Wellentyp" zu unterschiedlichen Feldzuständen ist in der Theorie der geschlossenen Wellenleiter üblich und auch sinnvoll, da sich das Gesamtwellenfeld z.B. in der Umgebung einer Leitungsstörung damit einfacher beschreiben läßt. Bei offenen Wellenleitern ist diese begriffliche Trennung nicht mehr zweckmäßig, da dort im allgemeinen mehr als zwei unterschiedliche Feldanteile existieren und deshalb klarere Bezeichnungen benutzt werden müssen.

Die in Gleichung (2.18) vorkommenden Wellenzahlen $\underline{k}_x$, $\underline{k}_y$ und $\underline{k}_z$ sind die Lösungen der charakteristischen Gleichung der Wellengleichung (2.17). Sie werden auch Eigenwerte genannt und die dazugehörigen Wellentypen sind die Eigenwellen des Hohlleiters. Die Gesamtheit aller Eigenwellen beschreibt das elektromagnetische Verhalten des Hohlleiters vollständig; man spricht deshalb vom vollständigen Eigenwellenspektrum bzw. vom Modenspektrum des Hohlleiters. Bei einer festen Frequenz lassen sich die Eigenwerte aufteilen in endlich viele reelle Eigenwerte (ausbreitungsfähige Wellen) und unendlich viele imaginäre Eigenwerte (aperiodisch gedämpfte Felder). Zerlegt man das Feld z.B. in der Ebene $z = z_1$ in Bild 2.12 in diese Anteile, so kann man jedem Eigenwert eine Amplitude zuordnen und kommt zu einer Darstellung Amplitude = f (k_z), die zu der Bezeichnung "Modenspektrum" geführt hat. Die graphische Darstellung der Frequenzabhängigkeit der Eigenwerte heißt Dispersionsdiagramm oder Brillouin-Diagramm (Kapitel 4.6.5.).

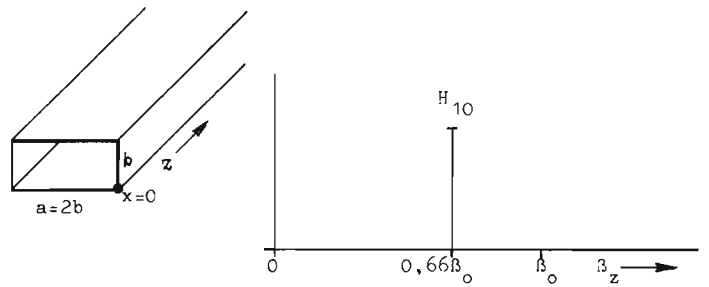
Offene Wellenleiter

Öffnet man den Wellenleiter nach einer Seite (oder nach allen Seiten), so tritt an die Stelle der Summation in (2.18) ein Integral. Die Fourier-Reihe geht über in ein Fourier-Integral und aus dem diskreten Modenspektrum wird ein kontinuierliches. Eine anschauliche Erklärung dafür wird in Bild 2.13 gegeben. Ein Rechteckhohlleiter mit a = 2 b hat bei z.B. $\lambda_0 = 1{,}5$ a als einzigen ausbreitungsfähigen Wellentyp die H_{10}-Welle mit $\beta_z = 0{,}66\,\beta_0$ (Bild 2.13a). Die Dämpfungstypen mit $\alpha_z > \beta_0$ wurden in der Darstellung der Übersichtlichkeit wegen weggelassen.

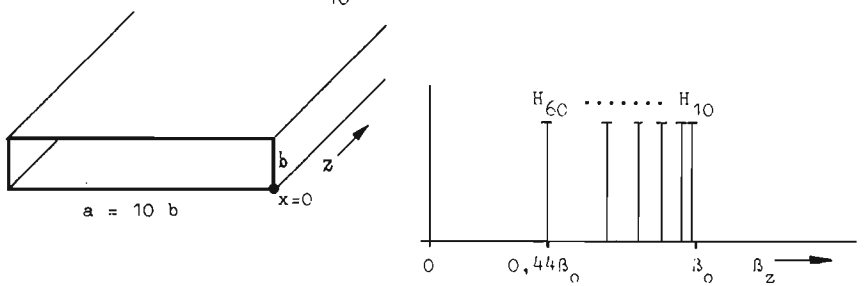
Vergrößert man nun bei festbleibender Frequenz die Breitseite, so werden immer mehr H_{m0}-Wellen ausbreitungsfähig (Bild 2.13b). Für $a \to \infty$ erhält man so zwischen $\beta_z = 0$ und $\beta_z = \beta_0$ ein kontinuierliches Spektrum von H-Wellen. Die einzelnen Linien dieses Spektrums stellen offensichtlich ebene Wellen dar, die unter dem Winkel θ auf die Metallwand bei x = 0 treffen und reflektiert werden. Damit sind für β_z alle Werte zulässig zwischen 0 bei senkrechtem Einfall und β_0 bei streifendem Einfall ($\theta = 90^\circ$).

Das Beispiel zeigt, daß offene Wellenleiter ein kontinuierliches Spektrum besitzen, das sich auf von außen einfallende Strahlungsfelder zurückführen läßt. Das durch Einstrahlung von außen im Innern der Struktur angeregte Feld ist eine Lösung der Wellengleichung und muß damit bei der Beschreibung der Felder von Störstellen und Anregungen in der offenen Leiterstruktur berücksichtigt werden. Das Beispiel zeigt außerdem, daß eine Struktur, die nur ein kontinuierliches Spektrum besitzt, noch kein Wellenleiter ist, denn ein U-förmiger Metalltrog ist zur Wellenführung ungeeignet.

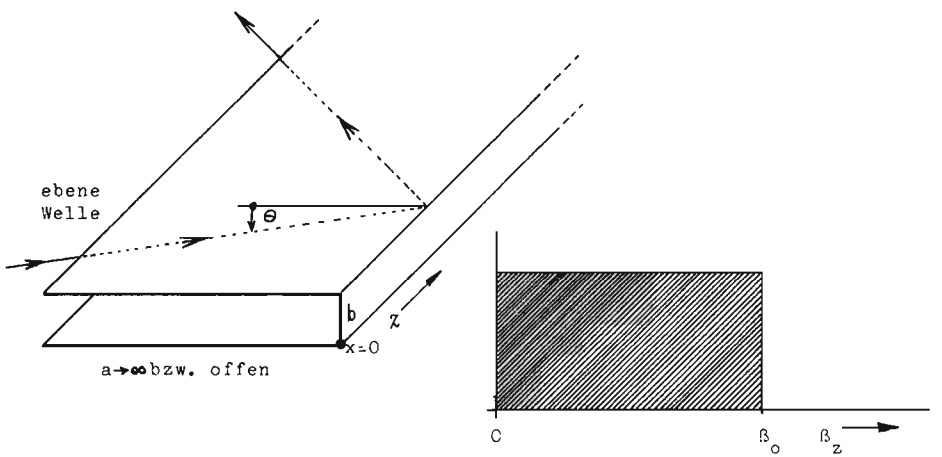
In Bild 2.14 ist deshalb ein echter offener Wellenleiter gezeichnet, wie er bereits in 2.2. zum Nachweis schneller Oberflächenwellen benutzt wurde. Will man das Wellenfeld in der Nähe einer Störstelle, z.B. bei $z = z_1$ beschreiben, so benötigt man dazu die ausbreitungsfähigen Oberflächenwellentypen und die abgestrahlten Raumwellen. Ganz offensichtlich sind hier aber nur aus dem Trog austretende Raumwellen vorhanden und



a) eindeutiger Wellentyp (H_{10}-Welle)



b) diskretes Spektrum (H_{m0}-Wellen)



c) kontinuierliches Spektrum (H-Wellen)

Bild 2.13: Entstehung eines kontinuierlichen Modenspektrums am Beispiel eines Rechteckhohlleiters mit größer werdender Breitseite a.($f=c_o/3b$=const. ; b=const.)

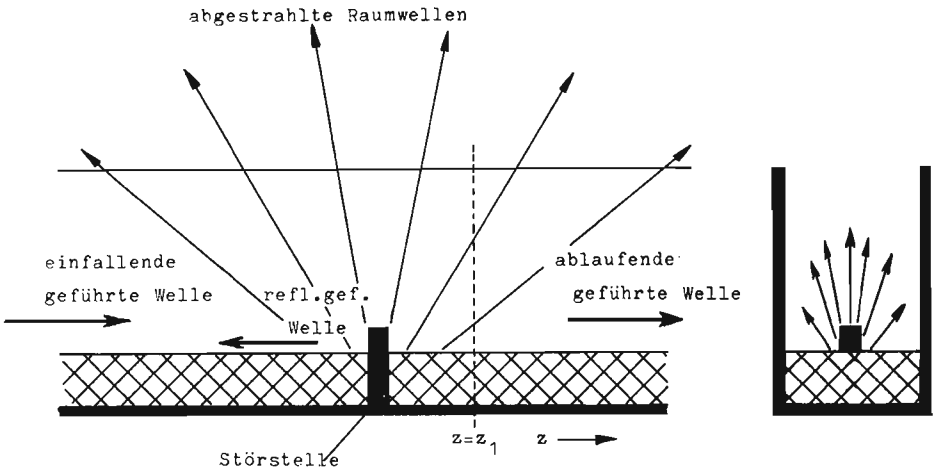


Bild 2.14: Offener Wellenleiter mit Störstelle

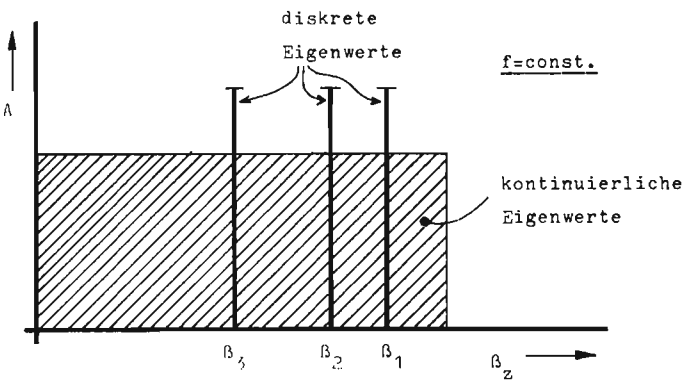


Bild 2.15: Raumstrahlungsspektrum und Oberflächenwellen (Prinzipdarstellung)

keinerlei einfallende Wellen, wie bei der Herleitung des kontinuierlichen Spektrums. Dies ist jedoch eine bekannte Eigenschaft kontinuierlicher Spektren, daß sie bestimmte Anteile, die bei einer einzelnen Spektrallinie vorhanden sind, auslöschen und andere hervorheben. (Im Zeitbereich repräsentiert eine Spektrallinie eine Sinusschwingung mit positiven und negativen Halbwellen. Ein kontinuierliches Spektrum aus solchen Schwingungen dagegen kann durchaus eine einzelne positive Halbwelle beschreiben. Alle negativen Werte heben sich auf.)

Das Spektrum in Bild 2.15 ist für den Wellenleiter in Bild 2.14 noch nicht vollständig. Im allgemeinen besteht das Raumstrahlungsspektrum eines offenen Wellenleiters aus E-Wellen, H-Wellen und Dämpfungstypen (in z-Richtung gedämpft), für die sich jeweils definierte Bereiche in der β_x-Ebene angeben lassen.

Orthogonalität der Leistung

Die Strahlungsfelder sind untereinander und zu den Oberflächenwellen orthogonal /2.9/, d.h. der Strahlungsdichtevektor, gebildet aus der elektrischen Feldstärke einer Oberflächenwelle und der magnetischen Feldstärke einer Raumwelle, transportiert im zeitlichen Mittel keine Leistung durch eine Querschnittsfläche A mit z=const.:

$$\int_A \vec{E}_{mn} \times \vec{H}_{Strahlungsfeld} \, dA = 0 \qquad (2.19)$$

$$\int_A \vec{H}_{mn} \times \vec{E}_{Strahlungsfeld} \, dA = 0 \qquad (2.20)$$

Es läßt sich also eine Leistungsbilanz aufstellen in der Form, daß die durch N geführte Wellen auf die Störstelle in Bild 2.14 auftreffende Leistung sich aufteilt auf die Leistung des Raumstrahlungsfeldes und die Leistungen von M geführten Wellen in $\pm$ z-Richtung. Dies klingt zwar trivial, ist aber der Kernsatz für die Zulässigkeit der Beschreibung komplizierter Leitungsfelder durch Wellentypen und Modenspektren.

Bei Leckwellen tritt die gleiche Phasenkonstante auf wie bei Raumstrahlungsfeldern, nämlich β_0 in Strahlrichtung. Sie bilden jedoch diskrete Linien im Modenspektrum einer Leitung und gehören nicht zu dem vollständigen und orthogonalen Satz, den Oberflächenwellen und Raumwellen bilden. Die in diesem Kapitel behandelten Strahlungsfelder sind keine Leitungswellen im engeren Sinn, da sie nur an Störstellen auftreten. Sie bilden die Summe der von einer Störstelle nach allen Seiten ausgehenden Kugelwellen bzw. Raumwellen. Im Unterschied dazu handelt es sich bei Leckwellen um die kontinuierliche, geordnete Abstrahlung von Raumwellen mit einer für jeden Wellentyp genau definierten Strahlrichtung. Die Strahlrichtung und die komplexe radiale Ausbreitungskonstante der Leckwelle bleiben entlang der Leitung unverändert.

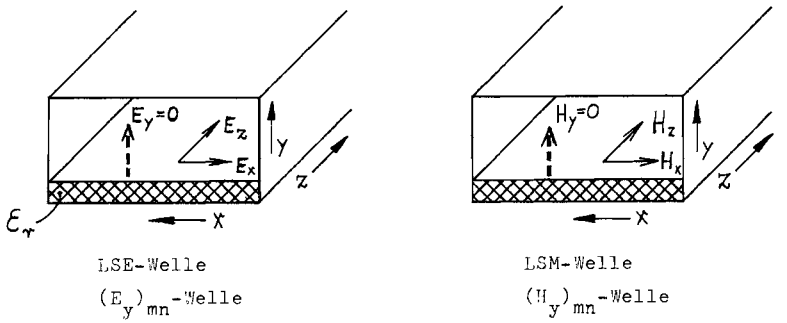
2.5. Längsschnitt-Wellen

Man muß grundsätzlich unterscheiden zwischen den Systemen von Wellentypen, mit denen das Wellenfeld in einem Wellenleiter mathematisch beschrieben werden kann und den natürlichen Wellentypen eines Wellenleiters, die für sich allein unabhängig voneinander in ihm ausbreitungsfähig sind. Die erstgenannten Wellentypen können willkürlich gewählt werden. Sie müssen ein Fundamentalsystem bilden und zueinander orthogonal sein, d.h. sie unterliegen mathematischen Beschränkungen. Die natürlichen Wellentypen dagegen sind physikalisch vorgegeben.

Mit einer unregelmäßig geformten Antenne in einem leeren Rechteckhohlleiter wird man z.B. stets eine H_{10}-Welle innerhalb ihres Eindeutigkeitsbereiches anregen können. Damit ist die H_{10}-Welle ein natürlicher Wellentyp, und es ist sinnvoll, der mathematischen Beschreibung von Wellenfeldern im leeren Rechteckhohlleiter das System der E- und H-Wellen zugrunde zu legen. Nimmt man dagegen einen mit Dielektrikum gefüllten Hohlleiter entsprechend Bild 2.15, so wird es nicht gelingen, gleich welche Antennenform man benutzt, ausschließlich eine H_{10}-Welle anzuregen. Da die Energie im Dielektrikum langsamer läuft als in Luft, werden alle angeregten Wellenfelder mit einer E_y-Komponente auch eine E_z-Komponente aufweisen.

Grundsätzlich gilt bei allen Wellenleitern mit geschichtetem Dielektrikum, daß reine E_{mn}- und reine H_{mn}-Wellen nicht für sich allein existenzfähig sind. (Ausgenommen davon sind die Fälle, bei denen die Grenzschicht mit einer elektrischen Feldlinie übereinstimmt, z.B. die H_{01}-Welle im Hohlleiter nach Bild 2.15). Als natürliche Wellentypen auf Leitungen mit geschichtetem Dielektrikum treten Längsschnittwellen auf, und häufig kann es von Vorteil sein, diese auch für die mathematische Feldbeschreibung zu benutzen.

Im Unterschied zu den E- und H-Wellen wird hier zur Klassifizierung der Wellentypen nicht die Längskomponente, sondern die zur Grenzschicht normale Feldkomponente herangezogen. Längsschnittwellen haben allgemein 5 Feldkomponenten und die 6. Komponente normal zur Grenzschicht verschwindet (Bild 2.15). Damit liegen z.B. bei der "L"ängs-"S"chnitt-"E"-Welle alle Vektoren der elektrischen Feldstärke in Ebenen, die Längsschnitte sind.



LSE-Welle
$(E_y)_{mn}$-Welle

LSM-Welle
$(H_y)_{mn}$-Welle

Bild 2.15: Längsschnittwellen im gefüllten Rechteckhohlleiter

LSE_{mn}-Wellen und LSM_{mn}-Wellen bilden ein Fundamentalsystem und erfüllen die in 2.4. beschriebene Orthogonalitätsbeziehung. Für den leeren Rechteckhohlleiter ist der Zusammenhang mit den E- und H-Wellen einfach herzustellen:

$$H_{mo}\text{-Wellen} \;\hat{=}\; LSM_{mo}\text{-Wellen}$$

$$H_{mn}\text{-Welle} + E_{mn}\text{-Welle (überlagert)} \;\hat{=}\; \begin{cases} LSM_{mn}\text{-Welle} \\ LSE_{mn}\text{-Welle} \end{cases}$$

Im leeren Hohlleiter haben z.B. H_{11}- und E_{11}-Welle die gleiche Phasenkonstante (entartete Eigenwellen). Sie lassen sich so überlagern, daß ihr Summenfeld entweder keine E_y-Komponente oder keine H_y-Komponente aufweist /2.10/. Von daher ist auch verständlich, daß beide Fundamentalsysteme nicht kombiniert werden dürfen. Die Entwicklung eines Wellenfeldes in z.B. E-Wellen und LSM-Wellen würde falsche Ergebnisse liefern.

3. Die symmetrische Doppelleitung

3.1. Anwendungen

3.1.1. Tunnelfunk bei 160 MHz

In den Jahren 1956 bis 1964, als abstrahlende Koaxialkabel noch weitgehend unbekannt waren, wurden besonders in den USA viele Untersuchungen durchgeführt, bei denen zwischen einer entlang der Tunnelwand verlegten 200-Ω-Zweidrahtleitung und einer $\lambda/4$-Stabantenne eine Wechselsprechverbindung hergestellt wurde. Derartige Anlagen wurden damals in mehreren Straßen- und Eisenbahntunnels mit Längen zwischen 500 m und 3 km installiert /3.8, 3.9/. Auf die Benutzung einer solchen Zweidrahtleitung, die ja früher als Zuleitung für UKW-Empfangsantennen üblich war, stieß man praktisch durch Zufall, als man an einer Kette von gleichabständigen Einzelantennen untersuchte, um wieviel der Antennenabstand vergrößert werden könnte. Das Ergebnis war, daß die Antennenzuleitung allein für die Aufrechterhaltung einer Funkverbindung ausreichte.

1964 wurde bei der Berliner U-Bahn eine Versuchsstrecke eingerichtet /3.7/. Eine 240-Ω-Stegleitung, mit 8 cm Abstand von der Tunnelwand verlegt, ergab eine betriebsfähige Sprechfunkverbindung bei 160 MHz. Die Verwendung des gleichen Leitungstyps bei 151 MHz für eine Sprechfunkverbindung entlang der Abbaustrecke eines Kohlebergwerks /3.3/ führte dort jedoch zu keinem brauchbaren Ergebnis, da Kohlestaub und Feuchtigkeit auf einer offenen Zweidrahtleitung so starke Dämpfungen hervorrufen können, daß die Reichweite auf wenige Meter zurückgeht.

3.1.2. Linienzugbeeinflussung (LZB)

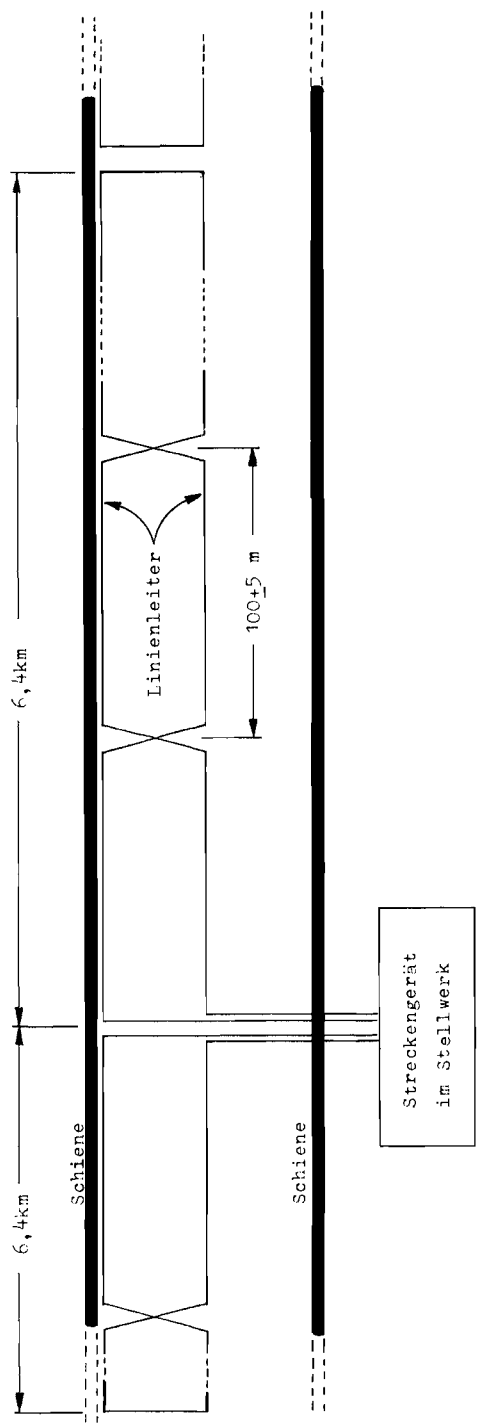
Bei der Linienzugbeeinflussung der Deutschen Bundesbahn und bei den der LZB verwandten Systemen /3.10-3.14/ wird die induktive Kopplung zwischen einer Spule am Fahrzeug und einer langgezogenen Leiterschleife zwischen den Schienen zur Signalübertragung im Frequenzbereich 30 kHz bis 80 kHz benutzt. Zur Unterscheidung von älteren linienförmigen Zugbeeinflussungssystemen im Tonfrequenzbereich (U-Bahn Rotterdam, S-Bahn Kopenhagen, SNCF, Tokaido-Linie Japan) wird die LZB im Sprachgebrauch der Eisenbahnsignaltechnik als

"linienförmiges Hochfrequenz-System" bezeichnet. Von der Länge des installierten Streckennetzes und von der Anzahl der Anwendungsfälle her steht die Linienzugbeeinflussung an der Spitze aller trassengebundenen Informationsübertragungssysteme.

Die LZB wurde 1965 zur Internationalen Verkehrs-Ausstellung in München auf der Strecke München-Augsburg erstmals betriebsmäßig eingesetzt. Ab 1971 begann die Bundesbahn Schnellfahrstrecken im Fernverkehr (bis 200 km/h) auszurüsten. Weitere Anwendungsbeispiele sind die U-Bahn München, bei der aufgrund der LZB das Fahren auf elektrische Sicht möglich wurde, die U-Bahn Berlin, die S-Bahn München (im Tunnel), die Hamburger Hochbahn sowie die staatlichen Eisenbahnen Belgiens und der Schweiz.

Bei der LZB wird zwischen den Schienen ein einadriges, isoliertes Kabel (Litze 7x0,6 Ø), der Linienleiter, verlegt. Von den verschiedenen Verlegearten zeigt Bild 3.1 den Typ B 3, der am häufigsten ist: Ein Leiter liegt im Schienenfuß, der andere in Gleismitte. Je nach System sind die Leiter alle 30 bis 130 m gekreuzt, um ein Übertreten der Energie auf die parallel laufenden Schienen zu vermeiden und um den Einfluß fremder Störfelder, z.B. das des parallel verlaufenden Fahrdrahtes, zu vermindern. Die Länge der Induktionsschleife beträgt meist mehrere Kilometer, bei der Deutschen Bundesbahn z.B. 6,4 km. Diese Ausdehnung ist nicht technisch vorgegeben, sondern historisch bedingt, da dies die Hälfte der einem Stellwerk zugeordneten Gleislänge ist (Bild 3.1).

An der Spitze des Zuges, vor dem ersten Drehgestell, befindet sich je eine Sende- und Empfangsspule. Die Linienzugbeeinflussung wird zur Übertragung von binär codierten Steuersignalen (DB) und zur Sprachübertragung benutzt (SNCB). Außerdem wird die Richtungsumkehr des Leitungsmagnetfeldes an den Linienleiterkreuzungspunkten zur Standortbestimmung herangezogen (Grobortung), und die aus den Radumdrehungen abgeleitete Weginformation (Feinortung) wird an den Kreuzungspunkten jeweils synchronisiert, so daß eine Fehleranhäufung durch Radschlupf oder Störimpulse nicht auftreten kann. Durch die Kenntnis des Standortes wird ein gezieltes Ansprechen einzelner Gleisbereiche möglich und innerhalb einer Linienleiterschleife können mehrere Züge unabhängig voneinander gesteuert und überwacht werden (Zeitmultiplex).



Übertragungsrichtung vom Streckengerät zum Fahrzeug

Sendeleistung:	20 W
Modulationsart:	Frequenzumtastung 35,4kHz/36,6kHz
Übertragungsgeschwindigkeit:	1200 bit/s
Telegrammlänge:	83,5 bit

Übertragungsrichtung vom Fahrzeug zum Streckengerät

	25 W
	55,8 kHz/56,2 kHz
	600 bit
	41 bit

Bild 3.1: Linienzugbeeinflussung für Fernstrecken bei der Deutschen Bundesbahn; Verlegeart B 3

3.1.3. Nachrichtenübertragung zu Kraftfahrzeugen

Ein Beispiel aus den USA ist die einseitige Informationsübertragung zu Kraftfahrzeugen entlang der Zufahrt zum Flughafen von Los Angeles /3.5/. Dort wurde auf 5 km Länge eine modifizierte Zweidrahtleitung vergraben ($Z_L = 75\,\Omega$). Da die Leitung verdrillt wurde (Schlaglänge einige cm), wurden 10 Watt Sendeleistung für eine AM-Sprechfunkübertragung bei 530 kHz (Untergrenze des AM-Rundfunkbereiches) zu den Autoradios der anfahrenden Kraftfahrzeuge benötigt. Ein Empfang ist noch in 30-45 m Entfernung von der Leitung möglich, so daß alle Fahrspuren von der gleichen Leitung versorgt werden können.

In England wurde am Motorway M 4 bei London eine Leiterschleife vergraben (1000 m x 14,3 m, $Z_L \approx 300\,\Omega$), und es wurden Messungen im Frequenzbereich 15-150 kHz durchgeführt /3.4/. Als besonders problematisch erwiesen sich Autobahnteilstücke auf Stahlbetonbrücken, an denen Signaleinbrüche > 35 dB gemessen wurden.

In Deutschland wurde 1965 an der Autobahn bei Hannover eine 30 cm tief vergrabene Sende-Schleife (3000m x 9m) über mehr als 10 Jahre versuchsweise betrieben /3.6/. Bei 70 kHz und 40 W Sendeleistung ergab sich eine brauchbare Sprachübertragung (Amplitudenmodulation).

Bei den oben angeführten Beispielen werden von einer Zentrale aus Informationen über die Zweidrahtleitung zu frei beweglichen Kraftfahrzeugen auf einem bestimmten Straßenabschnitt oder auf einer bestimmten Fahrbahn übertragen. Die Anwendung solcher Systeme im öffentlichen Verkehr wird zur Zeit in Deutschland an mehreren Stellen erprobt (Auto-Leit-System, Autofahrer-Informations-System). Zusätzlich können Verkehrsdichtemessungen durchgeführt werden. Weitere Informationsübertragungen vom Kraftfahrzeug zur Zentrale sind zur Zeit nicht vorgesehen, werden aber bereits diskutiert (Auto-Notfunk).

Neben diesen Anwendungen der Zweidrahtleitung gibt es einen weiteren Bereich, der in Zukunft zunehmend an Bedeutung gewinnen wird, und zwar die Verwendung der Leitung zur berührungslosen Spurführung von Fahrzeugen, als mehr oder weniger unsichtbare Schiene. Ausgeführte Systeme dieser Art existieren auf Flughäfen zur Führung rollender Flugzeuge und in Fabrik- und Lagerhallen zur Fernsteuerung von Trans-

portfahrzeugen bzw. Transportautomaten. Im Versuchsstadium befindet sich der Spurbus, das ist ein Nahverkehrsbus, der in Vororten frei beweglich verkehrt und im Stadtkern als Quasi-U-Bahn spurgeführt in engen Tunnels fährt.

3.1.4. Nachrichtenübertragung im Bergbau

Im europäischen Steinkohlenbergbau sind verschiedene Signal- und Sprachübertragungsverfahren im Streb, in den Strecken und im Schacht untersucht worden /3.1 - 3.3/. Wegen des rauhen Betriebes unter Tage und der ständigen Streckenverlängerung (Abbaufortschritt z.B. 10 m pro Tag) wurden robuste Systeme bevorzugt. Meist wurden Eindrahtleitungen mit der Erde als Rückleiter eingesetzt oder sehr große, bis zu 8 km lange Schleifen. Bei Frequenzen zwischen 190 und 430 kHz konnten die tragbaren Sprechfunkgeräte mit Ferrit-Antennen ausgerüstet werden.

Feste Systeme, die häufiger in jeweils gleicher Form eingesetzt wurden, haben sich jedoch nur bei den Lokomotivfunkeinrichtungen in den Hauptstrecken durchgesetzt /3.1/. Wegen des vielfältig vorhandenen, feuchten Kohlenstaubs können die Linienleiter nicht wie bei der oberirdischen LZB auf den Boden gelegt werden. Sie werden in der Nähe der Tunnelwand, z.B. an den Spannseilen der Fahrdrähte, aufgehängt, so daß sich Schleifengrößen von 6000 m x 5 m (Z_L = 620 Ω) ergeben. Die Sendeleistungen liegen bei etwa 1 W auf beiden Seiten des Übertragungsweges und als Trägerfrequenz werden 70 kHz und 190 kHz benutzt. Da die Linienleiter nicht wie bei der LZB gekreuzt werden, treten neben der durch die Längsdämpfung bedingten Pegelabnahme auch Feldstärkeeinbrüche von bis zu 10 dB durch Sekundärkopplungen zu parallel laufenden Metallstrukturen auf und die Störgeräusche sind groß.

3.2. Eigenschaften

3.2.1. Betriebsfrequenzbereich

Die Längsdämpfung einer homogenen Freileitung setzt sich zusammen aus Widerstandsdämpfung und Ableitungsdämpfung /3.18/.

$$\alpha_{hom} = \frac{R'}{2\,Z_L} + \frac{G' \cdot Z_L}{2} \qquad \text{(Näherung für geringe Verluste)} \qquad (3.1)$$

Der Widerstandsbelag R' steigt wegen des Skineffektes proportional der Wurzel aus der Frequenz an und der Ableitungsbelag G' wächst linear mit der Frequenz.

$$R' = \frac{R_o'}{4} + \frac{R_o'}{2} \cdot \frac{r_o}{\delta} = \frac{1}{r_o}\sqrt{\frac{\mu f}{\pi \sigma}} \qquad (3.2)$$

$$G' = \omega C' \cdot \tan\delta \qquad (3.3)$$

(R_o': Widerstandbelag bei Gleichstrom)

Zusätzlich entsteht durch Abstrahlung an Inhomogenitäten (Aufhängung, Durchbiegung, Anfang, Ende etc.) eine Dämpfung, die nach /3.17/ mit dem Quadrat des auf die Wellenlänge bezogenen Leiterabstands zunimmt, d.h., die bei festen Abmessungen mit f^2 ansteigt.

Durch Umgebungseinflüsse steigt der Verlustfaktor einer Freileitung von etwa 3. 10^{-3} auf 0,1 (Nebel, Regen, Rauhreif) an /3.18/. Bei einer am Boden oder an einer Wand befestigten Zweidrahtleitung ist ebenfalls eine mit wachsender Frequenz stark zunehmende Abhängigkeit der Dämpfung vom Abstand vorhanden /3.7/.

Von der Leitungsdämpfung her ist die symmetrische Zweidrahtleitung damit hauptsächlich für niedrige Frequenzen und induktive Verbindungen geeignet. Die im folgenden angesprochenen Eigenschaften werden noch weitere Begründungen dazu liefern. Zudem kann bei höheren Frequenzen stets das geschlitzte Koaxialkabel eingesetzt werden, bei dem das äußere Feld gleich, die Umgebungsabhängigkeit der Dämpfung jedoch vermindert ist. Durch die Konkurrenz des Schlitzkabels werden zukünftige Anwendungen der symmetrischen Doppelleitung eingeschränkt auf die Fälle, bei denen die Verkopplung mit dem TEM-Wellenfeld im Bereich zwischen den Leitern bzw. in unmittelbarer Umgebung der Leiter erfolgt.

3.2.2. Leitungseigenschaften

Bild 3.2 zeigt die Amplitude der magnetischen Feldstärke H_y des ungestörten Feldes einer symmetrischen Doppelleitung. Die Feldverteilung

(3.4)

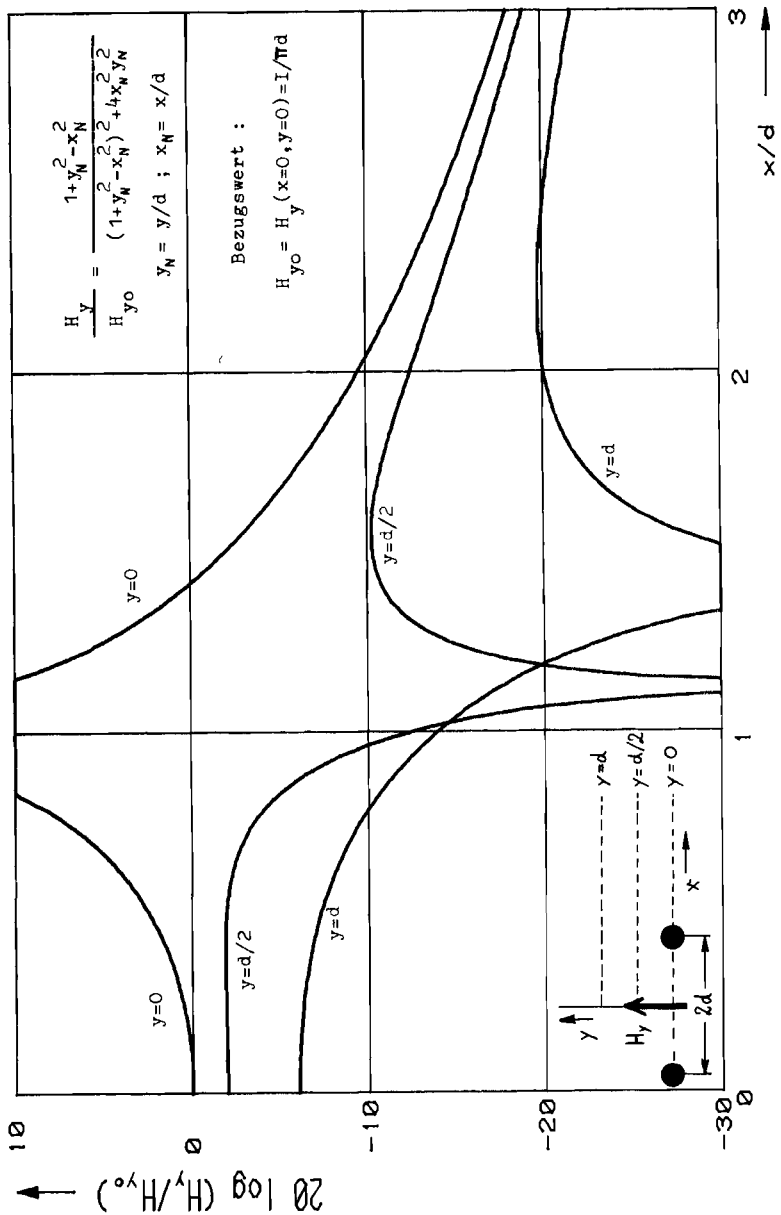


Bild 3.2: Magnetische Feldstärke H_y einer Zweidrahtleitung in dB in verschiedenen Ebenen y = const.

ist frequenzunabhängig. Vergrößert man den Leiterabstand 2d, so wird die Feldstärke in der Mitte zwischen den Leitern mit 1/d kleiner (Verdopplung des Leiterabstandes ergibt bei gleichem Schleifenstrom einen 6 dB kleineren Pegel).

Der Bereich zwischen den Leitern ist für eine induktive Kopplung am besten geeignet, wie aus Bild 3.2 ersichtlich wird. Außerhalb hat die von einer starren Spule empfangene Feldkomponente stets eine Nullstelle. Sie läßt sich auch durch großflächige Koppelspulen oder Ferritantennen nicht vermeiden, sondern höchstens etwas verschieben, da das Feld dort seine Richtung umkehrt. In größerer Entfernung von der Leiterschleife klingt das Feld proportional $1/r^2$ ab (12 dB bei Abstandsverdopplung).

Bild 3.3 zeigt den Leitungswellenwiderstand einer Zweidrahtleitung als Funktion des Leiterabstandes 2 d (für 1 bis 5 mm Drahtdurchmesser). Wegen der logarithmischen Abhängigkeit haben Verlegungsungenauigkeiten nur einen geringen Einfluß und sind vernachlässigbar gegen Wellenwiderstandsänderungen aufgrund von Umgebungseinflüssen (trockene Erde: ε_r = 4 - 10; nasse Erde: ε_r = 20-30). In /3.4/ wurden bei einer auf der Erdoberfläche liegenden Leitung (2 d = 14,3 m) im Laufe eines Jahres Leitungswellenwiderstände zwischen 112 und 512 Ω gemessen. Eine im Erdreich vergrabene Leitung ergab mit Werten zwischen 306 und 330 Ω eine wesentlich verringerte Schwankungsbreite. An dieser Strecke wurden Dämpfungen von 1,4 dB/km bei 15 kHz und 15,3 dB/km bei 150 kHz gemessen.

Allgemeingültige Aussagen über die Längsdämpfung von Doppelleitungen lassen sich nicht formulieren, da die Abhängigkeiten von der Frequenz, von der Leitfähigkeit des Leitermaterials, dem Leiterdurchmesser und dem Verlustfaktor der Umgebung zu vielschichtig sind, um sich in ein einfaches Schema pressen zu lassen. Die angegebenen Formeln für α, R', G' und Z_L lassen sich zusammen mit Schätzwerten für die Dielektrizitätszahl ε_r und den dielektrischen Verlustfaktor tan δ der Umgebung lediglich benutzen, um Grenzwerte bzw. Wertbereiche der Leitungsdämpfung zu ermitteln.

Die bei Doppelleitungen auftretenden Dämpfungsprobleme liegen im

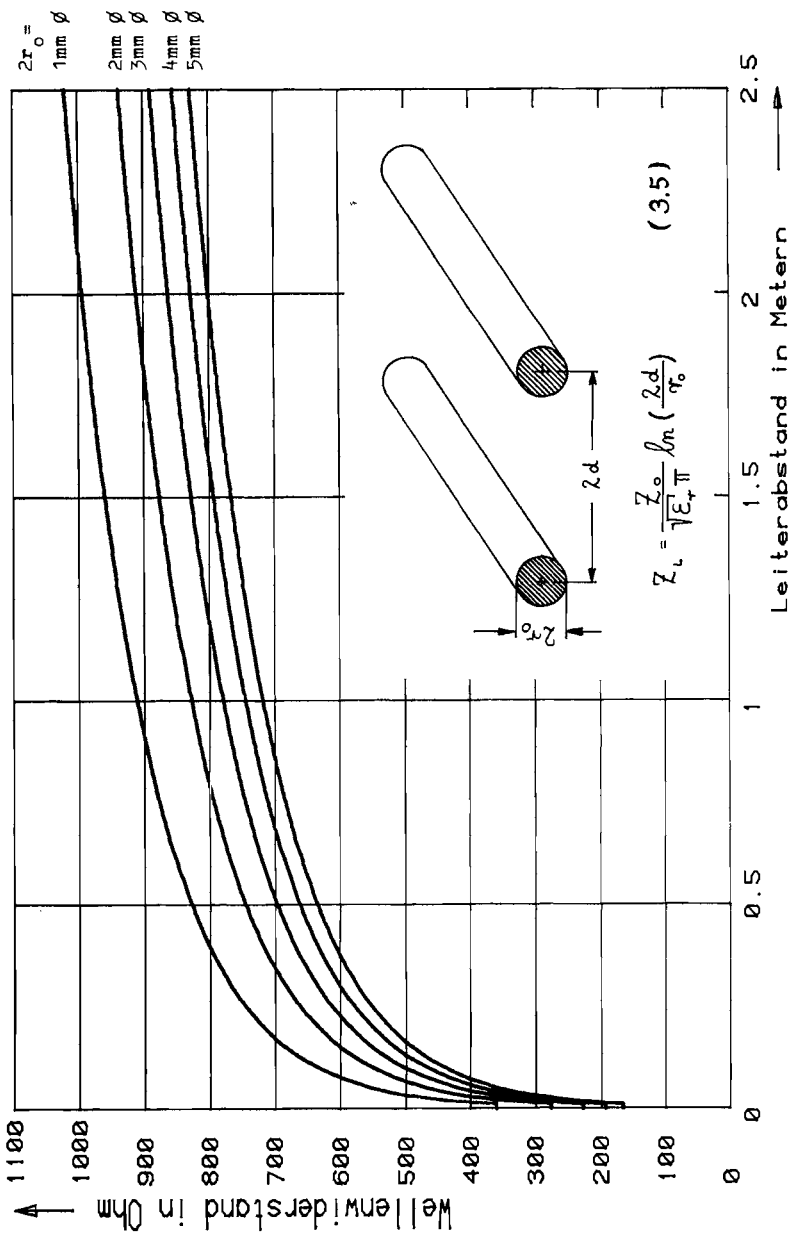


Bild 3.3: Wellenwiderstand einer Zweidrahtleitung in Luft

wesentlichen an der starken Konzentration der elektrischen Feldstärke in unmittelbarer Nähe der Leiteroberfläche und der daraus resultierenden Beeinflußbarkeit in diesen Bereichen. Zum Schutz dieser Bereiche sollte die Isolation der Einzelleiter möglichst dick und verlustarm ausgeführt werden.

Da das Feld der TEM-Welle quasistationär ist, werden bei niedrigen Frequenzen durch störende Metallteile und Dielektrika in der Umgebung der Leitung keine Interferenzen hervorgerufen und die daraus resultierenden Nullstellen des Feldes treten nicht auf. Metallgegenstände, speziell solche mit großer Permeabilität, ergeben räumlich eng begrenzte Feldverzerrungen (Drahtzäune, Stahltüren, Stahlbetonwände, Stahlbrücken, Masten, Pfeiler etc.). Je nach Anordnung der Eisenteile kommt es zur Feldschwächung oder zur Feldvergrößerung in der näheren Umgebung. Die Feldbeeinflussung ist jedoch nur an dieser Stelle der Leitung feststellbar. Im Gegensatz dazu sind verlustbehaftete Dielektrika weitaus störender. Sie haben zwar keinen Einfluß auf das äußere Magnetfeld, erhöhen jedoch die Leitungsdämpfung.

Interferenzminima können nur durch auf der Leitung reflektierte Wellen entstehen. Deshalb werden längere Leitungen reflexionsfrei mit dem Leitungswellenwiderstand Z_L abgeschlossen. Bei Leitungsdämpfungen von mehr als 16 dB/Wellenlänge kann der reflexionsfreie Abschluß durch einen Kurzschluß ersetzt werden. Bei genau 16,7 dB/Wellenlänge ist nämlich die am Kurzschluß reflektierte Welle nach $\lambda/4$ Laufweg bereits so stark gedämpft, daß das dort auftretende Minimum der magnetischen Feldstärke gleich dem Wert ist, der bei reflexionsfreiem Abschluß am Leitungsende auftreten würde.

3.2.3. Koppelstrukturen und Koppeldämpfung

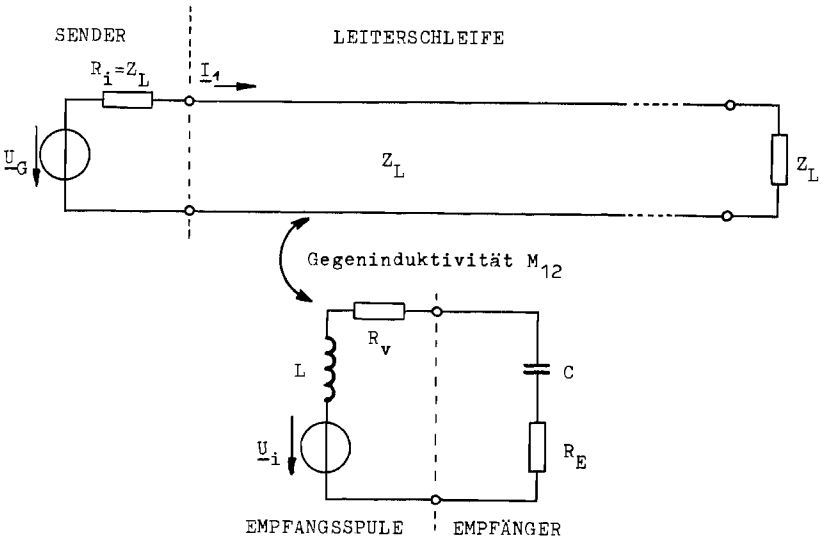
Als bewegliche Ankopplung an eine Zweidrahtleitung bietet sich zunächst die galvanische Verbindung über Schleifkontakte bzw. Bürsten an, wie sie zur Energieversorgung von Bahnen allgemein üblich und bis zu Geschwindigkeiten von derzeit 400 km/h auch möglich ist. Abgesehen von einfachen Signalübertragungen bei Zügen und Straßenbahnen (Gleisstromkreise) sowie Spielzeugeisenbahnen sind Schleifkontakte zur Nachrichtenübertragung nie bekannt geworden. Der Grund

dafür liegt in den auftretenden mechanischen Problemen (exakte Verlegung der Leitung, selbsttätige Reinigung der Kontaktflächen, Abrieb der Kontaktflächen) und elektrischen Problemen (Ausfall der Verbindung beim Abheben der Kontakte, sei es dynamisch bedingt oder durch zu starke Verschmutzung bzw. Vereisung der Leitung). Die Mitbenutzung der zur Energieübertragung notwendigen Schleifkontakte bzw. Lichtbögen für die Nachrichtenübertragung zu Zügen (analog zur Trägerfrequenztechnik auf Hochspannungsleitungen) wird in einigen amerikanischen Bergwerken praktiziert /3.21/. Problematisch sind dabei die hohen Störpegel auf dem Gleichstromfahrdraht und die unregelmäßig entlang der Leitung verteilten, niederohmigen Nebenschlüsse durch Motoren und Gleichrichter.

Die kapazitive Ankopplung an eine Doppelleitung ist ebenfalls möglich, aber ungünstiger als die induktive Kopplung, bei der bei niedriger Frequenz große Windungszahlen möglich sind. Da selbst die Benutzung von Dielektrika mit hohem ε_r keine wesentliche Verkleinerung der Kondensatorplatten zur Ankopplung an das elektrische Feld ergibt, müßten räumlich ausgedehnte Anordnungen benutzt werden. Zudem wird das elektrische Feld der TEM-Welle durch die üblichen Umgebungseinflüsse stärker gestört als das magnetische Feld.

Bei der induktiven Kopplung können Luftspulen oder Spulen mit Eisenkern (Ferritantennen) verwendet werden. Die Beschreibung der Verkopplung durch den Begriff "Koppeldämpfung" ist hier nicht ausreichend. Die Eingangsimpedanz der Koppelspule ist induktiv und kann durch eine parallel geschaltete Kapazität passender Größe kompensiert werden. Da das Magnetfeld dieses Resonanzkreises proportional der Güte Q ist, lassen sich im Sendefall mit kleiner Sender-Wirkleistung sehr große Magnetfelder erzeugen und im Empfangsfall entstehen an einem hochohmigen Eingangsverstärker sehr große Signalspannungen. Die Ausnutzung der Resonanzüberhöhung ist jedoch nur soweit möglich, bis die Bandbreite der Koppelspule gleich der für die Nachrichtenübertragung benötigten Bandbreite ist. Bei kurzen Leiterschleifen mit geringer Dämpfung (Länge $\ell < \lambda/4$), kann auch die Eingangsimpedanz der Doppelleitung auf Resonanz abgestimmt werden. Wenn man also überhaupt bei der induktiven Kopplung von Koppeldämpfung spricht, sollte stets noch die zugehörige Übertragungsbandbreite mitgenannt werden.

In Bild 3.4a sind die Zusammenhänge formelmäßig dargestellt und zwar für den Fall, daß die Koppelspule empfängt und die Leitung sendet. Außerdem wurde als Ersatzschaltbild für den Empfängereingang eine Serienschaltung von R und C angenommen.



R_v : Verlustwiderstand der Spule

R_E : Eingangswiderstand des Empfängers

$R_E \approx R_v = R$ für Anpassung und Rauschminimum

induzierte Spannung : $\underline{U}_i = j\omega M_{12}\underline{I}_1$ (3.6)

Senderleistung : $P_1 = \hat{I}_1^2 \cdot Z_L/2$ (3.7)

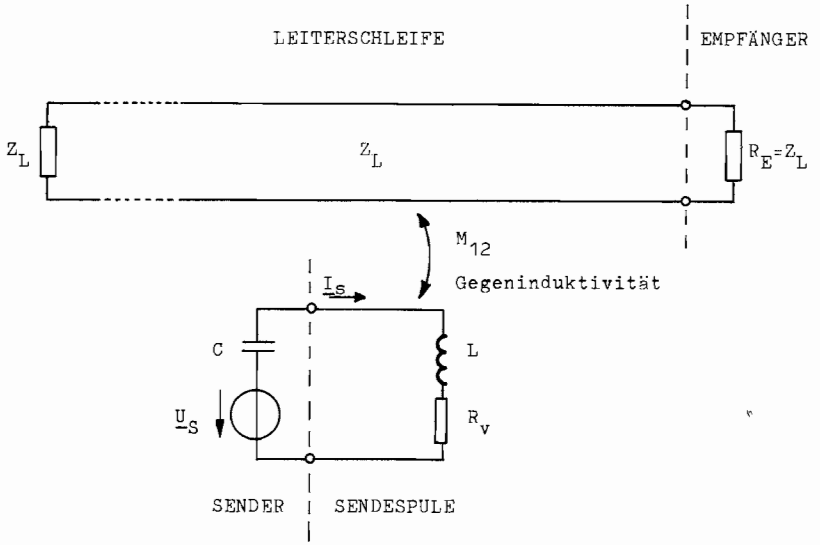
Güte des Empfangskreises : $Q = \omega L/(R_E+R_v)$ bzw. $Q = f/\Delta f \Rightarrow R = \pi \cdot L \cdot \Delta f$ (3.8)

Empfangsleistung : $P_E = \frac{1}{8}\frac{\hat{U}_i^2}{R_E} = \frac{\omega^2 M_{12}^2 \hat{I}_1^2}{8R} = Q \cdot \frac{\omega^2 M^2 I^2}{4L} = \hat{I}_1^2 \frac{f^2}{\Delta f} \cdot \frac{M_{12}^2 \pi}{2L}$ (3.9)

Koppeldämpfung : $a_k = 10 \log (P_E/P_1) = 10 \log \left(\frac{f^2}{\Delta f} \cdot \frac{M_{12}^2 \pi}{L \cdot Z_L}\right)$ (3.10)

Bild 3.4a : Ersatzschaltbilder, Formeln und Bezeichnungen zur induktiven Kopplung (Leitung als Sender)

Für die Empfängerdarstellung durch das Parallelersatzschaltbild und für die Umkehr der Übertragungsrichtung (Bild 3.4b) ergeben sich die gleichen Abhängigkeiten :



Senderleistung: $P_S = \hat{I}_s^2 R_v / 2$ (3.11)

Güte des Senderkreises: $Q = \omega L / R_v \Longrightarrow R_v = 2\pi L \cdot \Delta f$ (3.12)

$Q = f / \Delta f$

induzierte Spannung: $\underline{U}_i = j\omega M_{12} \underline{I}_s$ (3.13)

Empfängerleistung: $P_E = \hat{U}_i^2 / (2Z_L)$

$P_E = \omega^2 \cdot M_{12}^2 \cdot \hat{I}_s^2 / (2 \cdot Z_L)$ (3.14)

Koppeldämpfung: $a_k = 10 \log (P_E / P_s)$

$a_k = 10 \log (f^2 \cdot M_{12}^2 \cdot \pi / (\Delta f \cdot Z_L \cdot L))$ (3.15)

Bild 3.4b: Ersatzschaltbilder, Formeln und Bezeichnungen zur induktiven Kopplung (Koppelspule als Sender)

Die übertragene Leistung nimmt quadratisch mit der Frequenz zu und ist umgekehrt proportional zur Übertragungsbandbreite Δf. Für kurze Strecken, bei denen die mit der Frequenz ansteigende Längsdämpfung noch keinen wesentlichen Anteil an der Gesamtdämpfung hat, ergibt die mit $1/f^2$ sinkende Koppeldämpfung eine Verbesserung der Übertragungsverhältnisse mit wachsender Frequenz. Für reale Anordnungen wird ein Koppeldämpfungsminimum bei etwa 1 bis 2 MHz erreicht, darüber hinaus werden die Verluste in der Ferritantenne zu groß (im Ersatzschaltbild in R enthalten). Bei etwa 3 bis 5 MHz endet der Einsatzbereich herkömmlicher Ferritantennen /3.16/ und auch Luftspulen lassen sich dort nicht mehr sinnvoll einsetzen, da mit wenigen Windungen bereits die Eigenresonanz erreicht ist und da sie außerdem durch Umgebungseinflüsse zu leicht kapazitiv verstimmt werden.

3.2.4. Störungen

Da das industriell erzeugte Störspektrum (Phasenanschnittsteuerung, Maschinen, Wechselrichter, Schienenfahrzeuge, Magnetsteller, Koronastörungen etc.) im Mittel bis zu Frequenzen von einigen MHz konstant ist und erst dann mit wachsender Frequenz abfällt /3.20/, sind Fremdstörungen ein wesentlicher Gesichtspunkt bei der Konzeption von induktiven Verbindungen. Im Gegensatz zu höherfrequenten Funkverbindungen, bei denen die Schwelle durch das Empfängerrauschen gegeben ist, sind induktive Nachrichtenverbindungen zu Doppelleitungen im allgemeinen erst funktionsfähig, wenn die Eingangssignale 20 bis 30 dB über dem Empfängerrauschen liegen.

Die Koppelspule wird nur durch Fremdstörer beeinflußt, die in ihrer unmittelbaren Nähe magnetische Felder erzeugen und stört selber andere auch nur, sofern sie unmittelbar benachbart sind, da ihre Feldstärke wie beim Punktdipol mit $1/r^3$ abnimmt (18 dB bei Verdopplung des Abstandes).

Das Feld der Doppelleitung nimmt in der Querschnittsebene mit $1/r^2$ ab (12 dB bei Abstandsverdopplung) und gehört damit zu den elektromagnetischen Feldern offener Wellenleiter mit der größten Querausdehnung.

Die räumlich ausgedehnte Leiterschleife nimmt alle Störsignale auf, die entlang der Trasse entstehen. Ein Verdrillen der Leitung bringt prinzipiell keine Verbesserung, da die Koppeldämpfung zum Nutzsignal dadurch ebenfalls größer wird und der Störabstand somit konstant bleibt. Dagegen sind zur Verringerung von Störungen durch das Magnetfeld eines parallellaufenden Fahrdrahtes gleichabständige Leiterkreuzungen wie bei der Linienzugbeeinflussung zweckmäßig. Jeder Kreuzungspunkt erzeugt jedoch eine Nullstelle des magnetischen Feldes. Dort ist zu einem stehenden Zug (mit nur einer Koppelspule) keine Nachrichtenübertragung möglich.

Das regelmäßige Kreuzen der Doppelleitung ist ebenfalls dann vorteilhaft, wenn andere metallische Strukturen, die auch in der Lage sind, eine TEM-Welle zu führen, parallel zur Trasse verlaufen (Schienen, Fahrdraht, Stromschienen, Telefonfreileitung, Abspannseile, Metallwände etc.) Bei zwei parallellaufenden Zweidrahtleitungen treten kapazitive und induktive Verkopplungen auf. Können beide Kopplungsarten gleichzeitig wirksam werden, so hat die Koppeldämpfung bei gleichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten Minima für Koppelstrecken, die ungeradzahlige Vielfache von $\lambda/4$ lang sind (Rückwärtswellen - Richtkoppler). Solche unerwünschten Sekundärkopplungen lassen sich durch Verdrillen einer Leitung oder durch um 90° gegeneinander gedrehte Polarisationsebenen beider Magnetfelder verringern (analog zum Sternvierer). Ist die sekundäre Leitungsstruktur stark verlustbehaftet, so geht der frequenzabhängige Leistungsverlust durch Sekundärkopplung über in eine "frequenzunabhängige" Vergrößerung der Längsdämpfung.

Eine verdrillte Zweidrahtleitung ergibt in Entfernungen, die groß gegen den Leiterabstand sind, eine Feldstärkeabnahme mit $1/r^3$. Sofern sich die Empfangsantenne in diesem Bereich befindet und das erhebliche Anwachsen der Koppeldämpfung zulässig ist, bietet das Verdrillen den Vorteil eines enger begrenzten Feldschlauches, verminderter Sekundärkopplungen und geringerer axialer Pegelschwankungen. Die Feinstruktur des Feldes weist zwar in Längsrichtung pro Schlaglänge zwei Nullstellen auf, der Empfangspegel wird jedoch unabhängig von der Polarisation der Fahrzeugantenne. Inhomogenitäten im Außenfeld, wie z.B. die Erdoberfläche, Wände und Maschendrahtzäune, deren störender Einfluß sich mit der Polarisationsebene des Feldes ändert, werden durch das Verdrillen in ihren Auswirkungen ebenfalls verringert.

3.3. Zusammenfassung und Ausblick

Der Betriebsbereich der symmetrischen Doppelleitung für die trassengebundene Nachrichtenübertragung liegt bei tiefen Frequenzen, und zwar im Bereich bis etwa 5 MHz. Als Koppelanordnung kommen für die mobile Station hauptsächlich Luftspulen und Ferritantennen in Frage. Die Verlegung der Leitungsdrähte ist einfach, die gesamte Anlage ist übersichtlich und läßt sich so auslegen, daß sie für rauhen Betrieb geeignet ist und von Personal ohne Spezialausbildung gewartet werden kann. Die Anlagekosten sind niedrig, verglichen mit anderen Nachrichtenübertragungssystemen. Die Verkopplung findet am besten in Höhe der Leitung zwischen den Leitern statt.

Da keine Fernfeldantennen eingesetzt werden, sondern das Übertragungssystem als Transformator mit loser Kopplung aufgefaßt werden kann, wird die Koppeldämpfung mit wachsender Frequenz und abnehmender Übertragungsbandbreite kleiner.

Das Einsatzgebiet der Doppelleitung ist die schmalbandige Signalübertragung und die Sprachübertragung. Zur Orts- und Geschwindigkeitsbestimmung kann im einfachsten Fall die Richtungsumkehr des Magnetfeldes an äquidistanten Leiterkreuzungen benutzt werden. Die Auswertung einer Phasendifferenzmessung zur Fernsteuerung von Fahrzeugen mit zwei Zweidrahtleitungen wird in /3.23/ beschrieben, eine Methode zur Ortung vorausfahrender Fahrzeuge durch Laufzeitmessung in /3.22/. Beim Cabinentaxi wird von Messerschmitt-Bölkow-Blohm eine Amplitudenmessung ausgewertet /3.24/, um den Abstand zum vorausfahrenden Fahrzeug festzustellen.

Sofern die zu übertragende Informationsmenge die Anwendung eines Systems mit Doppelleitung zuläßt, kann man zwei Anwendungsfälle unterscheiden, für die die Doppelleitung besonders gut geeignet ist: einmal die Versorgung relativ breiter Trassen (Fabrikhallen, Gänge, Flure, Fahrbahnen, Rollbahnen etc.), bei denen die variable Leitungsgeometrie ausgenutzt wird, um das gesamte Versorgungsgebiet zu um-

fassen; hierfür sind viele Einsatzbeispiele bekannt geworden. Zum anderen die Versorgung relativ gut spurgeführter Fahrzeuge. Hier läßt sich eine Optimierung der Doppelleitung in folgender Form durchführen:

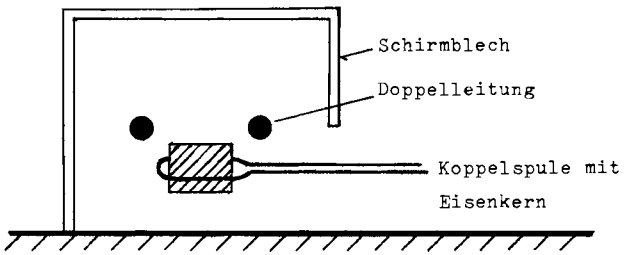
a) Der Leiterabstand und der Abstand Leitung - Koppelspule wird so klein wie möglich gemacht, und zwar gleich der Schwankungsbreite des Fahrzeugs. Dadurch wird die Ausdehnung des Leitungsfeldes verringert und die Störungen durch Fremdfelder nehmen ab.

b) Die Leitung wird vor Umwelteinflüssen durch ein Abdeckblech geschützt (Bild 3.5a). Das Blech dient gleichzeitig als elektrische Abschirmung.

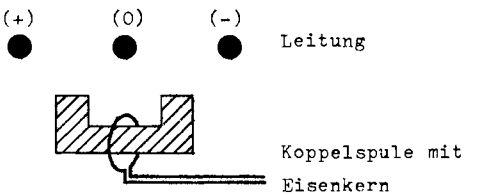
c) Anstelle der Doppelleitung wird ein symmetrisches Drei-Leiter-System benutzt (Bild 3.5b). Magnetische Störfelder sind gleichphasig, magnetische Nutzfelder gegenphasig in beiden Leiterschleifen. Dadurch wird eine Trennung zwischen Nutz- und Störsignalen möglich.

Mit Ausnahme des Abstandsmeßsystems beim Cabinentaxi /3.24/, bei dem ein abgeschirmtes Dreileitersystem benutzt wird, sind Einsatzbeispiele für die Nachrichtenübertragung noch nicht bekannt geworden. Mit einer Anordnung entsprechend Bild 3.5c lassen sich bei Fahrzeugschwankungen von wenigen Zentimetern horizontal und vertikal Koppeldämpfungen kleiner 20 dB in einem Frequenzband von 1 MHz bis 5 MHz erreichen.

