

# Ein Beitrag zu Entwurf und Modellierung von Anpassschaltungen für breitbandige Mikrowellen-Leistungsverstärker

von  
Dipl.-Ing. Johannes Horn

Von der Fakultät IV  
der Technischen Universität Berlin  
zur Verleihung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
— Dr.-Ing. —  
genehmigte Dissertation

Berlin 2005  
D 83

Promotionsausschuß:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Heino Henke
1. Bericht:	Prof. Dr.-Ing. Georg Böck
2. Bericht:	Prof. Dr.-Ing. habil. Gerhard Mönich

Tag der wissenschaftlichen Aussprache:

10. Mai 2005

# Zusammenfassung

Behandelt werden Anpassschaltungen für Transistor-Leistungsverstärker mit Bandbreiten zwischen einigen Oktaven und einigen Dekaden. Besondere Aufmerksamkeit gilt Leitungstransformatoren und -Symmetrierern im Frequenzbereich bis 6 GHz. Zur Einführung werden Entwurf und Aufbau eines Klasse A MOSFET-Leistungsverstärkermoduls mit einer maximalen Ausgangsleistung von 5 Watt im Frequenzbereich von 1 MHz bis 1 GHz detailliert beschrieben. Im Weiteren werden anhand von Beispielen LC-Netzwerke, Wicklungs- und Leitungstransformatoren untersucht. Den Hauptteil der Dissertation stellt die Ausarbeitung eines neuartigen Modellierungskonzepts für gestreckte Leitungstransformatoren und -Symmetrierer dar, wie sie bei höheren Leistungen Anwendung finden. Die Transformatoren werden dabei als TEM-Mehrleitersysteme aufgefasst und durch zweidimensionale Feldanalyse charakterisiert. Darauf aufbauend wird ein der Länge nach skalierbares Ersatzschaltbild entworfen, das auch erhebliche Breitenausdehnungen mit zufriedenstellender Genauigkeit erfasst. Im Kleinsignalebereich werden spiralförmige Leitungstransformatoren auf multiplanaren Medien betrachtet, welche für die Massenfertigung geeignet sind. Der Schwerpunkt liegt hier auf Miniaturisierung und Kostenoptimierung.

## Abstract

The thesis discusses matching concepts and circuitry for solid-state amplifiers with bandwidths ranging between octaves and decades. The focus is set on transmission-line transformer and balun design at frequencies up to 6 GHz. By way of introduction, design and mechanical construction of a 5 Watt class A MOSFET amplifier module for 1 MHz to 1 GHz are described in detail. Following, realizations of LC ladder networks, wire-wound transformers and baluns are analyzed. The main section is dedicated to the modeling of straight transmission line transformers and compensated baluns, which are commonly used in power applications. Taking a novel approach, these devices are treated as TEM multi-conductor systems and characterized using 2D EM field analysis. On this basis a length-wise scalable equivalent circuit is set up that yields satisfactory accuracy even for geometries of significant lateral dimension. Furthermore, spiraled transmission line transformers on multi-planar media for small-signal applications are investigated. Here, the emphasis is set on miniaturization and volume-production cost optimization.

# Danksagung

Diese Dissertation entstand am Institut für Hochfrequenztechnik- und Halbleiter-Systemtechnologien der Technischen Universität Berlin am FG Mikrowellentechnik unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. Böck.

Für die Ermöglichung meiner Promotion und für die intensive und überaus hilfreiche Betreuung der Arbeit danke ich Herrn Prof. Böck vielmals. Des Weiteren danke ich Prof. Dr.-Ing. habil. Mönich für seine Tätigkeit als Gutachter und Prof. Dr.-Ing. Henke für den Vorsitz im Prüfungsausschuss.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei allen Angestellten im Hause bedanken, dafür dass sie mir bei vielen technischen Arbeiten und Belangen zur Seite gestanden sind, und für ihre angenehme kollegiale Art.

Die für meine Untersuchungen notwendigen Feldsimulationen konnte ich am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) durchführen. Dies wurde mir von Herrn Dr. Wolfgang Heinrich ermöglicht, wofür ich ihm sehr dankbar bin. Der gesamten Mikrowellentechnik-Gruppe des FBH, und insbesondere Herrn Dr. Franz-Josef Schmückle, danke ich für die Einweisung in den Gebrauch der Rechenanlage und die fortlaufende Unterstützung.

Ein Teil der Dissertation entstand im Rahmen eines von der Firma Synergy Microwave unterstützten Forschungsprojektes. Hierfür möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Ulrich Rohde bedanken. Außerdem danke ich allen Mitarbeitern von Synergy Microwave für die fruchtbare Zusammenarbeit.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Breitbandverstärker-Konzepte</b>	<b>7</b>
2.1	Gegenkopplung . . . . .	7
2.2	Ein zweistufiger MOSFET-Verstärker . . . . .	14
2.2.1	Analyse des Frequenzgangs . . . . .	15
2.3	Ein Verstärkermodul mit MOSFET-Endstufe . . . . .	18
2.4	Gegentakt-Endstufe . . . . .	25
<b>3</b>	<b>LC-Anpassnetzwerke</b>	<b>27</b>
3.1	Das Anpassproblem . . . . .	27
3.2	Bandbreite-Begrenzung . . . . .	28
3.3	Rechnergestützter Entwurf . . . . .	31
3.4	Eingangsanpassung einer FET-Verstärkerstufe . . . . .	32
3.5	Anzahl der Blindelemente . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Weichmagnetische Ferrite</b>	<b>39</b>
4.1	Herstellung und Zusammensetzung . . . . .	39
4.2	Kleinsignalparameter . . . . .	40
4.2.1	Leitfähigkeit und Permittivität . . . . .	40
4.2.2	Permeabilität . . . . .	41
4.3	Wellenausbreitung in weichmagnetischen Ferriten . . . . .	42
4.3.1	Ausbreitung im ferritgefüllten Raum . . . . .	42
4.3.2	Koaxiale Leitung mit Ferriteinsatz . . . . .	43
4.4	Messung der Permeabilität . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Wicklungstransformatoren</b>	<b>52</b>
5.1	Transformator mit nebeneinander liegenden, einlagigen Wicklungen . . . . .	54
5.2	Ausführung als Spartransformator . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Mehrleitersysteme in der Schaltungssimulation</b>	<b>64</b>
6.1	Grundlagen . . . . .	64
6.2	Implementierung im Schaltungssimulator . . . . .	67
6.2.1	Leitungskomponenten mit Masse-Anschlüssen . . . . .	69
6.3	Beispiele und Sonderfälle . . . . .	71
6.3.1	Zweistreifen-Leitung . . . . .	71

6.3.2	Koaxiale Leitung über Masse . . . . .	73
6.3.3	Zwei-Streifen-Leitung und Microstrip-Leitung . . . . .	74
6.4	Bestimmung der Leitungsparameter durch Feldberechnung . . . . .	77
<b>7</b>	<b>Leitungstransformatoren und -Symmetrierer</b>	<b>80</b>
7.1	Funktionsprinzip . . . . .	80
7.1.1	Grundelement des Leitungstransformators nach Guanella . . . . .	80
7.1.2	Ruthroff-Transformator . . . . .	82
7.1.3	Kompensierter Leitungssymmetrierer . . . . .	83
7.2	Analyse . . . . .	85
7.2.1	Bandbreiten gestreckter Leitungstransformatoren und -Symmetrierer	85
7.2.2	Erweiterung der Bandbreite mit Hilfe von Ferriten . . . . .	88
7.2.3	Aufgewickelte Leitungen . . . . .	89
7.2.4	Berücksichtigung gerader Moden . . . . .	90
7.2.5	Unsymmetrischer Leitungstransformator . . . . .	92
7.2.6	Verwendung ungeschirmter Leitungen . . . . .	93
7.2.7	Berücksichtigung der Breite des Leitungssystems . . . . .	94
7.3	Realisierungsbeispiele . . . . .	98
7.3.1	Ein gestreckter Leitungstransformator mit Ferrit . . . . .	98
7.3.2	Ein planarer gestreckter Leitungstransformator . . . . .	106
7.3.3	Ein planarer gestreckter Leitungssymmetrierer . . . . .	110
7.3.4	Ein gewickelter Leitungssymmetrierer und ein gewickelter Leitungs- transformator in vierlagiger Platinen-PCB-Technik . . . . .	115
7.3.5	Ein MMIC-Leitungstransformator . . . . .	122
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>128</b>
<b>A</b>	<b>Ersatzschaltbild-Elementwerte der verwendeten FETs</b>	<b>131</b>
<b>B</b>	<b>Parametergleichungen in den Mehrleitersystemkomponenten</b>	<b>134</b>
B.0.6	(3+1)-Mehrleitersystem . . . . .	134
B.0.7	(2+1)-Mehrleitersystem . . . . .	136
B.0.8	(1+1)-Mehrleitersystem (gewöhnliche Leitung) . . . . .	137
<b>C</b>	<b>TRL-Kalibrierset mit symmetrischen Messtoren</b>	<b>138</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die vorliegende Dissertation behandelt breitbandige Anpassschaltungen für Transistor-Leistungsverstärker.

Zunächst muss der Begriff der Breitbandigkeit erläutert werden. Die Bandbreiten, von denen hier die Rede ist, bewegen sich zwischen einigen Oktaven und einigen Dekaden, bei Frequenzen zwischen unter einem Megahertz und einigen Gigahertz. Besondere Aufmerksamkeit gilt dem Frequenzbereich  $1 \dots 6$  GHz, in welchen viele derzeit in der Entwicklung begriffene Anwendungen fallen.

Die Untersuchung von Anpassschaltungen war durch die Entwicklung eines Klasse A MOSFET-Leistungsverstärkermoduls für den Frequenzbereich von etwa  $1 \text{ MHz} \dots 1 \text{ GHz}$  motiviert. Verstärkermodule dieser Art werden vor allem in der Messtechnik und in militärischen Anwendungen eingesetzt. Bei Entwurf und Herstellung solcher Verstärker bestehen andere Möglichkeiten und Erfordernisse, als dies bei Komponenten für den Massenmarkt der Fall ist. Die Fertigung erfolgt zu großen Teilen in Handarbeit, wodurch komplexere mechanische Konstruktionen, die bei einer automatisierten Massenherstellung vermieden würden, ohne überhöhten Kostenaufwand einsetzbar sind. Umgekehrt stehen Technologien, welche erst bei hohen Stückzahlen rentabel sind, nur bedingt zur Verfügung.

In den meisten Fällen liegen die Bandbreiten der zu verstärkenden Signale weit unterhalb der durch den Verstärker zur Verfügung gestellten Bandbreite. Häufig wird die Frequenz der zu verstärkenden Signale innerhalb der Verstärkerbandbreite gesweept oder umgeschaltet (Multiband-Betrieb). Beispiele für breitbandige zu verstärkende Signale sind Pulse und Störsignale der elektronischen Kriegsführung.

Unter dem Begriff der Anpassung werden mehrere unterschiedliche Konzepte zusammengefasst. In den meisten Fällen ist, wenn in der Mikrowellentechnik von Anpassung gesprochen wird, Leistungsanpassung gemeint. Diese ist bei Betrachtung linearer Komponenten — zu welcher Kategorie Verstärker der Klasse A in erster Näherung gehören — mit Impedanzanpassung identisch. Anpassung kann jedoch auch nach anderen Philosophien betrieben werden. So kommt es in Verstärker-Eingangsstufen weniger auf eine optimale Leistungsausbeute, als auf eine niedrige Rauschzahl an. Bei nichtlinearen schmalbandigen Verstärkern können durch geeignete Ausgangsbeschaltung die Effizienz und die maximale Ausgangsleistung optimiert werden. Die hierfür geeigneten Impedanzen weichen gewöhnlich von den Werten für Kleinsignalanpassung ab, und es spielen nicht nur die Lastimpedanz bei der Signalfrequenz, sondern auch die Lastimpedanzen bei deren Harmonischen

eine Rolle.

Trotz der Vielzahl von Anpassphilosophien laufen Anpassprobleme stets auf die Aufgabe hinaus eine (häufig reelle) Impedanz in eine geeignete Impedanzcharakteristik zu transformieren. Für schmalbandige Anpassaufgaben können LC-Netzwerke verwendet werden, wobei das  $L$  hier sowohl für Leitungen als auch Induktivitäten steht. Für eine breitbandige Anpassung werden Transformatoren benötigt. Im weiteren Sinne können auch Symmetrierer zu den Anpassschaltungen hinzugerechnet werden, obwohl diese an sich keine Impedanztransformation, sondern lediglich eine Verschiebung des Bezugspotentials bewirken. In ihren Realisierungsprinzipien sind Symmetrierer und Transformatoren jedoch fast identisch. Sowohl LC-Netzwerke als auch Transformatoren und Symmetrierer werden in dieser Arbeit betrachtet.

Den Hauptteil der Dissertation stellt die Beschreibung gestreckter Leitungstransformatoren und -Symmetrierer dar. Für diese wird ein Modellierungskonzept ausgearbeitet, welches Feldsimulation und Leitungstheorie verbindet. Die Strukturen werden als TEM-Mehrleitersysteme aufgefasst und durch Modenanalyse charakterisiert. Hierauf aufbauend wird ein der Länge nach skalierbares Ersatzschaltbild entworfen, mit dem auch erhebliche Breitenausdehnungen in zufriedenstellender Genauigkeit erfasst werden. Das Ersatzschaltbild ermöglicht einen effizienten Erstentwurf von gestreckten Leitungstransformatoren und -Symmetrierern, bei welchem keine langwierigen dreidimensionalen Feldsimulationen durchgeführt werden müssen.

Wegen ihrer im unteren Gigahertz-Frequenzbereich vergleichsweise großen Abmessungen finden gestreckte Leitungstransformatoren und -Symmetrierer vor allem in Leistungsanwendungen oder in der Messtechnik Einsatz. Für Kleinsignalanwendungen — vor allem im Bereich des Massenmarktes — werden kleine Strukturen benötigt. Standardkomponenten mit zufriedenstellenden Eigenschaften existieren im Frequenzbereich 1 . . . 6 GHz derzeit nicht. Erste Schritte in der Entwicklung derartiger Komponenten auf Basis moderner multiplanarer Technologien wurden im Rahmen dieser Dissertation ebenfalls durchgeführt.

# Kapitel 2

## Breitbandverstärker-Konzepte

### 2.1 Gegenkopplung

#### Theoretische Beschreibung

Bei der theoretischen Beschreibung gegengekoppelter Verstärker wird von der in Bild 2.1 dargestellten Anordnung ausgegangen, bei der das Ausgangssignal eines Verstärkers  $V$  mit frequenzabhängiger Verstärkung  $v$ , mit z.B.

$$v \sim \frac{1}{f} \quad (2.1)$$

über einen Abschwächer  $K$  mit der — z.B. frequenzunabhängigen — Verstärkung  $k$  gegenphasig an den Verstärkereingang gelegt wird. Die Gesamtverstärkung dieser Anordnung ist

$$v_{\text{ges}} = \frac{y}{x} = \frac{v}{1 + kv}. \quad (2.2)$$

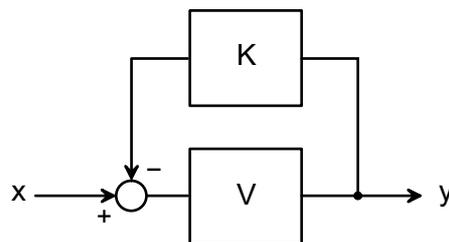


Abbildung 2.1: Prinzip der Gegenkopplung.

Solange die Schleifenverstärkung  $kv$  viel größer als Eins ist, ist die Gesamtverstärkung nur von  $k$  abhängig. Für  $kv \ll 1$  ist die Gesamtverstärkung etwa gleich  $v$ . Für Transistorverstärker ergibt sich daraus das bekannte Bode Diagramm.

Durch Gegenkopplung verringert sich der Klirrfaktor eines Verstärkers näherungsweise um den Faktor  $(1 + kv)$  [34]. In [33] wird gezeigt, wie durch Gegenkopplung die Ausgangsamplitude um den Faktor  $(1 + kv)$ , die Amplitude der zweiten Harmonischen jedoch um  $(1 + kv)^3$  abgesenkt wird. Hieraus folgt eine Verbesserung des IP2 um  $20 \cdot \log(1 + kv)$ . Für die Verbesserung des IP3 kann kein solch einfacher Zusammenhang angegeben werden, wie man durch Erweiterung der Rechnung in [33] feststellt; die Amplitude der dritten Harmonischen des gegengekoppelten Verstärkers hängt sowohl vom Intermodulationsabstand IM2 als auch vom Intermodulationsabstand IM3 des nicht gegengekoppelten Verstärkers ab.

### Gegenkopplung beim idealen FET

Für den Transistorverstärker ergeben sich zwei unterschiedliche Methoden der Gegenkopplung. In Bild 2.2 bewirkt der Widerstand  $R_1$  eine Spannungsgegenkopplung: die Ausgangsspannung der Verstärkerstufe wird über das aus  $R_1$ , dem Innenwiderstand der Signalquelle  $R_Q$  und der Transistor-Eingangsimpedanz bestehende Netzwerk an den Transistoreingang geführt. Der Widerstand  $R_2$  bewirkt Stromgegenkopplung, da der durch den Ausgangsstrom in  $R_2$  verursachte Spannungsabfall — wiederum über ein aus  $R_Q$  und der Transistor-Eingangsimpedanz bestehendes Netzwerk — an den Transistoreingang geführt wird.

Für die folgenden Überlegungen wird das in Bild 2.3 dargestellte Ersatzschaltbild des idealen FET vorausgesetzt.

Die Stromgegenkopplung aufgrund von  $R_2$  kann als eine Reduzierung der Steilheit aufgefasst werden. Ist  $R_1 = 0$ , so verhält sich die Schaltung in Bild 2.2 wie ein FET der Steilheit

$$g_{\text{red}} = \frac{g}{1 + R_2 g}. \quad (2.3)$$

Werden in Bild 2.2 sowohl Strom- als auch Spannungsgegenkopplung eingesetzt, so sind die Ein- und Ausgangswiderstände der Schaltung

$$R_{\text{ein}} = \frac{R_1 + R_L}{g_{\text{red}} \cdot R_L + 1} \quad (2.4)$$

und

$$R_{\text{aus}} = \frac{R_1 + R_Q}{g_{\text{red}} \cdot R_Q + 1}. \quad (2.5)$$

Anhand der Gleichungen (2.5) und (2.4) erkennt man, dass beidseitige Anpassung, also  $R_{\text{ein}} = R_Q$  und  $R_{\text{aus}} = R_L$ , nur für den Fall  $R_Q = R_L$  erreicht werden kann. Setzt man  $R_Q = R_L =: Z_0$ , so ist beidseitige Anpassung dann gegeben, wenn die Beziehung

$$R_1 = g_{\text{red}} \cdot Z_0^2 \quad (2.6)$$

gilt. Für die Verstärkung der Anordnung gilt in diesem Fall [15]

$$S_{21} = \frac{Z_0 - R_1}{Z_0}, \quad (2.7)$$

$$S_{21} = 1 - g_{\text{red}} \cdot Z_0 \quad (2.8)$$

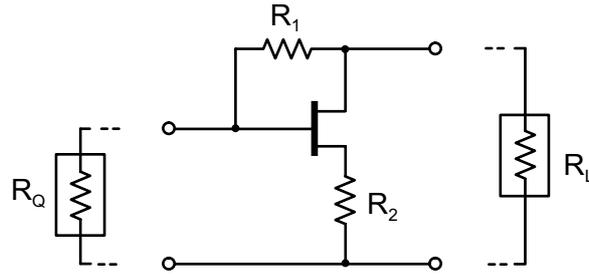


Abbildung 2.2: Transistor mit Strom- und Spannungsgegenkopplung.

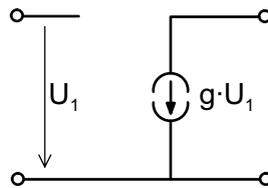


Abbildung 2.3: Ersatzschaltbild des idealen FET.

und

$$S_{21} = 1 - \sqrt{g_{\text{red}} \cdot R_1}. \quad (2.9)$$

Vielfach ist die Erfüllung von  $R_Q = R_L$  unzuweckmäßig oder nicht realisierbar, wie beispielsweise in dem weiter unten folgenden Beispiel. In solchen Fällen ist beidseitige Anpassung mit der Anordnung nach 2.2 nicht exakt, sondern nur näherungsweise möglich.

### Gegenkopplung beim realen Leistungs-FET

Bei Leistungsverstärkern muss auf den Widerstand  $R_2$  in fast allen Fällen verzichtet werden, da seine Verschaltung Schwierigkeiten bereitet. Die Source der gängigen Leistungs-transistoren dient nämlich gleichzeitig als Wärmeabfuhr und ist nur mit großem Aufwand von Masse trennbar.

Die Wahl der Quell- und Lastwiderstände und damit auch des Gegenkopplungswiderstands  $R_1$  ist durch mehrere Faktoren eingeschränkt:

1. Parasitäre Blindelemente: offensichtlich müssen für einen linearen Verstärkungsverlauf parasitäre Blindwiderstände innerhalb des gesamten Betriebsfrequenzbereichs möglichst ohne Einfluss bleiben. Die Werte von  $R_Q$  und  $R_L$  dürfen weder zu klein (aufgrund der Streuinduktivitäten), noch zu groß (aufgrund der Streukapazitäten) gewählt werden.

2. Verfügbarkeit von Transformatoren: bei den hier betrachteten Frequenzen kommen als Transformatoren nur Leitungstransformatoren in Betracht. Mit diesen sind nur Impedanztransformationsverhältnisse von 4:1, mit Einschränkungen auch 9:1 realisierbar. Geht man von einer Systemimpedanz von  $50 \Omega$  aus, so stehen für  $R_Q$  und  $R_L$  nur die Werte  $50 \Omega$ ,  $12,5 \Omega$  und gegebenenfalls  $5,5 \Omega$  zur Verfügung. Bei Serienschaltung zweier Verstärker (z.B. im Gegentakt-A-Betrieb mit Hilfe eines Leitungssymmetrierers) halbieren sich diese Impedanzwerte.

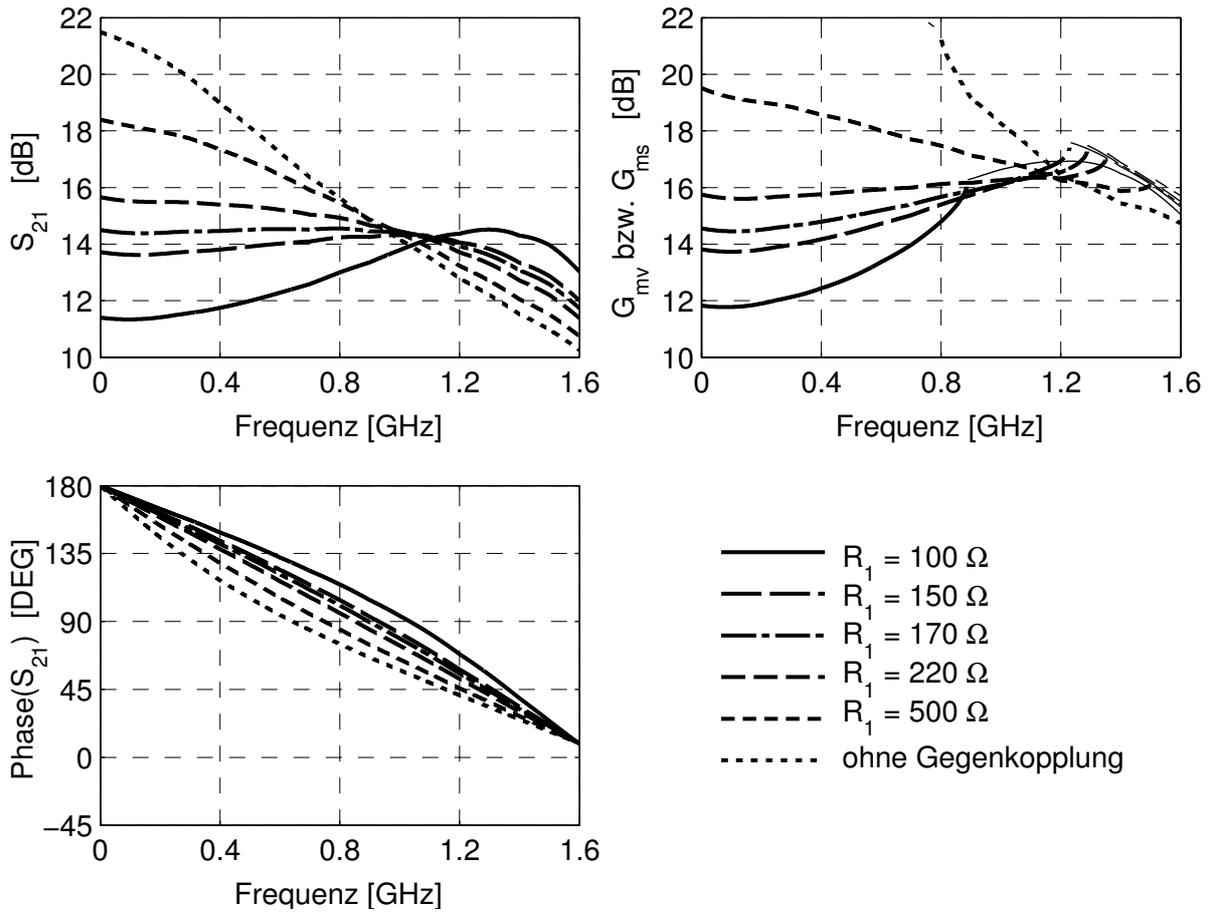


Abbildung 2.4: Verstärkung des nach Bild 2.2 (mit  $R_2 = 0$ ) gegengekoppelten Transistors *CLY5*. Bei der Berechnung von  $S_{21}$  wurden  $R_Q = 50 \Omega$  und  $R_L = 12,5 \Omega$  zugrunde gelegt.

3. Erzielung maximaler Ausgangsleistung: bei einer Endstufe wird man die Lastimpedanz  $R_L$  in erster Linie nach dem Gesichtspunkt optimaler Leistungsausbeute wählen.  $R_L$  ist dann durch die zur Verfügung stehende Versorgungsspannung bzw. die Durchbruchspannung und durch den Maximalstrom des Transistors weitgehend festgelegt.

Der folgend beschriebene Entwurf eines einstufigen, gegengekoppelten Verstärkers ist nicht als Entwurfsverfahren zu verstehen. Es soll illustriert werden, dass sowohl Bandbreite als auch Verstärkung nach Wahl des Transistors weitgehend festliegen.

Die Dimensionierung der Gegenkopplung wird anhand des GaAs-FET *CLY5* (Tri-Quint) demonstriert. Die maximale Ausgangsleistung dieses Transistors beträgt etwa 400 mW im (typischen) Arbeitspunkt 5 V, 350 mA (Datenblatt [47]). Unter Verwendung von S-Parameter-Messdaten (Daten des Herstellers [47]) wurden die maximale verfügbare Leistungsverstärkung  $G_{mv}$  des gegengekoppelten Transistors sowie die Verstärkung  $S_{21}$  bei  $R_Q = 50 \Omega$  und  $R_L = 12,5 \Omega$  für  $R_2 = 0$  und unterschiedliche Werte von  $R_1$  berechnet. Das Ergebnis ist in Bild 2.4 dargestellt. ( $G_{mv}$  ist nur bei unbedingter Stabilität definiert;

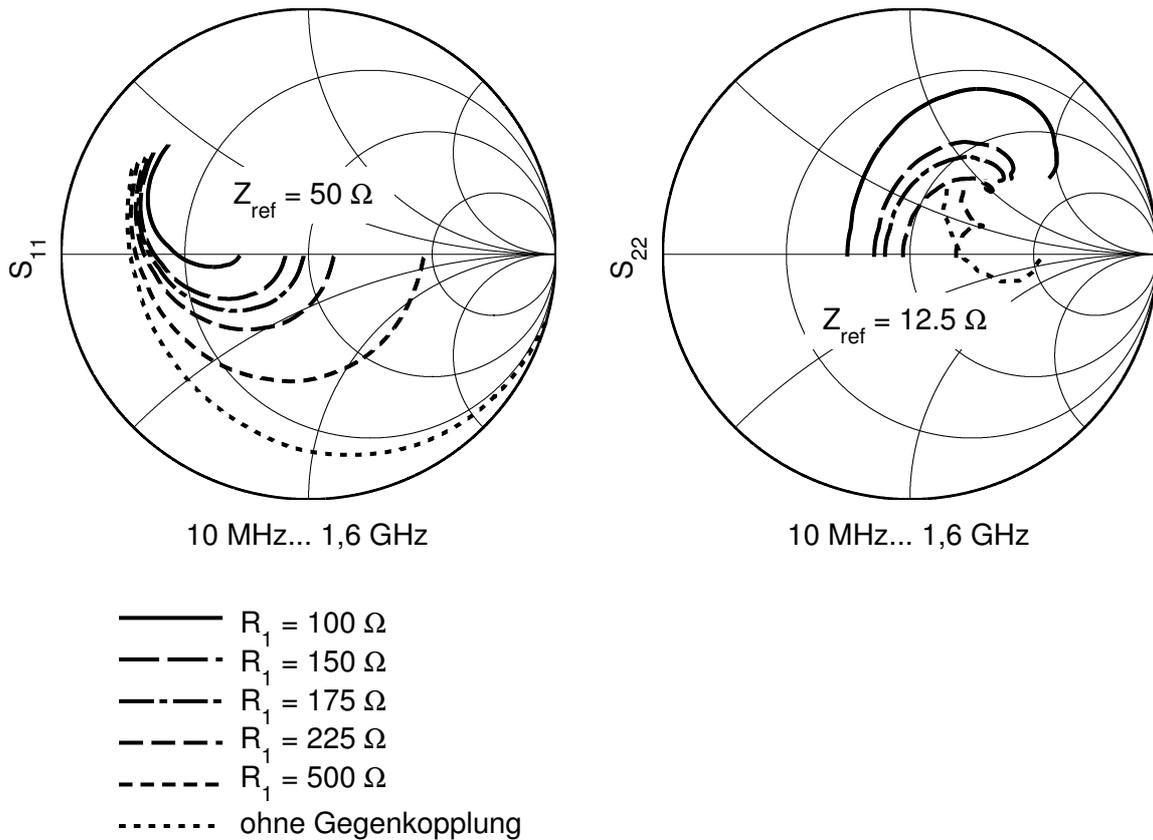


Abbildung 2.5: Ein- und Ausgangsimpedanzen des nach Bild 2.2 (mit  $R_2 = 0$ ) gegengekoppelten Transistors *CLY5*.

in Bereichen bedingter Stabilität ist stattdessen mit dünnen Linien die maximale stabile Leistungsverstärkung  $G_{ms}$  dargestellt. Für Definitionen und Bestimmungsgleichungen der maximalen Leistungsverstärkungen siehe Abschnitt 2.2.1 und z.B. [13].)

Anhand der  $G_{mv}$ -Verläufe findet man einen sinnvollen Wertebereich für  $R_1$  von etwa  $175 \Omega \dots 250 \Omega$ . In diesem Bereich wird bei guter Anpassung an Ein- und Ausgang die Verstärkung der Schaltung weitgehend flach sein. Damit liegt  $R_1$  weitgehend fest.

Wählt man beispielsweise  $R_1 = 200 \Omega$ , so ergibt sich — wiederum aus den schon oben verwendeten S-Parameter-Messdaten — für beidseitige Anpassung die Forderung  $Z_0 \approx 25 \Omega$ . (Hieraus erhält man nach Gleichung (2.6) für die Steilheit den Wert  $g \approx 320 \text{ mS}$ .) Andererseits geht aus dem oben angegebenen Arbeitspunkt die Forderung  $R_L \approx 5 \text{ V}/350 \text{ mA} \approx 14 \Omega$  hervor. Letzterer Wert ist näherungsweise mit Hilfe eines Leitungstransformators mit dem Transformationsverhältnis  $50 \Omega : 12.5 \Omega$  realisierbar, weshalb  $R_L = 12.5 \Omega$  festgelegt wird.

Die Impedanz  $R_Q$  muss nun so gewählt werden, dass sowohl Ein- als auch Ausgang möglichst gut angepasst sind. Die Verläufe in Bild 2.4 zeigen, dass dies für  $R_Q = 50 \Omega$  gut

erfüllt ist, da bei niedrigen Frequenzen  $G_{mv}$  und  $S_{21}$  nahezu übereinstimmen.

### Ein- und Ausgangsimpedanzen bei zunehmender Frequenz

Mit zunehmender Frequenz wächst der Einfluss der parasitären Blindelemente des Transistors. Die auf der Basis von S-Parametern berechneten Ein- und Ausgangsimpedanzen des gegengekoppelten *CLY5* bei  $R_2 = 0$  und unter Variation von  $R_1$  sind in Bild 2.5 dargestellt. Ohne Anpassmaßnahmen nimmt aufgrund der Fehlanpassung die Verstärkung  $S_{21}$  des gegengekoppelten Transistors ab obwohl  $G_{mv}$  zunimmt (Bild 2.4). Durch LC-Anpassnetzwerke können die Blindanteile der Ein- und Ausgangsimpedanzen teilweise kompensiert werden. In der Praxis ist die Wirksamkeit derartiger Anpassnetzwerke auf etwa 1... 2 Oktaven begrenzt [40]. Die Anpassung des gegengekoppelten *CLY5* mit LC-Netzwerken ist in Abschnitt 3.4 beschrieben.

### Induktivität im Gegenkopplungsweig

Es kann nicht ganz verhindert werden, dass der Gegenkopplungsweig induktive Anteile enthält. Leistungstransistoren sind gewöhnlich auf einem metallischen, mit Source verbundenen Träger (*Flange*) angebracht, welcher zur Wärmeabfuhr dient. Die Gegenkopplung kann bei solchen Transistoren nur um das Flange herum (Bild 2.6 a), oder über das Transistorgehäuse hinüber (bzw. seitlich daran vorbei) geführt werden (Bild 2.6 b). Im ersteren Fall lässt sich die Gegenkopplung als Leitung mit niedrigem oder mittlerem Wellenwiderstand ausführen. Im zweiten Fall entsteht eine Leitung mit ungenau festgelegtem Massebezug und hohem Wellenwiderstand. Aufgrund der folgenden Untersuchung sowie aus aufbautechnischen Gesichtspunkten, wird man der Konfiguration in Bild a den Vorzug geben.

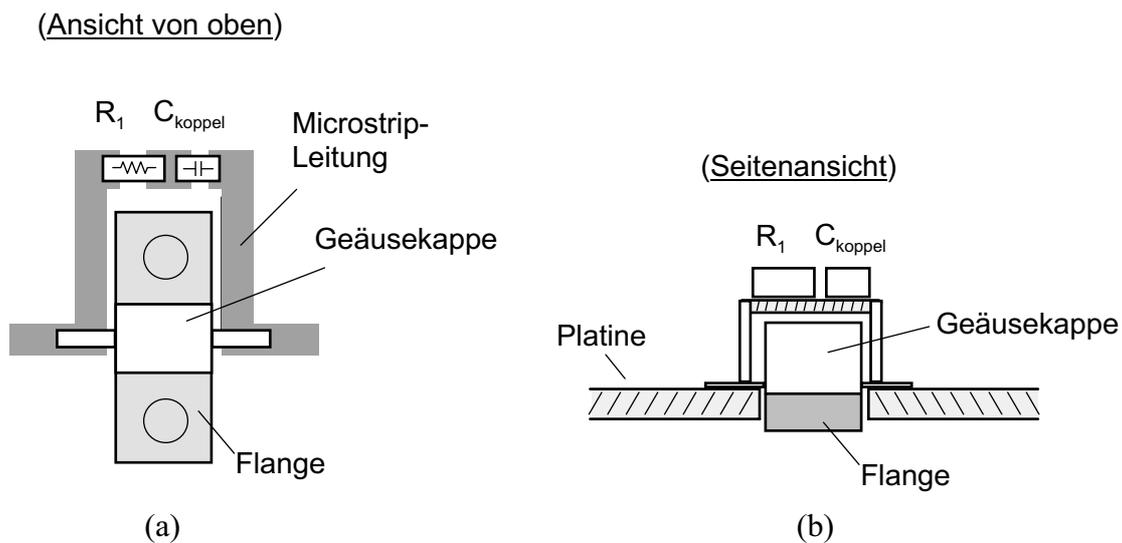


Abbildung 2.6: Montage des Rückkopplungsweiges; (a) um das Flange herum, (b) über den Transistor hinüber (nicht empfohlen).

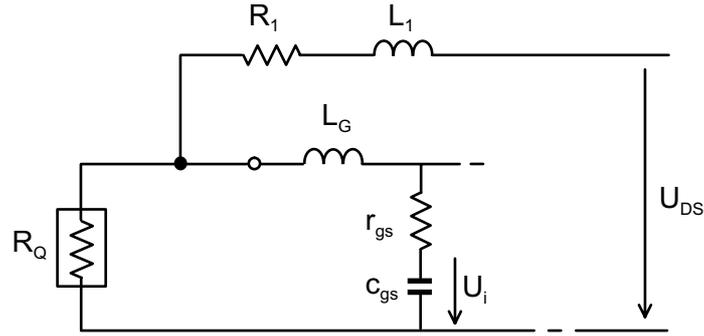


Abbildung 2.7: Gegenkopplungsnetzwerk, bestehend aus dem der äußeren Rückkopplung, dem Innenwiderstand der Signalquelle, und den parasitären Elementen des Transistors.

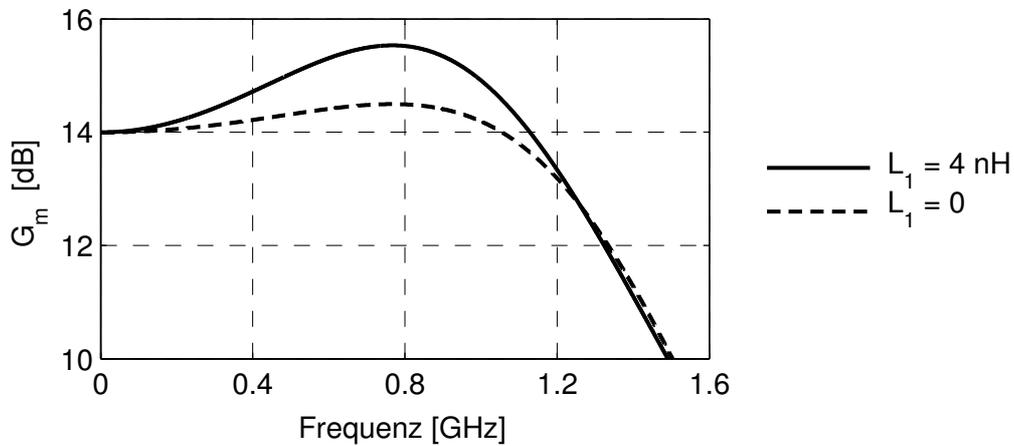


Abbildung 2.8:  $G_{mv}$  des nach Bild 2.2 mit  $R_1 = 60 \Omega$  und  $R_2 = 0$  gegengekoppelten Leistungs-MOSFET *LP801*, mit und ohne zusätzliche Induktivität  $L_1$ .