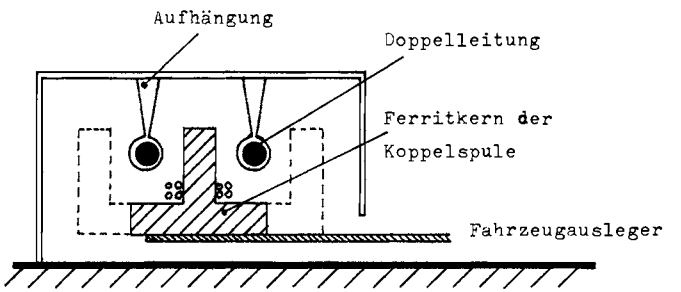
Eine Anordnung ähnlich der in Bild 3.5a wird bei der H-Bahn von Siemens angewendet /3.26/. Die Nahverkehrskabinen der H-Bahn hängen in einem geschlitzten Kastenträger (1,1 m x 0,8 m), der einen von der Umgebung abgeschirmten Bereich liefert, in dem außer den Schienen auch die Stromversorgung und eine Zweidrahtleitung für 16 bit Daten und Wechselsprechen bei 100 kHz untergebracht sind.



a) Prinzipdarstellung: Abschirmblech; minimale Abstände



b) Prinzipdarstellung: Dreileitersystem; minimale Abstände



c) Prinzipdarstellung: abgeschirmte Doppelleitung mit ständig eintauchendem Ferritkern (Querschnitt T-förmig oder E-förmig)

Bild 3.5: Optimierungsmöglichkeiten bei spurgeführten Fahrzeugen

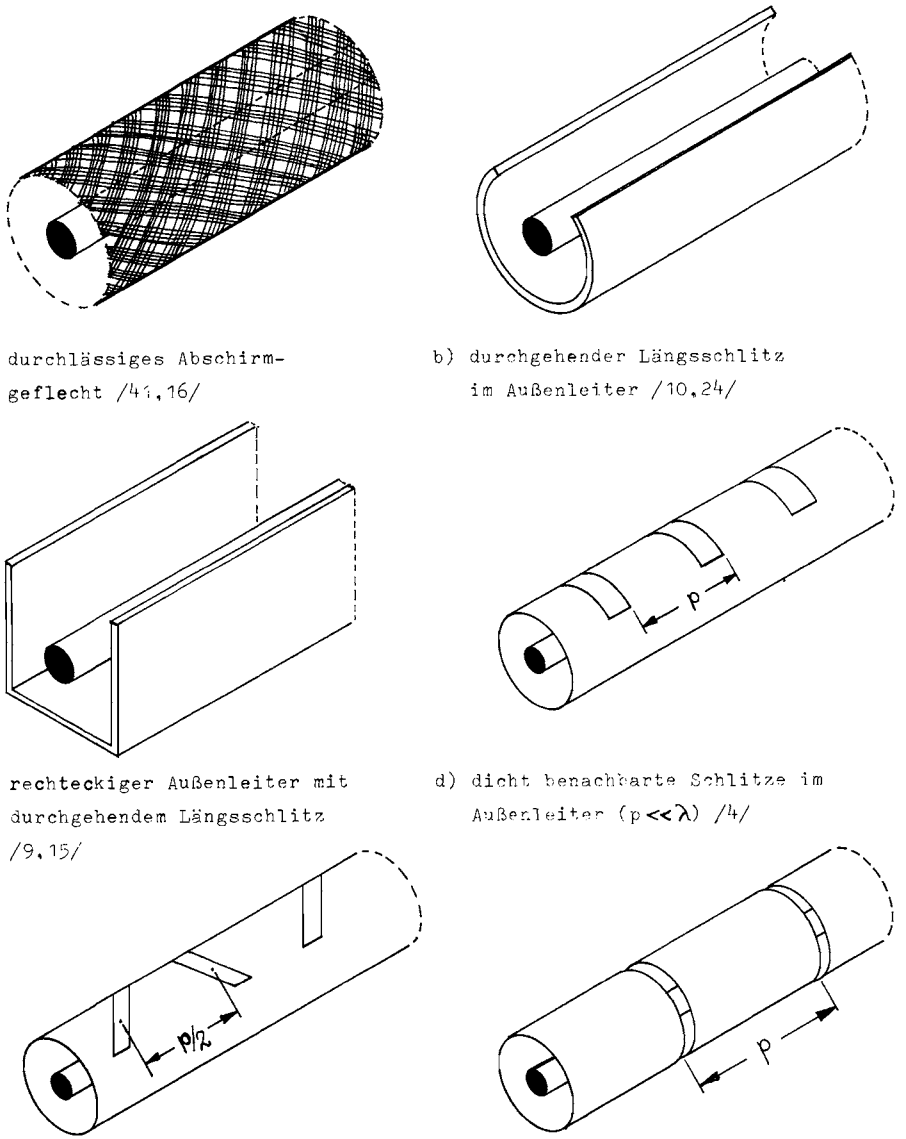
4. Geschlitzte Koaxialkabel

4.1. Einführung

Ein wesentlicher Nachteil der symmetrischen Doppelleitung ist, daß der die Leitung umgebende Raum sowohl zum Energietransport längs der Leitung als auch zur Ankopplung an einen mobilen Empfänger benutzt wird. Starke Beeinflußbarkeit durch die Umwelt ist die Folge. Im vorhergehenden Kapitel ist zur Verminderung dieses Nachteils die teilweise Abschirmung der Doppelleitung angeführt worden. Dadurch ergibt sich eine Trennung zwischen dem inneren Feldbereich, der dem Energietransport dient, und dem äußeren Feldbereich, der für die Nachrichtenübertragung zu Fahrzeugen genutzt werden kann. Die konsequente Weiterentwicklung dieses Prinzips führt dazu, den Schirm als Rückleiter zu benutzen, da die dann im Innenraum laufende koaxiale TEM-Welle bei höheren Frequenzen besser geführt wird und geringere Dämpfung hat.

Bild 4.1 gibt eine Übersicht über verschiedene Bauformen von geschlitzten Koaxialkabeln, die in den vergangenen Jahren vorgeschlagen wurden. Die Artenvielfalt reicht sehr weit, von normal aufgebauten Koaxialkabeln mit lose geflochtener Abschirmung (1a), über längsgeschlitzte Kabel (1b) (Siemens-Patent von 1955) und Koaxialkabel mit Schlitzen (1d,e), bis hin zu solchen mit Unterbrechungen im Außenleiter, die praktisch einer Kette von Einzelantennen entsprechen (1f).

Allen Typen gemeinsam ist zunächst, daß der im Kabel laufende Wellentyp und damit die Längsdämpfung entlang der Leitung, vergleichbar sind mit einem geschlossenen Koaxialkabel. Deshalb zeigt Bild 4.2 die rechnerische Leitungsdämpfung im geschlossenen Koaxialkabel als Funktion des Kabeldurchmessers D und Bild 4.3 die Leitungsdämpfung als Funktion der Frequenz. Zum Vergleich ist in Bild 4.3 für 2 Kabeltypen die reale Längsdämpfung strichpunktiert eingetragen, wobei die proportional zur Frequenz wachsenden dielektrischen Verluste einen deutlich sichtbaren, stärkeren Anstieg mit der Frequenz bewirken. In den gestrichelten Kurventeilen ist der betreffende Kabeltyp praktisch nicht mehr brauchbar, da höhere Wellentypen auf dem



a) durchlässiges Abschirmgeflecht /41,16/

b) durchgehender Längsschlitz im Außenleiter /10,24/

c) rechteckiger Außenleiter mit durchgehendem Längsschlitz /9,15/

d) dicht benachbarte Schlitze im Außenleiter ($p \ll \lambda$) /4/

e) abstrahlende Schlitze im Außenleiter ($p \approx \lambda/2$) /8,11,12,27/

f) abstrahlende Unterbrechungen im Außenleiter ($p \gg \lambda$) /20/

Bild 4.1: Bauformen von Koaxial-Leitungen mit äußerem Feld

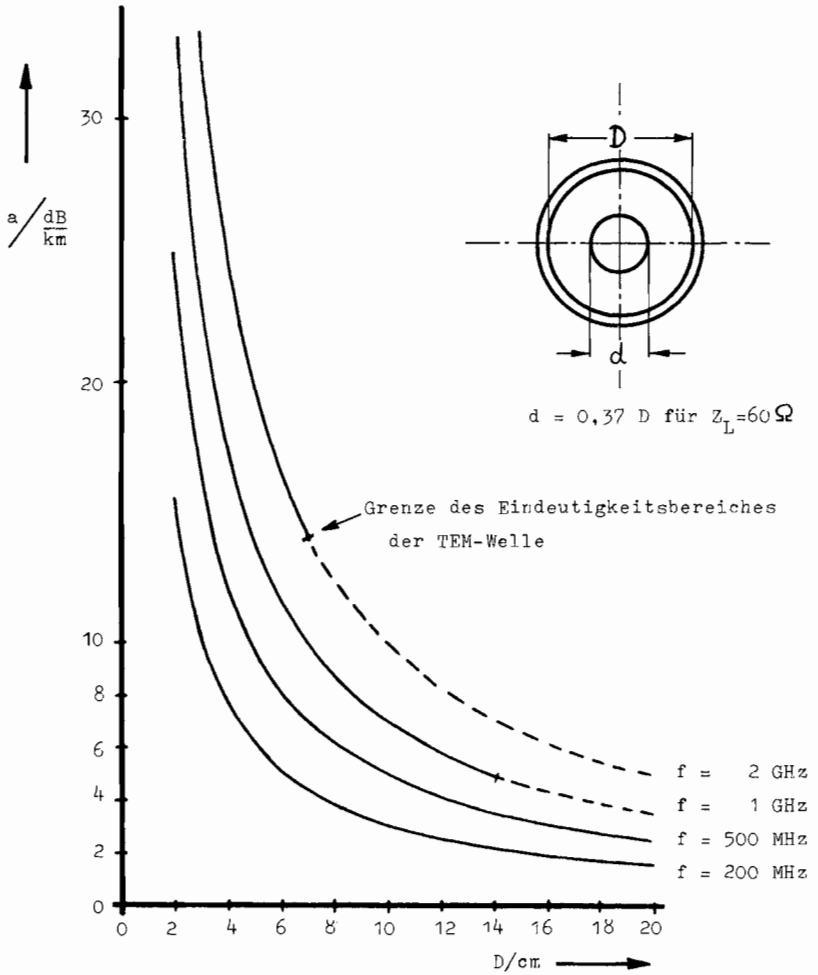


Bild 4.2: Dämpfung durch Kupferverluste beim 60-Ω-Koaxialkabel mit TEM-Welle (luftgefüllt)
(für Aluminium: $a_{Al} = 1{,}33\ a_{Cu}$)

Leitungsdämpfung: $$a = 8{,}686 \left[\frac{1}{2\pi Z_L} \left(\frac{R_{Fi}}{d} + \frac{R_{Fa}}{D} \right) \right] [\mathrm{dB/m}] \qquad (4.1)$$

Flächenwiderstand: $$R_F = \sqrt{\pi \mu f / \sigma} \quad [\Omega] \qquad (4.2)$$

Leitungswellenwiderstand: $$Z_L = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} \cdot \ln \frac{D}{d} / (2\pi \sqrt{\varepsilon_r}) \quad [\Omega] \qquad (4.3)$$

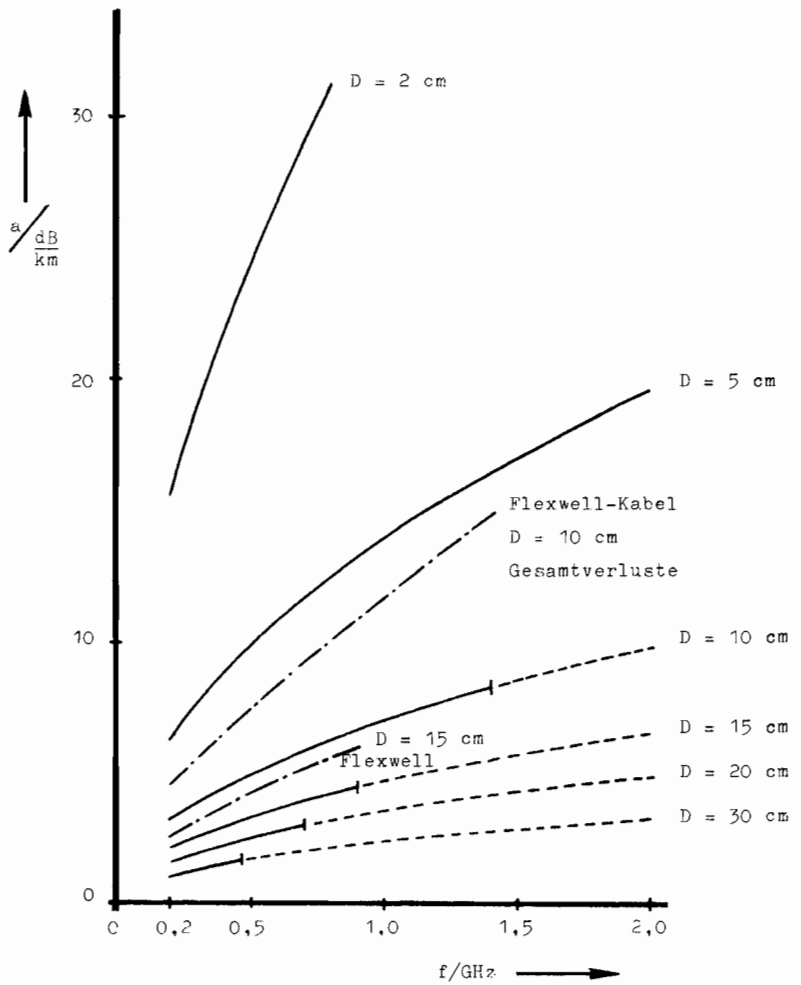


Bild 4.3: Dämpfung durch Kupferverluste beim 60-Ω-Koaxialkabel (luftgefüllt) mit TEM-Welle
(für Aluminium: $a_{Al} = 1{,}33\ a_{Cu}$)

Kabel auftreten können. Man erkennt, daß koaxiale Kabel ihren Anwendungsbereich im wesentlichen im MHz-Bereich haben. Bei Frequenzen oberhalb von 1 bis 2 GHz haben Kabel mit kleinem Durchmesser zu hohe Verluste (für den Einsatz auf Langstrecken) und bei größeren Kabeldurchmessern ist der Wellentyp nicht mehr eindeutig.

Nachrichtenübertragungssysteme mit geschlitzten Koaxialkabeln kannn man in drei Gruppen einteilen:

I Systeme mit nicht-abstrahlendem Koaxialkabel und handelsüblichen UKW-Antennen als Fahrzeugantennen in 1 bis 2 m Entfernung

II Systeme mit nicht-abstrahlendem Koaxialkabel und Spezialantennen in geringem Abstand vom Kabel

III Systeme mit radial Energie abstrahlendem Koaxialkabel (Leckkabel)

Im folgenden werden zunächst Systeme nach (I) mit Kabeln entsprechend Bild 4.1 b, c und d betrachtet. Derartige Kabel gehören zum Standard-Fertigungsprogramm aller großen Kabelhersteller (z.B. Kabelmetal, Siemens, AEG).

4.2. Geschlitztes Koaxialkabel mit TEM-Welle

Das statische Feld des Koaxialkabels mit durchgehendem Längsschlitz ist relativ häufig berechnet worden. Bevor dieser Kabeltyp für die trassengebundene Informationsübertragung eingesetzt wurde, war das einseitig geschlitzte Koaxialkabel als Schlitzmeßleitung von Interesse /4.1/ und das beidseitig, symmetrisch geschlitzte Koaxialkabel als Wellentypwandler (Koaxialwelle in Zweidrahtwelle bzw. Koaxialwelle in Dipolwelle) bei der Speisung von Dipolantennen /4.2, 4.3, 4.5, 4.13, 4.41/.

In /4.1/ wird der Wellenwiderstand einer Trogleitung nach Bild 4.1c mit einem Variationsverfahren berechnet. Der Kapazitätsbelag einer Doppelschlitzleitung wird in /4.3/ für schmale Schlitze mit der konformen Abbildung ermittelt, in /4.2/ mit einem Variationsverfahren und in /4.5/ für beliebige Wandstärken und Winkel nach der Teilflächenmethode. Die Ergebnisse für die Doppelschlitzleitung lassen sich - zumindest näherungsweise - auch auf die einseitig geschlitzte Leitung übertragen. Ein Verfahren zur Messung des Feldbildes im Innenraum und im Außenraum durch eine Kombination des elektrolytischen Trogs mit einer konform abbildenden Mechanik wird in /4.13/ beschrieben. Arbeiten neueren Datums sind /4.38/ (Entwicklung nach Eigenfunktionen) und /4.39/ (konforme Abbildung). Weitere Arbeiten aus den USA und aus Japan sind in /4.40/ angegeben. Anmerkenswert ist dabei, daß vielen englischsprachigen Autoren offenbar die Ergebnisse der zum Teil schon älteren deutschsprachigen Veröffentlichungen unbekannt sind.

Die Feldverteilung und der Kapazitätsbelag eines geschlitzten Koaxialkabels mit vernachlässigbarer Wandstärke des Außenleiters und linienförmigem Innenleiter werden in dem 1957 erschienenen Buch "Elektrische und magnetische Potentialfelder" von Buchholz /4.37/ mit der konformen Abbildung berechnet. Da die so gewonnenen Ergebnisse sich mit ausreichender Genauigkeit zur Berechnung realer geschlitzter Koaxialkabel verwenden lassen, werden sie hier noch einmal aufgeführt. Mit den Bezeichnungen von Bild 4.4 ergibt sich für die Kapazität pro Längeneinheit

$$C' = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d\cdot\cos\psi/4}\right)} \qquad (4.4)$$

Der Leitungswellenwiderstand und der Induktivitätsbelag lassen sich über

$$Z_L = \frac{1}{c_o \cdot C'} \quad \text{und} \quad L'C' = \mu_o \varepsilon_o \tag{4.5}$$

daraus ermitteln.

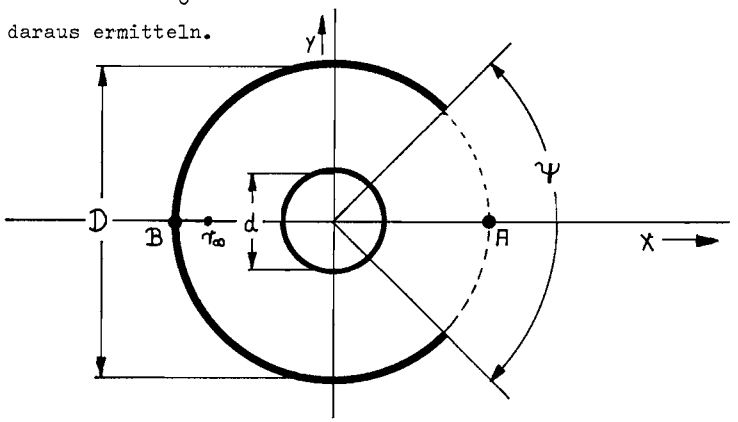


Bild 4.4: Bezeichnungen und Koordinatensystem

Da beim geschlitzten Kabel ein Stück des Außenleiters fehlt, ist der Kapazitätsbelag kleiner und entsprechend der Wellenwiderstand größer als beim geschlossenen Koaxialkabel ($\Psi = 0$).

$$Z_L = Z_{Lo} + \Delta Z_L \quad \text{mit} \quad \Delta Z_L = \frac{Z_o}{2\pi} \ln\left(1/\cos\frac{\Psi}{4}\right) \tag{4.6}$$

In Bild 4.5 ist der Verlauf der elektrischen und magnetischen Feldlinien beim geschlitzten Koaxialkabel skizziert. Ein Teil der magnetischen Feldlinien umschließt den Innenleiter und ein Teil den Außenleiter. Die Feldlinie, die beide Bereiche trennt und durch den Punkt ∞ geht (dies entspricht der Symmetrieebene bei der symmetrischen Doppelleitung) tritt bei

$$r_\infty = D\,(1 + \cos^2(\Psi/4))/4 \tag{4.7}$$

durch die negative x-Achse. Die magnetische Feldstärke entlang der x-Achse ist:

$$H_\varphi(x) = \frac{I}{2\pi x} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \frac{1 - \frac{x}{D/2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{x}{D/2}\right)^2 - 2\,\frac{x}{D/2}\cos(\Psi/2)}}\right] \tag{4.8}$$

für positives x

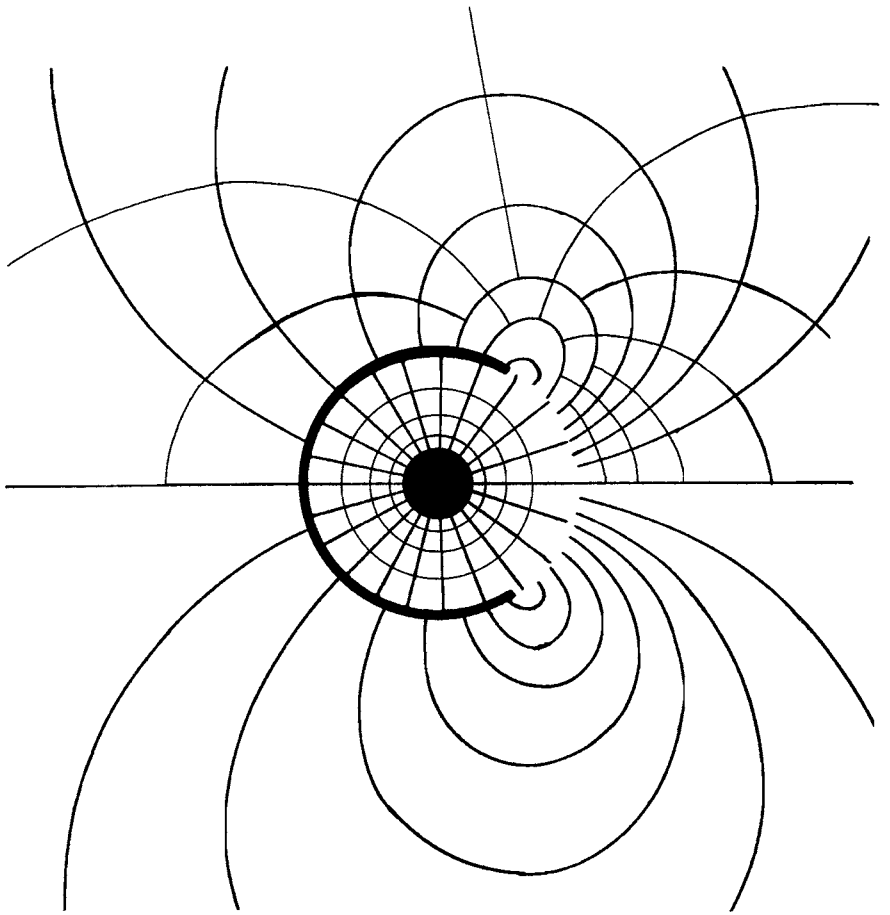


Bild 4.5: Elektrische und magnetische Feldlinien des statischen Feldes beim längsgeschlitzten Koaxialkabel mit Dielektrikum

Für $x \leq -D/2$ gilt:

$$H_\varphi(x) = \frac{I}{2\pi x} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \frac{1 - \frac{x}{D/2}}{\sqrt{1 + (\frac{x}{D/2})^2 - 2\,\frac{x}{D/2}\cos(\Psi/2)}} \right] \qquad (4.9)$$

In Schlitzmitte, für $x = D/2$ (Punkt A in Bild 4.4), ist

$$H_A = H_\varphi(x = D/2) = \frac{I}{2\pi D/2} \cdot \frac{1}{2} \qquad (4.10)$$

unabhängig vom Öffnungswinkel Ψ und gerade halb so groß wie das Magnetfeld des geschlossenen Koaxialkabels an dieser Stelle. Im Punkt B, auf der "Rückseite" des Kabels, wird das Magnetfeld zu:

$$H_\varphi(x = -D/2) = \frac{I}{2\pi D/2} \cdot \frac{1 - \cos(\Psi/4)}{2\cos(\Psi/4)} = H_A\left(1 - \frac{1}{\cos(\Psi/4)}\right) \qquad (4.11)$$

Für Entfernungen, die groß sind gegen die Querschnittsabmessungen ergibt sich auf beiden Seiten der x-Achse als Näherung für das "Fernfeld" eine Abnahme mit $1/x^2$ wie bei einem Liniendipol.

$$H_\varphi(|x| \gg D/2) = \frac{I}{2\pi D/2} \cdot \left(\frac{D/2}{x}\right)^2 \cdot \sin^2(\Psi/4) \qquad (4.12)$$

<u>Zahlenbeispiel:</u>

Die Brauchbarkeit der oben angegebenen Formeln wird am Beispiel eines handelsüblichen Schlitzkabels gezeigt /4.34/:

Durchmesser des Innenleiters: 7 mm
Innen-Durchmesser des Außenleiters: 17,3 mm
Dielektrizitätszahl: $\varepsilon_r = 1{,}6$
Öffnungswinkel des Schlitzes: $\Psi = 120^\circ$

Mit diesen Angaben erhält man:

Wellenwiderstand ohne Schlitz: 43 Ohm
Wellenwiderstandsänderung durch den Schlitz: + 7,2 Ohm
Feldstärke im Punkt B, bezogen auf 1 A/m in A: 0,15 A/m
Feldstärke in 1 m (2 m) Abstand
auf der Vorderseite: 37,8 (9,4) μA/m
auf der Rückseite: 37,0 (9.3) μA/m
Koppeldämpfung zu einem $\lambda/2$-Dipol
in 1 m Entfernung bei 100 MHz: $a_k \approx 72$ dB

Aus der Rechnung geht hervor, daß auf der Rückseite des Koaxialkabels noch eine relativ große Feldstärke auftritt ($H_B = 0{,}15\ H_A$). Damit wird die Leitungsdämpfung von der Verlegungsart und von den Eigenschaften des Untergrundes abhängig /4.22, 4.24/. Ein direkt auf nassem Beton liegendes Kabel, dessen Schlitz abwechselnd nach oben und nach unten zeigt, hat etwa eine doppelt so große Leitungsdämpfung wie ein frei aufgehängtes Kabel. In der Praxis werden deshalb etwa 8 cm hohe Abstandhalter alle 70 cm zur Kabelbefestigung eingesetzt. Nach Gleichung (4.9) ist das Magnetfeld auf der Rückseite in 8 cm Entfernung um

$$20 \log \left[H(x = -8\text{ cm})/H_A \right] = -46\text{ dB (für D=17,3mm und } \Psi = 120^\circ)$$

gedämpft. Damit ist die Entkopplung der Leitungswelle vom Untergrund ausreichend gewährleistet und die Leitungsdämpfung kann mit der Formel für geschlossene Koaxialkabel abgeschätzt werden (Bild 4.2, 4.3). Eine nennenswerte Zusatzdämpfung durch Abstrahlung tritt nicht auf.

Obwohl die Kabel als abstrahlende Hochfrequenzleitung (AHF-Leitung) bezeichnet werden, lassen sie das Feld der TEM-Welle lediglich in die Umgebung austreten, ohne daß dabei eine mit Abstrahlung verbundene Wellentypwandlung auftritt. Zusätzliche Verluste treten nur durch Verschmutzung, Vereisung, Wasseraufnahme des Dielektrikums und ähnliche umweltbedingte Einflüsse auf; sie sind jedoch von untergeordneter Bedeutung, verglichen mit der hohen Grunddämpfung des Koaxialkabels. Mit größer werdendem Öffnungswinkel Ψ nimmt die Leitungsdämpfung zu, da die Leiteroberfläche des Außenleiters kleiner wird, und die Koppeldämpfung zu einer Fahrzeugantenne nimmt ab, da die Abschirmung des Innenfeldes immer geringer wird. Die Übertragungsdämpfung als Summe beider Anteile hat ein flaches Minimum bei $\Psi \approx 110^\circ$ (60° bis 140°) /4.10/.

4.3. Das äußere Feld des geschlitzten Koaxialkabels

Betrachtet man ein Übertragungssystem für z.B. 100 MHz, bestehend aus einem 1 km langen, geschlitzten Koaxialkabel und einer Stab- oder Schleifenantenne in 1 bis 2 Metern radialer Entfernung vom Kabel, so wird die Übertragungsdämpfung zwischen Leitungsanfang und Antenne (und ebenso in umgekehrter Richtung) von einer Vielzahl von Größen beeinflußt, da sich das Empfangssignal am jeweiligen Ort aus vielen Teilsignalen zusammensetzt, die sich auf unterschiedlichen Wegen und mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ausgebreitet haben. Obwohl schwierig anschaulich vorstellbar, ist die Dämpfung in der einen Übertragungsrichtung (Bodenstation ⟶ Fahrzeug) gleich der in der anderen Richtung, da es sich um ein reziprokes System handelt.

a) Zunächst besteht das Außenfeld aus dem austretenden Feld der TEM-Welle, das in der angegebenen Entfernung dem Feld einer symmetrischen Doppelleitung gleicht. Das TEM-Feld hat ein Kreisdiagramm bei in Umfangsrichtung wechselnder Polarisation; Inhomogenitäten entlang des Kabels sowie elektrisch oder magnetisch leitende Teile beeinflussen die Intensität des Außenfeldes.

b) Am Anfang und am Ende des Schlitzkabels sowie an Inhomogenitäten entlang des Kabels werden abstrahlende Raumwellen angeregt. Das Raumwellenfeld ist sehr inhomogen und hat viele Nullstellen durch Interferenzen.

c) Im Außenbereich des Schlitzkabels gibt es eine Vielzahl von Leitungsstrukturen, auf denen parasitäre Wellen angeregt werden können. So kann z.B. auf dem Außenmantel des Kabels eine Oberflächenwelle laufen, zwischen Außenmantel und Erdboden eine TEM-Welle und auf weiteren parallel laufenden Wellenleitern (Schienen, Fahrdraht, Tragseil, Betonarmierung, Zaun etc.) die jeweils zugehörigen Wellentypen. Das Überkoppeln von Energie aus Leitung I mit Wellentyp I auf Leitung II mit Wellentyp II erfolgt durch Feldstörungen entlang der Leitung. Bei gleichen Wellentypen genügt bereits die Überlappung der Feldbereiche beider Leitungen (induktive und/oder kapazitive Kopplung) (Bild 4.6).

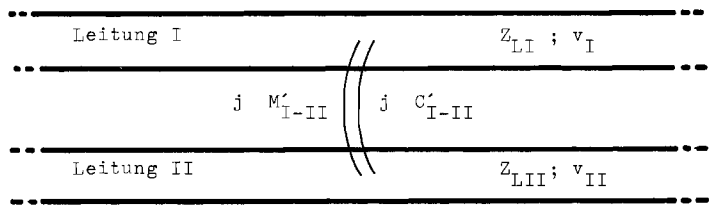


Bild 4.6: Parallel laufende, elektromagnetisch gekoppelte Leitungen; optimaler Energieaustausch bei paralleler Verlegung auf einer Länge von $\lambda/4$, $3\lambda/4$,....

Der Leistungsverlust auf Leitung I durch Leitung II ist abhängig von der Länge ℓ/λ der Koppelstrecke, der Art der Verkopplung, den Daten der Einzelleitungen und den Abschlußwiderständen. Ungünstigstenfalls tritt die gesamte Leistung von System I auf System II über.

Aufgrund der Vielfalt der Möglichkeiten lassen sich keine allgemeingültigen Aussagen über diesen Teil des Außenfeldes machen. Bei sorgfältiger Verlegung des Kabels und richtiger Wahl des Anbringungsortes wird jedoch bei höheren Frequenzen die zylindersymmetrische Oberflächenwelle auf dem Kabelmantel (E_{01}-Welle) dominieren. In /4.27/ sind das Feldbild (Bild 4.7) und die Ausbreitungskonstante näherungsweise berechnet worden.

Die unter a) bis c) aufgeführten Anteile des Außenfeldes eines längsgeschlitzten Koaxialkabels lassen sich theoretisch aus dem Modenspektrum des Schlitzkabels ableiten. Dieses Modenspektrum enthält neben der TEM-Welle ein diskretes Spektrum von Oberflächenwellen und ein kontinuierliches Spektrum von Raumwellen. Hinzu kommen noch die parasitären Wellen auf Nachbarleitungen, die vom jeweiligen konkreten Aufbau abhängen.

Nachdem dargestellt wurde, aus welchen Anteilen sich das äußere Feld

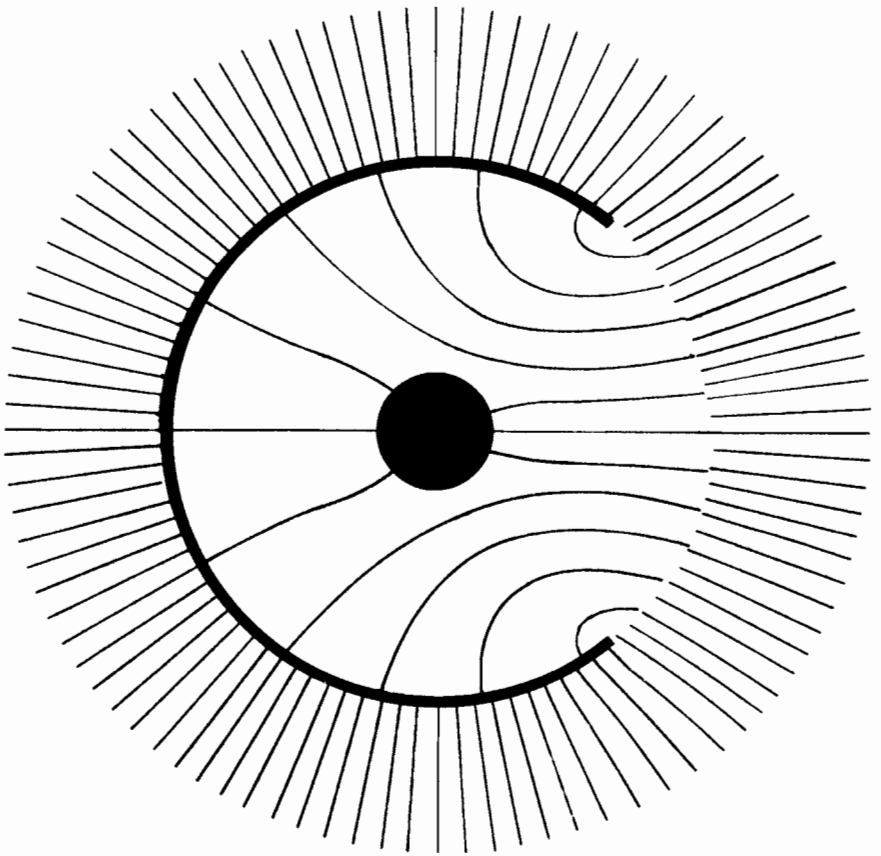


Bild 4.7: Elektrische Feldlinien der Außenwelle beim längsgeschlitzten Koaxialkabel mit Dielektrikum /4.27/

eines geschlitzten Koaxialkabels zusammensetzt, werden die zu erwartenden Amplituden der einzelnen Feldanteile betrachtet.

Nach der Näherungsformel von Buchholz (4.8, 4.12), bei der kein Dielektrikum berücksichtigt wurde, nimmt der Betrag der elektrischen Feldstärke der TEM-Welle in radialen Entfernungen, die groß gegen die Querschnittsabmessungen sind, wie bei einem Liniendipolfeld mit $1/r^2$ ab. Für Kabel mit Dielektrikum im Inneren ergibt sich für diesen Entfernungsbereich /4.27/:

$$E(r) = \frac{E_o}{\sqrt{\alpha_r \cdot r}}\, e^{-\alpha_r r} \qquad (4.13)$$

$$\text{mit} \quad \alpha_r = \sqrt{\beta_z^2 - \beta_o^2} = \omega\sqrt{\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c_o^2}}$$

Wegen $\beta_z \lesssim \beta_o\sqrt{\varepsilon_r}$ gilt näherungsweise $\alpha_{r\ TEM} \approx \beta_o\sqrt{\varepsilon_r - 1}$.

Ein Vergleich mit Gleichung 5.4 macht die Verwandtschaft der TEM-Welle mit den Oberflächenwellen deutlich. Je größer die Dielektrizitätszahl des Kabelinnern ist, desto langsamer läuft die Innenwelle und desto schneller klingt das zu ihr gehörige Außenfeld in radialer Richtung ab.

Der Oberflächenwellenanteil des Außenfeldes gehorcht ebenfalls Gleichung (4.13). Wegen der im allgemeinen dünnen dielektrischen Umhüllung des Koaxialkabels ist die Welle jedoch nur sehr lose gebunden, sie läuft annähernd mit Lichtgeschwindigkeit und klingt in radialer Richtung deshalb wesentlich langsamer ab.

$$\alpha_{rEO1} < \alpha_{rTEM}$$

Der Raumwellenanteil wird am wenigsten von allen gedämpft und nimmt nur mit $1/r$ ab.

Für die Dämpfungskonstanten der einzelnen Anteile des Außenfeldes in axialer Richtung ergeben sich ähnliche Zuordnungen. Ein typischer Wert für die TEM-Welle ist

$$\alpha_{z\ TEM} \approx 30 \text{ dB/km}$$

Für die Oberflächenwelle ergibt sich wegen ihrer losen Bindung ein wesentlich kleinerer Wert

$$\alpha_{z\ EO1} \lesssim 6 \text{ dB/km}$$

und für die Raumwelle bleibt die geringe Amplitudenabnahme mit 1/r auch in z-Richtung erhalten (-6 dB bei Abstandsverdopplung).

Damit existiert in 1 bis 2 m Abstand vom Schlitzkabel kein dominierender Wellentyp, neben dem alle anderen vernachlässigbar wären. Selbst bei idealen Umgebungsbedingungen ist das Summenfeld im Außenraum ein ausgeprägtes Interferenzfeld mit vielen Nullstellen, deren Lage sich mit der Frequenz ändert. Bild 4.8 zeigt den längs eines Schlitzkabels mit einem Dipol gemessenen Empfangspegel für eine feste Frequenz /4.27/. Weitere Meßergebnisse sind z.B. in /4.44/ zu finden.

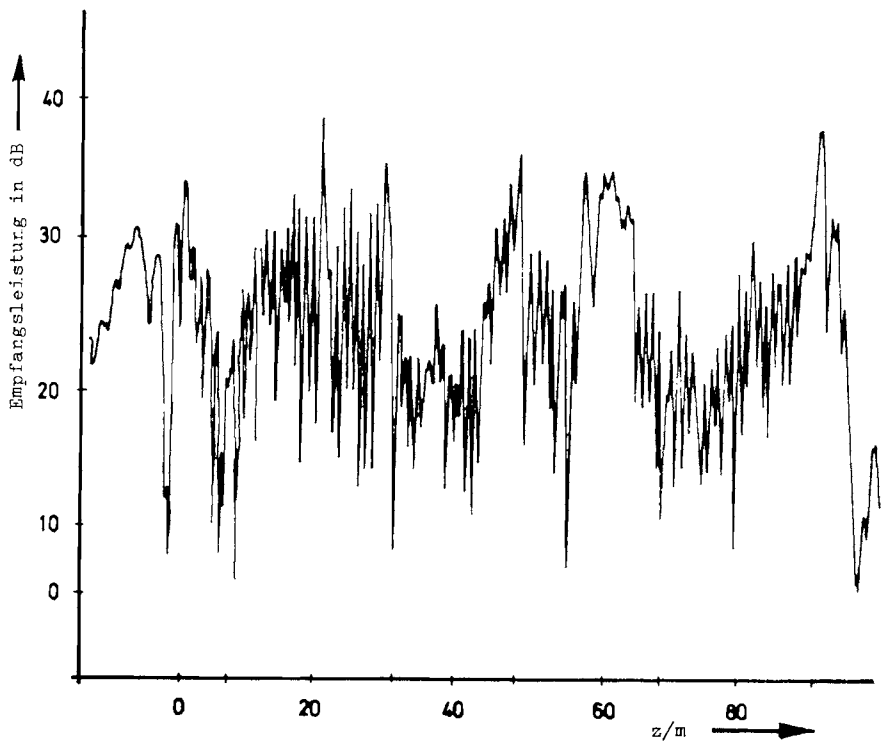


Bild 4.8: Mit einem Dipol längs eines Schlitzkabels gemessene Empfangsleistung (f=const.) /4.27/

Da nicht nur die verschiedenen Wellentypen des Außenfeldes mit ihren unterschiedlichen Wellenlängen an der Entstehung der Interferenzminima beteiligt sind, sondern zu jedem Wellentyp unter realen Bedingungen auch noch reflektierte Wellen gehören, ist der frequenzselektive und ortsselektive Schwund kennzeichnend für diese Art der Übertragung. Zusammenfassend folgt daraus, daß ein Schlitzkabel in Verbindung mit einer Standard-UKW-Antenne am Fahrzeug ein Nachrichtenübertragungssystem ergibt, daß nur für schmalbandige Signale benutzbar ist (z.B. Sprechfunk) und an das nur geringe Anforderungen in bezug auf Übertragungsqualität und Übertragungssicherheit gestellt werden können. Berücksichtigt man außerdem, daß für die Übertragungsrichtung vom Fahrzeug zur Strecke praktisch die gesamte Sendeleistung in die Umgebung abgestrahlt wird und damit Störstrahlung für andere darstellt, so wird verständlich, daß solche Übertragungssysteme bisher nur Anwendung in Tunnels und Bergwerken gefunden haben. Dort entfällt die unkontrollierte Störung anderer Funkdienste und zudem werden die Raumwellen durch die Wände so beeinflußt, daß ihre Dämpfung stärker ansteigt als die Leitungsdämpfung /4.6/.

4.4. Einige typische Anwendungsbeispiele für nichtstrahlende Schlitzkabel in Verbindung mit Standard-Antennen

1.) U-Bahn - München /4.6, 4.10/; FM-Sprechfunk bei 160 MHz; Kabel (AEG) mit D = 19 mm, Leitungsdämpfung 30 dB/km; Versorgungsbereich ± 1,75 km bei 6 W Sendeleistung; max zul. Übertragungsdämpfung 146 dB; Koppeldämpfung nominal 75 dB.

2.) Kohlenbergwerke in England /4.16/; FM-Sprechfunk bei 70-90 MHz; Kabel (BICC) mit offenem Geflecht (67 % Bedeckung) D ≈ 20 mm; Leitungsdämpfung 32 dB/km; Streckenverstärker mit 1 km Abstand; Sendeleistung 50 mW; max. zul. Übertragungsdämpfung 125 dB.

3.) Bahn-Tunnels in Deutschland /4.36/; FM-Sprechfunk (Zugfunk) bei 460 MHz; Kabel (AEG) mit D = 19 mm, Leitungsdämpfung 60 dB/km; Versorgungsbereich ± 700 m; mittlere Koppeldämpfung 80 dB; Sendeleistung 6 W; max. zulässige Übertragungsdämpfung 140 dB.

4.) Tunnelstrecken der Haneda Monorail Line, Japan /4.4/; 375 MHz; Kabel (Hitachi) mit D ≈ 40 mm, 10 mm lange Schlitze mit $\psi = 60^{\circ}$ Öffnungswinkel alle 10 cm (5 cm), Leitungsdämpfung 26 (31) dB/km; mittlere Koppeldämpfung 73 (65) dB bei 60 cm Abstand der Dipolantenne; Eingangsreflexionsfaktor einer 45 m langen Teststrecke 12,5 % = - 18 dB.

5.) U-Bahn-Tunnel in London (Northern-Line) /4.41/; FM-Sprechfunk bei 80 MHz; Kabel (BICC) mit offenem Geflecht, Leitungsdämpfung 32 dB/km; Streckenverstärker in 500 m Abstand; 40 m W Sendeleistung.

Sprechfunksysteme mit nicht-abstrahlenden koaxialen Schlitzkabeln gehören heutzutage zur Standardausrüstung für S-Bahn-Tunnels, U-Bahn-Tunnels; Bundesbahn-Tunnels, Bergwerke und einige größere Gebäude (z.B. Kraftwerke /4.33/. Die benutzten Frequenzen liegen meist bei 70 MHz, 160 MHz und 460 MHz. Zum einen können dann handelsübliche Sende-Empfangs-Schränke und Handsprechfunkgeräte benutzt werden, zum anderen lassen nationale Postbestimmungen und internationale Übereinkünfte die Nutzung anderer Frequenzbereiche nicht zu. (Selbst in Steinkohlenbergwerken, 1000 m unter der Erdoberfläche, sind die zulässigen Frequenzbereiche vorgeschrieben /3.1/.)

4.5. Übertragungssysteme mit nichtstrahlendem Schlitzkabel und eng geführter Nahfeldantenne

Wie das Vorhergehende gezeigt hat, muß das Übertragungssystem Schlitzkabel-Fahrzeugantenne noch modifiziert werden, ehe es zur breitbandigen Nachrichtenübertragung im Freien geeignet ist. Dabei kann man entweder den Weg gehen, daß

a) eine Oberflächenwelle im Außenraum vorherrscht und eine Spezialantenne für diesen Wellentyp benutzt wird oder,

b) das Kabel wird so gebaut, daß es hauptsächlich Raumwellen abstrahlt und diese werden bevorzugt empfangen, oder,

c) alle anderen Wellen werden unterdrückt und die Koppeleinrichtung am Fahrzeug wird für die TEM-Welle optimiert.

Zunächst bietet sich die Verkopplung mit dem Feld der TEM-Welle an. (Punkt b wird im nächsten Kapitel behandelt; Punkt a bei den Oberflächenwellenleitern)

Vorteile des TEM-Wellenfeldes:

1.) Es ist bereits ohne zusätzliche Maßnahmen am Kabelaufbau vorhanden, da im Innenraum die TEM-Welle vorherrscht; die Wellentypwandlung entfällt.

2.) Das Außenfeld der TEM-Welle für sich allein zeigt keine Interferenzen und seine Intensitätsverteilung ist weitgehend frequenzunabhängig.

3.) Laufzeitverzerrungen und Dämpfungsverzerrungen (wichtig bei TV-Übertragungen und vielkanaligen Systemen) sind bei der TEM-Welle relativ klein und auch bei Langstrecken mit herkömmlichen Methoden beherrschbar /4.28, 4.29/.

Maßnahmen zur stärkeren Verkopplung mit dem TEM-Feld:

- Der Abstand zwischen der Antenne und der offenen Seite des Kabels sollte in der Größenordnung des Kabeldurchmessers liegen, da die Intensität des Feldes in radialer Richtung rasch abnimmt.

- Die Antenne sollte als Richtantenne ausgeführt werden und speziell für die Verkopplung mit einer TEM-Welle ausgelegt sein.

- Um parasitäre Wellen zu dämpfen, sollte das Kabel entweder mit viel Freiraum an Stützen aufgehängt oder vor einer schlechtleitenden Metallplatte (Stahlblech) /4.18/ befestigt werden. Wichtig sind klar definierte Verhältnisse entlang der Strecke und definierte Abschlußwiderstände für alle Wellentypen.

- Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der TEM-Welle sollte nahe der Lichtgeschwindigkeit liegen, damit die radiale Abnahme der Feldstärke nicht stärker als mit $1/r^2$ erfolgt.

- Bei völligem Verzicht auf Dielektrikum innen und außen entfallen alle Oberflächenwellen.

In /4.9/ sind die Ergebnisse einer Studie der Wheeler Laboratories, USA, für das Office of High Speed Ground Transportation zusammengestellt. Die wesentlichen Gesichtspunkte und Eigenschaften eines Nachrichtenübertragungssystems mit einem längsgeschlitzten Koaxialkabel mit rechteckigem Außenleiter (15 cm x 15 cm) in Verbindung mit einer Richtantenne in 15 cm Abstand (Bild 4.9) werden umfassend theoretisch und experimentell untersucht. Die Brauchbarkeit des Systems wird durch Fernsehbildübertragungen auf einer 42-m-Teststrecke nachgewiesen.

Die Leitungsdämpfung liegt im betrachteten Frequenzbereich 30 bis 300 MHz zwischen 4 und 9 dB/km (Leitermaterial Al). Die Koppeldämpfung zu einem $\lambda/4$-Rückwärtswellen-Richtkoppler beträgt breitbandig 35 bis 40 dB bei einer Richtdämpfung von etwa 20 dB. Bei vertikalen und horizontalen Fahrzeugschwankungen von $\pm$ 5 cm ändert sich die Koppeldämpfung bis zu 4,5 dB. Entlang der 42-m-Versuchsstrecke wurde eine Welligkeit des Empfangspegels von etwa 1 dB gemessen.

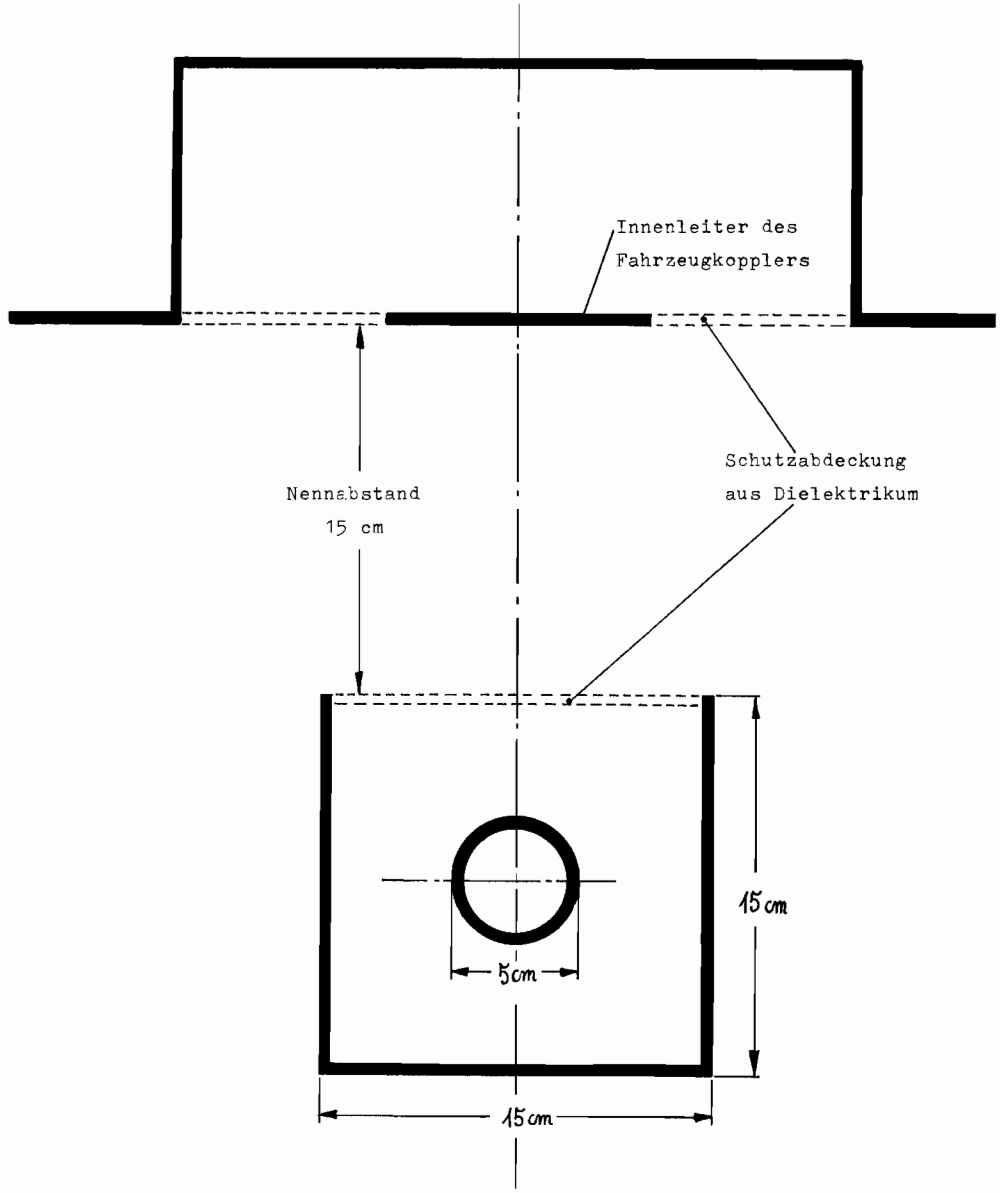


Bild 4.9: Querschnitt durch Leitung und Fahrzeugkoppler der "Wheeler-Line"; Material Al; Halterung des Innenleiters mit äquidistanten Stützscheiben; Frequenzbereich 30-300 MHz

Bei Betrieb des Fahrzeugkopplers als Sendeantenne wurde eine Störstrahlung festgestellt, deren Maximalwert 13 dB unter der eines isotropen Strahlers liegt. Damit gehört dieses Übertragungssystem zum Kreis der Systeme, mit dem bei gezielter Weiterentwicklung die Post- (bzw. FCC-)Bestimmungen im oberirdischen Einsatz erfüllt werden können.

Ein der W-Line vergleichbarer Kabelquerschnitt wird in /4.15/ vorgeschlagen (Bild 4.10). Für beide Leitungsformen sind jedoch bisher noch keine Anwendungen bekannt geworden.

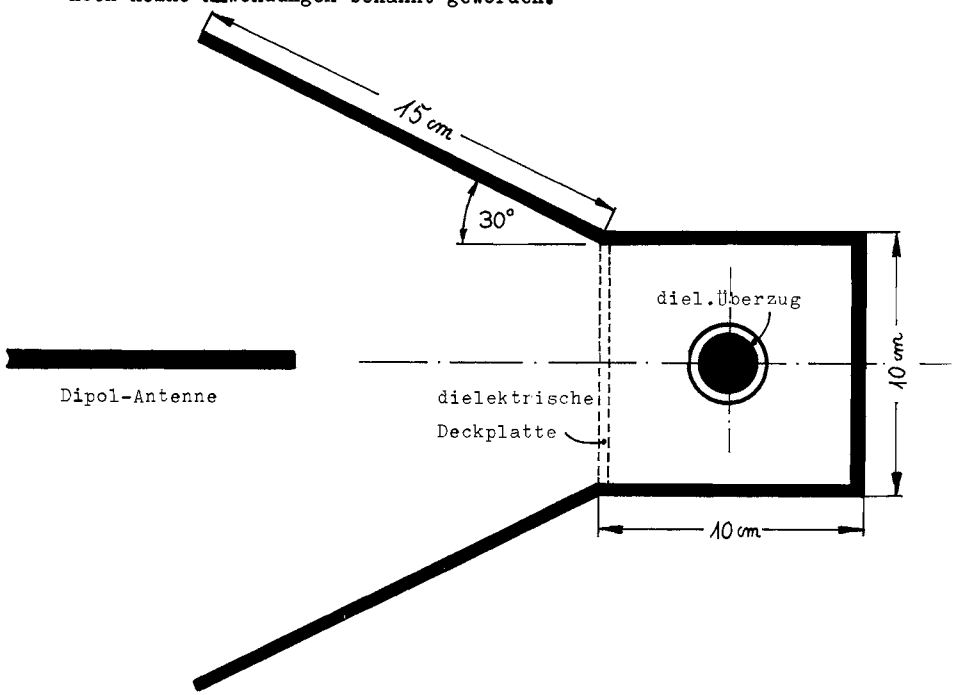


Bild 4.10: Leiterquerschnitt von Hafner; Frequenzbereich 200 MHz

In Deutschland ist das Prinzip der in unmittelbarer Leitungsnähe geführten Nahfeldantenne zur Verkopplung mit dem TEM-Feld bereits mehrfach in der Praxis eingesetzt worden. So z.B. zur Fernsehbildüber-

tragung von mehreren Bahnsteig-Kameras zum Führerstand im Zug /4.14, 4.22, 4.35, 4.44/ und zur Fernsehbildübertragung von einem fahrbaren Schmelzofenkran zum Leitstand /4.14/. Als Kabel wurden die im Kapitel 4.2. und 4.3. erwähnten Standard-Schlitzkabel mit 19 mm Durchmesser eingesetzt /4.34/. Die hohe Leitungsdämpfung aufgrund der kleinen Abmessungen ist dabei ohne Belang, da nur sehr kurze Leitungslängen benötigt wurden. Bild 4.11 zeigt den Aufbau einer von Landstorfer /4.14/ vorgeschlagenen $\lambda/4$-Richtantenne, die in bezug auf minimale Koppeldämpfung, geringe Störstrahlung und geringe Koppeldämpfungsänderung bei Fahrzeugschwankungen optimiert wurde.

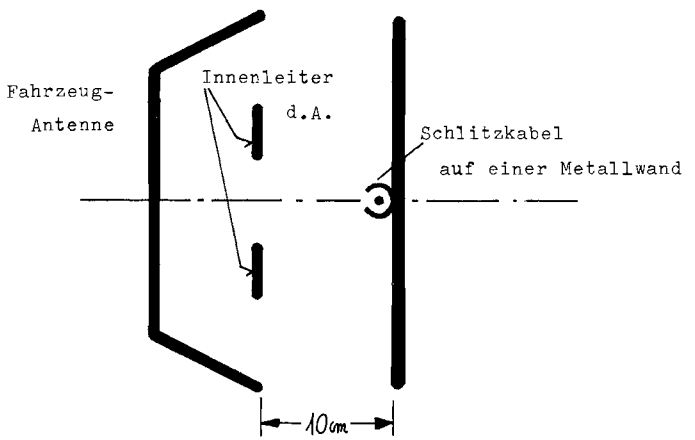


Bild 4.11: Nahfeld-Antenne von Landstorfer; Frequenzbereich 50 MHz

Von den Auswirkungen auf den Bahnbetrieb her ist das Anwendungsbeispiel der Schwebebahn in Wuppertal interessant. Dort sind alle 18 Bahnhöfe mit einer Fernsehüberwachungseinrichtung ausgerüstet /4.35/ worden. (2x12m Kabel pro Bahnhof; 48 MHz und 62 MHz; Nahfeldantenne in 10 bis 15 cm Abstand; allgemeine Betriebsgenehmigung als Funkanlage durch die Deutsche Bundespost erteilt). Durch die Direktüberwachung des Bahnsteigs wurde der Ein-Mann-Fahrbetrieb möglich und 66 Mann Zugbegleitpersonal konnten anderweitig eingesetzt werden.

4.6. Abstrahlende Koaxialkabel (Leckkabel)

4.6.1. Erzeugung einer Leckwelle

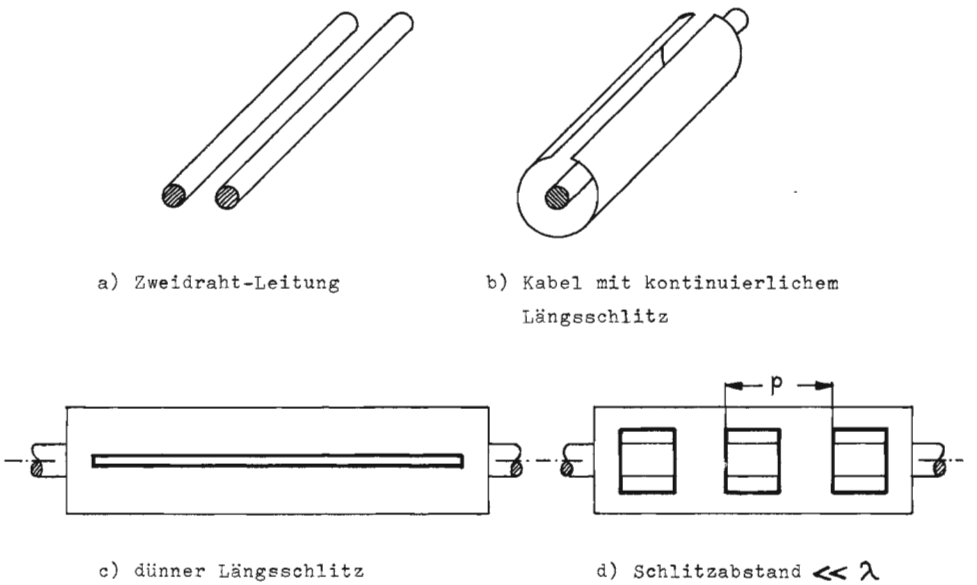
Im Gegensatz zum Rechteckhohlleiter mit kontinuierlichem Längsschlitz, der in Kapitel 4.2. als Beispiel zur Erzeugung von Leckwellen benutzt wurde, ergibt ein durchgehender Längsschlitz im Koaxialkabel mit TEM-Welle keine Abstrahlung. Damit eine Abstrahlung zustande kommt, müssen Schlitzformen gewählt werden (Bild 4.12, 4.13), die in der Schlitzfläche bzw. in Teilen der Schlitzfläche elektrische und magnetische Feldvektoren erzeugen, deren Poyntingvektor eine radiale Komponente aufweist.

Zu dicht benachbarte Kabelöffnungen ($p \ll \lambda$) wirken wie ein kontinuierlicher Längsschlitz. Sie lassen das TEM-Feld in den Außenraum greifen und Oberflächenwellen sind ausbreitungsfähig. Erst dann, wenn benachbarte Schlitze Raumwellen abstrahlen, die mehr als 180° gegeneinander phasenverschoben sind, ergibt die Summe dieser Raumwellen in einiger Entfernung vom Kabel ein Gesamtfeld, das durch Leckwellen beschrieben werden kann.

Wird der Abstand der Strahlungsquellen zu groß ($p \gg \lambda$), oder wird die Dämpfung im Außenraum auf der Weglänge p zu groß, so wird die Beschreibung durch Leckwellen unbrauchbar. Das kontinuierliche Außenfeld geht über in ein Feld von Einzelstrahlern, die durch ein Koaxialkabel gespeist werden (Antennenkette). Solche Systeme werden z.B. in belgischen und französischen Bergwerken für Sprechfunkverbindungen eingesetzt (System INIEX/Delogne /4.20/; Kabel wie in Bild 4.1f).

4.6.2. Strahlende Schlitze

Die Strahlungseigenschaften von Schlitzen sind ausführlich in der Antennen-Literatur (z.B. /2.3; 4.43/) behandelt. Zum Verständnis der Leckkabel reicht folgendes: Da die Kabeldurchmesser wegen des Auftretens höherer Wellentypen nicht beliebig groß gewählt werden können, treten in der Praxis keine so großen Schlitze auf, daß Schlitzresonanzen möglich sind. Die Abstrahlungseigenschaften eines Einzelschlitzes, der klein gegen die Wellenlänge ist, sind damit weitgehend



a) Zweidraht-Leitung

b) Kabel mit kontinuierlichem Längsschlitz

c) dünner Längsschlitz

d) Schlitzabstand $\ll \lambda$

Bild 4.12: Nichtstrahlende Schlitzformen bei TEM-Wellen-Anregung

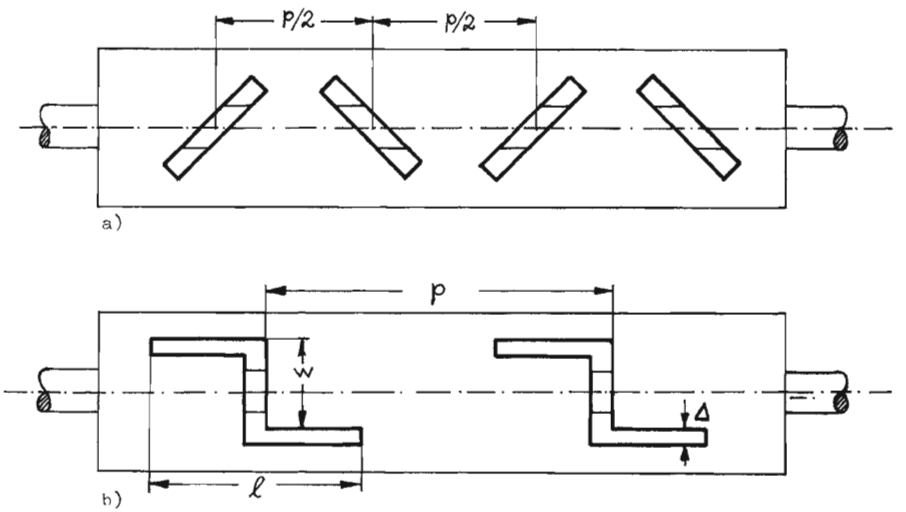


Bild 4.13: Abstrahlende Schlitzformen (Schlitzabstand $p \approx \lambda/2 \ldots \lambda$)

frequenzunabhängig und das abgestrahlte Feld kann näherungsweise als rotationssymmetrisch angesehen werden (keine Richtwirkung). Die Schlitze werden von der TEM-Welle im Kabel gespeist. Ihre Rückwirkung auf die ungestörte Ausbreitungskonstante der TEM-Welle

$$\underline{\gamma}_z = \alpha_z + j\beta_z \qquad \text{(geschlossenes Kabel)}$$

wird ausreichend genau durch eine Erhöhung der Längsdämpfung um α_R berücksichtigt, da jeder Schlitz der TEM-Welle Leistung entnimmt.

$$\underline{\gamma}_z = \alpha_z + \alpha_R + j\beta_z \qquad \text{(Kabel mit Schlitzen)}$$

Für die Schlitze in Bild 4.13a und b sind in /4.8/ Ersatzschaltbilder mit diskreten Elementen angegeben. Die Abstrahlungsdämpfung α_R läßt sich daraus berechnen. Die vom Schlitz abgestrahlte Leistung kann durch die Schlitzabmessungen kontrolliert werden. Sie ist ebenfalls mit den Elementen des Ersatzschaltbildes zu berechnen.

Das Außenfeld enthält im allgemeinen alle Komponenten der elektrischen Feldstärke, so daß die Orientierung der Dipol-Antenne am Fahrzeug weitgehend frei gewählt werden kann.

4.6.3. Periodisch angeordnete Schlitze

Die Strahlungsschlitze werden vom Feld der im Kabel in positiver z-Richtung laufenden TEM-Welle angeregt. Als langsame Welle ($v_p < c_o$) kann die TEM-Welle für sich allein keine Leckwellen erzeugen. Durch die Schlitze im Abstand p entsteht jedoch ein Stroboskopeffekt. Bei Schlitzabständen im Bereich $\lambda/2$ und größer läuft, durch die Schlitze betrachtet, im Kabel scheinbar eine schnelle Welle in negativer z-Richtung. Diese Welle erzeugt nach (2.15) eine Leckwelle im Außenraum mit der Abstrahlungsrichtung

$$\phi_L = \pi - \Theta_L \approx \arccos(\lambda_o/\lambda_z). \qquad (4.14)$$

Der Vorgang läßt sich anschaulich vergleichen mit dem bekannten Speichenradeffekt im Kinofilm, wenn man sich eine Speiche markiert

vorstellt als Feldstärke der TEM-Welle in der komplexen Ebene. Bei niedriger Drehzahl wird in der abgetasteten Darstellung die Originaldrehrichtung beibehalten, d.h. bei niedrigen Frequenzen erscheint außerhalb des Kabels eine langsame Welle. Steigert man die Drehzahl auf 1/2 Umdrehung pro Abtastung, so erscheint ein stehendes Bild; beim Kabel wird eine stehende Welle vorgetäuscht; benachbarte Schlitze strahlen gegenphasig. Bei weiterer Drehzahlerhöhung beginnt das Speichenrad sehr schnell rückwärts zu laufen. Der ganze Vorgang wiederholt sich bei geradzahligen Vielfachen der betrachteten Drehzahlen. Mathematisch bedeutet dies, daß durch die Abtastung der TEM-Welle im Außenfeld andere Wellen simuliert werden, mit den Phasenkonstanten

$$\beta_{nz} = \beta_{TEM} + 2\pi n/p \qquad \text{mit } n=0,\pm1,\pm2,\pm3,\ldots \qquad (4.15)$$

Für n = - 1, - 2, - 3... ergeben sich dabei schnelle Wellen in negativer z-Richtung, die Leckwellen erzeugen. Bei $p \approx \lambda/2$ wird die 1. Leckwelle ausbreitungsfähig, und zwar als axiale Rückwärtsstrahlung ($\phi_L = 180^o$). Mit wachsender Frequenz hebt sich die Strahlrichtung (Bild 4.14), bis sie bei $p \approx \lambda$ zur Querstrahlung geworden ist ($\phi_L = 90^o$).

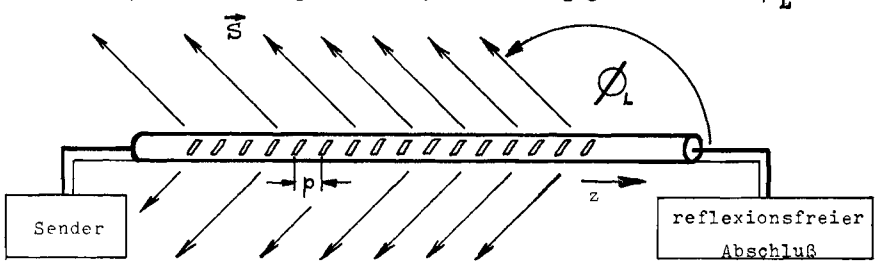


Bild 4.14: Abstrahlungsrichtung bei phasenverschoben gespeisten Punktquellen

Bei weiterer Frequenzerhöhung strahlt die 1. Leckwelle schräg nach vorne (ϕ_L (n = -1) < 90°), gleichzeitig ist aber noch eine zweite Leckwelle vorhanden (ϕ_L (n = - 2) > 90°). Für die jeweiligen Abstrahlungsrichtungen ergibt sich

$$\phi_L(n) = \arccos(\beta_{nz}/\beta_o) \qquad (4.16)$$

und mit (4.15) und $\beta_{TEM} \approx \beta_o\sqrt{\varepsilon_r}$: $\phi_L(n) \approx \arccos(\sqrt{\varepsilon_r} + n\cdot\lambda_o/p)$ mit $n=\pm1,\pm2,\ldots$

Der gleiche Winkel ergibt sich auch aus der Theorie der Phased-Array-Antennen über

$$\cos \phi_L = - \frac{\text{Phasenverschiebung zwischen den Punktquellen} + 2m\pi}{\beta_o \cdot p} \qquad \text{mit } m = 0,1,2,\ldots \tag{4.17}$$

wenn man die Schlitze als äquidistante, phasenverschoben gespeiste Punktquellen auffaßt. Für ein Kabel mit $\varepsilon_r = 1{,}23$ sind die Winkel der ersten vier Leckwellen als Funktion der Frequenz in Bild 4.15 dargestellt. Man sieht, daß ein Kabel mit periodischen Schlitzen im Abstand p eine nutzbare Bandbreite von weniger als 2:1 hat. Unterhalb von $p \approx \lambda/2$ ist die Intensität des Außenfeldes zu gering, da keine Leckwelle existiert, und oberhalb von $p \approx \lambda$ entstehen Interferenzen im Außenfeld durch das Auftreten einer zweiten Leckwelle (Bild 4.16).

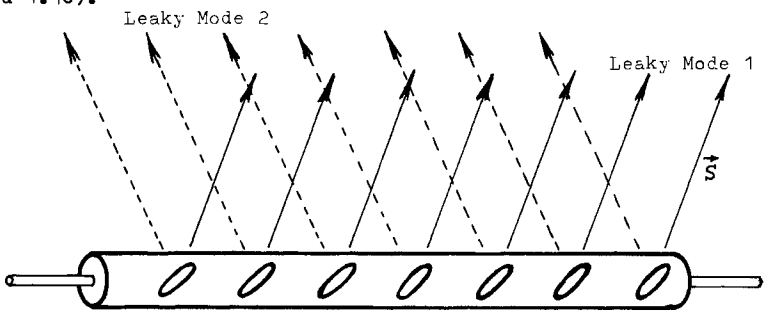


Bild 4.16: Interferenzfeld zweier Leckwellen mit unterschiedlicher Hauptstrahlrichtung

Die hier mit dem Stroboskopeffekt anschaulich eingeführten Wellentypen mit den axialen Phasenkonstanten β_{nz} werden in Kapitel 4.6.5. als Raumharmonische mathematisch abgeleitet.

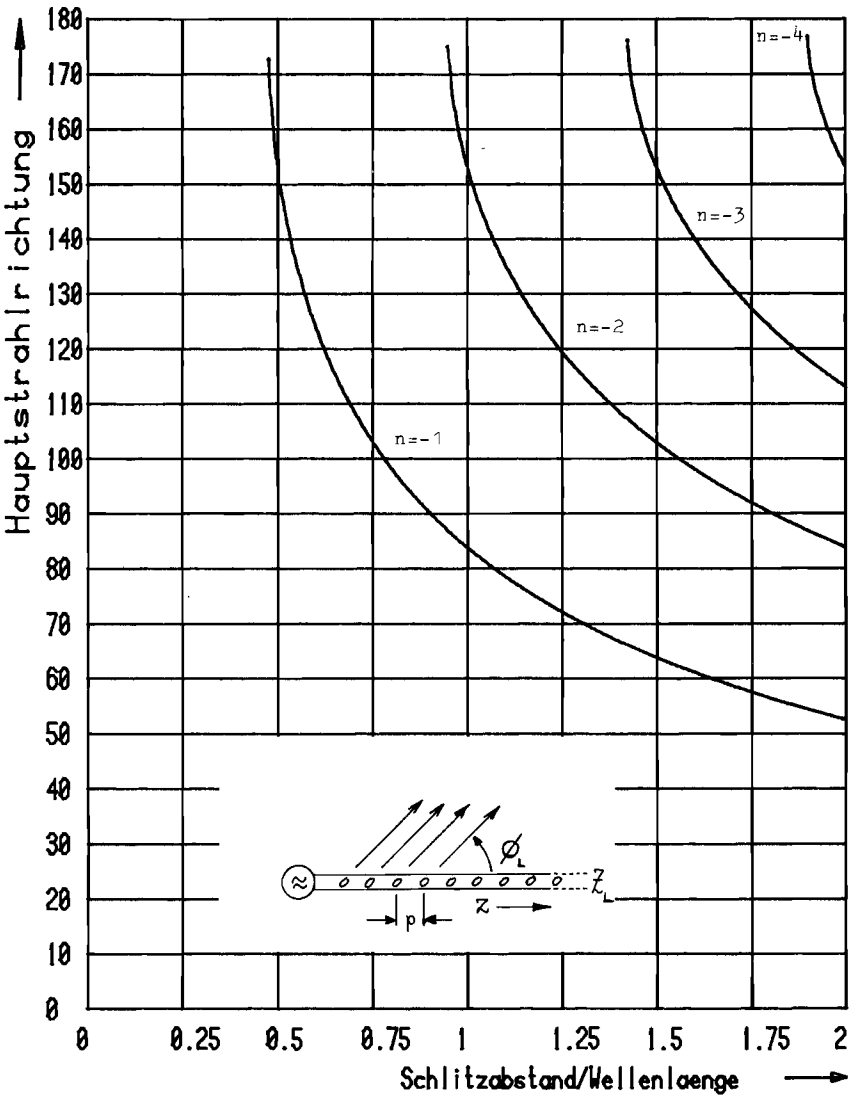


Bild 4.15: Abstrahlwinkel ϕ_L in Grad als Funktion des Schlitzabstandes p/λ_o für ein geschlitztes Koaxialkabel mit $\varepsilon_r = 1{,}23$ ($v = 0{,}9\ c_o$)

4.6.4. Anwendungen

Abstrahlende Koaxialkabel sind in Japan von den Kabelherstellern Hitachi und Sumitomo entwickelt worden.

a) In /4.8/ werden die Eigenschaften einzelner z-förmiger Schlitze (Bild 4.13b) experimentell untersucht und die Meßergebnisse für ein komplettes Kabel (45 mm Ø) von 25 m Länge sind angegeben. Für Schlitze im Abstand p = 42,5 cm mit w = 3 cm, l = 16 cm und Δ = 5 mm ergibt sich bei 450 MHz eine Koppeldämpfung von 57 dB zu einem 2 m entfernten λ/2-Dipol. Die Koppeldämpfungsschwankungen liegen unter $\pm$ 2 dB; die Leitungsdämpfung ($\alpha_z + \alpha_R$) beträgt 26 dB/km.

b) Für die U-Bahn in Osaka wurde ein Aluminium-Kabel mit 15 mm Durchmesser benutzt /4.12/. Sprechfunk bei 150 MHz; Sendeleistung 5 Watt; Streckenlänge 10 km; Verstärkerabstand etwa 2 km; Koppeldämpfungsschwankungen (Feinstruktur) etwa $\pm$ 5 dB; Kabeldämpfung 22 dB/km. Um den Pegel auf den etwa 1 km langen Kabelstrecken nicht zu stark absinken zu lassen, wurden drei verschiedene Kabel mit zum Leitungsende hin sinkender Koppeldämpfung (60 dB bis 75 dB) benutzt.

c) Bei der New-Sanyo-Line wurde ein Al-Kabel mit 42 mm Durchmesser und Schlitzen nach Bild 4.13a eingesetzt /4.11/. Durch unterschiedliche Schlitzgeometrien wurden im Bereich 380 bis 470 MHz weitgehend konstante Koppeldämpfungen von 51 dB, 57 dB, 65 dB und 74 dB (je nach Kabeltyp) erreicht. Die jeweils dazugehörigen Leitungsdämpfungen sind 28-42 dB/km, 23-30 dB/km, 22-25 dB/km und 21-23 dB/km.

d) Das gleiche Sumitomo-Kabel wie unter c) wurde von AEG-Telefunken in Erlangen auf einer 900 m langen, kreisförmigen Versuchsstrecke für Magnetschwebebahnen mit Linearmotor getestet /4.25/. Es wurden zwei Kabeltypen (55 dB und 75 dB Koppeldämpfung) und zwei Antennenentfernungen bzw. Montagearten untersucht. Ein frei aufgehängtes Kabel ergab bei 900 MHz und 3 m Antennenabstand Koppeldämpfungsschwankungen von $\pm$ 3 dB (Feinstruktur) und ein auf Beton verlegtes Kabel bei 400 MHz und etwa 10 cm Antennenabstand Koppeldämpfungsschwankungen von $\pm$ 10 dB.

4.6.5. Raumharmonische und Brillouin-Diagramm

Um das Konzept der Raumharmonischen und ihre Darstellung im Brillouin-Diagramm einzuführen, wird zunächst das Innenfeld der TEM-Welle im periodisch gestörten Koaxialkabel betrachtet /2.4; 2.8/.

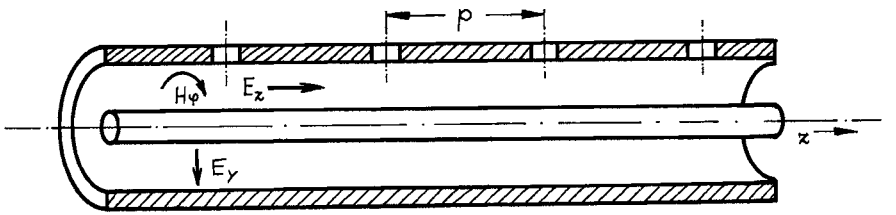


Bild 4.17: Koaxialkabel mit periodischen Störungen und Quasi-TEM-Welle

Das Wellenfeld ist in z-Richtung periodisch mit p . In jedem Punkt z $\pm$ m p sind die Feldstärken bis auf einen Phasenfaktor gleich.

$$\text{Floquet's Theorem}: \quad \vec{\underline{E}}(z \pm mp) = e^{\mp j\beta_o mp} \cdot \vec{\underline{E}}(z) \qquad (4.18)$$

$$\text{mit } m = 0, 1, 2, \ldots \text{ und } \beta_o = 2\pi/\lambda_o$$

Das Theorem gilt auch für verlustbehaftete Leitungen mit $\underline{\gamma}$ statt β_o. Derartige periodische Vektorfunktionen $\vec{\underline{E}}$ (x,y,z $\pm$ mp) werden als Blochwellen bezeichnet; das Leitungsstück der Länge p als Einheitszelle.

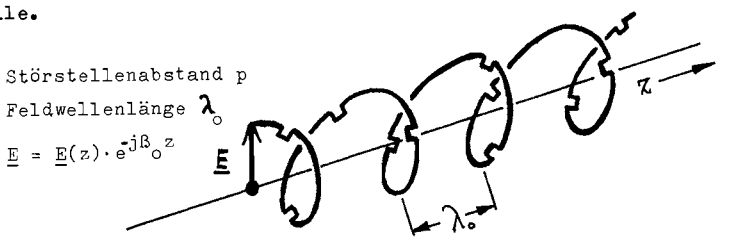


Bild 4.18: Veranschaulichung einer Blochwelle durch den Endpunkt des Zeigers

Analog zur Spektralzerlegung zeitlich periodischer Funktionen kann man die räumlich periodische Funktion $\vec{\underline{E}}$ (z) ebenfalls nach Fourier zerlegen.

$$\underline{E}(x,y,z) = e^{-j\beta_o z} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \underline{a}_n(x,y) \cdot e^{-j2\pi nz/p}$$

$$\underline{E}(x,y,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \underline{A}_n \cdot e^{-j\beta_n z} \qquad \text{mit} \quad \beta_n = \beta_c + 2\pi n/p \qquad (4.19)$$

Die Glieder $A_n \cdot e^{-j\beta_n z}$ der Fourier-Reihe haben in z-Richtung konstante Amplituden und werden Raumharmonische genannt (spatial harmonics). Die Raumharmonische mit n = 0 ist die Grundwelle des ungestörten Kabels. Die Harmonischen mit positivem n laufen in positiver z-Richtung, die mit negativem n in negativer z-Richtung. Die Amplituden $\underline{A}(n)$ ergeben sich mit der jeweiligen Geometrie der Störung als Lösung der Maxwellschen Gleichungen. Die Gruppengeschwindigkeit $|d\beta_n/d\omega|$ ist immer gleich groß für alle Raumharmonischen, nämlich gleich der der Grundwelle. Im Gegensatz zu den diskreten Wellentypen einer homogenen Leitung, die alle für sich allein existenzfähig sind und untereinander keine Energie austauschen (z.B. E-Wellen, H-Wellen und TEM-Welle), sind die Raumharmonischen untereinander gekoppelt und erfüllen nur alle gemeinsam die Randbedingungen der Leitung. Vorteile der Feldbeschreibung mit Raumharmonischen sind:

1) Sie sind ein Ansatz zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen.

2) Sie erleichtern das Verständnis offener, periodischer Wellenleiter.

3) Sie ermöglichen die Synthese von Strukturen mit vorgegebenen Eigenschaften.

Bild 4.19 enthält die Brillouin-Diagramme einiger einfacher Wellenleiter. Dargestellt wird die Phasenkonstante β_z des Wellentyps als Funktion der Frequenz. Wegen

$$\omega = 2\pi f = \beta_o c_o$$

bleiben die Diagramme unverändert, wenn man die vertikale Achse mit ω oder β_o beschriftet. Dem Diagramm kann man die Phasengeschwindigkeit

$v_p = \omega/\beta$, die Gruppengeschwindigkeit $v_g = d\omega/d\beta$

sowie kritische Frequenzen mit $d\omega/d\beta = v_g = 0$ (horizont. Tangente)

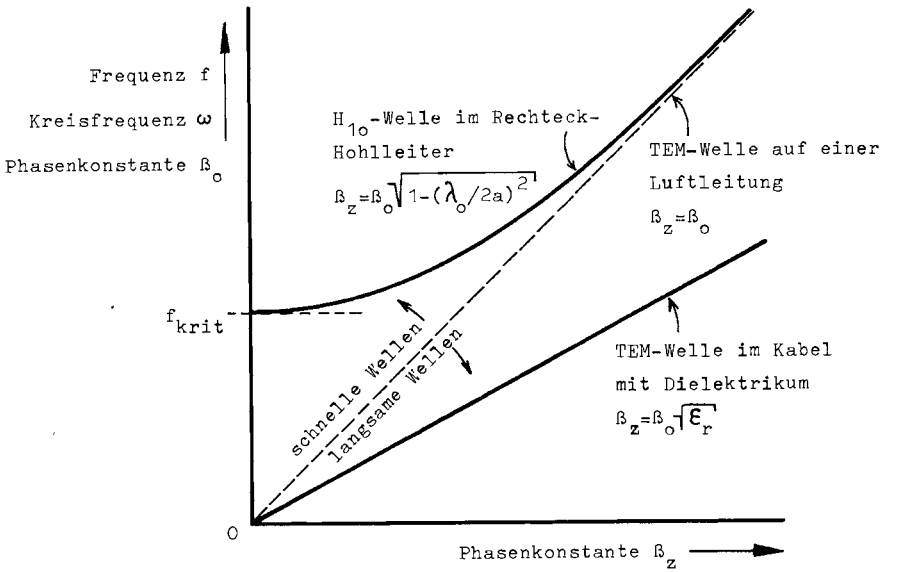


Bild 4.19: Brillouin-Diagramm für die Grundwelle einfacher Wellenleiter

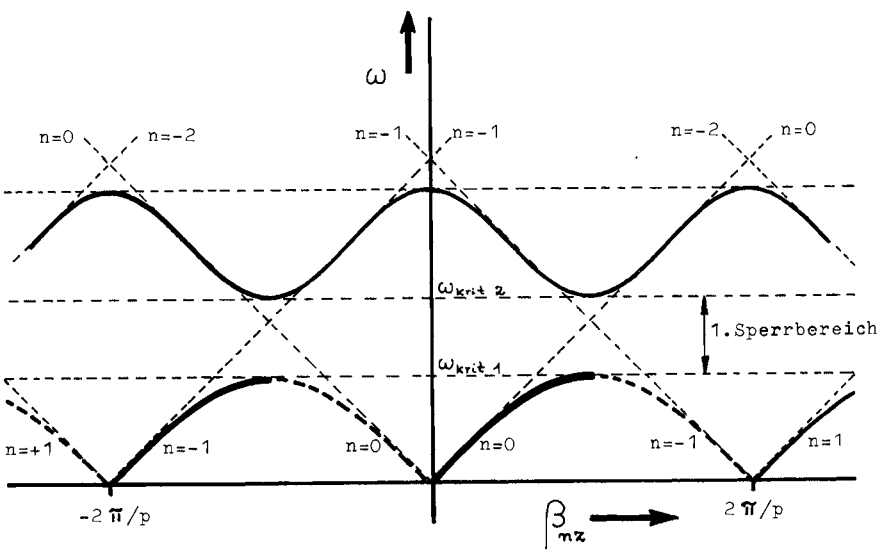


Bild 4.20: ω-β_z-Diagramm für die periodisch gestörte TEM-Leitung

entnehmen. Im Gegensatz zu der in der Nachrichtentechnik üblichen Darstellung des Phasenganges eines Übertragungssystems mit β_z als Ordinate und f als Abszisse, ist bei der Untersuchung der Wellentypen auf Leitungen die umgekehrte Darstellung β_z als Abszisse und f als Ordinate üblich. Das Diagramm heißt dann Brillouin-Diagramm, Dispersions-Diagramm oder k_o-ß- bzw. ω-ß-Diagramm.

Die Achsenvertauschung hat den Vorteil, daß die Geschwindigkeiten v_p und v_g direkt als Steigung der Kurven ablesbar sind. Außerdem hat auch die Erweiterung des Diagramms nach links, zu negativen Werten von β_z, eine physikalische Bedeutung. Die Raumharmonische mit n = 0 z.B. repräsentiert dort die in negativer z-Richtung laufende Grundwelle der Leitung.

$$\underline{E}(z) = E_{hin} \cdot e^{-j\beta_z z} + E_{rück} \cdot e^{+j\beta_z z}$$

Das Vorzeichen der Ordnungszahl n der Raumharmonischen wird in der Literatur über periodische Strukturen nicht einheitlich gehandhabt. Wegen der unterschiedlichen Darstellungsmöglichkeiten

$$\beta_{nz} = \pm (\beta_o + 2\pi n/p) \qquad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

und $$\beta_{nz} = \pm \beta_o + 2\pi n/p$$

wird der Raumharmonischen mit n = - 1 in Bild 4.20 bzw. 4.21 teilweise der Index + 1 zugeordnet.

Das Innenfeld der TEM-Welle mit periodischen Inhomogenitäten ergibt das ω-ß-Diagramm in Bild 4.20. Das Diagramm ist in der Horizontalen periodisch mit $2\pi/p$ entsprechend den unendlich vielen Raumharmonischen, die in + z-Richtung laufen (ausgezogene Linien), und den unendlich vielen Raumharmonischen in -z-Richtung (gestrichelte Linien). Bei niedrigen Frequenzen entspricht die Grundwelle (n = 0) der TEM-Welle mit $\beta_z = \beta_o$. Mit steigender Frequenz wird die Gruppengeschwindigkeit langsamer, bis die Leitung evtl. sogar sperrt, wenn der Störstellenabstand im Bereich $\lambda_z/2$ liegt. Beide Eigenschaften sind typisch für periodische Strukturen. Das gezeichnete Beispiel hat einen ausgeprägten ersten Sperrbereich von ω_{k1}, bis ω_{k2}; ein zweiter Durchlaßbereich bei höheren Frequenzen

schließt sich an.

Das ω-ß-Diagramm gibt Aufschluß über Kenngrößen wie Phasengeschwindigkeit, Gruppengeschwindigkeit, Durchlaßbereiche etc. der Wellen in geschlossenen Wellenleitern und der Innenwellen in offenen Wellenleitern. Da die transversale (radiale) Wellenzahl $\underline{k}_t$ bzw. $\underline{k}_r$ über die Wellengleichung mit der longitudinalen (axialen) Wellenzahl $\underline{k}_z = \beta_z - j\alpha_z$ verknüpft ist

$$\underline{k}_r^{\,2} + \underline{k}_z^{\,2} = k_o^{\,2} \qquad (4.20)$$

und da die Abstrahlungsrichtung einer eventuell vorhandenen Leckwelle ebenfalls daraus folgt

$$\sin \underline{\varphi}_L = \underline{k}_r / k_o, \qquad (4.21)$$

liefert das ω-ß-Diagramm für das Außenfeld eines offenen Wellenleiters sehr viel weitreichendere Informationen. Eine ausführliche Darstellung wird von Hessel in /2.4/ und von Oliner in /4.45/ gegeben. Die sich daraus ergebenden Möglichkeiten seien hier nur kurz am Beispiel von Bild 4.21 aufgezeigt.

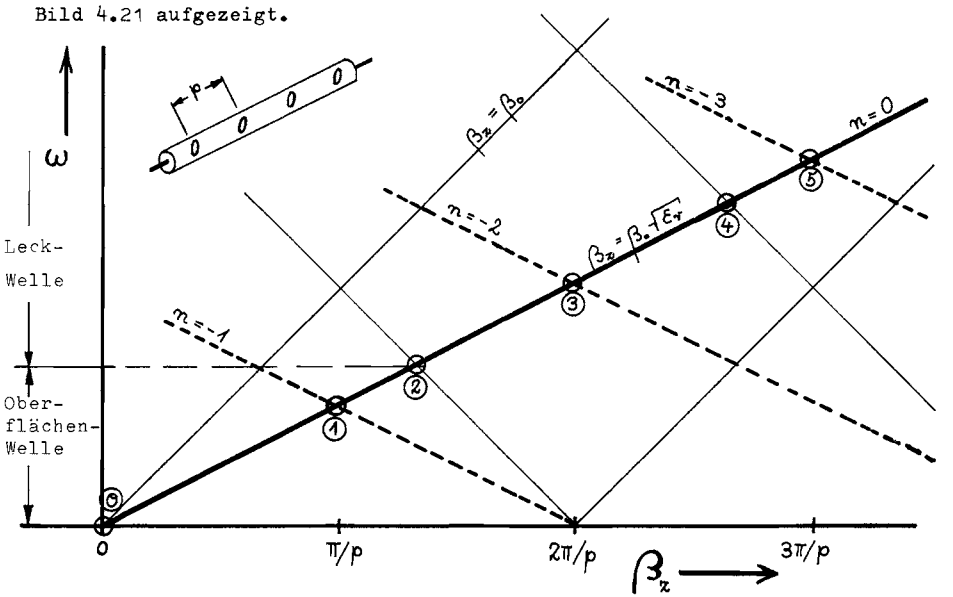


Bild 4.21: ω-ß-Diagramm eines periodisch geschlitzten Koaxialkabels

Im ω-ß-Diagramm (Bild 4.21) ist die Grundwelle (TEM-Welle, n = 0) in einem geschlitzten Koaxialkabel mit der Periode p eingetragen. Ebenso die Raumharmonischen mit n =-1, - 2 und - 3 und als Hilfslinien die fiktiven Raumharmonischen für $\varepsilon_r = 1$ und $v = c_o$.

Im Frequenzbereich zwischen Punkt ⓪ und Punkt ② ist der Abstrahlwinkel φ_L imaginär, d.h. im Außenraum läuft eine Oberflächenwelle ohne Abstrahlung. In Punkt ① interferieren die Raumharmonischen n = 0 und n = - 1. Der Schlitzabstand ist dort eine halbe Wellenlänge

$$\beta_z = \frac{2\pi}{\lambda_z} = \frac{\pi}{p} \quad \Longrightarrow \quad p = \frac{\lambda_z}{2}$$

und für die Innenwelle tritt eine mehr oder minder starke Sperrstelle auf. (Die Auswirkungen solcher periodischer Störstellen auf die Innenwelle werden ausführlich in Kapitel 8 behandelt.)

Beginnend mit Punkt ② wird der Abstrahlwinkel reell und für alle höheren Frequenzen läuft außen auf dem Kabel eine Leckwelle. Die Strahlrichtung der Raumharmonischen n = - 1 wandert von reiner Rückwärtsstrahlung in ② zur Querstrahlung in ③ und bleibt anschließend schräg nach vorn gerichtet. In Punkt ④ beginnt die Raumharmonische mit n = - 2 zunächst rückwärts abzustrahlen und schwenkt dann mit wachsender Frequenz, bis bei ⑤ die Querstrahlung erreicht ist. In den Interferenzpunkten der Raumharmonischen (① ③ ⑤ etc.) tritt jeweils eine starke Rückwirkung auf die Eingangsimpedanz des Kabels bzw. auf das Stehwellenverhältnis in der Leitung auf.

Für die radiale Wellenzahl läßt sich ein ähnliches Diagramm konstruieren. Berechnet man zusätzlich noch über die Maxwellschen Gleichungen die Amplituden der Raumharmonischen, so erhält man einen umfassenden Überblick über das Frequenzverhalten des betrachteten geschlitzten Kabels und kann Dimensionierungsrichtlinien ableiten, mit denen sich vorgeschriebene Eigenschaften realisieren lassen. Im Gegensatz zur Antennentheorie /2.4/ hat dieses Verfahren jedoch bei der Berechnung der Eigenschaften von Übertragungssystemen mit Schlitzkabeln bisher noch keine Anwendung gefunden.

In /4.27, 4.31/ wird ein Verfahren zum Entwurf breitbandiger, periodisch geschlitzter Kabel angegeben, bei dem vom Konzept der Raumharmonischen des Außenfeldes ausgegangen wird. Da der nutzbare Frequenzbereich eines Leckkabels mit einer einfachen Schlitzfolge zu höheren Frequenzen hin durch das Auftreten einer zweiten Leckwelle begrenzt ist, wird auf dem Kabel eine weitere Schlitzfolge so angebracht (Bild 4.22), daß bei der Superposition der Modenspektren beider Schlitzfolgen diese störende Leckwelle ausgelöscht wird. Mit diesem Verfahren wird in /4.27/ ein Kabel berechnet, daß von 100 MHz bis 400 MHz nur einen Leckwellentyp besitzt.

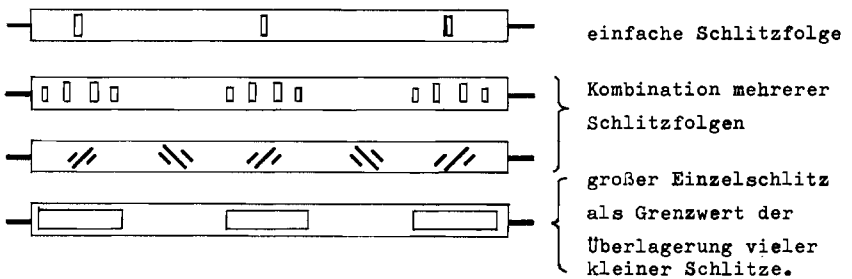


Bild 4.22: Superposition periodischer Schlitzfolgen

Nachdem man die Schlitzfolge so dimensioniert hat, daß eine bestimmte Leckwelle breitbandig dominiert, ist es zweckmäßig, die Fahrzeugantenne so aufzubauen, daß sie sich mit dem Feld dieses Wellentyps besonders gut verkoppelt. Im Prinzip kann man sogar beliebig viele Wellentypen im Außenfeld zulassen, sofern es gelingt, eine Antenne zu konstruieren, die ausschließlich einen Wellentyp zu empfangen bzw. auszusenden vermag (Die Antenne als "Wellentyp-Filter" bzw. "Raumharmonischen-Filter"). In /4.30/ wird durch Kombination zweier Dipole (mechanischer Abstand p/2; elektrischer Abstand $\sqrt{\varepsilon_r}\cdot p/2$) eine Richtwirkung der Fahrzeugantenne erzielt, durch die eine Halbierung der Koppeldämpfungsschwankungen von ± 10 dB auf ± 5 dB erreicht wird.

4.6.6. Das Antennenproblem

Koaxialkabel mit Energie abstrahlenden Schlitzen bringen für ein trassengebundenes Informationsübertragungssystem folgende Vorteile:

- Die Koppeldämpfung zu einer Dipol-Antenne läßt sich über die Schlitz-

abmessungen einstellen; dadurch wird ein Leitungsdämpfungsausgleich möglich.

- Im Außenraum kann ein dominierender Wellentyp erzeugt werden; die axiale Welligkeit der Koppeldämpfung wird verringert.

Als Nachteile muß man dafür in Kauf nehmen:

- Die Leitungsdämpfung steigt bei Verwendung stark strahlender Schlitze an.

- Die Koppeldämpfung wird frequenzabhängig; der nutzbare Frequenzbereich wird durch die Schlitzanordnung vorgegeben.

- Der Frequenzbereich unter 50 MHz scheidet aus, da die Schlitzabstände mit sinkender Frequenz immer größer gewählt werden müssen ($p_{min}/2$ = 1,5 m bei 50 MHz; Bild 4.13a).

- Der Antennenabstand muß größer als p sein, da sich bei kleineren Abständen noch kein kontinuierliches Feld ausgebildet hat.

- Die Intensität des Außenfeldes wird durch Fehlanpassung im Koaxialkabel beeinflußt. Abhängig vom Ort der Kabelreflexion wird das Strahlungsfeld geschwächt (bis auf 0 möglich) oder verstärkt.

Der Einsatz abstrahlender Schlitzkabel zur breitbandigen Nachrichtenübertragung wird jedoch auf unterirdische Anwendungen beschränkt bleiben, da die Rundum-Störstrahlung der Fahrzeugantenne beim Senden in das Kabel hinein im allgemeinen nicht zulässig sein wird. 1 Watt Sendeleistung bei 60 dB Koppeldämpfung bedeutet, daß 1 μW in das Kabel gelangt und 1 W abzüglich 1 μW je nach Art der Antenne mehr oder weniger gleichmäßig verteilt in die Umgebung abgestrahlt wird und andere Funkdienste stört.

Erstaunlicherweise wurde bei den in der Literatur bekanntgewordenen

theoretischen und praktischen Entwürfen von Nachrichtenübertragungssystemen mit Schlitzkabeln, ausgenommen die Arbeiten von Koffman /4.9/, Landstorfer /4.14/ und de la Fuente /4.30/, die Fahrzeugantenne völlig unberücksichtigt gelassen. $\lambda/4$-Stäbe und $\lambda/2$-Dipolantennen am Fahrzeug sind sicher nicht die optimale Lösung.

Bei der Antennenauswahl ist zu berücksichtigen, daß man sich in bezug auf die Wellenablösung immer im Nahfeld des Schlitzkabels befindet, da der Abstand des Fahrzeugs vom Kabel bei den in Frage kommenden Frequenzen nie groß gegen die Wellenlänge sein wird.

Da bei strahlenden Schlitzen unterhalb der Resonanz die magnetische Feldenergie im Nahfeld überwiegt, bleibt zu untersuchen, inwieweit magnetische Antennen als Fahrzeugkoppler besser geeignet sind.

5. Oberflächenwellenleiter

5.1. Einführende Übersicht

Radialer Abklingexponent

Oberflächenwellen sind nicht-strahlende, leitungsgeführte Wellen. Die Grundformen zylindrischer Leitungen, die solche Wellen führen können und für die die hier betrachteten Anwendungen in Frage kommen, sind in Bild 5.1 zusammengestellt. Die Feldstärke klingt in radialer Richtung mit dem Exponenten α_r ab. Der Zusammenhang mit dem axialen Phasenmaß β_z ist gegeben durch

$$\alpha_r^2 = \beta_z^2 - \beta_o^2 \qquad (5.1)$$

$$\text{mit } \beta_o = \omega\sqrt{\mu_o \cdot \varepsilon_o}\,.$$

Damit handelt es sich um langsame Wellen($\beta_z > \beta_o$). Die Konzentration des Feldes im Leiter und in seiner Umgebung wächst mit sinkender Phasengeschwindigkeit.

Wellentypen

Das diskrete Modenspektrum der Oberflächenwellen kann man in vier Gruppen unterteilen:

E_{on} - Wellen

H_{on} - Wellen

HE_{mn} - Wellen

EH_{mn} - Wellen

Alle Wellentypen mit nur einer Längskomponente sind zylindersymmetrisch, gekennzeichnet durch den Index 0; die restlichen, hybriden Wellentypen mit sechs Feldkomponenten werden noch einmal unterteilt in HE-Typen, bei denen die elektrische Längskomponente überwiegt, und EH-Typen, bei denen die magnetische Längskomponente vorherrscht. Im Gegensatz zu geschlossenen Wellenleitern, bei denen die E- und H-Wellen ein geschlossenes, orthogonales System bilden, mit dem sich alle Feldzustände beschreiben lassen, und bei denen für alle Frequenzen unendlich viele

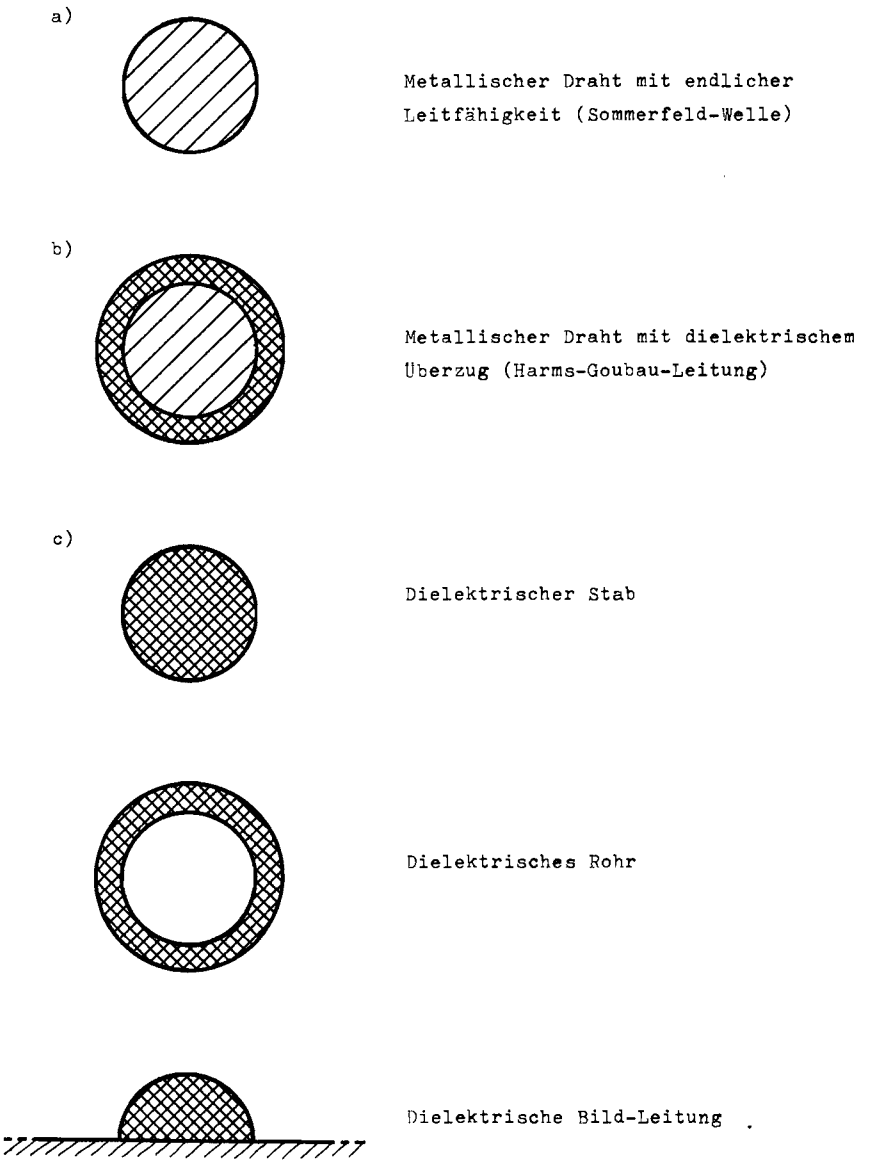


Bild 5.1: Grundformen zylindrischer Oberflächenwellenleiter

E_{mn}- und H_{mn}-Wellen existenzfähig sind, haben die Oberflächenwellentypen eine untere Grenzfrequenz (zum Teil = 0). Bei einer festen Frequenz ist nur eine endliche Anzahl existenzfähig und diese reichen nicht aus, um alle Feldzustände der Leitung beschreiben zu können. Oberflächenwellenleiter haben neben dem diskreten Spektrum der nichtstrahlenden Oberflächenwellen noch ein kontinuierliches Spektrum von abstrahlenden Raumwellen. Die Anregung von Oberflächenwellen und jede Störung im Leitungsverlauf ist daher mit Abstrahlung verbunden.

Die Indizierung und Bezeichnung der Wellentypen ist in der Literatur nicht eindeutig. Die E_{01}-Welle wird teilweise E_{00}-Welle und die $H\underline{E}_{11}$-Welle wird EH_{11}-Welle genannt. Da die weiter oben angeführte Unterscheidung zwischen $E\underline{H}$-Wellen und $H\underline{E}$-Wellen bei höheren Wellentypen Schwierigkeiten bereitet bzw. nicht mehr eindeutig ist, werden in /5.37/ und /5.39/ andere Eigenschaften zur Klassifizierung vorgeschlagen.

Für längere Leitungsstrecken zur breitbandigen Nachrichtenübertragung sind ausschließlich die E_{01}-Welle auf dem dielektrisch beschichteten Metalldraht und die $H\underline{E}_{11}$- oder Dipol-Welle auf dem dielektrischen Stab (bzw. auf der Image-Line) von Interesse. Alle H_{0n}-Wellen haben bei gleicher Feldausdehnung größere Verluste, und alle höheren Wellentypen wie $E\underline{H}_{12}$, $H\underline{E}_{12}$ etc. sind wegen des schnellen Dämpfungsanstiegs mit der Frequenz technisch uninteressant /5.37/.

Durch die Grenzschicht Luft-Dielektrikum findet im eingeschwungenen Zustand bei verlustlosem Dielektrikum kein Energieaustausch statt. Dadurch zerfällt das Wellenfeld in zwei Bereiche, die "eigentliche Oberflächenwelle" in Luft und die "Hohlleiterwelle" im Dielektrikum. Die Bezeichnung Oberflächenwelle oder Oberflächenwellentyp bzw. E_{01}-Welle oder $H\underline{E}_{11}$-Welle umfaßt jedoch das gesamte Feld.

Frequenzbereich

Da der radiale Abklingexponent α_r wegen (5.1) proportional zur Frequenz ist, wird der Feldenergieschlauch, der einen Oberflächenwellenleiter umgibt, mit abnehmender Frequenz immer größer. Daher kommen

für die Anwendung zur trassengebundenen Informationsübertragung praktisch nur Frequenzen oberhalb von 500 MHz in Frage. Eine obere Frequenzgrenze läßt sich nicht angeben.(Alle optischen Wellenleiter mit Glasfasern führen Oberflächenwellen.)

Leiterquerschnitt und Leitermaterial

Für die analytische Lösung der Wellengleichung ist es zwar entscheidend, ob der Leiter rund oder dreieckig ist, für das Verhalten der Welle ist jedoch mehr die Gesamtmenge des Dielektrikums maßgebend /5.7, 5.38/. Rechteckige und elliptische Querschnitte bewirken kein verändertes Übertragungsverhalten, sondern lassen sich in äquivalente Kreisquerschnitte umrechnen. Die Materialkennwerte liegen, künstliche Dielektrika ausgenommen, für ε_r zwischen 2 und 4 und für den Verlustfaktor $\tan\delta$ zwischen 10^{-2} und 10^{-5}. Damit wird die Leitungsdämpfung α_z proportional zu $\tan\delta$ und kann aus der Feldverteilung für das verlustlose Material ermittelt werden (Störungsrechnung, Power-Loss-Methode).

Feldberechnung und Übertragungsverhalten

Das Feld im Außenraum der Grundformen wird durch Hankelfunktionen beschrieben (Realteil ist die Besselfunktion, Imaginärteil die Neumannfunktion).

z.B.
$$H_1^{(1)}(x) = J_1(x) + jN_1(x)$$
$$H_1^{(2)}(x) = J_1(x) - jN_1(x) \qquad (5.2)$$

Daher ergibt sich für die Phasenkonstante β_z eine komplizierte Gleichung, die sich nicht nach β_z auflösen läßt. Zur Lösung werden im allgemeinen Näherungen benutzt, kombiniert mit graphischen Lösungsmethoden. Das Übertragungsverhalten als Langstreckenleitung ändert sich zum Teil sehr rasch bei Variation der Parameter Frequenz, Materialeigenschaften, Leitergeometrie und Umgebungsbedingungen.

Anwendungen bzw. Anwendungshemmnisse

Oberflächenwellenleiter finden in der Antennentechnik breite Anwendung.

Die Abstrahlung erfolgt an der Speisestelle und am Leitungsende. Theorie und Praxis stimmen sehr gut überein.

Im Gegensatz dazu sind bisher außer längeren Versuchsstrecken noch keine praktischen Einsätze von Oberflächenwellenleitern für die Nachrichtenübertragung zu Schienenfahrzeugen bekannt geworden. Als Gründe dafür lassen sich folgende Anwendungshemmnisse angeben:

- Theoretische Untersuchungen sind kompliziert (Hankelfunktionen, Parametervielfalt) und die Ergebnisse beschreiben das wahre Verhalten häufig nur ungenügend.

- Experimentelle Untersuchungen erfordern viel Aufwand und Kenntnisse auf dem Gebiet der Wellenfelder (Anregung der Welle, Abstrahlung). Messungen an kurzen Leitungsstücken im Labor beschreiben das wahre Verhalten einer realen, langen Strecke ebenfalls nur ungenügend.

- Die ausgeprägte Neigung Raumwellen abzustrahlen erzeugt Abstrahlungsverluste bei der Anregung der Welle und bei der Befestigung der Leitung und ergibt Interferenzen im Außenfeld.

- Die Beeinflußbarkeit durch die Umwelt ist groß. Wasser, Schnee, Eis und Schmutz auf der Leitung vergrößern die Dämpfung in axialer und in radialer Richtung.

5.4. Die Harms-Goubau-Leitung

Der dämpfungsärmste Wellentyp zur leitungsgebundenen Übertragung von HF-Energie ist die Sommerfeld-Welle (E_{01}-Typ; /5.31/) auf einem runden, metallischen Einzeldraht in Luft (Bild 5.1a). Bei 3 GHz ergibt sich z.B. für einen Kupferleiter von 5 mm Durchmesser eine Dämpfung von 10 dB/km /5.32/. Die Feldstärke ist im Abstand von etwa 10 m auf 1 % ihres Wertes an der Leiteroberfläche abgeklungen. Diese Feldausdehnung mit einem Durchmesser von 200 Wellenlängen verbietet die Anwendung dieser Leitung auf der Erdoberfläche. Bei Vergrößerung des Leiterdurchmessers nimmt die Feldausdehnung zu.

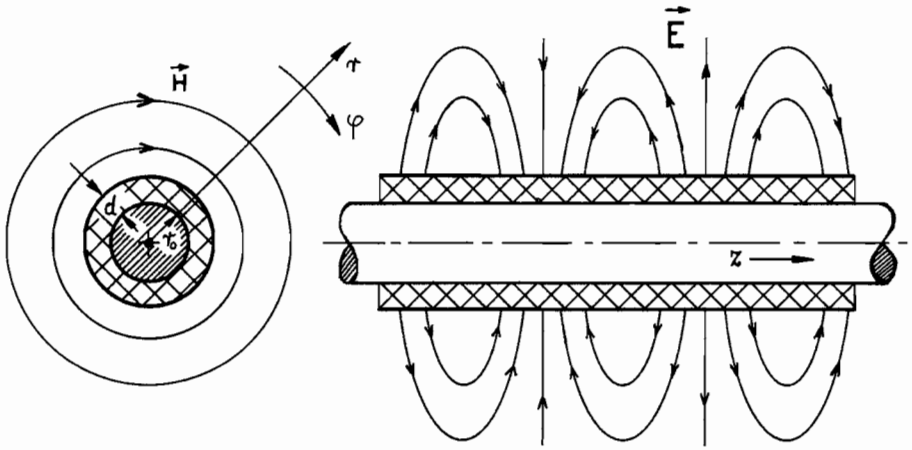
Versieht man den metallischen Leiter mit einem dielektrischen Überzug, so kommt man zur Harms-Goubau-Leitung (Bild 5.1b). Hier läßt sich die radiale Feldausdehnung beliebig verkleinern. Der Einfluß der Leitfähigkeit σ des Leiters auf die Feldkonzentration kann vernachlässigt werden. Mit zunehmender Dicke d der dielektrischen Schicht steigen jedoch die Verluste im Dielektrikum und in etwas geringerem Maße auch die ohmschen Verluste im Draht.

Der verlustärmste Wellentyp der Harms-Goubau-Leitung ist die E_{01}-Welle. In Bild 5.2 sind die elektrischen und magnetischen Feldlinien des Außenfeldes skizziert. Die E_{01}-Welle ist der Grundwellentyp des dielektrisch beschichteten Metalldrahtes; die untere Grenzfrequenz ist 0. Gleichzeitig ist die $H\underline{E}_{11}$-Welle ausbreitungsfähig. Sie hat theoretisch ebenfalls die untere Grenzfrequenz 0. Von praktischer Bedeutung wird sie jedoch erst dann, wenn der Leiterdurchmesser $\lambda_\varepsilon/4$ überschreitet. Erst bei noch höheren Frequenzen kommt die H_{01}-Welle hinzu. Innerhalb ihres sinnvoll nutzbaren Frequenzbereiches ist die E_{01}-Welle auf der Harms-Goubau-Leitung damit praktisch eindeutig. Im folgenden wird nur noch dieser Wellentyp betrachtet.

Übertragungseigenschaften

Allgemeingültige, einfach auswertbare Gleichungen für die Leitungsdämpfung α_z, die Phasenkonstante β_z und den Abklingexponenten α_r als Funktion von r_o, d, f, ε_r und $\tan\delta$ lassen sich nicht angeben. Auch die Frequenzabhängigkeit der Leitungsdaten läßt sich nicht durch einfache Funktionen beschreiben. Eine übersichtliche Darstellung in Diagrammform wird von Schlosser in /5.37/ für enge Bindung der Welle an den Draht gegeben (dicke Schichten). Näherungsformeln für dünne Schichten $d \ll r_o$ und $r_o \ll \lambda_o$ sind in /5.32/ zusammengestellt. Hierbei wird allerdings die Feldausdehnung zu groß. Nimmt man Bild 2.4 zu Hilfe, so ergibt die realistische Vorgabe, daß die Feldstärke in 50 cm Abstand um 20 dB gegenüber dem Wert an der Oberfläche abgesunken sein soll (Feldschlauch mit 1m Durchmesser):

$$f = 500 \text{ MHz} \longrightarrow \frac{x}{\lambda_o} = 0{,}83 \longrightarrow V_p = 0{,}93 \cdot c_o$$



$$\underline{E}_z(r,z) = E_o \cdot H_o^{(1)}(j\alpha_r \cdot r) \cdot e^{-j\beta_z z}$$

$$\underline{E}_r(r,z) = j \cdot E_o \frac{\beta_z}{\alpha_r} H_1^{(1)}(j\alpha_r \cdot r) \cdot e^{-j\beta_z z} \qquad (5.3)$$

$$\underline{H}_\varphi(r,z) = j \cdot \frac{E_o}{Z_o} \cdot \frac{\beta_o}{\alpha_r} \cdot H_1^{(1)}(j\alpha_r \cdot r) \cdot e^{-j\beta_z z}$$

Näherungen für großen radialen Abstand vom Leiter:

$$\underline{E}_z(r,z) = E_o \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha_r r}} \; e^{-\alpha_r r} \cdot e^{-j\beta_z z}$$

$$\underline{E}_r(r,z) = j \cdot E_o \frac{\beta_z}{\alpha_r} \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha_r r}} \; e^{-\alpha_r r} \cdot e^{-j\beta_z z} \qquad (5.4)$$

$$\underline{H}_\varphi(r,z) = j \cdot \frac{E_o}{Z_o} \frac{\beta_o}{\alpha_r} \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha_r r}} \; e^{-\alpha_r r} \cdot e^{-j\beta_z z}$$

Bild 5.2: Feldbild und Feldkomponenten der E_{01}-Oberflächenwelle außerhalb des Dielektrikums

eine Leitung mit 93 % relativer Phasengeschwindigkeit. Eine derart langsame Welle erfordert einen dicken dielektrischen Überzug mit großem ε_r.

Zahlenbeispiele:

(I) /5.16, 5.17/ r_o = 12 mm, d = 4,8 mm, ε_r = 2,32; $\tan\delta = 6 \cdot 10^{-4}$

Meßwerte einer 300-m-Versuchsstrecke: α_z ist 5,6 dB/km bei 500 MHz und steigt an auf 13,4 dB/km bei 900 MHz. Die Phasengeschwindigkeit sinkt im gleichen Bereich von 96,8 % auf 96 %.

(II) /5.29/ r_o = 6,75 mm; d = 12 mm; ε_r = 1,5; $\tan\delta = 2 \cdot 10^{-4}$

Meßwerte (Resonator): α_z steigt von 6 dB/km bei 500 MHz auf 36 dB/km bei 2 GHz; λ_z/λ_o sinkt von 94,8 % auf 91,3 %

(III) /5.1/ r_o = 2 mm; d = 50 µm; ε_r = 3; $\tan\delta = 8 \cdot 10^{-3}$

$\alpha_z \approx 55 \div 82$ dB/km bei 1,5 bis 3,0 GHz

Anregung der E_{01}-Welle

In /5.1/ wird zur Wellentypwandlung TEM↔E_{01} ein gerader Adapter vorgeschlagen. Der Außenleiter eines Koaxialkabels erweitert sich kontinuierlich zu einem konischen Horn und zugleich wird der Innenleiter mit einem dielektrischen Überzug versehen. In /5.16, 5.17/ wird dieses Prinzip weiterentwickelt (Bild 5.3).

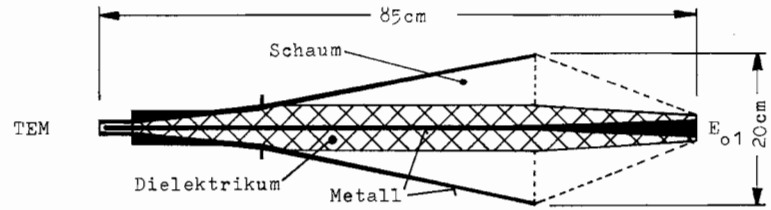


Bild 5.3: Adapter Koaxialkabel auf Harms-Goubau-Leitung
Frequenzbereich 0,5 - 1 GHz

Die gesamte Einfügungsdämpfung liegt zwischen 2,2 und 1,3 dB im Bereich 500 MHz bis 1 GHz (SWR < 1,6). Die darin enthaltenen, bei der Wellentypwandlung unvermeidlichen Abstrahlungsverluste können durch einen größeren Horndurchmesser und noch größere Länge des Adapters weiter verringert werden.

Eine andere Bauform eines geraden Adapters wird in /5.34/ beschrieben. Dort geht der Außenleiter des speisenden Koaxialkabels über in den leitenden Kern der Harms-Goubau-Leitung. Im Übertragungsbereich ist der Außenleiter geschlitzt. Der Wirkungsgrad der Wellentypwandlung steigt mit wachsender Baulänge.

Fahrzeugkoppler

Zur Verkopplung mit dem E_{01}-Feld werden Leitungsrichtkoppler benutzt, d.h. am Fahrzeug befindet sich eine gleiche oder ähnliche Oberflächenwellenleitung, die auf der einen Seite in einem Absorber endet und auf der anderen Seite in einen großvolumigen Adapter nach Bild 5.3 übergeht. Die Verkopplung zwischen zwei parallelen Leitungen wird in /5.3, 5.13/ und /5.16/ berechnet und gemessen. Theoretisch ist ein vollständiger Energieaustausch zwischen beiden Leitungen möglich. Unter Laborverhältnissen erreicht man 2 dB Koppeldämpfung bei einer Koppelstrecke von 40 Wellenlängen /5.13, 5.16/. Ein Erprobungsmuster mit 9 m Länge ergab Koppeldämpfungen zwischen 7 und 27 dB bei 500 bis 750 MHz und Leitungsabständen zwischen 10 und 50cm.
Bei parallelen Leitungen mit ungleicher Phasengeschwindigkeit wird die Koppeldämpfung bei Vielfachen der halben "Schwebungswellenlänge" unendlich groß.

Bild 5.4 zeigt den in /5.13/ berechneten und gemessenen Verlauf der Koppeldämpfung als Funktion des Abstandes der beiden Leitungen (Koppelstrecke 40 λ ; f = 5 GHz; r_o = 1,42 mm; d = 0,36 mm). Bei Abständen kleiner als $\lambda_o/4$ ändert sich die Koppeldämpfung sehr stark mit dem Abstand. Die gegenseitige Beeinflussung der Leitungen ist so groß, daß es offensichtlich zu einer Wellentypwandlung kommt. Für Abstände zwischen $\lambda_o/4$ und $\lambda_o/2$ hat die Koppeldämpfung ein breites Minimum. Anschließend steigt sie linear mit wachsendem Abstand an.

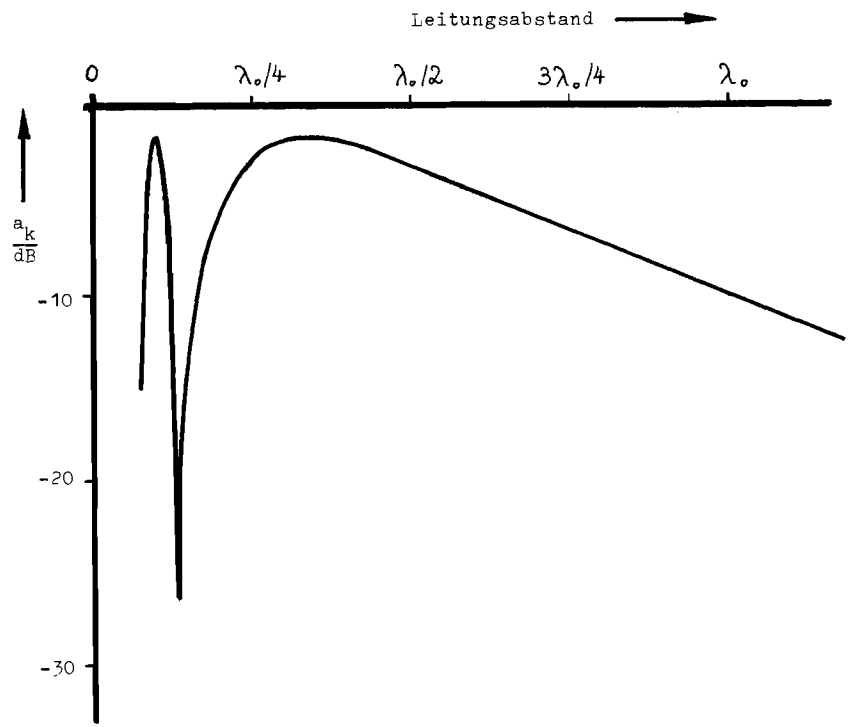
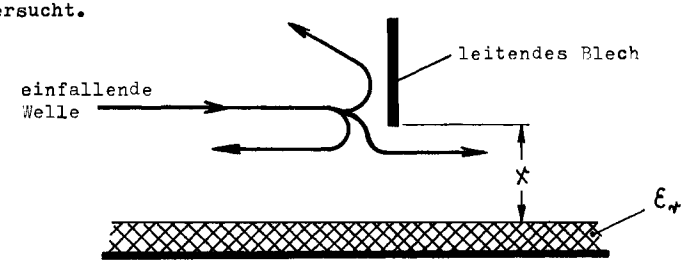


Bild 5.4: Koppeldämpfung eines Leitungs-Richtkopplers als Funktion des radialen Abstandes von der Harms-Goubau-Leitung

Umwelteinflüsse

Die besondere Empfindlichkeit des radialen Abstandsbereichs zwischen $\lambda_o/4$ und $\lambda_o/2$ wird auch in /5.19/ (für ein ebenes Problem) rechnerisch und experimentell nachgewiesen. Dort wird die Reflexionsstörung und die Abstrahlung aufgrund eines leitenden Streifens untersucht.



Die abgestrahlte Leistung hat für x-Werte zwischen $\lambda_o/4$ und $\lambda_o/2$ ein Maximum. Bei kleineren Abständen läuft die Welle darüber hinweg und bei größeren darunter hindurch.

Schädlicher als leitende Störer wirken sich dielektrische Materialien aus. Ein auf der Leitung sitzender Vogel von der Größe einer Taube verursacht etwa 0,3 dB Dämpfung bei 500 MHz /5.16, 5.17/. Eine 2,5 mm dicke Eisschicht erhöht die Leitungsdämpfung um 14 dB/km bei 700 MHz und 23 dB/km bei 800 MHz /5.16, 5.17/. Regentropfen bewirken in diesem Frequenzbereich allerdings nur Dämpfungsanstiege um 1 bis 2 dB/km. In /5.14/ wird von 3 dB/Vogel berichtet und 40 dB/km zusätzlich durch eine 1 cm dicke Eisschicht und in /5.29/ wird eine Zusatzdämpfung durch Regentropfen von mehr als

$$\alpha_{zus} \geq 2{,}3 \cdot (f/GHz)^4 \quad dB/km \qquad (5.5)$$

gemessen. Bei sehr dünnen Leitungen ergeben sich durch Regen 155 dB/km Zusatzdämpfung bei 5 GHz /5.5/. Ein weiterer Anstieg der Längsdämpfung wird durch die Befestigung auf Kunststoff-Ständern hervorgerufen. Eine Verlegung am Boden oder an Betonwänden ist nicht zulässig.

In /5.41/ wird theoretisch und experimentell nachgewiesen, daß eine parallel zur Erdoberfläche verlegte Harms-Goubau-Leitung bei niedrigen Frequenzen ausschließlich eine TEM-Welle führt (Erde als Rückleiter). Mit zunehmender Frequenz wird ein Übergangsbereich durchlaufen und erst bei noch höheren Frequenzen bildet sich eine E_{01}-Welle aus. Im betrachteten Beispiel mit r_o = 1,15 mm und d = 3,05 mm bewirkt ein Abstand zur Erdoberfläche von 5 m, daß die E_{01}-Welle erst oberhalb von 100 MHz ausbreitungsfähig ist.

Abstrahlung

Das radiale Abklingen der E_{01}-Felder mit $e^{-\alpha_r \cdot r}/\sqrt{\alpha_r \cdot r}$ wird im Abstand einiger Wellenlängen überdeckt von Raumstrahlungsfeldern. Entstehungsorte dieser Störstrahlung sind Adapter, Fahrzeugkoppler, Aufhängungspunkte, Leitungsdurchbiegungen und Krümmungen, Störungen im Außenraum, Inhomogenitäten etc. Das Wesen der Abstrahlung an

Störstellen läßt sich folgendermaßen veranschaulichen: Die Bindung der Oberflächenwelle an den Wellenleiter beruht auf der gegenüber c_o verringerten Phasengeschwindigkeit. Bei einer Leitungskrümmung müssen die Phasenfronten außen schneller laufen und innen langsamer (Bild 5.5). Die Feldbereiche mit $V_p = C_o$ verlieren ihre Bindung an den Leiter und werden abgestrahlt. (Experimentelle Untersuchung der Strahlungsverluste in /5.40/)

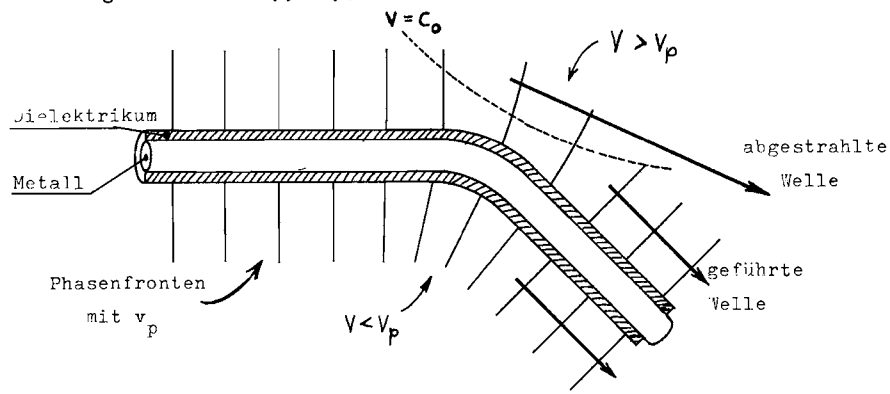


Bild 5.5: Zur Veranschaulichung der Abstrahlung an Leitungskrümmungen

Zukünftige Anwendungen

Der nutzbare Frequenzbereich für die ungeschirmte Harms-Goubau-Leitung wird nach unten durch die Abmessungen der Koppler und Adapter, sowie durch den Freiraum, den die Leitung beansprucht, festgelegt. Zu hohen Frequenzen hin setzt die Erhöhung der Längsdämpfung durch Regen, Eis, Schnee und Schmutz eine Grenze. Übrig bleibt der Bereich zwischen 500 MHz und 1 GHz. Aufgrund der Befestigungsprobleme und der zu großen Störstrahlung ist ein Einsatz der Leitung zur breitbandigen, trassengebundenen Nachrichtenübertragung jedoch wenig erfolgversprechend. Zukünftige Anwendungen werden mehr im Bereich der Ortung von Fahrzeugen und Fremdkörpern liegen (guided radar), zumal die E_{01}-Oberflächenwelle wegen ihrer geringeren Dispersion (verglichen mit der Dipolwelle der Image-Line) die Verwendung von Pulsverfahren gestattet /5.26/. Weitere Einsatzgebiete werden erst interessant, sobald die kontinuierliche Herstellung flexibler Leitungen mit einer verlustarmen Beschichtung ($\tan\delta < 10^{-4}$) mit großer Dielektrizitätszahl ($\varepsilon_r > 9$) möglich ist.

5.3. Der dielektrische Stab

Die Führung einer Welle durch eine rein dielektrische Leitung ohne Metallteile wird anschaulich verständlich über die Vorstellung einer im Stabinnern laufenden Welle, die jeweils unter einem Winkel Θ, der größer ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion, auf die Grenzschicht auftrifft.

$$\Theta > \Theta_{grenz} \quad \text{mit} \quad \Theta_{grenz} = \arcsin\left(1/\sqrt{\varepsilon_r}\right)$$

Damit bleibt die transportierte Leistung im Dielektrikum und im Außenraum läuft eine Oberflächenwelle. Diese Darstellung gilt jedoch exakt nur für eine unendlich ausgedehnte dielektrische Platte.