In beiden in Bild 2.6 dargestellten Fällen entsteht eine Phasendrehung zwischen dem Ein- und dem Ausgang des gegenkoppelnden Netzwerks. Sie ergibt sich aus der Länge und dem Wellenwiderstand der rückkoppelnden Leitung sowie aus parasitären Elementen der beteiligten Bauteile. In Bild 2.7 ist eine Ersatzschaltung des rückkoppelnden Spannungsteilers dargestellt. Sie besteht aus dem äußeren Rückkopplungszweig, dem Innenwiderstand der Signalquelle und dem Transistoreingang. Die induktiven Anteile des Rückkopplungszweiges sind durch  $L_1$  berücksichtigt. Soll eine Konfiguration nach Bild 2.6 a betrachtet werden, so ist  $L_1$  durch eine Leitung zu ersetzen. In jedem Fall wird mit zunehmender Frequenz die Phasendifferenz zwischen  $U_{DS}$  und  $U_i$  wachsen. Die gegenkoppelnde Wirkung nimmt dabei ab und geht ab einer Phasendrehung von  $-270^\circ$  sogar in Mitkopplung über. In letzterem Fall entsteht eine Überhöhung der Verstärkung.

Die Induktivität im Rückkopplungszweig macht sich vor allem bei niedrigen Werten von  $R_1$  bemerkbar. In Bild 2.8 ist die anhand von S-Parameter-Daten berechnete, maximale verfügbare Leistungsverstärkung  $G_{mv}$  des mit  $60 \Omega$  gegengekoppelten Leistungs-

MOSFET *LP801* (Polyfet) [39] dargestellt. Ein Induktivitätswert von  $L_1 = 4 \text{ nH}$  im Gegenkopplungszweig bewirkt eine Überhöhung von  $G_{mv}$  um etwa 1 dB. Nahezu die gleichen Verläufe erhält man, wenn man  $L_1$  durch eine Leitung mit  $Z_L = 50 \Omega$  und der Länge  $= 2 \times 12 \text{ mm}$ , oder mit  $Z_L = 25 \Omega$  und der Länge  $= 2 \times 23 \text{ mm}$  ersetzt.

Auch ohne zusätzliche Induktivität  $L_1$  berechnet man mit  $R_1 = 60 \Omega$  eine leichte Verstärkungsüberhöhung bei hohen Frequenzen. Diese wird durch die Phasendrehung aufgrund der parasitären Elemente des Transistors hervorgerufen.

## 2.2 Ein zweistufiger MOSFET-Verstärker

Bei einem zweistufigen Verstärker kann der Frequenzgang durch ein zwischen den Stufen liegendes Netzwerk beeinflusst werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass zwischen den Verstärkerstufen, anders als am Verstärker-Ein- und -Ausgang, Fehlanpassung herrschen darf. Im einfachsten Fall kann das Zwischenstufen-Netzwerk aus einer Verbindungsleitung bestehen. Der Frequenzgang des Zwischenstufen-Netzwerks kann nicht isoliert betrachtet werden; er ist das Ergebnis der Ausgangsimpedanz der Eingangsstufe, des Zwischenstufen-Netzwerks und der Eingangsimpedanz der Ausgangsstufe.

Es wird der Frequenzgang des in Bild 2.9 dargestellten, zweistufigen Leistungsverstärkers untersucht. Die Eingangsstufe ist im Bild als Treiber-, die Ausgangsstufe als Endstufe bezeichnet. Der Transistor der Treiberstufe ist der VDMOS-FET *F2001* (Polyfet) [38]. Der Transistor der Endstufe ist der schon in Abschnitt 2.1 untersuchte LDMOS-FET

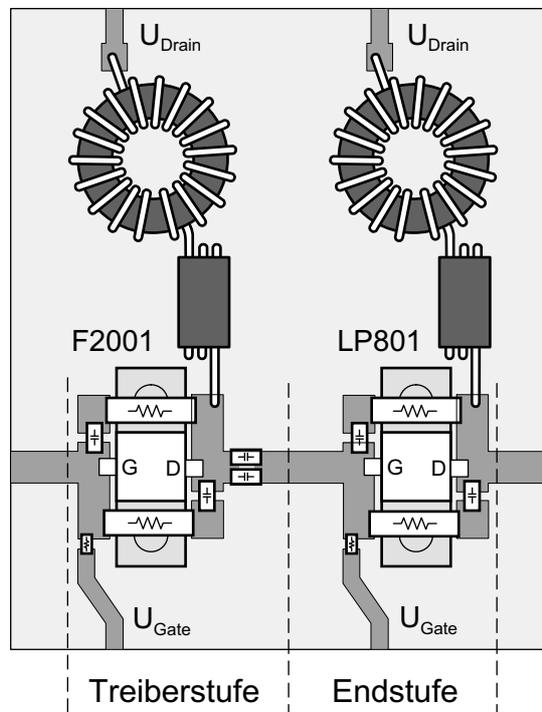


Abbildung 2.9: Zweistufiger MOS-Leistungsverstärker.

LP801. Beide Transistoren sind mit  $60\ \Omega$  spannungsgegengekoppelt. Die Gegenkopplung ist jeweils auf zwei Zweige (zu beiden Seiten des Transistors) aufgeteilt, zum einen um die Induktivität gering zu halten und zum anderen um die in den Gegenkopplungswiderständen umgesetzte Verlustleistung (die bei dieser Endstufe Werte bis zu 1 W annimmt) zu verteilen. Die Gegenkopplungswiderstände sind seitlich neben der Gehäusekappe, über dem Transistor-Flange angebracht. (Elektrisch ähnelt diese Gegenkopplungsführung der in Bild 2.6 b dargestellten.) Die Gatespannungszuführung ist durch Widerstände von ca.  $1\ \text{k}\Omega$ , die Drainstromzuführung mit Hilfe selbst gewickelter Ferritdrosseln realisiert.

Die beiden Stufen wurden zunächst jede für sich aufgebaut und mitsamt der Gatespannungs- und Drainstromzuführung mit dem Netzwerkanalysator gemessen. Anhand dieser Messungen wurde die für einen flachen Frequenzgang optimale Länge der Verbindungsleitung zwischen den Transistoren mit dem Schaltungssimulator ermittelt.

### 2.2.1 Analyse des Frequenzgangs

Für die folgend durchgeführte Analyse des Frequenzgangs des zweistufigen Verstärkers werden die Begriffe der Übertragungsleistungsverstärkung  $G_{\ddot{U}}$ , der Leistungsverstärkung  $G$ , der verfügbaren Leistungsverstärkung  $G_v$  und der maximalen verfügbaren Leistungsverstärkung  $G_{mv}$  in Übereinstimmung mit den gemeinhin üblichen Definitionen verwendet. Diese sollen anhand der in Bild 2.10 dargestellten Zweitorübertragung kurz wiederholt werden. Gleichungen zur Berechnung dieser Größen aus Zweitor-S-Parametern können z.B. [13] entnommen werden.

Die Übertragungsleistungsverstärkung  $G_{\ddot{U}}$  ist das Verhältnis der in der Last umgesetzten Leistung zur verfügbaren Leistung der Quelle. Sie hängt von den Impedanzen  $Z_Q$  und  $Z_L$  und von den Parametern des Zweitors ab und beschreibt in also die Zusammenschaltung aus Quelle, Zweitor und Last. Sind für das Zweitor S-Parameter mit  $Z_Q$  und  $Z_L$  als Bezugsimpedanzen für Tor 1 und 2 gegeben, so ist  $G_{\ddot{U}} = S_{21}S_{21}^*$ .

Die Leistungsverstärkung  $G$  ist von der Quelle unabhängig und beschreibt die Zusammenschaltung aus Zweitor und Last. Sie ist als das Verhältnis der von der Quelle an das Zweitor abgegebenen Leistung zu der von der Last aufgenommenen Leistung definiert und hängt nur von der Impedanz  $Z_L$  und von den Parametern des Zweitors ab.

Die verfügbare Leistungsverstärkung  $G_v$  ist von der Last unabhängig und beschreibt die Zusammenschaltung aus Quelle und Zweitor. Sie ist als das Verhältnis der verfügbaren

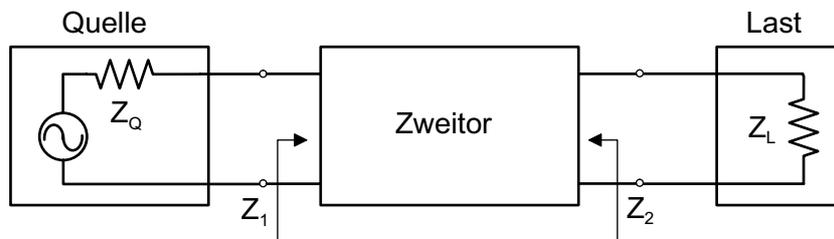


Abbildung 2.10: Darstellung einer Zweitorübertragung.

Leistung der Quelle zur verfügbaren Leistung am Ausgang des Zweitores definiert und hängt nur von der Impedanz  $Z_Q$  und von den Parametern des Zweitores ab.

Die maximale verfügbare Leistungsverstärkung  $G_{mv}$  beschreibt nur das Zweitor allein. Sie ist als die Übertragungsleistungsverstärkung definiert, welche sich bei beidseitiger Anpassung, also für  $Z_Q = Z_1^*$  und  $Z_L = Z_2^*$  ergibt.

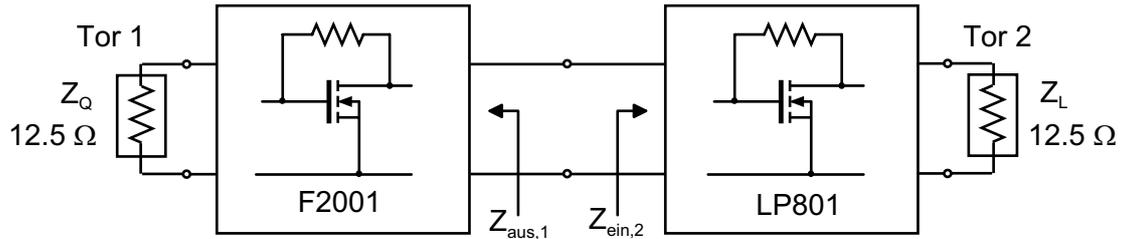


Abbildung 2.11: Blockschaltbild des zweistufigen MOS-Leistungsverstärker in Bild 2.9.

Der Analyse des Frequenzgangs des zweistufigen Verstärkers wird das in Bild 2.11 dargestellte Blockschaltbild zugrunde gelegt. Die Verbindungsleitung zwischen den beiden Verstärkerstufen wird diesen zu etwa gleichen Teilen zugerechnet. Die gestrichelten Linien in Bild 2.9 zeigen die Bezugsebenen an.

Der Verstärker wird in einer Impedanzumgebung von  $12,5 \Omega$  untersucht. Ausgangsseitig ist ein Impedanzwert dieser Größenordnung notwendig, um die gewünschte Ausgangsleistung der Endstufe zu erhalten, ohne die Drain-Source-Durchbruchspannung zu überschreiten. Eingangsseitig erweisen sich  $12,5 \Omega$  zur Erzielung eines konstanten Frequenzgangs und einer geringen Torreflektionen als geeignet. Der Wert  $12,5 \Omega$  kann aus  $50 \Omega$  mit Hilfe von  $4:1$ -Leitungstransformatoren breitbandig realisiert werden.

Die Gesamt-Übertragungsleistungsverstärkung  $G_{\ddot{u},ges}$  des wie in Bild 2.11 dargestellt betriebenen, zweistufigen Verstärkers ist gemäß

$$G_{\ddot{u},ges} = G_{\ddot{u},1} \cdot G_{\ddot{u},2} \quad (2.10)$$

als das Produkt der Übertragungsleistungsverstärkungen der beiden hintereinander geschalteten Stufen gegeben, wobei bei der Berechnung von  $G_{\ddot{u},1}$  und  $G_{\ddot{u},2}$  die Ein- und Ausgangsimpedanzen  $Z_Q$  und  $Z_{ein,2}$  bzw.  $Z_{aus,1}$  und  $Z_L$  zugrunde zu legen sind.

Zur weiteren Analyse der Gesamt-Übertragungsleistungsverstärkung wird die (Fehl-)Anpassung zwischen den beiden Stufen betrachtet, welcher die Übertragungsleistungsverstärkung

$$G_{\ddot{u},12} = \left( 1 - \left| \frac{Z_{ein,2} - Z_{aus,1}}{Z_{ein,2} + Z_{aus,1}} \right|^2 \right) \quad (2.11)$$

zugerechnet werden kann. Mit dieser kann für die Gesamt-

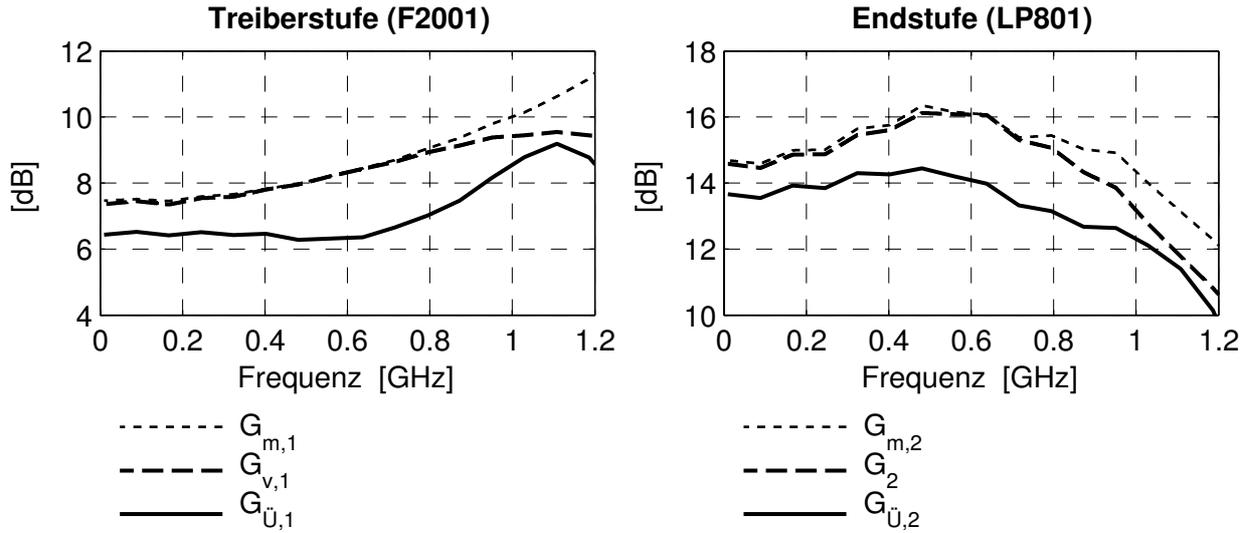


Abbildung 2.12: Verstärkungen der Treiber- und Endstufe (aus Messwerten).

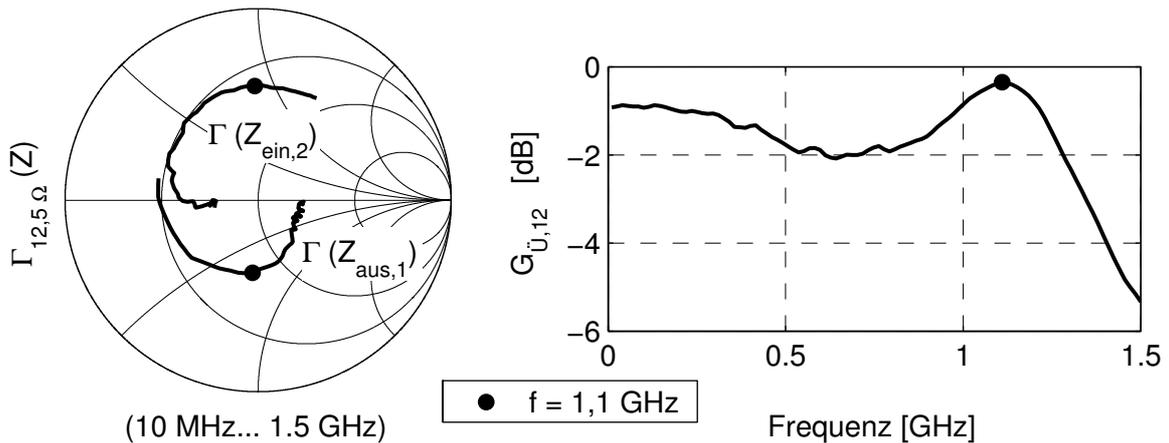


Abbildung 2.13: Fehlanpassung zwischen Treiber- und Endstufe. Links sind die Ausgangsimpedanz der Treiberstufe und die Eingansimpedanz der nachfolgenden Verstärkerstufe dargestellt, rechts der daraus resultierende Verlauf der Übertragungsleistungsverstärkung  $G_{\ddot{U},12}$ .

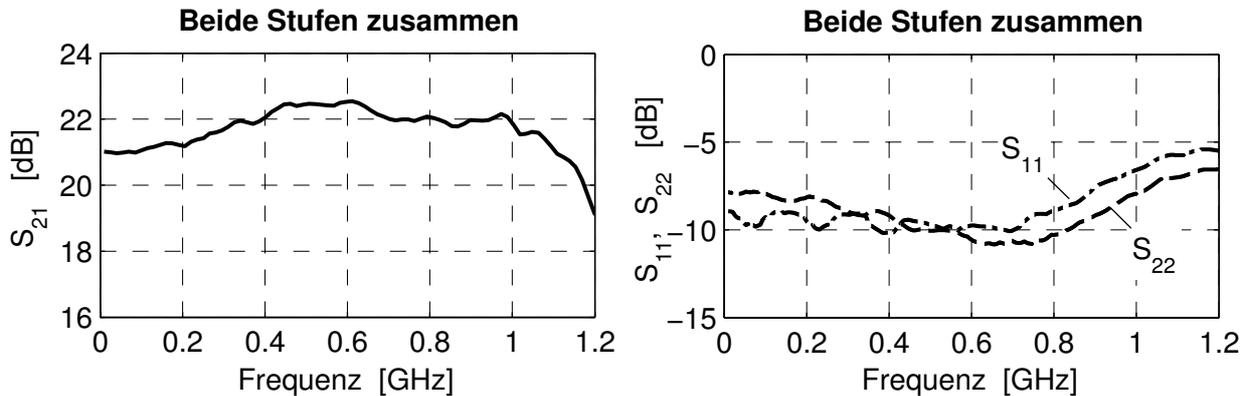


Abbildung 2.14: Gemessene Verstärkung und Torreflektion des zweistufigen Verstärkers.

Übertragungsleistungsverstärkung

$$G_{\ddot{U},\text{ges}} = G_{v,1} \cdot G_{\ddot{U},12} \cdot G_2. \quad (2.12)$$

geschrieben werden, wobei  $G_{v,1}$  die verfügbare Leistungsverstärkung der Treiberstufe bei Beschaltung ihres Eingangstors mit  $Z_Q = 12,5 \Omega$  ist, und  $G_2$  die Leistungsverstärkung der Endstufe bei Beschaltung ihres Ausgangstors mit  $Z_L = 12,5 \Omega$ .

Bild 2.12 zeigt die aus Messwerten berechneten  $G_m$ -,  $G_v$ - bzw.  $G$ -, und  $G_{\ddot{U}}$ -Verläufe der beiden Verstärkerstufen. Vergleicht man die  $G_m$ - und  $G_v$ - bzw.  $G$ -Verläufe, so findet man, dass die Wahl der Umgebungsimpedanz von  $12,5 \Omega$  günstig ist, da die Kurven erst bei hohen Frequenzen auseinander laufen. Der  $G_v$ -Verlauf der Treiberstufe zeigt im betrachteten Frequenzbereich einen leichten Anstieg. Der  $G$ -Verlauf der Endstufe nimmt bei etwa 600 MHz ein Maximum an und fällt dann stark ab.

Die Überhöhung im  $G$ -Verlauf der Endstufe bei 600 MHz sowie der starke Abfall zu höheren Frequenzen hin werden durch die frequenzabhängige Fehlanpassung zwischen den beiden Stufen kompensiert. Dies zeigt sich bereits an den in Bild 2.12 ebenfalls eingetragenen  $G_{\ddot{U}}$ -Verläufen, welche im Bereich um 600 MHz von  $G_v$  bzw.  $G$  erheblich abweichen, zu höheren Frequenzen hin sich jedoch wieder an  $G_{\ddot{U}}$  und  $G_v$  bzw.  $G$  annähern. Die durch  $G_{\ddot{U},12}$  gegebene (Fehl-)Anpassung zwischen den beiden Stufen ist im kartesischen Diagramm in Bild 2.13 dargestellt. Das Smithdiagramm zeigt die aus den Impedanzen  $Z_{\text{aus},1}$  und  $Z_{\text{ein},2}$  bei einer Bezugsimpedanz von  $12,5 \Omega$  berechneten Reflektionsfaktoren  $\Gamma_{12,5\Omega}(Z_{\text{aus},1})$  und  $\Gamma_{12,5\Omega}(Z_{\text{ein},2})$ . Im Bereich um 600 MHz, bei dem das Maximum der Leistungsverstärkung der Endstufe liegt, nimmt  $G_{\ddot{U},12}$  ein Minimum an. Am Rand des Frequenzbands, bei  $f \approx 1,1$  GHz, sind  $Z_{\text{aus},1}$  und  $Z_{\text{ein},2}$  näherungsweise konjugiert komplex zueinander und  $G_{\ddot{U},12}$  nimmt sein Maximum an.

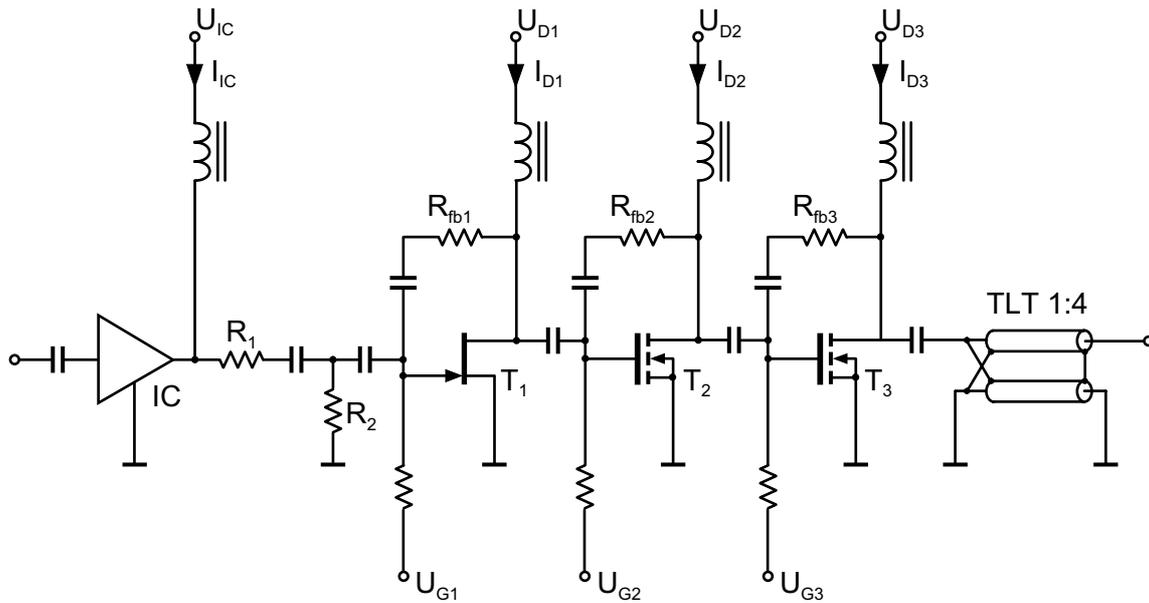
In Bild 2.14 sind Verstärkung und Torreflektion des gesamten Verstärkers dargestellt. Der Frequenzgang ist weitgehend konstant. Ab etwa 800 MHz nehmen sowohl am Eingang als auch am Ausgang die Torreflektionen deutlich zu. Durch Hinzufügen von LC-Anpassgliedern könnten diese vermindert werden, wobei gleichzeitig die Verstärkung bei hohen Frequenzen etwas zunähme. (Eine Verbesserung der Anpassung von  $-7$  dB auf  $-10$  dB entspricht einer Erhöhung der Verstärkung um etwa  $0,5$  dB.)

## 2.3 Ein Verstärkermodul mit MOSFET-Endstufe

Unter Verwendung der bis hierher beschriebenen Verstärkerstufen wurde ein Verstärkermodul aufgebaut. Es handelt sich dabei um einen eigenständigen, in ein Aluminiumgehäuse eingebauten Verstärker, welcher Schaltungen für eine geregelte Versorgung der Transistoren sowie Schutzschaltungen gegen Überhitzung und falsch angelegte Versorgungsspannung enthält. Es wird eine DC-Versorgungsspannung benötigt und es muss für eine geeignete Kühlung gesorgt werden.

Die wichtigsten Eigenschaften des Verstärkermoduls sind:

- Klasse A Eintakt-MOSFET-Endstufe
- Frequenzbereich ( $BW_{0,5\text{ dB}}$ ):  $0,5 - 1100$  MHz
- Verstärkung:  $40,5$  dB ( $\pm 0,5$  dB)



IC: SGA4186	T <sub>1</sub> : CLY5	T <sub>2</sub> : F2001	T <sub>3</sub> : LP801
R <sub>1</sub> = 10 Ω	R <sub>fb1</sub> = 180 Ω	R <sub>fb2</sub> = 60 Ω	R <sub>fb3</sub> = 60 Ω
R <sub>2</sub> = 240 Ω	U <sub>D1</sub> = 5 V	U <sub>D2</sub> = 21,5 V	U <sub>D3</sub> = 23 V
U <sub>IC</sub> = 5 V	I <sub>D1</sub> = 200 mA	I <sub>D2</sub> = 350 mA	I <sub>D3</sub> = 1,3 A
I <sub>IC</sub> = 150 mA	U <sub>G1</sub> ≈ -2 V	U <sub>G2</sub> ≈ 6 V	U <sub>G3</sub> ≈ 6 V

Abbildung 2.15: Schaltbild des Verstärkermoduls (nur HF-Teil).

- 1 dB-Kompressionspunkt:  $\geq 37,5$  dBm
- Intermodulationspunkt  $IP_3$ :  $\geq 45$  dBm
- Versorgungsspannung: 32 V DC (2 A)

### Schaltung

Das Schaltbild des HF-Teils des Verstärkers ist in Bild 2.15 dargestellt. Als Eingangsstufe dient der MMIC-Verstärker *SGA 4186* (Stanford Microdevices). Seine Verstärkung beträgt etwa 10 dB, seine maximale Ausgangsleistung 26 dBm und seine Rauschzahl 4,2 dB. Die nächste Stufe bildet der in Abschnitt 2.1 ausführlich betrachtete GaAs-FET *CLY5* mit Spannungsgegenkopplung. Der Eingangswiderstand der *CLY5*-Stufe ist (bei niedrigen Frequenzen) etwa  $50 \Omega$ , der Ausgangswiderstand etwa  $12,5 \Omega$ . Auf eine Beschaltung der *CLY5*-Stufe mit LC-Anpassgliedern, wie sie in Abschnitt 3.4 beschrieben wird, wurde verzichtet. Stattdessen wurde zwischen den Ausgang des MMIC-Verstärkers und den Eingang der *CLY5*-Stufe das Dämpfungsglied  $R_1/R_2$  gelegt. Dieses dämpft Reflexionen an dem schlecht angepassten Eingang der *CLY5*-Stufe, was wegen der starken Rückwirkung des MMIC-Verstärkers notwendig ist; außerdem wird die Verstärkung der Gesamtschaltung, die etwas über dem geforderten Wert von 40 dB liegt, reduziert. Aus den in Bild 2.15

dargestellten Werten für  $R_1$  und  $R_2$  erhält man für das Dämpfungsglied die Eingangsimpedanz  $50\ \Omega$ , die Ausgangsimpedanz  $48\ \Omega$  und die Dämpfung  $1,8\ \text{dB}$ .

Der niederohmige Ausgang der *CLY5*-Stufe liegt direkt am Eingang des in Abschnitt 2.2 beschriebenen, zweistufigen MOSFET-Leistungsverstärkers. Der niederohmige Ausgang der Endstufe (ca.  $12,5\ \Omega$ ) wird mit Hilfe eines Ferrit-Leitungstransformators auf  $50\ \Omega$  transformiert. (Da das Design dieses Leitungstransformators — obwohl bereits funktionsfähig — noch verbessert werden konnte, wird er hier nicht beschrieben; einen geeigneten Leitungstransformator findet man in Abschnitt 7.3.1.)

### Wahl der Arbeitspunkte

Die Arbeitspunkte der Transistoren wurden mit dem Ziel gewählt, einen möglichst hohen  $1\ \text{dB}$ -Kompressionspunkt zu erreichen. Hierbei ist, neben der Durchbruchspannung der Drain-Source-Strecke, die zulässige Verlustleistung der Transistoren der begrenzende Faktor; hierauf wird weiter unten näher eingegangen. Zur Ermittlung der optimalen Arbeitspunkte wurden dieselben variiert, und dabei jeweils die  $1\ \text{dB}$ -Kompressionspunkte über das gesamte Frequenzband gemessen. Die Ströme und Spannungen der einzelnen Verstärkerstufen sind in Bild 2.15 angegeben. Aus ihnen erhält man die Verlustleistungen  $P_v = 1\ \text{W}$  für den *CLY5*,  $P_v = 7,5\ \text{W}$  für den *F2001* und  $P_v = 30,5\ \text{W}$  für den *LP801*.

Der  $1\ \text{dB}$ -Kompressionspunkt ist frequenzabhängig. Dies kann durch eine vereinfachte, von einem linearen Transistorersatzschaltbild ausgehende Betrachtung anschaulich gemacht werden. In dem in Bild 2.16 a dargestellten Ersatzschaltbild des Ausgangs der Endstufe ist der Transistorausgang (Drain) durch eine gesteuerte Stromquelle, die Drain-

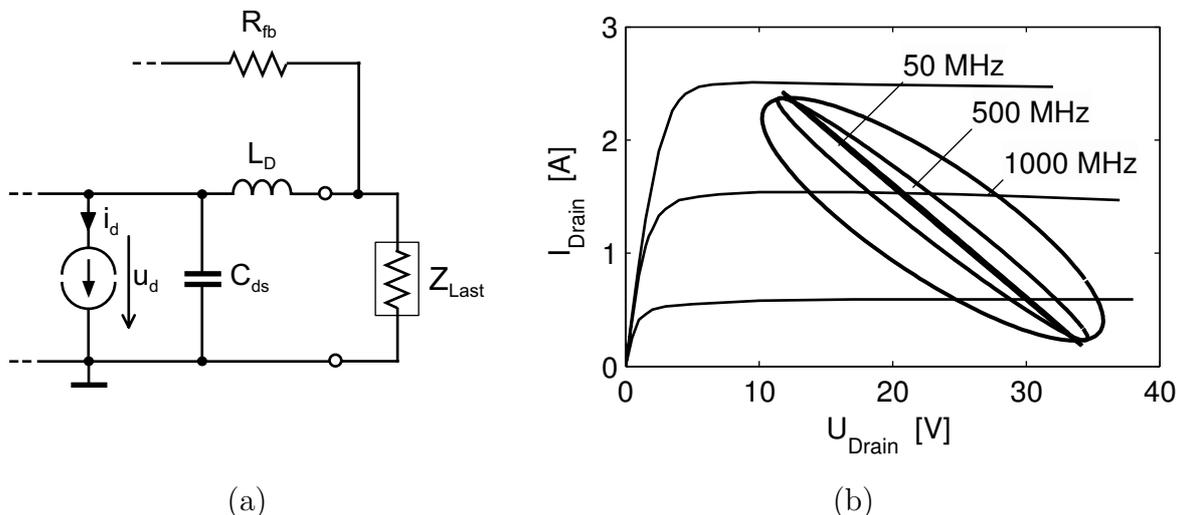


Abbildung 2.16: Vereinfachte Großsignalbetrachtung; (a) Kleinsignal-Ersatzschaltbild (dargestellt ist der Übersichtlichkeit halber nur der Verstärkerendstufen-Ausgang), (b) Auf Grundlage von Bild a berechnete Ortskurven ( $u_d, i_d$ ) im UI-Ausgangskennlinienfeld des Endstufen-transistors.

Source-Kapazität und eine Zuleitungsinduktivität repräsentiert. Es werden der Strom  $i_d$  und die Spannung  $u_d$  der gesteuerten Stromquelle betrachtet. Wird  $i_d$  negativ oder wird  $u_d$  kleiner als die Sättigungsspannung, so hat man den Gültigkeitsbereich des Stromquellenmodells und damit auch den Aussteuerungsbereich des Transistors verlassen.

Zur grafischen Darstellung kann die Ortskurve der  $(u_d, i_d)$ -Paare in das Kennlinienfeld des Transistors eingetragen werden. Bild 2.16 b zeigt  $(u_d, i_d)$ -Ortskurven für den Endstufentransistor *LP801*, welche nach Bild 2.16 a für unterschiedlichen Frequenzen und einer Ausgangsleistung von jeweils 37 dBm berechnet wurden. Bei 50 MHz liegt die Ortskurve nahezu auf einer Geraden. Aufgrund der Drain-Source-Kapazität weitet sich die Ortskurve bei höheren Frequenzen zu einer Ellipse auf. Man erkennt eine leichte Drehung der Ellipsen-Mittelachse mit zunehmender Frequenz. Beide Effekte bewirken, dass mit zunehmender Frequenz die  $(u_d, i_d)$ -Ortskurven immer weiter in nichtlineare Gebiete des Transistor-Kennlinienfelds geraten. In Übereinstimmung hiermit findet man in Bild 2.19 mit zunehmender Frequenz ein Abnehmen der maximalen Ausgangsleistung des Verstärkers.

### FET-Vorspannungserzeugung und Arbeitspunktstabilisierung

Die Ruhestrome der Transistoren werden durch Anlegen der Gatespannung eingestellt. Der jeweils benötigte Spannungswert muss abgeglichen werden, da hier trotz Verwendung ein und desselben Transistortyps erhebliche Schwankungen auftreten können. Ein Maß hierfür ist die Streuung der Schwellenspannung.

Die Gate-Vorspannungen der Transistoren werden mit Hilfe einer nach dem in Bild 2.17 dargestellten Prinzip arbeitenden Regelschaltung eingestellt. In dieser Schaltung erzeugt der Drainstrom über dem Widerstand  $R_1$  einen Spannungsabfall, welcher mit Hilfe eines Operationsverstärkers mit dem am Spannungsteiler  $R_2/R_3/R_4$  voreingestellten Wert verglichen wird. Der Operationsverstärker ist zur Vermeidung von Schwingungen als Tiefpass (Integrierer) geschaltet. Der Spannungsteiler  $R_5/R_6$  reduziert den Ausgangsspannungsbereich des Operationsverstärkers auf den zur Stromregelung durch den FET notwendigen Spannungsbereich.

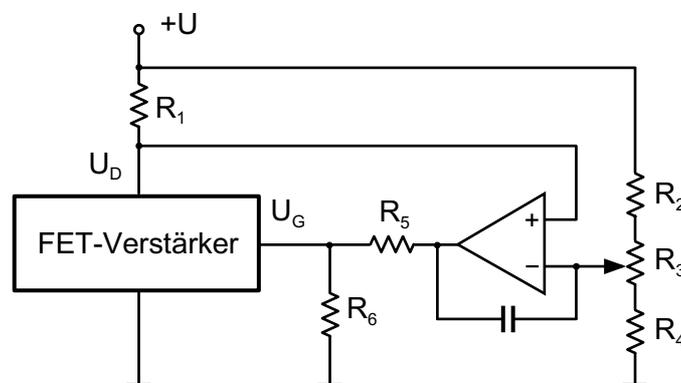


Abbildung 2.17: Regelschaltung zur Einstellung der Gate-Vorspannung (nach [10]).

Der GaAs-MESFET *CLY5* benötigt eine negative Vorspannung. Diese wird mit einem IC erzeugt (nicht abgebildet). Da der MESFET selbstleitend ist, muss beim Einschalten des Verstärkers der Drainstrom begrenzt werden, bis sich die Vorspannung am Gate aufgebaut hat. Die Strombegrenzung wird von einem zur Erzeugung einer niedrigen Drainspannung ohnehin notwendigen Spannungsregel-IC übernommen (nicht abgebildet).

Die Schaltungen zur Vorspannungsregelung in dem Verstärkermodul sind ausführlich in der Studienarbeit von Michael Margraf [30] beschrieben.

### Wärmeabfuhr; mechanischer Aufbau

Die Ausgangsleistung des Verstärkers ist hauptsächlich durch die maximal zulässige Verlustleistung der Transistoren begrenzt. Durch Änderung der Arbeitspunkte kann die Ausgangsleistung des Verstärkermoduls von 37 dBm auf 40 dB erhöht werden, ohne dass die Transistoren sofort Schaden nehmen. Es nehmen jedoch die Verlustleistung und damit auch die Kanaltemperatur in den Transistoren zu, wodurch die zu erwartende Lebensdauer und damit die Zuverlässigkeit des Verstärkers abnehmen. Laut [40] sollte die Kanaltemperatur der verwendeten MOSFETs im Dauerbetrieb eine Temperatur von 150°C nicht überschreiten. Ist, wie beispielsweise in militärischen Anwendungen, eine besonders hohe Zuverlässigkeit gefordert, wird ein Maximalwert von 125°C empfohlen.

Bestimmend für die Kanaltemperatur sind neben der Verlustleistung die Außentemperatur bzw. die Temperatur der Wärmesenke und die Summe der thermischen Widerstände. Im Fall des Verstärkermoduls wird als Wärmesenke die Außenseite des Gehäuses angenommen. Bei vergleichbaren kommerziellen Verstärkermodulen wird typischer Weise eine zulässige Maximaltemperatur von 40°C gefordert. Mit diesem Wert, und der Kanaltemperatur von 150°C erhält man ein maximal erlaubtes Temperaturgefälle von 110 K. Im Fall des Endstufentransistors *LP801* mit  $P_v = 30 \text{ W}$  berechnet man hieraus, dass die Summe der thermischen Widerstände 3,7 K/W nicht überschreiten darf.

Der kritischste Streckenabschnitt bei der Wärmeabfuhr liegt zwischen dem Kanal und dem Transistor-Flange. Für den Transistor *LP801* wird der thermische Widerstand zwi-

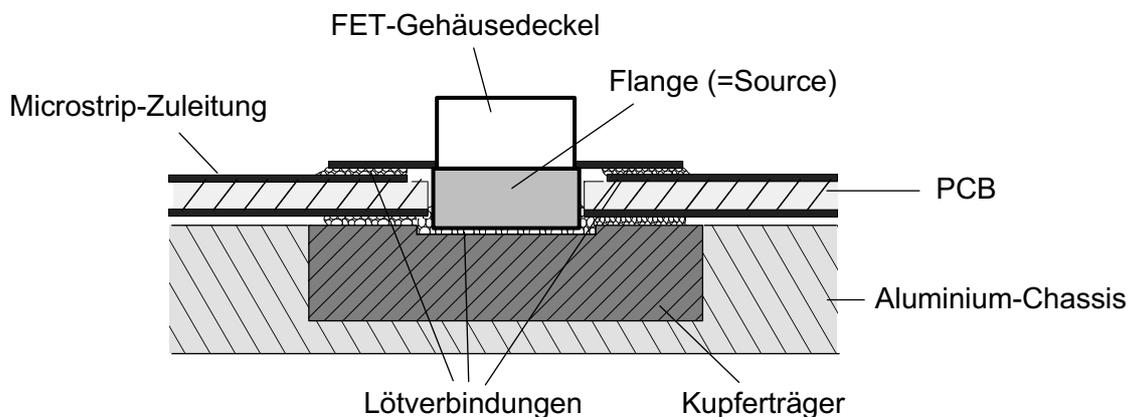


Abbildung 2.18: Montage von Platine und Leistungs-FETs (Querschnitt).

schen Kanal und Flange bei 25°C mit 2,4 K/W angegeben. Dieser Wert steigt jedoch mit der Temperatur  $T$  an; in erster Näherung [40] ist der Anstieg linear und genügt der Gleichung

$$R_{\text{th}} = R_{\text{th}, 25^\circ\text{C}} \cdot (1 + 0,006 \cdot (T - 25 \text{ K})). \quad (2.13)$$

Rechnet man bei Betrieb des Verstärkers mit einer mittleren Temperatur der Kanal-Flange-Strecke von 80°C, so erhält man für den *LP801* den Wert  $R_{\text{th}} \approx 3,2 \text{ K/W}$ . Bei 30 W Verlustleistung entsteht ein Temperaturgefälle von etwa 96°K. (Bei dem kleineren Treiberstufen-Transistor *F2001* ist zwar die abzuführende Verlustleistung geringer, man erhält jedoch wegen der geringeren Transistorchipfläche höhere thermische Widerstandswerte und damit ein ähnlich großes Temperaturgefälle.)

Der Wärmewiderstand der Strecke durch das Flange hindurch und auf den Träger, auf welchem der Transistor montiert ist, wird für die Flangegröße des *LP801* mit etwa 0,1 K/W angegeben. Dies setzt eine gute mechanische Verbindung zum Träger voraus, wie sie durch Lötung oder Verschraubung auf eine fein gearbeitete Oberfläche (5... 10  $\mu\text{m}$ ) entsteht.

Es verbleibt die Strecke durch den Träger hindurch auf die Trägerunterseite. Bei der Ermittlung des hier entstehenden Temperaturgefälles kann die Analogie ausgenutzt werden, welche zwischen dem stationären thermischen Strömungsfeld und dem elektrostatischen Feld besteht. Mit der thermischen Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{th}}$  und der Verlustleistungsdichte  $p_v$  gilt nämlich

$$\text{div}(\sigma_{\text{th}} \text{ grad } T) = p_v. \quad (2.14)$$

Das Analogon zum thermischen Widerstand  $R_{\text{th}}$  ist die Kapazität  $C_{\text{el}}$ . Hat man  $C_{\text{el}}$  für eine Anordnung mit homogener Permittivität  $\varepsilon$  bestimmt, so kann man mittels der Umrechnungsvorschrift

$$\frac{R_{\text{th}}}{\left[\frac{\text{K}}{\text{W}}\right]} = \frac{\varepsilon / \left[\frac{\text{As}}{\text{Vm}}\right]}{C / \left[\frac{\text{As}}{\text{V}}\right] \cdot \sigma_{\text{th}} / \left[\frac{\text{W}}{\text{Km}}\right]} \quad (2.15)$$

den thermischen Widerstand  $R_{\text{th}}$  für die gleiche Geometrie bei Ausfüllung mit einem Medium mit  $\sigma_{\text{th}}$  berechnen.

Zur Bestimmung des thermischen Widerstands, der bei der Wärmeabfuhr durch einen Metallträger, auf welchem der Transistor angebracht ist (vgl. Bild 2.18), entsteht, wird ein Stück Streifenleitung betrachtet, welches sich auf einem Substrat mit hoher relativer Permittivität befindet. Das Stück Streifenleitung entspricht der Grundfläche des Transistor-Flanges. Das Substrat entspricht dem Metallträger. Die Wahl einer hohen Permittivität trägt dem Umstand Rechnung, dass die Wärmeleitfähigkeit des Metallträgers wesentlich höher ist, als die von Luft. Daher trägt der Luftraum kaum zum Wärmetransport bei, und Gleichung (2.15) gilt trotz inhomogener Materialverteilung näherungsweise.

Die Kapazität der beschriebenen Ersatzanordnung kann mit Hilfe von Leitungsrechnungsprogrammen ermittelt werden. Nach (2.15) berechnet man aus dieser den Wärmewiderstand. Mit den Maßen des *LP801*-Flanges (6,5 mm  $\times$  19 mm), einer Trägerdicke von 10 mm und der Wärmeleitfähigkeit von Kupfer (380 W/mK) erhält man einen thermischen Widerstandswert von 0,07 K/W. Für Aluminium (220 W/mK) erhöht sich dieser Wert auf das 1,7-fache, für Messing (111 W/mK) auf das 3,4-fache. Der Wärmewiderstand des Trägers ist demnach nicht zu vernachlässigen.

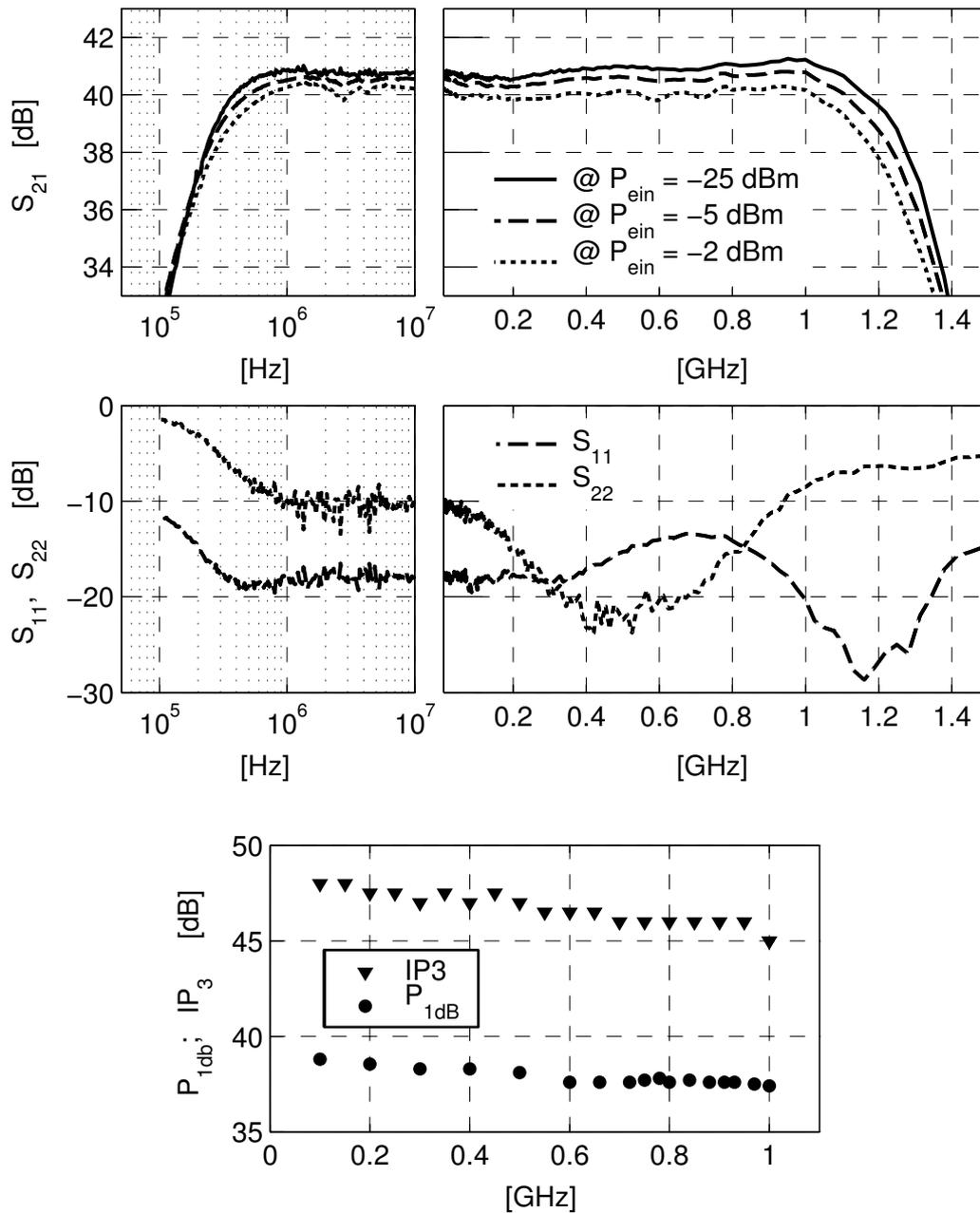


Abbildung 2.19: Gemessene Charakteristiken des Verstärkermoduls.

An dieser Stelle muss betont werden, dass die Vorstellung hintereinandergeschalteter thermischer Widerstände nur eine Näherung ist, da die Übergänge (z.B. Transistorchip auf Flange, Flange auf Träger etc.) in der Realität keine Flächen gleicher Temperatur darstellen.

Wegen seines geringen Gewichts und seiner guten thermischen Leitfähigkeit wurde Aluminium als Material für das Modulgehäuse gewählt. Aufgrund der nicht allzu hohen

Leistung der Endstufentransistoren spräche nichts gegen eine Montage der Transistoren direkt auf den Aluminiumkörper. Dennoch wurde ein Kupferträger zwischen Transistoren und Gehäuse angebracht. Hierdurch verringert sich zum einen der thermische Übergangswiderstand, wodurch sich die Lebensdauer der Transistoren erhöht. Zum anderen ermöglicht der Kupferträger, dass sowohl die Transistoren als auch die Verstärkerplatine eingelötet werden können. Durch das Einlöten der Platine wird eine gute Masseverbindung sichergestellt. Bei Verschraubungen können Aufwölbungen der Platine entstehen, welche die Masseverbindung zwischen Träger und Platine unterbrechen, und so zu erheblichen Umwegen in der Signalmasse führen können. Die Anordnung aus eingelötetem Transistor, Platine, Träger und Gehäuse ist in Bild 2.18 dargestellt.

### Messergebnisse

Die gemessenen Charakteristiken des Verstärkermoduls sind in Bild 2.19 dargestellt. (Simulationen des Verstärkermoduls in seiner Gesamtheit wurden nicht durchgeführt.) Zur Verdeutlichung der Leistungskompression wurde die Verstärkung bei unterschiedlichen Eingangspegeln gemessen. Die 1 dB-Kompressionspunkte (dargestellt im Graf unten) wurden mit einem Leistungsmessgerät gemessen. Die Ausgangsleistung des Verstärkers bei 1 dB-Kompression beträgt bei den meisten Frequenzen über 38 dBm, der kleinste gemessene Wert ist 37,5 dBm. Die Intermodulationspunkte dritter Ordnung liegen etwa 8 . . . 9 dB über den 1 dB-Kompressionspunkten. Schwankungen der Verstärkung bleiben unter 0,5 dB. Die 0,5 dB-Bandbreite ist etwa 0,5–1100 MHz; die 3 dB-Bandbreite ist etwa 0,2–1300 MHz. An den Rändern dieser Frequenzbänder nimmt allerdings die Ausgangsreflektion stark zu: bei Frequenzen unter 1 MHz und über 800 MHz wächst sie über  $-10$  dB. Die Reflektion am Eingang bleibt im gesamten Frequenzband deutlich unter  $-10$  dB; dies ist dem MMIC zu verdanken.

## 2.4 Gegentakt-Endstufe

Die Ausgangsleistung gehäuseter Mikrowellentransistoren liegt typischer Weise im Bereich von nur einigen Watt (vgl. Tabelle A.1 im Anhang A). Durch Zusammenschaltung mehrerer Transistoren kann deren Ausgangsleistung kombiniert, und dadurch eine höhere Gesamtleistung erzielt werden. Die Zusammenschaltung kann auf unterschiedlichen Ebenen erfolgen. Gehäuste Leistungstransistoren enthalten gewöhnlich mehrere parallel geschaltete Transistorfelder. Diese bestehen ihrerseits wiederum aus vielen parallelen Transistorfingern. In vielen Endstufen werden zwei (gewöhnlich gehäuste) Transistoren, entweder in Parallelschaltung oder seriell (gewöhnlich im Gegentakt-Betrieb) zusammenschaltet. Zur Erzielung sehr hoher Leistungen können mehrere, einzeln funktionsfähige Verstärkermodule mit Hilfe von Leistungskombinierern zusammenschaltet werden.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden keine durch Zusammenschaltung mehrerer Transistoren gebildeten Endstufen untersucht. Wegen ihrer großen Bedeutung, und da sie einen wichtigen Anwendungsfall für die weiter hinten betrachteten Leitungstransformatoren und -Symmetrierer darstellt, soll hier dennoch kurz die Gegentakt-Endstufe

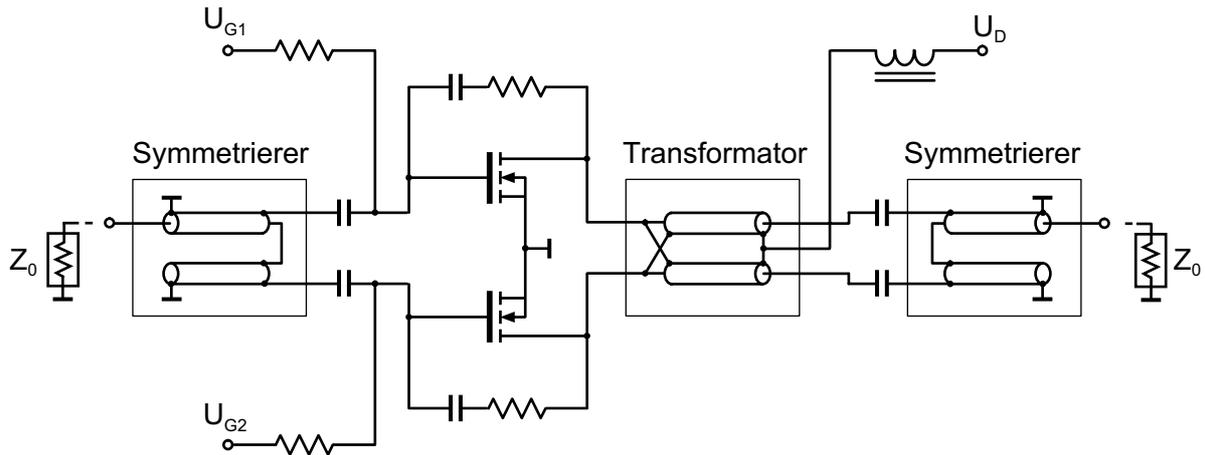


Abbildung 2.20: Gegentakt-Endstufe mit spannungsgegekoppelten MOSFETs (nach [36]).

beschrieben werden. Ausführlichere Beschreibungen von Endstufen aus zusammenschalteten Transistoren findet man unter anderem in [10].

Die Gegentakt-B- oder Push-Pull-Endstufe ist eine der wichtigsten Schaltungen zur seriellen Kombination zweier Transistoren. Obwohl beide Transistoren im B- oder AB-Betrieb arbeiten, entsteht bei der Zusammenschaltung ein weitgehend linearer Ausgang. Der Vorteil liegt in einer gegenüber dem A-Betrieb wesentlich verbesserten Effizienz.

Ein Beispiel einer Gegentakt-Endstufe ist in Bild 2.20 dargestellt. Die Schaltung enthält zwei MOSFETs, welche in Spannungsgegenkopplung betrieben werden. Um trotz Typenstreuung einen symmetrischen Betrieb einstellen zu können, sind getrennte Gate-spannungsanschlüsse vorgesehen. Die für den Gegentaktbetrieb notwendige symmetrische Ansteuerung der Transistoren wird durch den eingangsseitigen kompensierten Symmetrierer (vgl. Abschnitt 7.1.3) erzeugt; auf die Kompensationsleitung kann in vielen praktischen Fällen verzichtet werden. Da der Symmetrierer keine Impedanztransformation verursacht, liegt an jedem der beiden Transistoreingänge die halbe Systemimpedanz  $Z_0$ . Häufig werden zwischen dem eingangsseitigen Symmetrierer und den Transistoren zur Impedanztransformation ein symmetrischer Leitungstransformator (Abschnitt 7.1.1) oder zwei (unsymmetrische) Ruthroff-Transformatoren (Abschnitt 7.1.2) eingefügt (nicht abgebildet).

An die Ausgänge der Transistoren ist ein symmetrischer Leitungstransformator angeschlossen. Über diesen werden die Transistoren mit Strom versorgt. Ein kompensierter Symmetrierer verbindet den symmetrischen Ausgang des Leitungstransformators mit der unsymmetrischen Last. In Fällen ausreichender Symmetrierwirkung des Leitungstransformators kann der Symmetrierer auch weggelassen werden (vgl. Abschnitt 7.1.1).

# Kapitel 3

## LC-Anpassnetzwerke

Die bis hierher betrachteten Verstärker sind in ihrer Bandbreite nach oben durch die parasitären Blindelemente des Transistors beschränkt. Mit Hilfe von Anpassnetzwerken können diese teilweise kompensiert werden. Derartige Netzwerke können aus konzentrierten Elementen oder aus Leitungen bestehen.

Während in der theoretischen Beschreibung von Anpassnetzwerken Transformatoren in Form idealer Übertrager als existent angenommen werden, sollen diese in diesem Kapitel ausdrücklich ausgeklammert werden. Der Grund hierfür ist, dass Transformatoren bei Mikrowellenfrequenzen nur in wenigen, diskreten Übersetzungsverhältnissen realisierbar sind.

### 3.1 Das Anpassproblem

In Bild 3.1 ist die Aufgabe der Anpassung dargestellt. Eine Quelle ist über ein Anpassnetzwerk mit einer Last verbunden. Die Quellimpedanz  $Z_Q$  wird durch das Anpassnetzwerk in  $Z_2$  transformiert, die Lastimpedanz  $Z_L$  in  $Z_1$ .

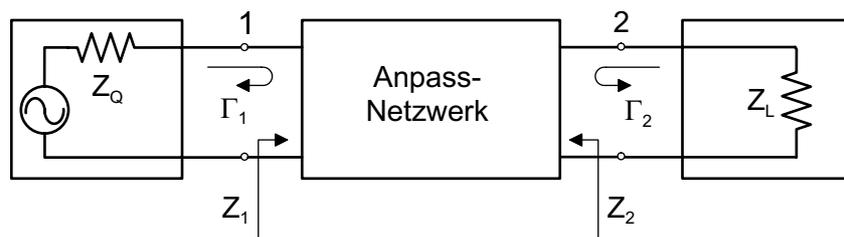


Abbildung 3.1: Das Anpassproblem in allgemeiner Form.

Für die Reflektionsfaktoren  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_2$  an den beiden Toren des Zweitors gelten die Beziehungen

$$\Gamma_1 = \frac{Z_1 - Z_Q^*}{Z_1 + Z_Q} \quad (3.1)$$

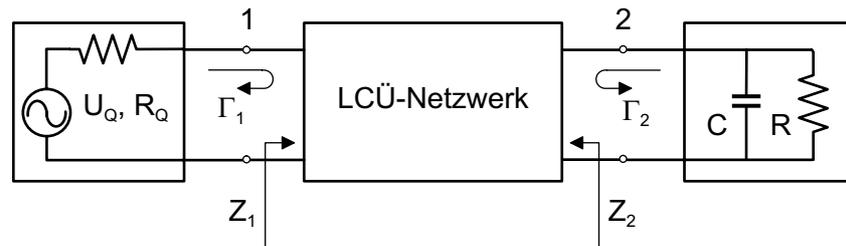


Abbildung 3.2: Das von Bode und Fano behandelte RC-Anpassproblem.

und

$$\Gamma_2 = \frac{Z_2 - Z_L^*}{Z_2 + Z_L}. \quad (3.2)$$

Für den Fall eines verlustlosen Zweitors sind die Beträge der Reflektionsfaktoren  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_2$  gleich. Für die Übertragungsleistungsverstärkung  $G_{\ddot{U}}$  der Anordnung gilt dann

$$G_{\ddot{U}} = 1 - |\Gamma_1|^2 = 1 - |\Gamma_2|^2. \quad (3.3)$$

Es gilt, ein verlustloses Zweitor zu finden, mit dem die größtmögliche Übertragungsleistungsverstärkung bzw. kleinstmögliche Reflektion in einem möglichst großen Frequenzbereich erzielt wird. Das Problem wird in Abhängigkeit von der Art der Quell- und Lastimpedanz unterschiedlich bezeichnet. Enthalten sowohl Quell- als auch Lastimpedanz Blindanteile, so spricht man vom zweiseitigen, enthält nur eine der Impedanzen Blindanteile, vom einseitigen Anpassproblem. Sind beide Impedanzen reell, so spricht man bei unterschiedlichen Impedanzwerten von einem Impedanzanpassungs-, und bei gleichen Impedanzwerten von einem Filterproblem [14]. Die folgenden Betrachtungen betreffen das einseitige Anpassproblem.

## 3.2 Bandbreite-Begrenzung

Die Bandbreite, welche mit Anpassnetzwerken erzielbar ist, ist Beschränkungen unterworfen. Diese Beschränkungen werden in den Theorien von Bode [6], Fano [11] und Youla [51] betrachtet. Die Theorien beruhen auf der Beschreibung der anzupassenden Impedanzen mit Hilfe von gebrochen rationalen Funktionen. Die betrachteten anzupassenden Impedanzen bestehen demnach aus einer endlichen Zahl konzentrierter Induktivitäten, Kapazitäten und idealer Übertrager (LCÜ-Netzwerke). Die Ergebnisse sind jedoch auf Netzwerke, welche Leitungen enthalten, übertragbar.

Die Einbeziehung idealer Übertrager in die Betrachtungen hat zur Folge, dass eine Impedanzanpassung mit reellwertigem Übersetzungsverhältnis als beliebig breitbandig realisierbar angesehen wird. Insofern behandeln die Theorien Beschränkungen, denen die *Kompensation von Blindelementen* unterliegt.

Durch den Ausschluss von Transformatoren entstehen weitere Beschränkungen, welche von den Theorien nicht erfasst werden.

Der Grundgedanke bei der Beschreibung der Bandbreitebeschränkung ist, dass bei Vorhandensein von Blindelementen in der Last Nullstellen der Leistungsübertragung existieren und dass diese durch ein vorgeschaltetes Netzwerk nicht behoben werden können. Damit sind diese Nullstellen unabhängig von einem vorgeschalteten Anpassnetzwerk auch Nullstellen der Übertragungsleistungsverstärkung  $G_{\bar{U}}$ . Im Fall des in Bild 3.2 dargestellten, von Bode beschriebenen RC-Anpassproblems ist eine solche Nullstelle für  $\omega \rightarrow \infty$  gegeben: da die Kapazität  $C$  direkt neben dem Lastwiderstand liegt, geht die im Lastwiderstand umgesetzte Leistung für hohe Frequenzen unabänderlich gegen Null. Nach Fano ist die Anpassungs-Bandbreitebeschränkung in diesem Fall gemäß

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \ln \frac{1}{|\Gamma_1(\omega)|} d\omega \leq \frac{1}{RC} = \omega_{RC}, \quad (3.4)$$

durch die 45°-Grenzkreisfrequenz  $\omega_{RC}$  des RC-Tiefpasses gegeben. Aus (3.4) ist ersichtlich, dass eine optimal breitbandige Leistungsanpassung durch die in Bild 3.3 dargestellte Charakteristik  $|\Gamma_{opt}(\omega)|$  gegeben ist. Innerhalb des Durchlassbereiches sollte der Reflektionsfaktor möglichst wenig wellig sein, damit im Integral in (3.4) keine Fläche verschenkt wird. Außerhalb des Durchlassbereiches ist ein möglichst steiler Anstieg des Reflektionsfaktors auf den Wert Eins günstig. Dies bestätigt sich beim praktischen Entwurf von Anpassnetzwerken (vgl. Bild 3.6). Man erkennt aus Bild 3.3, dass zur breitbandigen Anpassung einer RC-Last mit dem reellen Anteil  $R_L$  eine von  $R_L$  verschiedener (!) Innenwiderstand  $R_Q$  der Quelle optimal ist.

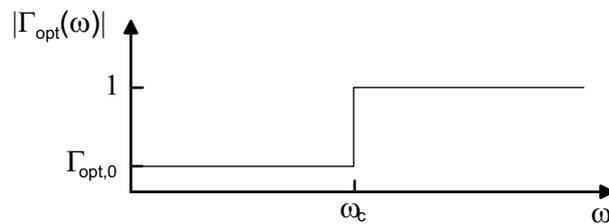


Abbildung 3.3: Optimaler Reflektionsfaktorverlauf bei Anpassung der RC-Last (nach [11]).

Setzt man  $\Gamma_{opt}(\omega)$  gemäß Bild 3.3 in (3.4) ein, so erhält man

$$\frac{1}{\pi} \cdot \ln \frac{1}{\Gamma_{opt,0}} = \frac{1}{R\omega_c C} \quad (3.5)$$

Die rechte Seite dieser Beziehung ist die Güte der anzupassenden RC-Last bei der Eckkreisfrequenz  $\omega_c$ . Verallgemeinernd kann gesagt werden, dass die Kompensation von Blindelementen umso besser bzw. breitbandiger möglich ist, je geringer die Güte des anzupassenden Netzwerkes ist. Da Zuführungsleitungen im Allgemeinen die Güte erhöhen, sollten breitbandige Anpassnetzwerke möglichst nahe an dem anzupassenden Objekt liegen. (In Einzelfällen können Zuführungsleitungen auch Teile des Anpassnetzwerkes sein.)

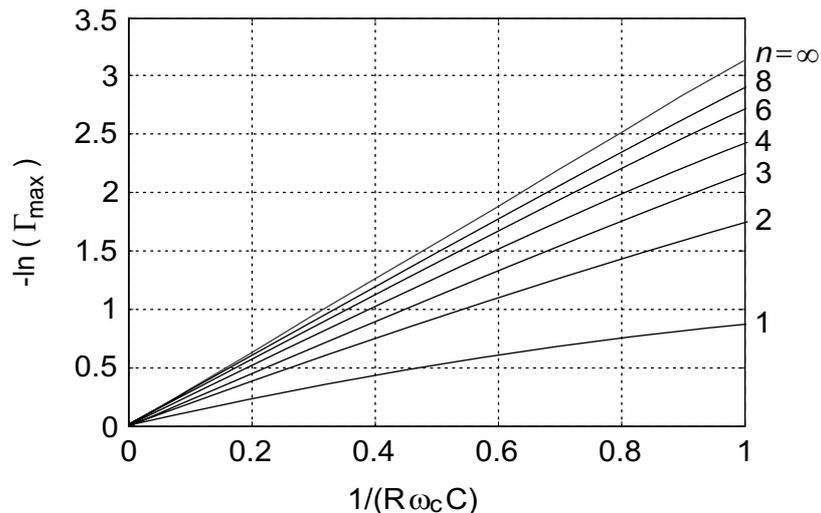


Abbildung 3.4: Verstärkungs-Bandbreite-Beschränkung bei Anpassung einer RC-Last unter Verwendung von Tschebyscheff-Funktionen der Ordnung  $n$  (nach [11]).

Bei gegebenen  $R$  und  $C$  und einer geforderten Anpassbandbreite  $\omega_c$  erhält man aus (3.5) durch Umrechnung die Untergrenze  $\Gamma_{\text{opt},0}$  für den innerhalb des angepassten Frequenzbands maximal auftretenden Reflektionsfaktor zu

$$\Gamma_{\text{opt},0} = e^{\frac{-\pi}{RC\omega_c}}. \quad (3.6)$$

Ist umgekehrt der in einem anzupassenden Frequenzband maximal erlaubte Reflektionsfaktor  $\Gamma_{\text{opt},0}$  vorgegeben, so erhält man aus (3.5) durch Umrechnung für die höchste zu erzielende Bandbreite  $\omega_c$

$$\omega_c = \frac{-\pi}{RC \ln(\Gamma_{\text{opt},0})}. \quad (3.7)$$

Wegen des geforderten steilen Anstiegs des Reflektionsfaktors außerhalb des Durchlassbereichs erscheinen Tschebyscheff-Funktionen als für eine breitbandige Anpassung am besten geeignet. (In [8] wird gezeigt, dass mit Tschebyscheff-Funktionen entworfene Anpassschaltungen noch verbessert werden können.) Entwirft man für das betrachtete RC-Anpassproblem Tschebyscheff-Filter unterschiedlicher Ordnung  $n$ , welche einerseits die Kapazität  $C_L$  in Bild 3.2 beinhalten, und andererseits die in Bild 3.3 dargestellte Charakteristik bestmöglich nachbilden, so findet man die in Bild 3.4 dargestellte Abhängigkeit des im Durchlassbereich maximal auftretenden Reflektionsfaktorbetrags  $\Gamma_{\text{max}}$  von der Güte der RC-Last [11]. Der Fall  $n = \infty$  ist der in (3.5) gegebene Zusammenhang. Der Fall  $n = 1$  ist der triviale Fall, bei dem keine weiteren Blindelemente zusätzlich zu  $C_L$  verwendet werden. Erwartungsgemäß nehmen Bandbreite bzw. Verstärkung mit  $n$  zu. Es ist jedoch zu erkennen, dass der Einsatz von mehr als insgesamt 8 Blindelementen die Anpassung nur noch unerheblich verbessert.

### 3.3 Rechnergestützter Entwurf

Die Theorien von Fano und Youla beschreiben zwar die Beschränkungen, denen die Leistungsübertragung unterliegt, es können aber bei Vorhandensein von mehr als zwei Blindelementen keine Rechenvorschriften zur Synthese der Anpassungsnetzwerke angegeben werden. Außerdem können Anpassnetzwerke nicht für tabellarisch vorliegende Impedanzen  $Z_L(\omega)$  entworfen werden. Im Netzwerkentwurf kann jedoch auf unterschiedliche Optimierungsverfahren zurückgegriffen werden.

#### Liniensegment-Verfahren

Das älteste Verfahren stammt von Carlin [7] und wurde als *Real-Frequency*-Methode bekannt. Der Begriff weist auf die Betrachtung der Impedanzen in Abhängigkeit von der reellen Kreisfrequenz  $\omega$ , im Gegensatz zur komplexen Kreisfrequenz  $s = \sigma + j\omega$  hin. Eine aussagekräftigere, ebenfalls in der Literatur vorkommende Bezeichnung ist *Liniensegment-Verfahren* [1]. Das Verfahren beruht auf der Tatsache, dass bei einer realisierbaren Impedanzfunktion  $Z_2(\omega)$  (vgl. Bild 3.1) der Realteil  $R_2(\omega)$  und der Imaginärteil  $X_2(\omega)$  zueinander Hilberttransformierte sind. Umgekehrt kann mit Hilfe der Hilberttransformation aus jeder Funktion  $R_2(\omega)$  eine Funktion  $Z_2(\omega) = R_2(\omega) + jX_2(\omega)$  gebildet werden, die — zumindest näherungsweise — realisierbar ist. Näherungsweise deswegen, weil nur eine begrenzte Anzahl von Blindelementen zur Verfügung steht.

Im ersten Schritt des Verfahrens wird die stückweise lineare, also aus Liniensegmenten bestehende, reelle Funktion  $R_2(\omega)$  angesetzt und solange variiert, bis mit der zugehörigen Funktion  $Z_2(\omega)$  optimale Anpassung erreicht ist. Im zweiten Schritt wird die gefundene Impedanzfunktion  $Z_2(\omega)$  durch eine gebrochen rationale Funktion approximiert. Diese kann im Fall einer Tiefpasscharakteristik durch ein LC-Kettennetzwerk repräsentiert werden, an deren Ende jedoch gegebenenfalls ein Übertrager steht. Letzteres ist bei der praktischen Anwendung des Verfahrens ein großer Nachteil. Der erste Berechnungsschritt des Verfahrens ist von theoretischem Interesse. Die in diesem Schritt berechnete Anpassung hat außer ihrer Realisierbarkeit keinen Bezug zu einem physikalischen Netzwerk.

Eine detaillierte Beschreibung der Implementierung des Liniensegmentverfahrens in *Matlab* findet man in [14].

#### Weitere Verfahren

Weitere Verfahren stammen von Abrie [1] und von Cuthbert [9]. Diese suchen in einem mehrdimensionalen Raum systematisch nach Lösungen. Abrie geht in dem als *Q-Match* bezeichneten Verfahren von einem Kettennetzwerk aus und schreibt jeder Stufe eine Güte gemäß Gleichung (3.5) zu. Es werden dann alle in ein vernünftiges Intervall fallenden Gütekombinationen durchprobiert. Im Verfahren von Cuthbert (*GRABIM*) wird eine Suche durchgeführt, bei der gleichzeitig die Filtertopologie und die Elementwerte optimiert werden. Beide Methoden haben den Vorteil, dass konzentrierte Elemente ebenso wie Leitungen uneingeschränkt verwendet werden können. Implementierungen dieser Methoden sind nur kommerziell erhältlich und standen in dieser Arbeit nicht zur Verfügung.

In *ADS-ESyn* ist die Berechnung von LC-Netzwerken für schmalbandige Impedanztransformationen vorgesehen. Für die hier untersuchten breitbandigen Anpassprobleme

erwies sich *ADS-ESyn* als ungeeignet.

### Schaltungsoptimierer

Die einfachste Vorgehensweise beim Entwurf von Anpassnetzwerken ist, eine geeignete Netzwerktopologie zu erraten und dann mit einem Schaltungsoptimierer die Elementwerte zu optimieren. Für eine Anpassung mit Tiefpasscharakter eignet sich stets eine LC-Kette. Als Ziel der Optimierung können ein nicht zu überschreitender Eingangsreflektionsfaktor und die Bandbreite vorgegeben werden. Es ist wichtig, die Anforderungen nicht zu hoch anzusetzen, da sich der Optimierer sonst „verirrt“.

Ein prinzipieller Vorteil bei der Verwendung des Schaltungsoptimierers ist die hohe Flexibilität. Es können verteilte sowie konzentrierte Elemente angesetzt, und bei Bedarf auch ineinander überführt werden. Des Weiteren können parasitäre Elemente der zur Verfügung stehenden Bauteile berücksichtigt werden. Anpassnetzwerke können gleichzeitig auf beiden Seiten eines Transistors optimiert werden. Bei der Wahl der Optimierungsziele ist man nicht auf Leistungsanpassung beschränkt.

## 3.4 Eingangsanpassung einer FET-Verstärkerstufe

Ein reales Anpassproblem ist in Bild 3.5 dargestellt. Anzupassen ist der Eingang der in Abschnitt 2.1 beschriebenen *CLY5*-Verstärkerstufe, welche ausgangsseitig mit einem LC-Glied beschaltet ist. Geeignete Werte für dieses LC-Glied wurden durch Schaltungssimulation gefunden. Die ausgangsseitig beschaltete Verstärkerstufe wurde dann aufgebaut und gemessen. Die Messwerte dienen als Basis für den im Folgenden beschriebenen Entwurf des Eingangs-Anpassnetzwerks.

### Anpassung mit konzentrierten Elementen

Im Smithdiagramm in Bild 3.6 ist der auf  $50\ \Omega$  bezogene Eingangsreflektionsfaktor  $\Gamma_{50\ \Omega}(Z_{\text{ein}})$  der Verstärkerstufe ohne Anpassung als gestrichelte Linie dargestellt. Außerdem sind die Ausgangsreflektionsfaktoren  $\Gamma_{50\ \Omega}(Z_2)$  zweier Netzwerke eingetragen, welche mit dem Liniensegmentverfahren (dünne Linie) und mit dem Schaltungsoptimierer (dicke Linie) gefundenen wurden. Bei der Berechnung nach dem Liniensegmentverfahren wurde nur der erste Berechnungsschritt durchgeführt, d.h. es besteht kein Bezug zu einem tatsächlichen Netzwerk. Es wurden zehn Liniensegmente angesetzt. Bei der Berechnung mit dem Schaltungsoptimierer wurde eine LC-Kette mit acht Elementen angesetzt. Es ergaben sich die in Bild 3.7 angegebenen Elementwerte.

Eine optimale Anpassung wäre durch einen zu  $\Gamma_{50\ \Omega}(Z_{\text{ein}})$  konjugiert komplexen Verlauf gegeben. Ein solcher Verlauf ist jedoch wegen der im Smithdiagramm stets auftretenden Rechtsdrehung [18] nicht realisierbar. Man erkennt in beiden  $\Gamma_{50\ \Omega}(Z_2)$ -Verläufen in Bild 3.6, wie der gewünschte linksdrehende Verlauf durch Resonanzen (Schleifen im Smithdiagramm) nachgebildet wird.

Im kartesischen Diagramm in Bild 3.6 ist die Eingangsreflektion  $S_{11}$  der Verstärkerstufe ohne Anpassung (gestrichelte Linie) und mit Anpassung (durchgezogene Linien) dargestellt. Mit dem mit Hilfe des Schaltungsoptimierers gefundenen Anpassnetzwerk wird eine

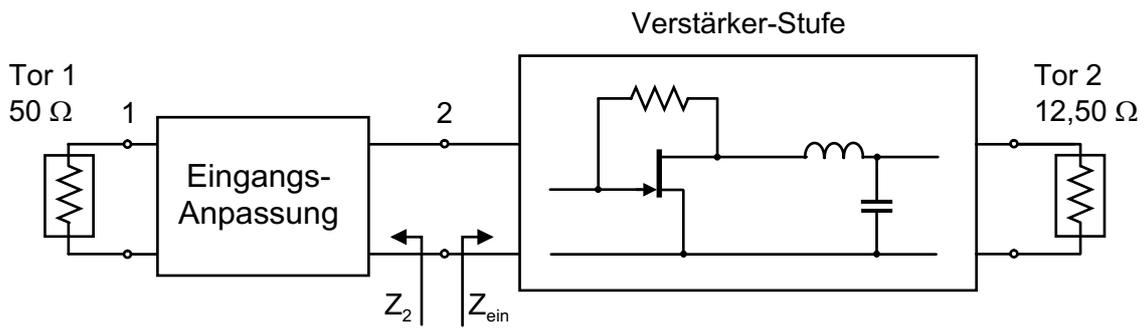


Abbildung 3.5: Eingangsanpassung der *CLY5*-Verstärkerstufe.

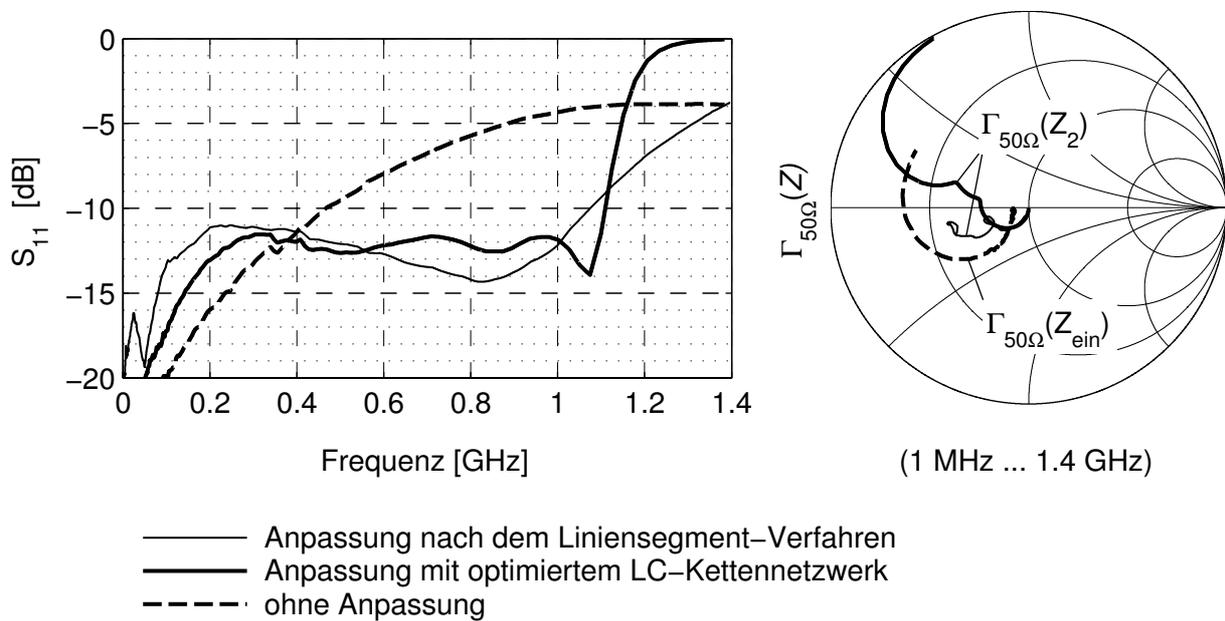


Abbildung 3.6: Berechnete Lösungen des Anpassproblems in Bild 3.5.