Bild 2.8 zeigt das Phasenmaß β_z der ersten drei Wellentypen auf einem runden Stab als Funktion der Frequenz. Grundwelle ist die $H\underline{E}_{11}$-Welle mit der theoretischen unteren Grenzfrequenz 0. Bei einem Stabdurchmesser von etwa 0,6 λ_o werden die E_{01}- und die H_{01}-Welle ausbreitungsfähig.

Ausbreitungsbeginn der E_{01}- und H_{01}-Welle:

$$f_{krit} = \frac{c_o}{2{,}61 \cdot r_o \cdot \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \qquad (5.6)$$

r_o : Stabradius in m

Im folgenden wird nur noch der dämpfungsärmste Wellentyp, die $H\underline{E}_{11}$-Welle betrachtet. Ihr Phasenmaß β_z geht von β_o bei tiefen Frequenzen zu $\beta_o\sqrt{\varepsilon_r}$ bei hohen Frequenzen, d.h. bei tiefen Frequenzen geht sie aus einer ebenen Welle hervor, die keine Bindung an den Stab hat, und bei sehr hohen Frequenzen läuft sie, wieder als ebene Welle, vollständig im Stab (Lichtwellenleiter).

Das Feldbild der $H\underline{E}_{11}$-Welle (Bild 5.6) besitzt eine Symmetrie-Ebene (x=0), in der die Randbedingungen einer elektrisch leitenden Ebene erfüllt sind. Sie wird deshalb Dipolwelle genannt und ist dem Hochfrequenztechniker geläufig als Grundwelle der Yagi-Antennen, die als Richtantenne für den Fernsehempfang auf allen Häuserdächern zu sehen sind (Metallstäbe als künstliches Dielektrikum).

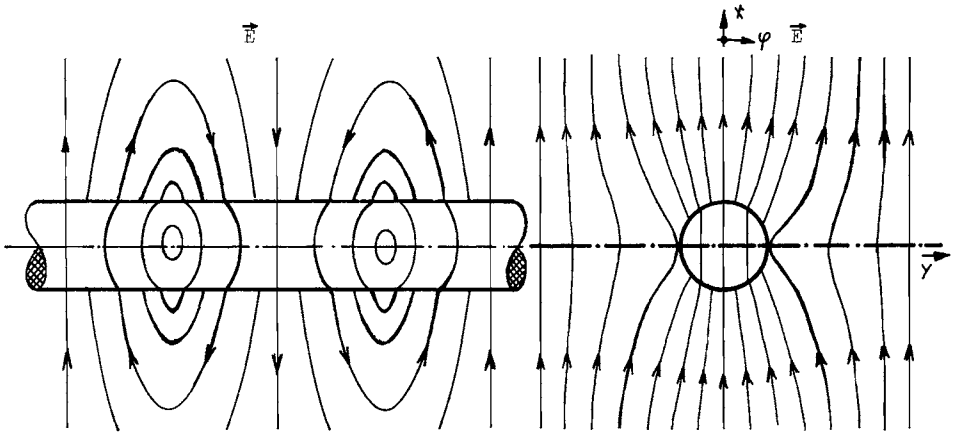


Bild 5.6: Skizze der elektrischen Feldlinien der Dipolwelle
(magn.Feldlinien sind näherungsweise Parallelen x=const.)

Das Feld im Innern des Leiters und im Außenraum läßt sich durch Zylinderfunktionen analytisch beschreiben /5.7, 5.35, 5.36, 3.25/. Näherungsformeln für die schwach geführte Dipolwelle sind in /5.9/ angegeben. Bei loser Bindung ($2\, r_o/\lambda_o < 0{,}32$) sind im Außenraum nur die Querkomponenten E_x und H_y vorhanden mit

$$E_x / H_y = Z_o$$

wie bei einer TEM-Welle. Beide nehmen im Fernfeld mit $e^{-\alpha r}/\sqrt{r}$ ab und sind unabhängig von φ. Die Längskomponenten haben die gleiche radiale Abhängigkeit und gehen mit $\sin\varphi$ bzw. $\cos\varphi$. Sie sind Größenordnungen kleiner (Faktor $j\,\alpha_r/\beta_o$) und ebenfalls über Z_o miteinander verknüpft ($\pm$ 1 %). Damit ist es bei der lose geführten Dipolwelle gleich, ob man sie mit $H\underline{E}_{11}$- oder $E\underline{H}_{11}$-Welle bezeichnet, sofern man von den eingangs erwähnten Bezeichnungskriterien ausgeht. Für die gut geführte Dipolwelle wird in /5.39/ eine Näherungsformel für das Phasenmaß β_z abgeleitet.

Bild 5.7 zeigt das ω-β-Diagramm des dielektrischen Stabes. Die kritische Frequenz, bei Hohlleiterwellen gegeben durch den Übergang von der periodischen Ausbreitung zur aperiodischen Dämpfung, ist hier definiert durch das Erreichen der Lichtgeschwindigkeit bei $\beta_z = \beta_o$.

Für $v_p > c_o$ ist bei Oberflächenwellen keine achsenparallele Wellenführung mehr möglich und der Wellentyp existiert nicht mehr.

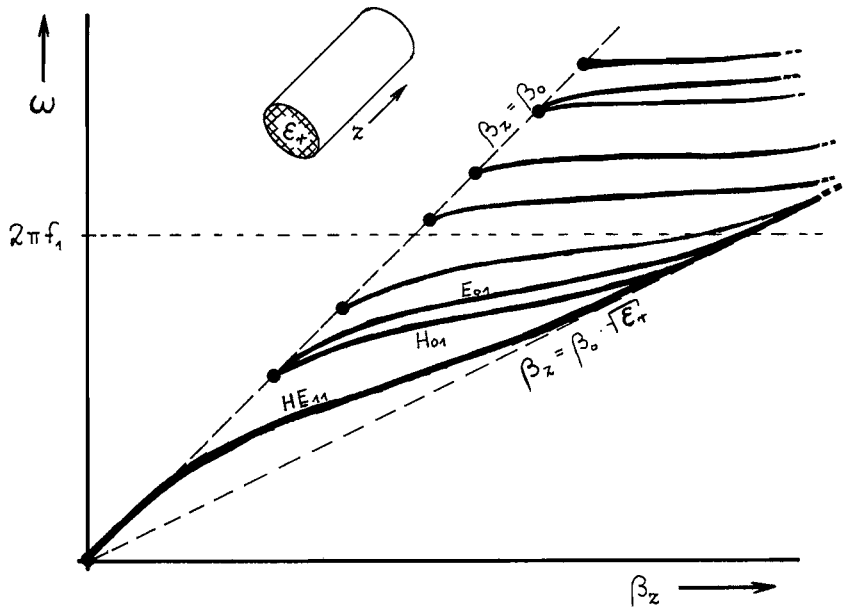


Bild 5.7: Dispersionsdiagramm des dielektrischen Stabes

Man sieht, daß bei einer festen Frequenz f_1 nur eine endliche Anzahl Oberflächenwellen existieren ($N = 4$ bei $2\pi f_1$ in Bild 5.7). Die Anzahl N läßt sich abschätzen /5.44/ mit

$$N = 2\cdot(\pi\cdot r_o/\lambda_o)^2\cdot(\varepsilon_r^2 - 1). \qquad (5.7)$$

Dabei ist jede HE_{mn}-Welle doppelt gezählt, da sie in zwei zueinander orthogonalen Polarisationen auftreten kann.

Zwischen dem radialen Abklingexponenten α_r und der Phasenkonstanten β_z besteht wie bei allen Oberflächenwellen der Zusammenhang

$$\alpha_r^2 = \beta_z^2 - \beta_o^2$$

$$\beta_o < \beta_z < \beta_o\sqrt{\varepsilon_r}$$

$$0 < \alpha_r < \beta_o\sqrt{\varepsilon_r - 1}$$

Da der Durchmesser D_{grenz} des Feldschlauches, in dem sich 99 % der Feldenergie der Dipolwelle befinden, etwa zehnmal so groß wie $1/\alpha_r$ ist /5.9/, ergibt sich als erste Abschätzung für die Feldausdehnung

$$D_{grenz} > 10/\alpha_{rmax} = \frac{10\,\lambda_o}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \qquad (5.8)$$

$$D_{grenz} > 1{,}3\,\lambda_o \quad \text{für } \varepsilon_r = 2{,}6$$

$$D_{grenz} > 1{,}5\,\lambda_o \quad \text{für } \varepsilon_r = 2{,}2$$

Da dieser Bereich mit $\beta_z \approx \beta_o\sqrt{\varepsilon_r}$ nach Bild 2.8 bereits weit außerhalb des Eindeutigkeitsbereiches der HE_{11}-Welle liegt, ist die Feldausdehnung im Normalfall größer. Damit liegen die in Frage kommenden Frequenzbereiche für den Einsatz der Dipolwelle zur trassengebundenen Informatiomsübertragung oberhalb von 500 MHz, wenn nicht sogar oberhalb von 1 GHz.

Die Leitungsdämpfung α_z durch die Verluste im Dielektrikum /5.6, 5.9/ ist bei loser Bindung der Dipolwelle beliebig klein und geht für festere Bindung gegen den Grenzwert $\alpha_{z\,grenz}$ einer ebenen Welle (Bild 5.8).

$$\alpha_{z\,grenz} = \sqrt{2\varepsilon_r}\,\frac{\pi f}{c_o}\sqrt{\sqrt{1+\tan^2\delta} - 1} \approx \sqrt{\varepsilon_r}\cdot f\cdot\frac{\pi}{c_o}\cdot\tan\delta \qquad (5.9)$$

Mit steigender Dielektrizitätszahl ε_r wird der Dämpfungsanstieg immer steiler und zeigt für $\varepsilon_r > 3$ einen kleinen Überschwinger über den Wert $\alpha_{z\,grenz}$ hinaus. Da der nutzbare Frequenzbereich einer dielektrischen Leitung in diesem Gebiet des steilen Dämpfungsanstiegs liegen wird, sind starke Dämpfungsverzerrungen zu erwarten. Deshalb wird man, obwohl ein größeres ε_r bei gleicher Feldausdehnung geringere Verluste bewirkt, bei Breitbandanwendungen ein Dielektrikum mit möglichst niedriger Dielektrizitätszahl benutzen. Bild 5.9 zeigt den Grenzwert der Dämpfung für feste Bindung bzw. hohe Frequenzen.

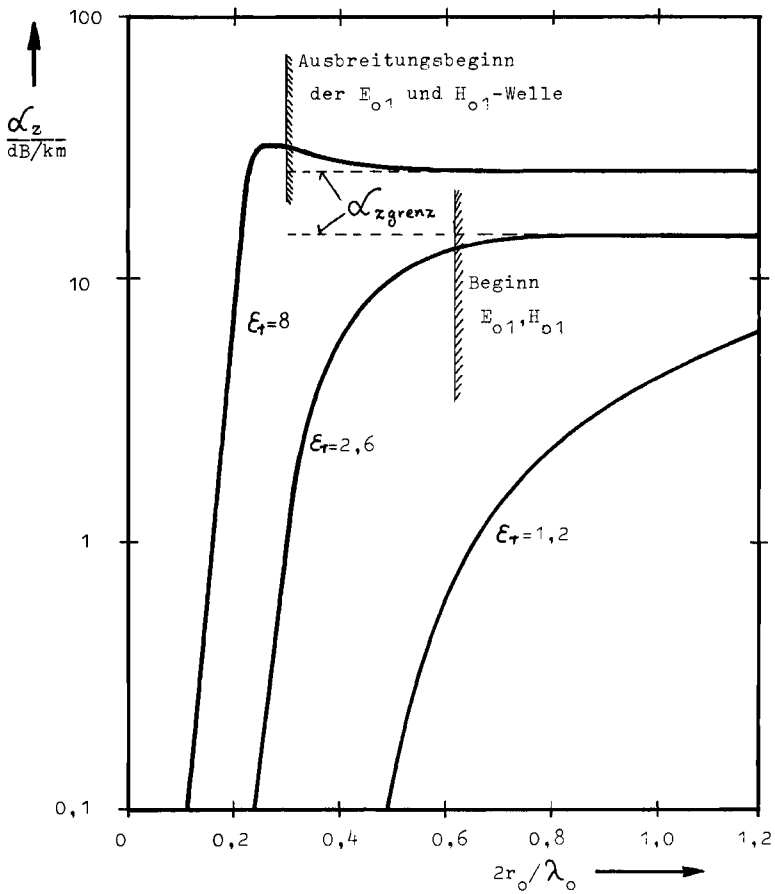


Bild 5.8: Prinzipieller Verlauf der Dämpfung als Funktion der normierten Frequenz /5.7/
f=1GHz ; $\tan\delta = 10^{-3}$

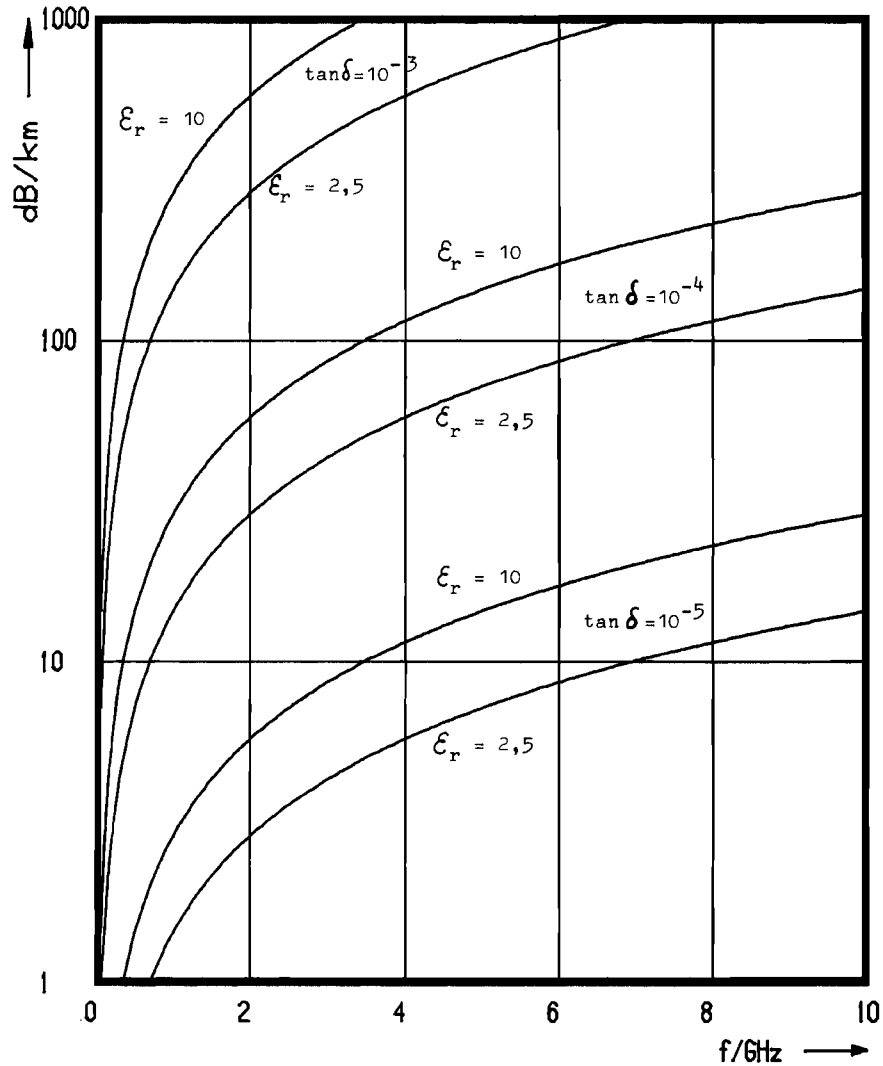


Bild 5.9: Höchstwert der Dämpfung einer Oberflächenwelle bzw. Dämpfung einer ebenen Welle in einem Dielektrikum mit geringen Verlusten

$$\alpha_{z\ grenz} = \sqrt{\varepsilon_r} \cdot f \cdot \frac{\pi}{c_o} \cdot \tan\delta = \tan\delta \cdot 27{,}3\,\text{dB/Wellenlänge}$$

Die Dämpfung α_z durch das Dielektrikum läßt sich für runde Stäbe analytisch berechnen /5.6, 5.7/. Sofern der Verlustfaktor $\tan\delta$ des verwendeten Materials genau genug bekannt ist, stimmen die errechneten Werte mit gemessenen Werten gut überein. Da die Dämpfung α_z der Welle hauptsächlich durch die Bindung an das Dielektrikum bestimmt wird, besteht große Ähnlichkeit zwischen dem Verlauf von β_z und α_z. Wellenleiter mit geringer Bindung haben dementsprechend weniger Längsdämpfung und auch geringere Dispersion. Die aus Bild 5.8 ersichtlichen Vorteile einer kleineren Dielektrizitätskonstanten lassen sich bei rechteckigen Querschnitten durch Vergrößerung des Seitenverhältnisses bei gleichbleibender Fläche erreichen /5.38, 5.39/. Die Breitseite des Profils muß dabei parallel zur magnetischen Feldstärke verlaufen. Der umgekehrte Fall beeinflußt β_z und α_z nur wenig.

Beschränkt man den Durchmesser des Feldschlauches, in dem 99 % der Energie geführt wird

$$D_{grenz} \approx 5 \cdot \frac{1}{\alpha_r}$$

z.B. auf den 40-fachen Stabdurchmesser

$$D_{grenz} \leq 40 \cdot 2\, r_o \implies \alpha_r \cdot r_o = \frac{5}{80} = 0{,}0625$$

so folgt daraus /5.9/, daß der Stabdurchmesser nicht kleiner sein darf als

$$2\, r_o > 0{,}42\, \lambda_\varepsilon \qquad \text{für } \varepsilon_r = 2 \ldots 3$$

bzw., daß ein Stab mit dem Durchmesser $2\, r_o$ eine praktische untere Grenzfrequenz hat, bei

$$f_{krit} \approx \frac{0{,}21 \cdot c_o}{r_o \sqrt{\varepsilon_r}} \qquad \text{für } \varepsilon_r = 2 \ldots 3 \qquad (5.10)$$

Damit ergibt sich für $\varepsilon_r = 2{,}6$:

$2\, r_o = 50$ mm Ø $\longrightarrow$ $f > 1{,}56$ GHz $\quad D_{grenz} \approx 2$ m Ø

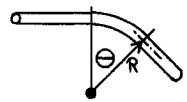
$2\, r_o = 20$ mm Ø $\longrightarrow$ $f > 3{,}9$ GHz $\quad D_{grenz} \approx 80$ cm Ø

$2\, r_o = 10$ mm Ø $\longrightarrow$ $f > 7{,}8$ GHz $\quad D_{grenz} \approx 40$ cm Ø

Bild 5.10 zeigt einige Querschnittsformen dielektrischer Leiter. Das dielektrische Rohr 5.10b /5.12, 5.45/ enthält weniger Material als der Vollstab. Dadurch werden die Dämpfung und der Dämpfungsanstieg mit der Frequenz kleiner, und die Dämpfungs- und Laufzeitverzerrungen nehmen ab. Nachteilig ist die größere Feldausdehnung. Bei beiden Formen a) und b) ist die Polarisation der Welle nicht eindeutig festgelegt. Bei längeren Strecken treten Zusatzverluste durch Depolarisation an Störstellen auf. Die vier restlichen Querschnittsformen vermeiden dies. Die Phasenkonstante β_z ist für Kreise, Quadrate und verwandte Formen mit guter Näherung nur von der Fläche des Leiters abhängig. Die Feldausdehnung wird dagegen von den Linearabmessungen beeinflußt. Es treten Resonanzerscheinungen auf mit besonders guter Bindung bei $\lambda_\varepsilon/4$ und besonders loser Bindung bei $\lambda_\varepsilon/2$ /5.7/.

An Störstellen entlang der Leitung kommt es leicht zur Abstrahlung. Reflektierte Leitungswellen sind in der Regel vernachlässigbar. Selbst ein offenes Leitungsende erzeugt kaum Reflexionen. Strahlungsverluste α_s an Leitungskrümmungen mit dem Krümmungsradius R sind proportional zum Winkel Θ und unabhängig von der Polarisation der Welle.

$$\alpha_s = \alpha_o \cdot \Theta$$



In /5.43/ wird eine empirische Formel für α_o angegeben.

$$\alpha_o = 27{,}7 \cdot e^{-0{,}0185 \cdot R \cdot \lambda_o^2 \cdot \alpha_r^3} \left[\text{dB/rad}\right] \qquad (5.11$$

5.4. Die dielektrische Bild-Leitung (Dielectric Image Line)

Da der dielektrische Stab allseitig einen großen Einbau-Freiraum benötigt, kommt für die praktische Anwendung als Langstrecken-Wellenleiter nur die Dielectric-Image Line als spezielle Bauform des Stabes mit $\underline{HE}_{11}$-Welle in Frage (Bild 5.11). Die untere Hälfte des Leiters wird dabei durch ihr Spiegelbild an einer gut leitenden Metallplatte ersetzt. Die Vorteile dieser Konfiguration sind:

- Die Leitung kann ohne Abstrahlungsverluste befestigt werden.

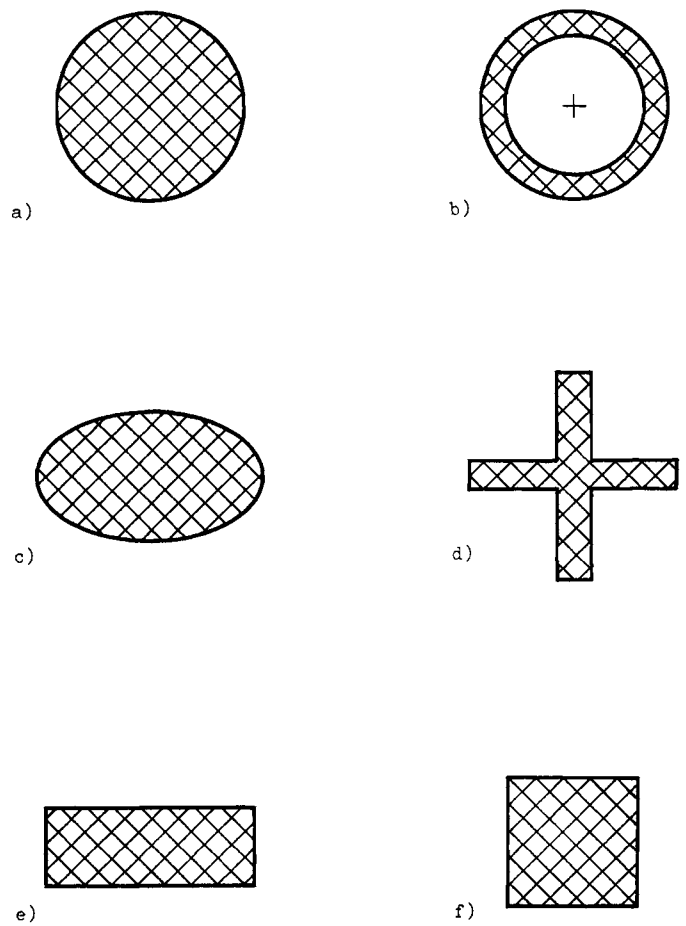


Bild 5.10: Querschnittsformen dielektrischer Wellenleiter

- Die mechanische Stabilität kann den Erfordernissen der Praxis angepaßt werden.

- Die Polarisationsebene der $\underline{HE}_{11}$-Welle ist eindeutig festgelegt.

- Der nutzbare Frequenzbereich wird größer, da die E_{01}-Welle nicht ausbreitungsfähig ist. (Die H_{01}-Welle läßt sich wegdämpfen bzw. zu höheren Frequenzen verschieben.

Nachteile treten (neben den größeren Herstellungskosten) praktisch nicht auf, da die zusätzlichen Stromwärmeverluste im Bodenblech - abgesehen vom Fall der sehr losen Bindung der Welle - kleiner als die dielektrischen Verluste sind /5.6, 5.7/. Neben der Anwendung zur trassengebundenen Informationsübertragung bzw. für leitungsgebundene Radarverfahren (vorgeschlagen von Beal, Queen's University, Kanada /5.33/) ist die dielektrische Bildleitung auch als Ersatz der Microstrip-Leitung für integrierte mm-Wellen-Schaltungen oberhalb 20 GHz im Gespräch /5.23, 5.24/.

Verschiedene Leitungsformen (Bild 5.11a, b, e und f) werden in /5.7/ diskutiert, die rechteckige Bildleitung wird in /5.23, 5.24/ berechnet und die Leitung mit abgewinkeltem Bodenblech (Bild 5.11 c, d) in /5.21, 5.27/. Bei Einbettung des Dielektrikums in einem spitzwinkligen Bodenblech steigt die untere Grenzfrequenz der $\underline{HE}_{11}$-Welle und der im Dielektrikum geführte Energieanteil sinkt. Damit werden die Verluste geringer. Da ihre Frequenzabhängigkeit steigt, sind Leitungen mit spitzem Winkel ($2\varphi_0 < 180°$) nur schmalbandig einsetzbar. Die Feldausdehnung ist bei geradem Bodenblech maximal. Das Maximum ist jedoch nur bei loser Bindung sehr ausgeprägt.

Winkelt man das Bodenblech nach unten ab (Bild 5.11d; $2\varphi_0 > 180°$), so kann zwar das Regenwasser abfließen und die Dämpfungsverzerrungen sinken, aber die Laufzeitverzerrungen werden größer.

Durch spezielle Formgebung des Leitungsquerschnitts kann man das Übertragungsverhalten beeinflussen. Für den jeweiligen Anwendungsfall läßt sich damit eine Optimierung durchführen.

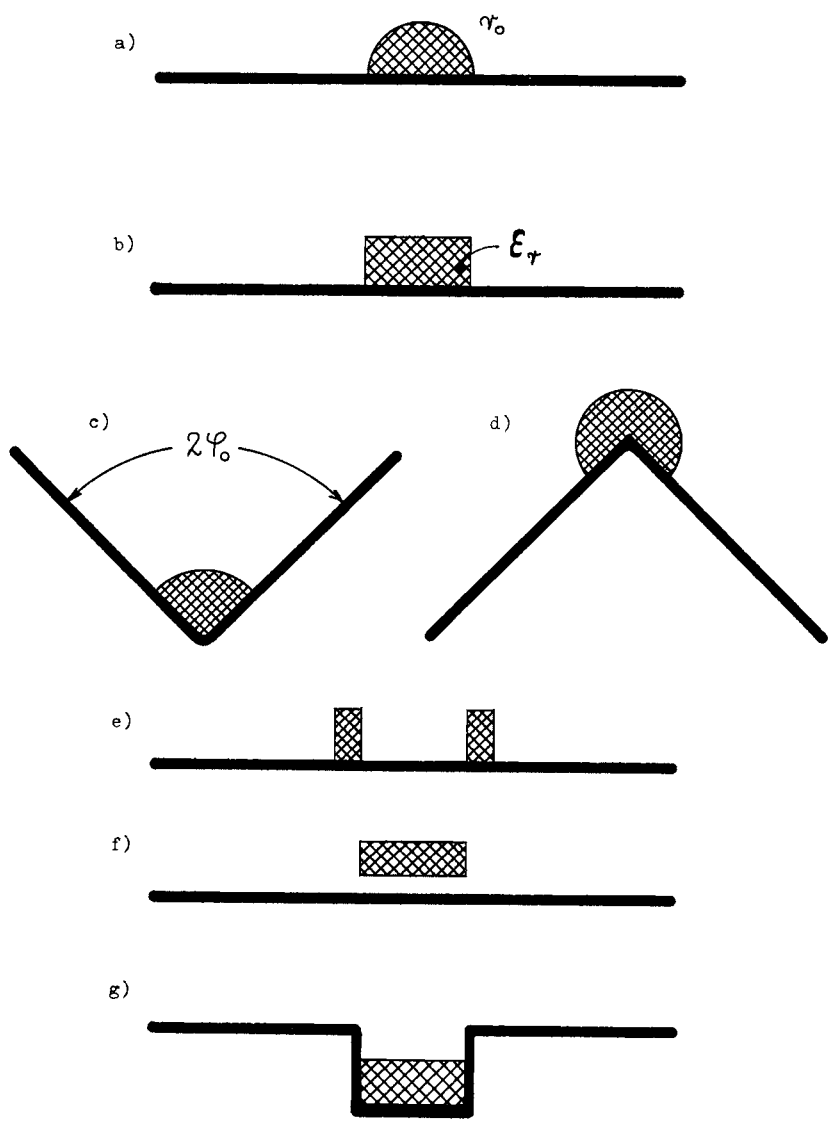


Bild 5.11: Bauformen der Dielectric-Image-Line

Abstrahlung und Störungen

Die Beeinflußbarkeit der HE_{11}-Welle durch Umgebungseinflüsse ist vergleichbar mit der der E_{01}-Welle auf dem dielektrisch beschichteten Draht. Wegen der starken Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungskonstanten sind eher noch ungünstigere Werte zu erwarten. Meßergebnisse liegen nicht vor, da die Dipolwelle noch nicht in das Entwicklungsstadium getreten ist, bei dem längere Erprobungsstrecken im Freien gebaut werden.

Störungen in Entfernungsbereichen zwischen $\lambda_o/4$ und $\lambda_o/2$ ergeben auch hier besonders starke Beeinflussung /5.6/. Die Abstrahlung an Leitungskrümmungen (4 - 22 dB Dämpfung / Kurve /5.4/) kann durch Vergrößerung des dielektrischen Volumens und damit festere Bindung vermindert werden. Die Abstrahlungsverluste durch Querschnittssprünge /5.25/ werden ebenfalls geringer bei festerer Bindung.

Wellentypwandlung

Zur Anregung der Dipolwelle können gerade Übergänge vom Rechteckhohlleiter mit H_{10}-Welle bzw. Rundhohlleiter mit H_{11}-Welle mit und ohne Trichterhorn eingesetzt werden. In /5.8/ werden im Dielektrikum eingebettete Stäbe, Ringe und Schlitze als Anpassungselemente zwischen Hohlleitern und Dielectric Image Lines untersucht. Schmalbandig werden Umwandlungswirkungsgrade von 70 bis 80 % erreicht. In /5.18/ wird eine Yagi-Antennenstruktur im Dielektrikum als Wellentypwandler vorgeschlagen (Bild 5.12). Im Bereich 2,0 bis 2,4 GHz wird ein Wirkungsgrad von 62 % erreicht. 30 bis 40 % der eingespeisten Leistung wird als Raumwelle abgestrahlt.

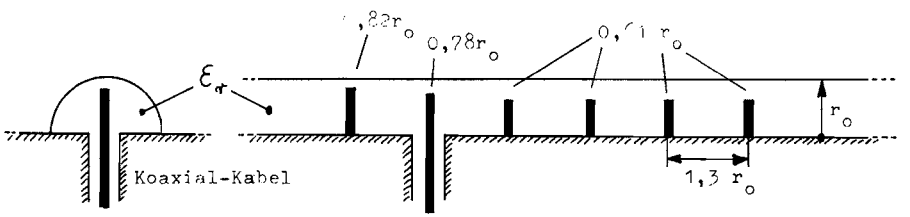


Bild 5.12: Anregung der Dipolwelle mit strahlungsgekoppelten Stäben

5.5. Sonderformen

Harms-Goubau-Leitung mit metallischem Schirm

Ein wesentlicher Nachteil der Oberflächenwellenleiter ist ihre Beeinflußbarkeit durch Störungen in unmittelbarer Nähe des Wellenleiters (Eis, Regentropfen, Schnee, Schmutz, Vögel etc.). Eine Abschirmung dieses Nahbereiches mit hoher Energiedichte ist deshalb naheliegend. Ein metallischer Schirm bietet absoluten Schutz, begrenzt jedoch den Raumbereich, in dem eine Verkopplung mit dem Feld möglich ist, auf einen schmalen Längsschlitz. Zudem werden das Feld der Oberflächenwelle und die Übertragungseigenschaften drastisch verändert.

Von Barlow wird in /5.10, 5.11/ ein koaxialer Metallschirm mit gezahntem Längsschlitz vorgeschlagen (Bild 5.13). Im Innern der Anordnung läuft eine TEM-Welle zusammen mit je einer E_{01}-ähnlichen Oberflächenwelle auf den Metallflächen. Die Breitbandübertragungseigenschaften erscheinen wenig vielversprechend, wenn man an die Interferenzprobleme beim längs geschlitzten Koaxialkabel denkt und noch zusätzlich die Oberflächenwellen und die periodischen Zähne berücksichtigt.

Unabhängig von der Leitungsform in Bild 5.13 kann man einen koaxialen Schirm jedoch auch so dimensionieren, daß die E_{01}-Welle auf dem Innenleiter ungestört bleibt und somit als Wellentyp dominiert. Um trotzdem vertretbare Querschnittsabmessungen zu erhalten, muß die Bindung der Welle an den Innenleiter jedoch sehr stark gemacht werden. Bild 5.15 zeigt den prinzipiellen Verlauf des Wellenwiderstandes Z_L eines Koaxialkabels mit beschichtetem Innenleiter als Funktion des Schirmdurchmessers D. Von einem bestimmten Grenzwert D_{grenz} ab wird das Wellenfeld durch den Schirm nicht mehr beeinflußt.

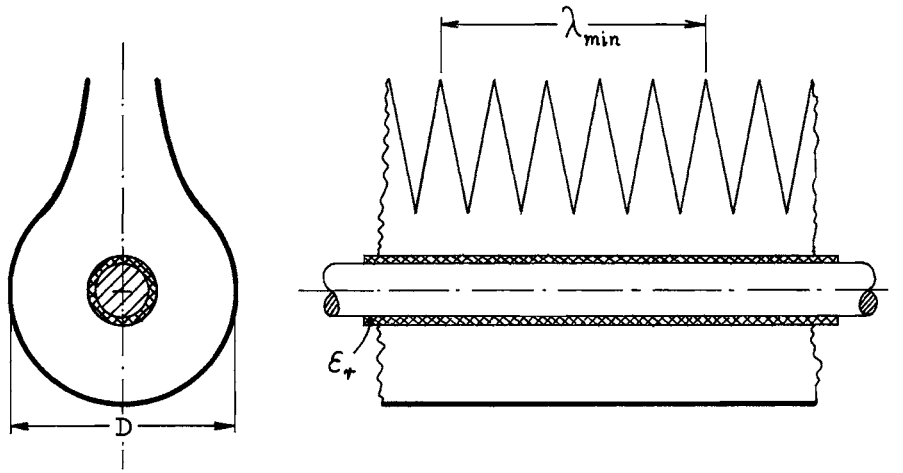


Bild 5.13: Goubau-Leitung mit metallischem Schirm nach Barlow (r_o=15mm; D=150mm für f=1 GHz)

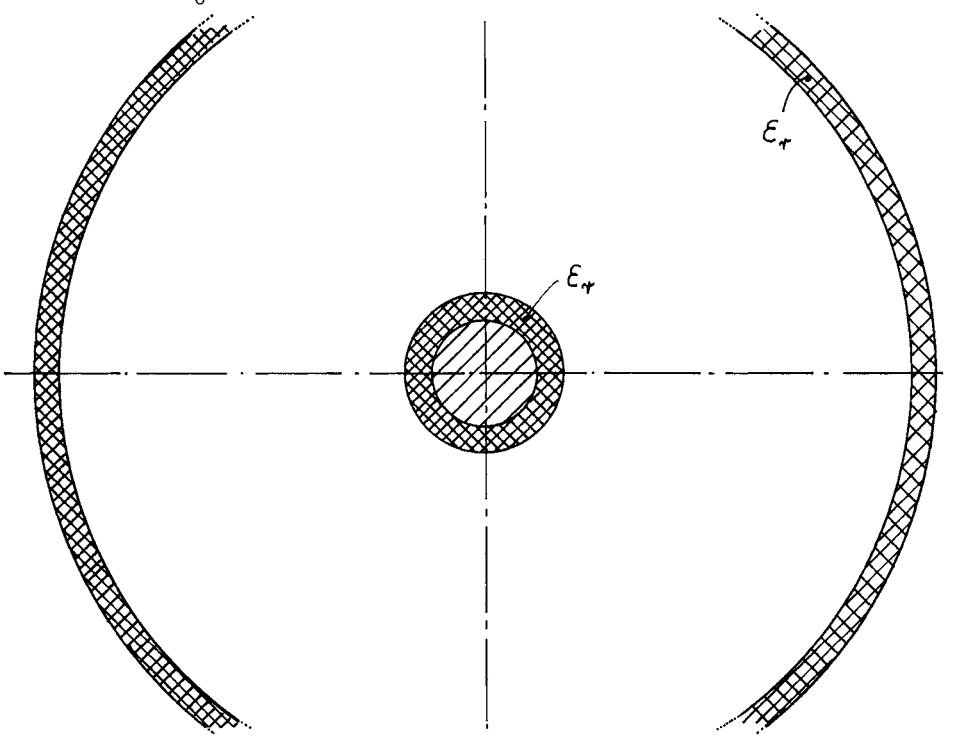


Bild 5.14: Goubau-Leitung mit dielektrischem Schirm nach Partch (r_o=12,1mm; r_1=17,2mm; r_2=100mm; r_3=105mm für f=500 MHz)

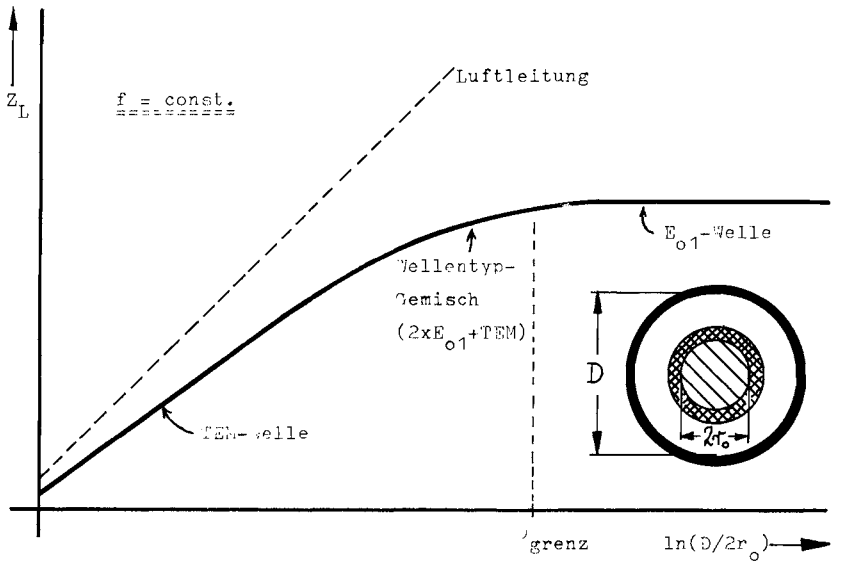


Bild 5.15: Feldzustände im Koaxialkabel mit beschichtetem Innenleiter;
Z_L = transportierte Leistung / (Strom im Innenleiter)^2

Harms-Goubau-Leitung mit dielektrischem Schirm

In /5.14/ werden metallischer und dielektrischer Schirm verglichen. Die Zusatzdämpfung durch den Schirm ist beim dielektrischen Schirm wesentlich geringer. Bei Schirmabmessungen wie in Bild 5.14 ergibt sich noch keine nennenswerte Änderung. Das Außenfeld ist von allen Seiten zugänglich, gleichzeitig sind die Probleme der Aufhängung und der Feldstörung wesentlich verringert. Eine 1 cm starke Eisschicht erzeugt bei 500 MHz 5 dB/km zusätzlich (statt 40 dB/km ohne Schirm).

Bei der Dipolwelle sind die Einsatzmöglichkeiten dielektrischer Schirme weniger günstig, da dieser Wellentyp durch den Schirm im Nahbereich stärker beeinflußt wird /5.14/.

Noch ungeklärte Probleme bei geschirmten Oberflächenwellenleitern sind:

- die Aufhängung der Leitung im Schirm

- die mechanische Stabilität

- die Herstellbarkeit größerer Längen

- der Schutz des Innenraumes vor Kondenswasser, Wasseraufnahme, feuchter Luft etc.

Leitung mit künstlichem Dielektrikum

In /5.12/ wird eine Image-Line mit abgewinkeltem Bodenblech nach Bild 5.11d beschrieben. Es wird ein künstliches Dielektrikum mit 4 x 13 x 48 mm großen Antennenstäben in 50 mm Abstand (Bild 5.16) benutzt. Die Leitung führt eine relativ gut gebundene Welle mit $v_p = 0{,}87\ c_o$ bei 800 MHz und $v_p = 0{,}47\ c_o$ bei 1,2 GHz. Die Leitungsdämpfung beträgt minimal 14 dB/km bei 850 MHz und 10 cm Bodenabstand. Die Koppeldämpfung zu einem gleich aufgebauten Leitungsrichtkoppler schwankt abstands- und frequenzabhängig zwischen 1 dB und 10 dB (Bandbreite 20 MHz). Der Aufbau der Leitung ist mechanisch stabil und wetterbeständig. Durch die Wellung des benutzten 2 mm Al-Bleches ist ein Ausgleich von thermischen Längenänderungen möglich.

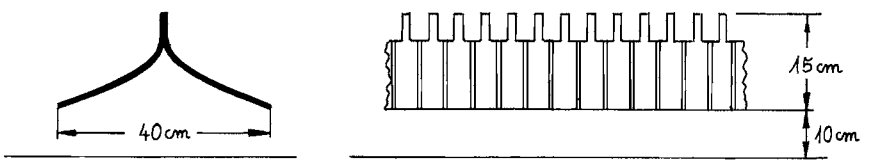


Bild 5.16: Gewellte Y-Leitung nach Nakahara
Material: Al; f = 850 MHz

Reusenleitung

Von Barlow (University College, London) werden in /5.22/ Reusenleitungen mit bis zu 8 Einzeldrähten untersucht. Die hier aufgezeigten Ergebnisse könnten auch für die trassengebundene Nachrichtenübertragung interessant werden. Die Reusenleitung mit 4 oder mehr Einzelleitern (Bild 5.17) zeigt sehr geringe Längsdämpfung , wenn auf ihr eine Dipolwelle angeregt wird. Im Gegensatz zur E_{01}-Welle der Gesamt-

struktur und zur TEM-Welle, ist die Energiedichte im Innenbereich sehr gleichmäßig und das Außenfeld klingt rasch ab.

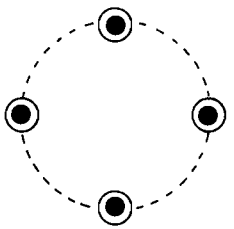


Bild 5.17: Reusenleitung mit dielektrisch beschichteten Drähten

Image-Line im Schienenfluß

In /5.42/ wird für die Radarüberwachung des vor dem Schienenfahrzeug liegenden Trassenstücks eine Image-Line nach Bild 5.18 vorgeschlagen. Die Feldverteilung wird unter Berücksichtigung der Verluste nach dem Verfahren der Finiten Elemente numerisch ermittelt. Für ε_r = 2,56 wird bei 1,3 GHz eine Dämpfung von 56 dB/km ermittelt.

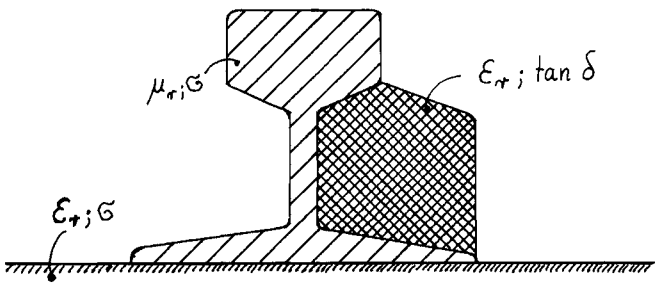


Bild 5.18: Image Line im Schienenfluß mit $\underline{HE}_{11}$-Welle

6. Offene Hohlleiter

6.1. Einführung

Versieht man einen metallischen Hohlleiter mit einer oder mehreren Öffnungen, um ihn für die trassengebundene Informationsübertragung einsetzen zu können, so lassen sich drei Gruppen offener Hohlleiter unterscheiden. Benutzt man diese Öffnung, um mit einer Koppelvorrichtung in das Hohlleiterfeld einzutauchen, so kommt man zum Schlitzhohlleiter mit kontinuierlichem Längsschlitz. Läßt man das Feld durch diese Öffnung austreten, so ergibt sich entweder ein vom Hohlleiter gespeister Oberflächenwellenleiter (ohne Abstrahlung) oder ein Leckhohlleiter, der Feldenergie abstrahlt.

Da Hohlrohrwellen im allgemeinen schnelle Wellen sind ($V_p > C_o$), sind damit angeregte schnelle Oberflächenwellen nur in begrenzten Raumbereichen realisierbar. Für die Leckwellenanregung sind sie dagegen prädestiniert. Wegen $V_p > C_o$ werden nicht nur durch geeignete diskrete Schlitze sondern auch durch kontinuierliche Öffnungen Raumwellen abgestrahlt.

Die Wellentypen im geschlossenen Hohlleiter werden als bekannt vorausgesetzt. Die Abstrahlung durch Schlitze ist bei Mikrowellenantennen weit verbreitet und kann der Antennenliteratur entnommen werden (z.B. /1.3; 1.4; 4.43/).

Hohlleiter sind bezüglich der Längsdämpfung für Langstreckenübertragungen besonders gut geeignet, da sie bei fester Frequenz das größte gegen die Umgebung abgeschlossene Luftvolumen zur Verfügung stellen, in dem ein Wellentyp eindeutig ausbreitungsfähig ist. Dies ist eine der Voraussetzungen, um geringe Längsdämpfung zu erreichen.

Da die Abmessungen des Leiterquerschnitts etwa $\lambda/2$ erreichen müssen, bevor eine Wellenausbreitung möglich ist, beginnt der Einsatzbereich der Hohlleiter bei etwa 1 GHz. Bei niedrigeren Frequenzen werden die Querschnittsabmessungen zu groß. Das echte Hochpaßverhalten bietet speziell bei der Nachrichtenübertragung zu elektrisch betriebenen Fahrzeugen den wesentlichen Vorteil, daß niederfrequente elektrische, magnetische und elektromagnetische Störungen ohne Einfluß bleiben. Oberhalb von 1 GHz ist die spektrale Leistungsdichte von z.B. Thyristorsteuerungen, Koronaentladungen, elektrischen Antrieben und Schaltfunken bereits soweit abge-

sunken, daß keine Probleme mehr auftreten.

Im folgenden werden die wesentlichsten offenen Hohlleiter, die für die spurgeführte Nachrichtenübertragung in Frage kommen, kurz vorgestellt. Die meisten haben das Stadium der Laboruntersuchung noch nicht verlassen. Nur der Schlitzhohlleiter wird bereits in der Praxis bei der Nachrichtenübertragung zu Schienenfahrzeugen eingesetzt.

6.2. Abstrahlende Rundhohlleiter

Die H_{01}-Welle im Rundhohlleiter hat die verlockende Eigenschaft, daß die Wandstromverluste mit wachsender Frequenz sinken. Weit oberhalb der kritischen Frequenz hat man außerdem so wenig Dispersion, daß diese niedrige Längsdämpfung auch breitbandig mit großen Verstärkerabständen nutzbar gemacht werden kann. Ein 5 cm rundes Kupferrohr mit H_{01}-Welle hat z.B. bei 50 GHz eine theoretische Dämpfung von 1 dB/km. Da neben der H_{01}-Welle noch etwa 186 andere Wellentypen ausbreitungsfähig sind, treten erhebliche Probleme bei der Erzeugung und Aufrechterhaltung des Wellentyps auf. Dies hat dazu geführt, daß geschlossene Weitverkehrshohlleiter mit H_{01}-Welle sich bis heute nicht durchsetzen konnten. In der Zukunft werden sie durch optische Wellenleiter verdrängt.

Für die Verwendbarkeit zur trassengebundenen Nachrichtenübertragung wurden von AEG-Telefunken /6.10/ verkupferte Stahlrohre mit 50 mm Innendurchmesser und 3 mm Wandstärke im Bereich um 60 GHz (Wellenlänge 5 mm) untersucht (Bild 6.1). Die Abstrahlung erfolgt über eine oder mehrere Lochreihen in Längsrichtung (Durchmesser 1,4 mm; Abstand 3 mm). Da bei 60 GHz die Resonanzabsorption des Luftsauerstoffs liegt, kann man mehr Feldenergie austreten lassen, ohne die Umwelt zu stören, als bei anderen Frequenzen.

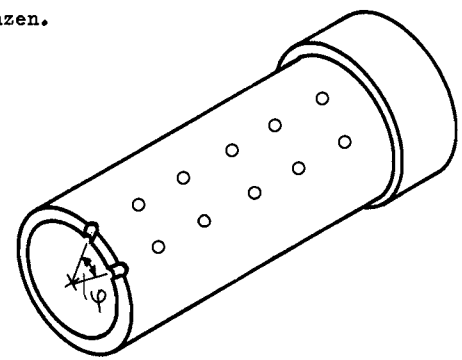


Bild 6.1: H_{01}-Rundhohlleiter mit abstrahlenden Löchern

In /5.12/ wird ein Aluminium-Rundhohlleiter mit 132 mm Durchmesser und 3 mm Wandstärke bei 9,4 GHz untersucht (neben der H_{01}-Welle sind 49 andere Wellentypen ausbreitungsfähig). Für 10 mm Lochdurchmesser wurden Längsdämpfungen von 3 dB/km gemessen und für 12 mm Lochdurchmesser 18 dB/km ($\varphi = 20^\circ$; Lochabstand 14 mm).

Mit zwei parallelen Lochreihen wird das Strahlungsdiagramm in der Transversalebene stärker gebündelt und die Befestigungsprobleme werden geringer. Für $\varphi = 90^\circ$ wird die störende Wellentypwandlung H_{01} in E_{11} in Leitungskrümmungen besonders klein.

Ein komplettes Übertragungssystem mit H_{01}-Rundhohlleiter wird in /6.5/ vorgestellt. Es wurde von der Japanischen Eisenbahn zusammen mit den Firmen Shibaura und Furukawa entwickelt und entlang einer 1 km langen Bahntrasse versuchsweise installiert. Das System hat die Erprobungsphase bestanden, dürfte dann aber an den Kosten gescheitert sein.

Bild 6.2 zeigt den Aufbau. Aus einem H_{01}-Hohlleiter mit 132 mm Innendurchmesser (Al-Rohr) wird alle 11 m über einen Richtkoppler Energie ausgekoppelt und einer Schlitzantenne zugeführt. Durch Abgleich eines Phasenschiebers werden Interferenzen zwischen den Feldern benachbarter Schlitzantennen vermieden. Im Frequenzbereich 7,5 GHz $\pm$ 300 MHz ist die Längsdämpfung des Hohlleiters 2 dB/km. Sie erhöht sich durch die Energieauskopplung auf 7,5 dB/km. Alle 100 m sind Wendelhohlleiter als Modenfilter vorgesehen, da sich neben der H_{01}-Welle 29 weitere Wellentypen ausbreiten können.

Als Fahrzeugantenne wurde eine 3 m lange Dipolzeile mit elliptischem Metallreflektor benutzt (Dipolzeile in Brennpunkt 1; Leitung in Brennpunkt 2). Die Koppeldämpfung war 22 bis 27 dB und die maximal auftretenden Pegelabweichungen entlang der 1-km-Teststrecke betrugen +2 bis -7 dB. Das Übertragungsverhalten zum fahrenden Zug wurde durch digitale Datenübertragung und Fernsehbildübertragung erprobt. Die gesetzlichen Störstrahlungsbestimmungen (15 µV/m in 100 m Entfernung) wurden bei 10 mW Sendeleistung eingehalten.

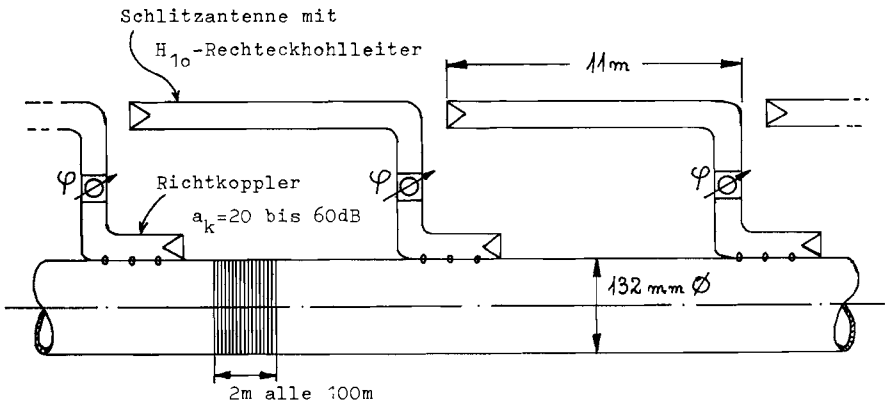


Bild 6.2: Rundhohlleitersystem von Kawakami

Dieses Rundhohlleitersystem zeigt sehr deutlich die einzelnen Teilbereiche eines Leckwellensystems:

- **einen gegen Umwelteinflüsse geschützten, dämpfungs- und dispersionsarmen Wellenleiter für den axialen Energietransport,**
- **nach Betrag und Phase einstellbare Koppelelemente zwischen axialer und radialer Welle,**
- **in der Amplitude und im Richtdiagramm einstellbare Leckwellenstruktur mit gleicher Phasengeschwindigkeit wie der Versorgungs-Wellenleiter.**

6.3. H-Wellenleiter und Rillenleiter (Groove Guide)

Der H-Leiter (Bild 6.3) wurde von Tischer /6.1, 6.2/ als dämpfungsarmer Wellenleiter vorgeschlagen. Die Ausführungsform aus Bild 6.3b wurde bereits in Kapitel 2.2. zum Nachweis der Existenz schneller Oberflächenwellen herangezogen und die Form aus Bild 6.3c wurde in Kapitel 5.4. als Sonderfall der Dielectric Image Line angegeben.

Die Grundwelle der Leitung ähnelt der H_{10}-Welle im geschlossenen Rechteckhohlleiter. Die Wellenausbreitung beginnt daher etwa dann, wenn in das Dielektrikum der Breite s eine halbe Wellenlänge $\lambda_o/(2\sqrt{\varepsilon_r})$ hineinpaßt.

$$\text{untere Grenzfrequenz: } f_{krit} \approx \frac{c_o}{2\sqrt{\varepsilon_r}\cdot s} \qquad (6.1)$$

Im Luftraum läuft eine Oberflächenwelle mit dem Dämpfungsexponenten (für b >> s):

$$\alpha_x^{\,2} \approx \left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2 - \beta_o^{\,2} + \left(\frac{\pi}{s}\right)^2 \qquad (6.2)$$

Für $\lambda_z = \lambda_\varepsilon \Big/ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_\varepsilon}{2\,s}\right)^2}$ (H_{10}-Wellenlänge) ergibt sich

als Näherung

$$\alpha_x \approx \beta_o \cdot \sqrt{\varepsilon_r - 1} \qquad (6.3)$$

wie bei den zylindersymmetrischen Oberflächenwellen. Bei sehr dünnen dielektrischen Stegen (b << s) ist die radiale Dämpfung gering. Mit steigender Frequenz bzw. mit zunehmendem Füllungsvolumen steigt die Feldkonzentration und die Welle läuft immer langsamer, so daß aus einer ursprünglich schnellen Oberflächenwelle stets eine langsame Oberflächenwelle wird.

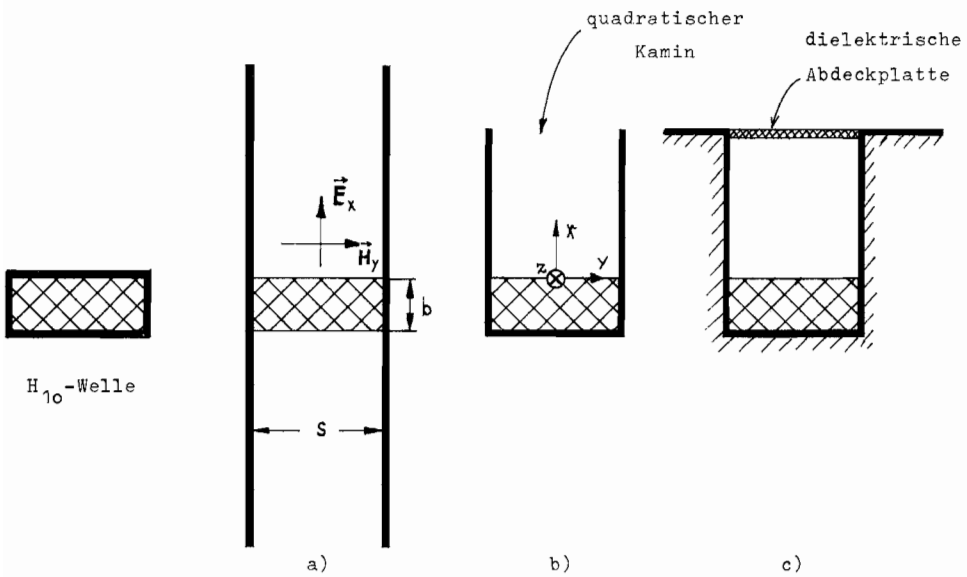


Bild 6.3: a) H-Guide von Tischer
b) c) verwandte Leitungsformen

Der Grundwelle der symmetrischen H-Leitung (Bild 6.3a) fehlt als einzige Feldkomponente H_x. Daher treten wie beim H_{01}-Typ im Rundhohlleiter keine Längskomponenten der Wandstromdichte auf. Wie dort ergeben sich als Vorteil geringe Reflexionen an Flanschverbindungen und mit wachsender Frequenz abnehmende Wandstromverluste. Letzteres wird durch die gegenläufigen dielektrischen Verluste jedoch überdeckt. Das Wellenfeld der H-Leitung läßt sich über die konforme Abbildung aus dem der Harms-Goubau-Leitung und dem der Dielectric-Image-Line herleiten und umgekehrt /5.21/.

Eine Weiterentwicklung des H-Wellenleiters ist der Rillenleiter oder Groove-Guide von Nakahara und Kurauchi /6.7/. Das Dielektrikum wird ersetzt durch eine symmetrische Ausbuchtung der beiden Metallplatten (Bild 6.4). Während im Dielektrikum die Wellenlänge λ_o auf $\lambda_o/\sqrt{\varepsilon_r}$ ver-

kürzt wurde, bleibt hier λ_o erhalten und die Abmessungen werden vergrößert. Die Felder und Eigenschaften sind vergleichbar für

$$\varepsilon_r \approx \left(\frac{a}{s}\right)^2, \tag{6.4}$$

da der Beginn der Wellenausbreitung im Rillenleiter grob abgeschätzt werden kann mit

$$f_{krit} \approx \frac{c_o}{2a}. \tag{6.5}$$

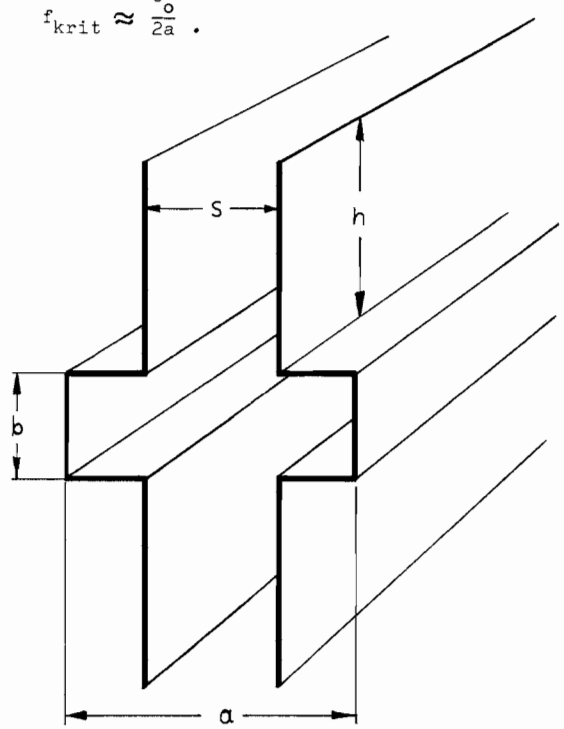


Bild 6.4: Groove Guide von Nakahara / Kurauchi

Eine genaue Berechnung /6.6, 6.7/ zeigt, daß die Grenzwellenlänge, ausgehend von 2a bei s = 0 (geschlossener Rechteckhohlleiter mit H_{10}-Welle) immer kleiner wird, je nach Rillenbreite für s = 0,6 bis 0,8a ein Minimum durchläuft und anschließend wieder ansteigt auf λ_{krit} = 2a für den Fall zweier paralleler Platten ohne Rille und ohne Oberflächenwelle. Bei vorgegebener Frequenz kann der Rillenleiter also eine größere Breit-

seite a erhalten als ein geschlossener Rechteckhohlleiter; damit ist die Längsdämpfung von vornherein niedriger.

Den mit der Frequenz ansteigenden dielektrischen Verlusten des H-Guide entsprechen ähnlich verlaufende Wandstromverluste beim Groove-Guide. Die Gesamtdämpfung durchläuft daher (wie beim H_{10}-Rechteckhohlleiter) ein Minimum oberhalb von 2 f_{krit}.

Für sehr flache Rillen (z.B. s > a/3 bei b = 0,3a) tritt der Sonderfall ein, daß außer der H_{11}- und der E_{11}-Welle keine anderen Wellentypen ausbreitungsfähig sind /6.7/.

Begrenzt man die Plattenhöhe h, so wird der ins Freie hinausreichende Teil der Oberflächenwellenenergie abgestrahlt. In /5.12/ wird ein abstrahlender Groove-Guide mit Abmessungen wie in Bild 6.5 experimentell untersucht. Um die stabile Führung der Welle sicherzustellen, ist der Hohlleiter allseitig geschlossen. Als Strahlungsquellen sind Schlitze angebracht.

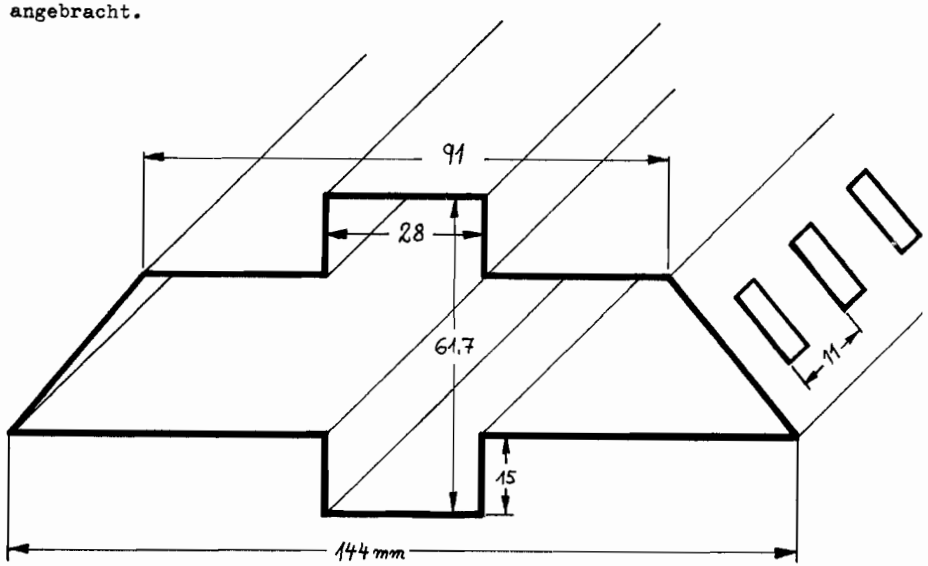


Bild 6.5: Leaky Groove Guide; f = 7,5 GHz

Bei 7,5 GHz wurde an einer 80-m-Teststrecke eine Längsdämpfung von 20 dB/km ohne Abstrahlung ermittelt. Durch die strahlenden Schlitze stieg die Dämpfung an auf 60 dB/km (5 x 12 mm Schlitze - 30 dB Koppeldämpfung) bis 500 dB/km (5 x 16 mm Schlitze - 18 dB Koppeldämpfung). Als Fahrzeugantenne wurde eine 3 m lange Rechteck-Hohlleiter-Schlitzantenne mit elliptischem Reflektor benutzt. Im Bereich 7,5 GHz ± 300 MHz betrug die maximale Pegeländerung entlang der 80-m-Strecke ± 3,5 dB.

6.4. Die Trogleitung

Die Grundwelle der Trogleitung (Trough-Line) kann man sich aus der 1. Oberwelle der geschirmten Streifenleitung (H-Welle) entstanden denken (Bild 6.6).