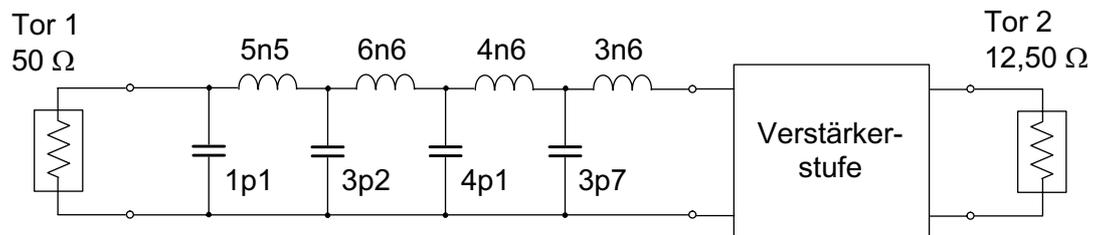
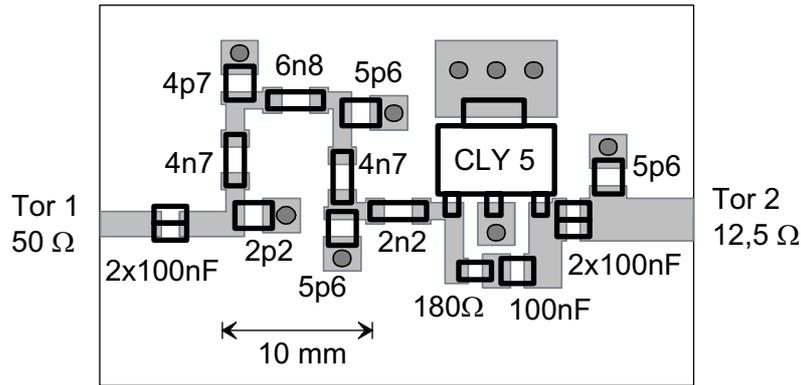


Abbildung 3.7: 8-elementiges Kettennetzwerk zur Anpassung der *CLY5*-Verstärkerstufe.


 Abbildung 3.8: *CLY5*-Verstärkerstufe mit Anpassnetzwerk.

bessere Anpassung erzielt. Dies ist sicher nicht dem Verfahrensprinzip, sondern der wesentlich komfortableren Bedienbarkeit des verwendeten Schaltungsoptimierers zuzuschreiben.

### Anpassung mit realen Bauelementen

Das LC-Kettennetzwerk soll mit realen Kondensatoren und Induktivitäten realisiert werden. Die Schaltung wird zunächst mit den in Bild 3.7 dargestellten, konzentrierten Elementwerten angesetzt. Zusätzlich werden die parasitären Elemente der Bauteile [27] sowie zur Verschaltung auf der Platine benötigten Microstrip-Leitungen berücksichtigt. Hieraus ergibt sich zunächst eine Frequenzcharakteristik, die von der in Bild 3.6 dargestellten abweicht. Mit dem Gradientenoptimierer werden die Werte der Induktivitäten und Kapazitäten nachgefahren und die ursprüngliche Charakteristik wieder hergestellt.

Das Layout der *CLY5*-Verstärkerplatine ist in Bild 3.8 dargestellt. Die Eingangsanpassung besteht aus acht SMD-Bauelementen, dem gegengekoppelten Transistor und der Ausgangsanpassung. Letztere wird durch die zwei parallel geschalteten Koppelkondensatoren und den Kondensator gegen Masse gebildet. Die Koppelkondensatoren (100 nF nominal) wirken im betrachteten Frequenzbereich induktiv mit einem Wert von etwa 0,9 nH.

In Bild 3.9 sind die gemessenen Reflektionsfaktoren  $S_{11}$  und  $S_{22}$  der vollständigen Schaltung, sowie der Schaltung ohne Eingangsanpassung, ohne Ausgangsanpassung und ohne jede Anpassung dargestellt. Man erkennt, dass die Reflektionsfaktoren in erheblichem Maße von der Beschaltung des Transistors auf der jeweils anderen Seite abhängen. Des Weiteren ist die Verstärkung  $S_{21}$  der Verstärkerstufe mit (dicke Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Eingangsanpassung dargestellt.

## 3.5 Anzahl der Blindelemente

Bei der Realisierung der Anpassung der *CLY5*-Verstärkerstufe wurden — um eine möglichst gute Eingangsanpassung zu erreichen — acht Blindelemente angesetzt. Dies erscheint zunächst sinnvoll, da man davon ausgehen kann, dass der in Bild 3.4 dargestellte

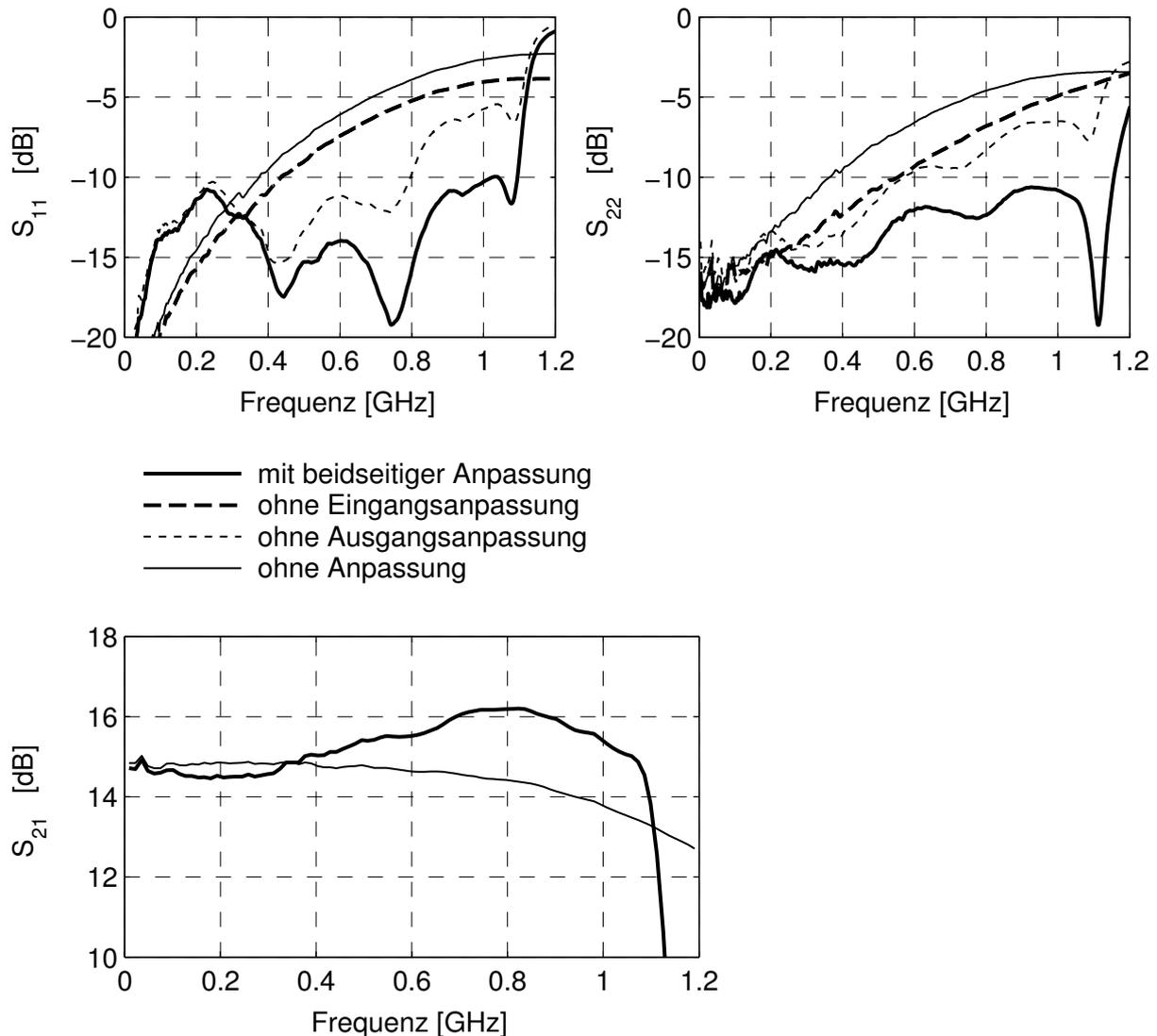


Abbildung 3.9: Gemessene Reflektion (oben) und Verstärkung (unten) der *CLY5*-Verstärkerstufe mit und ohne Anpassung.

Zusammenhang zwischen der Anzahl der Blindelemente und der verbleibenden Fehlanpassung prinzipiell auch im vorliegenden Fall gültig ist.

Vergleicht man die berechnete Anpassung in Bild 3.6 mit den Messergebnissen der realen Schaltung in Bild 3.9, so findet man eine deutlich schlechtere Eingangsrückreflektionsdämpfung als erwartet. Gleichzeitig hat sich die Balancierung der Anpassung über den genutzten Frequenzbereich verschlechtert: die drei lokalen Maxima der Reflektion sind nicht mehr gleich hoch. Dies ist eine Folge von Bauteilstreuungen und Ungenauigkeiten im Aufbau.

Es ist zu erwarten, dass der Einfluss von Bauteilstreuungen von der Anzahl der verwendeten Bauteile abhängt. Dieser Zusammenhang wird für das Anpassproblem der *CLY5*-

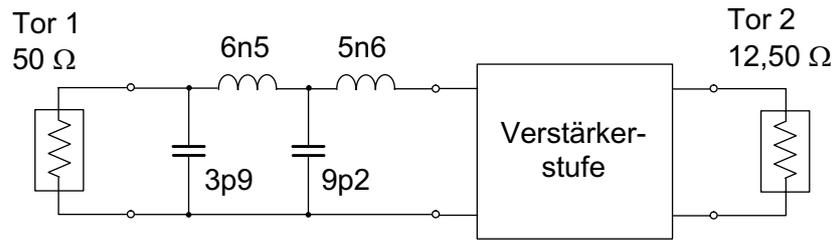


Abbildung 3.10: 4-elementiges Kettennetzwerk zur Anpassung der *CLY5*-Verstärkerstufe.

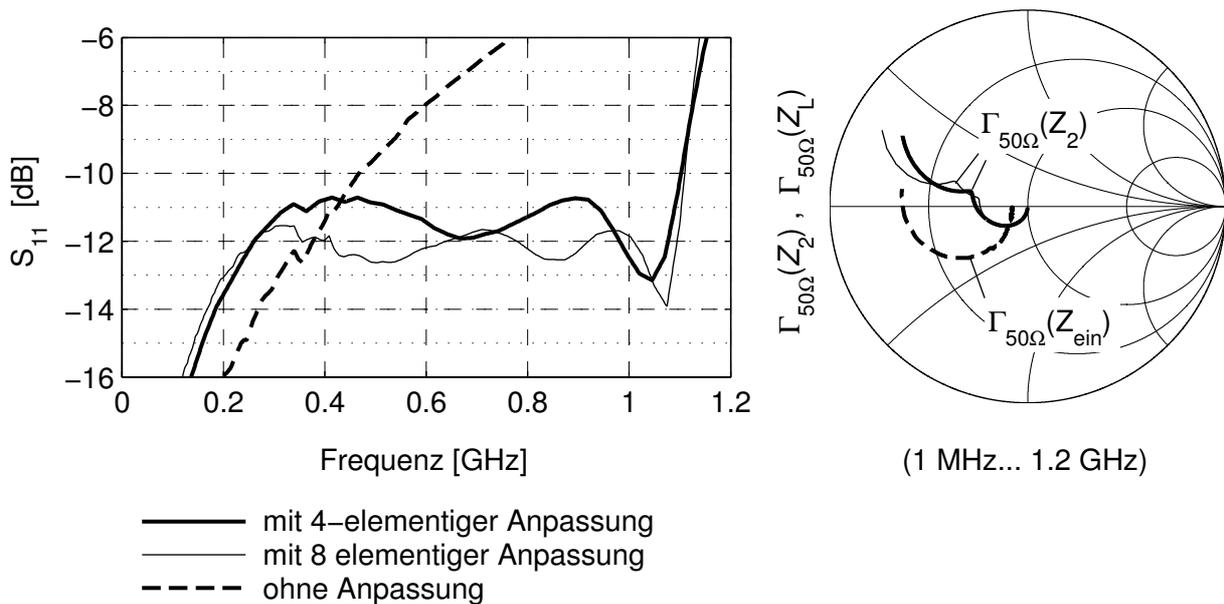


Abbildung 3.11: Berechnete Eingangsreflektion bei Anpassung mit 8-elementigem (dünne Linie) und mit 4-elementigem (dicke Linie) Kettennetzwerk.

Verstärkerstufe in Bild 3.5 exemplarisch untersucht.

Bild 3.10 zeigt eine 4-elementige Anpassschaltung für die Verstärkerstufe. Die damit rechnerisch erzielte Anpassung ist in Bild 3.11 der errechneten Anpassung mit dem acht-elementigen Anpassnetzwerk aus Bild 3.7 gegenübergestellt. Anstelle von drei, weist bei vier verwendeten Elementen die Reflektion nur zwei lokale Maxima auf. Das Maximum der Reflektion ist bei Verwendung von acht Elementen um etwa 1 dB besser als bei vier Elementen.

Zur Erfassung der Bauteilstreuungen wird eine so genannte „Monte-Carlo“-Analyse durchgeführt. Bei dieser Analyse werden die Werte der freigegebenen Elemente zufällig, mit einer wählbaren Wahrscheinlichkeitsverteilung variiert und jeweils eine Schaltungssimulation durchgeführt. Im betrachteten Fall wurde von einer Gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung ausgegangen. Bild 3.12 zeigt das Ergebnis der Analyse bei einer Stan-

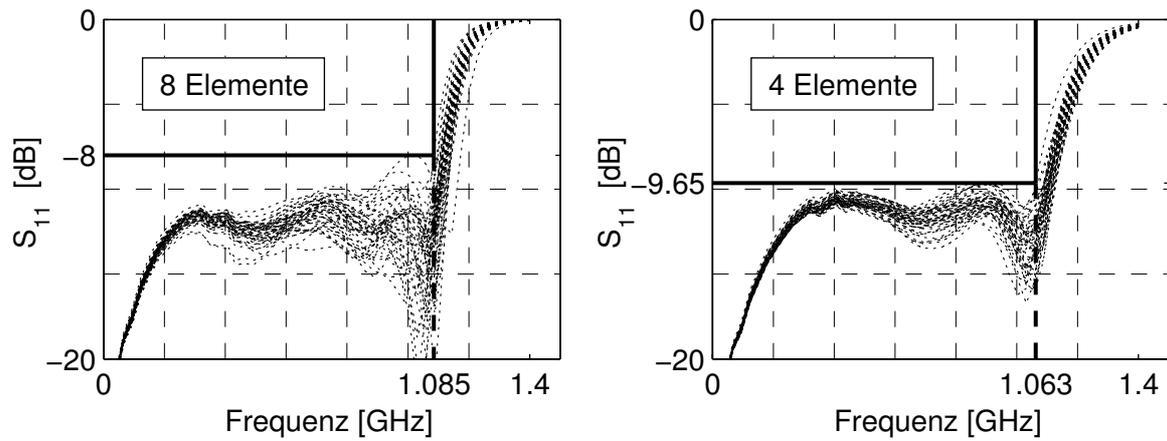


Abbildung 3.12: Monte-Carlo-Simulation zur Untersuchung der Auswirkung von Bauelement-Toleranzen auf den Eingangsreflektionsfaktor.

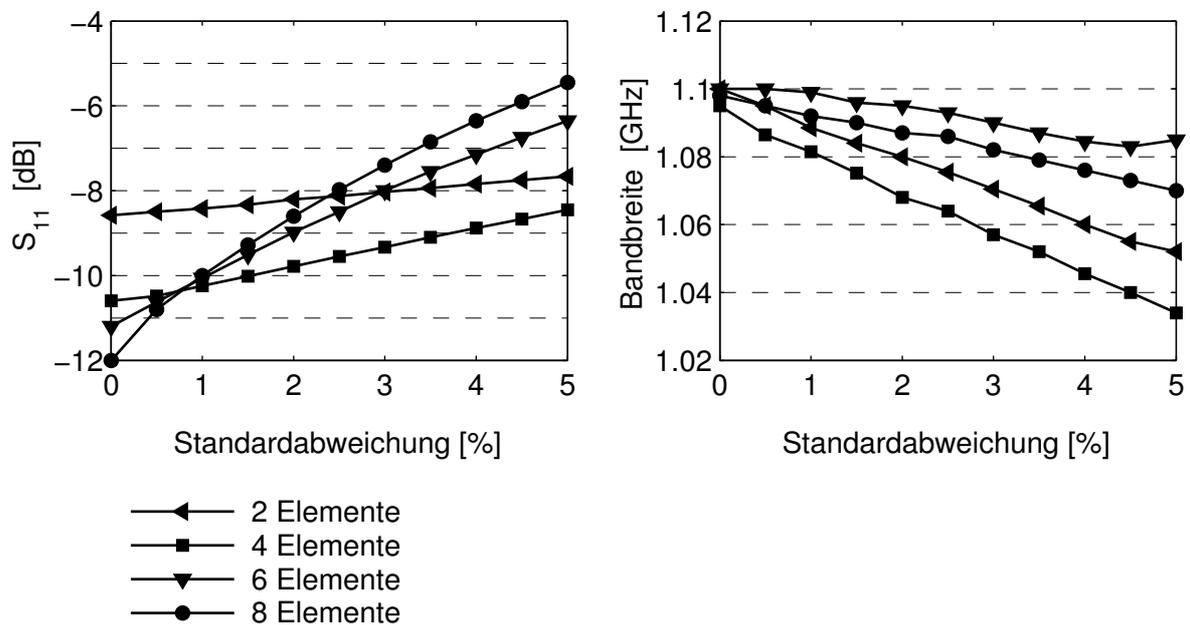


Abbildung 3.13: Abhängigkeit des Eingangsreflektionsfaktors (links) und der Bandbreite (rechts) der angepassten *CLY5*-Verstärkerstufe von der Höhe der Bauelement-Toleranzen.

Standardabweichung von 2,5% und einer Anzahl von 50 Versuchen (Simulationen). Die 8-elementige Anpassung zeigt eine höhere Empfindlichkeit gegenüber Bauteilstreuungen als die 4-elementige. Die minimal erzielte Reflektionsdämpfung ist deutlich schlechter als bei vier Elementen. Die minimal erzielte Bandbreite ist im Fall von 8 Elementen etwas größer.

Der Einfluss der Standardabweichung auf die erzielten Mindestwerte der Reflektionsdämpfung und Bandbreite ist in Bild 3.13 dargestellt. Die Werte wurden wie in Bild 3.12 dargestellt ermittelt, wobei jeweils 50 Simulationen durchgeführt wurden. Es wurden Kettennetzwerke mit zwei, vier, sechs und acht Elementen untersucht.

Man erkennt aus Bild 3.13, dass die Verwendung einer großen Zahl von Blindelementen nur dann zu einer verbesserten Anpassung führen kann, wenn Bauelemente mit engen Toleranzen zur Verfügung stehen. Anderenfalls empfiehlt es sich, sich beim Entwurf von Anpassnetzwerken auf die Verwendung von zwei oder drei Elementen zu beschränken.

# Kapitel 4

## Weichmagnetische Ferrite

Mit Hilfe von weichmagnetischen Ferriten können Transformatoren mit mehreren Dekaden Bandbreite hergestellt werden. Hier werden die hierfür in der Mikrowellentechnik in Frage kommenden Ferrittypen und deren elektrische Eigenschaften kurz untersucht. Im Hinblick auf die in späteren Kapiteln durchgeführte Kleinsignalmodellierung von Wicklungs- und Leitungstransformatoren werden nur Kleinsignalparameter betrachtet. Ein weiterreichende Beschreibung weichmagnetischer Ferrite findet man in [45]. Die im Folgenden angegebenen Ferritdaten sind, wenn nicht anders vermerkt, [12] entnommen.

### 4.1 Herstellung und Zusammensetzung

Die allgemeine Formel für die Zusammensetzung von Ferriten ist  $MeFe_2O_4$ , wobei  $Me$  für eines der Metalle Mangan (Mn), Zink (Zn), Nickel (Ni), Kobalt (Co), Kupfer (Cu), Eisen (Fe) und Magnesium (Mg) oder eine Kombination aus diesen steht. Die größte Verbreitung haben Ferrite mit Mangan- und Zink-Anteilen (kurz MnZn-Ferrite), dicht gefolgt von Ferriten mit Nickel- und Zink-Anteilen (kurz NiZn-Ferrite). Wegen ihrer auch bei höheren Frequenzen nahezu verschwindenden elektrischen Leitfähigkeit eignen sich für die hier beschriebenen Anwendungen vor allem NiZn-Ferrite.

Die Herstellung von Ferriten erfolgt in einer Feststoffreaktion im so genannten Sinterungsprozess. Die Ausgangsstoffe sind Oxide oder kohlensaure Salze (Carbonate), in welchen die Metalle in der vorgesehenen Zusammensetzung enthalten sind. Diese werden zu einem feinen Pulver zermahlen und in der Vorsinterung bei etwa  $1000^\circ\text{C}$  gebrannt (kalziniert), wobei die Kohlensäure entweicht und die übrigen Stoffe chemisch reagieren. Das so entstandene Material wird wieder zermahlen und mit Bindemittel zu einem Granulat verarbeitet. Aus dem Granulat werden die Kerne durch Formpressung hergestellt. Diese werden dann in der Hauptsinterung nochmals bei etwa  $1150^\circ\text{C}$  bis  $1300^\circ\text{C}$  und unter atmosphärischem Druck gebrannt. Hierbei schrumpfen die Kerne um etwa 10% bis 20% linear (ca. 50% im Volumen), und es stellen sich die endgültigen Ferriteigenschaften ein.

## 4.2 Kleinsignalparameter

### 4.2.1 Leitfähigkeit und Permittivität

Wegen der granularen Struktur von Ferriten muss zwischen Eigenschaften der Ferritkristalle, deren Abmessungen um  $10 \dots 20 \mu\text{m}$  betragen, und den makroskopischen Eigenschaften der Ferritkerne unterschieden werden. Das trifft ganz besonders für die elektrischen Eigenschaften zu.

Ferrite sind Halbleiter; ihr spezifischer Widerstand ist daher stark temperaturabhängig. Der spezifische Widerstand von NiZn-Ferrit-Kristallen liegt bei etwa  $10 \Omega\text{m}$ , der von MnZn-Ferrit-Kristallen bei nur etwa  $10^{-3} \Omega\text{m}$ . Wegen der isolierenden Wirkung der Schichten zwischen den einzelnen Kristallteilchen weisen trotzdem sowohl NiZn- als auch MnZn-Ferritkerne bei Gleichstrom einen spezifischen Widerstand von  $10^4 \dots 10^6 \Omega\text{m}$  auf. Mit zunehmender Frequenz nimmt jedoch der kapazitive Leitwert der Zwischenschichten, und demzufolge auch der Stromfluss in den Kristallen immer mehr zu. Bei einer Frequenz von 100 MHz misst man bei NiZn-Ferritkernen nur noch einen spezifischen Widerstand von etwa  $10^3 \Omega\text{m}$  und bei MnZn-Ferritkernen nur etwa  $10^{-2} \Omega\text{m}$ .

Die relative Permittivität ist sowohl bei NiZn- als bei MnZn-Ferrit-Kristallen etwa gleich zehn. Bei MnZn-Ferriten wird diese jedoch nicht wirksam, da sich wegen des geringen spezifischen Widerstandes der Kristalle in diesen kein elektrisches Feld aufbauen kann. Bei einer Messung der Permittivität stellt man aufgrund der dünnen, isolierenden Zwischenschichten eine (virtuelle) relative Permittivität in einer Größenordnung von  $10^5$  fest.

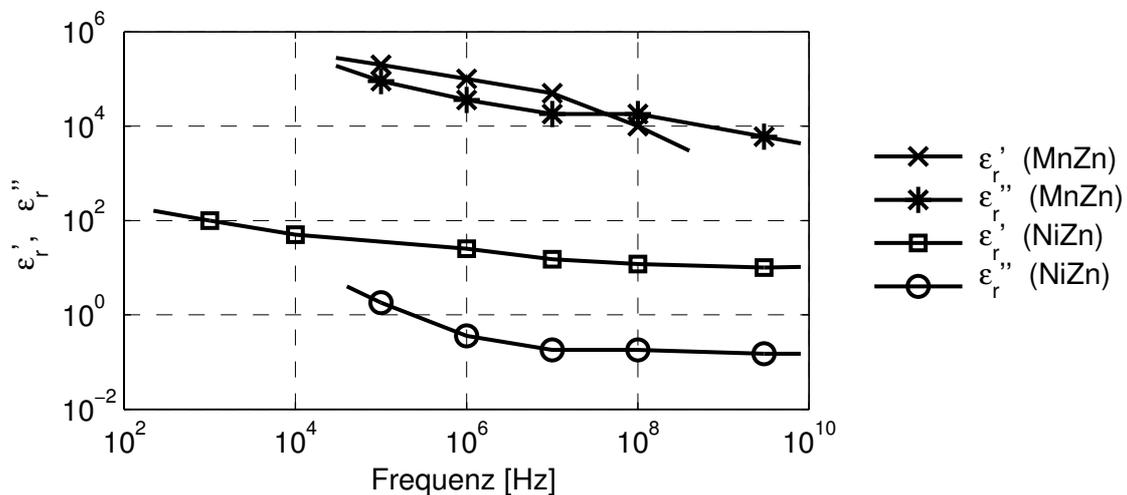


Abbildung 4.1: Real- und Imaginärteil der komplexen relativen Permittivität  $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$  von MnZn- und NiZn-Ferriten (typische Werte; Quelle: [12]).

Für Feldberechnungen ist es zweckmäßig, den spezifischen Widerstand  $\rho$  gemäß

$$\varepsilon_r'' = \frac{1}{\omega \rho \varepsilon_0} \quad (4.1)$$

als den Imaginärteil der komplexen relativen Permittivität  $\varepsilon_r = \varepsilon_r' - \varepsilon_r''$  zu behandeln. Die Realteil  $\varepsilon_r'$  ist dann die echte relative Permittivität. Anhand des komplexen  $\varepsilon_r$  kann der elektrische Verlustwinkel direkt abgelesen, bzw. es kann beurteilt werden, ob Verschiebungsströme oder Konvektionsströme überwiegen.

In Bild 4.1 ist der Verlauf der komplexen relativen Permittivität über der Frequenz für typische NiZn- und MnZn-Ferrite dargestellt (Quelle: [12]). Man liest für MnZn-Ferrite außerordentlich hohe Werte ab, sowohl im Real- als auch im Imaginärteil. Im unteren Gigahertz-Bereich überwiegen Konvektionsströme. NiZn-Ferrite weisen vergleichsweise moderate Permittivitätswerte auf. Ihr elektrischer Verlustwinkel-Tangens beträgt im unteren Gigahertz-Bereich  $\tan_{\delta,e} \approx 0,05$ .

### 4.2.2 Permeabilität

Die Verläufe der Permeabilität und des magnetischen Verlustwinkels sind bei NiZn- und MnZn-Ferriten ähnlich. In der Regel weisen MnZn-Ferrite jedoch eine fünf bis zehn Mal höhere Anfangspermeabilität als NiZn-Ferrite auf.

Bild 4.2 zeigt den Verlauf der komplexen Permeabilität  $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$  des NiZn-Ferrits *K1* von EPCOS. Der Imaginärteil  $\mu_r''$  berücksichtigt die magnetischen Verluste. Die Permeabilität  $\mu_r'$  bleibt für niedrige Frequenzen zunächst konstant, während die magnetischen Verluste mit der Frequenz zunehmen. Im Bereich der magnetischen Resonanz

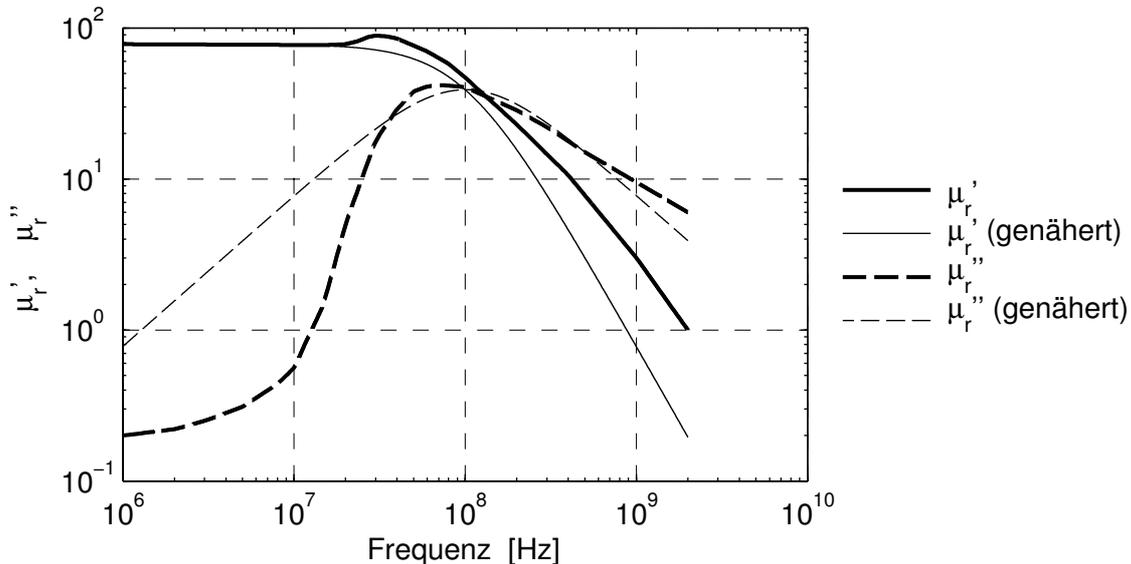


Abbildung 4.2: Real- und Imaginärteil der komplexen relativen Permeabilität  $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$  des NiZn-Ferrits *K1* von EPCOS — laut Datenblatt sowie genähert nach Gleichung (4.2) mit  $\mu_{r,0} = 80$  und  $\omega_{\text{res}} = 2\pi \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

nimmt  $\mu_r'$  ein Maximum an und fällt danach ab. Jenseits der magnetischen Resonanz überwiegt der Imaginärteil  $\mu_r''$ , welcher bei hohen Frequenzen etwas langsamer als proportional zur Frequenz fällt.

Der Verlauf der komplexen Permeabilität folgt in erster Näherung dem einfachen Zusammenhang

$$\mu_r \approx \frac{\mu_{r,0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{\text{res}}}}, \quad (4.2)$$

der die Anfangspermeabilität  $\mu_{r,0}$  und die Kreisfrequenz  $\omega_{\text{res}} = 2\pi f_{\text{res}}$  der magnetischen Resonanz enthält. Die sich für  $\mu_{r,0} = 80$  und  $\omega_{\text{res}} = 2\pi \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  aus Gleichung (4.2) durch Real- und Imaginärteildbildung ergebenden  $\mu_r'$ - und  $\mu_r''$ -Verläufe sind ebenfalls in Bild 4.2 dargestellt.

## 4.3 Wellenausbreitung in weichmagnetischen Ferriten

### 4.3.1 Ausbreitung im ferritgefüllten Raum

Die Wellenausbreitung im homogen mit einem Medium mit  $\mu_r$  und  $\varepsilon_r$  ausgefüllten Raum ist durch die Ausbreitungskonstante  $\gamma$  mit

$$\gamma^2 = -\beta_0^2 \mu_r \varepsilon_r, \quad (4.3)$$

und durch den Feldwellenwiderstand  $\eta$  mit

$$\eta = \eta_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad (4.4)$$

charakterisiert. Hierbei sind  $\beta_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$  und  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$  die Phasenkonstante und der Feldwellenwiderstand im freien Raum.

Die relative komplexe Permeabilität  $\mu_r$  nimmt im unteren Gigahertz-Bereich sowohl für NiZn- als auch für MnZn-Ferrite nahezu rein imaginäre Werte an:

$$\mu_r \approx -j\mu_r'' \quad (4.5)$$

Für die komplexe Permittivität gilt im unteren Gigahertz-Bereich im Fall von NiZn-Ferriten

$$\varepsilon_r \approx \varepsilon_r' \quad (4.6)$$

und im Fall von MnZn-Ferriten

$$\varepsilon_r \approx -j\varepsilon_r'' \quad (4.7)$$

Durch Einsetzen von (4.5) und (4.6) bzw. (4.7) in (4.3) und (4.4) erhält man für NiZn-Ferrite

$$\gamma \approx \beta_0 \sqrt{\frac{\mu_r'' \varepsilon_r'}{2}} \cdot (1 + j) \quad \text{und} \quad \eta \approx \eta_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_r''}{2\varepsilon_r'}} \cdot (1 - j) \quad (4.8)$$

und für MnZn-Ferrite

$$\gamma \approx \beta_0 \cdot \sqrt{\mu_r'' \varepsilon_r''} \quad \text{und} \quad \eta \approx \eta_0 \cdot \sqrt{\frac{\mu_r''}{\varepsilon_r''}} \quad (4.9)$$

Die Parameter in (4.8) beschreiben eine Wellenausbreitung wie sie ähnlich von elektrisch leitenden Materialien her bekannt ist. Der Feldwellenwiderstand hat einen Phasenwinkel von nahezu  $-45^\circ$ , d.h. es wird ebenso viel Blind- wie Wirkleistung geführt. Die Dämpfungskonstante  $\alpha = \text{Re}[\gamma]$  und die Phasenkonstante  $\beta = \text{Im}[\gamma]$  nehmen etwa gleiche Werte an; die Eindringtiefe  $\delta = 1/\alpha$  ist etwa der  $2\pi$ -te Teil einer Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/\beta$ .

Setzt man die Näherung für die Ferritpermeabilität laut Gleichung (4.2) mit  $\omega \gg \omega_{\text{res}}$  in (4.8) ein, so erhält man für die Eindringtiefe von NiZn-Ferriten den Zusammenhang

$$\delta \approx \sqrt{\frac{2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_{r,0} \omega_{\text{res}}}} \quad (\omega \gg \omega_{\text{res}}). \quad (4.10)$$

Für den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen NiZn-Ferrit *K1* berechnet man aus (4.10) eine Eindringtiefe von  $\delta \approx 8$  mm bei 1 GHz.

Die Parameter in (4.9) beschreiben eine rein abklingende Ausbreitung. Der Wellenwiderstand ist reell, d.h. es wird keine Blindleistung geführt. Die Eindringtiefe erhält man aus  $\gamma$  in (4.9) durch Kehrwertbildung. Sie nimmt aufgrund der hohen Permittivität von MnZn-Ferriten sehr kleine Werte an. Bei der Frequenz 1 GHz berechnet man mit  $\varepsilon_r'' \approx 10^4$  und  $\mu_r'' \approx 10$  eine Eindringtiefe von  $\delta \approx 150$   $\mu\text{m}$ .

### 4.3.2 Koaxiale Leitung mit Ferriteinsatz

Bild 4.3 zeigt den Querschnitt einer koaxialen Leitung, in welcher zwischen Innen- und Außenleiter ein Ferritrohr mit den Materialparametern  $\varepsilon_{r,\text{Fe}}$  und  $\mu_{r,\text{Fe}}$  eingebracht ist. Der Durchmesser des Innenleiters der Leitung ist  $2a = 3$  mm, der Innendurchmesser des Außenleiters  $2d = 10$  mm; der Innendurchmesser des Ferritrohres ist  $2b = 5$  mm und sein Außendurchmesser  $2c = 7$  mm. Es wird von ideal leitenden Leitern ausgegangen.

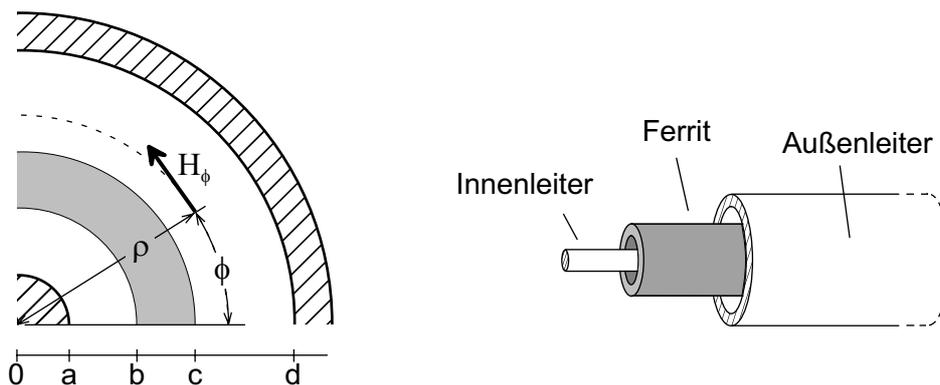


Abbildung 4.3: Koaxiale Leitung mit Ferriteinsatz.

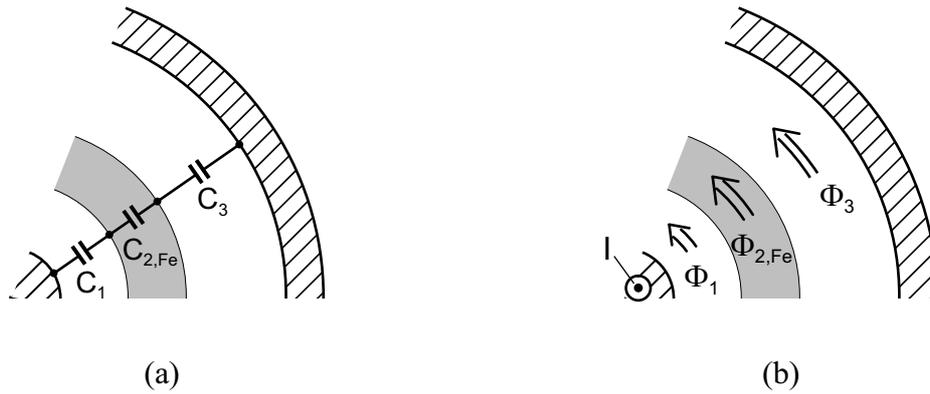


Abbildung 4.4: Quasistatische Berechnung (a) des Kapazitätsbelags und (b) des Induktivitätsbelags der coaxialen Leitung mit Ferriteinsatz.

### Quasistatische Berechnung

Sind die Eindringtiefe und die Wellenlänge im Ferritmaterial deutlich größer als die Dicke der Ferritschicht, so kann eine Quasi-TEM-Wellenausbreitung angenommen werden. Das elektrische und das magnetische Feld gleichen dann quasistatisch berechneten Feldern und die Leitungsparameter können aus dem Kapazitäts- und dem Induktivitätsbelag bestimmt werden.

Der Kapazitätsbelag  $C'$  der Leitung ist gemäß Bild 4.4 a als Hintereinanderschaltung der drei Kapazitäten  $C'_1$ ,  $C'_{2,\text{Fe}}$  und  $C'_3$  gegeben. Es ist

$$C' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{1}{\epsilon_{r,\text{Fe}}}\ln\left(\frac{c}{b}\right) + \ln\left(\frac{d}{c}\right)}. \quad (4.11)$$

Der zweite Term im Nenner in Gleichung (4.11) beschreibt die Kapazität  $C'_{2,\text{Fe}}$ . Wegen der vergleichsweise hohen relativen Permittivität von Ferriten nimmt dieser Term sehr kleine Werte an und kann in erster Näherung vernachlässigt werden. Aus diesem Grund kann eine ungenaue Kenntnis der Ferritpermittivität bei der Berechnung der Ausbreitungseigenschaften der Leitung hingenommen werden. (Umgekehrt ist durch Messung einer derartigen Leitung die Ferritpermittivität auch nur ungenau bestimmbar; siehe Abschnitt 4.4.)

Der Induktivitätsbelag  $L'$  der Leitung ist gemäß Bild 4.4 b durch die magnetischen Flüsse  $\Phi_1$ ,  $\Phi_{2,\text{Fe}}$  und  $\Phi_3$  gegeben. Er erscheint als eine Hintereinanderschaltung dreier Induktivitäten. Es ist

$$L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \left[ \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \mu_{r,\text{Fe}} \cdot \ln\left(\frac{c}{b}\right) + \ln\left(\frac{d}{c}\right) \right]. \quad (4.12)$$

Der zweite Term in der Klammer beschreibt den Flussanteil  $\Phi_{2,\text{Fe}}$  innerhalb des Ferrits. Da dieser wegen der magnetischen Verluste komplexe (bei Gültigkeit von 4.5 sogar fast rein imaginäre) Werte annimmt, ist  $L'$  komplex.

Aus den Gleichungen (4.11) und (4.12) können die quasistatischen Ausbreitungsparameter der Leitung gemäß

$$\gamma_{\text{TEM}} = j\sqrt{L'C'} \quad \text{und} \quad Z_{L,\text{TEM}} = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (4.13)$$

berechnet werden.

### Geschlossene Lösung

Die Felder der Eigenwellen der koaxialen ferritbelasteten Leitung können mit Hilfe von Besselfunktionen geschlossen berechnet werden [35]. Es muss jedoch — zur Findung der Ausbreitungskonstanten der Eigenwellen — die Eigenwertgleichung gelöst werden, welche aufgrund der Besselfunktionen transzendent, und daher nicht geschlossen lösbar ist. Da die gesuchten Ausbreitungskonstanten komplexe Werte annehmen, ist ein zweidimensionaler Raum nach Lösungen abzusuchen. Beschränkt man sich auf die (Quasi-TEM-)Grundmoden, so kann man mit Hilfe von (4.13) die Ausbreitungskonstante abschätzen, und so das abzusuchende Gebiet einschränken.

Die Eigenwertsuche wurde in *Matlab* als Rastersuche in der  $\gamma$ -Ebene implementiert.

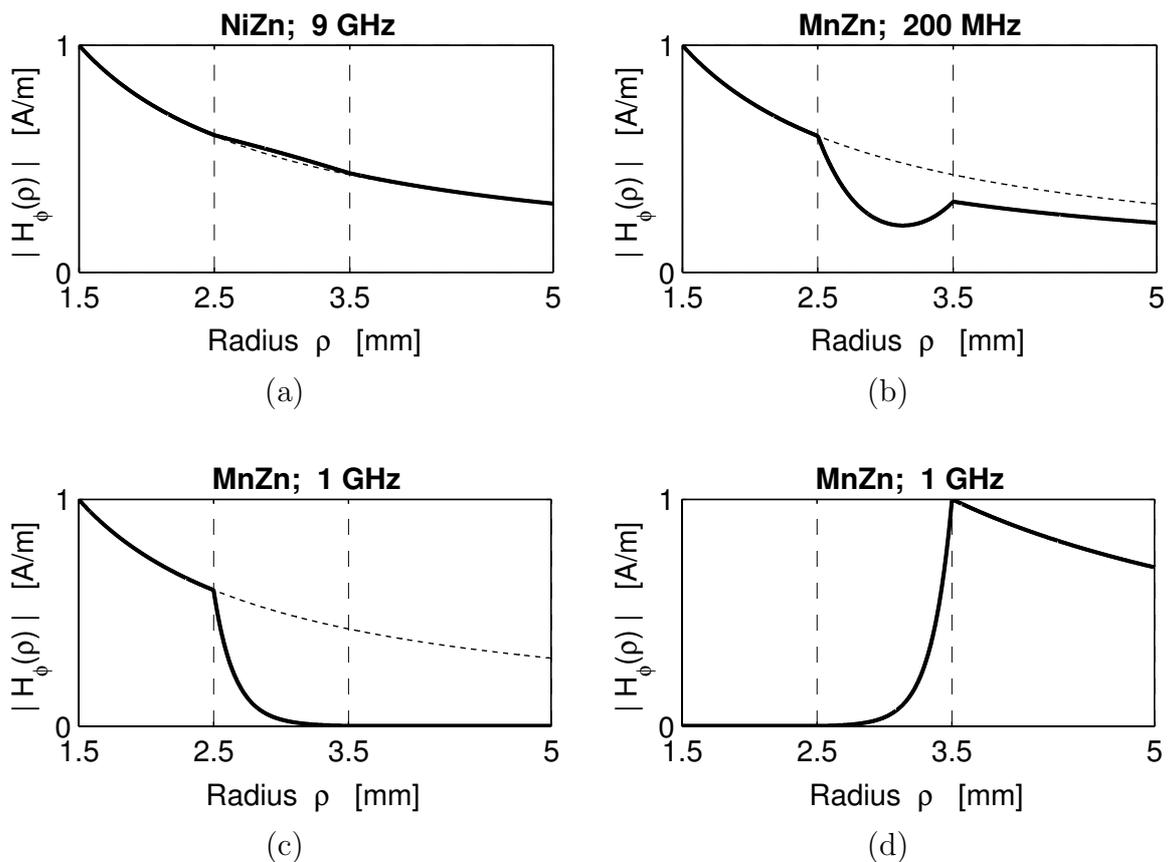


Abbildung 4.5: Feldverteilung  $H_\phi(\rho)$  der Quasi-TEM-Moden bei unterschiedlichen Frequenzen und Ferrittypen; (gestrichelt: Verläufe proportional zu  $\rho^{-1}$  zum Vergleich).

Von jedem Rasterpunkt aus wird eine Routine zur Suche von Minima komplexer Funktionen gestartet, mit deren Hilfe eine Lösung der Eigenwertgleichung gefunden wird.

Bild 4.5 zeigt die Beträge  $|H_\phi|$  (normiert auf einen Maximalwert von  $1 \text{ A m}^{-1}$ ) über der Mittelpunktsabstands-Koordinaten  $\rho$  für unterschiedliche Frequenzen und Ferrittypen. Zum Vergleich mit der zugehörigen quasistatischen Feldverteilung ist jeweils ein zu  $\rho$  umgekehrt proportionaler Verlauf mit eingetragen (gestrichelt).

In Bild 4.5 a wurden der Rechnung die Materialdaten des NiZn-Ferrits *4B1* von Ferroxcube zugrunde gelegt. Der Graf zeigt die Feldverteilung bei 9 GHz. Gegenüber dem quasistatischen H-Feld-Verlauf ist eine geringe Überhöhung im Bereich des Ferrits festzustellen. Bei niedrigeren Frequenzen ist die Abweichung vom quasistatischen Verlauf noch geringer (nicht abgebildet). Die Ausbreitungskonstante des Modes weicht um weniger als 1 % von der nach (4.13) quasistatisch ermittelten ab ( $\gamma \approx \gamma_{\text{TEM}} \cdot (0,994 - j 0,02)$ ).

In Bild 4.5 b bis d wurden der Rechnung die Materialdaten des MnZn-Ferrits *3B1* von Ferroxcube zugrunde gelegt. Schon bei 200 MHz zeigt sich eine deutliche Abweichung von der quasistatischen Feldverteilung (Bild b). Der Wert der Ausbreitungskonstanten weicht hier fast 20 % vom quasistatisch berechneten Wert ab ( $\gamma \approx \gamma_{\text{TEM}} \cdot (0,81 - j 0,01)$ ).

Die Bilder 4.5 c und d zeigen zwei unterschiedliche, bei 1 GHz ausbreitungsfähige Moden. Die Eindringtiefe in den Ferrit ist hier so gering, dass sich dieser wie ein verlustbehafteter, wellenführender Leiter verhält. Die Feldverteilung der beiden Moden ist außerhalb des Ferrits nahezu übereinstimmend mit einer quasistatischen Verteilung (die gestrichelte Linie wird von der durchgezogenen überdeckt). Die Ausbreitungskonstanten liegen in der Nähe der Freiraum-Ausbreitungskonstanten; aufgrund der Ferritverluste haben sie einen erheblichen Dämpfungsanteil ( $\gamma \approx j \beta_0 \cdot (1,18 - j 0,83)$  in Bild c;  $\gamma \approx j \beta_0 \cdot (1,18 - j 0,78)$  in Bild d).

## 4.4 Messung der Permeabilität

Die Permeabilität weichmagnetischer Ferrite wird von Herstellern typischer Weise nur bis zu etwa dem Zehnfachen der Resonanzfrequenz angegeben; für NiZn-Ferrite findet man Angaben bis etwa 100 MHz . . . 1 GHz. In Leitungstransformatoren — und mit Einschränkungen auch in Wicklungstransformatoren — können Ferrite bis zu deutlich höheren Frequenzen eingesetzt werden. Die für die Modellierung derartiger Bauelemente notwendigen Permeabilitätsdaten können im Fall von NiZn-Ferriten in einem einfachen Verfahren gemessen werden, welches im Folgenden dargestellt wird.

Gemessen werden die Streuparameter von koaxialen Leitungen mit Ferriteinsatz, wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurden (vgl. Bild 4.3).

Die komplexe Permeabilität  $\mu$  und die komplexe Permittivität  $\varepsilon$  sind vermöge der Beziehungen 4.11 bis 4.13 über die wohlbekannteren Leitungsgleichungen mit den Streuparametern der zu messenden Leitung verknüpft. Ein Vergleich der gemessenen und der berechneten Streuparameter  $S_{11}$  und  $S_{21}$  führt auf ein Gleichungssystem, welches in jedem Frequenzpunkt aus zwei komplexen Gleichungen besteht und die zwei komplexen Unbekannten  $\mu$  und  $\varepsilon$  enthält. Da in den Leitungsgleichungen die Tangensfunktion enthalten ist, handelt es sich um ein transzendentes Gleichungssystem. Dieses ist nicht geschlossen,

sondern nur mit Hilfe von iterativen Verfahren lösbar.

Um Messfehler herauszumitteln, können zusätzlich zu  $S_{11}$  und  $S_{21}$  auch  $S_{22}$  und  $S_{12}$  in die Rechnung mit einbezogen werden. Zum Ausgleich von Fehlern in der Probengeometrie ist es außerdem sinnvoll, Leitungen unterschiedlicher Länge, und — falls verfügbar — mit unterschiedlichen Querabmessungen zu untersuchen. Auf diese Weise erhält man eine Vielzahl von Gleichungen, mit denen unterschiedlich verfahren werden kann:

1. Eine Möglichkeit besteht darin, mehrere, aus je zwei Gleichungen bestehende Gleichungssysteme zu lösen. Man erhält eine Anzahl von Lösungen, die aufgrund der Messungenauigkeiten mehr oder weniger unterschiedlich sind. Die Streuung der Lösungswerte gibt einen Hinweis auf die Genauigkeit der Messwerte. Aus den Lösungswerten kann durch Mittelwert- oder Medianbildung eine Lösung extrahiert werden.

2. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, sämtliche Gleichungen in einem einzigen Gleichungssystem zusammenzufassen. Dieses ist überbestimmt und hat aufgrund der Messungenauigkeiten keine exakte Lösung. Zu jeder Gleichung wird eine Fehlerfunktion aufgestellt, welche den Grad der Nichterfüllung der Gleichung beschreibt. Die Summe der Fehler wird dann durch Variation der unbekannt Materialparameter minimiert. Bei diesem Verfahren gibt das Konvergenzverhalten einen Hinweis auf die Genauigkeit der Messwerte. Zur Implementierung eignen sich kommerzielle Schaltungsoptimierer. Diese bieten zudem den Vorteil, dass die explizite Aufstellung von Gleichungen entfallen kann, indem für die gemessenen Leitungen S-Parameter-Datenkomponenten, und für die zu berechnenden Leitungen die in Abschnitt 6.2 beschriebenen Leitungskomponenten eingesetzt werden.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt in jedem Frequenzpunkt für sich.

Für die Messung werden präzise Messleitungen und Ferritproben benötigt. Als Messleitungen eignen sich koaxiale Luftleitungen, wie sie für Kalibrierzwecke verwendet werden. Zur Messung werden Ferritperlen oder -Rohre auf den Innenleiter geschoben und fixiert (z.B. mit Papier). Die meisten Ferrittypen sind mit Ringdurchmessern von einigen Millimetern erhältlich. Hier eignen sich Luftleitungen mit N-Anschlüssen (z.B.  $2a = 3,04$  mm und  $2d = 7$  mm (vgl. Bild 4.3)). Für kleinere Ferritproben können Luftleitungen mit PC 3.5-Anschlüssen verwendet werden (z.B.  $2a = 1,52$  mm und  $2d = 3,5$  mm).

Bei Verwendung präziser Messleitungen ist die Messgenauigkeit vor allem durch die Ferritproben begrenzt. Zum einen sind die Maße der Proben einer Toleranz unterworfen, welche von der Schrumpfung beim Sinterungsprozess herrührt. Typischer Weise liegen die Radius- und Dicken-Toleranzen von Ferritkernen bei 5%. Zum anderen sind die Eigenschaften von Ferriten nicht nur von der Materialzusammensetzung abhängig, sondern variieren aufgrund des Herstellungsprozesses auch mit der Kerngeometrie. Die an kleinen Proben gemessenen Eigenschaften treffen demnach nur bedingt für andere Kernformen gleichen Materials zu.

Wichtige Voraussetzungen für die Anwendbarkeit des Messverfahrens sind die völlige Durchdringung der Ferritproben vom magnetischen Feld und die Gültigkeit der Quasi-TEM-Näherung. Geringe Abweichungen von letzterem können mit Hilfe von Ausgleichsfaktoren korrigiert werden, mit welchen man die Quasi-TEM-Leitungsparameter nach (4.13) beaufschlagt. Die Ausgleichsfaktoren werden nach einer in einem ersten Durch-

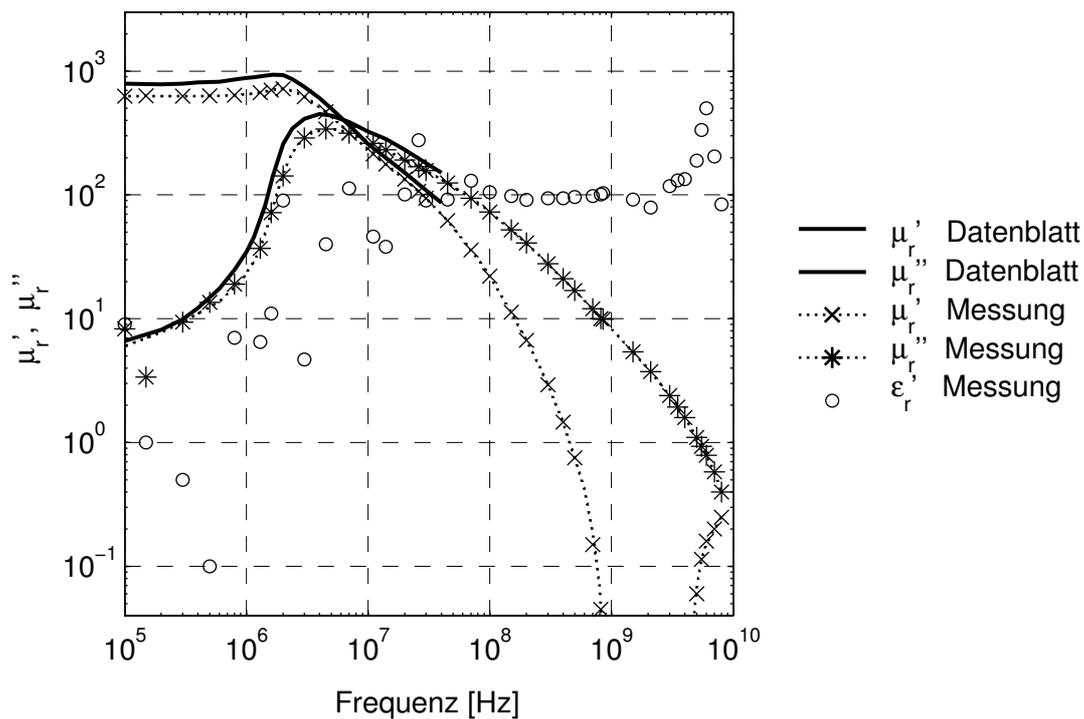


Abbildung 4.6: Ermittelte Ferritparameter  $\mu'$ ,  $\mu''$  und  $\epsilon'$  des Ferritmaterials *K10* (NiZn; EPCOS).

gang erfolgten Bestimmung von  $\mu$  und  $\epsilon$  durch Modenanalyse ermittelt. In einem zweiten Durchgang bestimmt man dann unter Berücksichtigung der Ausgleichsfaktoren  $\mu$  und  $\epsilon$  erneut.

Für die Messung der Permeabilität von MnZn-Ferriten nach dem beschriebenen Verfahren wären wegen deren geringer Eindringtiefe für eine Quasi-TEM-Wellenausbreitung Ringdicken der Ferritproben von nur wenigen zehn Mikrometern erforderlich. Da derartige Proben nicht verfügbar sind, ist das Verfahren für MnZn-Ferrite ungeeignet.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen stand eine Messleitung der Steckerfamilie PC 3.5 zur Verfügung. Mit dieser wurden Ferrit-Ringe des Materials *K10* (NiZn) von EPCOS gemessen. Die Ringe hatten die nominalen Maße  $2b = 1,78$  mm und  $2c = 3,43$  mm (vgl. Bild 4.3). Die Länge (Höhe) eines einzelnen Rings betrug nominal  $h_{\text{Ring}} = 2,11$  mm. Es wurden jeweils 1, 2, ... 8 Ringe hintereinander aufgereiht und in der Messleitung gemessen. Die Auswertung der Messung (Lösung des Gleichungssystems) erfolgte für sämtliche Messungen gleichzeitig mit Hilfe des Schaltungsoptimierers. Es wurde von einer rein reellen Permittivität  $\epsilon = \epsilon'$  ausgegangen.

Bild 4.6 zeigt die gefundene relative Permittivität  $\epsilon_r'$  und die Permeabilität  $\mu_r = \mu_r' - \mu_r''$  in den untersuchten Frequenzpunkten. Zum Vergleich sind die vom Hersteller angegebenen Permeabilitätsdaten im Grafen mit eingetragen; diese liegen nur bis 50 MHz vor. Bei der Auswertung wurde bei Frequenzen von 0,5 MHz bis 8 GHz ei-

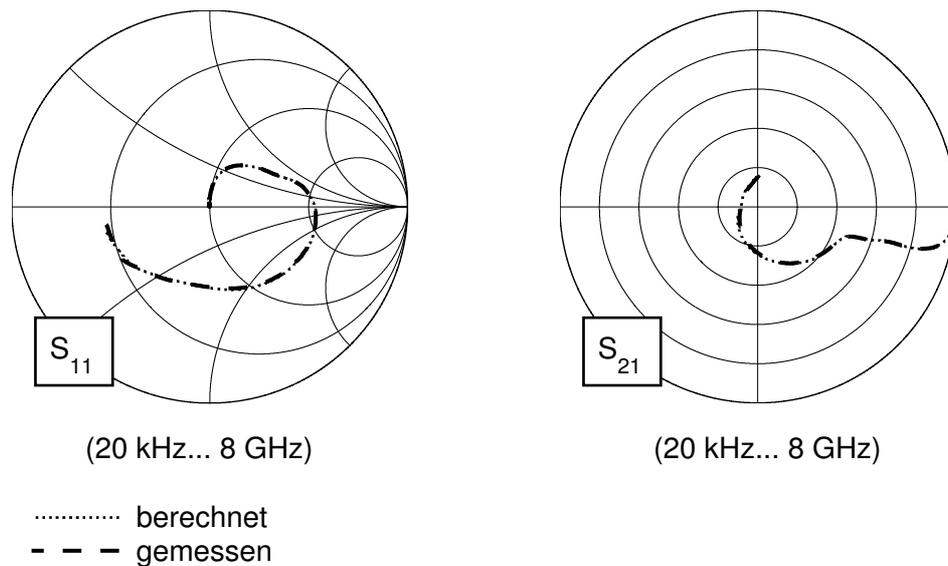


Abbildung 4.7: Streuparameter der Mess-Koaxialleitung (vgl. Bild 4.3) bei Einsatz von vier Ferritringen (Leitungslänge:  $l = 4 \times 2,11$  mm).

ne ausgezeichnete Konvergenz festgestellt. Die dargestellten Permeabilitätswerte streuen in diesem Frequenzbereich nahezu überhaupt nicht. Im Bereich von 800 MHz bis 5 GHz nimmt  $\mu_r'$  sehr kleine Werte an ( $\mu_r' < 0,04$ ); hier führt die Auswertung zu stark streuenden und demnach unbrauchbaren Werten (nicht mehr im Grafen enthalten). Die Permittivität  $\epsilon_r'$  kann, wie in Abschnitt 4.3.2 erläutert, durch das Messverfahren nur ungenau bestimmt werden. Man erkennt eine dementsprechend starke Streuung der gefundenen Werte, vor allem bei sehr hohen und sehr niedrigen Frequenzen.

Im Vergleich zu den Herstellerdaten sind die ermittelten Permeabilitätswerte etwas zu niedrig. Dies kann unterschiedliche Ursachen haben. Möglicher Weise wurden die Abmessungen der untersuchten Ferritkerne falsch angesetzt (von einer Überprüfung der Maße mit präzisen Messgeräten wurde abgesehen). Die Abweichung kann außerdem dadurch entstanden sein, dass die Herstellerdaten an anderen Kernformen als den untersuchten gemessen wurden.

Die gemessenen, sowie die auf Basis der gefundenen Permeabilität und Permittivität berechneten Streuparameter sind für die mit vier Ferritkernen bestückte Koaxialleitung (Gesamtlänge:  $l = 4 \times 2,11$  mm) in Bild 4.7 dargestellt. Man erkennt eine nahezu exakte Übereinstimmung. Eine ebenso gute Übereinstimmung liegt auch bei den übrigen Messungen (mit 1, 2, ... 8 Ringen) vor. (Abweichungen der angenommenen Geometriedaten von den tatsächlichen werden durch diese Prüfung nicht erfasst.)

Kerne aus dem Material *K10* standen nur in sehr kleinen Größen zur Verfügung. Eine Auswahl größerer Kerne aus NiZn-Ferritmaterial wird von Ferroxcube angeboten (*4B1*, *4S2*, *4C65*). Diese wurden ebenfalls gemessen. Die gemessenen Permeabilitätswerte dieser Ferrite sowie die gemessene Permeabilität des Ferrits *K10* und die dem Datenblatt

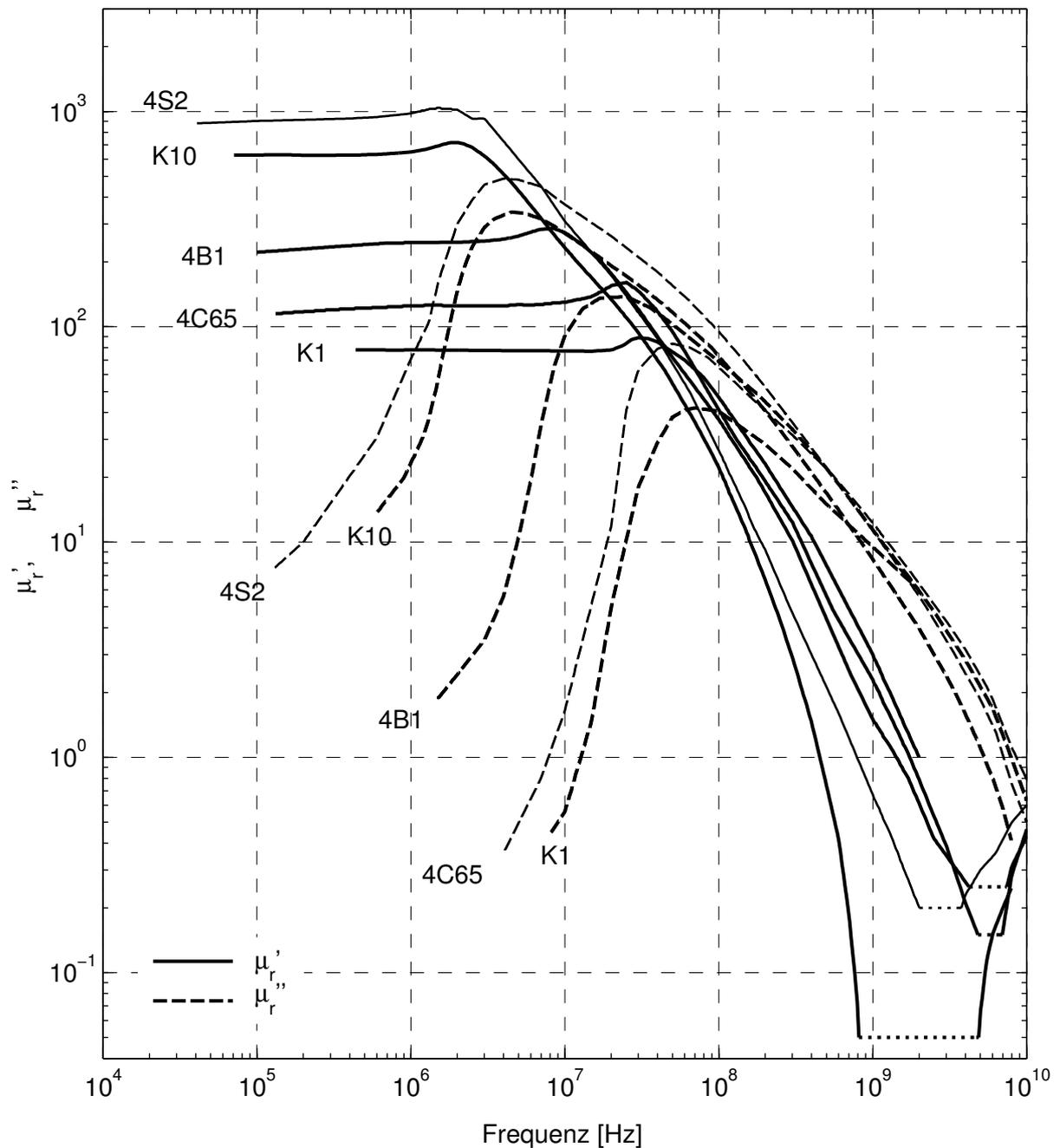


Abbildung 4.8: Relative Permeabilität  $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$  verschiedener NiZn-Ferrite.

entnommene Permeabilität des Ferrits *K1* sind in Bild 4.8 zusammengestellt.

Da keine kleinen Proben der Ferroxcube-Ferrite erhältlich waren, musste für deren Messung eine Messleitung in geeigneter Größe selbst angefertigt werden. Die Präzision dieser Leitung war leider sehr dürftig, was zu einer schlechten Konvergenz bei der Optimierung führte. Im Bereich stark überwiegender magnetischer Verluste konnte nur dann

eine Lösung gefunden werden, wenn die Reflektion an der koaxialen Leitung mit Ferriteinsatz unberücksichtigt gelassen, und nur die Transmission ausgewertet wurde. Die in Bild 4.8 dargestellten Materialdaten der Ferroxcube-Ferrite sind daher nur näherungsweise gültig. In Bereichen sehr kleiner  $\mu_r'$  zeigten diese eine starke Streuung. (Die streuenden Werte sind in Bild 4.8 nicht eingetragen; die Verläufe sind stattdessen durch gepunktete Linien verbunden.) Die mit der selbstgefertigten Messleitung gemessenen Permittivitätswerte streuten bei allen Frequenzen zwischen Werten von 1...2000 und waren damit unbrauchbar.

# Kapitel 5

## Wicklungstransformatoren

Nach dem Prinzip des Wicklungstransformators werden Transformatoren und Symmetrierer für Frequenzen von typischer Weise bis zu einigen 100 Megahertz, in manchen Fällen sogar einigen Gigahertz [43] realisiert. Derartige Wicklungstransformatoren bestehen aus feinen Drähten, welche auf Ferritkerne mit Abmessungen von wenigen Millimetern gewickelt sind. Bei hohen Frequenzen werden wegen ihrer geringen elektrischen Verluste hauptsächlich NiZn-Ferritkerne eingesetzt.

Die obere Frequenzgrenze von Wicklungstransformatoren ist nicht durch die magnetischen Eigenschaften des Ferritmaterials, sondern durch Streuinduktivitäten, welche aus ungenügender Flussüberlappung der Wicklungen resultieren, bestimmt. Um hohe Grenzfrequenzen zu erzielen, verwendet man wenige Windungen. In einigen Fällen kann durch Verdrillen der Drähte die Flussüberlappung verbessert, und damit die obere Frequenzgrenze erhöht werden [10].

Ein wichtiges Merkmal von Wicklungstransformatoren ist ihre elektrische Kleinheit. Wegen den hieraus bei Mikrowellenfrequenzen resultierenden kleinen Kernabmessungen können Wicklungstransformatoren in der Mikrowellentechnik nur bei kleinen Leistungen eingesetzt werden.

### Ersatzschaltbild des Transformators

Es existieren unterschiedliche Ersatzschaltbilder für Wicklungstransformatoren, die jeweils in einander umgerechnet werden können [2]. Den hier durchgeführten Betrachtungen wird die in Bild 5.1 dargestellte Ersatzanordnung zugrunde gelegt. Sie enthält zwei Übertrager, welche die Windungszahlen  $m$  und  $n$  der Primär- und Sekundärwicklung repräsentieren. Aus dem Ersatzschaltbild berechnen sich die Induktivitätskoeffizienten des Transformators zu

$$L_{11} = m^2 \cdot L_g + L_{\text{str},1}, \quad (5.1)$$

$$L_{22} = n^2 \cdot L_g + L_{\text{str},2} \quad (5.2)$$

und

$$M = m \cdot n \cdot L_g. \quad (5.3)$$

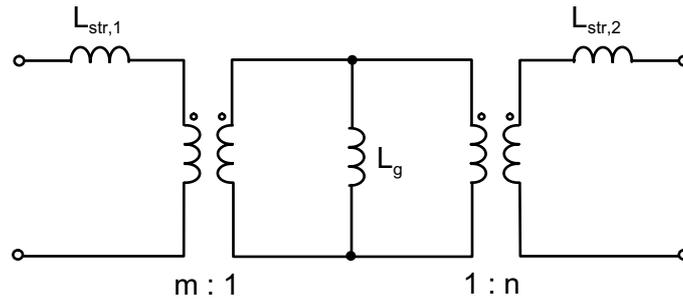


Abbildung 5.1: Einfaches Transformator-Ersatzschaltbild.

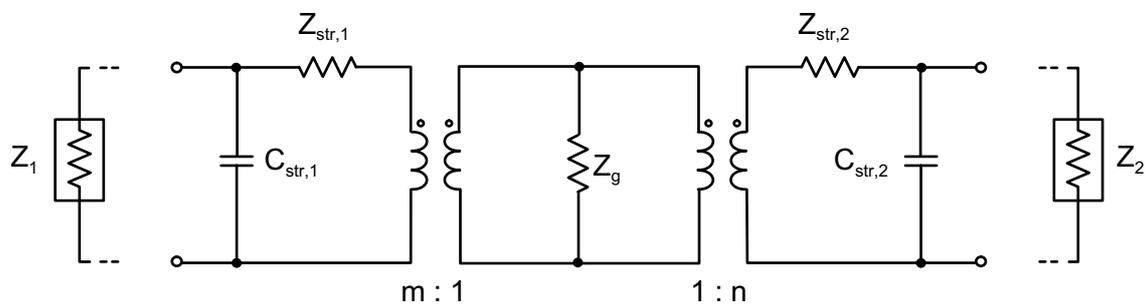


Abbildung 5.2: Ersatzschaltbild des Transformators bei Betrachtung von magnetischen Verlusten und Streukapazitäten.

Für den Koppelfaktor erhält man daraus

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_{11} L_{22}}} = \frac{L_g}{\sqrt{\left(L_g + \frac{L_{\text{str},1}}{m^2}\right) \cdot \left(L_g + \frac{L_{\text{str},2}}{n^2}\right)}} . \quad (5.4)$$

Im Fall verschwindender Streuinduktivitäten  $L_{\text{str},1}$  und  $L_{\text{str},2}$  wird der Koppelfaktor gleich Eins. Das Spannungs-Übersetzungsverhältnis  $\ddot{U}$  des Transformators ist dann durch

$$\ddot{U} \Big|_{L_{\text{str}}=0} = \sqrt{\frac{L_{11}}{L_{22}}} = \frac{m}{n} \quad (5.5)$$

gegeben.

Bei hohen Frequenzen müssen Streukapazitäten und magnetische Verluste berücksichtigt werden. Es ergibt sich das in Bild 5.2 dargestellte Ersatzschaltbild. In dem Ersatzschaltbild sind Kapazitäten zwischen der primären und der sekundären Wicklung unberücksichtigt. Außerdem sind ohmsche Verluste unberücksichtigt, da sie bei den betrachteten Frequenzen und geringen Windungszahlen vernachlässigbar sind.

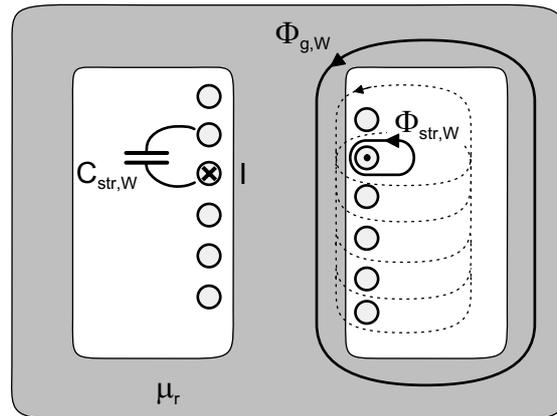


Abbildung 5.3: Transformator mit nebeneinander liegenden, einlagigen Wicklungen.

## 5.1 Transformator mit nebeneinander liegenden, einlagigen Wicklungen

In den folgenden Überlegungen wird die in Bild 5.3 dargestellte Transformatoranordnung betrachtet, bei der auf einen magnetischen Kern zwei einlagige Wicklungen mit  $m$  und  $n$  Windungen nebeneinander gewickelt sind. Die folgenden vereinfachenden Annahmen sollen gemacht werden:

1. Die Kapazität zwischen nicht benachbarten Windungen ist vernachlässigbar klein. Diese Annahme ist bei einlagig nebeneinander liegenden Windungen näherungsweise richtig. Die Kapazität zwischen zwei benachbarten Windungen sei  $C_{\text{str},W}$ .

2. Ein in einer beliebigen Windung fließender Strom der Stärke  $I$  ruft in dem magnetischen Kern einen magnetischen Fluss der Stärke  $\Phi_{g,W}$  hervor, der alle anderen Windungen mit umfasst. Diese Annahme ist dann näherungsweise richtig, wenn der Betrag der relativen Permeabilität des Kerns erheblich größer als Eins ist. Des Weiteren wird von dem Strom ein magnetischer Fluss der Stärke  $\Phi_{\text{str},W}$  hervorgerufen, der außer der anregenden Windung keine weiteren Windungen umfasst. Alle anderen magnetischen Flüsse, wie die im Bild gestrichelt gezeichneten, sollen vernachlässigt werden können. Diese Annahme ist dann näherungsweise richtig, wenn die Windungen aus dünnem Draht bestehen und nicht zu dicht nebeneinander gewickelt sind.

Unter diesen Voraussetzungen können den Elementen des Ersatzschaltbildes in Bild 5.2 in einfacher Weise physikalischen Größen zugeordnet werden:

Die Gegeninduktivität  $L_g$  ist die Induktivität des Kerns mit nur einer Windung. Für niedrige Frequenzen ist  $L_g$  gleich dem  $A_L$ -Wert, welcher eine gängige Kenngröße von Transformator-kernen ist. Mit dem oben definierten Fluss  $\Phi_{g,W}$  ist

$$L_g = \frac{\Phi_{g,W}}{I} = A_L. \quad (5.6)$$

Bei höheren Frequenzen wird  $\Phi_{g,W}$  aufgrund der magnetischen Verluste komplex, und  $Z_g$

in Bild 5.2 ist

$$Z_g = \frac{j\omega\Phi_{g,W}}{I}. \quad (5.7)$$

Die Streuinduktivitäten der beiden Wicklungen ergeben sich als Hintereinanderschaltung der Streuinduktivitäten der einzelnen Windungen zu

$$L_{\text{str},1} = m \cdot \frac{\Phi_{\text{str},W}}{I} \quad \text{und} \quad L_{\text{str},2} = n \cdot \frac{\Phi_{\text{str},W}}{I}. \quad (5.8)$$

Bei Berücksichtigung magnetischer Verluste wird  $\Phi_{\text{str},W}$  komplex und es ist

$$Z_{\text{str},1} = m \cdot \frac{j\omega\Phi_{\text{str},W}}{I} \quad \text{und} \quad Z_{\text{str},2} = n \cdot \frac{j\omega\Phi_{\text{str},W}}{I}. \quad (5.9)$$

Da die Streukapazitäten  $C_{\text{str},W}$  der Windungen hintereinander geschaltet sind, verringern sich die Gesamtstreukapazitäten  $C_{\text{str},1}$  und  $C_{\text{str},2}$  der beiden Wicklungen mit zunehmender Windungszahl. Für  $m > 1$  und  $n > 1$  sind

$$C_{\text{str},1} = \frac{C_{\text{str},W}}{m-1} \quad \text{und} \quad C_{\text{str},2} = \frac{C_{\text{str},W}}{n-1}. \quad (5.10)$$

Für  $m = 1$  oder  $n = 1$  ist in der hier angestellten vereinfachten Betrachtung die Streukapazität gleich Null.

### Gegeninduktivität

Aus dem Ersatzschaltbild Bild 5.2 erkennt man, dass soweit Streuinduktivitäten und Streukapazitäten vernachlässigt werden können, die Funktion des Transformators gewährleistet ist, solange die Impedanz der Gegeninduktivität  $Z_g$  hoch ist gegen die sie umgebende Impedanz:

$$|Z_g| \gg \frac{|Z_1|}{m^2} \quad \text{und} \quad |Z_g| \gg \frac{|Z_2|}{n^2} \quad (5.11)$$

Die Frequenzabhängigkeit von  $Z_g$  wird im Folgenden untersucht.