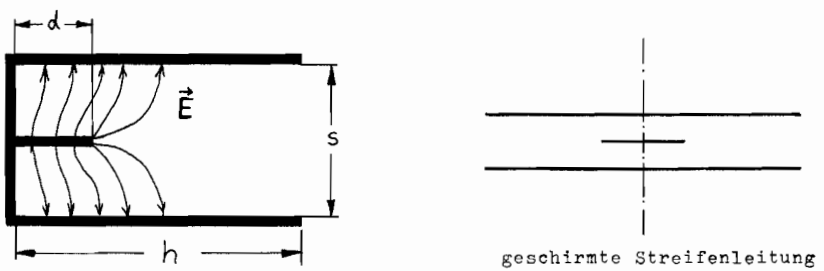


Bild 6.6: Trogleitung von Fubini

Vorteile der Trogleitung sind der einfache und mechanisch stabile Aufbau, der große Eindeutigkeitsbereich des Grundwellentyps (etwa 3:1) und die einfache Anregung über ein Koaxialkabel /6.3/. Nach /1.3/ muß die Steghöhe d größer als 10 % der Trogbreite s gewählt werden, damit eine Wellenausbreitung möglich ist. Die Ausbreitung beginnt ungefähr bei

$$f_{krit} \approx \frac{c_o}{2\,s} \quad \text{für} \quad d = s/4. \qquad (6.6)$$

Der Verlauf der Hohlleiterwellenlänge ist ähnlich wie bei der H_{10}-Welle im geschlossenen Rechteck. Mit größer werdender Steglänge d nimmt die kritische Wellenlänge linear zu.

$$f_{krit} \approx \frac{c_o}{5\,s} \qquad \text{für } d = s \qquad (6.7)$$

Ist die Höhe h der Seitenplatten zu klein, so wird aus der nichtstrahlenden Oberflächenwelle eine Leckwelle. Anwendungen der Trogleitung sind bisher nur im Bereich der Mikrowellen-Antennen bekanntgeworden. Die Trogleitung mit dielektrischem Steg wird in /5.39/ berechnet. Sie ist eine der wenigen bekannten axial-homogenen Strukturen, die bereichsweise eine Rückwärtswelle führen.

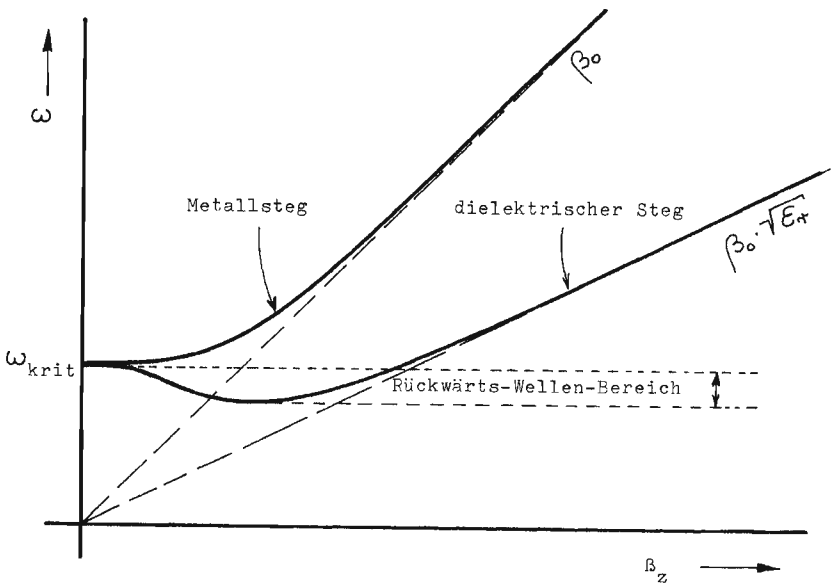


Bild 6.7: $\omega - \beta$- Diagramm der Trogleitung

6.5. Schlitzhohlleiter

6.5.1. Einleitung

Das Grundprinzip des Schlitzhohlleiters (Bild 6.8) ist es, einen Recht-

eckhohlleiter mit H_{10}-Welle so zu öffnen, daß eine Koppelanordnung von außen in das Hohlleiterinnere eintauchen kann, und diese Öffnung so auszuführen, daß das Wellenfeld nicht in die Umgebung austritt /6.9/.

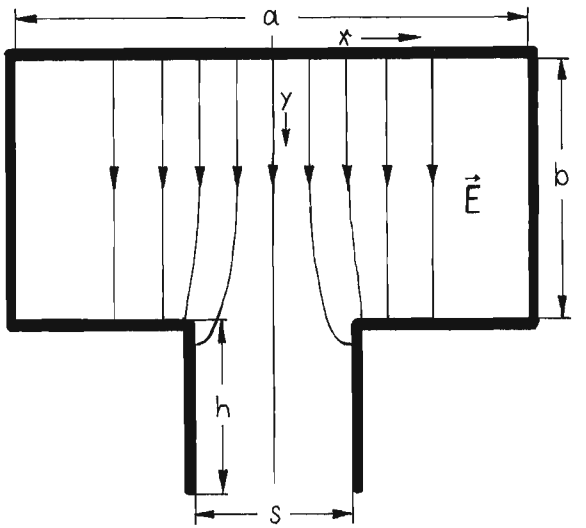


Bild 6.8: Querschnitt des Schlitzhohlleiters nach Lange/Dalichau mit elektrischen Feldlinien der H_{10}-Welle

Während die meisten anderen offenen Wellenleiter ein Außenfeld erzeugen, in dem die Verkopplung mit einer Fahrzeugantenne erfolgt, geht es hier darum, dieses Außenfeld zu vermeiden, um andere Funkdienste nicht zu stören. Die Verkopplung mit dem Innenfeld schränkt allerdings die Verwendbarkeit des Schlitzhohlleiters ein. Da der Fahrzeugkoppler durch den Schlitz in den Hohlleiter hineingreift, wird die maximal zulässige Schwankungsbreite durch die Schlitzbreite s vorgegeben. Der Schlitzhohlleiter eignet sich damit nur (sofern man von Antennennachführungen absieht) für die Nachrichtenübertragung zu relativ gut spurgeführten Fahrzeugen (z.B. Schienenfahrzeuge und Magnetschwebefahrzeuge).

6.5.2. Feldverteilung und Übertragungseigenschaften

Durch den Schlitz in der Mitte der Breitseite wird das Feld der H_{10}-Welle nur wenig gestört, so daß für die Berechnung der Übertragungseigenschaften

die bekannten Formeln für den geschlossenen Rechteckhohlleiter benutzt werden können. Bild 6.9 zeigt die Längsdämpfung und Bild 6.10 die Laufzeitverzerrung für den geschlossenen Rechteckhohlleiter.

Längsdämpfung: $$\alpha_z = \frac{R_F}{Z_F} \left(\frac{\lambda_g}{2a}\right)^2 \left[\frac{1}{b} + \frac{2}{a} + \frac{1}{b}\left(\frac{2a}{\lambda_g}\right)^2\right] \qquad (6.8)$$

mit $R_F = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\pi \mu_0 f/\sigma}$ (spez. Flächenwiderstand)

$\lambda_g = \lambda_0 \Big/ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}$ (Hohlleiterwellenlänge)

$Z_F = Z_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}$ (Feldwellenwiderstand)

Gruppenlaufzeit/m: $$\tau_g' = \frac{1}{c_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_{krit}}{f}\right)^2}} \qquad (6.9)$$

Laufzeitverzerrung/m: $$\Delta\tau_g' = -\Delta f \cdot \frac{2a}{c_0^2} \cdot \left[\left(\frac{f}{f_{krit}}\right)^2 - 1\right]^{-3/2} \qquad (6.10)$$

mit Δf : Signalbandbreite

$$\Delta\tau_g' = \tau_g'(f + \Delta f) - \tau_g'(f)$$

Obwohl die H_{20} - und die H_{01}-Welle im homogenen Schlitzhohlleiter nicht ausbreitungsfähig sind, wurden die Kurven oberhalb der kritischen Frequenz der H_{20}-Welle gestrichelt. Die aufgrund des Schlitzes gewonnene Zusatzbandbreite bis zum Einsatz der H_{30}- bzw. E_{11}/H_{11}-Welle wird sich nicht immer technisch nutzen lassen, da Symmetriestörungen (wie z.B. ein außermittig eintauchender Fahrzeugkoppler) in diesem Frequenzbereich starke Abstrahlung in die Umgebung hervorrufen können.

Den Einfluß der Breite s des Schlitzes und der Höhe h des Kamins auf die Leitungsdämpfung zeigen die Bilder 6.11 und 6.12 (Meßergebnisse).

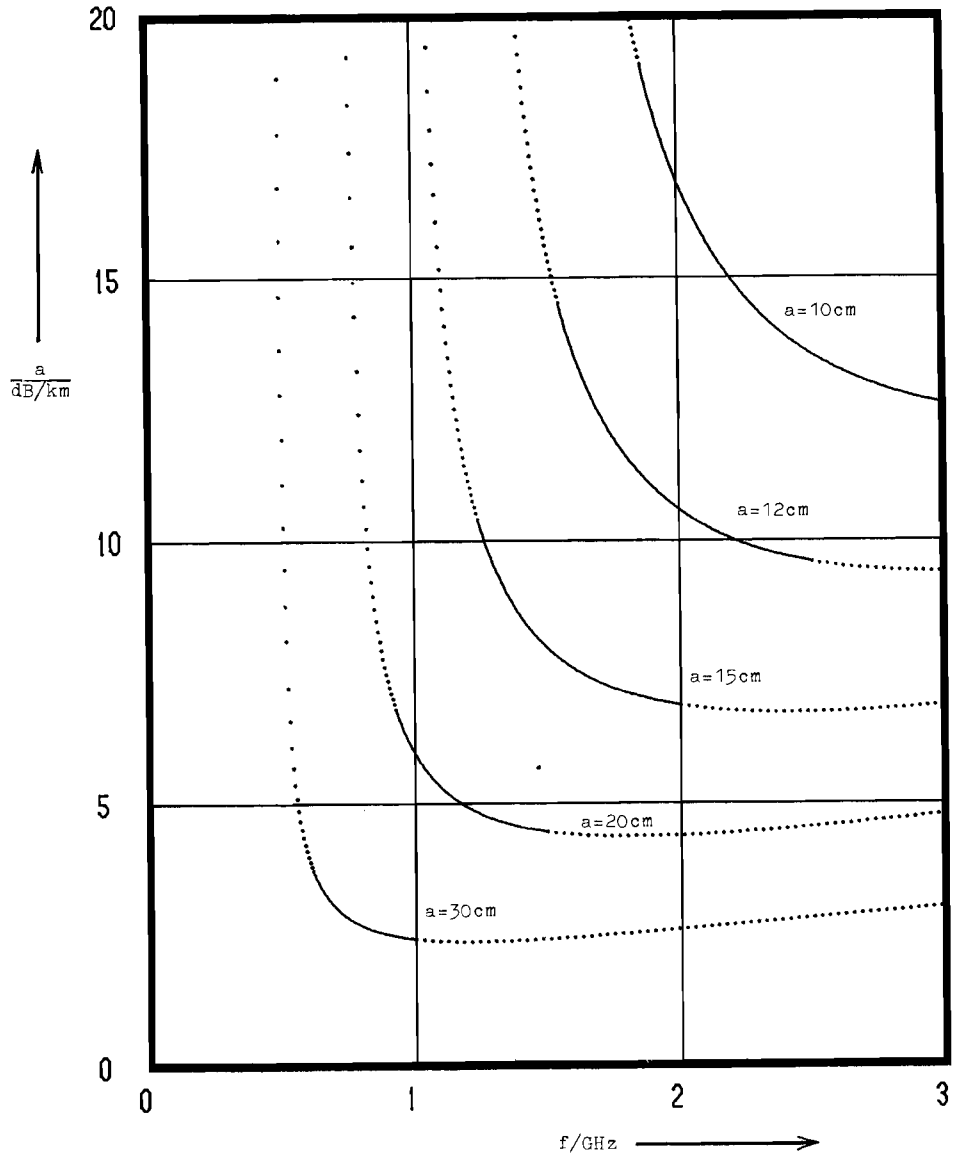
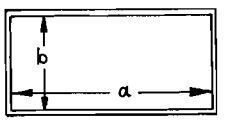


Bild 6.9: Dämpfung durch Wandstromverluste im Aluminium-Rechteckhohlleiter mit H_{10}-Welle (a = 2b)



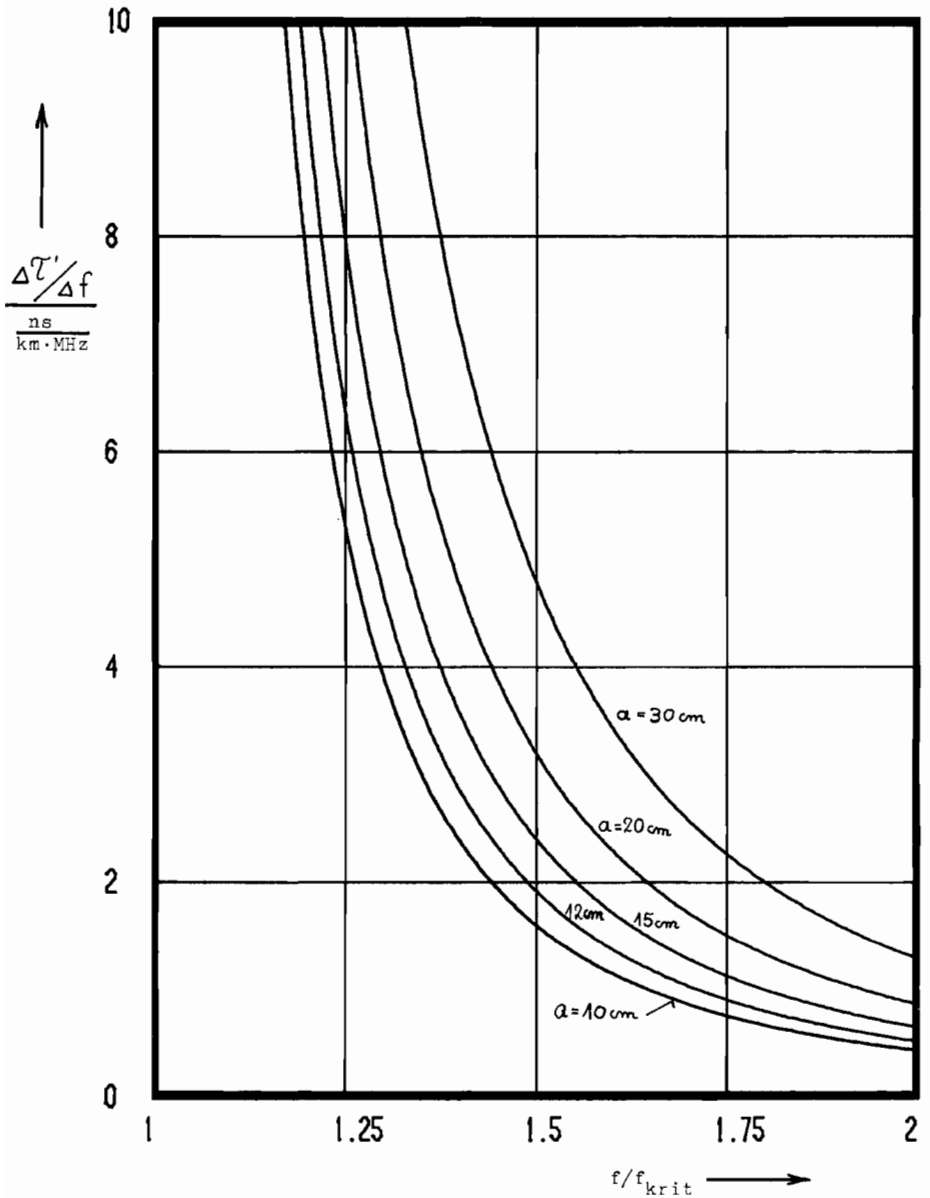


Bild 6.10: Laufzeitverzerrung im geschlossenen Rechteckhohlleiter als Funktion der Frequenz (Parameter: Breite a des Hohlleiters)
Laufzeitunterschied $\Delta\tau'$ für zwei um Δf auseinanderliegende Signale

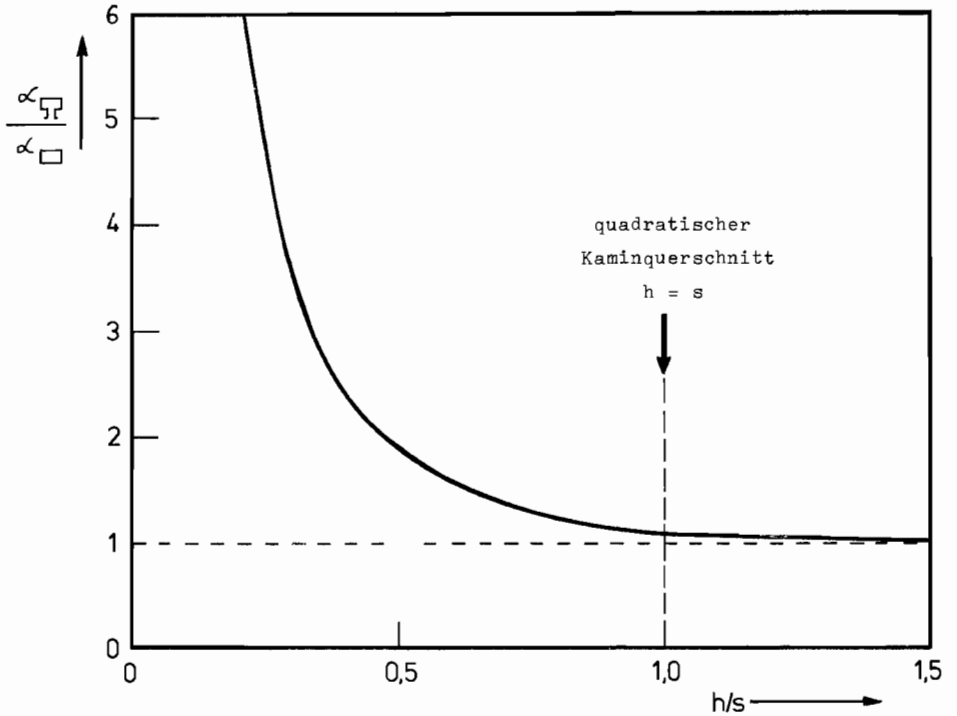


Bild 6.11: Dämpfung des Schlitzhohlleiters bezogen auf die Dämpfung des geschlossenen Hohlleiters als Funktion der Kaminhöhe (Cu-Hohlleiter, $\alpha_{\square}$ = 3,5 dB/km, s = 0,25 a)

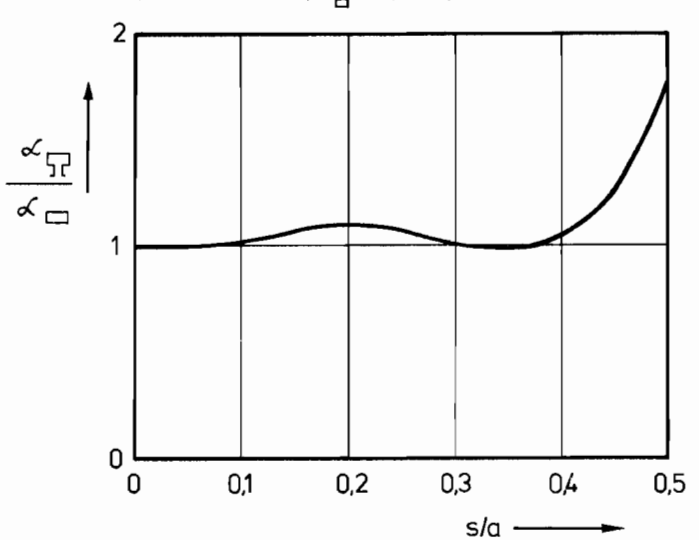


Bild 6.12: Dämpfung des Schlitzhohlleiters bezogen auf die Dämpfung des geschlossenen Hohlleiters als Funktion der Schlitzbreite (Cu-Hohlleiter, $\alpha_{\square}$ = 3,5 dB/km, h = s, f = 1,3 GHz)

Da die Oberflächenströme der H_{10}-Welle in der Mitte der Hohlleiterbreitseite nur in z-Richtung fließen, erzeugt ein schmaler Schlitz dort keine Abstrahlung (vgl. Schlitzmeßleitung). Ein breiter Schlitz mit s = 0,3a bis 0,4a erzeugt Abstrahlung, da die H_{10}-Welle eine schnelle Welle ist, und muß deshalb mit einem Dämpfungskamin versehen werden. Im Kaminbereich läuft eine schnelle Oberflächenwelle, wie sie bereits mehrfach in vorangegangenen Kapiteln erwähnt wurde. Auch hier ergibt sich, daß die Seitenwände des Kamins etwa eine Schlitzbreite hoch sein müssen, damit das restliche Feld, das abgestrahlt wird, vernachlässigbar klein ist. Bild 6.12 zeigt, daß man mit einem solchen, im Querschnitt quadratischen Kamin, relativ breite Längsschlitze zulassen kann, ohne daß die Längsdämpfung sich gegenüber der des geschlossenen Rechteckhohlleiters nennenswert ändert. Bild 6.13 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke in der Mitte des Kamins. Man sieht, daß der gemessene Amplitudenverlauf sehr gut mit der theoretisch zu erwartenden, exponentiellen Abnahme übereinstimmt. Die ausgezogenen Linien sind gestrichelt fortgesetzt, sobald die y-Koordinate größer als die Schlitzbreite ist (überquadratischer Kamin).

Der durchgehende Längsschlitz erzeugt in der Hohlleitermitte ($x = 0$, Bild 6.8) einen Bereich mit verringerter Feldstärke. In Analogie zum Steghohlleiter, bei dem die vergrößerte Feldstärke im Stegbereich eine Vergrößerung der wirksamen Hohlleiterbreitseite a hervorruft, wird hier durch den Schlitz die wirksame Breite a_{eff} gegenüber der wahren Breitseite a verringert. Für Schlitzbreiten unter 40 % und quadratische Kamine ist a_{eff} frequenzunabhängig (wie bei allen geschlossenen zylindrischen Hohlleitern). Die Hohlleiterwellenlänge λ_g, die sich damit berechnen läßt, weicht innerhalb des Eindeutigkeitsbereiches der H_{10}-Welle von gemessenen Werten weniger als 0,5 % ab.

$$\left.\begin{aligned} \lambda_g &= \lambda_o \Big/ \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_o}{2\, a_{eff}}\right)^2} \\ \beta_z &= 2\pi / \lambda_g \\ f_{krit} &= c_o / (2\, a_{eff}) \end{aligned}\right\} \quad \text{gültig für } s < 0{,}4a \text{ und } h \geq S \text{ im Bereich } 1 < f/f_{krit} < 2 \qquad (6.11)$$

Durch konforme Abbildung des geschlitzten Profils mit sehr hohem Kamin auf einen Rechteckquerschnitt mit der Breitseite a_{eff} ergibt sich eine

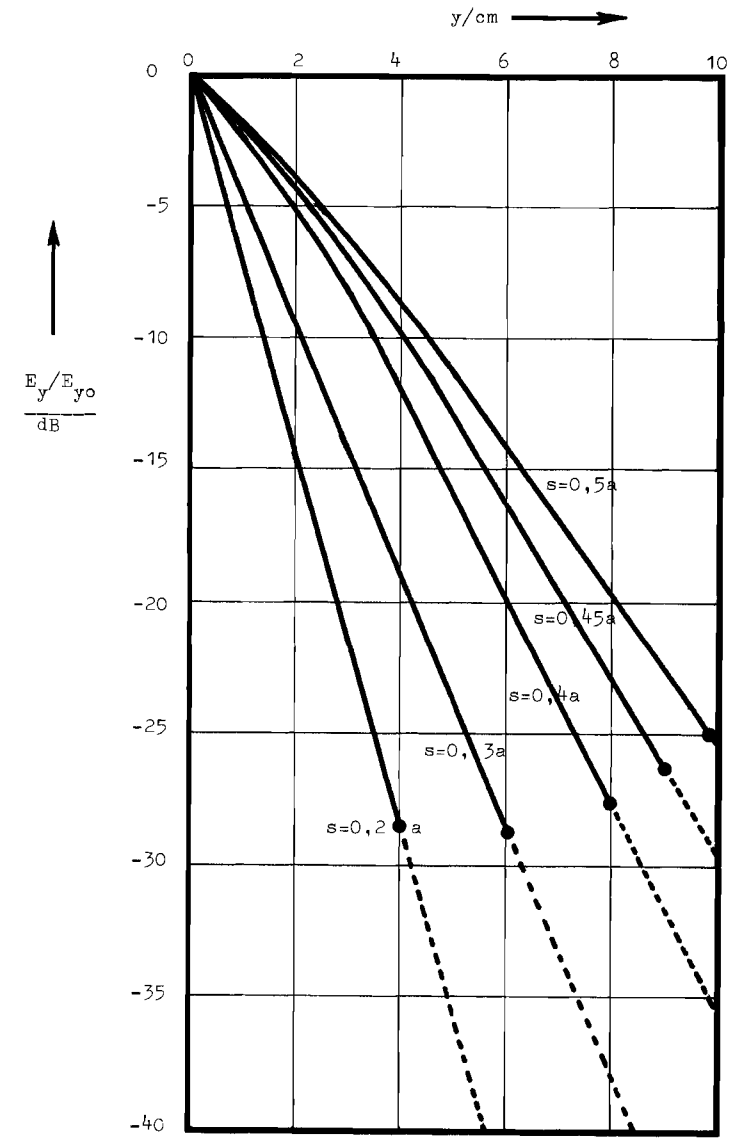


Bild 6.13: Verlauf der elektrischen Feldstärke E_y in der Mitte des Kamins (Meßwerte für a = 2b = 20 cm ; f = 1,3 GHz)
E_{yo} : Bezugsfeldstärke bei y=0, am Beginn des Kamins
—●-- : Ende des Verlaufs bei quadratischem Kaminquerschnitt

Näherungsgleichung zur Bestimmung von a_{eff} /6.13/:

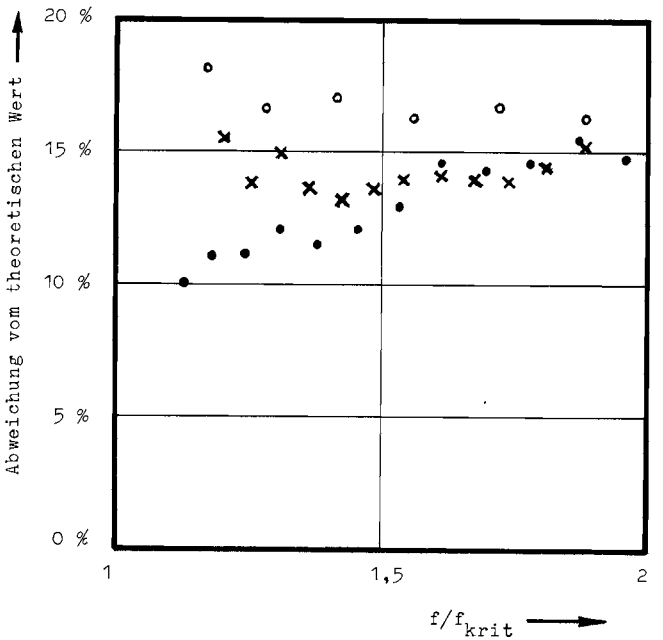
$$a_{eff} \approx a \left(1 - \frac{s^2}{2\pi ab} \right) \qquad (6.12)$$

Für Schlitzbreiten bis zu 0,4 a ist der Fehler dieser Näherung kleiner als 2 %. Diese Genauigkeit ist für die Praxis ausreichend, da zum einen die mechanischen Toleranzen der Querschnittsabmessungen in der gleichen Größenordnung liegen und da sich zum anderen reale Schlitzhohlleiterquerschnitte durch Krümmungsradien und Wandschrägungen von dem idealisierten Profil in Bild 6.8 unterscheiden, so daß eine exakte geometrische Definition der Abmessungen a, b und s schwierig ist.

Bild 6.14 zeigt die an Leitungsresonatoren gemessenen Dämpfungen für drei verschiedene Schlitzhohlleiterprofile. Dargestellt ist jeweils die Abweichung des Meßwertes vom theoretischen Wert des äquivalenten geschlossenen Rechteckhohlleiters nach Gleichung 6.8. Auch hier ist die Übereinstimmung sehr gut, wenn man berücksichtigt, daß nach IEC-Empfehlung für geschlossene Rechteckhohlleiter bis zu 30 % Abweichung vom theoretischen Wert zugestanden wird, da sich aufgrund von Materialfehlern, Leitfähigkeitsschwankungen und Oberflächenrauhigkeit eine exakte Übereinstimmung nie erreichen läßt.

Eine Beeinflussung der Übertragungseigenschaften durch die Umwelt tritt praktisch nicht auf. Der Dämpfungsanstieg durch normale Verschmutzung der Leitung, durch Betauung und erhöhte Luftfeuchtigkeit kann bei der Streckenauslegung unberücksichtigt bleiben. Der Hohlleiter muß allerdings mit dem Schlitz nach unten montiert werden, damit Regen- und Spritzwasser ablaufen kann und keine größeren Wasserflächen entstehen.

Der Einsatzbereich des Schlitzhohlleiters wird zu tiefen Frequenzen hin durch die Zunahme der Querschnittsabmessungen begrenzt. Bei 600 MHz hat der Querschnitt etwa die Abmessungen eines DIN A 4-Blattes und die Fahrzeugantenne könnte ± 5 cm schwanken. Mit steigender Betriebsfrequenz muß die Hohlleiterbreitseite a kleiner gewählt werden, damit man innerhalb des Eindeutigkeitsbereiches der H_{10}-Welle bleibt. Da die Schlitzbreite s kleiner a/3 sein sollte, sinkt damit die zulässige Schwankungsbreite der Fahrzeugantenne. Mit zunehmender Frequenz steigt außerdem die Dämpfung



o : Zink-Hohlleiter 20cm x 10cm ; a_{eff} = 199 mm
Schlitzbreite s = 0,2 a

x : Aluminium-Hohlleiter 12cm x 6 cm ; a_{eff} = 117 mm
Schlitzbreite s = 0,33 a

● : Aluminium-Hohlleiter 10cm x 5cm ; a_{eff} = 95 mm
Schlitzbreite s = 0,3 a

Bild 6.14: Vergleich der gemessenen Leitungsdämpfung mit den theoretischen Werten nach Gleichung 6.8 für drei verschiedene Schlitzhohlleiterquerschnitte mit quadratischem Kamin.
(in Gl.6.8 wurde eingesetzt: $a=a_{eff}$, $b=a_{eff}/2$, $\sigma_{Zn} = 16 \cdot 10^6$ S/m, $\sigma_{Al} = 33 \cdot 10^6$ S/m)

$f_{krit} = c_o/(2a_{eff})$

α_z weiter an und die Laufzeitverzerrungen pro MHz Signalbandbreite nehmen ab. Bei einem 3 cm breiten Schlitzhohlleiter liegt das nutzbare Frequenzband zwischen 6 und 10 GHz und die seitlichen Fahrzeugschwankungen dürfen nur noch ± 5 mm betragen.

Der Schlitzhohlleiter ist ein sehr breitbandiges Übertragungsmittel. Die zur Verfügung gestellten Bandbreiten liegen zwischen 400 MHz und 4 GHz für die oben angeführten Grenzfälle und übersteigen damit bei weitem den derzeitigen Bedarf. Durch den Überfluß an Bandbreite wird jedoch die Dimensionierung eines Weitverkehrssystems mit Streckenverstärkern wesentlich erleichtert.

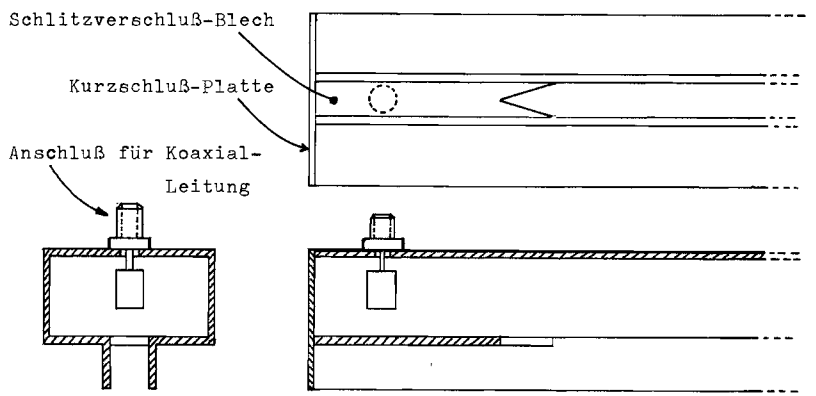
6.5.3. Adapter

In Bild 6.15 ist der prinzipielle Aufbau zweier verschiedener Übergänge von Koaxialleitung auf Schlitzhohlleiter skizziert. Typ A bewirkt zunächst einen Übergang auf die H_{10}-Welle im geschlossenen Rechteckhohlleiter und anschließend geht der geschlossene Hohlleiter in einen längsgeschlitzten über. Mögliche Ausführungsformen und Eigenschaften solcher Adapter sind von den geschlossenen Rechteckhohlleitern her bekannt.

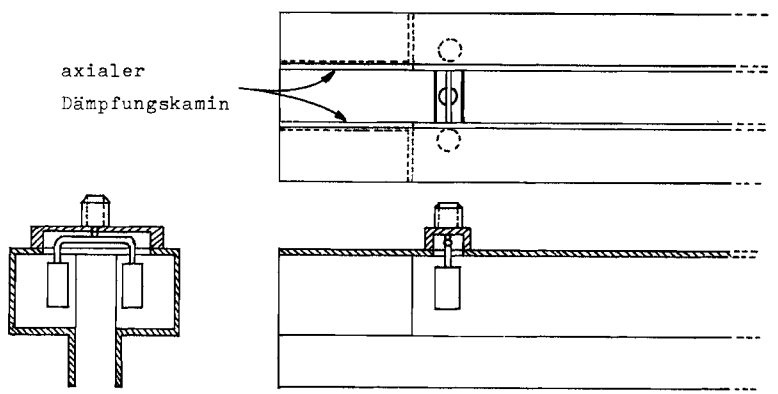
Typ B ist so konstruiert, daß ein in den Hohlleiter eintauchender Fahrzeugkoppler ungestört hindurchfahren kann. Die Notwendigkeit dazu ergibt sich z.B. beim Anschluß von Streckenverstärkern. Eine Möglichkeit dies zu tun besteht darin, zwei Adapter vom Typ B "Rücken an Rücken" in den Leitungszug einzubauen und über den Verstärker miteinander zu verbinden. Durch die axialen Dämpfungskamine ist eine ausreichende Entkopplung von Verstärkereingang und -ausgang gewährleistet (> 80 dB).

Der Ausfall der Verbindung zum Fahrzeug beim Durchfahren dieses Kamins kann, sofern notwendig, durch automatisches Umschalten auf einen zweiten, in Längsrichtung versetzt angeordneten Fahrzeugkoppler vermieden werden.

Die beiden als Beispiel angeführten Typen von Übergängen lassen sich so dimensionieren, daß sie über den gesamten Frequenzbereich des Hohlleiters praktisch keine Einfügungsdämpfung ($-20 \log t < 0{,}1$ dB), keine zusätzliche Abstrahlung und keine Reflexionen ($20 \log r < -20$ dB) aufweisen.



Typ A: Nichtdurchfahrbarer Adapter (Streckenende und -anfang)
Kapazitiver Stab als Koppelelement



Typ B: Durchfahrbarer Adapter zum Anschluß von Streckenverstärkern

Bild 6.15: Übergänge von Koaxialleitung auf Schlitzhohlleiter

6.5.4. Fahrzeugkoppler

Für die berührungslose Verbindung zwischen Fahrzeug und Schlitzhohlleiter werden Koppler benutzt, deren Antennenelemente (Stäbe oder Schleifen) durch den Dämpfungskamin hindurch vollständig in den Hohlleiterquerschnitt eintauchen (Bild 6.16). Um die zulässige seitliche Schwankungsbreite nicht zusätzlich einzuschränken, sind die Koppler sehr flach ausgeführt, und zwar als gedruckte Schaltung auf einer 1,5 mm starken, kupferkaschierten Leiterplatte mit aufgeklebter Abdeckplatte. Sie bestehen im allgemeinen aus einer flachen Zuleitung, dem eigentlichen Antennenelement, das die H_{10}-Welle anregt, und einem Sperrtopf zur Verhinderung von Mantelwellen. Bild 6.16 zeigt zwei Antennenformen ohne Richtwirkung, die ihre Leistung im Hohlleiter gleichmäßig auf die +z - und die -z - Richtung aufteilen, und von daher mindestens 3 dB Koppeldämpfung haben. Typ C ist ein Fahrzeugkoppler mit Richtwirkung, mit dem theoretisch 0 dB Koppeldämpfung erreichbar sind.

Die wesentlichen Eigenschaften dieser Fahrzeugkoppler sind:

a) geringe Koppeldämpfung erreichbar

b) wenig Koppeldämpfungsänderung bei Fahrzeugschwankungen

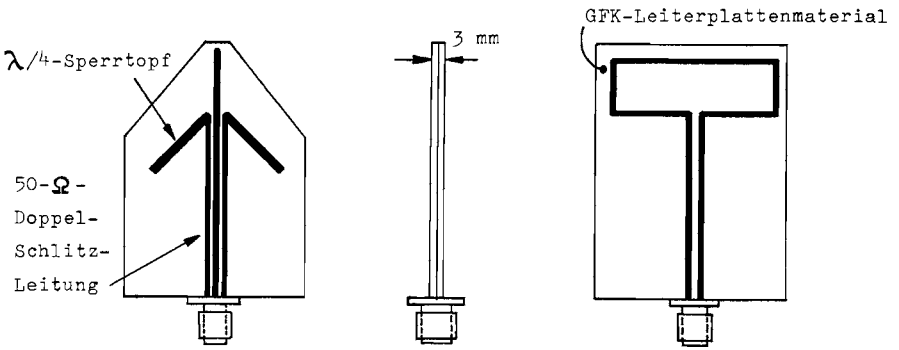
c) praktisch keine Abstrahlung in die Umgebung.

Damit erreicht diese berührungslose Nachrichtenübertragung die Qualität einer Steckverbindung; der Schlitzhohlleiter kann als linienförmige Steckdose aufgefaßt werden. Da die Abstrahlung vernachlässigt werden kann und sofern nicht (wie bei Typ C) bewußt Verluste eingebaut werden, sind die Streuparameter der Leitungsverzweigung vom durchgehenden Hohlleiter zum Koaxialanschluß im Fahrzeug über die Netzwerktheorie (verlustloses, symmetrisches Dreitor) miteinander verknüpft (Bild 6.17). Hohe Koppeldämpfung bedeutet also stets starke Fehlanpassung des Kopplers vom Fahrzeug her gesehen. Innerhalb des gesamten Hohlleiterfrequenzbandes und innerhalb des mechanisch zulässigen Schwankungsbereiches (Bild 6.18) lassen sich die theoretischen Grenzwerte im allgemeinen nicht realisieren. Typische Werte für den Koppler ohne Richtwirkung sind:

Koppeldämpfung:	5 dB $\pm$ 1 dB
reflektierte Welle im Hohlleiter:	< - 8 dB
reflektierte Welle im Koaxialkabel:	< - 8 dB

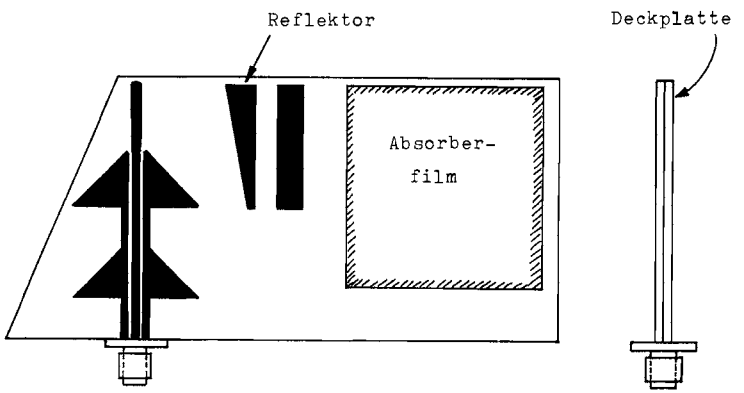
und für den Koppler mit Richtwirkung:

Koppeldämpfung:	2 dB $\pm$ 0,5 dB



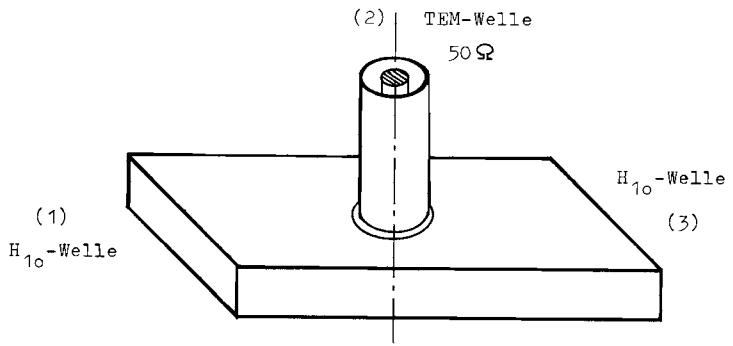
Typ A: Ohne Richtwirkung
Stab als Antennenelement

Typ B: Ohne Richtwirkung
Schleife als Antennenelement



Typ C: Mit Richtwirkung

Bild 6.16: Ausführungsbeispiele für Fahrzeugkoppler



$$(\underline{S}) = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} & \underline{S}_{13} \\ \underline{S}_{12} & \underline{S}_{22} & \underline{S}_{23} \\ \underline{S}_{13} & \underline{S}_{23} & \underline{S}_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{r}_1 & \underline{t}_{12} & \underline{t}_{13} \\ \underline{t}_{12} & \underline{r}_2 & \underline{t}_{12} \\ \underline{t}_{13} & \underline{t}_{12} & \underline{r}_1 \end{bmatrix}$$

Bild 6.17: In den Hohlleiter eintauchender Fahrzeugkoppler ohne Richtwirkung als verlustloses Dreitor mit einer Symmetrieebene

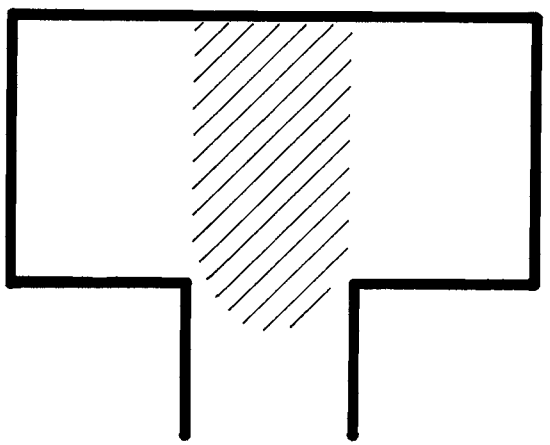


Bild 6.18: Zulässiger Bereich, in dem sich die Antennenspitze des Fahrzeugkopplers frei bewegen kann

reflektierte Welle im Koaxialkabel: $<$ 12 dB
Directivity: $>$ 20 dB.

Etwas weniger breitbandig lassen sich bessere Werte realisieren. Extrem niedrige Koppeldämpfungen sind allerdings nur dann sinnvoll, wenn jeweils ein Fahrzeug allein auf der Strecke ist, da sich sonst die Leistungen zu ungleichmäßig auf die einzelnen Fahrzeuge verteilen.

Wie weit die Antennenspitze entsprechend Bild 6.18 aus dem Hohlleiter herausgezogen werden darf, hängt von der jeweiligen Konstruktion ab. Bild 6.19 zeigt für eine sehr große Antenne die Koppeldämpfung als Funktion der Eintauchtiefe. Man erkennt, daß diese Antenne nur für vertikale Schwankungen im Bereich $y_o = 2 \pm 2$ cm dimensioniert wurde.

Die Eigenschaften des Fahrzeugkopplers lassen sich, soweit sie nicht durch die Physik vorgegeben sind, weitgehend durch die Konstruktion beeinflussen. Welche Ausführung am günstigsten ist, wird vom jeweiligen Anwendungsfall abhängen.

6.5.5. Störstrahlung

Neben den niedrigen erreichbaren Koppeldämpfungen ist die geringe Störstrahlung ein wesentlicher Vorteil des Schlitzhohlleiters gegenüber anderen offenen Wellenleitern für die Nachrichtenübertragung zu Schienenfahrzeugen. Im Prinzip ist hier ja das Wellenfeld, mit dem die Fahrzeugantenne verkoppelt ist, mit einem metallischen Schirm umgeben. Der Zugang zum Wellenfeld erfolgt über den Dämpfungskamin und die durch diesen Kamin ins Freie abgestrahlte Leistung läßt sich durch Verlängern des Kamins und durch Verringern der Schlitzbreite weiter vermindern. Für einen quadratischen Kaminquerschnitt mit 20 % Schlitzbreite (s = 0,2 a) wurde in 5 m Entfernung vom Hohlleiter eine gegenüber dem Hohlleiterinnern um 80 dB kleinere Feldstärke gemessen.

Für Schlitzbreiten unter 33 % und quadratischen Kamin (s = h) stellen die vom homogenen Schlitzhohlleiter ausgehende Störstrahlung ebenso wie die von außen einstrahlenden Störfelder kein Problem dar. Wenn überhaupt, dann treten Schwierigkeiten nur an Störstellen entlang der Strecke auf; so z.B. an den Flanschverbindungen der einzelnen Hohlleiterteilstücke und am Fahrzeugkoppler. Die von diesen Punkten ausgehende Störstrahlung läßt sich

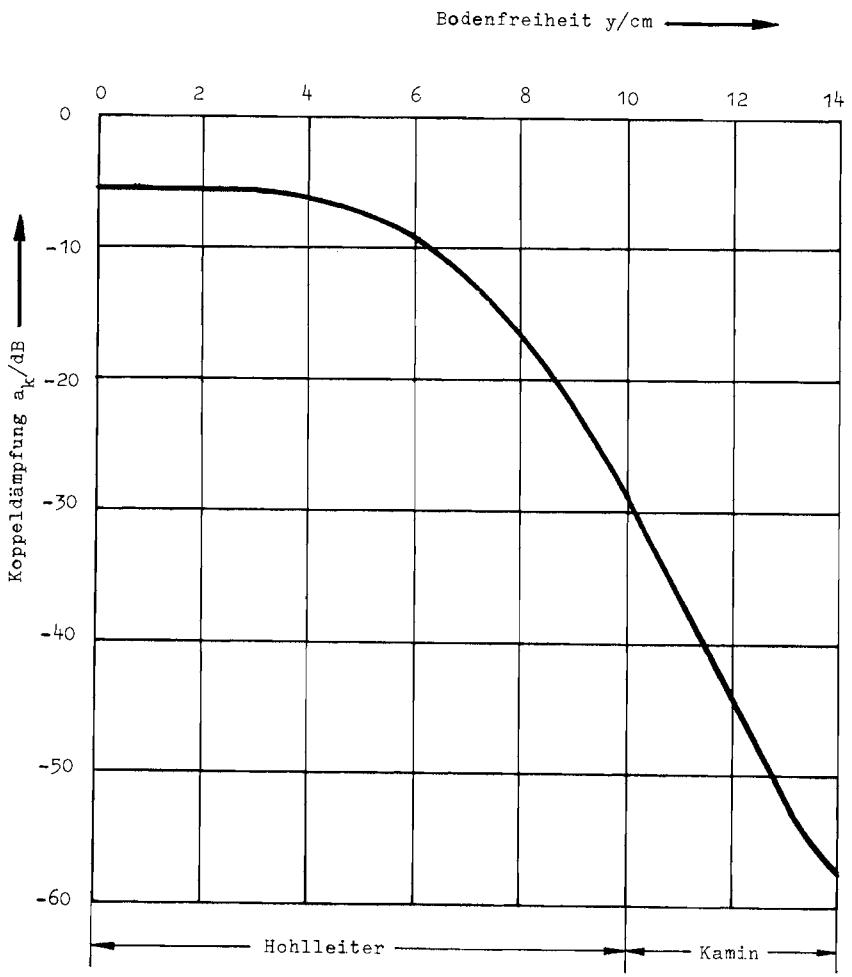
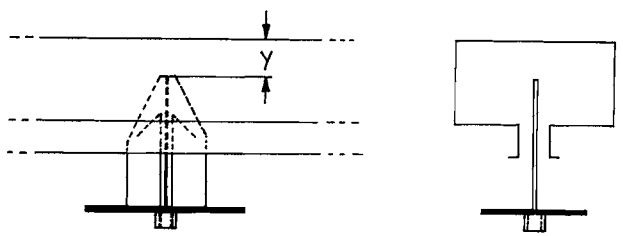


Bild 6.19: Koppeldämpfung eines Fahrzeugkopplers als Funktion der Eintauchtiefe (a=2b=20cm, s=h=4cm, f = 1,3 GHz)



jedoch durch entsprechende konstruktive Maßnahmen beseitigen.

Eine Bündelung der vom homogenen Schlitz ausgehenden Störstrahlung in Richtung schräg nach vorne unter einem Winkel

$$\theta_L = \arcsin\ (\lambda_o/\lambda_z) \qquad (6.13)$$

gegen die Normalenrichtung tritt in der Praxis nicht auf, da der Hohlleiter i.a. mit dem Schlitz nach unten montiert wird, um Ansammlungen von Schmutz und Regenwasser zu verhindern, und somit der notwendige Freiraum fehlt, in dem die Wellen ungestört miteinander interferieren können. Selbst wenn diese Bedingung erfüllt wird, ergibt sich bei der vorliegenden Belegung der strahlenden Apertur an keiner Stelle des Fernfeldes eine höhere Feldstärke als in unmittelbarer Nähe des Schlitzes.

6.5.6. Anwendungen

Im Anschluß an Laborversuche mit Schlitzhohlleiter-Resonatoren wurde 1975 eine 100 m lange, gerade Versuchsstrecke auf dem Gelände der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm in Ottobrunn bei München verlegt. Die 3 - m - Teilstücke bestanden aus zwei durch Punktschweißen verbundene Halbschalen aus verzinktem Stahlblech (a = 20 cm; s = 4 cm ≙ 20 %; h = s; b = a/2). Da die dort gewonnenen Meßergebnisse zufriedenstellend waren, wurde 1976 mit dem gleichen Profil aber auf 6 cm verbreitertem Schlitz (h = s) die Versuchsstrecke für Magnetschwebefahrzeuge der Firma Transrapid-EMS in Manching ausgerüstet (Bild 6.20).

Die Strecke ist gerade und besteht aus 400 Teilstücken zu je 3 m. Nach jeweils 3 starren Flanschverbindungen ist ein Dehnungsflansch eingebaut, um thermische Längenänderungen auszugleichen. Der Schlitzhohlleiter wird dazu benutzt, Telemetriedaten (1,3 Mbit/s PCM) und Fernsehbilder (FM) von einem bis zu 400 km/h schnellen Magnetschwebefahrzeug zum Leitstand und Steuerbefehle vom Leitstand zum Fahrzeug zu übertragen.

An der Strecke wurde eine Längsdämpfung von 16 bis 20 dB/km im Bereich 1,0 bis 1,5 GHz gemessen. Dieser im Vergleich zur Theorie um den Faktor 2 zu große Wert erklärt sich aus den großen mechanischen Toleranzen der Strecke. Da die Teilstücke aus 0,85 mm starkem Blech gebogen wurden, treten an allen Flanschverbindungen Querschnittssprünge und Querschnitts-

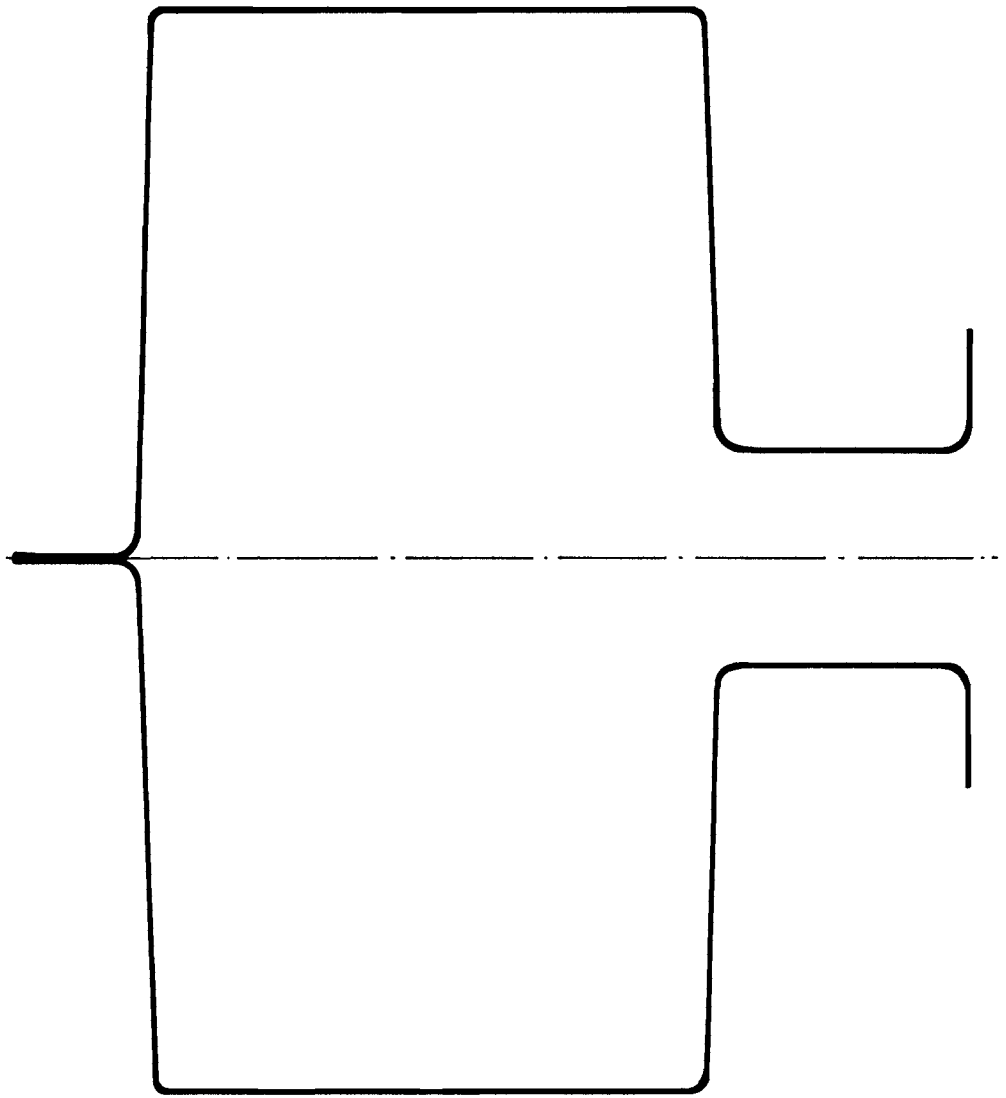


Bild 6.20: Schlitzhohlleiter für die Versuchsstrecke der Firma Transrapid - EMS in Manching; Frequenzbereich 1,1-1,5 GHz; Material 0,85 mm verzinktes Stahlblech; maximale Fahrzeuggeschwindigkeit 400 km/h

versetzungen von mehreren Millimetern auf. Dies erzeugt verstärkte Reflexionen und verstärkte Abstrahlung. Die Erfahrungen bei der Montage und beim Betrieb der Strecke haben gezeigt, daß das verwendete Material (0,85 mm verzinktes Stahlblech) und das Herstellungsverfahren (Einzelfertigung auf Biegebank) wenig geeignet sind. Ungeachtet dessen wird die Schlitzhohlleiter-Übertragungsstrecke in Manching seit ihrer ersten Inbetriebnahme erfolgreich genutzt. Der Fahrzeugkoppler hat 10 dB Richtwirkung und etwa 1 bis 2 dB Koppeldämpfung. Damit können die in den Hohlleiter eingespeisten Sendeleistungen kleiner als 0,1 µW gewählt werden.

Bei der Internationalen Verkehrsausstellung in Hamburg 1979 wurde die Magnetschwebebahn Transrapid 05 als betriebsfähiges Schnellverkehrssystem der Öffentlichkeit vorgestellt. Entlang der etwa 1 km langen Fahrstrecke wurde ein Schlitzhohlleiter entsprechend Bild 6.21 verlegt. Die leicht gebogene Strecke wurde aus 12 m langen Teilstücken zusammengesetzt. Zur Verbindung der Teillängen wurden 50 cm lange Muffen entsprechend Bild 6.22 übergeschoben, die den Ausgleich thermischer Längenänderungen ermöglichen. Beide Profile sind aus 2,5 mm starkem Aluminium und durch Strangpressen hergestellt.

Dieses Material und diese Herstellungsart ermöglichen eine kostengünstige Fertigung und liefern einen elektrisch und mechanisch optimal-längshomogenen Wellenleiter. Für die Dauer der Ausstellung wurde der Schlitzhohlleiter zur Fahrzeugsteuerung und für die Ton/Bild-Kommunikation eingesetzt (1 x 1,28 Mbit/s PCM; 2 x 25 kbit/s PCM; 2 x 4 kHz Sprache; 1 x 10 kHz Musik; 1 x 12 MHz Fernsehbild - FM) /6.14/.

Die Streckendämpfung beträgt bei dem verwendeten Profil 22 bis 27 dB/km im Frequenzbereich 1,8 bis 2,4 GHz. Durch eine verbesserte Flansch-Konstruktion lassen sich die Werte auf 12 bis 14 dB/km verringern. Dies entspricht dann der 1,2-fachen theoretischen Dämpfung, was im betrachteten Frequenzbereich, bei einer Eindringtiefe von 2 µm, ein realistischer Wert ist. Der am Fahrzeug befestigte Koppler hatte eine Koppeldämpfung von etwa 3,5 dB $\pm$ 1 dB bei 20 dB Richtwirkung. Die Betriebsgenehmigung wurde von der Deutschen Bundespost erteilt.

Im Anschluß an die Verkehrsausstellung wurde die Magnetbahn-Anlage in Hamburg demontiert und in Kassel auf dem Gelände von Thyssen Henschel als "Magnetbahn Versuchsanlage Kassel" wieder aufgebaut. Das für den Fahrbetrieb notwendige Schlitzhohlleiterübertragungssystem erfüllt dort nach wie vor alle Anforderungen.

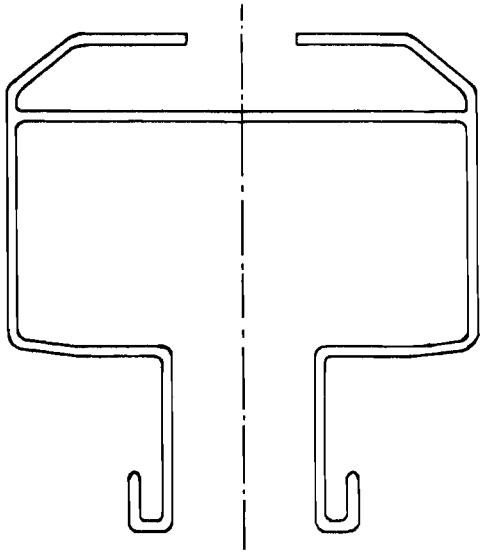


Bild 6.21: Schlitzhohlleiter für die Internationale Verkehrs-Ausstellung in Hamburg 1979
Aluminium-Strangpreßprofil mit 2,5 mm Wandstärke

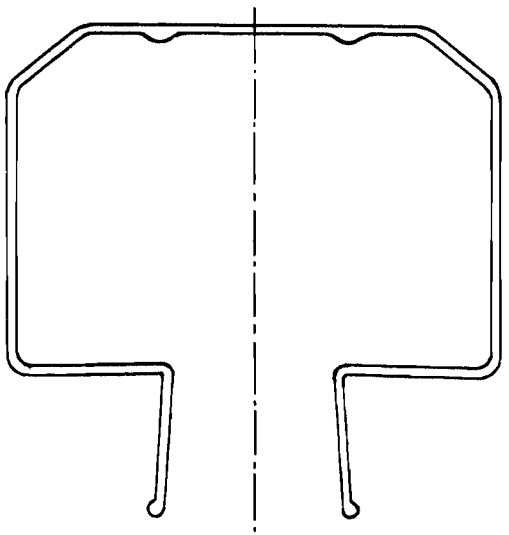


Bild 6.22: Manschette (Länge 50 cm) für den Hohlleiter in Bild 6.21 zum Aufbau einer dehnbaren Hohlleiterverbindung zum Ausgleich thermischer Längenänderungen

7. Feldberechnung im Schlitzhohlleiter

7.1. Beschreibung des benutzten Verfahrens

Zur Berechnung der Feldverteilung in Leitungsquerschnitten allgemeiner Art sind verschiedene Verfahren bekannt, so z.B.:

a) konforme Abbildung des gesamten Querschnitts auf einen einfacheren Querschnitt und anschließend numerische Integration
b) Zerlegung des Querschnitts in geometrisch einfache Teilbereiche und Entwicklung nach Eigenfunktionen
c) Methode der finiten Differenzen (direkte numerische Integration)
d) Methode der finiten Elemente

Da als Ergebnis der Rechnung elektrische Feldlinienbilder gewünscht sind und da der Schlitzhohlleiter einen geradlinig berandeten Querschnitt hat, wurde das Verfahren der konformen Abbildung benutzt. Bei geschlossenen Hohlleitern wird dabei im allgemeinen das kartesische Koordinatensystem in einem Rechteck auf den zu berechnenden Querschnitt konform abgebildet, und in dem so geschaffenen, krummlinigen, orthogonalen Koordinatensystem wird die Wellengleichung gelöst.

Da der einseitig offene Querschnitt des Schlitzhohlleiters keine einfache konforme Abbildung zuläßt, wurde zur Vereinfachung der Rechnung eine Parallelplattenleitung mit Querschnittsprung benutzt, deren Abbildungsfunktion analytisch bekannt ist /7.1-7.4/. Bild 7.1 zeigt das krummlinige Koordinatensystem in dieser beidseitig geöffneten Struktur und man sieht, daß in ausreichender Entfernung vom Querschnittsprung eine Koordinatenlinie dieses Systems als Berandung des Schlitzhohlleiters benutzt werden kann.

Die Breitseite des Hohlleiterquerschnitts, die normalerweise geradlinig ist, wird ersetzt durch eine leicht nach außen gebogene Linie des krummlinigen Koordinatensystems, und der Kamin wird als unendlich ausgedehnt angenommen. Beide Annahmen haben

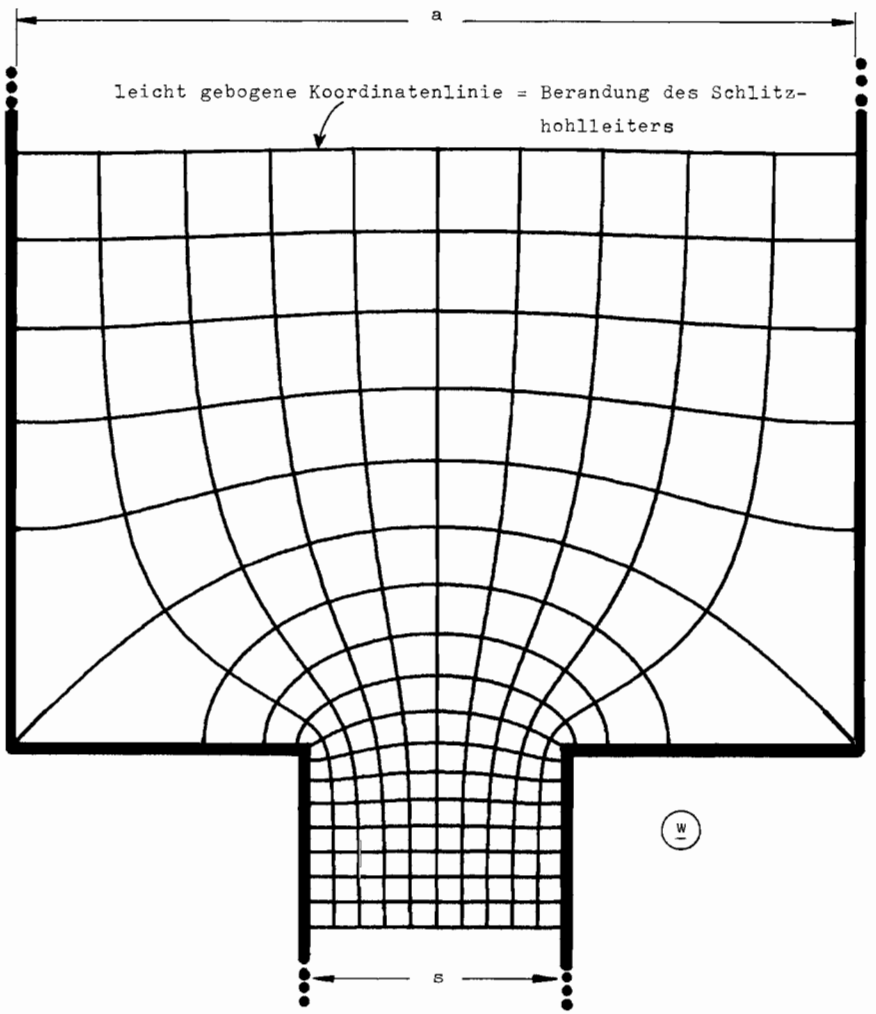


Bild 7.1: Krummliniges Koordinatensystem im Querschnitt des Schlitzhohlleiters (s = 0,3a)

Abbildungsfunktion:

$$\underline{w} = j\,\frac{2}{\pi}\left[\frac{a}{2}\cdot\arctan\sqrt{\frac{\underline{t}^2-p^2}{1-\underline{t}^2}} + s\cdot\arctan\sqrt{p^2\cdot\frac{1-\underline{t}^2}{\underline{t}^2-p^2}}\right] \qquad (7.1)$$

$$\underline{t} = -\exp(-\underline{z}\,\pi/a) \quad ; \quad p = s/a \quad ; \quad F(x,y) = \left|\frac{d\underline{w}}{d\underline{z}}\right|^2$$

keinen nennenswerten Einfluß auf die Genauigkeit des Endergebnisses.