Aufgrund der oben gemachten Annahme, dass der magnetische Fluss  $\Phi_{g,W}$  in Gleichung (5.7) ausschließlich im magnetischen Kern fließt, und der zusätzlichen Annahme, dass die außerdem im Kern vorhandenen magnetischen Flüsse  $\Phi_{\text{str},W}$  vernachlässigbar klein sind, kann der einfache Zusammenhang

$$\Phi_{g,W} = I \cdot \mu_0 \mu_r \cdot F_{\text{Geo}} \quad (5.12)$$

geschrieben werden, nach dem der Fluss  $\Phi_{g,W}$  von dem erregenden Strom  $I$ , der komplexen Permeabilität  $\mu_0 \mu_r$  des Kernmaterials und einem die Kerngeometrie beschreibenden Faktor  $F_{\text{Geo}}$  abhängt.

Verwendet man für die relative Kernpermeabilität gemäß Abschnitt 4.2.2 die Näherung

$$\mu_r \approx \frac{\mu_{r,0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{\text{res}}}}, \quad (5.13)$$

so erhält man aus Gleichung (5.7) mit Gleichung (5.12) für die Impedanz der Gegeninduktivität die Beziehung

$$Z_g \approx \frac{1}{j\omega L_{g0} + \frac{1}{R_g}} \quad (5.14)$$

mit

$$L_{g,0} = \mu_0 \mu_{r,0} \cdot F_{Geo} \quad (5.15)$$

und

$$R_g = \omega_{res} L_{g,0}. \quad (5.16)$$

Die magnetischen Verluste können demnach in erster Näherung frequenzunabhängig mit Hilfe eines zur Induktivität parallel liegenden Widerstandes repräsentiert werden. Das Verhältnis  $R_g/L_{g,0}$  hängt nur von der Resonanzfrequenz des verwendeten Ferritmaterials und nicht von der Kerngeometrie ab. Die Induktivität bei niedrigen Frequenzen  $L_{g,0}$  ist durch den  $A_L$ -Wert gegeben. Die Ersatzanordnung für die Gegeninduktivität nach Gleichung (5.14) ist in Bild 5.4 a dargestellt.

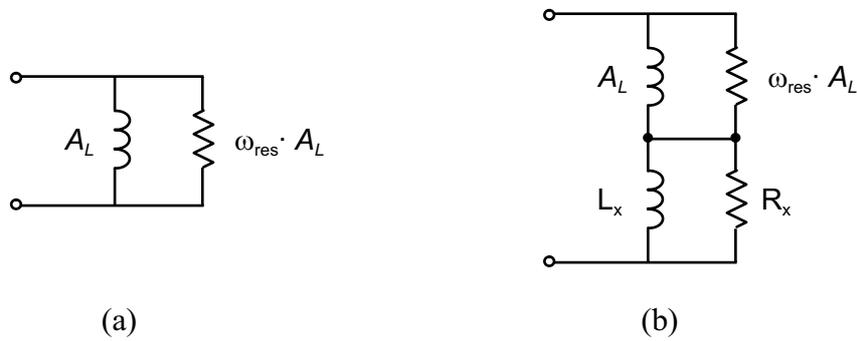


Abbildung 5.4: Ersatzanordnungen für die frequenzabhängige Impedanz  $Z_g$ ; (a) nach Gleichung (5.14), (b) verbesserte Anordnung (siehe Bild 5.7).

Ein typischer Doppellochkern für Mikrowellen-Wicklungstransformatoren ist der Kern *B62152-A27-X1* von EPCOS. Er besteht aus dem NiZn-Ferritmaterial *K1*, dessen Permeabilität in Bild 4.2 dargestellt ist. Die Geometriedaten des Kerns sind in Bild 5.5 a angegeben. Dem Datenblatt entnimmt man  $A_L = 60 \text{ nH}$ ; die Resonanz-Kreisfrequenz des Kernmaterials *K1* ist gemäß Bild 4.2  $\omega_{res} \approx 2\pi \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ . Hieraus ergibt sich nach Gleichung (5.16)  $R_g \approx 38 \Omega$ .

Die Gegeninduktivität des Kerns wurde sowohl messtechnisch als auch durch Feldsimulation bestimmt.

Zur Messung wurde ein Netzwerkanalysator und eine Microstrip-Testfassung verwendet. Es wurde die in Bild 5.5 b dargestellte Testplatine aufgebaut, bei der ein dicker, u-förmiger Draht durch den Kern geführt, und an das Ende einer Microstrip-Leitung gelötet ist. Durch Verwendung eines dicken Drahtes, der die Bohrungen fast völlig ausfüllt, werden die bei der Gegeninduktivität unbeteiligten Flussanteile  $\Phi_{str,W}$  (vgl. Bild 5.3) weitgehend ausgeschlossen.

Der Feldberechnung wurde eine zweidimensionale Geometrie zugrunde gelegt, bei welcher die beiden Bohrungen des Ferritkerns vollkommen mit Leitern ausgefüllt sind. Die Leiter bilden eine — wegen des Ferrits stark verlustbehaftete — Leitung. Die zu bestimm-

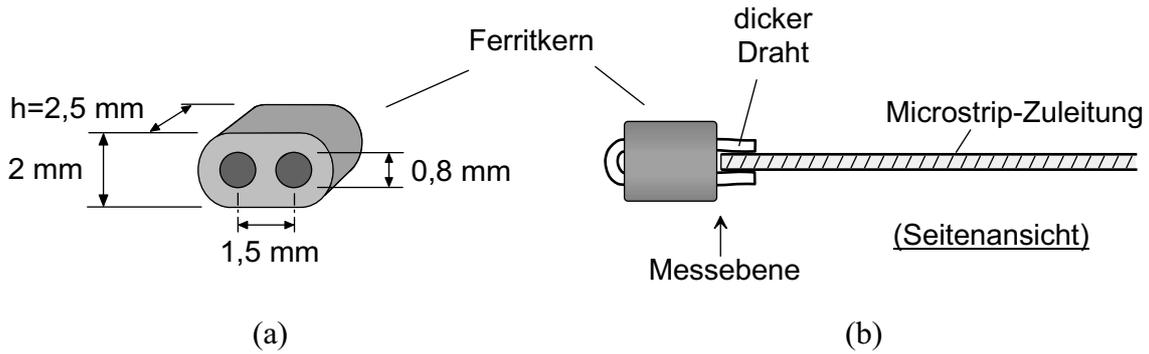


Abbildung 5.5: (a) Geometriedaten des Ferritkerns EPCOS B62152-A27-X1. (b) Anordnung zur Messung von  $Z_g$ .

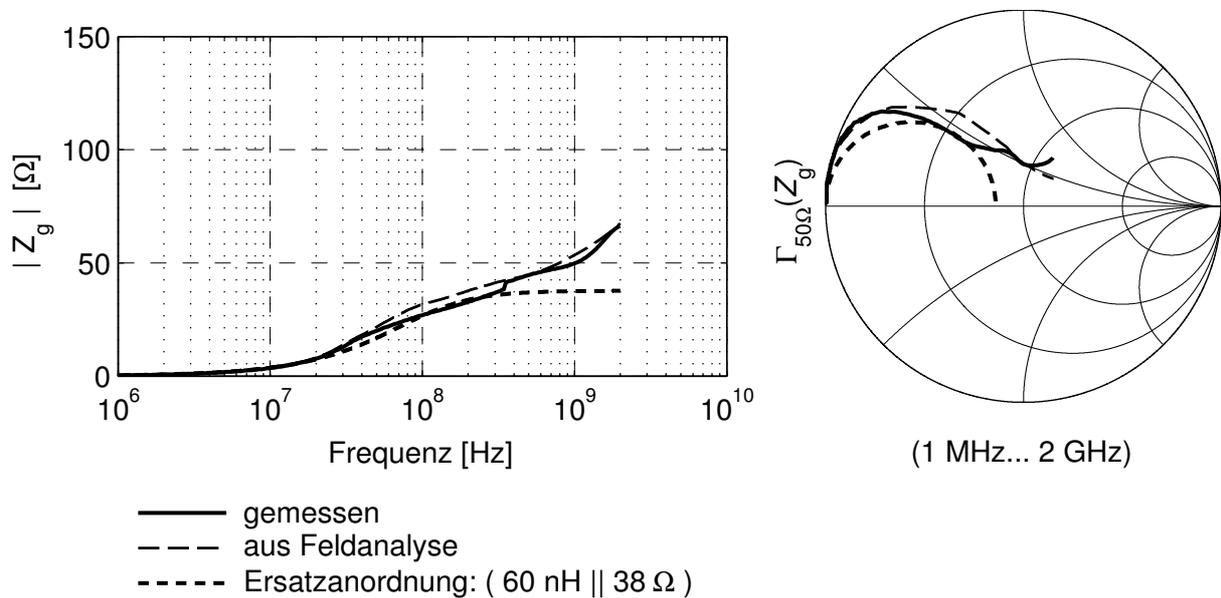


Abbildung 5.6: Impedanz  $Z_g$  des Ferritkerns in Bild 5.5 a.

mende Impedanz  $Z_g$  ist näherungsweise die Eingangsimpedanz dieser, nach einer Länge von  $h = 2,5 \text{ mm}$  kurzgeschlossenen Leitung. Aus den in der Modenanalyse berechneten Leitungsparametern  $Z_L$  und  $\gamma$  erhält man  $Z_g$  demnach mit Hilfe von

$$Z_g \approx Z_L \cdot \tanh \gamma h. \quad (5.17)$$

In Bild 5.6 sind die gemessenen und mittels Feldsimulation berechneten Impedanzen  $Z_g$ , sowie die mit der Ersatzanordnung in Bild 5.4 a berechneten Werte dargestellt. Da Permeabilitätsdaten des Ferrits nur bis 2 GHz vorlagen, ist die Darstellung auf Frequenzen unterhalb 2 GHz beschränkt. Das kartesische Diagramm zeigt die Beträge  $|Z_g|$ , und im Smithdiagramm sind zugehörigen, auf  $50 \Omega$  bezogen Reflektionsfaktoren  $\Gamma_{50\Omega}(Z_g)$

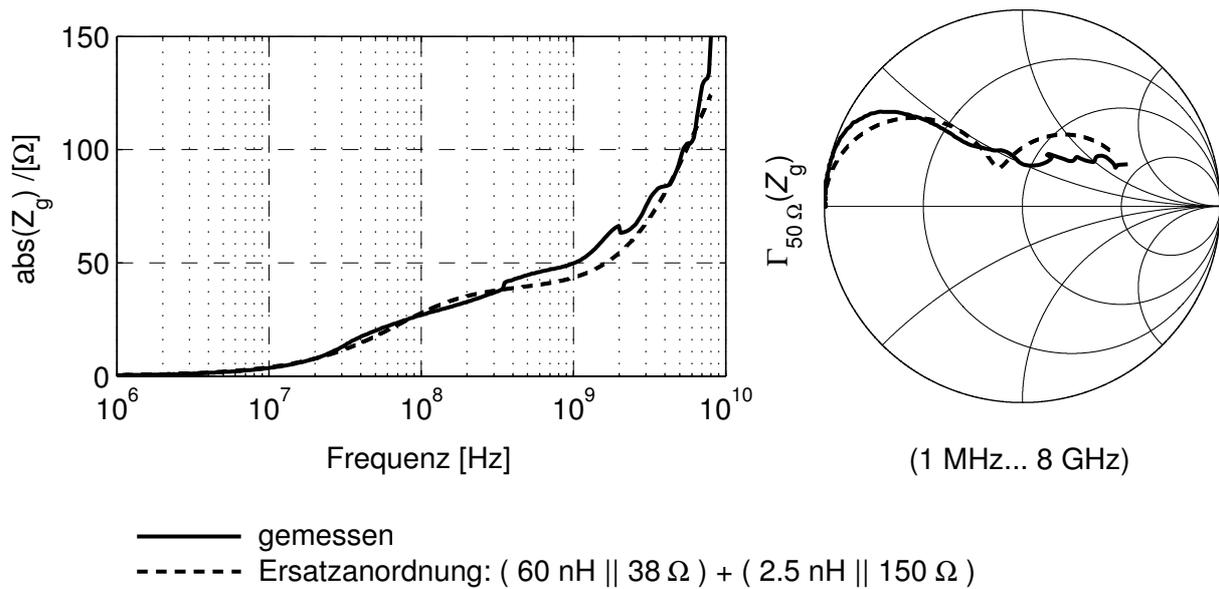


Abbildung 5.7: Impedanz  $Z_g$  für den Ferritkern in Bild 5.5 a.

eingetragen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den durch Feldsimulation ermittelten Werten. Die Ersatzanordnung beschreibt die verlustbehaftete Gegeninduktivität dagegen nur für Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz näherungsweise richtig. Für höhere Frequenzen liefert sie einen konstanten Wert für  $Z_g$  während  $|Z_g|$  tatsächlich zunimmt.

Die Ersatzanordnung für  $Z_g$  kann durch serielles Hinzuschalten einer weiteren RL-Parallelkombinationen verbessert werden. Die resultierende Anordnung ist in Bild 5.4 b dargestellt. Die damit berechnete Impedanz  $Z_g$  ist in Bild 5.7 der gemessenen gegenübergestellt. Die im Bild angegebenen Werte der zusätzlich eingeführten Elemente  $R_x$  und  $L_x$  wurden durch Anfitzen an die Messwerte mit dem Schaltungsoptimierer gefunden. Eine Untersuchung darüber, wie  $R_x$  und  $L_x$  von der Kerengeometrie und dem Kernmaterial abhängen, wurde nicht durchgeführt.

Aufgrund von Gleichung (5.11) und der in Bild 5.7 gezeigten Zunahme des Betrages  $|Z_g|$  bis zu hohen Frequenzen kann festgestellt werden, dass die mit der Frequenz abnehmende Permeabilität des Ferritmaterials für die obere Frequenzgrenze von Wicklungstransformatoren nicht ausschlaggebend ist.

### Überschlägige Bestimmung der Streuinduktivität und -Kapazität

Die in Bild 5.3 eingeführte Streuinduktivität  $L_{\text{str,W}}$  bzw.  $Z_{\text{str,W}}$  einer einzelnen Windung sowie die Streukapazität  $C_{\text{str,W}}$  zwischen zwei Windungen können grob überschlägig anhand der in Bild 5.8 dargestellten Anordnung bestimmt werden. Die Abbildung zeigt den Querschnitt einer Zweidrahtleitung, die über dem ferritgefüllten Halbraum verläuft. Die beiden Leiter repräsentieren zwei nebeneinander liegende Windungen der Transformator-

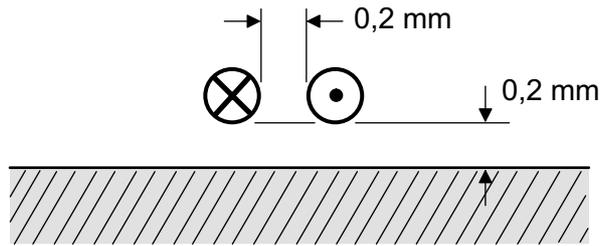


Abbildung 5.8: Zweidrahtleitung über Ferrit; Anordnung zur überschlägigen Bestimmung der Streuinduktivität und Streukapazität.

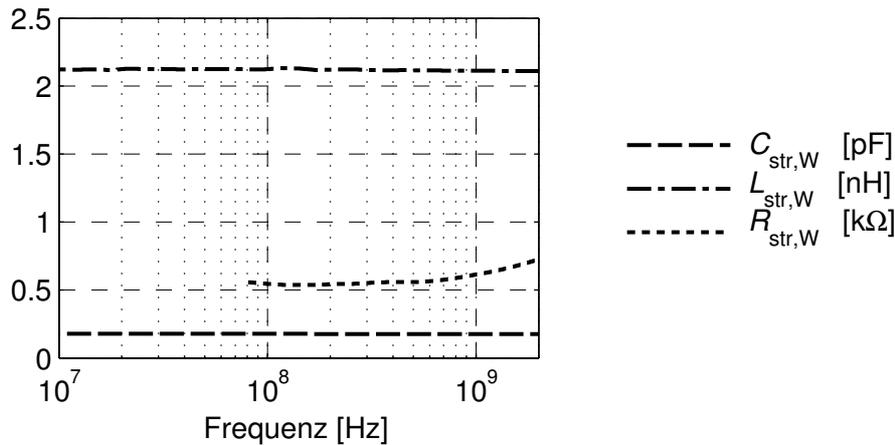


Abbildung 5.9: Berechnete Streukapazität  $C_{\text{str,W}}$  und Streuinduktivität  $L_{\text{str,W}} \parallel R_{\text{str,W}}$ .

wicklung. In einer Modenanalyse werden der Induktivitätsbelag  $L'$  und der Kapazitätsbelag  $C'$  bestimmt. (Wegen der magnetischen Verluste nimmt  $L'$  komplexe Werte an.) Aus den Belägen und aus der Gesamtlänge  $l_W$  einer Windung werden die Streuinduktivität und die Streukapazität mit Hilfe der Gleichungen

$$Z_{\text{str,W}} \approx 0,5 \cdot j\omega L' \cdot l_W \quad (5.18)$$

und

$$C_{\text{str,W}} \approx C' \cdot l_W \quad (5.19)$$

berechnet. Der Faktor 0,5 in Gleichung (5.18) berücksichtigt, dass nur der Strom *eines* Leiters zum magnetischen Fluss  $\Phi_{\text{str,W}}$  nach Bild 5.3 beiträgt, wogegen an der Leitungsinduktivität Hin- und Rückstrom beteiligt sind.  $Z_{\text{str,W}}$  kann analog zu (5.14) gemäß

$$Z_{\text{str,W}} = \frac{1}{\frac{1}{j\omega L_{\text{str,W}}} + \frac{1}{R_{\text{str,W}}}} \quad (5.20)$$

als Parallelkombination der Größen  $L_{\text{str,W}}$  und  $R_{\text{str,W}}$  modelliert werden.

Bild 5.9 zeigt die sich ergebenden Werte über der Frequenz.  $C_{\text{str,W}}$  und  $L_{\text{str,W}}$  sind über den betrachteten Frequenzbereich nahezu konstant. Bei sehr niedrigen Frequenzen kann

$R_{\text{str,W}}$  nicht ermittelt werden, da dort  $1/j\omega L_{\text{str,W}}$  zu große Werte annimmt. Zu hohen Frequenzen hin zeigt  $R_{\text{str,W}}$  eine leichte Zunahme, da die Beschreibung von  $Z_{\text{str,W}}$  mit Hilfe von (5.20) nur näherungsweise zutreffend ist.

Mit  $L_{\text{str,W}}$  und  $R_{\text{str,W}}$  nach Bild 5.9 erhält man aus Gleichung (5.16) die Eckkreisfrequenz  $\omega_c \approx 2.6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ , die deutlich höher als die Ferritresonanz liegt. Die Ferritverluste treten demnach nur vermindert in Erscheinung. Dies rührt daher, dass der magnetische Fluss  $\Phi_{\text{str,W}}$  nur teilweise im Ferrit verläuft. Ein ähnliches Verhalten ist vom magnetischen Kreis mit Luftspalt her bekannt.

## 5.2 Ausführung als Spartransformator

### Aufbau

Mit dem in Bild 5.5 dargestellten Ferritkern wurde der in Bild 5.10 a abgebildete Spartransformator mit dem Übersetzungsverhältnis 3 : 2 hergestellt und im Microstrip-Testset gemessen. Der Transformator war dabei wie in Bild 5.10 b abgebildet angebracht. Die Messung fand bei einer beidseitigen Torimpedanz von  $50 \Omega$  statt.

Bei der Platzierung des Transformators zwischen zwei Microstrip-Leitungen entstehen geometrische Probleme, da sowohl die Masse als auch die beiden positiven Leitungsanschlüsse mit dem Transformator verbunden werden müssen, ohne dass dadurch eine (hochohmige) Lücke zwischen den Leitungen entsteht. In der Abbildung sind die beiden

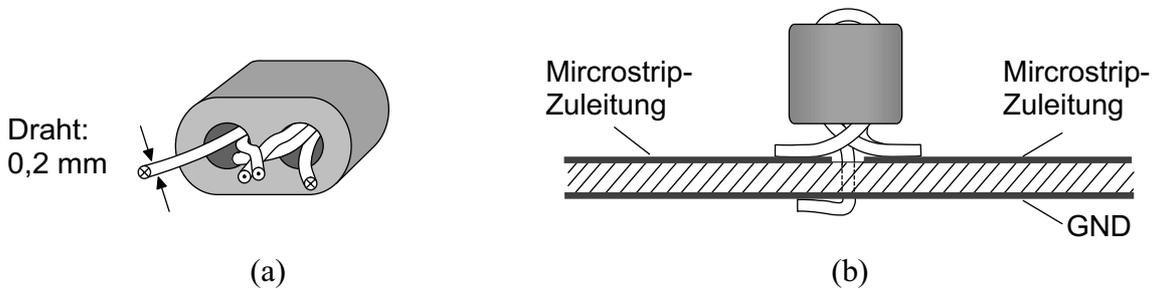


Abbildung 5.10: HF-Spartransformator mit Übersetzungsverhältnis 3 : 2; (a) Kern mit Wicklung, (b) Einbau in die Microstrip-Messplatte. (Kern: EPCOS B62152-A27-X1).

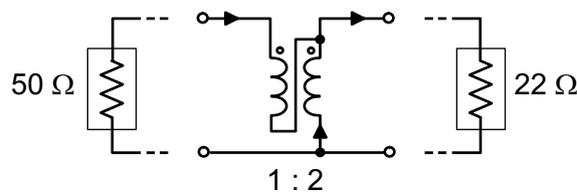


Abbildung 5.11: Spartransformator mit Übersetzungsverhältnis 3 : 2 in symbolischer Darstellung.

Leitungen durch einen Zwischenraum (Microstrip-Gap) von 0,5 mm voneinander getrennt. Der Transformator ist mit möglichst kurzen Zuleitungen direkt über dem Zwischenraum angebracht. Der Masseanschluss ist seitlich direkt neben den Leitungen durch eine Bohrung geführt.

### Messung und Simulation

Die gemessenen und simulierten Streuparameter des Spartransformators sind in Bild 5.12 dargestellt. Zugunsten einer besseren Interpretierbarkeit wurden die Messergebnisse auf die in Bild 5.11 dargestellten Torimpedanzen umgerechnet. Diese entsprechen dem Impedanztransformations-Verhältnis  $3^2 : 2^2 \approx 1 : 0,44$  des Transformators.

Für die Simulation wurde das Transformator-Ersatzschaltbild in Bild 5.2 mit  $m = 1$

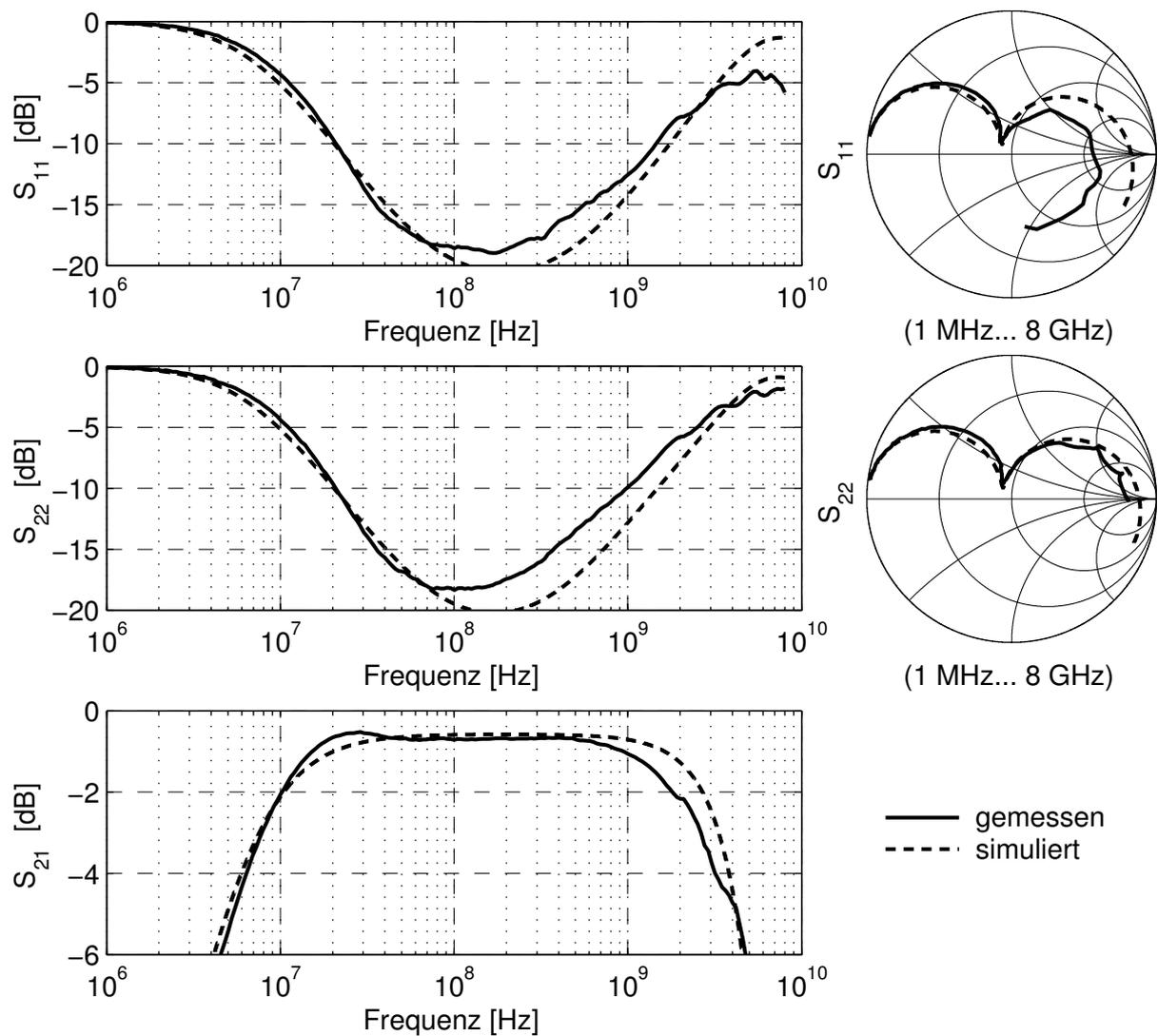


Abbildung 5.12: Streuparameter des Spartransformators.

und  $n = 2$  verwendet, wobei die primäre und die sekundäre Wicklung gemäß Bild 5.11 verbunden wurden. Für die Impedanz  $Z_g$  der komplexen Gegeninduktivität wurde die Ersatzanordnung in Bild 5.4 b mit den in Bild 5.7 angegebenen Werten eingesetzt. Die Impedanz der Streuinduktivitäten wurde gemäß den Gleichungen (5.9) und (5.20) mit den in Bild 5.9 angegebenen Werten eingesetzt.

Die Primärwicklung würde nach der oben durchgeführten Betrachtung (vgl. Gleichung (5.10)) keine Streukapazität aufweisen. Dies ist aber wegen der eng benachbarten zweiten Wicklung unrichtig. Die oben durchgeführte Betrachtung erfasst keine entlang der Windung verteilten Kapazitätsbeläge, sondern nur Gesamtkapazitäten pro Windung, woraus für geringe Windungszahlen zwangsläufig ein Fehler resultiert. Für die Simulation wurden deshalb in Gleichung (5.10) rein pragmatisch  $(m - 1)$  mit  $m$  und  $(n - 1)$  mit  $n$  ersetzt und der in Bild 5.9 angegebene Kapazitätswert verwendet.

Im Vergleich zwischen Messung und Berechnung der Charakteristik des Spartransformators zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Diese kann noch verbessert werden, indem man die verwendeten Ersatzelemente an die Messung anfüttet (nicht dargestellt).

### Variation des Impedanzniveaus

Das Verhalten des Spartransformators bei anderen Impedanzniveaus als  $50 \Omega : 22 \Omega$  ist in Bild 5.13 dargestellt. Die Kurven ergeben sich durch Umrechnung aus den in Bild 5.12 dargestellten Messwerten.

Auf niedrigem Impedanzniveau ( $10 \Omega : 4,4 \Omega$ ) macht sich der Einfluss der Streuinduktivitäten stark bemerkbar. Das Verhältnis der Impedanz der Gegeninduktivität zur umgebenden Impedanz ist schon bei relativ niedrigen Frequenzen ausreichend groß. Im

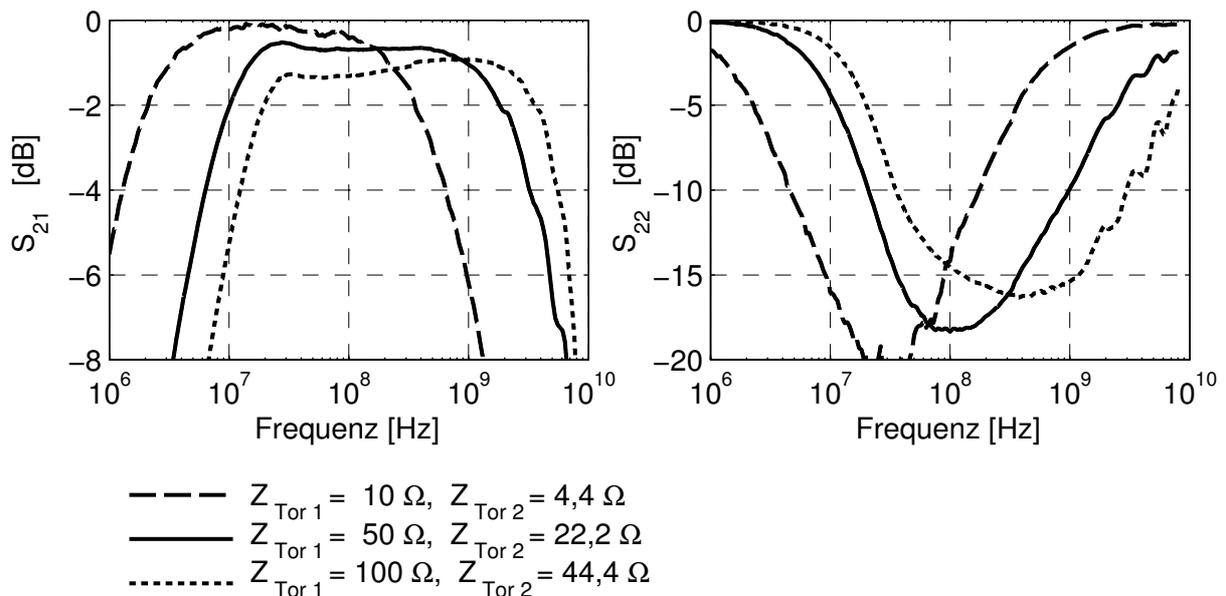


Abbildung 5.13: Abhängigkeit der Transformatorcharakteristik vom Impedanzniveau.

Vergleich zur Charakteristik bei  $50\ \Omega : 22\ \Omega$  ist das nutzbare Frequenzband nach unten verschoben und die Einfügedämpfung geringer.

Bei hohem Impedanzniveau ( $100\ \Omega : 44\ \Omega$ ) ist die Einfügedämpfung mit mehr 1 dB erheblich. Dafür kann eine obere Grenzfrequenz von über 3 GHz angegeben werden.

### Realisierbare Transformationsverhältnisse

Sollen Spartransformatoren mit anderen Impedanz-Transformationsverhältnissen als  $1 : 0,44$  realisiert werden, so können die Gesamtwindungszahl ( $m + n$ ) oder die Position des Mittelabgriffs  $n$  variiert werden. Da mit der Windungszahl auch die Streuinduktivität wächst, kann man bei hohen Frequenzen nur wenige Windungen verwenden; hierdurch wird die Anzahl realisierbarer Transformationsverhältnisse stark eingeschränkt. Die Verwendung von halbzahligem Windungsverhältnissen führt nicht zu zusätzlichen Transformationsverhältnissen, da die zur Ganzzahligkeit fehlende letzte halbe Windung durch die Verschaltung außerhalb des Transformators gebildet wird. (Das Induktionsgesetz beschreibt nur volle Spannungsumläufe!) Beispiele realisierbarer Transformationsverhältnisse zeigt Tabelle 5.1.

$(m + n)$	$n$	Impedanz-Transformationsverhältnis $n^2 / (n + m)^2$
2	1	0,25
3	1	0,11
3	2	0,44
4	1	0,0625
4	2	0,25
4	3	0,56

Tabelle 5.1: Impedanz-Transformationsverhältnisse von (Spar-)Transformatoren mit wenig Windungen.

# Kapitel 6

## Mehrleitersysteme in der Schaltungssimulation

Das in dieser Dissertation ausgearbeitete Modellierungskonzept für gestreckte Leitungstransformatoren beruht auf der Beschreibung dieser Komponenten als Quasi-TEM-Mehrleitersysteme. Eine Darstellung der Theorie der Quasi-TEM-Mehrleitersysteme findet man in [31]. Dort werden inhomogene, verlustlose Dielektrika betrachtet. Durch Verwendung komplexer Größen kann die Theorie auf verlustbehaftete Medien erweitert werden.

Im *ADS*-Schaltungssimulator stehen keine Mehrleitersystem-Komponenten zur Verfügung. Ebenso wenig findet man Leitungsmodelle, in welchen man die gewöhnlich zur Beschreibung von Leitungen verwendeten Größen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $Z_L$  direkt einsetzen kann. Komplexe Wellenwiderstände  $Z_L$ , die bei stark verlustbehafteten Leitungen auftreten, sind ebenfalls nicht vorgesehen.

Auf Grundlage der Leitungsgleichungen für Mehrleitersysteme können Ersatzschaltungen für Quasi-TEM-Mehrleitersysteme aufgestellt werden, welche aus gesteuerten Strom- bzw. Spannungsquellen bestehen, wie sie in fast allen Schaltungssimulatoren verfügbar sind [31]. Diese Ersatzschaltungen erlauben die direkte Angabe komplexer Ausbreitungskonstanten und Wellenwiderstände. Mit ihrer Hilfe wurden Mehrleitersystem-Komponenten für den *ADS*-Schaltungssimulator für einen, zwei und drei unabhängige Leiter erzeugt.

### 6.1 Grundlagen

Ein Mehrleitersystem ist eine von einer kartesischen Koordinate (z.B. der z-Koordinate) unabhängige Anordnung, die aus mehreren Leitern und einem im Allgemeinen transversal inhomogenen dielektrischen, und im Fall von Ferrit auch magnetischen Medium besteht. Bild 6.1 zeigt eine solche Anordnung. Dargestellt sind drei von  $n$  unabhängigen Leitern und ein Masseleiter. Die Leiter, obwohl hier als Linien gezeichnet, haben eine endliche Dicke und eine beliebige Form. Es wird von ideal leitenden Leitern und verlustbehaftetem umgebenden Medium ausgegangen. Die Verluste des Mediums werden durch die

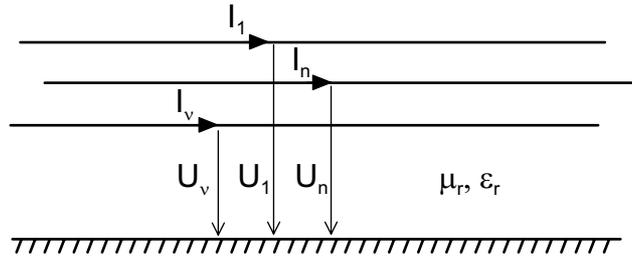


Abbildung 6.1: Mehrleitersystem.

Verwendung komplexer Werte für die relative Permeabilität

$$\mu_r = \mu_r' - j \cdot \mu_r'' \quad (6.1)$$

und die relative Permittivität

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j \cdot \varepsilon_r'' \quad (6.2)$$

berücksichtigt.

Bei einem Mehrleitersystem mit  $n$  unabhängigen Leitern und einem Masseleiter existieren  $n$  Grund-Ausbreitungsmoden in  $z$ -Richtung. Diese sind bei Gültigkeit der TEM-Näherung durch die Ströme auf den unabhängigen Leitern, durch die Potentiale der unabhängigen Leiter gegenüber dem Masseleiter und durch eine komplexe Ausbreitungskonstante vollständig charakterisiert. Jeder von  $(n + 1)$  Leitern kann als Masseleiter definiert werden. Oft ist es auch sinnvoll, die unendlich ferne Hülle als Bezug zu verwenden; so kann beispielsweise ein leitender Zylinder im freien Raum als Leitung betrachtet werden [17].

Der  $\nu$ -te Ausbreitungsmodus des  $(n + 1)$ -Mehrleitersystems sei durch die Strom- und Spannungsvektoren

$$\vec{U}_\nu = \begin{pmatrix} U_{1\nu} \\ U_{2\nu} \\ \vdots \\ U_{n\nu} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{I}_\nu = \begin{pmatrix} I_{1\nu} \\ I_{2\nu} \\ \vdots \\ I_{n\nu} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

und die Ausbreitungskonstante

$$\gamma_\nu = \alpha_\nu + j \cdot \beta_\nu \quad (6.4)$$

charakterisiert.  $\vec{U}_\nu$  und  $\vec{I}_\nu$  liegen nur bis auf einen gemeinsamen skalaren Faktor fest, und können normiert werden. Bei inhomogenem Medium sind die Phasenwinkel der Elemente von  $\vec{U}_\nu$  und  $\vec{I}_\nu$  im Allgemeinen unterschiedlich, so dass keiner der beiden Vektoren zu einem rein reellen Vektor normiert werden kann.

Die Strom- und Spannungsvektoren der verschiedenen Ausbreitungsmoden können in Strom- und Spannungsmatrizen

$$\mathbf{U} = [\vec{U}_1 \ \vec{U}_2 \ \dots \ \vec{U}_n] \quad \text{und} \quad \mathbf{I} = [\vec{I}_1 \ \vec{I}_2 \ \dots \ \vec{I}_n] \quad (6.5)$$

zusammengefasst werden, aus welchen sich die Wellenwiderstands- und die Wellenleitwertsmatrix

$$\mathbf{Z}_L = \mathbf{U} \mathbf{I}^{-1} \quad \text{und} \quad \mathbf{Y}_L = \mathbf{I} \mathbf{U}^{-1} \quad (6.6)$$

berechnen lassen. Diese verknüpfen die Leiterströme und -Spannungen eines jeden Ausbreitungsmoden durch die Gleichungen

$$\vec{U}_\nu = \mathbf{Z}_L \cdot \vec{I}_\nu \quad \text{und} \quad \vec{I}_\nu = \mathbf{Y}_L \cdot \vec{U}_\nu. \quad (6.7)$$

Die Ausbreitungsmoden des Mehrleitersystems liegen aufgrund der Lage und Form der Leiter und aufgrund der Verteilung des dielektrischen und magnetischen Mediums fest. Bei Gültigkeit der TEM-Näherung genügen zu ihrer Bestimmung die der Magnetostatik entnommene Matrix der Induktivitätskoeffizienten pro Länge  $\mathbf{L}'$  und die der Elektrostatik entnommene Matrix der Kapazitätskoeffizienten  $\mathbf{K}'$ , welche die Leiterströme und -Spannungen durch die Beziehungen

$$d\vec{U} = j\omega \mathbf{L}' \cdot \vec{I} dz \quad \text{und} \quad d\vec{I} = j\omega \mathbf{K}' \cdot \vec{U} dz. \quad (6.8)$$

miteinander verknüpfen. Die Kapazitätskoeffizienten pro Längeneinheit  $K'_{ij}$  in  $\mathbf{K}'$  sind nicht mit Teilkapazitäten pro Längeneinheit  $C'_{ij}$  zwischen den Leitern zu verwechseln. (Die Bedeutung von Teilkapazitäten geht beispielsweise aus Bild 6.8 hervor). Kapazitätskoeffizienten und Teilkapazitäten sind durch die Beziehungen

$$C'_{ii} = \sum_{k=1}^n k'_{ik} \quad \text{und} \quad C'_{ik} = -k'_{ik} \quad (6.9)$$

miteinander verknüpft [17].

Mit Hilfe von  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{K}'$  können die bei der Kreisfrequenz  $\omega$  auftretenden, die  $n$  Ausbreitungsmoden beschreibenden  $\vec{U}_\nu$ ,  $\vec{I}_\nu$  und  $\gamma_\nu$  aus einem der Eigenwertprobleme

$$\omega^2 [\mathbf{L}' \cdot \mathbf{K}'] \cdot \vec{U}_\nu + \underline{\gamma}^2 \cdot \vec{U}_\nu = 0 \quad \text{oder} \quad \omega^2 [\mathbf{K}' \cdot \mathbf{L}'] \cdot \vec{I}_\nu + \underline{\gamma}^2 \cdot \vec{I}_\nu = 0 \quad (6.10)$$

bestimmt werden. Die zugehörigen Ströme bzw. Spannungen erhält man dann aus

$$\vec{I}_\nu = \frac{j\omega}{\gamma_\nu} \mathbf{K}' \cdot \vec{U}_\nu \quad \text{bzw.} \quad \vec{U}_\nu = \frac{j\omega}{\gamma_\nu} \mathbf{L}' \cdot \vec{I}_\nu. \quad (6.11)$$

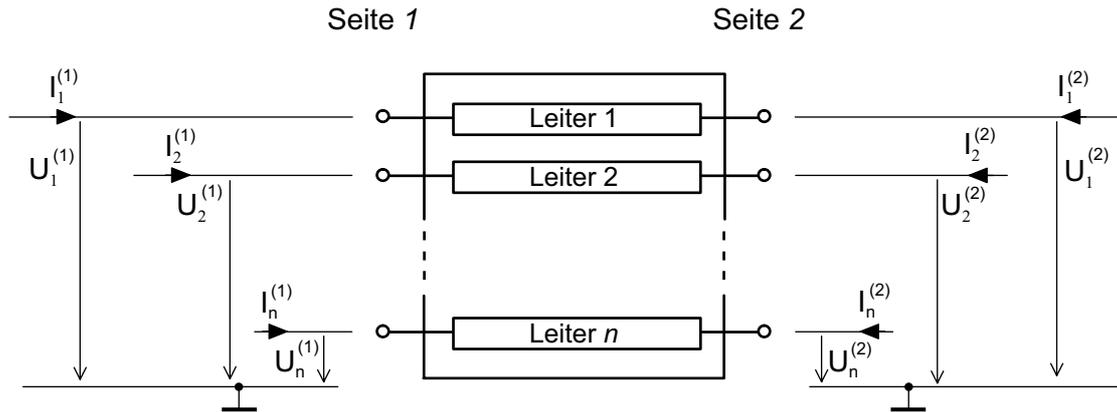
Für den Sonderfall der gewöhnlichen, aus insgesamt zwei Leitern bestehenden, verlustlosen Leitung erhält man aus (6.10) und (6.11) die wohlbekanntenen Beziehungen

$$L'C' = \frac{\omega}{\beta} = v; \quad \frac{1}{Z_L} = v \cdot C'; \quad Z_L = v \cdot L'. \quad (6.12)$$

Im Sonderfall eines homogenen Mediums ist die Wellenausbreitung exakt TEM. Die Ausbreitungskonstanten sämtlicher Moden sind gleich und durch

$$\gamma_\nu = \beta_0 \cdot \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \quad (6.13)$$

gegeben. Die Elemente der Strom und Spannungsvektoren  $\vec{U}_\nu$  und  $\vec{I}_\nu$  haben jeweils gleiche Phasenwinkel, d.h. wahlweise kann einer der beiden Vektoren  $\vec{U}_\nu$  oder  $\vec{I}_\nu$  zu einem rein reellen Vektor normiert werden. Jede beliebige reellwertige Verteilung von Leiterspannungen  $\vec{U}_\nu$  kann als die Spannungsverteilung eines Eigenmodes definiert werden. Sie breitet sich zusammen mit der zugehörigen Verteilung von Leiterströmen  $\vec{I}_\nu \cdot e^{j\varphi_\nu}$  mit der Ausbreitungskonstanten gemäß (6.13) auf dem Mehrleitersystem aus. Der Phasenwinkel  $\varphi$  ist bei verlustlosem Medium gleich Null.


 Abbildung 6.2: Symbolische Darstellung der  $(n + 1)$ -Mehrleitersystem-Komponente.

## 6.2 Implementierung im Schaltungssimulator

Die oben beschriebene Theorie der  $(n+1)$ -Mehrleitersysteme kann mit Hilfe einfacher Ersatzanordnungen im Schaltungssimulator implementiert werden [31]. Die Ersatzanordnungen können entweder aus Impedanzmatrizen und gesteuerten Spannungsquellen, oder aus Admittanzmatrizen und gesteuerten Stromquellen bestehen. Erstere Möglichkeit wird im Folgenden beschrieben.

In Bild 6.2 ist ein  $(n+1)$ -Mehrleitersystem symbolisch als Schaltungskomponente dargestellt. Auf jeder Seite des Mehrleitersystems liegen  $n$  Anschlüsse. Die Ströme, welche auf den beiden Seiten 1 und 2 in das Mehrleitersystem hineinfließen, werden in den Stromvektoren  $\vec{I}^{(1)}$  und  $\vec{I}^{(2)}$  zusammengefasst. Die Spannungen an den Anschlüssen werden mit Bezug auf die Schaltungsmasse angegeben und in den Spannungsvektoren  $\vec{U}^{(1)}$  und  $\vec{U}^{(2)}$  zusammengefasst. Der gemeinsame Masseleiter des Mehrleitersystems ist kein unabhängiger Leiter und verschwindet zunächst in der Schaltungsmasse; er wird in Abschnitt 6.3.2 weiter behandelt.

Ebenso wie bei der gewöhnlichen, aus insgesamt zwei Leitern bestehenden Leitung, können aus den Leiterströmen und -Spannungen an einer beliebigen Stelle des Mehrleitersystems die dort in die beiden Ausbreitungsrichtungen laufenden Wellenanteile berechnet werden. Auf der Seite 1 des Mehrleitersystems sind die hineinlaufenden Spannungsanteile durch

$$\vec{U}_{\text{ein}}^{(1)} = \frac{1}{2} \cdot (\mathbf{Z}_L \cdot \vec{I}^{(1)} + \vec{U}^{(1)}) \quad (6.14)$$

gegeben. Da sich  $\vec{U}_{\text{ein}}^{(1)}$  aus einer Überlagerung der  $n$  Eigenmoden ergibt, kann

$$\vec{U}_{\text{ein}}^{(1)} = \sum_{(n)} A_\nu \cdot \vec{U}_\nu \quad (6.15)$$

geschrieben werden. Die skalaren  $A_\nu$  sind Elemente eines Vektors  $\vec{A}$ , welcher mit Hilfe der Matrix  $\mathbf{U}$  der Eigen-Spannungsvektoren gemäß

$$\vec{A} = \mathbf{U}^{-1} \cdot \vec{U}_{\text{ein}}^{(1)} \quad (6.16)$$

berechnet werden kann.

Die auf der Seite 1 hineinlaufenden Moden treten gedämpft und phasenverschoben auf der Seite 2 als hinauslaufende Moden auf. Mit der Leitungslänge  $L$  gilt demnach für die auf der Seite 2 hinauslaufenden Spannungsanteile

$$\vec{U}_{\text{aus}}^{(2)} = \sum_{(n)} A_n \cdot \vec{U}_n \cdot e^{-\gamma_n \cdot L}. \quad (6.17)$$

Andererseits können die auf der Seite 2 hinauslaufenden Spannungsanteile aus den Gesamtströmen  $\vec{I}^{(2)}$  und den Gesamtspannungen  $\vec{U}^{(2)}$  in der zu (6.14) analogen Beziehung

$$\vec{U}^{(2)} = \mathbf{Z}_L \cdot \vec{I}^{(2)} + 2 \cdot \vec{U}_{\text{aus}}^{(2)} \quad (6.18)$$

berechnet werden. Über die Gleichungen (6.17) und (6.18) sind mit Hilfe von (6.14) bis (6.16) die Ströme und Spannungen der beiden Seiten des Mehrleitersystems miteinander verknüpft.

Die Gleichung (6.18) kann im Schaltungssimulator mit Hilfe eines Impedanznetzwerks und gesteuerter Spannungsquellen implementiert werden. Für Mehrleitersysteme bestehend aus einem, zwei und drei unabhängigen Leitern zuzüglich des Masseleiters wurden ADS-Schaltungskomponenten in Form von Unterschaltkreisen aufgestellt. Bild 6.3 zeigt das Schaltbild der (2+1)-Mehrleitersystem-Komponente.

Der erste Term auf der rechten Seite von (6.18) stellt Spannungen dar, welche an einem Impedanznetzwerk abfallen und durch Ströme in den Anschlüssen auf der Seite 2 hervorgerufen werden. Das Impedanznetzwerk wurde im Fall des (2+1)-Mehrleitersystems aus drei Impedanzen in T-Schaltung gebildet. Alternativ können Impedanzmatrix-Komponenten verwendet werden, wie sie im ADS-Schaltungssimulator für bis zu  $10 \times 10$  Elemente vorgesehen sind; bei diesen können Z-Parameter direkt angegeben werden.

Der zweite Term auf der rechten Seite von (6.18) kann durch Spannungsquellen repräsentiert werden, welche gemäß den Gleichungen (6.14) bis (6.17) durch die Ströme und Spannungen auf der jeweils anderen Seite des Mehrleitersystems gesteuert sind. Da im ADS-Schaltungssimulator keine Matrixrechnung zur Verfügung steht, muss Gleichung (6.17) aufgelöst werden, was für den Fall eines (2+1)-Mehrleitersystems zu einem Gleichungssystem mit zwei Gleichungen führt. Aus dem zweiten Term in (6.18) erhält man je Gleichung acht Terme, deren jeder eine von acht in Serie geschalteten, gesteuerten Spannungsquellen darstellt. Zur besseren Übersichtlichkeit sind in Bild 6.3 die acht Spannungsquellen jedes Anschlusses in je einer einzigen Spannungsquelle zusammengefasst. Die Gleichungen, mit denen die Quellen gesteuert werden, sind im Anhang B angegeben. Dort werden auch das wesentlich umfangreichere (3+1)-Mehrleitersystem und das (1+1)-Mehrleitersystem (gewöhnliche Leitung) beschrieben. Eine Ersatzkomponente für die gewöhnliche Leitung wird benötigt, da in den ADS-Leitungsmodellen keine komplexen Wellenwiderstände angegeben werden können.

Alternativ zur Aufstellung einer Ersatzschaltung aus gesteuerten Quellen hätte in ADS auch die Möglichkeit bestanden, gleichungsbasierte Schaltungskomponenten, sog. *Symbolically Defined Devices* oder *SDDs* zu verwenden. Es trat jedoch in ersten Versuchen ein Division-durch-Null-Fehler auf, weshalb dieser Weg nicht weiter verfolgt wurde.

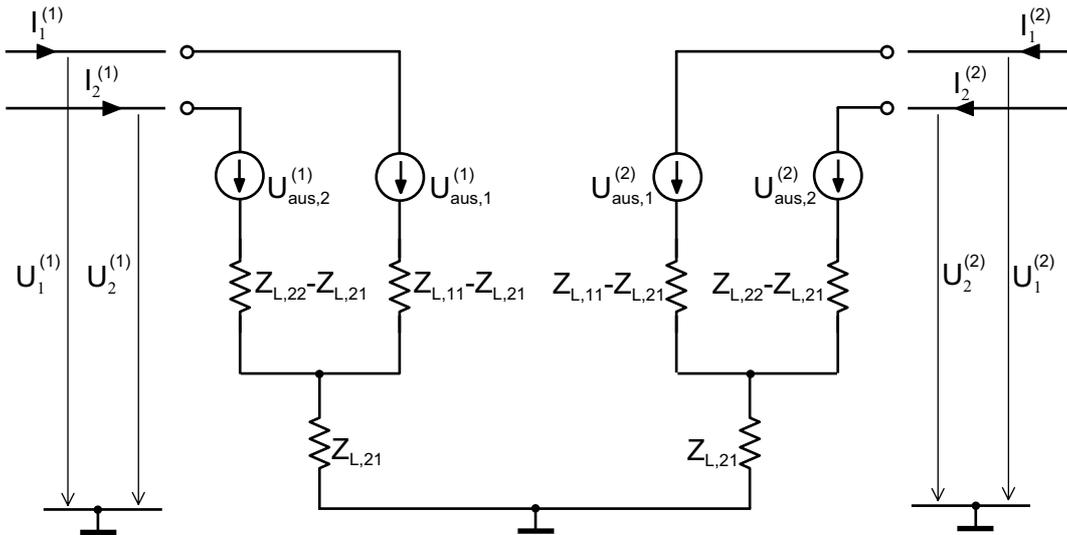


Abbildung 6.3: Ersatzschaltung für ein (2+1)-Mehrleitersystem.

Die Größen  $\gamma_\nu$ ,  $\vec{U}_\nu$  und  $\vec{I}_\nu$  sind bei Gültigkeit der TEM-Näherung frequenzunabhängig, soweit das dielektrische oder magnetische Medium frequenzunabhängig ist. Bei Verwendung von Ferriten ist jedoch eine starke Frequenzabhängigkeit gegeben. Frequenzabhängige, tabellarisch vorliegende  $\gamma_\nu$ -,  $\vec{U}_\nu$ - und  $\vec{I}_\nu$ -Daten können in *ADS* mit Hilfe so genannter *Data Access Components (DACs)* verarbeitet werden. Bei der Erstellung der Datentabellen kann es vorkommen, dass die Nummerierung der Ausbreitungsmoden, d.h. die Zuordnung der  $\nu$  zu den Moden, von Frequenzpunkt zu Frequenzpunkt variiert. Dies ist für das Verhalten der beschriebenen Mehrleitersystem-Schaltungskomponenten unerheblich. Des Weiteren können  $\vec{U}_\nu$  und  $\vec{I}_\nu$  mit einem in jedem Mode und Frequenzpunkt unterschiedlichen Normierungsfaktor beaufschlagt werden, ohne dass sich das Verhalten der Komponenten ändert.

### 6.2.1 Leitungskomponenten mit Masse-Anschlüssen

Bei der Schaltungssimulation werden Gleichungssysteme aufgestellt, die die Ströme in den Zweigen, und die Spannungen an den Knoten eines Netzwerks als Variablen enthalten. In Kirchhoff'schen Netzwerken sind die Spannungen durch Bezug auf einen gemeinsamen, virtuellen Knoten — die Schaltungsmasse — definiert.

Bei verteilten Netzwerken, d.h. Netzwerken welche Leitungen enthalten, stellen die Ein- und Ausgänge der Leitungen ebenfalls Spannungsknoten bzw. Stromzweige dar. Diese werden rechnerisch ebenso wie die Knoten konzentrierter Netzwerke behandelt. Physikalisch sind die Knotenspannungen jedoch nicht auf einen gemeinsamen Punkt innerhalb der Schaltung, sondern jeweils auf den Masseleiter an der Stelle des Leitungs-Ein- bzw. -Ausgangs bezogen.

Die Masseanschlüsse der Leitungen werden häufig nicht in die Berechnung aufgenommen, da ihre Ströme als das Negative der Summe der Ströme in den unabhängi-

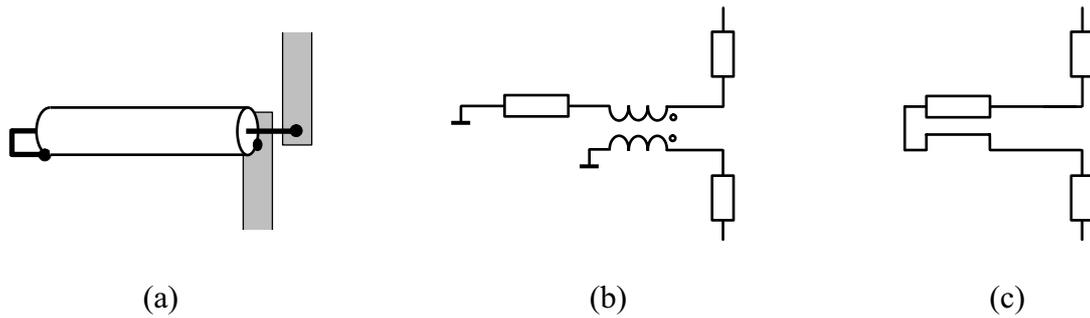


Abbildung 6.4: Serienschaltung von Leitungen; (a) physikalisch, (b) und (c) symbolisch.

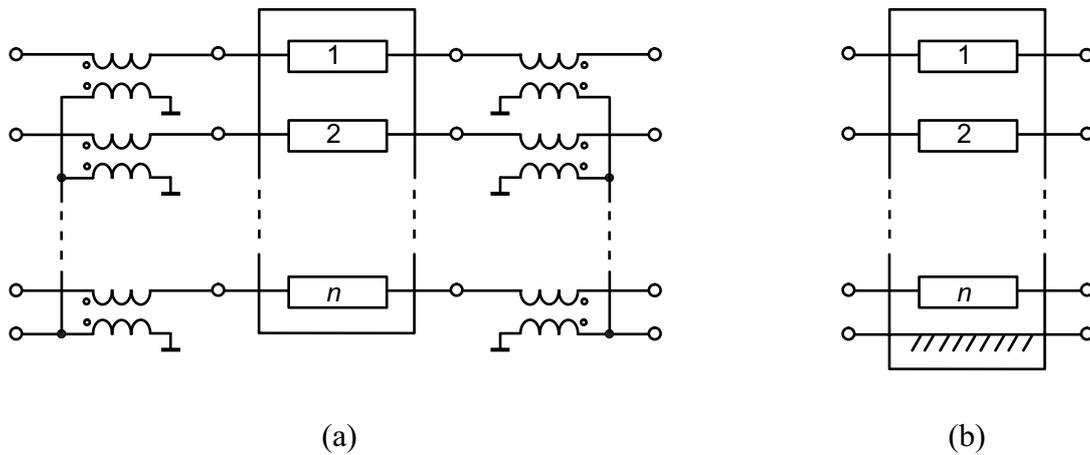


Abbildung 6.5: Mehrleitersystem-Komponente mit Masseanschlüssen; (a) Schaltung; (b) Symbol.

gen Leitern keine echten Unbekannten sind. Beispielsweise werden bei der Berechnung einer Microstrip-Schaltung (wie z.B. in Bild 3.8) nur die Ströme in den Schaltungselementen und Leiterstreifen betrachtet; die gleichen Ströme fließen in entgegengesetzter Richtung in der Massemetallisierung. Bei der Verwendung von Leitungskomponenten auf diese Weise muss darauf geachtet werden, dass die Masseanschlüsse von im Schaltungssimulator zusammengeschalteten Leitungen auch physikalisch zusammengeschaltet sind. Bei Microstrip-Leitungen ist das automatisch erfüllt.

In manchen Fällen werden die Masseanschlüsse von Leitungen bei der Berechnung eines Netzwerks benötigt. Bild 6.4 a zeigt als Beispiel eine am Ende kurzgeschlossene Koaxialleitung, welche mit Microstrip-Leitungen in Serie geschaltet ist. In der Ersatzschaltung in Bild b wird der Masseleiter-Zweig mit Hilfe eines idealen Übertragers erzeugt. Für die Einfachleitung mit Masseanschlüssen wird auch das in Bild c verwendete Leitungssymbol verwendet.

Durch den Einsatz mehrerer Übertrager können in der gleichen Weise die Masseanschlüsse der  $(n+1)$ -Mehrleitersystem-Komponenten verfügbar gemacht werden. Es wurden entsprechende Komponenten für die Verwendung in ADS erzeugt. Dies ist in Bild 6.5

dargestellt.

Anwendungsbeispiele für die Mehrleitersystem-Komponenten mit Masseanschlüssen sind in den Abschnitten 7.2.7 und 7.3.2 beschrieben.

## 6.3 Beispiele und Sonderfälle

Es werden solche Sonderfälle von Mehrleitersystemen betrachtet, die entweder besonders gut die oben beschriebene Theorie illustrieren, oder die für die weiter hinten folgende Beschreibung von Leitungstransformatoren und Baluns relevant sind. Es werden Strom- und -Spannungsvektoren der Quasi-TEM-Moden sowie die Matrizen der Induktivitäts- und Kapazitätskoeffizienten untersucht. Die angegebenen Strom- und Spannungsvektoren gelten für den Fall eines inhomogenen Mediums, bei dem die Ausbreitungskonstanten der Moden unterschiedlich sind.

### 6.3.1 Zweistreifen-Leitung

Bild 6.6 zeigt den Querschnitt einer aus zwei sich gegenüberliegenden Leiterstreifen bestehenden Leitung auf einer gedruckten Platine. Zu beiden Seiten befinden sich Masseleiter GND, welche – z.B. über das Gehäuse der Schaltung – miteinander verbunden sind (gestrichelte Linien). In dem dargestellten Fall umgibt die Masse die beiden Streifen symmetrisch.

Es existieren zwei Grund-Ausbreitungsmoden. Bei einem dieser Moden wird die Leistung im Wesentlichen zwischen den Leiterstreifen, also den Leitern 1 und 2, geführt. Dieser Mode sei als Strip12-Mode bezeichnet. Bei dem anderen Mode wird die Leistung überwiegend zwischen den Leitern 1 und 2 einerseits, und GND andererseits geführt. Im Hinblick auf die Beschreibung von Leitungstransformatoren und -Symmetrierern sei dieser Mode als parasitärer Mode bezeichnet.

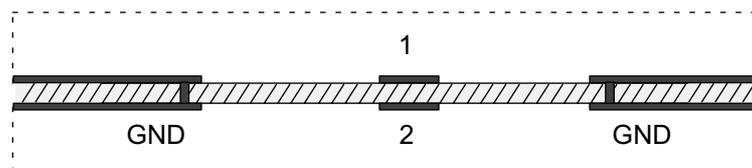


Abbildung 6.6: Zweistreifen-Leitung.

Wegen der Symmetrie der Anordnung ist der Strip12-Mode ungerade. Die Strom- und Spannungsvektoren dieses Modes sind

$$\vec{I}_{\text{Strip12}} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} [\text{A}] \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{strip12}} = \begin{pmatrix} 0,5 [\text{A}] \cdot Z_{\text{L,Strip12}} \\ -0,5 [\text{A}] \cdot Z_{\text{L,Strip12}} \end{pmatrix}. \quad (6.19)$$

Der Wellenwiderstand  $Z_{\text{L,strip12}}$  und die Ausbreitungskonstante  $\gamma_{\text{strip12}}$  können auf Grundlage der Ersatzanordnung in Bild 6.7 mit Hilfe von Standardformeln für Microstrip-

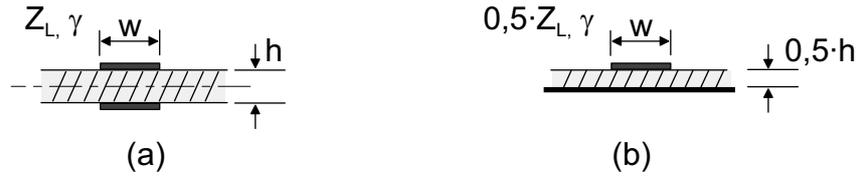


Abbildung 6.7: Bestimmung der Leitungsparameter der Zweistreifen-Leitung (a) anhand einer äquivalenten Microstrip-Leitung (b).



Abbildung 6.8: Bedeutung der Kapazitätskoeffizienten  $C_{ik}$  (a) und der Induktivitätskoeffizienten  $L'_{ik} = \Phi'_{ik}/I_k$  (b).

Leitungen ermittelt werden. Da hierbei eine zusätzliche Metallisierung eingeführt wird, ist die Ersatzanordnung in Bild 6.7 nur gültig, wenn Leiterverluste vernachlässigbar sind.

Der parasitäre Mode ist gerade. Seine Strom- und Spannungsvektoren sind

$$\vec{I}_{\text{paras}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} [\text{A}] \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{paras}} = \begin{pmatrix} 2 [\text{A}] \cdot Z_{L,\text{paras}} \\ 2 [\text{A}] \cdot Z_{L,\text{paras}} \end{pmatrix}. \quad (6.20)$$

Zur Bestimmung der Größen  $Z_{L,\text{paras}}$  und  $\gamma_{\text{paras}}$  in einer Modenanalyse werden die Leiter 1 und 2 elektrisch verbunden.

Die Matrizen  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{K}'$  können mit Hilfe der Leitungsbeläge der Zweistreifen-Leitung und der parasitären Leitung aufgestellt werden.

Zur Aufstellung der Matrix der Kapazitätskoeffizienten werden die in Bild 6.8 a dargestellten Teilkapazitäten pro Längeneinheit  $C'_{ik}$  betrachtet. Sie stehen mit den Kapazitätsbelägen der beiden Ausbreitungsmoden in dem Zusammenhang

$$C'_{12} \approx C'_{\text{Strip12}} \quad \text{und} \quad C'_{11} = C'_{22} \approx 0,5 \cdot C'_{\text{paras}}. \quad (6.21)$$

Nach (6.9) wird damit die Matrix der Kapazitätskoeffizienten

$$\mathbf{K}' = \begin{bmatrix} 0,5 \cdot C'_{\text{paras}} + C'_{\text{Strip12}} & -C'_{\text{Strip12}} \\ -C'_{\text{Strip12}} & 0,5 \cdot C'_{\text{paras}} + C'_{\text{Strip12}} \end{bmatrix}. \quad (6.22)$$

In Bild 6.8 b ist die Bedeutung der Induktivitätskoeffizienten  $L'_{ik}$  anhand der magnetischen Teilflüsse  $\Phi'_{ik}$  dargestellt [17]. Hiermit findet man nach kurzer Rechnung und unter

Berücksichtigung der Symmetrie für die Matrix der Induktivitätskoeffizienten

$$\mathbf{L}' = \begin{bmatrix} L'_{\text{paras}} + 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} & L'_{\text{paras}} - 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} \\ L'_{\text{paras}} - 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} & L'_{\text{paras}} + 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} \end{bmatrix}. \quad (6.23)$$

### 6.3.2 Koaxiale Leitung über Masse

In Bild 6.9 ist an die Stelle der Zwei-Streifen-Leitung des vorangegangenen Beispiels eine koaxiale Leitung getreten. Die beiden Ausbreitungsmoden sind in diesem Fall vollkommen voneinander entkoppelt.

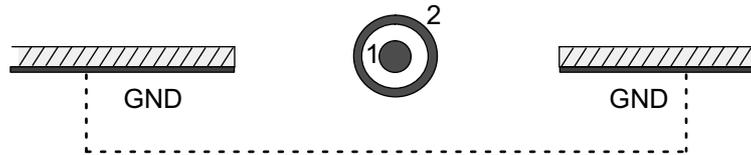


Abbildung 6.9: Koaxiale Leitung über Masse.

Bei Wellenausbreitung im Inneren der koaxialen Leitung ist der Raum außerhalb feldfrei und demnach das Potential des äußeren Leiters (Leiter 2) gleich dem der Masseleiter GND, d.h. gleich Null. Die Ströme auf den beiden Leitern sind entgegengesetzt gleich. Mit dem Wellenwiderstand der koaxialen Leitung  $Z_{L,\text{koax}}$  sind also

$$\vec{I}_{\text{koax}} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} [\text{A}] \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{koax}} = \begin{pmatrix} 1 [\text{A}] \cdot Z_{L,\text{koax}} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (6.24)$$

Der Ausbreitungsmodus außerhalb der koaxialen Leitung sei wiederum als parasitärer Modus bezeichnet. Da bei diesem Modus das Innere der koaxialen Leitung feldfrei ist, sind die Potentiale der beiden Leiter gleich, und auf dem Innenleiter fließt kein Strom. Daher sind

$$\vec{I}_{\text{paras}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} [\text{A}] \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{paras}} = \begin{pmatrix} 1 [\text{A}] \cdot Z_{L,\text{paras}} \\ 1 [\text{A}] \cdot Z_{L,\text{paras}} \end{pmatrix}. \quad (6.25)$$

Die Induktivitäts- und Kapazitätskoeffizienten können wie oben in Abhängigkeit von den Induktivitäts- und Kapazitätsbelägen der koaxialen und parasitären Leitung angegeben werden. Offensichtlich sind  $C'_{12} = C'_{\text{koax}}$  und  $C'_{22} = C'_{\text{paras}}$ . Wegen der völligen Abschirmung des Leiters 1 durch Leiter 2 ist  $C'_{11} = 0$ . Nach (6.9) wird

$$\mathbf{K}' = \begin{bmatrix} C'_{\text{koax}} & -C'_{\text{koax}} \\ -C'_{\text{koax}} & C'_{\text{paras}} + C'_{\text{koax}} \end{bmatrix}. \quad (6.26)$$

Die Matrix der Induktivitätskoeffizienten kann in ebenso einfacher Weise der Anschauung entnommen werden. Es ist

$$\mathbf{L}' = \begin{bmatrix} L'_{\text{paras}} + L'_{\text{koax}} & L'_{\text{koax}} \\ L'_{\text{koax}} & L'_{\text{koax}} \end{bmatrix}. \quad (6.27)$$

### 6.3.3 Zwei-Streifen-Leitung und Microstrip-Leitung

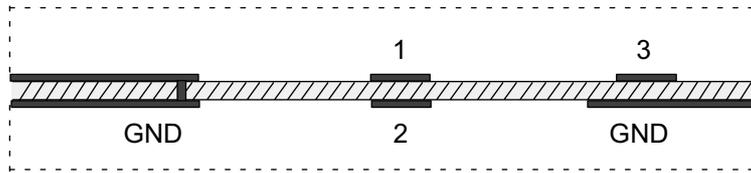


Abbildung 6.10: Zwei-Streifen-Leitung und Microstrip-Leitung.

In Bild 6.10 ist ein (3+1)-Mehrleitersystem dargestellt. Es besteht aus einer Zweistreifen-Leitung zwischen den Leitern 1 und 2, einer Microstrip-Leitung zwischen dem Leiter 3 und GND, sowie der sich zwischen diesen beiden bildenden parasitären Leitung. Die drei Ausbreitungsmoden seien dementsprechend als Strip12-, Strip30- und als parasitärer Mode bezeichnet. Diese Anordnung wird bei dem in Abschnitt 7.3.2 beschriebenen Leitungstransformator verwendet.

Bei Wellenausbreitung im Strip12-Mode sind die Potentiale und Ströme der Leiter 1 und 2 näherungsweise entgegengesetzt gleich, so dass dieser Mode näherungsweise ungerade ist. Mit den Leitungsbelägen  $L'_{\text{Strip12}}$  und  $C'_{\text{Strip12}}$  sowie dem Wellenwiderstand  $Z_{L,\text{Strip12}}$  der Zweistreifenleitung gilt für die Strom- und Spannungsvektoren

$$\vec{I}_{\text{Strip12}} \approx \begin{pmatrix} 1 \text{ [A]} \\ -1 \text{ [A]} \\ I_{31} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{Strip12}} \approx \begin{pmatrix} 0,5 \text{ [A]} \cdot Z_{L,\text{Strip12}} \\ -0,5 \text{ [A]} \cdot Z_{L,\text{Strip12}} \\ U_{31} \end{pmatrix}. \quad (6.28)$$

Der Strom  $I_{31}$  und die Spannung  $U_{31}$  des Leiters 3 sind klein im Vergleich zu denen der Leiter 1 und 2. (Die Doppelindizierung dieser Größen wurde im Einklang mit Gleichung (6.5) vorgenommen.) Sie hängen gemäß dem Eigenwertproblem (6.10) von den Induktivitäts- und Kapazitätskoeffizienten ab, wobei der Eigenwert als die Ausbreitungskonstante  $\gamma_{\text{Strip12}}$  bereits bekannt ist. (Von der Ableitung eines expliziten Ausdrucks für  $I_{31}$  und  $U_{31}$  wurde abgesehen.)

Für die Wellenausbreitung im Strip30-Mode gilt mit dem Wellenwiderstand  $Z_{L,\text{Strip30}}$  und den Leitungsbelägen  $L'_{\text{Strip30}}$  und  $C'_{\text{Strip30}}$

$$\vec{I}_{\text{Strip30}} \approx \begin{pmatrix} I_{12} \\ I_{22} \\ 1 \text{ [A]} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{Strip30}} \approx \begin{pmatrix} U_{12} \\ U_{22} \\ 1 \text{ [A]} \cdot Z_{L,\text{Strip30}} \end{pmatrix}. \quad (6.29)$$

Die Größen  $I_{12}$ ,  $I_{22}$ ,  $U_{12}$  und  $U_{22}$  sind wiederum relativ klein und sie können aus dem Eigenwertproblem (6.10) und mit der Ausbreitungskonstanten  $\gamma_{\text{Strip30}}$  berechnet werden.

Der parasitäre Mode ist näherungsweise gerade. Es sind

$$\vec{I}_{\text{paras}} \approx \begin{pmatrix} 1 \text{ [A]} \\ 1 \text{ [A]} \\ I_{33} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{U}_{\text{paras}} \approx \begin{pmatrix} 2 \text{ [A]} \cdot Z_{L,\text{paras}} \\ 2 \text{ [A]} \cdot Z_{L,\text{paras}} \\ U_{33} \end{pmatrix}. \quad (6.30)$$

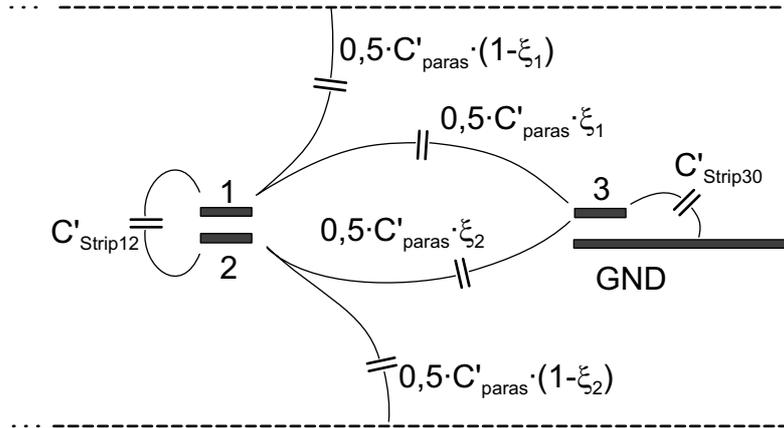


Abbildung 6.11: Teilkapazitäten der Zweistreifen-Microstrip-Anordnung.

Die Spannung  $U_{33}$  des Leiters 3 ist nur wenig von Null verschieden. Zur Bestimmung des Wellenwiderstands  $Z_{L,paras}$  werden Leiter 1 und 2 sowie Leiter 3 und GND rechnerisch leitend verbunden.

Bild 6.11 zeigt die näherungsweise geltenden Zusammenhänge zwischen den im Leitungssystem auftretenden Teilkapazitäten und den oben definierten Kapazitätsbelägen  $C'_{Strip12}$ ,  $C'_{Strip30}$  und  $C'_{paras}$ . Die dem Bild zu entnehmenden Beziehungen  $C'_{Strip12} \approx C'_{12}$  und  $C'_{Strip30} \approx C'_{33}$  bedürfen keiner Erklärung. Zur Erläuterung der übrigen Beziehungen wird von einer Ladungsverteilung entsprechend dem parasitären Ausbreitungsmode ausgegangen. Da dieser Mode näherungsweise gerade ist, gehen von den Leitern 1 und 2 etwa gleich große Flussanteile aus. Je ein durch die Faktoren  $\xi_1$  und  $\xi_2$  bestimmter Teil dieser beiden Teilflüsse mündet anstatt auf GND auf dem näherungsweise ebenfalls auf Nullpotential liegenden Leiter 3. Da dieser Teil nur klein ist, gilt

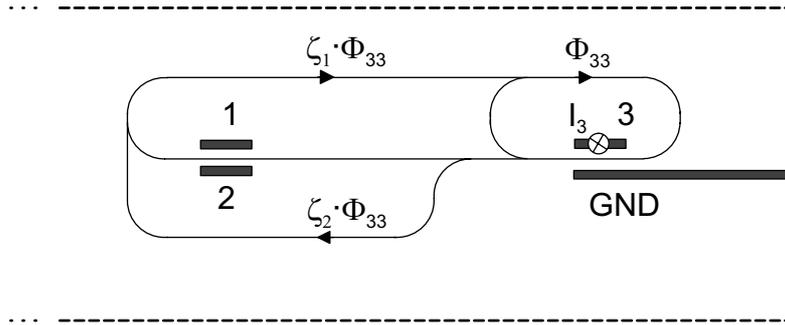
$$\xi_1 \ll 1 \quad \text{und} \quad \xi_2 \ll 1. \quad (6.31)$$

(Für das in Abschnitt 7.3.2 beschriebene planare Leitungssystem wurde  $\xi_1 = 0,10$  und  $\xi_2 = 0,09$  berechnet.)

Aus den Beziehungen in Bild 6.11 kann mit Hilfe von (6.9) die Matrix der Kapazitätskoeffizienten

$$\mathbf{K}' = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} 0,5 \cdot C'_{paras} \\ +C'_{Strip12} \end{pmatrix} & -C'_{Strip12} & -0,5 \cdot C'_{paras} \cdot \xi_1 \\ \dots & \begin{pmatrix} 0,5 \cdot C'_{paras} \\ +C'_{Strip12} \end{pmatrix} & -0,5 \cdot C'_{paras} \cdot \xi_2 \\ \dots & \dots & \begin{pmatrix} 0,5 \cdot C'_{paras} \cdot (\xi_1 + \xi_2) \\ +C'_{Strip30} \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad (6.32)$$

aufgestellt werden. Die Beziehungen für die Elemente  $K'_{11}$ ,  $K'_{12}$ ,  $K'_{21}$  und  $K'_{22}$  in Gleichung (6.32) stimmen mit denen für die Zweistreifenleitung über Masse in Gleichung (6.26) überein.


 Abbildung 6.12: Zur Definition der Faktoren  $\zeta_1$  und  $\zeta_2$ .