Gesucht ist die Lösung der Wellengleichung

$$\Delta\,\underline{\vec{H}} + \underline{k}^2\,\underline{\vec{H}} = 0 \qquad (7.2)$$

Bei der kritischen Wellenlänge wird $\underline{k}^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon_0 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2$ und $\underline{\vec{H}} = H_z(x,y)\cdot\vec{e}_z$. Damit vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\Delta H_z + \beta_0^2\,H_z = 0 \qquad (7.3)$$

In einem durch konforme Abbildung gewonnenen, krummlinigen Koordinatensysteme ergibt sich der Laplace - Operator zu

$$\Delta H_z = \left(\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2}\right)\cdot\frac{1}{F(x,y)} \qquad (7.4)$$

wobei die Flächenfunktion F(x,y) die Größe eines Flächenelementes im krummlinigen Teil bezogen auf die Größe eines Flächenelementes im homogenen Teil angibt. Im krummlinigen Koordinatensystem von Bild 7.1 bzw. 7.2 ist also die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + F(x,y)\cdot\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2\cdot H_z = 0 \qquad (7.5)$$

zu lösen. Die Randbedingung $\partial H_z/\partial x = 0$ bei $x = \pm\frac{a}{2}$ wird erfüllt durch den Reihenansatz

$$H_z\,(x,y) = \sum_{n=1}^{\infty} H_n\,(y)\cdot\sin\frac{n\pi x}{a}\,,\quad n = 1,3,5,.. \qquad (7.6)$$

Zusammen mit einer Fourier - Entwicklung der Flächenfunktion

$$F(x,y) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(y)\cdot\cos\frac{n\pi x}{a}\,,\quad n=0,2,4,... \qquad (7.7)$$

wird dadurch die x-Abbhänigkeit der Differentialgleichung eliminiert und man erhält ein unendliches System von DGl'n für die Koeffizienten $H_n(y)$. Entsprechend der gewünschten Rechengenauigkeit können unterschiedlich viele Querschwingungen H_n berücksichtigt werden. Für die hier gezeigten Ergebnisse wurden H_1, H_3 und H_5 benutzt. Bild 7.2 zeigt den Verlauf dieser Quer-

schwingungen und den der dann notwendigen Fourier - Reihen-Glieder der Flächenfunktion.

Die 3 Differentialgleichungen für H_1, H_3 und H_5 werden dreimal simultan integriert mit voneinander linear unabhänigen Anfangsbedingungen, d.h. das Randwertproblem wird als Anfangswertaufgabe gelöst. Die Lösung muß an den Rändern folgenden Bedingungen genügen:

Im Kamin, für $y = y_e$ und $y_e \longrightarrow \infty$:

RB1: $$H_n(y) = A_n \, e^{-\alpha_n y} \quad \text{mit} \quad \alpha_n = \left(\frac{\pi}{a}\right)\sqrt{n^2 - \left(\frac{s}{a}\right)^2} \qquad (7.8)$$

An der gegenüberliegenden Seite, für $y = y_a$:

RB2: $$\partial H_{ges}(y)/\partial y = 0 \qquad (7.9)$$

RB3: $$H_n(y) = A_n \cdot e^{\alpha_n y} \quad \text{mit} \quad \alpha_n = \frac{\pi}{a}\sqrt{n^2-1} \; ; \; n \neq 1 \qquad (7.10)$$

Physikalisch bedeuten diese Randbedingungen, daß die 1. Querschwingung $H_1(z)$, die der H_{10} - Welle im geschlossenen Rechteckhohlleiter entspricht, für $\lambda < \lambda_k$ innerhalb des Hohlleiters ausbreitungsfähig ist und im Kamin exponentiell gedämpft wird. Die höheren Querschwingungen haben nur im Bereich der Schlitzkanten eine nennenswerte Amplitude und klingen dann in positiver und in negativer y-Richtung exponentiell ab.

Die Integrationsgrenzen werden so gewählt, daß die höheren Fourierkoeffizienten der Flächenfunktion ($F_2(x), F_4(x), \ldots$) dort vernachlässigbar klein sind ($<10^{-3}$). Damit ergeben sich die Randbedingungen 1 bis 3 aus der allgemeinen Lösung der Differentialgleichung (7.5) für $F(x,y) = 1$ im Hohlleiter und $F(x,y) = (a/s)^2$ im Kamin.

Es wurden zwei unterschiedliche Lösungswege untersucht.
a) Integration vom Hohlleiter in den Kamin:

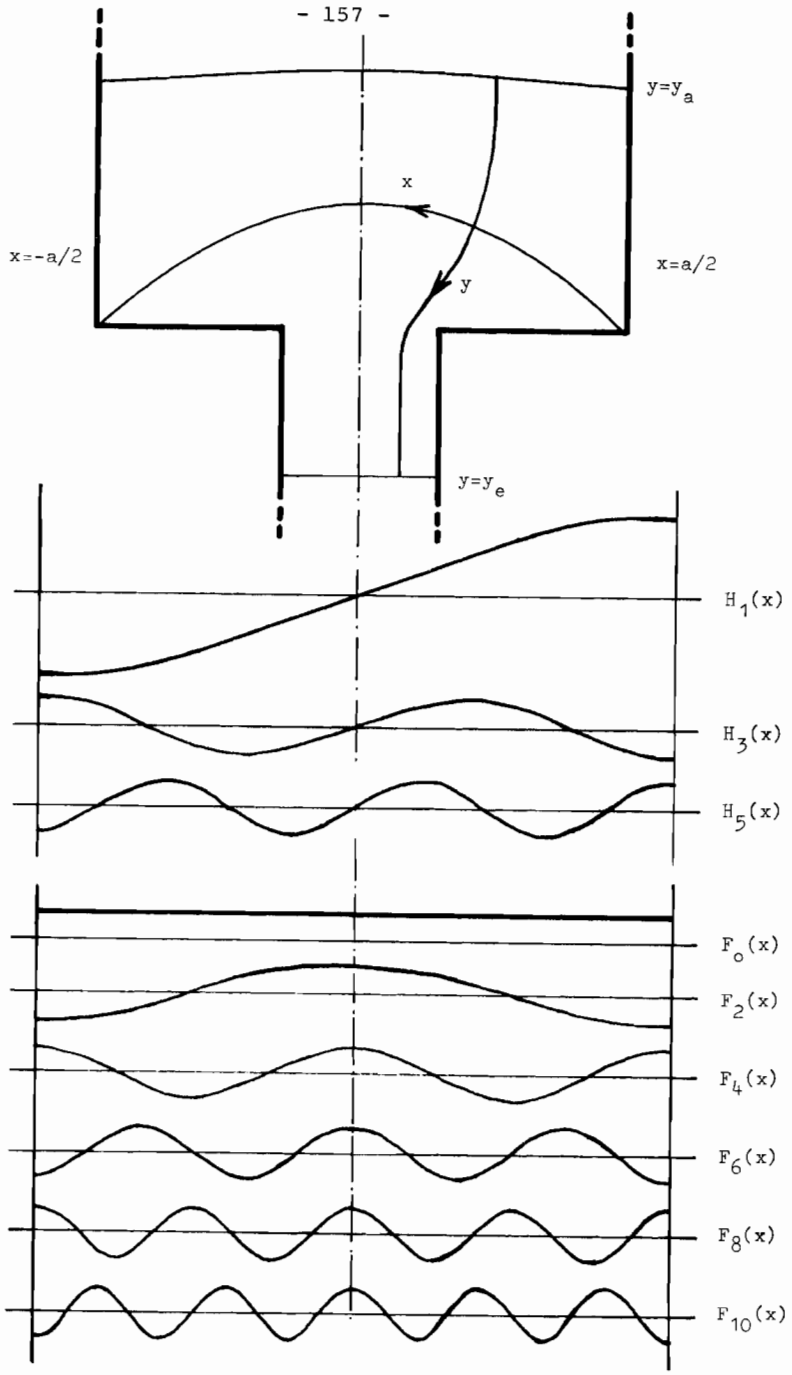


Bild 7.2: x-Abhängigkeit der Querschwingungen H_1 bis H_5 der magnetischen Feldstärke H_z und der Fourierkoeffizienten F_o bis F_{10} der Flächenfunktion

Dabei wurde RB 2 durch die Wahl der Anfangswerte erzwungen, RB 3 wurde automatisch durch die DGl erfüllt und RB 1 wurde für $n \neq 1$ durch entsprechende Überlagerung der Einzellösungen erfüllt. Dieses Verfahren wird für verschiedene Wellenlängen λ_o durchgeführt, bis bei $\lambda_o = \lambda_k$ auch RB 1 für $n = 1$ erfüllt ist.

b) Integration vom Kamin in den Hohlleiter:

RB 1 wird durch die Anfangswerte erzwungen und RB 3 wird durch die Art der Überlagerung erfüllt. Jeder Rechengang liefert zu dem gewählten $\lambda_o = \lambda_k$ die zugehörige Hohlleiterbreite b, denn $y = b$ läßt sich aus dem Feldverlauf entnehmen als die Stelle, an der RB 2 erfüllt ist, d.h. an der das Gesamtfeld $H_z(y)$ eine horizontale Tangente hat.

Beide Lösungswege liefern identische Ergebnisse. Die Integration vom Kamin in den Hohlleiter führt schneller zum Ziel, da jeder Rechengang einen sinnvollen Feldverlauf ergibt; dagegen ist die umgekehrte Integrationsrichtung numerisch sehr empfindlich. Sofern man λ_k nicht auf etwa 10^{-4} genau trifft, beginnt das Feld im Kamin zu oszillieren bzw. es klingt exponentiell an.

Eine tiefergehende Beschreibung des benutzten Rechenverfahrens ist in /7.5/ zu finden.

7.2. Ergebnisse der Rechnung

Mit dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Verfahren erhält man als Rechenergebnis die Feldverteilung $H_z(x,y)$ bei $f = f_{krit}$. Daraus lassen sich die elektrischen Feldlinien im Schlitzhohlleiterquerschnitt ermitteln, indem man die Höhenlinien der Funktion $H_z(x,y)$ berechnet. Bild 7.3 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldlinien für 20%, 30% und 40% Schlitzbreite. Deckt man den Kaminbereich ab, so erkennt man, wie wenig das Feld im Hohlleiterinnern vom H_{10}-Wellenfeld im geschlossenen Rechteck abweicht. Im Bereich des Schlitzes wird die Wellenführung von den rechtwinkligen Außenecken übernommen. Bei s=0,4 a zieht sich das Wellen-

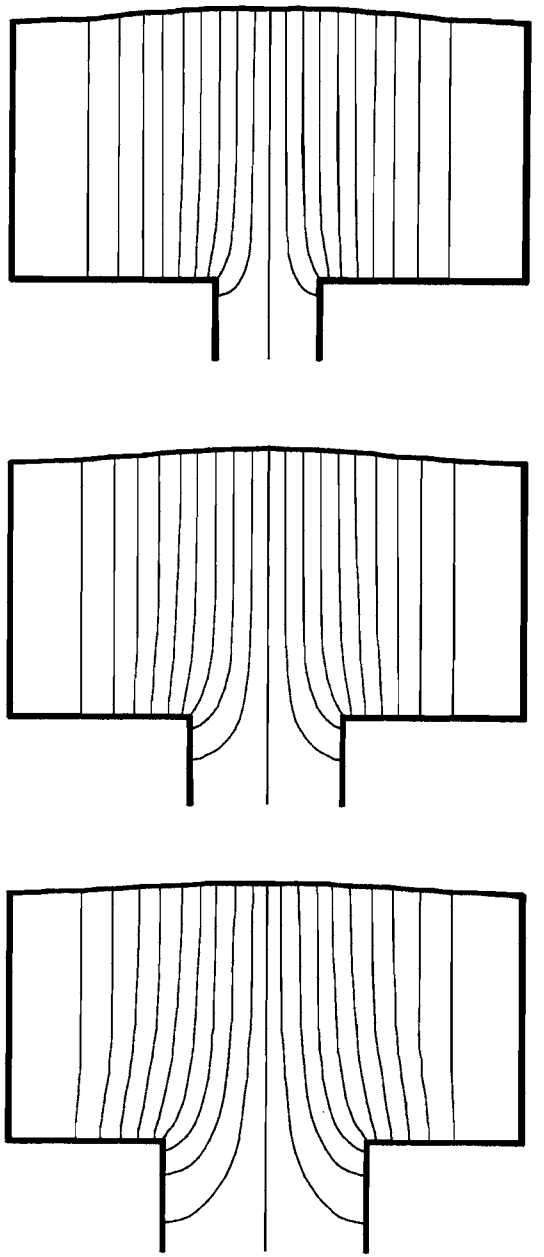


Bild 7.3: Elektrische Feldlinien der H_{10}-Welle im Schlitzhohlleiter

feld dadurch bereits merklich in die beiden seitlichen Kammern hinein.

Zunächst liegt die Vermutung nahe, daß diese für die kritische Frequenz der H_{10}-Welle berechneten Feldbilder - zumindest im Bereich der Oberflächenwelle im Kamin - bei höheren Frequenzen ihr Aussehen ändern, da das axiale Dämpfungsmaß von Oberflächenwellen in der Regel frequenzabhängig ist. Geht man von einem unendlich hohen Kamin aus und beschränkt man sich auf dessen homogenen Bereich, so läßt sich das Dämpfungsmaß der schnellen Oberflächenwelle nach Gleichung (2.12) bzw. (2.13) berechnen.

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_o^2 \qquad (2.12)$$

$$\alpha_y^2 = (\pi/s)^2 - (\pi/a)^2$$

$$\alpha_y = \frac{\pi}{s}\sqrt{1-\left(\frac{s}{a}\right)^2} \qquad \text{für } f \geq f_{krit} \qquad (7.11)$$

$$\alpha_y \approx \pi/s$$

Das so ermittelte Dämpfungsmaß α_y ist keine Funktion der Frequenz. Daraus folgt, daß das Feldbild der H_{10}-Welle im Schlitzhohlleiter bei allen Frequenzen näherungsweise gleich ist.

Mit diesem Ergebnis in Übereinstimmung steht die schon vorher erwähnte Eigenschaft des Schlitzhohlleiters (6.11), daß sich für den Betriebsfrequenzbereich der H_{10}-Welle eine Konstante (λ_{krit} bzw. $2\,a_{eff}$) angeben läßt, mit der die Hohlleiterwellenlänge berechnet werden kann.

$$\lambda_g = \frac{\lambda_o}{\sqrt{1-(\lambda_o/2a_{eff})^2}} = \frac{\lambda_o}{\sqrt{1-(\lambda_o/\lambda_{krit})^2}} \qquad (7.12)$$

Die Anwendbarkeit dieser Beziehung, die exakt nur für alle geschlossenen Hohlleiter gültig ist, zeigt, daß der Schlitzhohlleiter wie ein geschlossener Hohlleiter behandelt werden kann.

Die Frequenzunabhängigkeit der Kamindämpfung läßt sich durch Messungen sehr gut nachweisen. Die Übereinstimmung zwischen den Zahlenwerten, die sich aus Gleichung 7.11 ergeben, und den Meß-

ergebnissen z.B. aus Bild 6.13 oder 6.19 ist dagegen weniger gut. Die gemessenen Kamindämpfungen sind größer als die theoretischen Werte.

Schlitzbreite s	0,2a	0,3a	0,4a
gemessene Dämpfung nach Bild 6.13 in dB/cm	7,3	4,9	4,0
theoretischer Wert nach (7.11) in dB/cm für a=20cm	6,68	4,34	3,13

Dies liegt einmal daran, daß im Kamin keine homogene, schnelle Oberflächenwelle läuft, wie aus den Feldbildern ersichtlich wird, und zum anderen daran, daß die Messung mit Fehlern behaftet ist. Die Übereinstimmung des Dämpfungsmaßes aus (7.11) mit den Rechenergebnissen ist dagegen sehr gut, zumal dort ja ebenfalls von einem unendlich hohen Kamin ausgegangen wurde. Gleichung (7.11) wird identisch mit RB1 für n = 1 (7.8), wenn man die Maßstabsänderung durch die konforme Abbildung berücksichtigt.

Aus Gleichung 7.11 wird ebenfalls ersichtlich, warum es zweckmäßig ist, einen quadratischen Kaminquerschnitt zu nehmen. Für h = s ist die Gesamtdämpfung $\alpha_y \cdot h$ im Kamin für alle Schlitzbreiten annähernd gleich groß, nämlich π (in Neper), da die Wurzel $\sqrt{1-(s/a)^2}$ ungefähr 1 ist.

s/a	0,2	0,3	0,4
$\sqrt{1-(s/a)^2}$	0,98	0,95	0,92

Bild 7.4 zeigt einen Vergleich der Rechenergebnisse für die kritische Wellenlänge mit den Zahlenwerten der Näherungsformel (6.12) und mit Meßergebnissen (Bild 6.14). Die Streuung der Meßergebnisse ist darauf zurückzuführen, daß bei nicht ideal rechteckigen Hohlleiterprofilen die Abmessung a schwer zu ermitteln bzw. zu definieren ist.

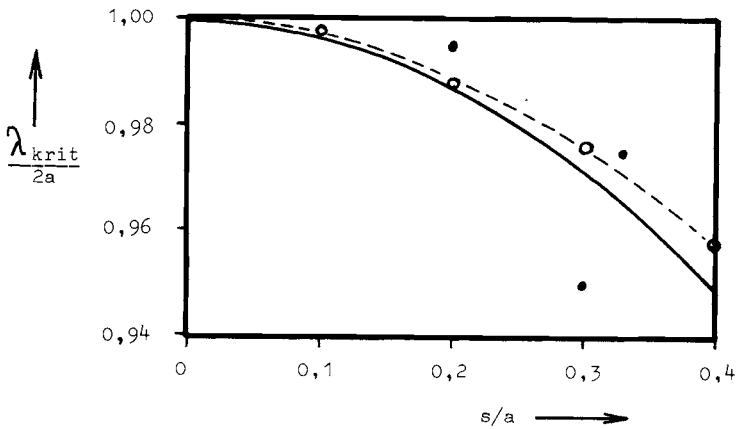


Bild 7.4: Vergleich der Rechenergebnisse (—o—) für die kritische Wellenlänge mit den Werten der Näherungsformel (6.12) und mit Meßergebnissen (•) für Schlitzhohlleiter mit b = a/2.

7.3 Abwandlung des Rechenverfahrens

In Abwandlung des in Kapitel 7.1 beschriebenen Verfahrens, bei dem der Kamin unendlich ausgedehnt ist und bei dem die Benutzung einer Feldlinie des statischen Feldes als obere Berandung eine leicht gebogene Hohlleiterbreitseite ergibt, kann man auch ein ideal rechteckiges Hohlleiterprofil zur Berechnung benutzen, bei dem dann allerdings der Kamin leitend verschlossen ist. Bild 7.5 zeigt das mit dem Differenzenverfahren numerisch ermittelte, krummlinige Koordinatensystem in einem Schlitzhohlleiter mit b=a/2 und s=0,3a/7.6/. Der Kaminverschluß bei s=h ist an einer Stelle, an der die Amplituden des Wellenfeldes bereits so weit abgeklungen sind, daß eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf offene Schlitzhohlleiter ohne weiteres zulässig ist.

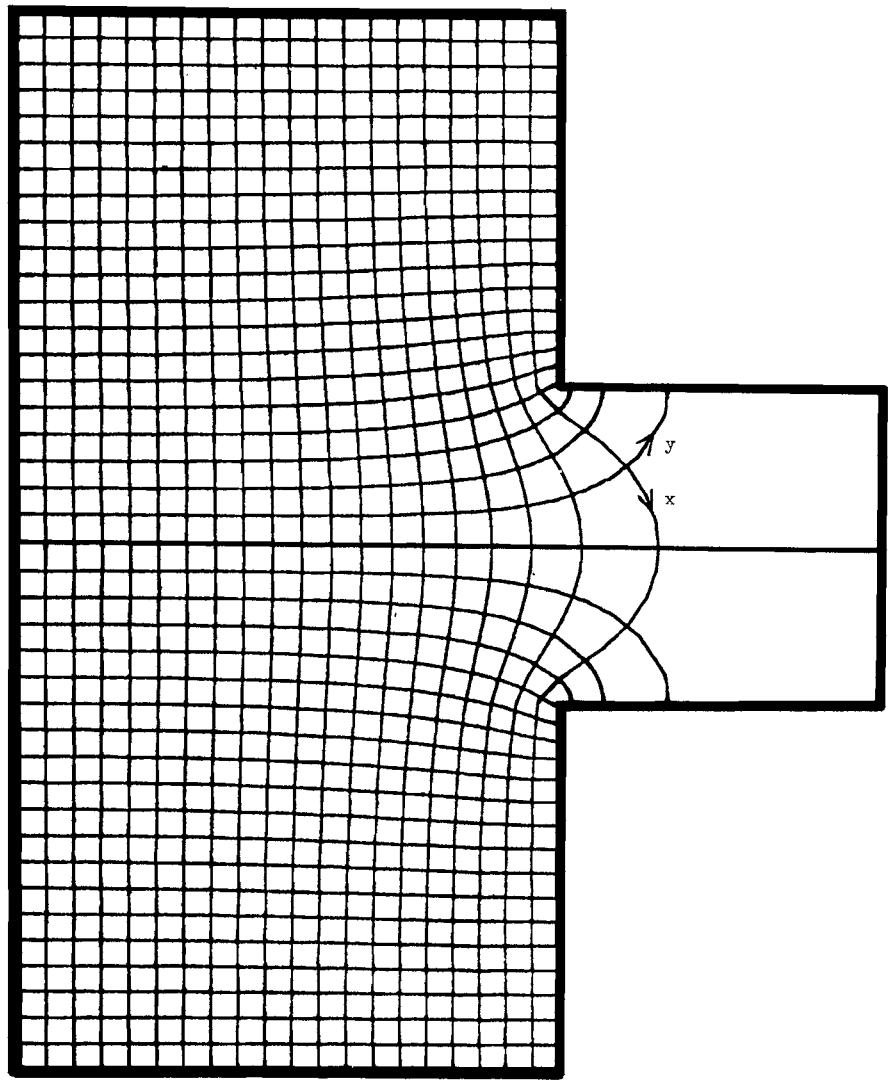


Bild 7.5: Krummliniges Koordinatensystem für den ideal rechteckigen Hohlleiter mit leitend verschlossenem Kamin
b = a/2; s = 0,3a; h = s

Der weitere Verlauf der Rechnung ist ähnlich wie in Kapitel 7.1 bereits beschrieben. Die numerisch ermittelte Flächenfunktion F(x,y) wird in y - Richtung in eine Fourier - Reihe entwickelt und das sich damit aus der Wellengleichung ergebende Differentialgleichungssystem wird in x-Richtung numerisch integriert. Die Integration wird mit jeweils verbesserten Schätzwerten für die kritische Wellenlänge so oft wiederholt, bis die Randbedingung $H_z(x=o) = 0$ in der Symmetrieebene des Hohlleiters erfüllt ist (Bild 7.6).

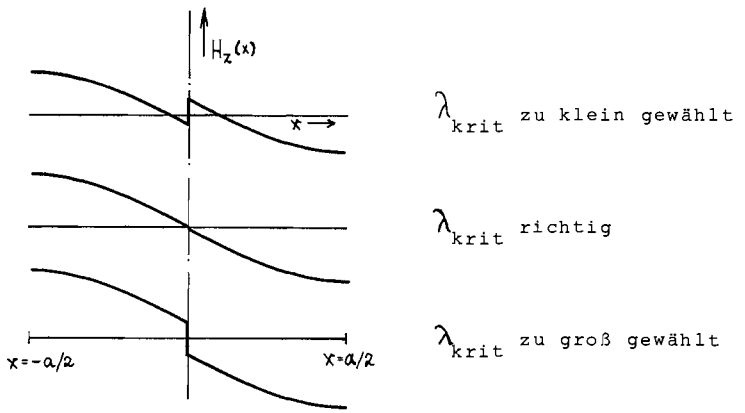


Bild 7.6: Suchverfahren zur Ermittlung der kritischen Wellenlänge

Die so ermittelten kritischen Wellenlängen stimmen innerhalb der Rechengenauigkeit mit denen des anderen Verfahrens überein. Weiterhin wurde aus den tangentialen magnetischen Feldstärken die Längsdämpfung des Hohlleiters berechnet. Bild 7.7 zeigt, wie sich die Gesamtverlustleistung auf die jeweiligen Bereiche des Schlitzhohlleiterquerschnitts aufteilt. Man sieht, daß abgesehen von der Spitze direkt am Beginn des Kamins, die Verteilung recht gleichmäßig ist. Die Verluste lassen sich etwas verringern, wenn man den Übergang vom Kamin zum Rechteckquerschnitt abrundet und so die Konzentration der Stromdichte an der Außenkante abbaut. Da die Gesamtverlustleistung proportional zur Fläche der schaffierten Bereiche ist, kann man die damit erzielbare Dämpfungsverminderung recht gut abschätzen. Ein zu großer Krümmungsradius ist nicht sinnvoll, da dadurch die Führung der Welle im Hohlleiter schlechter wird.

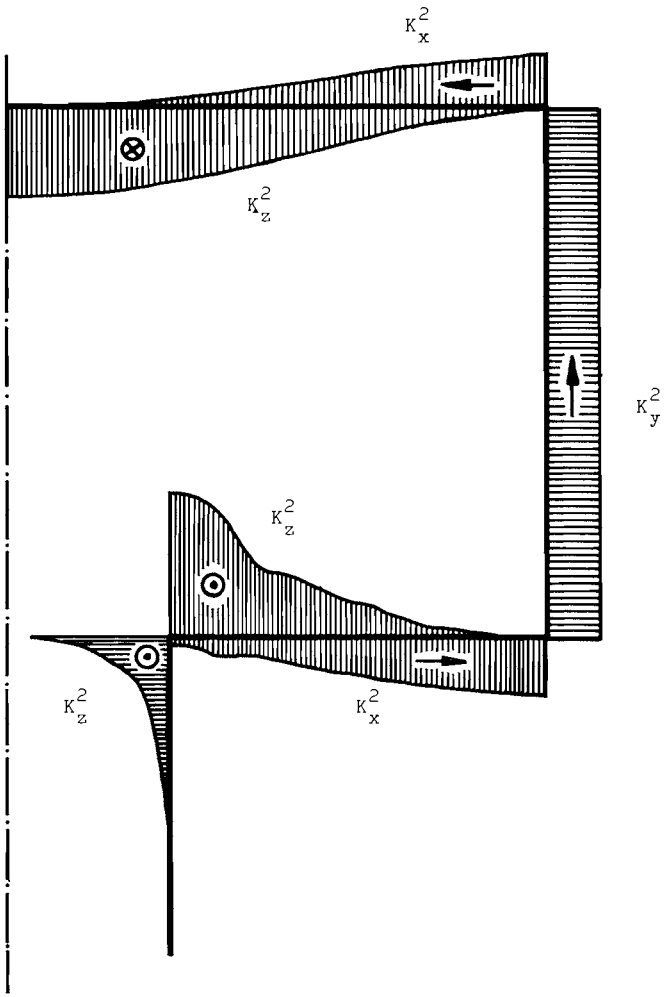


Bild 7.7: Berechnete Verteilung der Wandstromverluste pro Flächeneinheit auf der Innenwand des Schlitzhohlleiters. (linearer Maßstab, $f=1{,}7\ f_{krit}$)
Die Pfeilspitzen geben an, durch welche Komponente der Wandstromdichte die Verlustleistung jeweils hervorgerufen wird.

8. Periodische Störstellen auf einer Leitung

8.1. Einleitung

Das Übertragungsverhalten von Wellenleitern zur trassengebundenen Informationsübertragung ist zunächst vorgegeben durch die analytisch erfaßbaren Eigenschaften der homogenen Leitung. Dazu kommen beim realen Leitungszug Veränderungen des Übertragungsverhaltens aufgrund von Störungen entlang der Leitung: Kabelschellen zur Befestigung und Abstandhalter Innenleiter - Außenleiter beim Koaxialkabel; Stützen, Durchhängen zwischen den Stützen und Biegungen beim Oberflächenwellenleiter; Flansche beim Hohlleiter.

Obwohl man durch entsprechende konstruktive Maßnahmen die Störung der elektromagnetischen Welle so klein wie möglich machen wird, ist ein Einfluß auf das Übertragungsverhalten nicht mehr vernachlässigbar, sobald die Störung sich periodisch entlang der Leitung wiederholt. Dann treten nämlich sowohl Frequenzbereiche auf, in denen sich die Störungen gegenseitig auslöschen, als auch Bereiche, in denen sie sich gegenseitig verstärken. Bild 8.1 zeigt den Transmissionsfaktor t und den Reflexionsfaktor r einer verlustlosen Leitung für

a) zwei und
b) sehr viele gleichartige, äquidistante Inhomogenitäten.

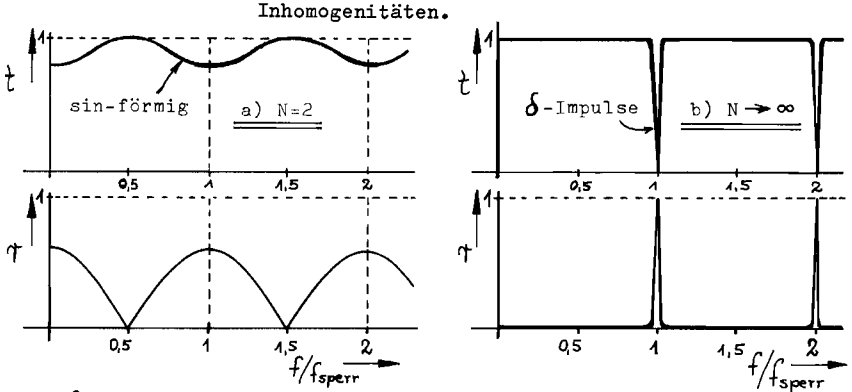


Bild 8.1: Kammfilter - Effekt bei periodischen Störungen

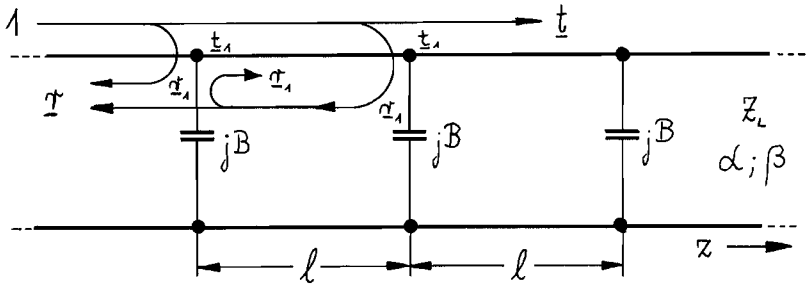


Bild 8.2: Reflexionen an periodischen Störstellen

Bei einem Abstand $l = \lambda/4$ überlagert sich die von der 1. Störstelle reflektierte Welle gegenphasig mit der von der 2. Störstelle reflektierten Welle, der Reflexionsfaktor wird 0, der Transmissionsfaktor 1. Verdoppelt man die Frequenz, so wird auch die Phasendrehung pro Längeneinheit doppelt so groß und die von der 2. Störstelle reflektierte Welle ist wegen der um λ größeren Wegstrecke um 2π phasenverschoben gegen die reflektierte Welle der 1. Störstelle. Beide Wellen addieren sich, der Reflexionsfaktor hat ein Maximum und der Transmissionsfaktor ein Minimum.

Im allgemeinen Fall der verlustbehafteten Leitung mit periodischen Inhomogenitäten (Bild 8.2) überlagern sich an einer Stelle z der Leitung reflektierte Wellen der Form

$$\underline{E}_n(z) = \underline{E}_n \cdot e^{\pm\alpha(z+n\ell)} \cdot e^{\pm j\beta(z+n\ell)} \tag{8.1}$$

$$\underline{E}_n(z) = \underline{H}(n,z) \cdot e^{jn(2\pi\ell/\lambda)} \tag{8.2}$$

Die gesamte reflektierte Welle bzw. durchgelassene Welle ergibt sich als Summe von Sinus-Schwingungen unterschiedlicher Amplitude, deren Phasen sich um den Winkel $2\pi\, l/\lambda$ bzw. Vielfache davon unterscheiden. Damit liegen analoge Verhältnisse vor wie bei einer Fourier-Reihe.

$$\underline{f}(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} \underline{\mathcal{F}}_n \cdot e^{jn\omega_1 t} = \sum_{-\infty}^{\infty} \underline{W}(n) \cdot e^{jn(2\pi t/T_1)} \tag{8.3}$$

Entsprechend ergeben sich in beiden Fällen bereits als Summe einer begrenzten Anzahl Glieder periodische Zeitfunktionen bzw. periodische Frequenzfunktionen (Periodendauer $\lambda/2$ bzw. $T_1/2$).

Wenn der Störstellenabstand $\lambda/2$ bzw. ein Vielfaches davon beträgt, überlagern sich alle Schwingungen kohärent zu einem Maximalwert. Im Transmissionsfaktor tritt ein scharfer Einbruch auf (Kammfilter - Effekt). Die Sperrstellen liegen bei Frequenzen

$$f_{sperr} = n \cdot \frac{v_p}{2l} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \ldots \tag{8.4}$$

und haben den Abstand

$$\Delta f = \frac{d\, f_{sperr}}{dn} \quad ; \; \Delta f = v_p/(2l) \text{ für TEM-Welle} \tag{8.5}$$

wobei v_p die Phasengeschwindigkeit der Leitung ist und l der Störstellenabstand (einschließlich der el. Länge einer Störstelle). Für $v_p = c_o$ und $l = 1$ m, 3 m und 6 m ergeben sich Frequenzabstände von 150 MHz, 50 MHz und 25 MHz. Zwischen den Sperrfrequenzen sind die sich überlagernden Schwingungen nicht kohärent und löschen sich gegenseitig aus.

Bild 8.3 zeigt den an einer Schlitzhohlleiterstrecke gemessenen Transmissionsfaktor, Bild 8.4 den zugehörigen Reflexionsfaktor am Eingang der Strecke. Durch Flansche im Abstand von $l = 3$ m treten Dämpfungsmaxima im Amplitudengang auf. Wegen der frequenzabhängigen Phasengeschwindigkeit im Hohlleiter ändert sich der Abstand der Spitzen mit der Frequenz. Im Rechteckhohlleiter mit H_{10}-Welle gilt:

$$f_{sperr} = c_o \sqrt{\left(\frac{n}{2l}\right)^2 + \left(\frac{1}{2a}\right)^2} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \ldots \tag{8.6}$$

Zahlenbeispiel:

Breite des Hohlleiters $a = 20$ cm

Störstellenabstand $l = 3$ m

Sperrstellenabstand $\Delta f = \begin{cases} 30 \text{ MHz bei } f = 1{,}25\, f_{krit} \\ 43 \text{ MHz bei } f = 1{,}9\, f_{krit} \end{cases}$

Am realen Beispiel des Übertragungsverhaltens der Hohlleiterstrecke in Bild 8.3 wird deutlich, warum eine genaue Kenntnis der Eigenschaften von Leitungen mit periodischen Störstellen notwendig ist. Da zu dem Kammfiltereffekt mit dem steilen Amplitudenabfall und Wiederanstieg auch entsprechende Spitzen im Verlauf der Gruppenlaufzeit kommen (Amplitudengang und Phasengang einer Leitung sind einander über die Hilbert-Transformation eindeutig zugeordnet), scheiden die Bereiche

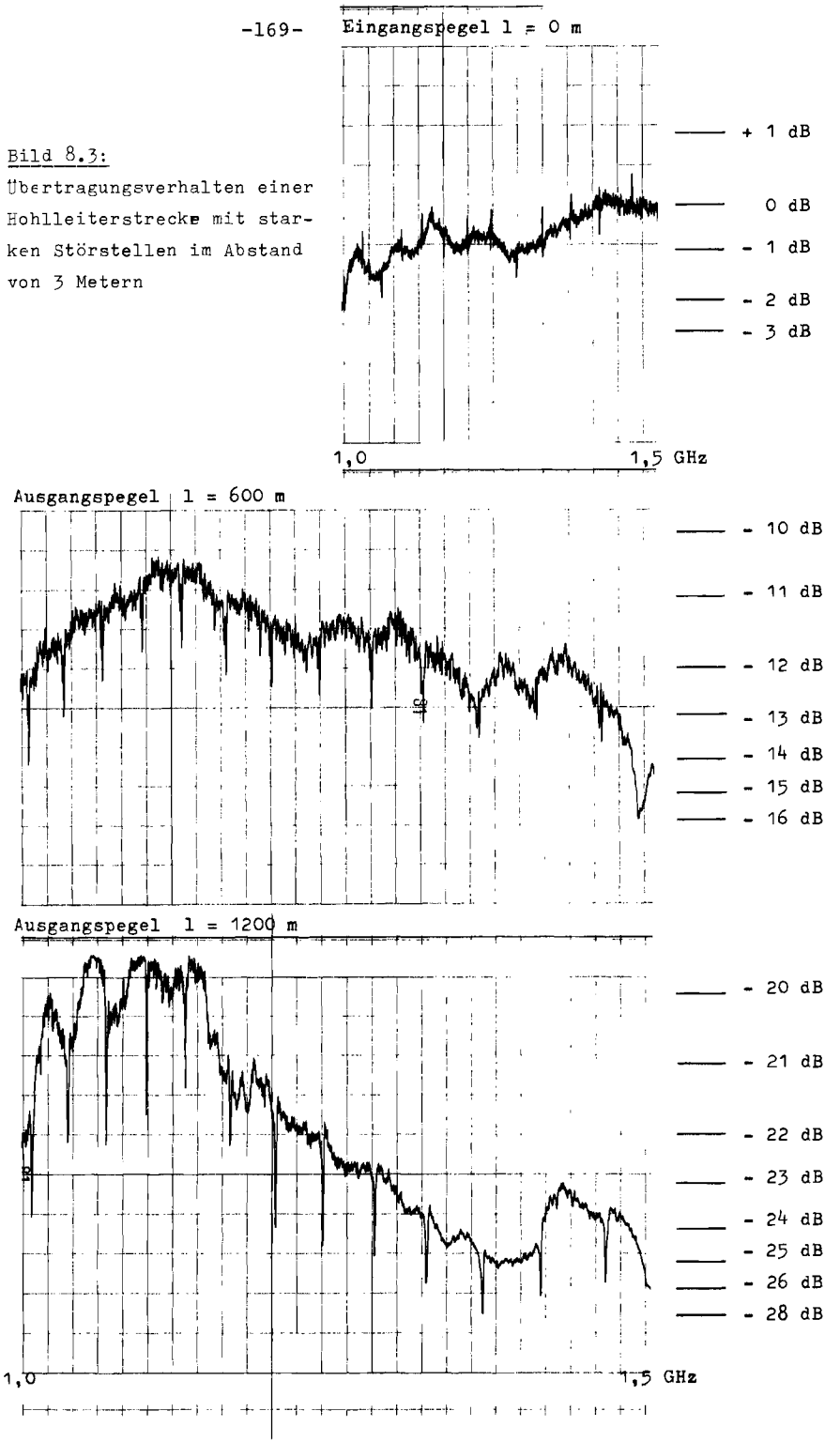


Bild 8.3:
Übertragungsverhalten einer Hohlleiterstrecke mit starken Störstellen im Abstand von 3 Metern

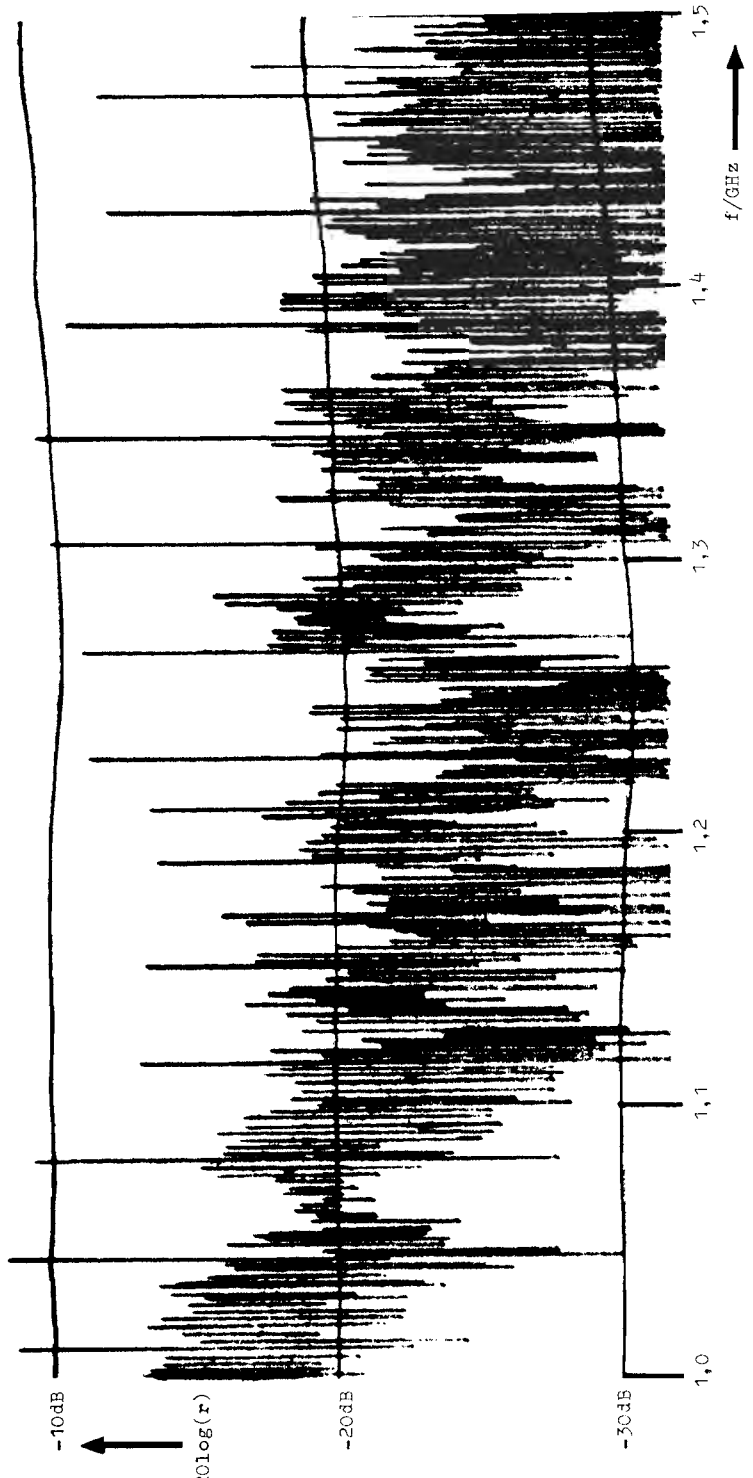


Bild 8.4: Relativer Pegel der reflektierten Welle am Eingang einer Hohlleiterstrecke mit starken Störstellen im Abstand von 3 Metern; Strecke nach 1200 m reflexionsfrei abgeschlossen

um die Sperrfrequenzen im Normalfall für eine Nachrichtenübertragung aus. Dies bedeutet keine wesentliche Kapazitätseinbuße, da die Hohlleiterstrecke trotzdem noch 13 Frequenzbänder mit je etwa 30 MHz Bandbreite zur Verfügung stellt. Da längere Leitungsstrecken vor dem Bau nicht experimentell untersucht werden können und sich nach dem Bau praktisch nicht mehr ändern lassen, ist es zweckmäßig, während der Planung möglichst viel theoretische Kenntnisse über den Einfluß der verschiedenen Dimensionierungsgrößen zu besitzen, damit die Strecke später auch die gewünschten Übertragungseigenschaften aufweist.

Zunächst ist es sowohl von der Einfachheit der Herstellung und Montage als auch von der exakteren Vorausberechenbarkeit der Eigenschaften her sinnvoll, die unvermeidbaren Störstellen möglichst identisch auszuführen und möglichst gleichabständig anzuordnen. Theoretisch läßt sich bei geringem Anstieg der Grunddämpfung die gesamte Bandbreite einer Leitung bei ideal statistisch verteilten Störstellen nutzen (vgl. Theorie der Wellenausbreitung in Wellmantel-Hohlleitern). In der Praxis ergeben sich jedoch stets bei nicht vorhersagbaren Frequenzen beliebig große Dämpfungsspitzen, so daß das Übertragungsverhalten der Leitung dem Zufall überlassen ist /8.3/.

Schwankungen des Störstellenabstandes l sowie Schwankungen der Störstelleneigenschaften entlang der Leitung, die sich je nach Leitungstyp häufig nicht völlig vermeiden lassen, vergrößern die Bandbreite der periodisch auftretenden Bandsperrenkennlinie und vermindern die Sperrdämpfung /8.1, 8.2, 8.3/. Gleichzeitig steigt jedoch die Welligkeit in den Durchlaßbereichen an und es treten unkontrollierte Spitzen auf. Die Bilder 8.2 und 8.3 können als Beispiel dafür herangezogen werden. Die 400 Hohlleiterteilstücke bestehen aus 3 Gruppen mit unterschiedlichen Fertigungslängen (3 m $\pm$ 10 cm) und jeder 4. Flansch ist ein thermischer Ausdehnungsflansch mit etwas abweichenden elektrischen Eigenschaften.

Von der Forderung nach exakter Gleichabständigkeit und Gleichheit der Störstellen kann abgegangen werden, wenn nur ein begrenztes Frequenzband m . Δf benutzt werden soll. Innerhalb dieses Bereiches lassen sich die Dämpfungsspitzen verkleinern, wenn die Störstellenabstände

periodisch verkleinert und vergrößert werden. In /8.6/ ist ein experimentelles Verfahren dazu angegeben (Leitungsnachbildung im X-Band). Über die hier angegebenen Zusammenhänge mit der Fourier-Reihe läßt sich eine derartige Optimierung jedoch analytisch durchführen. Mehrere Reflexionsstellen werden zu einer neuen räumlichen Periode zusammengefaßt, in der die Störstellenabstände so bestimmt werden, daß im interessierenden Frequenzbereich, der neuen Periode auf der Frequenzachse, ein vorgegebener Verlauf der Dämpfungsspitzen erreicht wird.

8.2. Art und Größe der Störstellen

Die systematischen Störstellen in einem Leitungszug lassen sich beschreiben durch ein Ersatzschaltbild wie in Bild 8.5

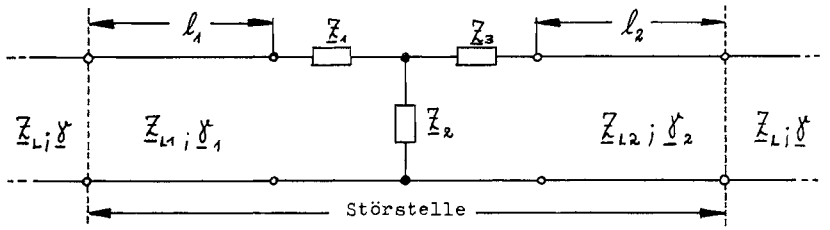
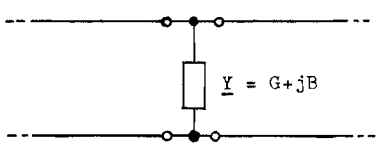


Bild 8.5: Allgemeines Ersatzschaltbild einer Leitungsinhomogenität

mit im allgemeinen frequenzabhängigen Bestimmungsgrößen. Da die Ausdehnung der Inhomogenität im Normalfall klein gegen die Wellenlänge sein wird und ihr Reflexionsfaktor unter 10 % bleiben wird, sind eine Reihe von Vereinfachungen zulässig, so daß zum Schluß nur ein frequenzabhängiger Querleitwert $\underline{Y}$ übrigbleibt, der auf den Wellenwiderstand der Anschlußleitung bezogen ist /8.7, 8.12, 8.14, 8.15, 8.16/. Die Beschreibung kann ebensogut durch einen Längswiderstand $\underline{Z}$ erfolgen. Beide Werte lassen sich ineinander umrechnen. Für den Leitwert $\underline{Y}$ gilt:



$$\underline{r} = -\underline{Y}/(2+\underline{Y}) \tag{8.7}$$

$$\underline{t} = 2/(2+\underline{Y}) \tag{8.8}$$

$\underline{Y}$: normiert, dimensionslos

Für den häufig vorkommenden Fall der verlustlosen Inhomogenität mit $\underline{Y} = j\,B$ kann man schreiben

$$\underline{t} = \cos(\varphi) \cdot e^{j\varphi} \tag{8.9}$$

$$\underline{r} = j \cdot \sin(\varphi) \cdot e^{j\varphi} \tag{8.10}$$

$$\varphi = \varphi_t = -\arctan(B/2) \tag{8.11}$$

und für $r \leq 10$ % gilt näherungsweise

$$t \approx 1 - B^2/8 \qquad (\text{Fehler} < 4 \cdot 10^{-5}) \tag{8.12}$$

$$r \approx B/2 \qquad (\text{Fehler} < 5\,‰) \tag{8.13}$$

$$\varphi \approx -B/2 \qquad (\text{Fehler} < 1{,}3\,\%) \tag{8.14}$$

B: normiert, dimensionslos

In /8.3/ und /8.17/ sind Angaben über die Größe der zu erwartenden Reflexionen bei Oberflächenwellenleitungen gemacht. Zahlen über den komplexen Reflexionsfaktor von Hohlleiterflanschverbindungen kann man /8.7 bis 8.11/ entnehmen.

Die Dämpfung durch Stromwärme-Verluste in der Inhomogenität kann generell gegenüber der Leitungsdämpfung je Teilstück vernachlässigt werden. Lediglich die Dämpfung durch Abstrahlung ist zu berücksichtigen. Die daraus resultierenden Werte für den Realteil des Querleitwertes $\underline{Y}$ müssen in der Regel experimentell ermittelt werden. Auf die Umrechnung wird in Kapitel 8.4. näher eingegangen.

8.3. Berechnung der Übertragungseigenschaften

Eine Leitung mit periodischen Inhomogenitäten besteht aus einer Hintereinanderschaltung von Teilstücken entsprechend Bild 8.6.

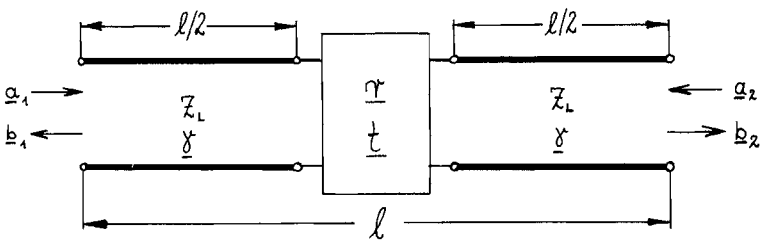


Bild 8.6: Teilstück der Leitung (räumliche Periode)

Der Flansch wird durch ein symmetrisches, reziprokes Zweitor mit den Streuparametern /8.13/ $\underline{S}_{11} = \underline{S}_{22} = \underline{r}$ und $\underline{S}_{12} = \underline{S}_{21} = \underline{t}$ beschrieben.

Zur Berechnung der Übertragungseigenschaften einer Leitung, die aus N derartigen Teilstücken zusammengesetzt ist, werden zweckmäßigerweise die Transmissionsparameter /8.18/ benutzt.

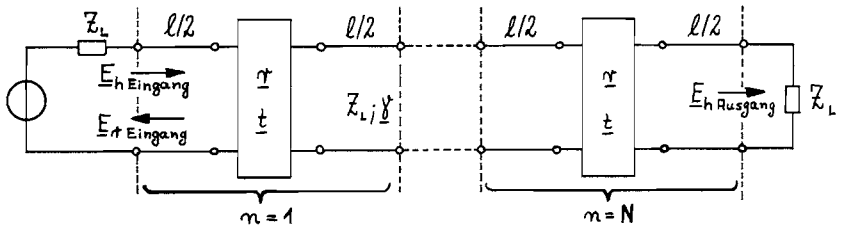


Bild 8.7: Zusammensetzung der Leitung aus Teilstücken

Während die Streuparameter

$$(\underline{b}) = (\underline{S}) \cdot (\underline{a}) \tag{8.15}$$

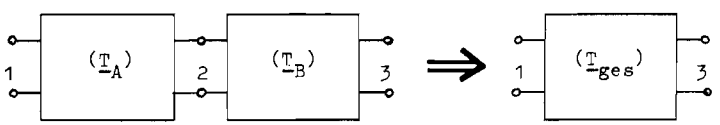
physikalisch interpretiert werden können als Reflexionsfaktor und Transmissionsfaktor, gelingt dies bei den Transmissionsparametern nicht mehr.

$$\begin{aligned} \underline{a}_1 &= \underline{T}_{11}\,\underline{b}_2 + \underline{T}_{12}\,\underline{a}_2 \\ \underline{b}_1 &= \underline{T}_{21}\,\underline{b}_2 + \underline{T}_{22}\,\underline{a}_2 \end{aligned} \qquad \begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{b}_1 \end{pmatrix} = (\underline{T}) \cdot \begin{pmatrix} \underline{b}_2 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix} \tag{8.16}$$

Umrechnung:

$$\begin{aligned} \underline{T}_{11} &= 1/\underline{S}_{21} & \underline{T}_{12} &= -\underline{S}_{22}/\underline{S}_{21} \\ \underline{T}_{21} &= \underline{S}_{11}/\underline{S}_{21} & \underline{T}_{22} &= (\underline{S}_{21}\cdot\underline{S}_{12} - \underline{S}_{22}\cdot\underline{S}_{11})/\underline{S}_{21} \end{aligned} \tag{8.17}$$

$$\begin{aligned} \underline{S}_{11} &= \underline{T}_{21}/\underline{T}_{11} & \underline{S}_{12} &= (\underline{T}_{22}\cdot\underline{T}_{11} - \underline{T}_{12}\cdot\underline{T}_{21})/\underline{T}_{11} \\ \underline{S}_{21} &= 1/\underline{T}_{11} & \underline{S}_{22} &= -\underline{T}_{12}/\underline{T}_{11} \end{aligned} \tag{8.18}$$



$$(\underline{T}_A)\cdot(\underline{T}_B) = (\underline{T}_{ges}) \tag{8.19}$$

Während die Streumatrix die zu- und ablaufenden Wellen eines Zweitores miteinander verknüpft, beschreibt die Transmissionsmatrix den Zusammenhang zwischen Eingangsgrößen und Ausgangsgrößen. Werden mehrere Zweitore hintereinander geschaltet, so ist die Transmissionsmatrix $\underline{T}_{ges}$ der Schaltung als Produkt der Transmissionsmatrizen der einzelnen Zweitore berechenbar.

Leider gibt es in der Literatur unterschiedliche Schreibweisen für die Transmissionsmatrix. In /8.13/ sind gegenüber der hier benutzten Schreibweise $\underline{a}$ und $\underline{b}$ vertauscht und in /8.18/ sind zusätzlich Eingang und Ausgang vertauscht.

$$\begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{b}_1 \end{pmatrix} = (\underline{T}) \cdot \begin{pmatrix} \underline{b}_2 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{a}_1 \end{pmatrix} = (\underline{T}^{*}) \cdot \begin{pmatrix} \underline{a}_2 \\ \underline{b}_2 \end{pmatrix} \tag{8.20}$$

$$\begin{pmatrix} \underline{b}_2 \\ \underline{a}_2 \end{pmatrix} = (\underline{T}^{**}) \begin{pmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{b}_1 \end{pmatrix}$$

Sofern man auf die Leistung normierte Parameter benutzt, gilt für symmetrische, reziproke Zweitore

$$\det(\underline{T}) = 1 \quad \text{und} \quad \underline{T}_{12} = -\underline{T}_{21} \tag{8.21}$$

was sich aus den Umrechnungsgleichungen S - in T-Parameter (8.17) leicht ablesen läßt für $\underline{S}_{12} = \underline{S}_{21}$ und $\underline{S}_{11} = \underline{S}_{22}$.

Für das Leitungsteilstück in Bild 8.6 ergibt sich die Transmissionsmatrix zu

$$(\underline{T}) = \frac{1}{\underline{t}} \cdot \begin{pmatrix} e^{\underline{\gamma} l} & -\underline{r} \\ \underline{r} & (\underline{t}^2 - \underline{r}^2)\cdot e^{-\underline{\gamma} l} \end{pmatrix} \tag{8.22}$$

Schaltet man N identische Teilstücke zu einer Übertragungsstrecke zusammen, so gilt für die ganze Strecke

$$(\underline{T}(N)) = \begin{pmatrix} \underline{T}_{11}(N) & \underline{T}_{12}(N) \\ \underline{T}_{21}(N) & \underline{T}_{22}(N) \end{pmatrix} = (\underline{T})^N \tag{8.23}$$

Daraus lassen sich der Transmissionsfaktor der gesamten Strecke (Bild 8.7) sowie der Reflexionsfaktor ausrechnen zu :

$$\underline{t}(N) = \underline{S}_{21}(N) = \underline{E}_{h\ Ausgang}/\underline{E}_{h\ Eingang} = 1/\underline{T}_{11}(N) \qquad (8.24)$$

$$\underline{r}(N) = \underline{S}_{11}(N) = \underline{E}_{r\ Eingang}/\underline{E}_{h\ Eingang} = \underline{T}_{21}(N)/\underline{T}_{11}(N) \qquad (8.25)$$

Im Prinzip läßt sich somit die Streumatrix einer Strecke mit einem Rechner ermitteln, indem die Transmissionsmatrix eines Teilstückes N-mal mit sich selbst multipliziert wird. Mit wachsendem N (200 bis 2000) wird jedoch die Genauigkeit des Endergebnisses durch Akkumulation von Rundungsfehlern und durch etwaige numerische Instabilität immer geringer /8.2/. Deshalb ist es zweckmäßig, eine in /8.5/ bzw. /8.20/ angegebene Formel zu benutzen, mit der die N-te Potenz einer unimodularen Matrix direkt berechnet werden kann (eine Matrix heißt unimodular, wenn ihre Determinante gleich 1 ist):

$$(\underline{T})^N = \begin{pmatrix} \underline{T}_{11}\cdot\underline{U}_{N-1}(\underline{a})-\underline{U}_{N-2}(\underline{a}) & \underline{T}_{12}\cdot\underline{U}_{N-1}(\underline{a}) \\ \underline{T}_{21}\cdot\underline{U}_{N-1}(\underline{a}) & \underline{T}_{22}\cdot\underline{U}_{N-1}(\underline{a})-\underline{U}_{N-2}(\underline{a}) \end{pmatrix} \qquad (8.26)$$

mit $\underline{a} = (\underline{T}_{11}+\underline{T}_{22})/2$

und $\underline{U}_N(\underline{a}) = \sin\left[(N+1)\cdot\arccos(\underline{a})\right] / \sqrt{1-\underline{a}^2}$

$\underline{U}_N(\underline{a})$: Tschebyscheff-Polynome 2.Art

8.4. Rechenergebnisse

8.4.1. Einfluß von Verlusten

Bild 8.8 zeigt den Verlauf des Transmissionsfaktors in der Umgebung der Sperrfrequenz für eine Leitung mit 10 dB/km Dämpfung und 1500 Störstellen im Abstand von jeweils 3 m. Die oberste Kurve gilt für eine verlustlose Störstelle mit $\underline{Y}$ = j 0,01. Die darunter liegenden Kurven zeigen den Einfluß von Verlusten bei konstanter Blindstörung. Die Größe der Dämpfungsspitze verringert sich, ihre Lage verschiebt sich zu niedrigeren Frequenzen hin und oberhalb der Spitze entsteht ein Maximum des Transmissionsfaktors. Da die entsprechenden Kurven für eine induktive Störstelle mit $\underline{Y}$ = G - j 0,01 symmetrisch zur Achse $\beta l = \pi$ verlaufen, kann man aus den Meßergebnissen einer Strecke

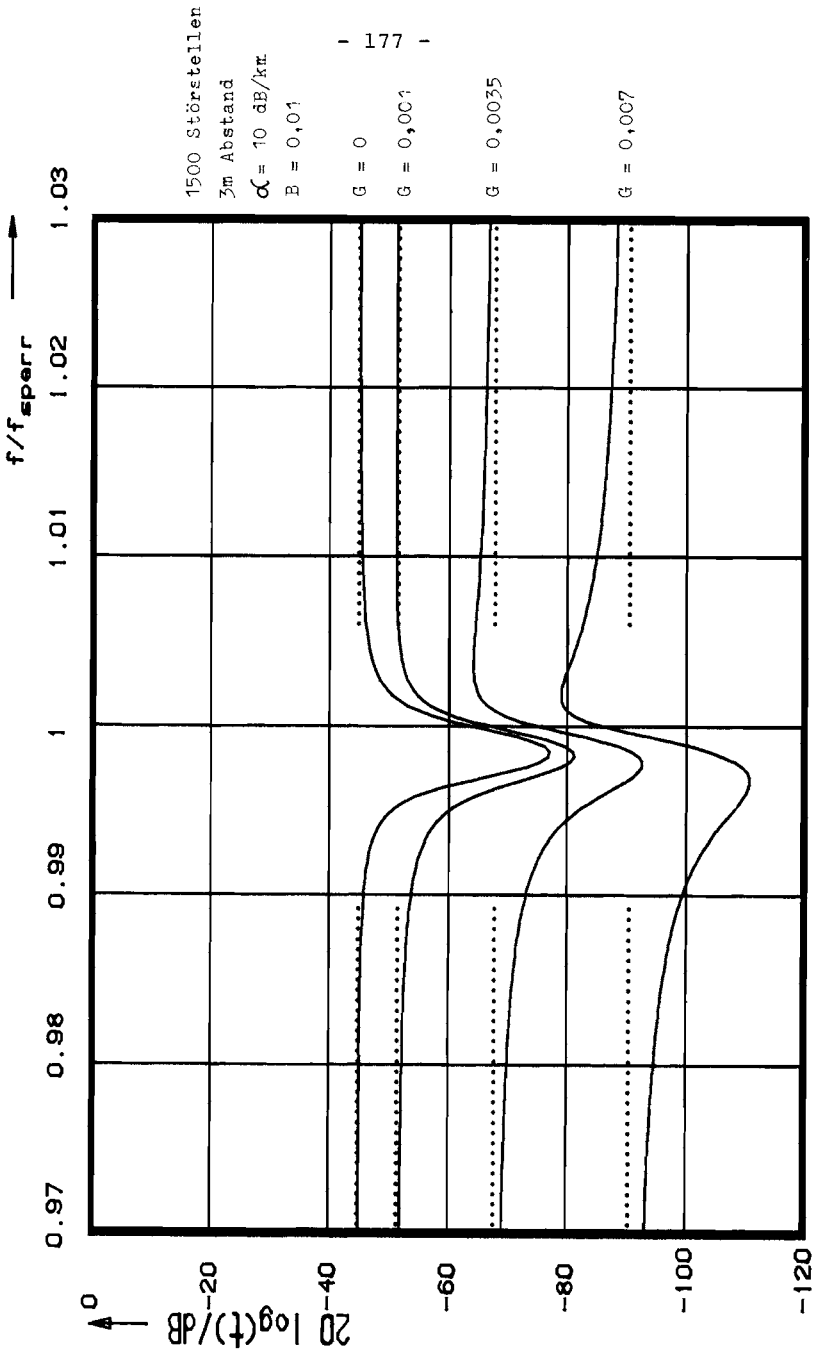


Bild 8.8: Verlauf der Dämpfungsspitze des Transmissionsfaktors bei verlustbehafteten Störstellen. Parameter: normierter Verlustleitwert G ; $f_{sperr} = v_p/(2l)$

ablesen, ob die Störstelle induktiv oder kapazitiv ist. Wenn der Transmissionsfaktor mit steigender Frequenz zuerst ein Minimum und dann ein Maximum durchläuft, ist die Störung kapazitiv und umgekehrt (Bild 8.9a).

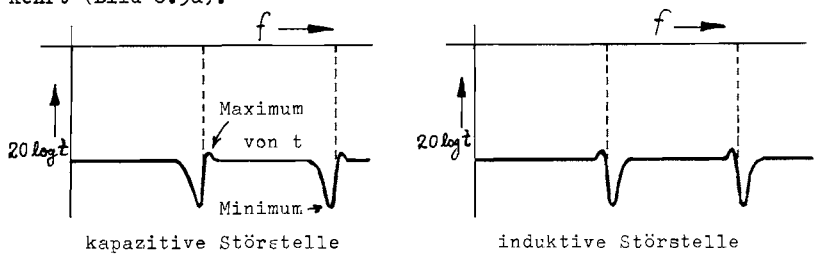


Bild 8.9a: Störstellen mit Verlusten; $\underline{Y} = G + jB$

Im Gegensatz zur Reihenfolge läßt sich die Lage der Dämpfungsspitze oberhalb bzw. unterhalb von $\beta l = n\pi$ im allgemeinen nicht als Unterscheidungsmerkmal benutzen, da die elektrische Länge der Leitungsteilstücke sich nicht so exakt ermitteln läßt.

Eine verlustbehaftete Inhomogenität entzieht der hinlaufenden Welle frequenzunabhängig Energie. An jeder Störstelle geht die Leistung ΔP verloren. Verteilt man diese Leistung rechnerisch auf die Teillänge l, so läßt sich eine Zusatzdämpfung α_G definieren. Der Transmissionsfaktor eines Teilstückes mit $\underline{Y} = G$ ergibt sich dann zu:

$$t = \frac{2}{2+G}\, e^{-\alpha l} = e^{-(\alpha + \alpha_G) l} \qquad (8.27)$$

Zusatzdämpfung durch Verluste: $\alpha_G = \frac{1}{l} \ln(1+G/2)$ (8.28)

G : normiert, dimensionslos

Diese vereinfachte Leistungsbetrachtung mit dem Ergebnis $t(N) = t^N$ für eine Leitung mit N ohmschen Störstellen gilt nicht für Störstellenabstände von $n \cdot \lambda/2$, bei denen alle reflektierten Wellen miteinander korreliert sind. Dann müssen Feldstärken betrachtet und Mehrfachreflexionen berücksichtigt werden. Dies ergibt eine Verringerung der Dämpfung im Bereich der Sperrfrequenzen (Bild 8.9a).

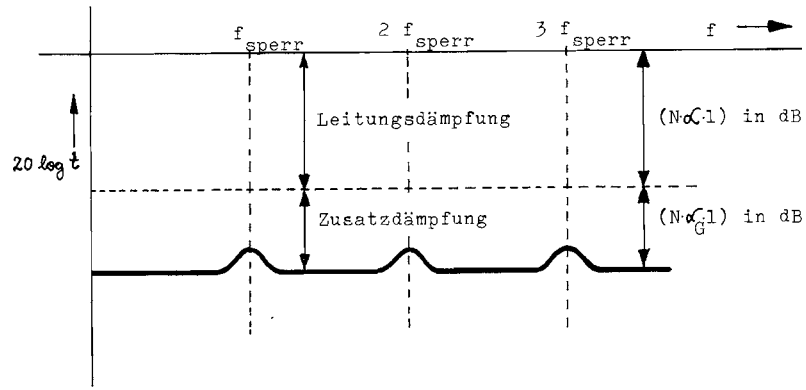


Bild 8.9 : Ohmsche Störstelle mit $\underline{Y} = G$

Bei gleichzeitigem Vorhandensein von Blindenergie und Wirkverlusten an den Störstellen überlagern sich der schmale um φ_t verschobene Dämpfungsanstieg und die breite, symmetrisch zu $\beta l = n\pi$ verlaufende Dämpfungsverringerung zu den unsymmetrischen Kurven aus Bild 8.9a.

Zusammenfassend läßt sich der Einfluß von Verlusten damit folgendermaßen beschreiben:
Wirkleistungsverluste in den Störstellen lassen die Dämpfung der Leitung frequenzunabhängig ansteigen auf den Wert $\alpha + \alpha_G$. Der Betrag der bei den Sperrfrequenzen auftretenden Zusatzdämpfung $20 \log \Delta t$ (N) läßt sich in guter Näherung ermitteln, indem die Störstelle als verlustlos angenommen und der Leitung das Dämpfungsmaß $\alpha^* = \alpha + \alpha_G$ zugeordnet wird. Durch die Verluste wird die Bandbreite der Sperrbereiche größer und an der Kurvenform bzw. an der Lage des zusätzlich auftretenden Dämpfungsminimums unterhalb oder oberhalb des Dämpfungsmaximums läßt sich ablesen, ob die Störstelle induktiven oder kapazitiven Charakter hat.

8.4.2. Lage und Verlauf der Dämpfungsspitzen

Da die Abweichung des Maximums von $\beta l = \frac{2\pi}{\lambda} l = \pi$ im allgemeinen geringer ist als der Meßfehler bei der Ermittlung von l und λ sowie

deren zeitliche und örtliche Konstanz, ist für die Praxis weniger die genaue Lage, sondern mehr die Größe des Maximalwertes der Zusatzdämpfung von Bedeutung. Die Welle auf der Leitung wird am stärksten beeinflußt, wenn die Phasendrehung einer Teillänge l zusammen mit dem Phasensprung φ_t an der Störstelle ein Vielfaches von π beträgt.

$$t_{max} \text{ bei } -2\pi l/\lambda + \varphi_t = -n\cdot\pi \quad \text{mit } n=1,2,3,\ldots \tag{8.29}$$

Wird die Störstelle durch einen Blindleitwert B beschrieben, so ist

$$\varphi_t = -\arctan(B/2) \tag{8.30}$$

und für kleine Störungen gilt näherungsweise

$$\varphi_t \approx -r \tag{8.31}$$

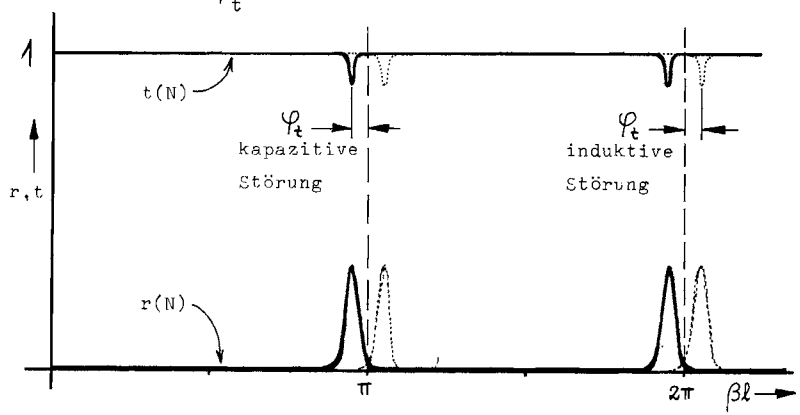


Bild 8.10: Prinzipskizze , Lage der Extrema von r und t

Bild 8.10 zeigt den prinzipiellen Verlauf von r und t über der Frequenz. Eine kapazitive Störung verlängert die Leitung, deshalb liegen die Sperrfrequenzen etwas niedriger, und eine induktive Störung verkürzt die Leitung. Den genauen Verlauf der Funktionen r (f) und t (f) kann man aus den Koeffizienten der Transmissionsmatrix $(\underline{T})^N$ berechnen. Für ein paralleles Blindelement B als Störung ergibt sich:

$$\underline{t}(N) = \frac{\sqrt{1-\underline{a}^2}\cdot\cos(\varphi_t)}{e^{\underline{\gamma}l-j\varphi_t}\cdot\sin(N\cdot\arccos(\underline{a}))-\cos(\varphi_t)\cdot\sin[(N-1)\arccos(\underline{a})]} \tag{8.32}$$

$$\underline{r}(N) = \frac{j\cdot\sin(\varphi_t)\cdot\sin(N\cdot\arccos(\underline{a}))}{e^{\underline{\gamma}l-j\varphi_t}\cdot\sin(N\cdot\arccos(\underline{a}))-\cos(\varphi_t)\cdot\sin[(N-1)\arccos(\underline{a})]} \tag{8.33}$$

mit $\underline{a} = \cosh(\underline{\gamma}l-j\varphi_t)/\cos(\varphi_t)$

und $\varphi_t = -\arctan(B/2)$

B: normiert, dimensionslos

Für zwei Leitungen mit unterschiedlichem Dämpfungsmaß α ist der Verlauf der zusätzlichen Dämpfung

$$20\log\Delta t(N) = 20\log(t(N)\cdot e^{N\alpha l}) \tag{8.34}$$

in der Umgebung einer Sperrfrequenz in Bild 8.11 und 8.12 wiedergegeben. Bei gleichem Störstellenabstand ist die Leitung mit der geringeren Dämpfung "durchsichtiger", d.h. es können viel mehr Reflexionen miteinander in Wechselwirkung treten; die Dämpfungsspitzen sind höher und schmaler als bei der stärker gedämpften Leitung. Für N = 500 erkennt man die von der Fourier-Approximation her bekannten Überschwinger an den Rändern des Sperrbereichs. Die Anzahl der sich überlagernden Schwingungen ist hier, verglichen mit der Steilheit des Anstiegs, noch nicht groß genug, um einen glatten Verlauf der Funktion zu ergeben.

8.4.3. Ermittlung des Maximalwertes der Dämpfung

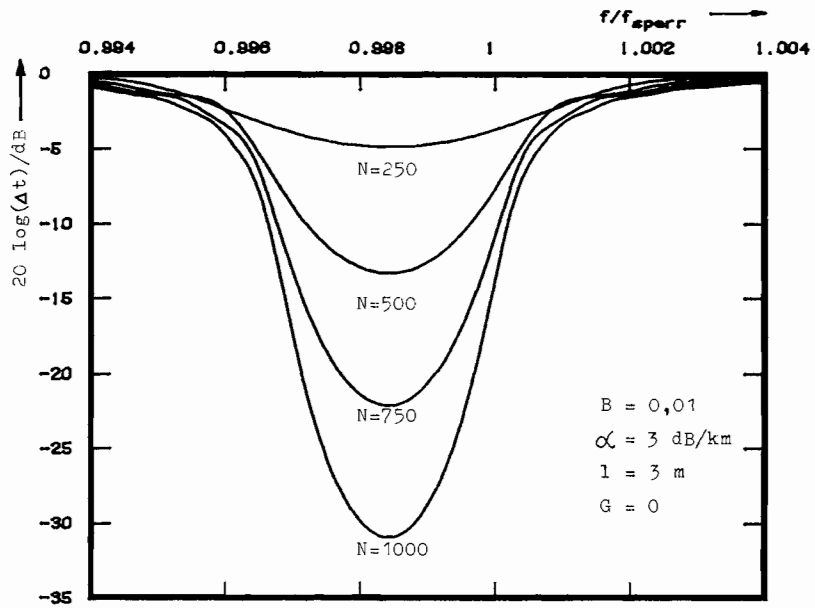
Die Amplitude der Dämpfungsspitzen $20\log\Delta t_{max}(N)$ ergibt sich aus der Funktion $|\underline{t}(N)\cdot e^{N\alpha l}|$ für $\beta l - \varphi_t = \pi$ zu:

$$\Delta t_{max}(N) = \frac{2\cos(\varphi_t)\cdot\sqrt{a^2-1}\cdot e^{N\alpha l}}{e^{\alpha l}(X^N-X^{-N})-\cos(\varphi_t)\cdot(X^{N-1}-X^{-(N-1)})} \tag{8.35}$$

mit $X = a-\sqrt{a^2-1}$ $\qquad a = \cosh(\alpha l)/\cos(\varphi_t)$

und $\varphi_t = -\arctan(B/2)$

Die zusätzlich zur Leitungsdämpfung $N\alpha l$ auftretende Dämpfung bei den Sperrfrequenzen ist eine Funktion der Anzahl N und der Größe der Störstellen ($\varphi_t \approx -r$), sowie eine Funktion der Leitungsdämpfung αl zwischen zwei Störstellen. Da αl nur als Produkt vorkommt, haben Strecken mit gleichem αl (z.B. l = 3 m, α = 10 dB/km und l = 6 m, α = 5 dB/km) den gleichen Verlauf des Transmissionsfaktors. Nur der Frequenzabstand



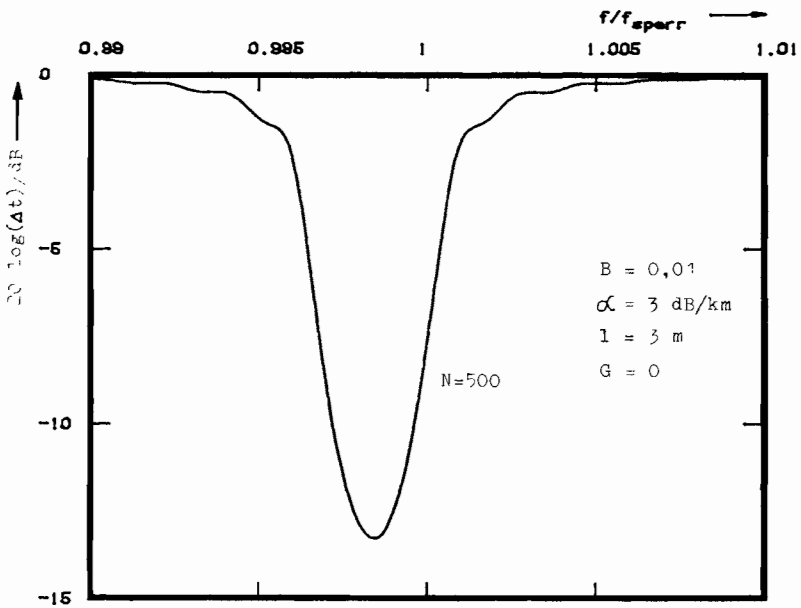
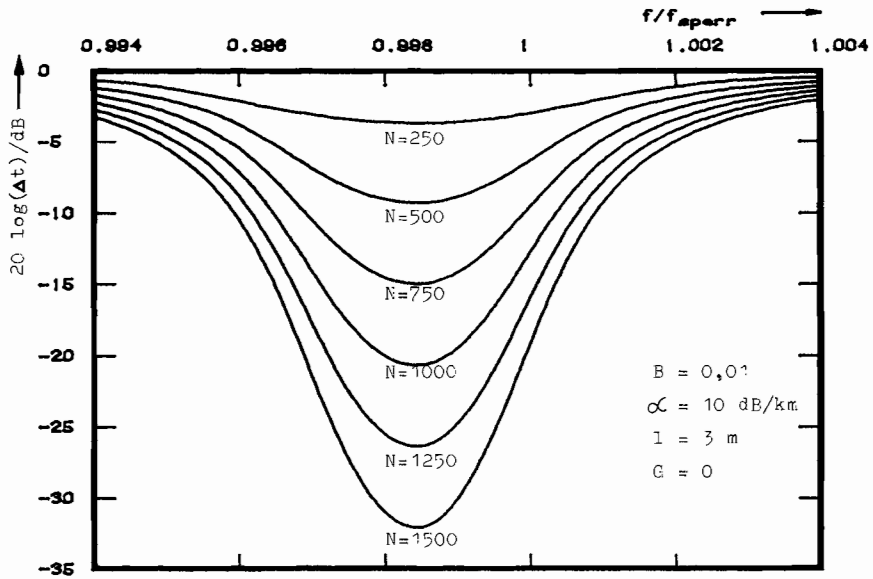


Bild 8.11: Dämpfungsverlauf in der Umgebung der ersten Sperrfrequenz als Funktion der Störstellenanzahl N
Dämpfung zwischen zwei Störstellen: 0,009 dB ; B = 0,01



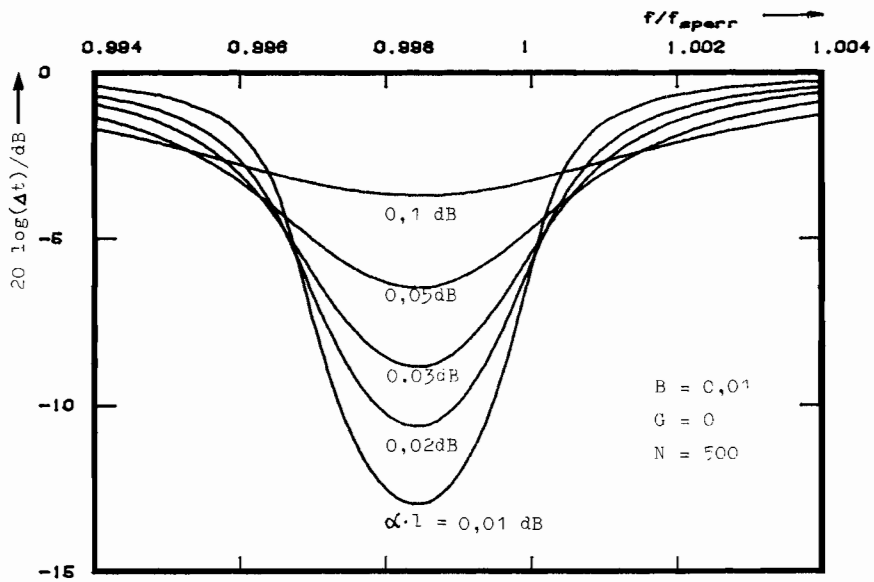


Bild 8.12: Dämpfungsverlauf in der Umgebung der ersten Sperrfrequenz; Parameter: Störstellenanzahl N bzw. α·l, die Dämpfung zwischen zwei Störstellen

zwischen den Spitzen ändert sich. Da das Produkt $\alpha\ell$ ein recht unanschaulicher Zahlenwert ist, wird in allen Diagrammen dieses Kapitels stets für α und für ℓ ein fester Wert angegeben, obwohl das jeweilige Diagramm für beliebig viele andere Zahlenpaare mit gleichem Produkt Gültigkeit hat.

Die Bilder 8.13 bis 8.16 zeigen die Amplitude der Dämpfungsspitze 20 log Δt als Funktion der Störstellenanzahl N bei Leitungen mit unterschiedlicher Dämpfung. Parameter ist der Reflexionsfaktor der Störstelle. Da je nach Wahl der Teillänge ℓ im Produkt $\alpha\ell$ die Zahl N eine unterschiedlich lange Strecke repräsentiert, lassen diese Diagramme noch keinen klaren Überblick zu über die Beeinflussungsmöglichkeiten durch geeignete Dimensionierung der Strecke. Im allgemeinen ist die Gesamtlänge der Strecke vorgegeben und in Grenzen frei wählbar sind die Teillänge, die Leitungsdämpfung und der Reflexionsfaktor der Störstelle. Bild 8.17 und 8.18 zeigen die Auswirkungen dieser Wahl für eine Streckenlänge von 1 km bzw. 10 km. In beiden Bildern sieht man, daß bei Verdopplung der Teillänge ℓ die Zusatzdämpfung um mehr als die Hälfte kleiner wird. Die Abhängigkeit von der Leitungsdämpfung nimmt zu mit wachsender Streckenlänge und mit wachsendem Reflexionsfaktor. Im dargestellten Wertebereich sind in der Gleichung Δt_{max} (α, ℓ, r) offensichtlich ℓ und r gegeneinander austauschbar. Ein Reflexionsfaktor von 0,01 erzeugt bei 6 m Teillänge die gleichen Spitzen wie der doppelte Reflexionsfaktor 0,02 bei doppelter Teillänge (12 m).

$$\Delta t_{max} = f(r/l) \quad \text{für} \quad N = l_1/l \quad \text{und} \quad l_1 = \text{const.}$$

8.5. Näherungsformeln

Eine kleine Zahl sehr kleiner Reflexionsstellen in einer Schaltung bzw. in einem Leitungszug lassen sich normalerweise sehr gut durch Näherungsformeln erfassen /8.18/, indem man z.B. nur die Reflexionen 1.Ordnung berücksichtigt. Für sehr viele, identische Reflexionsstellen, wie sie hier betrachtet werden, versagen jedoch diese physikalischen Näherungen. Selbst die Berücksichtigung von Reflexionen 2.Ordnung liefert keine befriedigenden Ergebnisse. Die Herleitung von mathematischen Näherungen aus den hier angegebenen exakten Gleichungen für r_{max} (N) und Δt_{max} (N) ist dagegen erfolgreicher.

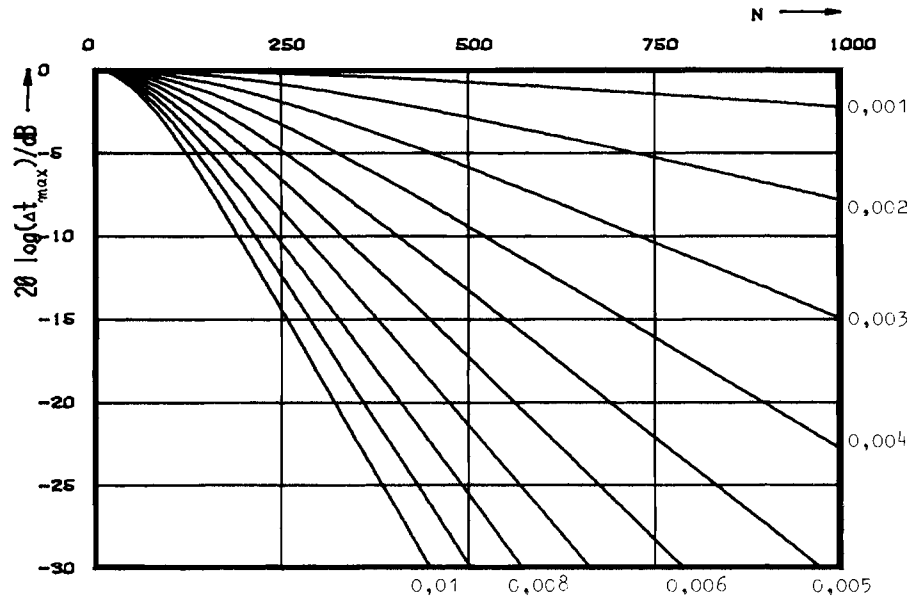


Bild 8.13: Maximalwert der Zusatzdämpfung; Parameter: Reflexionsfaktor einer Störstelle; $\alpha \cdot l$ = 0,009 dB

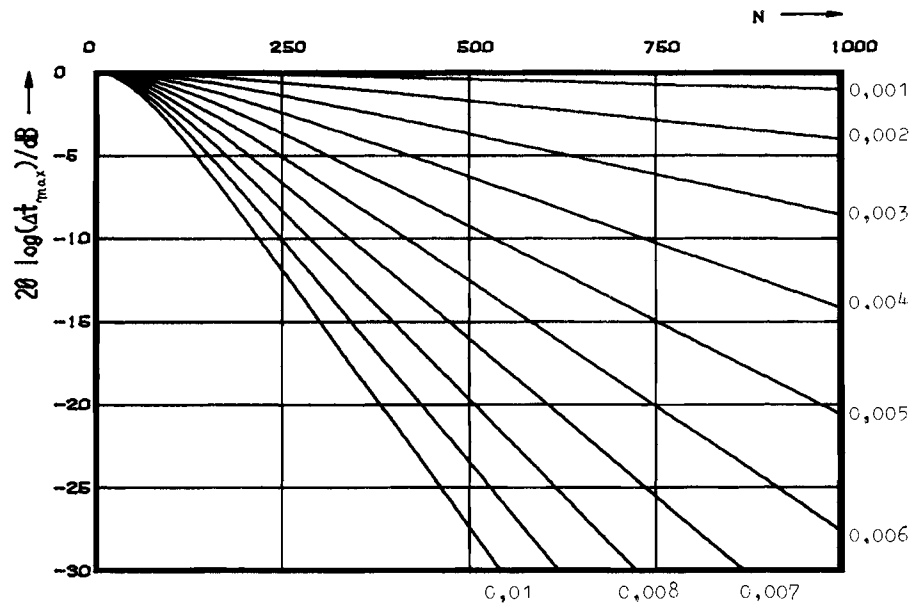


Bild 8.14: Maximalwert der Zusatzdämpfung; Parameter: Reflexionsfaktor einer Störstelle; $\alpha \cdot l$ = 0,03 dB

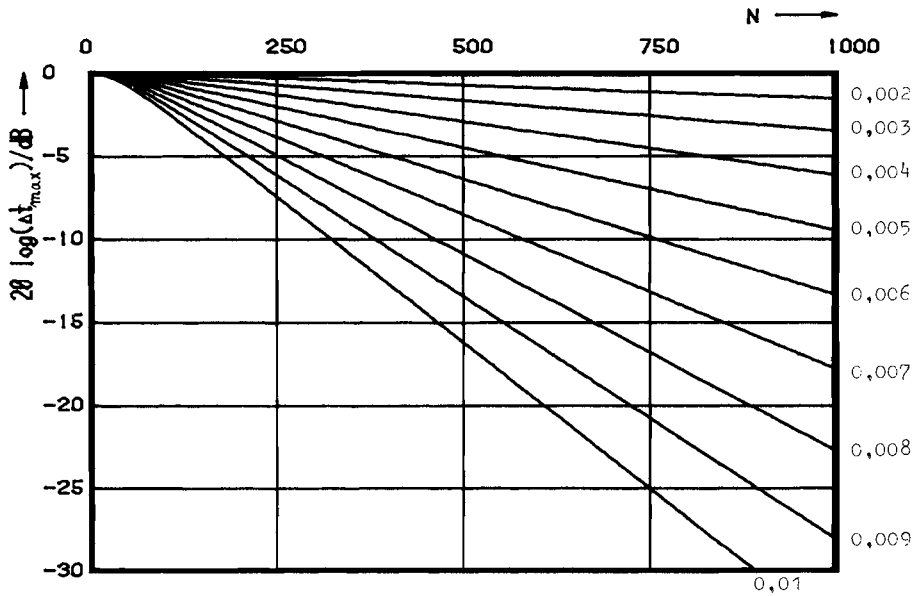


Bild 8.15: Maximalwert der Zusatzdämpfung; Parameter: Reflexionsfaktor einer Störstelle; $\alpha \cdot l$ = 0,09 dB

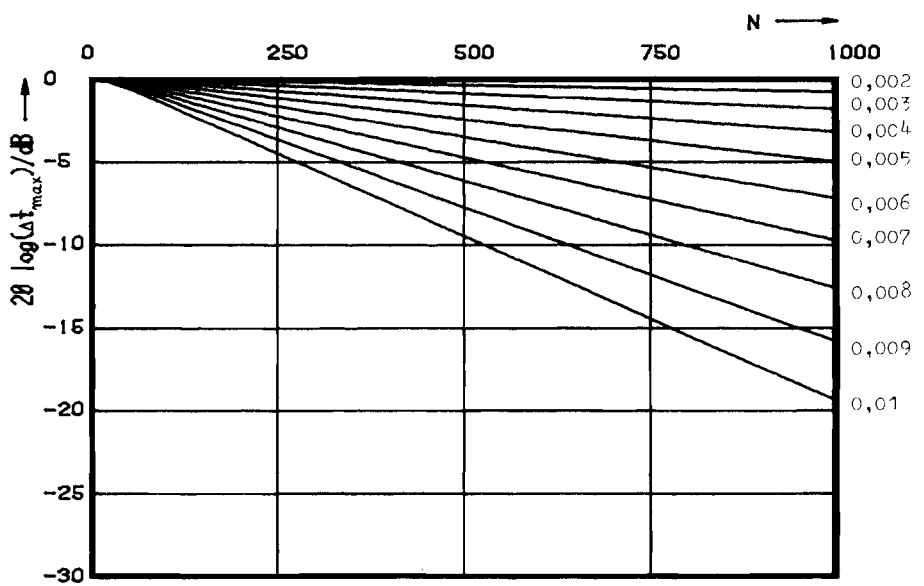


Bild 8.16: Maximalwert der Zusatzdämpfung; Parameter: Reflexionsfaktor einer Störstelle; $\alpha \cdot l$ = 0,18 dB

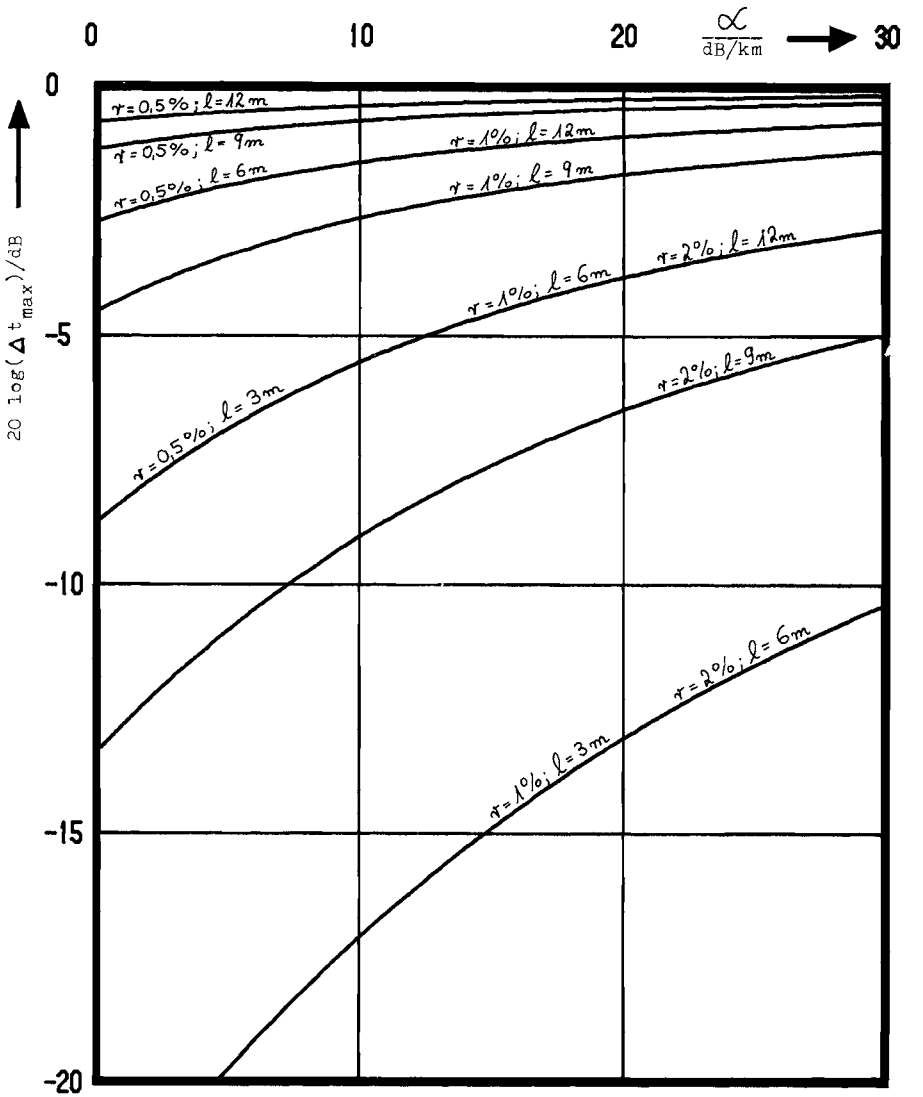


Bild 8.17: Maximalwert der Zusatzdämpfung als Funktion der Leitungsdämpfung bei einer Strecke mit der festen Länge 1 km
Parameter 1: Abstand l zwischen zwei Störstellen
Parameter 2: Reflexionsfaktor r einer Störstelle

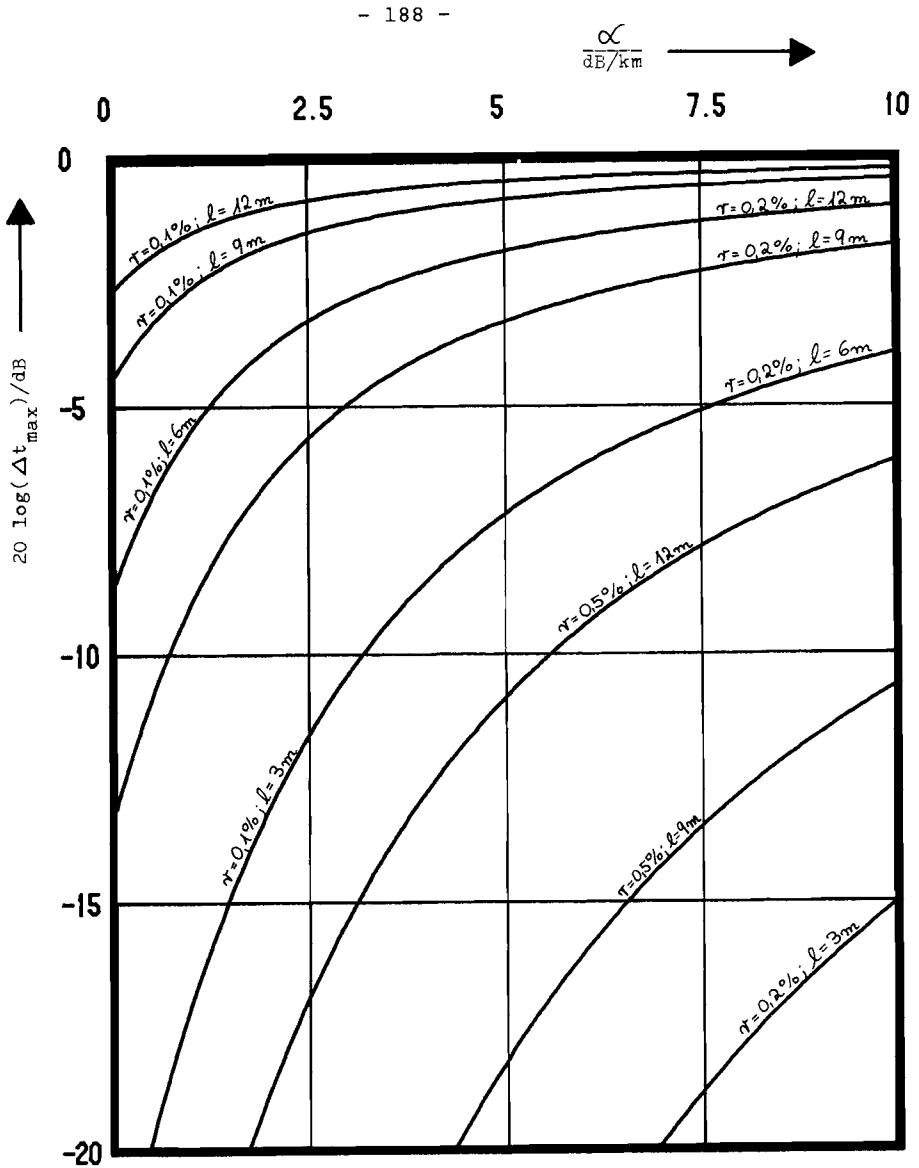


Bild 8.18: Maximalwert der Zusatzdämpfung als Funktion der Leitungsdämpfung bei einer Strecke mit der festen Länge 10 km
Parameter 1: Abstand l zwischen zwei Störstellen
Parameter 2: Reflexionsfaktor r einer Störstelle

Bild 8.19 zeigt den Verlauf dieser Funktionen an Hand eines repräsentativen Beispiels. Mit wachsendem N nimmt die Zusatzdämpfung zunächst überproportional zu und geht dann asymptotisch gegen eine Gerade, d.h. steigt proportional N weiter an. Die Gleichung der Asymptote läßt sich aus der exakten Gleichung für Δt_{max} (N) gewinnen, indem man X^N gegen X^{-N} vernachlässigt:

$$\Delta \tilde{t}_{max}(N) = \frac{2\, X^N \sqrt{a^2-1}}{X - e^{\alpha l}/\cos(\varphi_t)} \cdot e^{N\alpha l} \qquad (8.36)$$

$\Delta \tilde{t}_{max}$: Näherung für Δt_{max}

Asymptotengleichung bzw. Näherung für große N:

$$\ln \Delta \tilde{t}_{max}(N) = \ln \frac{2\sqrt{a^2-1}}{X - e^{\alpha l}/\cos(\varphi_t)} + N\cdot(\ln X + \alpha l) \qquad (8.37)$$

$$\ln \Delta \tilde{t}_{max}(N) = p + N\cdot q \qquad (8.38)$$

Die Konstante p gibt die Versetzung der Geraden gegen den Koordinatenursprung an, im betrachteten Beispiel 0,87 dB, und q ist die Steigung, $-7 \cdot 10^{-3}$ dB pro Störstelle.

Der Verlauf der Funktion Δt_{max} (N) in Bild 8.19 läßt sich damit erklären, daß zunächst eine mit ihrem Wellenwiderstand Z_L abgeschlossene Leitung eine mit wachsendem N zunehmende Fehlanpassung erfährt. Mit weiter zunehmendem N wird jedoch der Einfluß des Wellenwiderstandes am Leitungsende immer geringer und die Eingangsimpedanz der Leitung geht über in die eines unendlich langen Kettenleiters. Die Steigung der Asymptoten läßt sich somit auch über die Kettenparametertheorie (Wellenparametertheorie) berechnen.

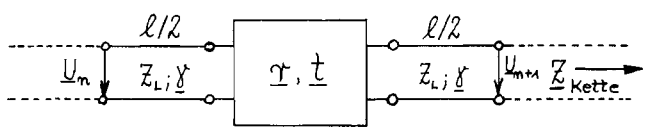


Bild 8.20: Einzelvierpol einer Kette unendlich vieler, gleicher Vierpole

Das komplexe Übertragungsmaß $\underline{g}$ einer Kettenschaltung identischer Vierpole ist

$$\underline{g} = \ln\left(\underline{A}_{11} + \sqrt{\underline{A}_{11}^2 - 1}\right). \qquad (8.39)$$

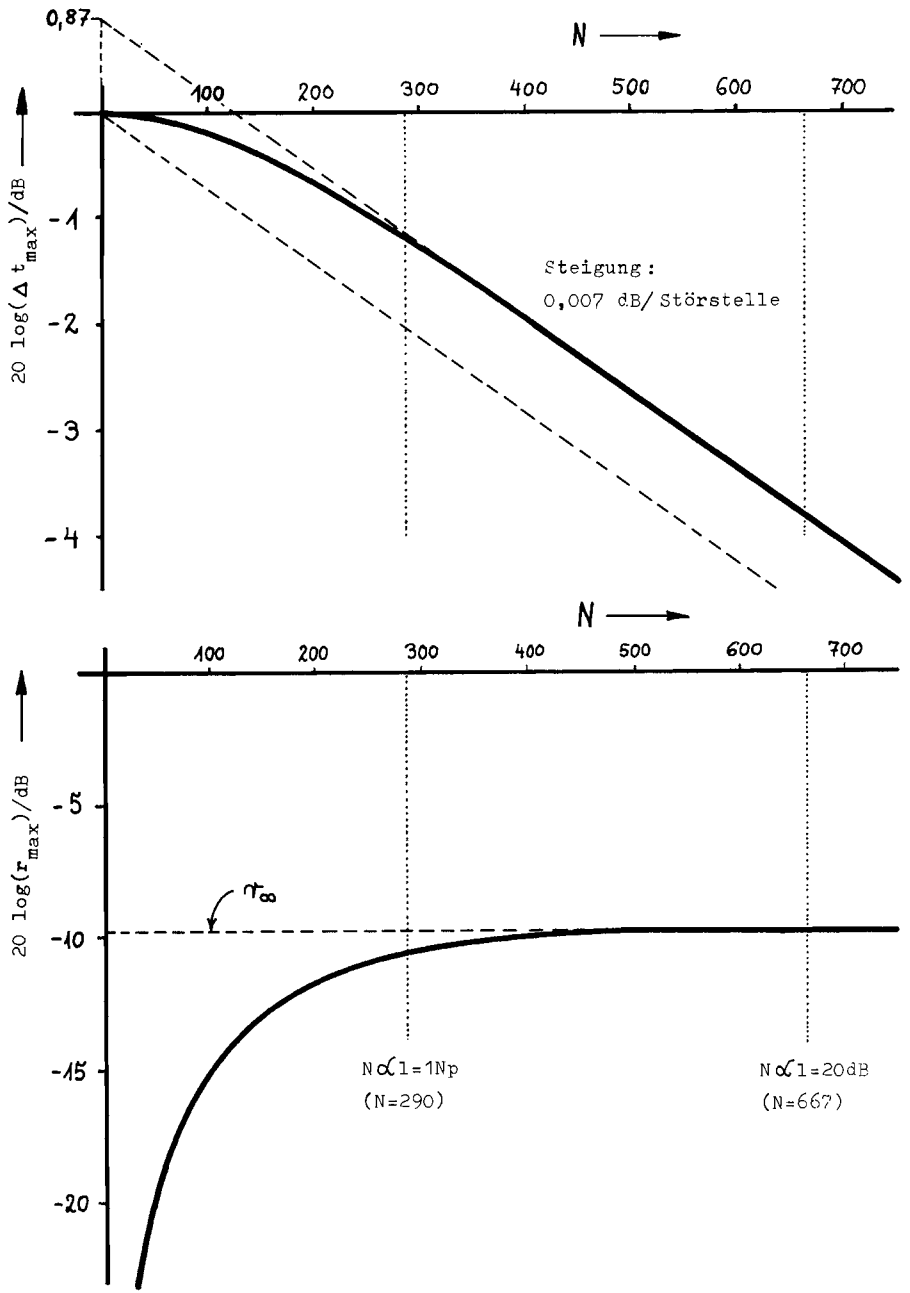


Bild 8.19: Verlauf der Maximalwerte des Transmissionsfaktors und des Reflexionsfaktors als Funktion der Störstellenanzahl N
B=0,005; G=0; l=3m; α =10dB/km; ($r=2{,}5\cdot10^{-3}$ bzw. -52dB)

Da bei symmetrischen, reziproken Vierpolen

$$\underline{A}_{11} = (\underline{T}_{11} + \underline{T}_{22})/2 \tag{8.40}$$

gilt, wird $\underline{g}$ identisch der Steigung der Asymptoten

$$\ln X = \ln\left(a - \sqrt{a^2 - 1}\right) \tag{8.41}$$

$$\text{mit } \underline{a} = (\underline{T}_{11} + \underline{T}_{22})/2$$

Das Übertragungsmaß beschreibt zwar ein Spannungsverhältnis

$$\frac{\underline{U}_{n+1}}{\underline{U}_n} = e^{-\underline{g}} \tag{8.42}$$

und der Transmissionsfaktor ist das Verhältnis einer zu- zu einer ablaufenden Welle

$$\frac{\underline{b}_{n+1}}{\underline{a}_n} = e^{-\ln \underline{t}} \tag{8.43}$$

im Falle einer unendlichen Kette gleicher Vierpole sind beide Größen jedoch identisch, da der Reflexionsfaktor unabhängig von n eine Konstante ist.

Das gleiche Ergebnis wie bei der Kettenparametertheorie erhält man auch aus der Theorie der Blochwellen /8.18/, die sich mit der Wellenausbreitung in periodisch geschichteten Medien befaßt. Dort ist der Transmissionsfaktor für Blochwellen

$$\underline{t}_{Bloch} = e^{-\underline{g}l} \quad \text{mit} \quad \underline{g} = \operatorname{arcosh}\left(\frac{\underline{T}_{11} + \underline{T}_{22}}{2}\right) \tag{8.44}$$

Wegen r = const. gilt dieser Transmissionsfaktor auch hier für zu- und ablaufende Wellen.

Für den Maximalwert des Reflexionsfaktors (Bild 8.19) gilt

$$\underline{r}_{max}(N) = \frac{j\sin(\varphi_t)}{\cos(\varphi_t)\cdot\dfrac{X^{N-1} - X^{-(N-1)}}{X^N - X^{-N}} - e^{\alpha l}} \tag{8.45}$$

$$\text{mit } X = a - \sqrt{a^2-1} \quad \text{und} \quad a = \cosh(\alpha l)/\cos(\varphi_t)$$

Vernachlässigt man für große N den Ausdruck X^N gegen X^{-N}, so wird

r_{max} unabhängig von N

$$r_{max}(N\to\infty) = r_\infty = \sin(\varphi_t)/(\sinh(\alpha l)+\sqrt{\sinh^2(\alpha l)+\sin^2(\varphi_t)}) \qquad (8.46)$$

$$r_\infty = r/(\sinh(\alpha l)+\sqrt{\sinh^2(\alpha l)+r^2}) \qquad (8.47)$$

Eine obere Grenze für r_∞ ergibt sich, wenn man r^2 vernachlässigt und den Hyperbelsinus durch sein Argument annähert

$$r_\infty \lessapprox r/(2\alpha l) \qquad (8.48)$$

An dieser Øten Näherung erkennt man sehr gut die funktionale Abhängigkeit des maximal auftretenden Reflexionsfaktors von den Daten der Strecke.

Die physikalische Erklärung für das Auftreten eines Grenzwertes r_∞ ist die, daß der Anteil der einzelnen Störstellen an der am Leitungseingang auftretenden reflektierten Welle mit wachsender Entfernung vom Eingang abnimmt. Am Eingang "sichtbar" sind also nur reflektierte Wellen vom Anfang der Leitung. Es ist sinnvoll, die Größe dieses Leitungsbereiches abschätzen zu können, da bei Strecken, die länger sind, für r und Δt mit den oben abgeleiteten Näherungsformeln gerechnet werden kann. In /8.1/ wird diese "Visibility Range" als die Strecke definiert, die einer Leitungsdämpfung von 1 Np entspricht. Berechnet man diese Sichtgrenze über die Näherung $X^{+N} \ll X^{-N}$ so erhält man

$$N_{grenz}\cdot\alpha\cdot l = 2{,}3 \text{ Np} \mathrel{\hat{=}} 20 \text{ dB} \qquad \text{(Sichtgrenze 1 \%)} \qquad (8.49)$$

für einen Fehler des Reflexionsfaktors von etwa 1 % (lin. Maßstab). In Bild 8.19 sind beide Sichtbarkeitsgrenzen eingetragen. Man sieht, daß der 2Ø-dB-Bereich im log. Maßstab etwas zu groß und der 1-Np-Bereich etwas zu klein ist. Die 1-Np-Grenze entspricht etwa einem Fehler des Reflexionsfaktors von 1Ø %.

8.6 Zusammenfassung

Periodische Inhomogenitäten entlang einer Leitung, z.B. Flansche oder Stützen, erzeugen periodische Sperrstellen im Frequenzgang. Da im

Bereich dieser Sperrstellen keine verzerrungsfreie Nachrichtenübertragung möglich ist, wird durch den Abstand der Störstellen die maximale Bandbreite pro Übertragungskanal festgelegt. Je kleiner der Störstellenabstand, desto größer die Bandbreite. Da mit sinkendem Störstellenabstand die Anzahl der Störstellen und damit Amplitude und Breite des Dämpfungsanstiegs bei den Sperrfrequenzen größer werden, ist es zweckmäßig, stets die größtmögliche Teillänge bzw. den größtmöglichen Störstellenabstand zu wählen. Als wesentlicher Gesichtspunkt kommt nämlich hinzu, daß die Störstellen im Normalfall nicht alle identisch sind, so daß, statistisch verteilt entlang der Leitung, bereichsweise die Reflexionen an z.B. jeder 1Ø. Störstelle oder an jeder 3. Störstelle miteinander korreliert sind. Zusätzlich zu den Dämpfungsspitzen wird der Amplitudengang der Strecke dadurch wellig mit statistisch schwankender Amplitude. Dies ist in Bild 8.4 am Amplitudengang der ersten 6ØØ m besonders deutlich sichtbar.

Mit den Diagrammen und Formeln dieses Kapitels läßt sich die Beeinflussung des Übertragungsverhaltens längerer Leitungsstrecken durch periodische Störstellen vor dem Bau der Strecke abschätzen bzw. die Dimensionierung kann so erfolgen, daß das gewünschte Übertragungsverhalten erzielt wird.

9. Gemeinsame Eigenschaften von Nachrichtenübertragungssystemen mit offenen Wellenleitern

Im folgenden Kapitel werden nach einigen grundsätzlichen Überlegungen zur Führung und Ausbreitung elektromagnetischer Wellen Probleme und Problembereiche allgemeiner Art, die beim Entwurf von trassengebundenen Informationsübertragungssystemen auftreten können, in loser Folge angesprochen; zum Teil werden Lösungsmöglichkeiten angegeben.

Ein Fehler, der bei der Entwicklung offener Wellenleiter häufig gemacht wird, ist die Überbewertung der Leitungsdämpfung. Da die Verstärkerabstände realer Systeme bei etwa 1 km liegen, ist der Ausgleich der Leitungsdämpfung in der Regel das geringste Problem. Weit größere Schwierigkeiten entstehen durch Übertragungsverzerrungen, Beeinflussung des offenen Feldes durch die Umgebung, Umwelteinflüsse (Korrosion, Regen), Montageprobleme, Fahrwegeigenschaften, Fahrzeugschwankungen etc.

Ein weiterer Fehler ist die Vernachlässigung des Fahrzeugkopplers bzw. der Fahrzeugantenne (und hier speziell die Unterbewertung der Koppeldämpfung), obwohl dieses Glied des Übertragungsweges gleichberechtigt neben dem Wellenleiter steht.

Des weiteren gehört in diese Aufzählung der "Sünden" bei der Systemauslegung die ungenügende Anpassung des Modulationsverfahrens an die speziellen Eigenheiten des Übertragungskanals sowie die Unterbewertung der Auswahl des Anbringungsortes, der Montage des Wellenleiters und des notwendigen Freiraumes für Wellenleiter und Wellenfeld.

9.1. Grundprinzipien der geführten Wellenausbreitung

Nach der detaillierten Betrachtung einzelner Wellenleiter in den vorangegangenen Kapiteln sollen hier einige grundlegende Eigenschaften aller Wellenleiter einander gegenübergestellt werden.

Die betrachteten Leitungen lassen sich nach dem der Wellenführung zugrundeliegenden Prinzip in drei Gruppen einordnen:

(I) Führung eines Feldes ohne Längskomponenten (TEM-Welle) durch Ladungsträger in voneinander isolierten Leitern (Beispiel: Paralleldrahtleitung, Koaxialleitung)

(II) Wellenführung in Luft durch Reflexion an leitenden Berandungen (Beispiel: Rechteckhohlleiter, Rundhohlleiter)

(III) Wellenführung im Dielektrikum durch Totalreflexion an Grenzschichten zur Luft (Beispiel: dielektrischer Stab, Bildleitung, Harms-Goubau-Leitung)

Unterscheidet man bei diesen geführten Wellen zwischen dem Führungsmechanismus und dem Ausbreitungsmechanismus, so ist bei den Wellenleitern der Gruppe I und II die Ausbreitung (in Luft) verlustlos; nur die Führung erzeugt Verluste durch Stromwärme in den Leiteroberflächen. In der Gruppe III dagegen ist die Führung verlustlos (Totalreflexion bzw. Beugung) aber die Ausbreitung im Dielektrikum bewirkt Dämpfung.

Die Frequenzabhängigkeit der Verluste ist damit in Gruppe I und II grundsätzlich vorgegeben durch einen Anstieg proportional zur Wurzel aus der Frequenz (Skineffekt) und in Gruppe III durch einen linearen Anstieg (bei konstantem Verlustfaktor des Dielektrikums). Von dieser übergeordneten Gesetzmäßigkeit kann man sich bei Hohlleitern (II) und Oberflächenwellenleitern (III) durch die Art der Verteilung der Feldenergie im Leiterquerschnitt weitgehend befreien. In beiden Gruppen wird dadurch jedoch die Führung der Welle weniger gut und an Störstellen kommt es zu blei-

benden Wellentypwandlungen (Beispiel: H_{on}-Wellen im Rundhohlleiter; lose geführte Oberflächenwellen).

Will man geringe Leitungsdämpfung, so muß man bei gut geführten Wellen also stets einen großen luftgefüllten Querschnitt zur Verfügung stellen. Bei Dielektrikum im Innern dieses Querschnitts (Gruppe III), sollte die Energiedichte dort möglichst homogen sein, und bei metallischen Rändern sollten die Oberflächenstromdichten möglichst niedrig und gleichmäßig verteilt sein, um das vorhandene Material optimal zu nutzen.

Betrachtet man den nutzbaren Frequenzbereich, der von den Wellenleitern dieser drei Gruppen zur Verfügung gestellt wird, so ist bei TEM-Wellen die untere Grenzfrequenz 0; Hohlleiter zeigen echtes Hochpaßverhalten und Oberflächenwellenleiter sind zwar theoretisch ab f = 0 einsetzbar, aber aufgrund der großen Feldausdehnung und der mangelnden Wellenführung erst bei höheren Frequenzen nutzbar.

Die Obergrenze des nutzbaren Frequenzbereiches ist bei allen drei Gruppen durch das Auftreten höherer Wellentypen vorgegeben. Maßgeblich dafür ist das Verhältnis bestimmter Querschnittsabmessungen zur Wellenlänge. Bei gegebenem Leiterquerschnitt bzw. bei gegebenem Querschnitt des felderfüllten Raumes, tritt diese Frequenzgrenze bei Zweidrahtleitungen und Koaxialleitungen früher auf als bei Hohlleitern. Bei Oberflächenwellenleitern besteht kein direkter Zusammenhang zwischen Wellenfeldquerschnitt und oberer Grenzfrequenz.

Das Feldbild im Leiterquerschnitt ist bei Leitungen mit TEM-Welle und in geschlossenen metallischen Hohlleitern mit einem ausbreitungsfähigen Wellentyp für alle Frequenzen gleich. Beim dielektrischen Wellenleiter und beim Hohlleiter mit teilweiser Füllung ändert sich dagegen die Feldverteilung mit der Frequenz. Damit sind bei allen offenen Wellenleitern (ausgenommen solche mit reiner TEM-Welle) die Feldbilder frequenzabhängig. Meist beschränkt sich diese Abhängigkeit jedoch auf eine Verminderung der Feldausdehnung im Außenraum mit wachsender Frequenz durch die Abnahme des radialen Abklingexponenten.

9.2. Übertragungssysteme mit Streckenverstärkern

Beim Entwurf von Systemen für die Nachrichtenübertragung zu spurgeführten Fahrzeugen treten neben herkömmlichen Problemen der Übertragungstechnik auch einige Besonderheiten auf, die im folgenden kurz angesprochen werden. Eine weitergehende Diskussion mit Wertung ist jedoch erst dann möglich, wenn man die genauen Parameter eines speziellen Systems kennt, wie z.B.: Art des Wellenleiters, Bandbreite und Art der Signale, zulässige Bitfehlerrate, Anzahl der Fahrzeuge, Fahrtrichtung, Ausrichtung der Fahrzeuge zum Wellenleiter etc.

Die Kosten derartiger Übertragungssysteme sind hoch und rechtfertigen daher einen anteiligen Planungsaufwand. Der UKW-Zugfunk der Deutschen Bundesbahn kostet etwa 35 DM pro Meter Strecke (Systemkosten, Stand 1980) und bietet dafür eine Gegensprechverbindung sowie einen Datenkanal mit 600 bit/s bei 95% Ortswahrscheinlichkeit und 95% Zeitwahrscheinlichkeit. Die Linienzugbeeinflussung der Deutschen Bundesbahn kostet etwa 100 DM/m (Systemkosten Stand 1980, zweigleisige Strecke) und stellt dafür zwei Datenkanäle mit 1.200 bit/s + 600 bit/s zur Verfügung.

Die beiden Beispiele zeigen, daß die Grundkosten solcher trassengebundener Informationsübertragungssysteme selbst bei extrem schmalbandiger Übertragung so hoch sind, daß der Übergang zu den Breitbandsystemen der Zukunft keine proportional zur Bandbreite steigenden Kosten bringen wird. Beim geschlitzten Koaxialkabel mit 40 mm Durchmesser und etwa 100 MHz Bandbreite liegen die Leitungskosten bei 24-28 DM/m (Stand 1978) und beim 10-cm-Aluminium-Schlitzhohlleiter mit 1 GHz Nutzbandbreite bei etwa 15 DM/m (Stand 1980).

Bild 9.1 zeigt die einzelnen Teile eines trassengebundenen Informationsübertragungssystems am Beispiel einer Verstärkerkette mit Zirkulatoren zur Trennung der Übertragungsrichtungen. In der Regel wird man die beiden Übertragungsrichtungen jedoch durch Benutzung unterschiedlicher Frequenzbänder trennen (z.B. wie in Bild 9.2). Eine weitere Möglichkeit ist der Rückschluß

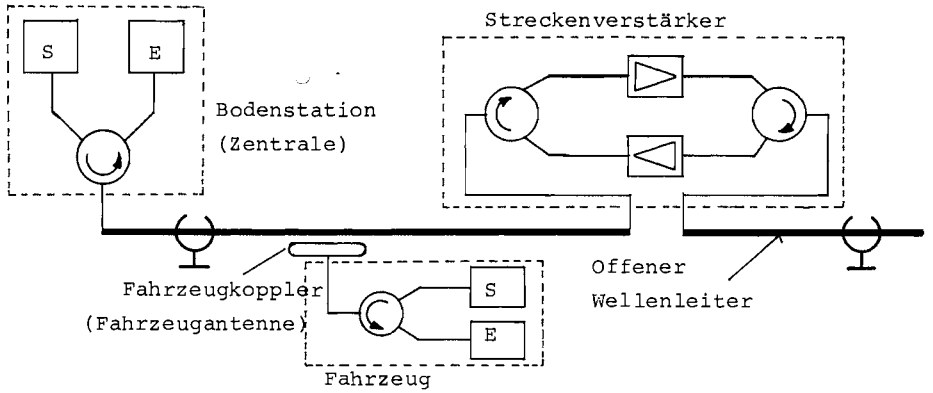


Bild 9.1: Verstärkerkette mit Zirkulatoren (Frequenz-Gleichlage)

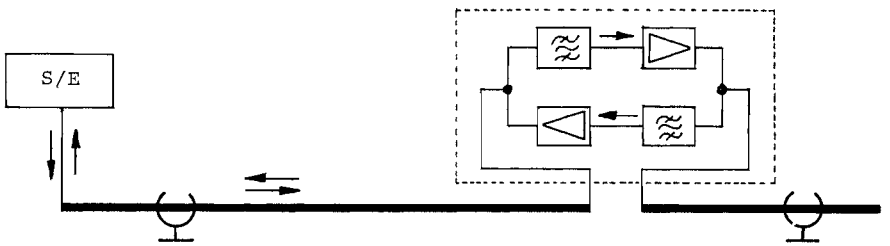


Bild 9.2: Verstärkerkette ohne Versorgungsleitung (Frequenz-Getrenntlage)

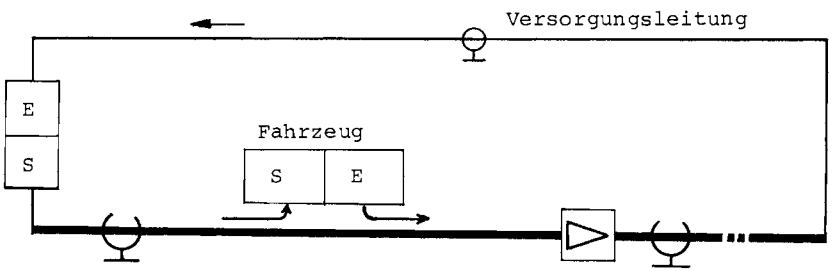


Bild 9.3: Kette gleichsinniger Verstärker mit Rückschluß über eine Versorgungsleitung (Fahrzeugkoppler ev.

über eine zusätzliche Hilfsleitung (geschlossenes Koaxialkabel, Übertragung im Basisband, Bild 9.3).

Sofern neben der Übertragung vom Fahrzeug zur Bodenstation und zurück auch eine Übertragung von Fahrzeug zu Fahrzeug vorgesehen ist, läßt sich mit einem Relais-System entsprechend Bild 9.4 das zweimalige Auftreten der Koppeldämpfung vermeiden: Jedes Fahrzeug kommuniziert nur mit der Zentrale; Nachrichten für ein anderes Fahrzeug werden dort umgesetzt in eine andere Frequenzlage und wieder ausgesendet.

Während bei Digitalsystemen mit regenerierenden Verstärkern die Kettenschaltung problemlos möglich ist, wird es bei Analog-Systemen zur Vermeidung der Störpegel- und Rausch-Akkumulation häufig notwendig sein, eine Versorgungsleitung parallel zum offenen Wellenleiter zu führen und von dort aus die Streckenverstärker zu speisen. Bild 9.5 zeigt das Blockschaltbild eines derartigen Systems für eine Übertragungsrichtung. Da bei jedem Streckenverstärker ein Pegelsprung auftritt, der gleich der Verstärkerfelddämpfung ist, muß diesem Bereich besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Bei Verstärkerketten muß eine ausreichende Entkopplung zwischen Verstärkereingang und -ausgang gewährleistet sein, was besonders bei abstrahlenden Wellenleitern schwierig ist. Bei der Verstärkerspeisung über eine Zusatzleitung führt die Überlappung der Außenfelder zu Gleichkanalstörungen.
Lösungsmöglichkeiten sind:

- Frequenzbandwechsel von Verstärkerfeld zu Verstärkerfeld
- ausreichende räumliche Trennung zwischen den Feldern
- Phasenausgleich (bei Analog-Systemen) bzw. Laufzeitausgleich (bei Digitalsystemen), um eine kontinuierliche Übertragung zu ermöglichen.
- Einschalten des Verstärkers erst dann, wenn das Fahrzeug in das Feld eingefahren ist

Bei manchen Wellenleitern (z.B. beim geschlitzten Koaxialkabel)

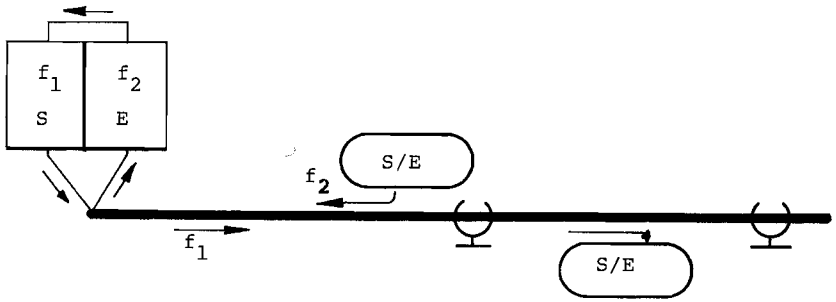


Bild 9.4: Relais-System mit Frequenzwechsel (train-to-train-communication)

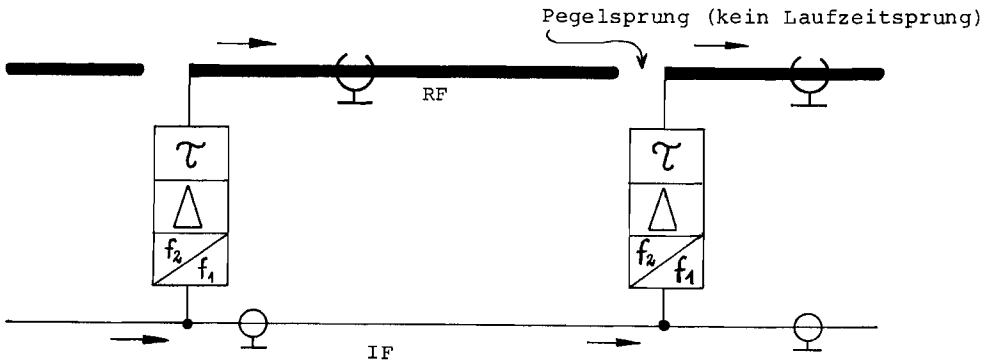


Bild 9.5: Verstärkerkette mit Frequenzumsetzung

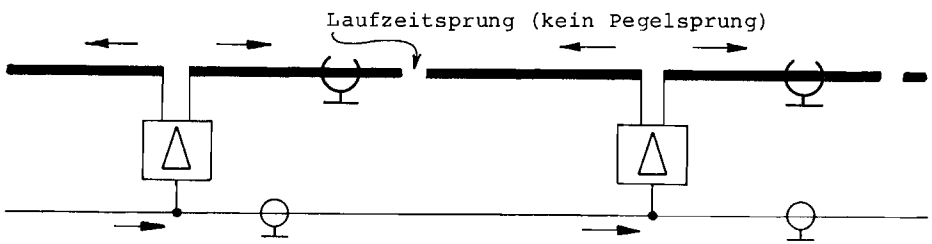


Bild 9.6: Verdopplung der Verstärkerfeldlänge durch gleichzeitiges Einspeisen in beiden Richtungen (nur eine Übertragungsrichtung dargestellt)

besteht die Möglichkeit, daß der offene Wellenleiter die Funktion der Versorgungsleitung mit übernimmt. Die Energieversorgung für die Streckenverstärker und das Sendesignal würden in diesem Fall bei niedrigen Frequenzen ohne Abstrahlung und mit geringer Dämpfung vom offenen Wellenleiter übertragen und erst am Ort eines jeden Streckenverstärkers umgesetzt /9.4/.

Der Verstärkerabstand wird von verschiedenen Parametern beeinflußt. Will man die Systemkosten klein halten, so sollten die Leitungskosten etwa gleich denen für die Verstärker sein, da die Verstärkerkosten überproportional zur Verstärkerfeldlänge wachsen. Bild 9.6 zeigt eine Möglichkeit zur Verdopplung des Verstärkerabstands für Systeme, bei denen die Leitungsdämpfung der dominierende Parameter ist. Die gleichzeitige Speisung beider Richtungen hat zudem den Vorteil, daß der Pegelverlauf an keiner Stelle der Strecke springt, sondern stets linear ansteigt oder abfällt.

Eine weitere Möglichkeit zur Vergrößerung des Verstärkerabstandes in primär dämpfungsorientierten Systemen zeigt Bild 9.7. Die mit zunehmendem Abstand vom Streckenverstärker anwachsende Leitungsdämpfung wird stetig oder stufig ausgeglichen. Lösungsmöglichkeiten:

- Verminderung der Koppeldämpfung in verstärkerfernen Bereichen durch den Übergang auf offene Wellenleiter mit vermehrter Abstrahlung /9.5/.
- Verminderung der Koppeldämpfung in verstärkerfernen Bereichen durch verbesserte Ankopplung der Fahrzeugantenne (z.B. Abstandsverminderung oder Zuschalten einer zweiten Antenne).
- Steuerung des Sendepegels im Fahrzeug als Funktion der Entfernung vom Streckenverstärker und Pegelregelung des Empfängers im Fahrzeug.

Es bringt keine Vorteile, den Sender im Fahrzeug ständig mit maximaler Leistung zu betreiben, da dann der Streckenverstärker übersteuert würde, wenn das Fahrzeug sich unmittelbar davor befindet. Ebenso ist die Auslegung der gesamten Strecke mit maximaler Abstrahlung bzw. minimaler Koppeldämpfung meist nicht

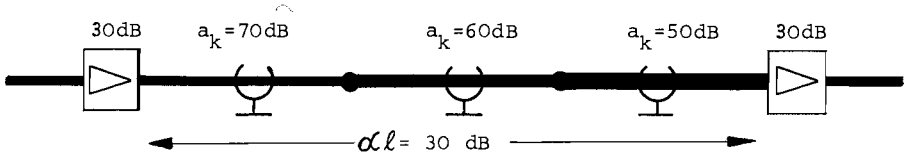


Bild 9.7: Verminderung der notwendigen Dynamik durch verstärkte Ankopplung in Bereichen mit vermindertem Pegel (Ziel: Leitungsdämpfung + Koppeldämpfung = const.)

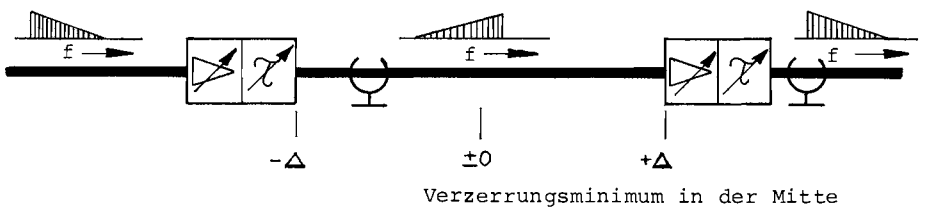


Bild 9.8: Verminderung von Dämpfungs- und Phasenverzerrungen durch Entzerrer-Verstärker und Inversion des Basis-Bandes

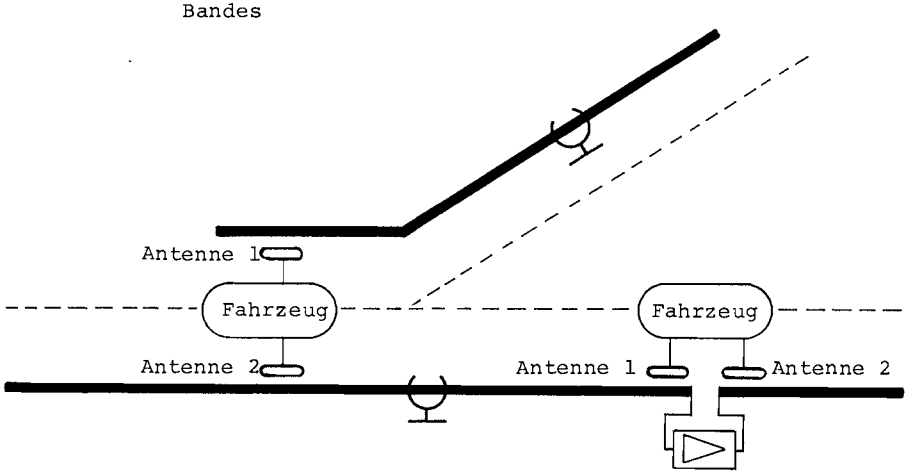


Bild 9.9: Antennen-Diversity bei Trassenverzweigungen und zum Überbrücken von Streckenverstärkern

sinnvoll, da dies die Leitungsdämpfung erhöht bzw. Dynamik-Probleme im Fahrzeugempfänger bewirkt.

Sofern Laufzeitverzerrung und Dämpfungsverzerrung die wesentlichen Größen bei der Auslegung der Strecke sind, läßt sich der Verstärkerabstand durch Vorverzerrung des Signals verdoppeln (Bild 9.8). Die Vorverzerrung wird dabei so gewählt, daß der lineare Anteil in der Mitte zwischen zwei Verstärkern verschwindet. Sofern keine Regeneration im Verstärker stattfindet, kann die verbleibende lineare Verzerrung im nächsten (gleichlangen) Verstärkerfeld durch Übertragung in Kehrlage wieder ausgeglichen werden.

Bild 9.9 zeigt, wie durch jeweils zwei Antennen am Fahrzeug beim Durchfahren von Streckenverstärkern und bei Trassenverzweigungen (Weichen) ein kontinuierlicher Signalfluß durch Umschalten von Antenne 1 auf Antenne 2 aufrechterhalten werden kann.

Trassenverzweigungen sind ein beachtliches Problem für alle trassengebundenen Informationsübertragungssysteme. Hier kann darauf nicht weiter eingegangen werden, da es keine allgemeingültigen Problemlösungen gibt; als Faustregel gilt: Sofern es gelingt, den Fahrweg zu verzweigen, ist es auch immer möglich, unter Ausnutzung der dort geltenden Beschränkungen (z.B. verminderte Geschwindigkeit oder vergrößerter Fahrzeugabstand) den Nachrichtenweg zu verzweigen.

9.3. Störungen

9.3.1. Störungen durch den Fahrbetrieb

Bei der Nachrichtenübertragung zu spurgeführten Fahrzeugen sind die Kanaleigenschaften nicht in dem Maß zeitlich konstant, wie bei einer festen Punkt-zu-Punkt-Kabelverbindung, aber auch nicht so statistisch, wie bei beweglichen Funkdiensten. Das trassengebundene System nimmt eine Zwischenstellung ein. Je nach Art des benutzten offenen Wellenleiters tendiert es mehr zu der einen oder zur anderen Seite.

Die Übertragungsfunktion $\underline{A}(\omega)$, die das Sendesignal $\underline{U}_1(t)$ mit dem Empfangssignal $\underline{U}_2(t)$ verknüpft, ist von vielen Parametern abhängig.

$$\underline{U}_2(t) = \underline{A}(\omega) \cdot \underline{U}_1(t)$$

$$\underline{A}(\omega) = A(\omega) \cdot e^{j\varphi(\omega)} \quad \text{mit} \begin{cases} A(\omega): \text{Amplitudengang} \\ \varphi(\omega): \text{Phasengang} \end{cases}$$

Zu den linearen Übertragungsverzerrungen, die bei allen leitungsgebundenen Systemen auftreten, kommen hier durch die Fahrzeugbewegung Modulationsverzerrungen hinzu. Der zeitlich langsamen Pegelabnahme durch die Leitungsdämpfung beim Durchfahren eines Verstärkerfeldes ist stets eine schnellere Phasen- und Amplitudenschwankung überlagert, die örtlich eine Periodizität von $\lambda_z/2$ hat und von unvermeidbaren Störstellen entlang der Leitung herrührt. Im Falle äquidistanter Störstellen ist die Beeinflussung der Nachrichtenübertragung am stärksten (siehe Kapitel 8). Bild 9.10 und 9.11 geben den Betrag der Welligkeit des Amplitudenganges und des Phasenganges als Funktion des örtlichen Reflexionsfaktors an.

Auch bei vielen Störstellen ergibt sich als Summe stets <u>ein</u> Reflexionsfaktor, der sich entsprechend

$$\underline{r}(z_1+z) = \underline{r}(z_1) \cdot e^{\pm 2(\alpha+j\beta)z}$$

entlang der Leitung ändert. Beim Durchfahren der nächsten Störstelle springt der Reflexionsfaktor auf einen neuen Wert und verläuft dann erneut entsprechend $e^{\pm 2\underline{\gamma}z}$. Die Fahrzeugantenne tastet somit das örtliche Stehwellenverhältnis der Leitung ab. Die Frequenz der Amplituden- und Phasenschwankungen am Empfänger hängt von der Fahrzeuggeschwindigkeit ab.

Eine Vielzahl von Störstellen bewirkt neben den vielen Reflexionsfaktorsprüngen entlang der Strecke eine rasche Änderung des Summenreflexionsfaktors innerhalb des Übertragungsfrequenzbereiches. Dieser Frequenzgang von Betrag und Phase

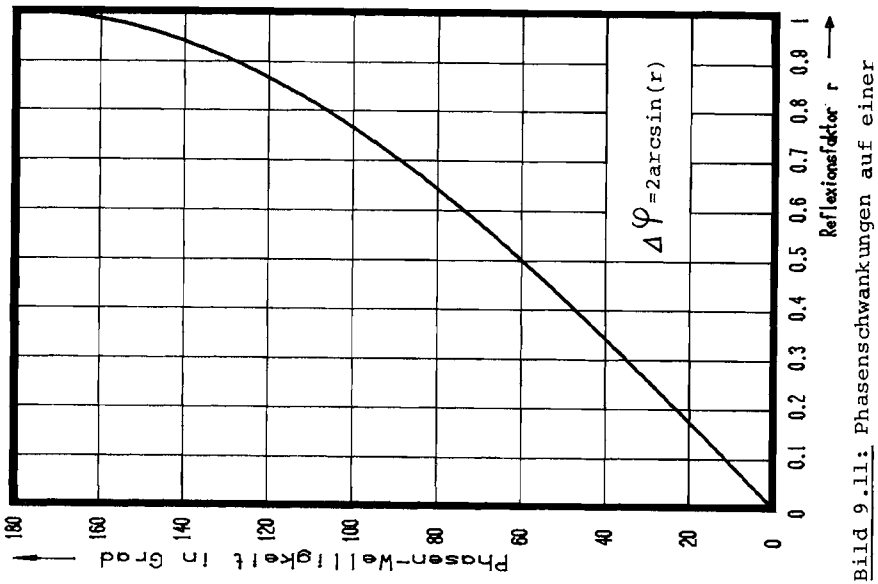


Bild 9.11: Phasenschwankungen auf einer fehlangepaßten Leitung

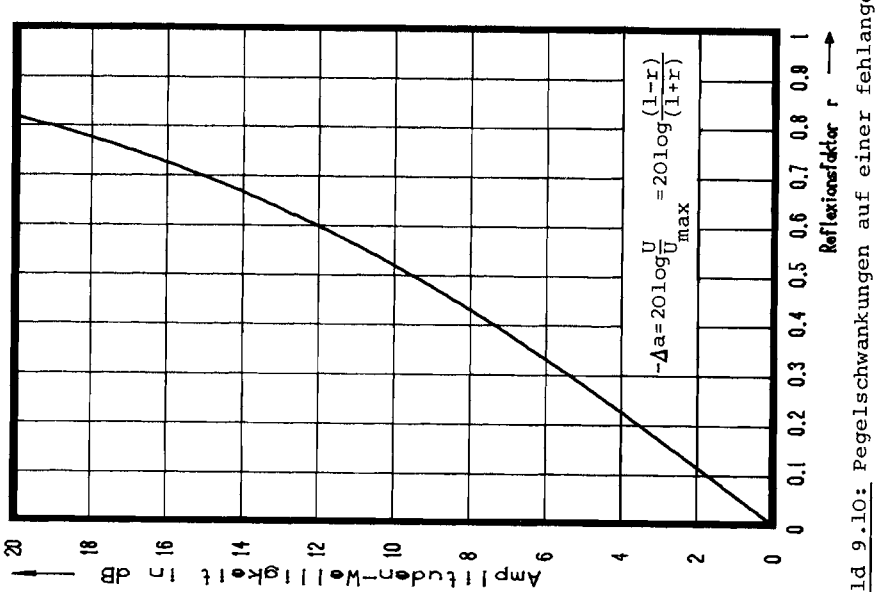


Bild 9.10: Pegelschwankungen auf einer fehlangepaßten Leitung

des örtlichen Summenreflexionsfaktors bewirkt, daß die Welligkeit des Empfangssignals mit herkömmlichen Verfahren nicht ausgeregelt werden kann. Eine Verstärkungsregelung im Empfänger kann nur die Leitungsdämpfung ausgleichen.

Die stationären Störstellen der Leitung modulieren jede Spektrallinie des Sendesignals mit der Frequenz

$$f_{Stör} = 2v/\lambda_z = 2f_{Nutz} \cdot \frac{v}{v_p}$$

v: Fahrzeuggeschwindigkeit
v_p: Phasengeschwindigkeit der Welle

in der Amplitude und in der Phase. Diese nichtkohärenten Störsignale ergeben bei der Demodulation des Nutzbandes ein zusätzliches Rauschen. Dazu kommen die Sprungstörungen beim Durchfahren der Störstellen.

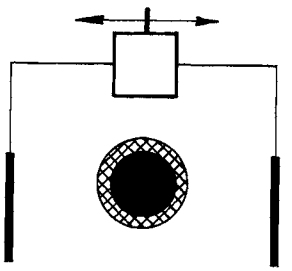
Sofern mehrere Fahrzeuge auf der Strecke sind, deren Antennen ebenfalls Reflexionen hervorrufen, treten zusätzliche Störfrequenzen mit der Differenzgeschwindigkeit auf.

Im Unterschied zu den ortsfesten Störstellen, die bei jedem Durchfahren der Strecke in gleicher Form auftreten, erzeugen Schwankungen des Fahrzeugs bzw. genauer gesagt der Fahrzeugantenne, weitere, jedoch nicht-vorhersagbare Nutzsignalschwankungen (Amplitude und Phase).

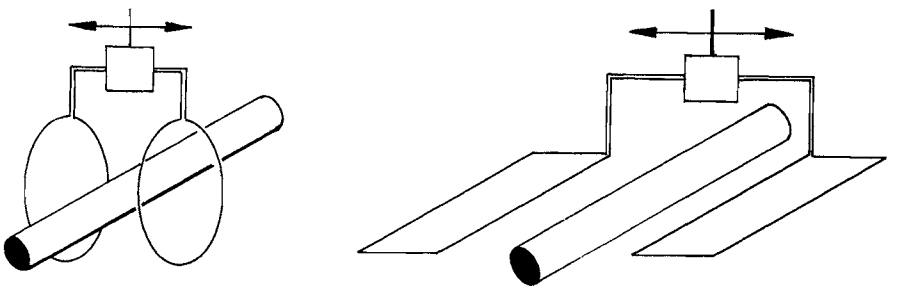
Neben dieser Feinstruktur der Übertragungsfunktion $\underline{A}(\omega)$ treten meist noch Grobstörungen auf, z.B. durch örtlich geändertes Übertragungsverhalten in Kurven, Weichen und Tunnels sowie an Haltestellen, durch Streckenverstärker, durch Interferenzen mit Wellen auf parasitären Leitungen etc. In der Literatur veröffentlichte Meßkurven geben in der Regel nur diese Grobstörungen wieder.

Zur Verbesserung des Übertragungsverhaltens ist zunächst der

Einsatz von Richtantennen sinnvoll. Damit werden alle direkt vom Sender kommenden Signale bevorzugt empfangen und alle Echostörungen von Störstellen, die weiter vom Sender entfernt sind als das Fahrzeug, unterdrückt; aus der Übertragungsfunktion $\underline{A}(\omega)$ wird die Summe aus dem Transmissionsfaktor $\underline{t}$ der Leitung und der Koppeldämpfung. Weitere Möglichkeiten neben der Vergrößerung der Bandbreite sowie Frequenz- und Antennen-Diversity sind z.B. der Einsatz einer Differential-Antenne entsprechend Bild 9.12 zur Verminderung der Signalschwankungen bei Fahrzeugbewegungen, oder, als sehr weites Feld, die Benutzung einer Modulationsart, die dem geschilderten Kanalverhalten optimal angepaßt ist, bzw. als übertragungstechnischer Oberbegriff der Einsatz von Optimalfiltern /9.1/.



a) Oberflächenwellenleiter /9.6/



b) TEM-Wellenleiter

Bild 9.12: Differential-Antennen zur Kompensation horizontaler Fahrzeugschwankungen

9.3.2. Beeinflussung von außen

Offene Wellenleiter für die trassengebundene Informationsübertragung werden aufgrund ihres Funktionsprinzips mehr als andere Wellenleiter durch äußere Einflußgrößen gestört. Zunächst kann man diese trennen in mechanische und in elektrische Beeinflussungen durch allgemeine Umwelteinflüsse und durch die konkrete Umgebung der Trasse.

Mechanische Einflußgrößen sind Regenwasser, Eis und Schnee sowie Verschmutzungen im Bereich des Wellenfeldes, die eine Erhöhung der Leitungsdämpfung als direkte Folge bewirken. Erhöhte Luftfeuchtigkeit, Nebel und Regentropfen erzeugen erst oberhalb von etwa 6 GHz nennenswerte Zusatzdämpfung. Als indirekte Folge ist die Korrosion bzw. Alterung des Wellenleiters zu berücksichtigen, weiterhin mechanische Schäden durch Eiszapfen bzw. durch das Gewicht von Naßschnee. Neben dem Wellenleiter müssen ebenfalls die Streckenverstärker und die Versorgungsleitungen den im allgemeinen extrem rauhen Bedingungen des Fahrbetriebs gewachsen sein, sowie den mechanischen Beschädigungen durch Streckenarbeiten und durch Streckenarbeiter.

Während Weitverkehrskabel für Punkt-zu-Punkt-Verbindungen in der Regel 80 cm unter der Erdoberfläche verlegt werden und damit mechanisch geschützt und thermisch weitgehend entkoppelt sind (bis auf Restschwankungen von $\pm 5^{\circ}$ um das Jahresmittel von $8^{\circ}C$), durchlaufen die hier betrachteten Wellenleiter den vollen Bereich der Lufttemperatur. Sofern sie nicht geschützt angebracht sind, wird dieser noch weit überschritten; bei Kälte in klaren Nächten durch Strahlung und bei Hitze durch direkte Sonneneinwirkung. Die thermischen Längenänderungen des Wellenleiters (1,65 m bei Cu bzw. 2,3 m bei Al pro km und $100^{\circ}C$) sind speziell bei Systemen mit geringem Abstand zwischen Fahrzeugantenne und Wellenleiter ein nicht zu unterschätzendes Problem.

Eine Verringerung des Temperaturganges bzw. ein Verhindern

der Vereisung durch elektrisches Beheizen des Wellenleiters ist nicht durchführbar. Bei Frost und starkem Wind bewirken selbst Heizleistungen in der Größenordnung kW/m nur Temperaturerhöhungen von wenigen Grad.

Als weitere nicht-elektrische Störungen wären noch zu nennen: Tiere im Bereich des Feldes, mechanische Schäden durch Tiere, extrem korrosive Atmosphäre (Salzluft, Abgase) und UV-Strahlung. Des weiteren örtlich begrenzte Störungen des Feldes (Masten, Tunnels, Gebäude etc.), zu denen auch alle Fahrzeuge entlang der Strecke zu zählen sind, sowie ausgedehntere Störungen, z.B. durch parallele, parasitäre Wellenleiter wie Tragseile, Abspannseile oder Fahrdrähte.

Bei den elektrischen, magnetischen und elektromagnetischen Beeinflussungen von außen sind von besonderer Bedeutung: Einkopplungen fremder Funksignale, Überkoppeln von parallellaufenden Energieleitungen, Störungen durch den Fahrzeugantrieb (Thyristorsteuerung, Anfahrströme etc.), Blitze, Koronastörungen bzw. Überschläge an der Fahrzeugantenne durch elektrostatische Aufladung des Fahrzeugs sowie andere allgemeine Störquellen (man made noise). Dabei ist zu unterscheiden zwischen den Störern im Betriebsfrequenzbereich, der Störeinwirkung über Intermodulation und Kreuzmodulation und der direkten Zerstörung der Endgeräte durch zu hohe Spannungen oder Ströme.

Eine wesentliche Verminderung der oben aufgeführten Störeinflüsse wird zunächst durch die Benutzung eines Wellenleiters mit Hochpaßcharakteristik erreicht. Weiterhin kann man die Addition der Störungen entlang einer Strecke durch digitale Modulationsverfahren und Regenerativ-Verstärker verhindern. Bei analoger Modulation besteht die Möglichkeit, alle Verstärkerfelder parallel zu versorgen und nur jeweils den Verstärker einzuschalten, in dessen Feld sich das anzusprechende Fahrzeug gerade befindet.

9.3.3. Störstrahlung

Um andere Funkverbindungen nicht zu stören, darf die beim Betrieb von Nachrichtenübertragungssystemen mit offenen Wellenleitern in die Umgebung abgestrahlte Feldstärke im allgemeinen bestimmte vorgegebene Grenzen nicht überschreiten. Das offene Feld des Wellenleiters ist innerhalb des Aufenthaltsbereiches der Fahrzeugantenne ein Nutzfeld, außerhalb dieses Bereiches jedoch ein unerwünschtes Störfeld. Ideal wären daher fest an den Wellenleiter gebundene Feldschläuche mit definiertem Durchmesser und mit einem Verlauf der Feldstärke in radialer Richtung analog zum Amplitudengang eines Tiefpaßfilters. Die meisten der hier vorgestellten Wellenleiter haben jedoch einen Feldverlauf entsprechend $1/r^2$ (symmetrische Doppelleitung), $e^{-\alpha r}$ (ebene Oberflächenwelle) oder $e^{-\alpha r}/\sqrt{r}$ (zylindrische Oberflächenwelle), so daß sich eine physikalische Grenze zwischen Nutzfeld und Störfeld schwer angeben läßt.

Neben dem regulären Feld des Wellenleiters, dessen radialer Feldverlauf in der Regel bekannt ist und durch konstruktive Maßnahmen gezielt beeinflußt werden kann, sind vor allen Dingen die von diskreten Störstellen abgestrahlten Raumwellen von Bedeutung; dies sind z.B. Flanschverbindungen, Befestigungsmasten, metallische Reflektoren im Feldbereich und nicht zuletzt die Fahrzeuge selbst. Es ist also zu trennen zwischen der Strecke als Linienquelle und Störern als Punktquellen. Bei Wellenleitern mit hoher Leitungsdämpfung (bezogen auf die Freiraumdämpfung) wird auch aus der Strecke ein Punktstrahler, da ausschließlich die Bereiche hoher Pegel, direkt hinter jedem Streckenverstärker, für die Störstrahlung zu berücksichtigen sind. Von daher kann z.B. die Verstärkerfeldlänge durch die maximal zulässige Störstrahlung vorgegeben sein, da die Sendepegel proportional zum Verstärkerabstand sind.

Das Störfeld ist im Normalfall ein ausgeprägtes Interferenzfeld; punktförmige Feldstärkemessungen sind ohne Aussagekraft und theoretische Entfernungsgesetze lassen sich experimentell

nicht nachweisen. Sowohl in bezug auf die Ausdehnung der abstrahlenden Apertur (Länge des Wellenleiters), als auch in bezug auf die Abstände zu Sekundärreflektoren und Punktstörquellen befindet man sich bei den üblichen Meßentfernungen nicht im Fernfeld.

Obwohl der offene Wellenleiter eine extrem lange Linearantenne darstellt, sind Störfeldstärkemessungen im Nahbereich ausreichend. Eine diese Meßwerte überschreitende Fokussierung von Feldenergie in größerer Entfernung tritt nicht auf, da mit von Antennen abgestrahlten elektromagnetischen Wellen grundsätzlich keine höheren Energiedichten als die in der strahlenden Apertur erzeugt werden können. (Auch mit einem Brennglas lassen sich keine höheren Temperaturen erzielen als die in der ursprünglichen Lichtquelle.)

Eine wesentliche Quelle von Störstrahlung ist die Fahrzeugantenne. Die Koppeldämpfung zwischen Fahrzeug und Wellenleiter ist zwar für beide Übertragungsrichtungen gleich groß (es handelt sich ja um ein reziprokes System), die vom Wellenleiter und vom Fahrzeug ausgehenden Störstrahlungen sind jedoch völlig unabhängig voneinander, da es sich hierbei um "Koppeldämpfungen" zu einem externen Empfänger handelt, mit unterschiedlichen Übertragungswegen. Die Reziprozität bleibt hiervon unberührt, so daß die Störung fremder Funkdienste stets im Zusammenhang zu sehen ist mit der Störung des eigenen Systems durch andere.

Bild 9.13 zeigt am Beispiel eines geschlitzten Koaxialkabels mit 30 dB Leitungsdämpfung pro km die Problematik der Übertragungsrichtung Fahrzeug→Bodenstation: Die von der Fahrzeugantenne ausgesandte Störstrahlung (ungehinderte Freiraumausbreitung vorausgesetzt) ist stets größer als das Nutzsignal im Kabel.

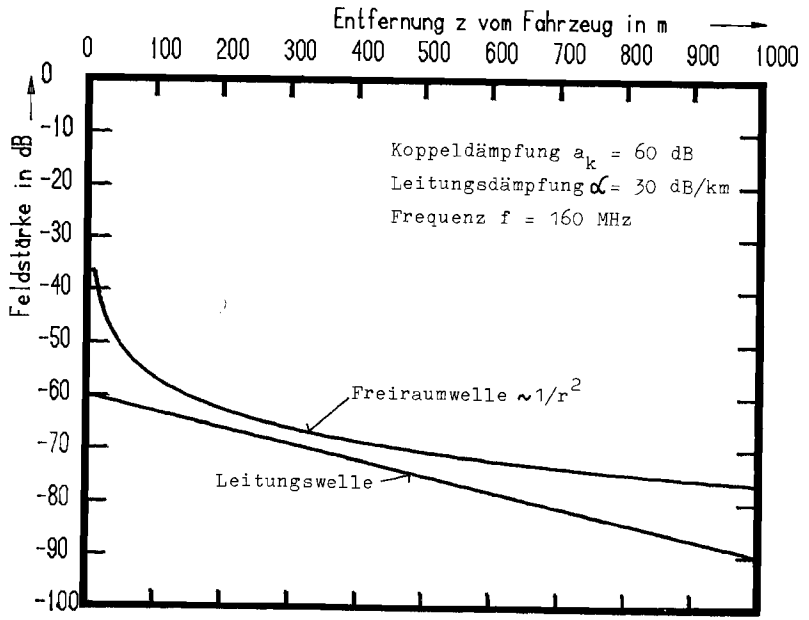


Bild 9.13: Vergleich der Dämpfung einer Freiraumwelle mit der in einem koaxialen Schlitzkabel laufenden Leitungswelle

9.4. Zusätzliche Nutzungsmöglichkeiten

Neben der Übertragung von Nachrichten im engeren Sinn kann ein trassenparalleler offener Wellenleiter auch für andere Zwecke genutzt werden. Dazu kann gehören:

a) s-v-b-Messung

Zur Ermittlung des Fahrzeugortes s, der Fahrzeuggeschwindigkeit v und der Beschleunigung b mit Hilfe des Wellenfeldes der trassenparallelen Leitung stehen grundsätzlich alle Verfahren zur Verfügung, die im Bereich der Ortung und Navigation verwendet werden. In der Regel wird die Beschleunigung aus der Geschwindigkeit abgeleitet werden.

Neben der Impulslaufzeit zwischen einer ortsfesten Station und dem Fahrzeug kann zur Messung die Amplitude oder die Phase eines CW-Signales benutzt werden. Durch Hinzunahme weiterer Spektrallinien läßt sich die Meßgenauigkeit erhöhen.

Verglichen mit den Verfahren des Freistrahlfunks lassen sich höhere Genauigkeiten ermöglichen, da die wesentlichen Störungen der Wellenausbreitung entlang der Strecke zeitlich konstant sind und in die Auswertung mit einbezogen werden können.

b) Block-Meldung

In den Bereich der einfacheren Ortsbestimmung gehören ebenfalls die Block-Besetzt-Meldung eines Fahrzeugs an den zuständigen Streckenverstärker bzw. umgekehrt die Aussendung der Block-Kennung von der Strecke zu allen darin befindlichen Fahrzeugen; ebenso die Kommunikation mit Wartungspersonal im Streckenabschnitt.

c) Abstands-Messung

Für das sogenannte "Fahren auf elektrische Sicht" ist die Abstands-Messung zum vorausfahrenden Fahrzeug wesentlich. Noch weiter verringern läßt sich der zulässige Mindestabstand zwischen zwei Fahrzeugen, wenn neben der Länge des eigenen Bremsweges die Geschwindigkeit und die Grenzverzögerung des vorausfahrenden Fahrzeugs bekannt sind. Breitbandige trassenparallele Wellenleiter bieten neben mehreren direkten Meßverfahren die Möglichkeit der on-line-Steuerung des Verkehrs durch einen zentralen Rechner. Speziell die Probleme, die bei der Erkennung von ausgefallenen, ("toten") Fahrzeugen auftreten, lassen sich durch die kombinierte Anwendung verschiedener Verfahren einfach lösen.

d) Guided-Radar

Erweitert man die Forderung nach Ortung von ausgefallenen Fahrzeugen auf die Maximalforderung nach Ortung sämtlicher Verkehrshindernisse im Bereich des in Fahrtrichtung voraus liegenden Streckenabschnitts von der Länge des Bremsweges, so kommt man zu einer Nutzungsmöglichkeit, die in der Literatur mit Guided-Radar bezeichnet wird. Für diesen Bereich liegt zur Zeit noch keine technisch ausgereifte Lösung vor; die intensive Suche nach Problemlösungen mit Hilfe von offenen Wellen-

leitern hat jedoch bereits begonnen /9.2; 9.3; 5.26/.

e) Wellenfeld als Spurführung

In bestimmten Anwendungsfällen wird das Feld eines offenen Wellenleiters als "elektrische Schiene" benutzt. Auch hier kann auf Prinzipien aus dem Bereich Ortung und Navigation zurückgegriffen werden (z.B. Minimum-Peilung, Rechts-Links-Kennung, etc.)

Bei der Entwicklung und Projektierung trassengebundener Informationsübertragungssysteme sollte berücksichtigt werden, daß sekundäre Nutzungsmöglichkeiten in der Art, wie oben an einigen Beispielen aufgezeigt, sich häufig erst im Verlauf des Betriebs einer Anlage als zusätzlich sinnvoll oder sogar notwendig herausstellen. Bei der Auswahl des geeigneten Wellenleiters sollte daher stets demjenigen der Vorzug gegeben werden, der die größere Bandbreite zur Verfügung stellt, d.h. der einfacher zu entwickelnde bzw. vielseitiger zu nutzende Systeme ermöglicht.

Literatur zu Kapitel 2: Wellentypen offener Wellenleiter

/2.1/ Barlow, H.M.; Nouri, M.: New developments in multiconductor slow-wave transmission lines of circular cross-section.
Proc. IEE - 123 (1976) No. 5, S.381-388.

/2.2/ Fenelon, J.P.; Papiernik, A.: Study by conformal mapping of TE and TM waves in open dielectric waveguides. IEEE Trans. AP (1976), S.353-356.

/2.3/ Jasik, H.: Antenna Engineering Handbook.
Mc Graw-Hill 1961.

/2.4/ Collin, R.E.; Zucker, F.J.: Antenna Theory, Part 2.
Mc Graw-Hill 1969.

/2.5/ Meinke, H.; Gundlach, F.W.: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Springer 1968.

/2.6/ Unger, H.G.: Elektromagnetische Wellen, Bd. I.
Vieweg 1967.

/2.7/ Groll, H.; Detlefsen, J.: vsb-Radar, private Mitteilung. Technische Universität München.

/2.8/ Ramo, S.; Whinnery, J.R.; van Duzer, T.: Fields and Waves in Communication Electronics. John Wiley & Sons 1965.

/2.9/ Collin, R.E.: Field Theory of Guided Waves.
Mc Graw-Hill 1960.

/2.10/ Meinke, H.; Lange, K.: Hohlleiter für sehr große Leistungen mit H_{10}-Welle.
NTZ 16 (1964) H. 4, S.161-166.

Literatur zu Kapitel 3: Die symmetrische Doppelleitung

/3.1/: Herms, C.D.: Erfahrungen mit Lokomotivfunkeinrichtungen der Firmen SEL und Funke & Huster. Internationale Konferenz über Funkverbindungen im Straßenverkehr, in Tunnels und im Bergbau, Lüttich (Belgien) vom 1. - 5. April 1974; B 5, S.115-125.

/3.2/: Langner, W.: Das Untertage-Sprechfunkgerät der Bergbau-Forschung GmbH (Aufbau und Einsätze). Siehe /3.1/; B 3, S.81-92.

/3.3/: Niedballa, H.: Funkverbindungen im Bergbau unter Tage. Siehe /3.1/; B 10, S.192-197.

/3.4/: Harms, P.L.; Martin, J.A.: Research into Radio Communication with drivers at the Transport and Road Research Laboratory, England. Siehe /3.1/; A 5, S.85-98.

/3.5/: Saxton, L.: Status and Research of Highway Advisory Radio in the USA. Siehe /3.1/; A 7, S.133-149.

/3.6/: Buhl, F.H.: Induktives Verkehrsnachrichtensystem "Straßenwarnfunk". Siehe /3.1/; A 9, S.158-171.

/3.7/: Hahn, M.; Haselhorst, H.: Strahlende Hochfrequenzkabel für unterirdischen Verkehrsfunk. Siemens-Zeitschrift 43 (1969) H. 4, S.346-347.

/3.8/: Monk, N.; Winbigler, H.S.: Communication with moving trains in tunnels. IRE - VC 7 (1956), S.21-28.

/3.9/: Farmer, R.A.; Shepherd, N.H.: Guided Radiation...the key to tunnel talking. IEEE - VC 14 (1965) S.93-102.

/3.10/: Rempka, J.: Automatische Zugsteuerung bei U-Bahnen. Verkehr und Technik (1969) H. 40, S.22-36.

/3.11/: Metzenmacher, H.G.: Die Zugbeeinflussung der U-Bahn in Rotterdam. Verkehr und Technik (1969) H. 22, S.86-88.

/3.12/: Köth, W.: Vergleich der Systemmerkmale verschiedener Zugbeeinflussungseinrichtungen. Eisenbahntechnische Rundschau 20 (1971) H. 7/8, S.326-336.

/3.13/: Bähker, F.; Köhler, E.J.; Kupper, D.: Linienzugbeeinflussung im Fern- und Nahverkehr. Siemens-Zeitschrift 1971.

/3.14/: Grunewald, H.; Kraus, H.J.: Zugbeeinflussungssysteme zur Automation des Schienenverkehrs. Elektrische Bahnen 44 (1973) Heft 4, S.83-92.

/3.15/: Goubau, G.: Open wire lines. IRE - MTT (1956) S.197-200.

/3.16/: Kretz, H.: Miniaturisierung von Sprechfunkgeräten im Frequenzbereich um 1 MHz. Diplomarbeit an der Hochschule der Bundeswehr München; FBET - WE 2 (1978).

/3.17/: Siehe /2.5/, Kapitel C 12.

/3.18/: Hölzler, E.; Thierbach, D.: Nachrichtenübertragung. Springer 1966, Kapitel 3.1.4 und 5.2.

/3.19/: Lange, K.: Skriptum zur Vorlesung "Theoretische Elektrotechnik I-III" an der Hochschule der Bundeswehr München (1977).

/3.20/: Meßergebnisse des EMV-Labors der Messerschmitt-Bölkow-Blohm GmbH, Ottobrunn; AK 04 (1978).

/3.21/: Murphy, J.N.; Parkinson, H.E.: Underground Mine Communications. Proc. IEEE 66 (1978) No. 1, S.26-50.

/3.22/: Bolster, M.F. u.a.: Ranging System. United States Patent Office No. 3.305.682 (1967).

/3.23/: Mayhan, R.J.; Brinner, T.R.; Bender, J.G.: Longitudinal reference signal generation and its use in automatic vehicle control. Ohio State University, Columbus, Ohio (1972).

/3.24/: Schuck, W.D.: Private Mitteilung. Messerschmitt-Bölkow-Blohm GmbH, AE 225 (1978).

/3.25/: Zinke, O.; Brunswig, H.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Bd. 1. Springer 1973, Kapitel 4.8.

/3.26/: Marten, F.; Müller, S.; Frederich, F.: Die H-Bahn als automatisches Nahverkehrssystem für den Linienverkehr. Verkehr und Technik 30 (1977) H. 1-3, S.27-30, 67-69, 105-111.

/3.27/: Glimm, J.; Dewald, H.: Nachrichtenübertragung über Fahrschienen zwischen Streckeneinrichtungen und Zügen. Siemens-Zeitschrift 51 (1977) H. 6, S.474-478.

/3.28/: Mayhan, R.H.; Bailey, R.E.: An indirect measurement of the effect dielectric constant and loss tangent of typical concrete roadways. IEEE - AP (1975) S.565-569.

/3.29/: Johnstone, T.N.: Development of an inductive communications system for Morgantown People Mover. 29th IEEE - VT - Conference (1979) S.348-356.

Literatur zu Kapitel 4: Geschlitzte Koaxialkabel

/4.1/: Chisholm, R.M.: The characteristic impedance of trough and slab lines. IRE - MTT (1956) S.166-172.

/4.2/: Collin, R.E.: The characteristic impedance of a slotted coaxial line. IRE - MTT (1956) S.4-8.

/4.3/: Schilling, H.: Feldverteilung und Ausstrahlung der Koaxialleitung mit geschlitztem Außenleiter. Nachrichtentechnik-Elektronik 14 (1964) S.212-221.

/4.4/: Naito, T.; Adachi, Y.; Kodera, H.: Leakage waveguide coaxial cables for train wireless system in tunnels. Hitachi Review 14(1965) No. 6, S.26-33.

/4.5/: Berle, F.J.: Untersuchung der Teilflächenmethode bei der Kapazitätsberechnung von geschlitzten koaxialen Leitungen. Frequenz 21 (1967) Nr. 11, S.333-343.

/4.6/: Hilscher, G.; Plischke, A.: UKW-Sprechfunk im Münchner U-Bahn-Tunnel. Nahverkehrspraxis 16(1968) S.169-172.

/4.7/: Hahn, M.; Haselhorst, H.: Strahlende Hochfrequenzkabel für unterirdischen Verkehrsfunk. Siemens-Zeitschrift 43 (1969) H. 4, S.346-347.

/4.8/: Mikoshiba, K.; Nurita, Y.: Guided radiation by coaxial cable for train wireless systems in tunnels. IEEE-VT 18 (1969) No. 2, S.66-69.

/4.9/: Koffman, I. u.a.: Development and demonstration of W-line communications waveguide system. Final Report No. WL 1611 A, US-Dept. of Transportation, Washington 1970.

/4.10/: Plischke, A.: UKW-Funk im Tunnel. Techn. Mitteilungen AEG-Telefunken 60 (1970) H. 1, S.28-35.

/4.11/: Nakahara, T.; Kurauchi, N. u.a.: Extensive applications of leaky cables. Sumitomo Electric Technical Review (1971) H. 15, S.27-31.

/4.12/: Yoshiyasu, T. u.a.: Leaky coaxial cable at VHF-band and its application to vehicular communications. Proc. 19th Int. Wire and Cable Symp., Atlantic City (N.J.) 3.12.1970.

/4.13/: Bottenberg, H.: Die Messung unbegrenzter ebener Potentialfelder mit dem elektrolytischen Trog. Frequenz 26 (1972) H. 7. S.190-198.

/4.14/: Landstorfer, F.: Aktive Nahfeldantenne für die Münchner S-Bahn. Private Mitteilung, Technische Universität München, 1973.

/4.15/: Hafner, T.: Vehicular communications systems. United States Patent No. 3.731.314 (1973).

/4.16/: Martin, D.; Webster, R.: Die Anwendung des Funkverkehrs im britischen Kohlenbergbau. Siehe /3.1/; B6, S.126-141.

/4.17/: Cree, D.J: Railway radio communication using radiating coaxial cables. Siehe /3.1/; A 11, S.187-199.

/4.18/: Schmidt, A.M.: The leaky coaxial cable as a nonradiant system. Siehe /3.1/; A 5, S.99-105.

/4.19/: Fischer, K.: Funkversorgung in Tunnels und auf Straßen im VHF- und UHF-Bereich. Siehe /3.1/; A 3, S.57-71

/4.20/: Delogne, P.: Die INIEX-Funkverbindungssysteme. Siehe /3.1/; B 7, S.154-167.

/4.21/: Harms, P.L.; Martin, J.A.: Research into radio communication with drivers at the TRRL, England. Siehe /3.1/; A 5, S.85-98.

/4.22/: Bretting, K.: Abstrahlende Hochfrequenzleitung zur Bahnsteig-Überwachung. Funkschau (1975) H. 13, S.332-334.

/4.23/: Fischer, K.: Funkversorgung in Tunnels und auf Straßen im VHF- und UHF-Bereich. Nahverkehrs-Praxis 1 (1975), S.8-12.

/4.24/: Breitenbach, O.; Stitz, G.: Unterirdische Funkübertragung mit abstrahlenden Hochfrequenzleitungen. Elektrische Bahnen 46 (1975) H. 7, S.3-10.

/4.25/: Kirsten, K.: Trassengebundene Informationsübertragung mittels koaxialer Leckkabel. Statusseminar V "Spurgebundener Schnellverkehr mit berührungsfreier Fahrtechnik", 31.03. - 02.04.1976 Bad Kissingen (15 S.).

/4.26/: Hill, D.A.; Wait, J.R.: Propagation along a braided coaxial cable located close to a tunnel wall. IEEE - MTT (1976), S.476-480.

/4.27/: Petri, U.: Die Berechnung von geschlitzten Koaxialkabeln für den UKW-Funk. Dissertation Technische Hochschule Aachen (1977).

/4.28/: Koppehele, F.; Müller, Ch.; Weimert, G.: Übertragungseigenschaften der 60-MHz-Koaxialkabelverbindung Düsseldorf-Frankfurt. Frequenz 31(1977) H. 6, S.176-184.

/4.29/: Wellhausen, H.W.: Dämpfung, Phase und Laufzeiten bei Weitverkehrs-Koaxialpaaren. Frequenz 31 (1977) H.1, S.23-28.

/4.30/: de la Fuente, P.: Spezielle Richtantenne zur linienhaften Funkversorgung trassengebundener Fahrzeuge über Leckkabel. NTG-Fachberichte Bd. 57 "Antennen", VDE-Verlag (1977) S.227-231.

/4.31/ Petri, U.: Die Berechnung von offenen Koaxialkabeln für die UKW-Funkversorgung längs Fahrspuren. NTG-Fachberichte Bd. 57 "Antennen", VDE-Verlag (1977) S.222-226.

/4.32/ Murphy, J.N.; Parkinson, H.D.: Underground mine communications, Proc. IEEE 66 (1978) No. 1, S.26-50.

/4.33/ Tochtermann, A.; Müller, H.: Betriebsfunksystem für ein modernes Kraftwerk. Grundig Techn. Inf. 4 (1978) S.236-237.

/4.34/ Kabelmetal AG Hannover: Radiaflex-Kabel und Zubehör, Broschüre Ausgabe 4 (1977).

/4.35/ Weedermann, H.: Modernes Fernsehüberwachungssystem für die Schwebebahn Wuppertal. Grundig Techn. Inf. 2 (1977) S.101-103.

/4.36/ Rind, R.: Zugfunk bei der Deutschen Bundesbahn. AEG-Telefunken Sonderdruck N 137.303.0 (1973), 23 S.

/4.37/ Buchholz, H.: Elektrische und magnetische Potentialfelder. Springer 1957, Kapitel 4.11.

/4.38/ v. Pfahler, C.E.: Use of the new annular functions for designing a coaxial cable with a longitudinally slit outer conductor. Siemens F u. E-Ber. Bd. 4 (1975) H.1, S.53-56.

/4.39/ Kaden, H.: Open circularly cylindrical metal strip as shield and return circuit of a single-wire line. Siemens F u. E-Ber. Bd. 7 (1978) H. 2, S.82-90.

/4.40/ Gunston, M.: Microwave transmission-line impedance data. Van Nostrand Reinhold, London 1972.

/4.41/ Smolarska, J.: Characteristic impedances of slotted coaxial line. IRE - MTT (1958) S. 161-166.

/4.42/ Alexander, L.M.: Voice communication in the tube. Railway Gazette International (1976) S.129-132.

/4.43/ Collin, R.E.; Zucker, F.J.: Antenna Theory, part 1. Mc Graw-Hill 1969.

/4.44/ Breitenbach, O.: Abstrahlende Hochfrequenzleitungen für Funkübertragung. NTG-Fachber., Band 53, VDE-Verl. (1975) S.33-40.

/4.45/ Oliner, A.A.: Guided complex waves on slow-wave peridodic structures. Electromagnetic Wave Theory I (J. Brown), Pergamon Press 1967, S.467-476.

/4.46/ Gale, D.J.; Beal, J.C.: Comparative testing of leaky coaxial cables by use of a two-cable cavity resonator IEEE - MTT - Symposium Digest 1978, S.270-272.

/4.47/ Wait, J.R.; Hill, D.A.: On the electromagnetic field of a dielectric coated coaxial cable with an interrupted shield. IEEE - AP 23 (1975) H. 4, S.470-479 und S.679-682.

/4.48/ Davis, Q.V.; Haining, R.W.; Motley, A.J.: Data communication from a vehicle using a leaky feeder. 29th IEEE - VT - Conf. (1979) S.336-341.

/4.49/ Hill, D.A.; Wait, J.R.: EM propagation along a loosely braided coaxial cable. U.R.S.I.-Tagung München (1980) 331 B/1.

Literatur zu Kapitel 5: Oberflächenwellenleiter

/5.1/ Goubau, G.: Single-conductor surface-wave transmission lines. Proc. IRE (1951) S.619-623.

/5.2/ Goubau, G.: On the excitation of surface waves. Proc. IRE (1952) S.865-868.

/5.3/ Meyerhoff, A.E.: Interaction between surface-wave transmission lines. Proc. IRE (1952) S.1061-1065.

/5.4/ King, D.D.: Properties of dielectric image lines. IRE - MTT (1955) S.75-81.

/5.5/ Gobau, G.: Open wire lines. IRE - MTT (1956) S.197-200.

/5.6/ King, D.D.; Schlesinger, S.P.: Losses in dielectric image lines. IRE - MTT (1957) S.31-35.

/5.7/ Schlesinger, S.P.; King, D.D.: Dielectric image lines. IRE - MTT (1958) S.291-299.

/5.8/ Du Hamel, R.H.; Duncan, J.W.: Launching efficiency of wires and slots for a dielectric rod waveguide. IRE - MTT (1958) S.277-284.

/5.9/ Neumann, E.G.: Über das elektromagnetische Feld der schwach geführten Dipolwelle. Zeitschrift f. angew. Physik (1964) S.452-460.

/5.10/ Barlow, H.M.: Millimeter waves and optical waves for long-distance telecommunications by waveguide. Electromagnetic Wave Theory I (J. Brown), Pergamon Press (1967) S.389-397.

/5.11/ Barlow, H.M.: High frequency guided electromagnetic waves in application to railway signalling and control. Radio and Electronic Engineer(1967) S.275-281.

/5.12/ Nakahara, T.; Kurauchi, N.: Millimeter waveguides with applications to railroad communications. Advances in Microwaves, Volume 8, Academic Press 1969.

/5.13/ Cook, K.R.: Chu,T.-M.: Mode coupling between surface wave transmission lines. IEEE - MTT 17 (1969) S.265-270.

/5.14/ Partch, J.E.: Dielectric-shielded G-line. IEEE - MTT 17 (1969) S.271-274.

/5.15/ Gallawa, R.L. u.a.: The surface-wave transmission line and its use in communicating with high-speed vehicles. IEEE - COM 17 (1969) S.518-524.

/5.16/ FitzGerrell, R.G.; Haidle, L.L.; Partch, J.E.: A surface-wave transmission line for vehicular communications. US-Report PB 194146 (1970).

/5.17/ FitzGerrell, R.G.; Haidle, L.L.; Partch, L.L.: Surface waves for vehicular communications. IEEE - VT 21 (1972) S.51-59.

/5.18/ McRitchie, W.K.; Beal, J.C.: Yagi - Uda array as a surfacewave launcher for dielectric image lines. IEEE - MTT 20 (1972) S.493-496.

/5.19/ Gillespie, E.S.; Kilburg, F.J.: The impedance and scattering properties of a perfectly conducting strip above a plane surface - wave system. IEEE - MTT (1973) S.413-419.

/5.21/ Fenelon, J.P.; Papiernik, A.: Study by conformal mapping of TE and TM waves in open dielectric waveguides. IEEE - AP (1976) S.353-356.

/5.22/ Barlow, H.M.; Nouri, M.: New developments in multiconductor slow-wave transmission lines of circular cross-section. Proc. IEE 123 (1976) S.381-388.

/5.23/ Solbach, K.; Wolff, I.: The electromagnetic fields and the phase constants of dielectric image lines. IEEE - MTT 26 (1978) S.266-274.

/5.24/ Solbach, K.: Calculation and measurement of the attenuation constants of dielectric image lines of rectangular cross section. A.E.Ü. 32 (1978) H. 8, S.321-328.

/5.25/ Nemoto, S.; Makimoto, T.: Radiation loss caused by discontinuities in a dielectric slab waveguide. Wave Electronics 3 (1978) S.249-262.

/5.26/ Rama Rao, B.; Cronson, H.M.: Short pulse propagation in surface wave transmission lines for high-resolution, collision avoidance systems. IEEE - AP-S (1978) S.306-309.

/5.27/ Rembold, B.: Dielektrische Leiter auf abgewinkeltem Metallsubstrat. NTZ 30 (1977) H. 1, S.89-92.

/5.28/ Haidle, L.L.: Effects of supports on a surface-wave transmission line. IEEE - VT 20 (1971) H. 2, S.34-39.

/5.29/ FitzGerrell, R.G.: Surface-wave propagation constant measurements. Electronics Letters 4 (1968) H. 14, S.286-187.

/5.30/ Gallawa, R.L.; Partch, J.E.: On the use of nonuniform dielectrics on surface wave structures. Electronics Letters 5 (1969) H. 9.

/5.31/ Piefke, G.: Feldtheorie II. Bibliographisches Institut Mannheim 1973.

/5.32/ Meinke, H.; Gundlach, F.W.: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Springer 1968.

/5.33/ Beal, J.C.; Josiak, J.; Mahmoud, S.F.; Rawat, V.: Continous-access guided communication (CAGC) for ground-transportation systems. Proc. IEEE 61 (1973) H. 5, S.562-568.

/5.34/ Dewar, W.J.; Beal, J.C.: Coaxial-slot surface wave launchers. IEEE - MTT 18 (1970) S.449-455.

/5.35/ Collin, R.E.: Field Theory of Guided Waves. McGraw-Hill 1960.

/5.36/ Harvey, A.F.: Microwave Engineering. Academic Press 1963.

/5.37/ Schlosser, W.: Eigenwellen niedriger Dämpfung in einem Draht mit dielektrischem Belag. A.E.Ü. 17 (1963) H. 11, S.489-494.

/5.38/ Schlosser, W.: Der rechteckige dielektrische Draht. A.E.Ü. 18 (1964) H. 7, S.403-410.

/5.39/ Schlosser, W.; Unger, H.G.: Partially filled waveguides and surface waveguides of rectangular cross section. Advances in Microwaves 1, Academic Press 1966.

/5.40/ Chiba, J.: Experimental studies of the losses and radiations due to bends in the Goubau Line. IEEE - MTT 25 (1977) H. 2, S.94-100.

/5.41/ Chiba, J.: Studies in overhead wire - Goubau Line above ground. IEEE - MTT 25 (1977) H. 2, S.83-93.

/5.42/ McAulay, A.D.: Variational finite-element solution for dissipative waveguides and transportation application. IEEE - MTT 25 (1977) H. 5, S.382-392.

/5.43/ Rudolph, H.D.: Strahlungsverluste durch Knicke oder Krümmungen in dielektrischen Leitungen. Dissertation Ruhr-Universität Bochum 1973.

/5.44/ Marcuse, D.: Theory of Dielectric Optical Waveguides. Academic Press 1974.

/5.45/ Unger, H.-G.: Dielektrische Rohre als Wellenleiter. A.E.Ü. 8 (1954) H. 6, S.241-252.

/5.46/ Kapany/Burke: Optical Waveguides. Academic Press 1972.

/5.47/ Oliner, A.A.; Peng, S.T.: A new class of leaky modes on open dielectric waveguides. IEEE - MTT - S (1979) S.569-571.

/5.48/ Snyder, A.W.: Continuous mode spectrum of a circular dielectric rod. IEEE - MTT 19 (1971) H. 8, S.720-727.

/5.49/ Rao, T.C.K.; Hamid, M.: Mode spectrum of the modified Goubau line. Proc. IEE 126 (1979) H. 12, S.1227-1232.

/5.50/ Papiernik, A.; Fray, C.: Low-Loss open transmission line: The open ring line. Electronics Letters (1975) S.209-210.

/5.51/ Fray, C.; Papiernik, A.: The open ring line: A low-loss surface waveguide. IEEE - MTT 26 (1978) S.886-892.

/5.52/ Fray, C.; Papiernik, A.: Elektromagnetic properties of shielded ring lines and attenuation of the fundamental dipolar mode. IEEE - MTT 27 (1979), S.334-340.

/5.53/ Fikioris, J.G.; Roumeliotis, J.A.: Cutoff wavenumbers of Goubau lines. IEEE - MTT (1979), S.570-573.

/5.54/ Kuester, E.F.; Chang, D.C.; Olsen, R.G.: Review of recent work on wave propagation along transmission lines near ground. U.R.S.I. - Tagung München (1980) 332 B/1-4.

Literatur zu Kapitel 6: Offene Hohlleiter

/6.1/: Tischer, F.J.: Mikrowellenleitung mit geringen Verlusten. A.E.Ü. 7 (1953) S.592-596.

/6.2/: Tischer, F.J.: The H-Guide, a waveguide for microwaves. IRE Conv. Rec. (1956) S.44-47.

/6.3/: Packard, K.S.: The cutoff wavelength of trough waveguide. IRE - MTT (1958) S.455-456.

/6.4/: Tischer, F.J.: Conformal mapping in waveguide considerations. Proc. IEEE (1963) S.1050-1051.

/6.5/: Kawakami, T.; Maruhama, T.; Takeya, T.; Kohno, S.: Waveguide communication system for centralized railway traffic control. IEEE - VC 13 (1964) S.1-18.

/6.6/: Schiek, B.; Schlosser, W.: Der Rillenleiter. A.E.Ü. 18 (1964) S.481-486.

/6.7/: Nakahara, T.; Kurauchi, N.: Transmission modes in the grooved guide. Sumitomo Techn. Rev. 5 (1965) S.65-71.

/6.8/: Tischer, F.J.: The Groove Guide, a low-loss waveguide for millimeter waves. IEEE - MTT 11 (1963) S.291-296.

/6.9/: Lange, K.P.; Dalichau, H.: Ein Schlitzhohlleiter für breitbandige Nachrichtenverbindungen mit Schienenfahrzeugen. ntz 30 (1977) S.92-94.

/6.10/: Kirsten, K.: Informationsübertragungssystem. Referat 5.1 im Statusseminar V "Spurgebundener Schnellverkehr mit berührungsfreier Fahrtechnik", 31.3. - 2.4.1976 Bad Kissingen.

/6.11/: Tischer, F.J.: Transmission media for millimeter-wave integrated circuits. IEEE - MTT - S (1979) S.203-207.

/6.12/: Shafai, L.; Hassan, E.: Radiation from slotted circular waveguide. IEEE - AP - S (1978) S.2-4.

/6.13/: Montgomery, C.G.: Technique of microwave measurements. M.I.T. Rad. Lab. Series Bd. 11, Mc-Graw-Hill 1947.

/6.14/: Koerv, P.A.A.: Control systems for operating the long stator MAGLEV vehicle TR 05. IEEE-VT-29 (1980) S.23-24.

Literatur zu Kapitel 7: Feldberechnung im Schlitzhohlleiter

/7.1/: Koppenfels/Stallmann: Praxis der konformen Abbildung. Springer 1959, S. 272

/7.2/: Binns, K.J.; Lawrenson, P.J.: Electric and magnetic field problems. Pergamon Press 1973, S. 305.

/7.3/: Kober, H.: Dictionary on conformal representation. Dover 1952, S. 148.

/7.4/: Weber, E.: Electromagnetic Fields, Vol. I. Wiley 1960, S. 235.

/7.5/: Dalichau, H.: Wellenfelder in Hohlleiterschlitzkopplern. Dissertation Technische Universität Hannover 1974.

/7.6/: Liefhold, W.: Untersuchungen an Schlitzhohlleitern zur Nachrichtenübertragung. Diplomarbeit Hochschule der Bundeswehr München 1977.

Literatur zu Kapitel 8: Periodische Störstellen auf einer Leitung

/8.1/ Hu, A.S.: Transmission properties of wayside communication systems. Proc. IEEE 61 (1973) H. 5, S.556-561.

/8.2/ Hu, A.S.: Computer analysis of transmission lines with periodic discontinuities. SWIEEECO (1972) S.78-81.

/8.3/ Haidle, L.L.: Effects of supports on a surface-wave transmission line. IEEE - VT 20 (1971) S.34-39.

/8.4/ Saha, J.N.: Analysis of repeated systems of transmission lines with unmatched loads. Electronic Engineering (1968) S.122-123.

/8.5/ Elachi, Ch.: Waves in active and passive periodic structures: A Review. Proc. IEEE 64 (1976) H. 12, S.1666-1698.

/8.6/ Dettinger, D.: The optimum spacing of bead supports in coaxial line at microwave frequency. IRE Conv. Rec. Vol. 5 pt. 1 (1957) S.250-253.

/8.7/ Whinnery, J.R.;Jamieson, H.W.: Equivalent circuits for discontinuities in transmission lines. Proc. IRE (1944) S.98-114.

/8.8/ Griffin, E.J.; Harris, I.A.:Calculation of capacitance of adjacent steps in parallel-plane transmission lines. Proc. IEE 123 (1976) H. 8, S.729-733.

/8.9/ Lucas, I.: Reflexionsfaktoren an Versetzungen in Rechteckhohlleitern. A.E.Ü. 20 (1966) H. 12, S.683-690.

/8.10/ v. Kienlin, U.: Kürzl, A.: Reflexion an Hohlleiter-Flanschverbindungen. NTZ 11(1958), S.561-564.

/8.11/ Levy, R.: Reflection coefficient of unequal displaced rectangular waveguides. IEEE-MTT (1976) S.480-483.

/8.12/ Salewski, K.D.: Ein Verfahren zur Bestimmung des Impedanzprofils inhomogener Mikrowellenleitungen. Nachrichtentechnik-Elektronik 26 (1976) H. 11, S.434-436.

/8.13/ Schuon, E.; Wolf, H.: Die Darstellung von Mehrtoren durch die Streumatrix I u. II. NTZ 7 (1959) S. 361-366 und S.408-415.

/8.14/ Montgomery, C.G.; Dicke, R.H.; Purcell, E.M.: Principles of Microwave Circuits. M.I.T. Radiation Lab. Series Bd. 8, Mc Graw-Hill 1948.

/8.15/ Marcuwitz, N.: Waveguide Handbook. M.I.T. Radiation Lab. Series Bd. 10, Mc Graw-Hill 1951.

/8.16/ Ragan, G.L.: Microwave Transmission Circuits. M.I.T. Radiation Lab. Series Bd. 9, Mc Graw-Hill 1948.

/8.17/ Fitzgerrell, R.G.; Haidle, L.L.; Partch, J.E.: Surface waves for vehicular communications. IEEE-VT 21 (1972) H. 2, S.51-59.

/8.18/ Collin, R.E.: Grundlagen der Mikrowellentechnik. VEB Verlag Technik Berlin 1973.

/8.19/ Ramo, S.; Whinnery, J.R.; van Duzer, Th.: Fields and Waves in Communication Electronics. John Wiley & Sons 1965.

/8.20/ Born, M.; Wolf, E.: Principles of Optics. Pergamon Press 1970.

/8.21/ Storch, L.: The transmission matrix of N alike cascaded networks. AIEE Communic. and Electronics (1955) S.1-3.

/8.22/ Erdel, K.: Auswirkungen periodischer Kabelstörstellen auf die Übertragung von Breitbandsignalen. Siemens Forsch.- und Entwickl.-Ber. Bd. 5 (1976) H. 4, S.187-193.

/8.23/ Hu, A.S.: Analysis of transmission lines with couplers for use on wayside communication systems. Final Report No. PA 00762 (1972) Washingotn DOT-FR-10027, 109 Seiten.

/8.24/ Krick, W.: Einfluß der Kabeleigenschaften auf die Übertragungsqualität in Kabelfernsehanlagen. ntz-Archiv (1979) H. 3, S.63-70.

/8.25/ Malaviya, S.D.; Singh, V.P.: Transmission lines loaded at regular intervals. IEEE-MTT 27 (1979) S.854-859.

Literatur zu Kapitel 9: Gemeinsame Eigenschaften von Nachrichtenübertragungssystemen mit offenen Wellenleitern

/9.1/ McIntosh, R.E; Malaga, A.: AM and FM communication systems for high-speed-trains. 5th Colloquium on Microwave Communication, Budapest 1974, ST 143-152 (Vol. I).

/9.2/ Gale, D.C.; Beal, J.C.: Comparative testing of leaky coaxial cables for communications and guided radar. IEEE-MTT-2 8 (1980) S.1006-1013.

/9.3/ Mackay, N.A.M.; Beal, J.C.: Guided radar for obstacle detection in ground transportation systems. IEEE-AP-Symposium (1978) S.302-305.

/9.4/ Nakahara, T.; Kurauchi, N. u.a.: Extensive applications of leaky cables. Sumitomo Technical Review (1971) S.27-31.

/9.5/ Nakahara, T.; Kurauchi, N.: Millimeter waveguides with applications to railroad communications. Advances in Microwaves, Vol. 8, Academic Press 1969.

/9.6/ Neumann, E.G.; Opielka, D; Rudolph, H.-D.: A double probe with constant coupling to open waveguides. A.E.Ü. 28 (1974) S.229-230.

/9.7/ Hu, A.S.: Transmission properties of wayside communication system. Proc. IEEE 61 (1973) S.556-561.

/9.8/ Hölzler, E.; Thierbach, D.: Nachrichtenübertragung. Springer 1966.

Die Angaben auf dieser Seite sind vom Copyright freigestellt.

Für die Dokumentation: Nachrichtenübertragung zu Fahrzeugen – Geführte Wellenausbreitung – Offener Wellenleiter – Geschlitztes Koaxialkabel – Dielektrischer Wellenleiter – Schlitzhohlleiter – Leckwellenleiter – Nahfeldantenne – Beweglicher Funkdienst – Eisenbahnsignaltechnik

Dalichau, Harald

Offene Wellenleiter für die Nachrichtenübertragung zu spurgeführten Fahrzeugen

Fortschr.-Ber. VDI-Z. Reihe 9 Nr. 28
Düsseldorf: VDI-Verlag 1981
234 Seiten, 122 Bilder. ISBN 3-18-142809-4

Kurzinhalt:

Zum Aufbau einer Nachrichtenverbindung zwischen ortsfesten Stationen und trassengebundenen Fahrzeugen, wie z. B. Schienenfahrzeuge, Kraftfahrzeuge und Magnetschwebebahnen, werden zweckmäßigerweise offene Wellenleiter parallel zur Fahrspur verlegt. Das Fahrzeug ist über eine Fahrzeugantenne mit dem elektromagnetischen Feld des offenen Wellenleiters verkoppelt, so daß eine berührungslose, kontinuierliche Nachrichtenübertragung möglich ist. Im Hinblick auf ihre Eignung für derartige Übertragungssysteme werden untersucht: die symmetrische Doppelleitung, geschlitzte Koaxialkabel, Oberflächenwellenleiter und offene Hohlleiter. Bisherige Anwendungen werden beschrieben, Sonderformen vorgestellt und zukünftige Entwicklungsrichtungen aufgezeigt. Neben den theoretischen Fragen wie z. B. Art der ausbreitungsfähigen Wellentypen und ihre Feldverteilung im Leiterquerschnitt sind auch praktische Probleme wie Umwelteinflüsse, Montage und Anbringungsort, Leitungsübergänge und Fahrzeugantennen behandelt. Die Übertragungseigenschaften von Leitungen mit äquidistanten Störstellen werden berechnet.

Ein Verfasserreferat erschien 1981 in VDI-Z.