Die Induktivitätskoeffizienten  $L'_{11}$ ,  $L'_{12}$ ,  $L'_{21}$  und  $L'_{22}$  entsprechen denen der Zweistreifenleitung über Masse und können Gleichung (6.27) entnommen werden; (auf eine Herleitung wird verzichtet). Zur Erklärung der übrigen Induktivitätskoeffizienten wird Bild 6.12 betrachtet. Bei Stromfluss im Leiter 3 umschließen Teile des magnetischen Flusses die Leiter 1 und 2. Die Anteile können durch die Faktoren  $\zeta_1$  und  $\zeta_2$  ausgedrückt werden. Für die Matrix der Induktivitätskoeffizienten gilt damit

$$\mathbf{L}' = \begin{bmatrix} L'_{\text{paras}} + 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} & L'_{\text{paras}} - 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} & \zeta_1 \cdot L'_{\text{Strip30}} \\ \cdot & L'_{\text{paras}} + 0,25 \cdot L'_{\text{Strip12}} & \zeta_2 \cdot L'_{\text{Strip30}} \\ \cdot & \cdot & L'_{\text{Strip30}} \end{bmatrix}. \quad (6.33)$$

Aufgrund der Geometrie ist

$$\zeta_1 \ll 1 \quad \text{und} \quad \zeta_2 \ll 1. \quad (6.34)$$

(Für das in Abschnitt 7.3.2 beschriebene planare Leitungssystem wurde  $\zeta_1 = 0,09$  und  $\zeta_2 = 0,09$  berechnet.)

Mit Hilfe der Beziehungen (6.32) und (6.33) lassen sich die Matrizen  $\mathbf{K}'$  und  $\mathbf{L}'$  aus den physikalisch anschaulichen Leitungsbelägen der Teilleitungen synthetisieren. In den meisten praktischen Fällen werden die Leitungsbeläge zuvor mit Hilfe von (6.12) aus den Ausbreitungskonstanten und Wellenlängen der Teilleitungen berechnet. Durch Lösung des Eigenwertproblems (6.10) können aus  $\mathbf{K}'$  und  $\mathbf{L}'$  die Ausbreitungskonstanten und die Strom- und Spannungsvektoren des Mehrleitersystems bestimmt werden.

## 6.4 Bestimmung der Leitungsparameter durch Feldberechnung

### Modenanalyse

Alle im Rahmen dieser Arbeit notwendigen Feldberechnungen wurden am Ferdinand Braun Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin Adlershof durchgeführt. Es wurde die dort hauseigene, nach der FDFD-Methode (*finite differences, frequency domain*) arbeitende Software verwendet. Die untersuchten Anordnungen wurden, je nach Problemstellung, von ideal leitenden elektrischen oder magnetischen Wänden umrandet; absorbierende Randbedingungen wurden nicht verwendet. Es wurden keinerlei dreidimensionalen Berechnungen, sondern nur (zweidimensionale) Modenanalysen durchgeführt. Es ist gerade die Besonderheit der weiter hinten beschriebenen Modellierung von Leistungstransformatoren, dass nur Ausbreitungsmoden betrachtet, und aufwendige dreidimensionale Rechnungen vermieden werden.

In der Modenanalyse wird eine von einer kartesischen Koordinate ( $z$ -Koordinate) unabhängige Geometrie betrachtet. Berechnet werden die komplexen Ausbreitungskonstanten einer beliebig wählbaren Anzahl von (gegebenenfalls stark abklingenden) Moden, zusammen mit den zugehörigen komplexen Feldern und den jeweiligen komplexen Leistungswerten.

Eine separate Software stand zur Berechnung von Wegintegralen der elektrischen und der magnetischen Felder zur Verfügung. Im Fall von quasi-TEM Ausbreitungsmoden, liefern diese Wegintegrale die benötigten Leiterspannungen und -Ströme.

Es ist eine wichtige Voraussetzung für die Anwendbarkeit der beschriebenen Mehrleitersystem-Theorie, dass die ausbreitungsfähigen Moden die Quasi-TEM-Näherung tatsächlich erfüllen. Andernfalls ist die Beschreibung der Leitungssysteme mit Hilfe von Strömen und Spannungen nicht gültig. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Leitungssystemen treten Abweichungen von der Quasi-TEM-Eigenschaft vor allem bei Verwendung

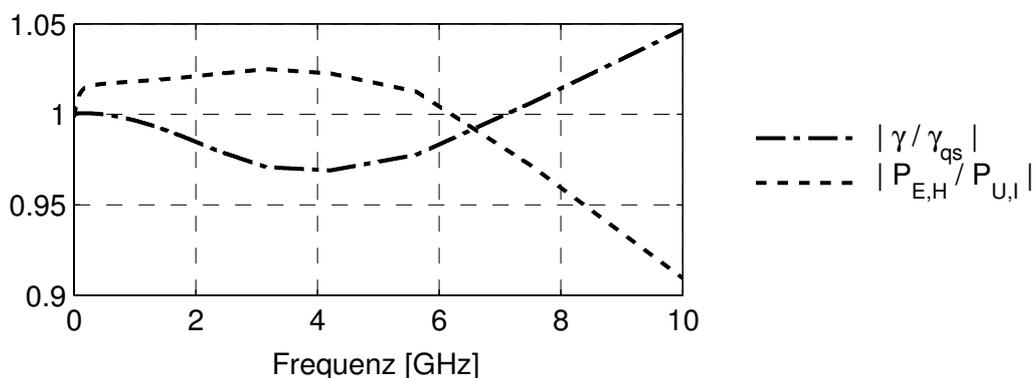


Abbildung 6.13: Verhältnis der tatsächlichen Ausbreitungsgrößen zu den quasistatisch ermittelten; berechnet für die parasitäre Leitung des Transformators ( $i$ ) in Abschnitt 7.3.1.

von Ferriten auf. Durch Vergleich der quasistatisch berechneten Ausbreitungskonstanten  $\gamma_{qs}$  eines Modes mit der tatsächlichen, in der Modenanalyse berechneten Ausbreitungskonstanten  $\gamma$ , kann die Abweichung quantifiziert werden. Eine andere Möglichkeit der Quantifizierung besteht darin, die mit Hilfe der Leiterströme und -Spannungen bestimmte Leistung

$$P_{UI} = 0,5 \cdot \vec{U} \times \vec{I}^{*T} \quad (6.35)$$

mit der tatsächlichen Leistung

$$P_{EH} = 0,5 \cdot \iint \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{F} \quad (6.36)$$

zu vergleichen.

Für den in Abschnitt 7.3.1 beschriebenen, ferritgestützten Leitungstransformator (*i*) sind in Bild 6.13 die Absolutwerte der Quotienten  $\gamma/\gamma_{qs}$  sowie  $P_{EH}/P_{UI}$  des den Ferrit durchlaufenden (in Abschnitt 7.3.1 als *parasitär* bezeichneten) Modes über der Frequenz aufgetragen. Unterhalb von 8 GHz betragen die Abweichungen weniger als fünf Prozent. Die Beschreibung des Modes mit Strömen und Spannungen ist also gerechtfertigt.

Die Quasi-TEM-Ausbreitungsmoden zeichnen sich im Fall verlustloser Leitungssysteme dadurch aus, dass sie bis zu niedrigsten Frequenzen dämpfungsfrei ausbreitungsfähig sind. Ihre Ausbreitungskonstanten  $\gamma$  sind bis zu niedrigsten Frequenzen rein imaginär. Höhere Moden haben eine Cut-Off-Frequenz, unterhalb derer sie nicht ausbreitungsfähig sind; die Ausbreitungskonstanten  $\gamma$  sind dort rein reell und die Moden führen nur Blindleistung.

Bei geringen Leitungsverlusten und ausreichend niedrigen Frequenzen können die gesuchten Quasi-TEM-Moden anhand ihrer Ausbreitungskonstanten herausgesucht werden. Bei höheren Frequenzen und bei Vorhandensein stark verlustbehafteter Medien wie Ferriten ist dieses Unterscheidungsmerkmal nicht immer ausreichend, da dann auch höhere Moden einen erheblichen Wirkleistungsanteil, und Quasi-TEM-Moden einen erheblichen Blindleistungsanteil haben. Das Heraussuchen der gewünschten Moden wird zudem dadurch erschwert, dass aufgrund der Umrandung der Anordnung mit elektrischen oder magnetischen Wänden zusätzliche Moden entstehen. Im Zweifelsfall müssen die Felder der gefundenen Moden betrachtet werden. Bei der Berechnung von Mehrleitersystemen mit mehreren Leitern und entsprechend vielen Moden kann das Heraussuchen der richtigen Moden langwierig sein, zumal die Prüfung in jedem berechneten Frequenzpunkt erfolgen muss.

### Quasistatische Berechnung

Wenn von der Gültigkeit der Quasi-TEM-Näherung ausgegangen werden kann, kann die Rechnung bei einer niedrigen Frequenz durchgeführt werden. Die höheren Moden klingen auf diese Weise stark ab und können leicht heraussortiert werden. Die durch Rechnung bei einer niedrigen Frequenz gefundenen, relativen, d.h. auf  $\beta_0 = \omega/c_0$  bezogenen Ausbreitungskonstanten der Quasi-TEM-Moden können für die tatsächliche Frequenz ohne weitere Rechnung übernommen werden. Gleiches gilt für die Leiterströme, die Leiterspannungen und die Leistung der Quasi-TEM-Moden. Bei frequenzunabhängigen Materialdaten ist nur eine Berechnung für alle Frequenzen notwendig. Sind, wie bei Ferriten, die

Materialdaten frequenzabhängig, so müssen Rechnungen in allen gewünschten Frequenzpunkten durchgeführt werden.

Interessiert man sich für die Matrizen  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{K}'$ , so kann man diese aus den gefundenen Leitungsparametern mit Hilfe von (6.11) berechnen. Dazu werden für jeden Mode  $\nu = 1 \dots n$  die Größen  $\gamma_\nu$ ,  $\vec{U}_\nu$  und  $\vec{I}_\nu$  in (6.11) eingesetzt, und das so entstehende Gleichungssystem gelöst.

Eine andere Vorgehensweise zur Bestimmung der Leitungsparameter ist die Berechnung der Matrizen  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{K}'$  durch Betrachtung statischer Feldprobleme. Aus  $\mathbf{L}'$  und  $\mathbf{K}'$  können die Leitungsparameter dann mit Hilfe von (6.10) bestimmt werden. Da keine Software zur Lösung statischer Feldprobleme zur Verfügung stand, wurde diese Methode nicht angewendet.

# Kapitel 7

## Leitungstransformatoren und -Symmetrierer

### 7.1 Funktionsprinzip

#### 7.1.1 Grundelement des Leitungstransformators nach Guanella

Leitungstransformatoren wurden erstmals 1944 von Guanella [16] vorgestellt. Bild 7.1 a zeigt das von Guanella beschriebene Grundelement des Leitungstransformators. Es handelt sich um eine zu einer Spule aufgewickelte Zweidrahtleitung, deren linkes Ende den unsymmetrischen Eingang der Schaltung bildet. Am Ausgang rechts liegt eine symmetrische Last. Die symmetrierende Wirkung der Schaltung beruht darauf, dass der gerade Mode ( $I_1 = I_2$ ) auf der Leitung durch die Spuleninduktivität unterdrückt wird, während der gewünschte, ungerade Leitungsmodus ( $I_1 = -I_2$ ) ungehindert passieren kann.

Die symbolische Form des Guanella-Grundelements zeigt Bild 7.1 b. Sie ist stark an die in Bild a dargestellte Realisierung angelehnt.

Die Leitungen müssen nicht aufgewickelt, sondern können auch gestreckt sein. Ein gestrecktes Guanella-Grundelement mit einer koaxialen Leitung ist in Bild 7.1 c dargestellt. Zur Erklärung der Funktionsweise dieser Struktur wird die parasitäre Leitung, welche sich zwischen dem Außenmantel der Koaxialleitung und der umgebenden Masse bildet, betrachtet. Ist die elektrische Länge dieser Leitung  $90^\circ$ , so fließen keine Ströme auf der Außenseite der Koaxialleitung, d.h. es tritt nur der gewünschte, ungerade Mode ( $I_1 = -I_2$ ) auf. Bei  $0^\circ$  oder  $180^\circ$  funktioniert die Schaltung nicht.

Guanella verfolgte den Zweck einer Symmetrierung bei gleichzeitiger Impedanztransformation. Letztere lässt sich durch Zusammenschaltung mehrerer Guanella-Grundelemente erreichen. In Bild 7.2 sind zwei Leitungsspulen am unsymmetrischen Eingang seriell, und am symmetrischen Ausgang parallel verbunden. Dies ist nur aufgrund der Unterdrückung des geraden Modus kurzschlussfrei möglich. Die Teilung der Spannung aufgrund der Serienschaltung und die Verdoppelung des Stroms aufgrund der Parallelschaltung führen zu einem Impedanzverhältnis zwischen Ein- und Ausgang von 4 : 1. Durch Verwendung von  $n$  Grundelementen kann dementsprechend jedes Impedanzverhältnis  $n^2 : 1$  verwirklicht werden.

Im Fall hoher Frequenzen bzw. langer Leitungen muss auf eine wellenwiderstandsrich-

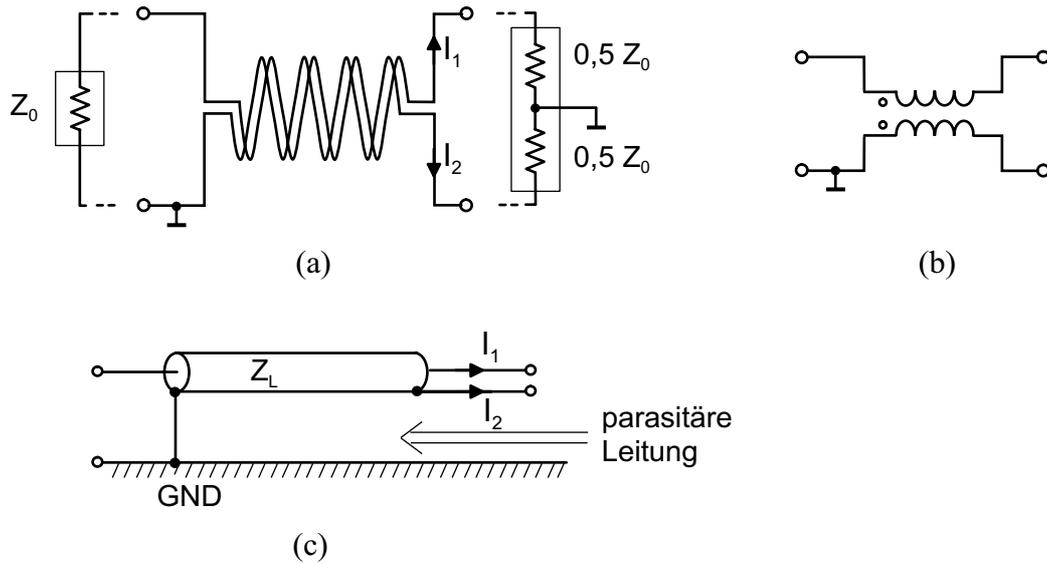


Abbildung 7.1: Grundelement des Leitungstransformators nach Guanella; (a) als aufgewickelte Zweidrahtleitung, (b) symbolisch, (c) gestreckt, mit koaxialer Leitung.

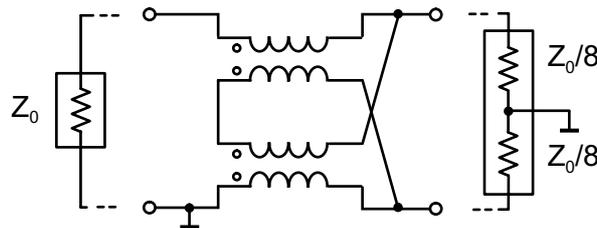


Abbildung 7.2: 4:1 Leitungstransformator nach Guanella.

tige Verzweigung an Ein- und Ausgang geachtet werden. Hierfür muss die Leitungsimpedanz  $Z_L$  der aufgewickelten Leitungen das geometrische Mittel der Ein- und Ausgangsimpedanz sein ( $Z_L = Z_0/n$ ). Der Transformator arbeitet dann — wie alle Mikrowellenschaltungen — am besten auf dem vorgesehenen Impedanzniveau.

Die Schaltungen in Bild 7.1 und 7.2 sind keine echten Symmetrierer. Durch die Unterdrückung des geraden Modus wird lediglich eine Entkopplung der Leitungen von dem am Eingang festgelegten Bezugspotential erreicht. Unter der Voraussetzung, dass der Innenwiderstand der Last klein ist gegen den induktiven Blindwiderstand der Wicklung, ist das Bezugspotential am Ausgang nur durch die Last bestimmt. Die Richtung der Symmetrierung kann umgekehrt, d.h. eine symmetrische Quelle und unsymmetrische Last können verwendet werden. Ein beidseitig unsymmetrischer Betrieb ist ebenfalls möglich. In letzterem Fall wird in der Schaltung 7.2 auf der unteren Doppelleitung kein gerader Mode angeregt. Sie muss daher nicht aufgewickelt werden. Sie fungiert lediglich als Verzöger-

rungsleitung, welche bei hohen Frequenzen eine phasenrichtige Überlagerung der Wellen an den Verzweigungs- bzw. Kombinationspunkten sicherstellt.

Eine hohe Wicklungsinduktivität, welche die Voraussetzung für eine Symmetrierung ist, kann im Bereich der von Guanella verwendeten Frequenzen (einige 10 MHz) mit Hilfe von auf Ferrit gewickelten Zweidrahtleitungen leicht realisiert werden. Bei Frequenzen im Gigahertzbereich sind hohe Induktivitätswerte kaum realisierbar. Eine zufriedenstellende Symmetrierung wird in diesem Fall mit den Schaltungen in Bild 7.1 und 7.2 allenfalls schmalbandig erzielt. Für größere Bandbreiten muss der weiter unten beschriebene, kompenzierte Symmetrierer eingesetzt werden.

### 7.1.2 Ruthroff-Transformator

Ruthroff stellte 1959 die in Bild 7.3 dargestellte, abgewandelte Verwendung des Guanella'schen Grundelements vor [42]. Sie kann aus der Schaltung 7.2 abgeleitet werden, indem die untere Leitung unendlich kurz gemacht wird. Dies ist entsprechend den obigen Ausführungen nur bei beidseitig unsymmetrischem Betrieb möglich; die Schaltung hat keine Symmetrierwirkung. Voraussetzung für die Funktion des Ruthroff-Transformators ist ein vernachlässigbarer Phasenunterschied zwischen Ein- und Ausgang der aufgewickelten Leitung. Dadurch unterliegt der Ruthroff-Transformator einer prinzipiellen Bandbreitenbeschränkung, welche beim Guanella-Transformator nicht vorhanden ist.

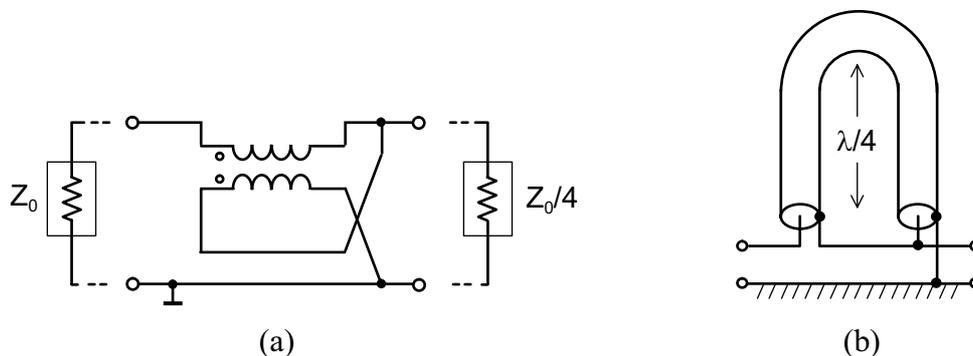


Abbildung 7.3: 4:1 Leitungstransformator nach Ruthroff; (a) symbolisch, (b) Realisierung mit Koaxialleitung.

Eine häufig anzutreffende Realisierung des Ruthroff-Transformators zeigt Bild 7.2 b. Eine Koaxialleitung ist zu einem U gebogen, dessen Höhe etwa einer viertel Wellenlänge entspricht. Zur Verbesserung der Bandbreite kann auch eine  $\Omega$ -Form verwendet, oder die Leitung kann durch Ferritringe gezogen werden.

### 7.1.3 Kompensierter Leitungssymmetrierer

Die in den beiden vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Schaltungen können prinzipiell sowohl mit Zweidrahtleitungen als auch mit koaxialen Leitungen realisiert werden. Für die Wirkungsweise des kompensierten Leitungssymmetrierers ist dagegen die Verwendung von koaxialen Leitungen wesentlich.

Die Schaltung des kompensierten Leitungssymmetrierers ist in Bild 7.4 dargestellt. Es handelt sich um eine Erweiterung der Schaltung in Bild 7.1 c. Eine zusätzliche Leitung — die Kompensationsleitung — bildet die parasitäre Leitung auf der linken Seite nach, wodurch ein elektrisch symmetrischer äußerer Aufbau entsteht. Wird zur Realisierung der Kompensationsleitung ein (starres !) Koaxialkabel verwendet, so bleibt dessen Innenleiter ungenutzt.

Zur Erklärung der Wirkungsweise des kompensierten Leitungssymmetrierers wird eine am unsymmetrischen Tor (links) einfallende Welle betrachtet. Sie läuft, gegen die Umgebung geschirmt, im Inneren der Koaxialleitung zur Mitte und tritt an der Verbindungsstelle zwischen Koaxialleitung und Kompensationsleitung aus. Sie sieht dort eine symmetrische Umgebung. Aus dieser Überlegung kann das in Bild 7.5 dargestellte Ersatzschaltbild abgeleitet werden, in welchem das unsymmetrische Tor in der Mitte zwischen parasitärer und Kompensationsleitung liegt. Es ist ersichtlich, dass die Symmetrie der Schaltung frequenzunabhängig gegeben ist; nähern sich die elektrischen Längen der parasitären und der Kompensationsleitung  $0^\circ$  oder  $180^\circ$ , so wird lediglich die Transmission beeinträchtigt.

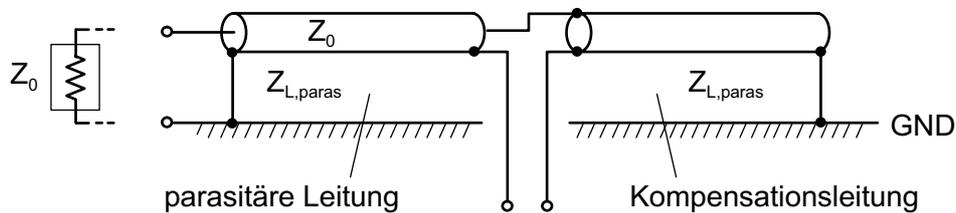


Abbildung 7.4: Kompensierter Symmetrierer.

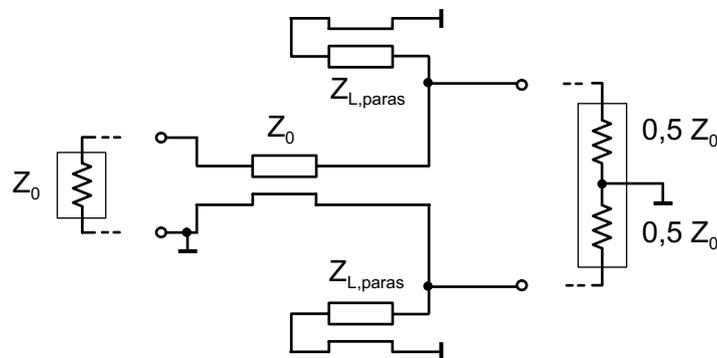


Abbildung 7.5: Ersatzschaltbild des kompensierten Symmetrierers.

Die elektrische Symmetrie der realen Schaltung ist von der Symmetrie des Aufbaus abhängig. Die Verbindungsstelle zwischen der koaxialen und der Kompensationsleitung ist grundsätzlich unsymmetrisch, da die Speisung von einer Seite erfolgt. Die Verbindungsstelle sollte so klein wie möglich gehalten werden. (In die oben angestellten Überlegungen geht sie als konzentriertes, Kirchhoff'sches Netzwerk ein.) Ein möglichst induktionsfreier Kurzschluss zwischen dem Innenleiter der Koaxialleitung und der Kompensationsleitung ist anzustreben. Abhängig von Frequenz und verwendeter Technologie kann es zweckmäßig sein, anstelle einer galvanischen Verbindung einen Leerlauf mit  $\lambda/4$ -Transformation zu einzusetzen. Die so entstehende Schaltung ist der bekannte, häufig in MMIC-Schaltungen verwendete *Marchand*-Symmetrierer [29].

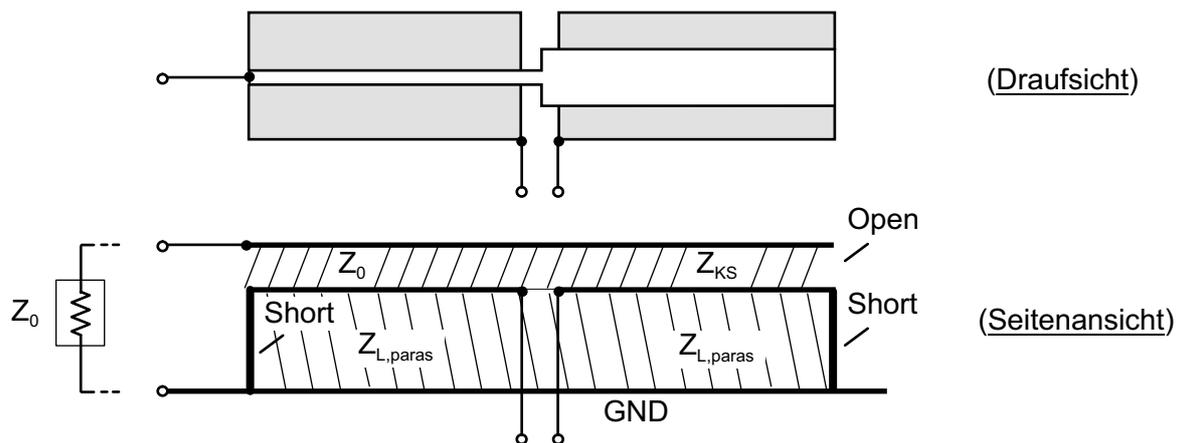


Abbildung 7.6: Marchand-Symmetrierer in planarer Technologie; nach [48].

Ein planarer Marchand-Symmetrierer ist in Bild 7.6 skizziert. In der Seitenansicht erkennt man drei Metallisierungsebenen. Oben links befindet sich die Eingangsleitung mit dem Wellenwiderstand  $Z_0$ . Darunter befinden sich unten links die parasitäre, und unten rechts die Kompensationsleitung. Diese haben beide den gleichen Wellenwiderstand  $Z_{L,paras}$ ; beide sind am Ende kurzgeschlossen. Die Leitung oben rechts ist am Ende leerlaufend. Der Wellenwiderstand  $Z_{KS}$  dieser Leitung wird möglichst klein gewählt, damit die Transformation des Leerlaufs zu einem Kurzschluss möglichst breitbandig wird.

In der Draufsicht erscheint die leer laufende Leitung als ein breiter, heller Streifen auf der rechten Seite. Die Leitung mit Wellenwiderstand  $Z_0$  erscheint als der schmale, helle Streifen auf der linken Seite. Jeweils darunter, in der mittleren Metallebene, liegen breitere (dunkler gezeichnete) Streifen. Diese bilden zusammen mit der Grundmetallisierung (in

der Draufsicht nicht eingezeichnet) die parasitäre und die Kompensationsleitung. Der Wellenwiderstand  $Z_{L,\text{paras}}$  dieser Leitungen ist vergleichsweise hoch, da der Abstand von der untersten zur mittleren Metallisierungsebene wesentlich höher ist, als der Abstand von der mittleren zur obersten; (die Abstände sind in der Seitenansicht nicht maßstäblich gezeichnet). Da die in der mittleren Metallebene liegenden Streifen deutlich breiter sind als die oben gelegenen, sind die parasitäre und die Kompensationsleitung von den beiden oben liegenden Leitungen weitgehend entkoppelt. Auf diese Weise wird die schirmende Wirkung von Koaxialleitungen auf dem planaren Medium nachgebildet. Die Konfiguration ist patentrechtlich geschützt [48].

Beschreibungen weiterer planarer Marchand-Symmetrierer findet man in [50], [3], und [28].

## 7.2 Analyse

### 7.2.1 Bandbreiten gestreckter Leitungstransformatoren und -Symmetrierer

In der folgenden, allgemeinen Betrachtung werden anstelle von echten Längen, die elektrischen Längen der Leitungen betrachtet. Die Bandbreite gestreckter Leitungstransformatoren und -Symmetrierer wird für unterschiedliche Wellenwiderstände der parasitären Leitung  $Z_{L,\text{paras}}$  bezogen auf die Systemimpedanz  $Z_0$  untersucht.

Ein aus koaxialen Leitungen bestehender gestreckter und symmetrischer Leitungstransformator ist in Bild 7.7 dargestellt. Für diesen kann das einfache Ersatzschaltbild in Bild 7.8 aufgestellt werden, in welchem die beiden koaxialen Leitungen und die sich zwischen diesen ausbildende parasitäre Leitung repräsentiert sind.

Bild 7.9 zeigt die nach dem Ersatzschaltbild berechnete Transmission  $S_{21}$  des Leitungstransformators über der elektrischen Länge der parasitären Leitung; von der elektrischen Länge der koaxialen Leitungen ist die Transmission unabhängig. Aus dem Diagramm kann die Bandbreite des Leitungstransformators entnommen werden. Die häufig verwendete 3 dB-Bandbreite kann bei einem 4:1-Transformator irreführend sein, da dieses Impedanzverhältnis auch bei einer direkten Verbindung *ohne* Transformator bereits zu einer Transmission von besser als  $-2$  dB und einer Reflektion von weniger als  $-4$  dB führt. Da man in den meisten Anwendungen eine Reflektion von  $-10$  dB oder besser fordert, soll die 0,5 dB-Bandbreite betrachtet werden. (Bei Verlustlosigkeit entsprechen  $-0,5$  dB Transmission gerade einer Reflektion von  $-9,5$  dB). Die folgenden 0,5 dB-Bandbreiten können Bild 7.9 entnommen werden:

$$\begin{aligned} Z_{L,\text{paras}} = Z_0: & \quad B_{0,5\text{dB}} = 20 - 159 \text{ [DEG]} \approx 0,9 \text{ Dekaden} \\ Z_{L,\text{paras}} = 2Z_0: & \quad B_{0,5\text{dB}} = 11 - 170 \text{ [DEG]} \approx 1,2 \text{ Dekaden} \\ Z_{L,\text{paras}} = 4Z_0: & \quad B_{0,5\text{dB}} = 5 - 175 \text{ [DEG]} \approx 1,5 \text{ Dekaden} \end{aligned}$$

Die gleiche Betrachtung kann auch für den kompensierten Leitungssymmetrierer durchgeführt werden. In der Ersatzschaltung in Bild 7.5 tritt zusätzlich zu der der parasitären, die zu ihr identische Kompensationsleitung auf. Die beiden Leitungen sind in Serie geschaltet, wodurch sich ihre Impedanz insgesamt verdoppelt; gleichzeitig ist jedoch

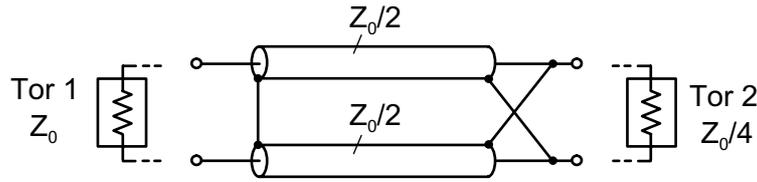


Abbildung 7.7: Gestreckter, symmetrischer Leitungstransformator.

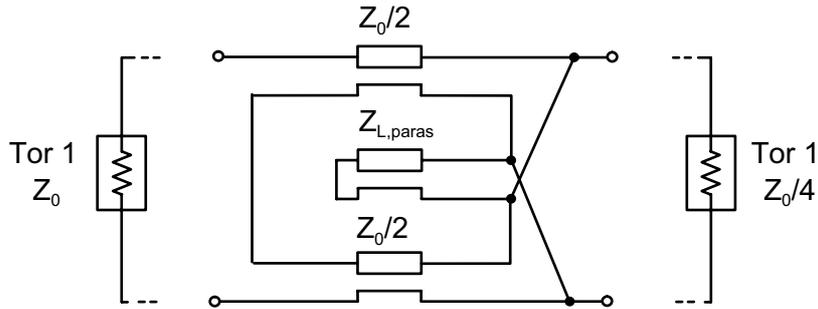


Abbildung 7.8: Ersatzschaltbild des symmetrischen Leitungstransformators.

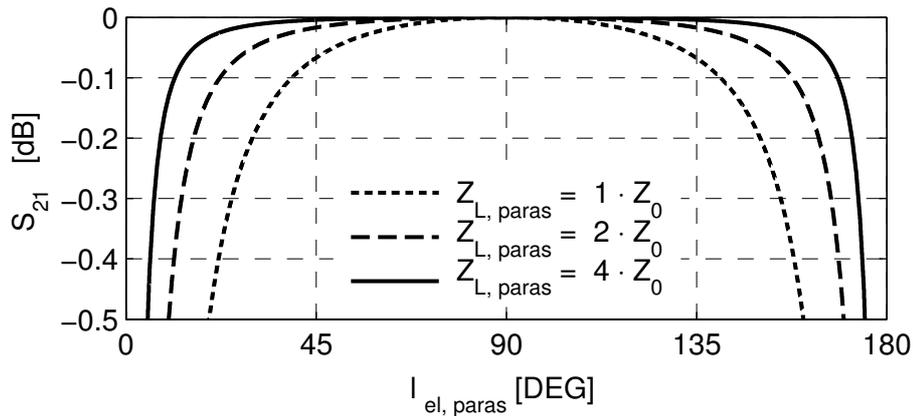


Abbildung 7.9: Transmission des Leitungstransformators in Bild 7.7 (berechnet nach Bild 7.8).

die Impedanz des symmetrischen Tores viermal so hoch wie beim Leitungstransformator. Hierdurch ergeben sich für den Leitungssymmetrierer etwas schlechtere Bandbreiten als für den Leitungstransformator. Man findet die folgenden Werte:

$$\begin{aligned}
 Z_{L,paras} = Z_0: & \quad B_{0.5dB} = 36 - 145 \text{ [DEG]} \approx 0,6 \text{ Dekaden} \\
 Z_{L,paras} = 2Z_0: & \quad B_{0.5dB} = 20 - 159 \text{ [DEG]} \approx 0,9 \text{ Dekaden} \\
 Z_{L,paras} = 4Z_0: & \quad B_{0.5dB} = 11 - 170 \text{ [DEG]} \approx 1,2 \text{ Dekaden}
 \end{aligned}$$

Die ausschlaggebende Größe für die Transmission des Leitungstransformators und des

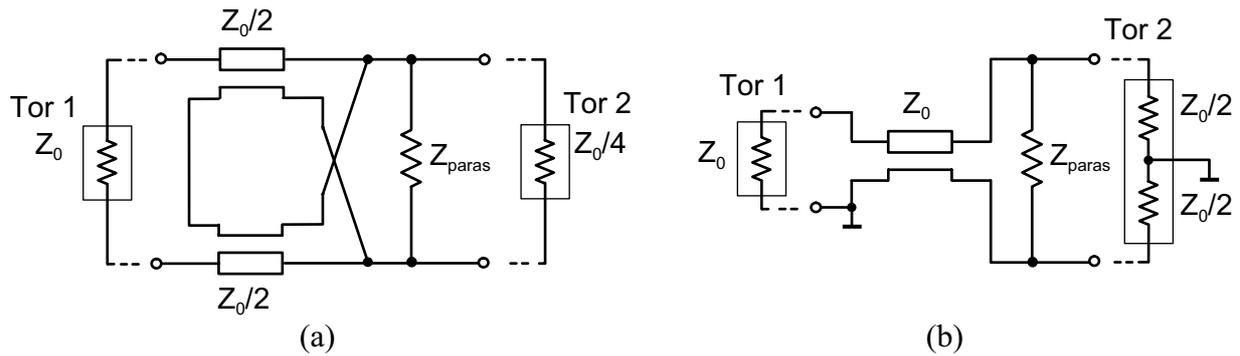


Abbildung 7.10: Ersatzschaltbilder für Leitungstransformator (a) und -Symmetrierer (b) zur Berechnung der Transmission.

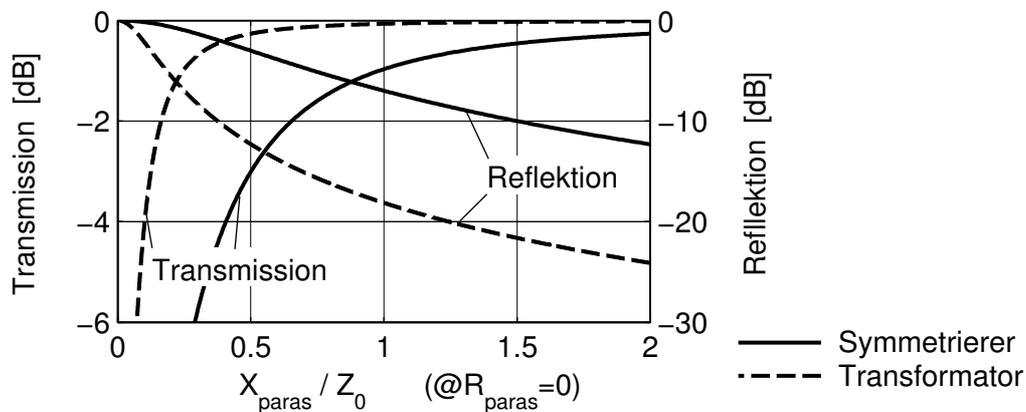


Abbildung 7.11: Transmission und Reflektion des symmetrischen Leitungstransformators und des Leitungssymmetrierers nach Bild 7.10 bei rein imaginärer Impedanz  $Z_{\text{paras}} = jX_{\text{paras}}$ .

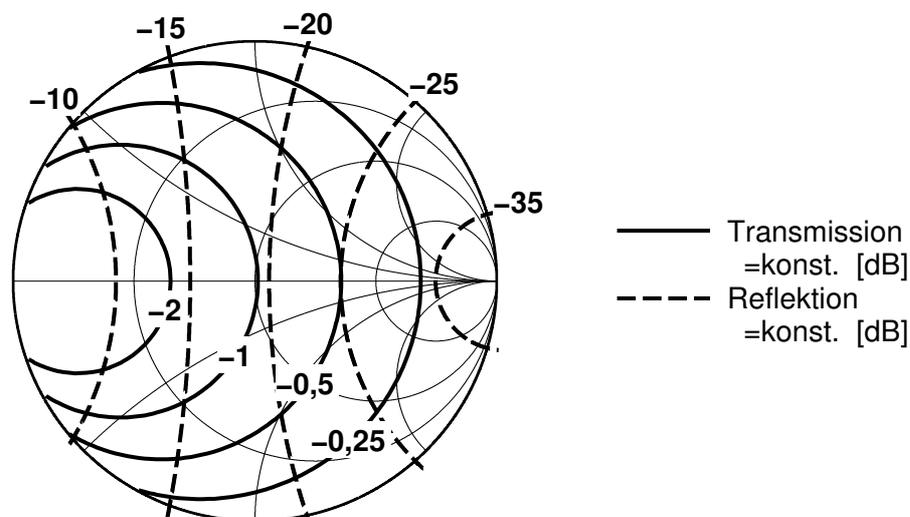


Abbildung 7.12: Linien konstanter Transmission und konstanter Reflektion in der  $\Gamma_{\text{paras}}$ -Ebene ( $\Gamma_{\text{paras}} = \Gamma_{Z_0}(Z_{\text{paras}})$ ) für den symmetrischen Leitungstransformator.

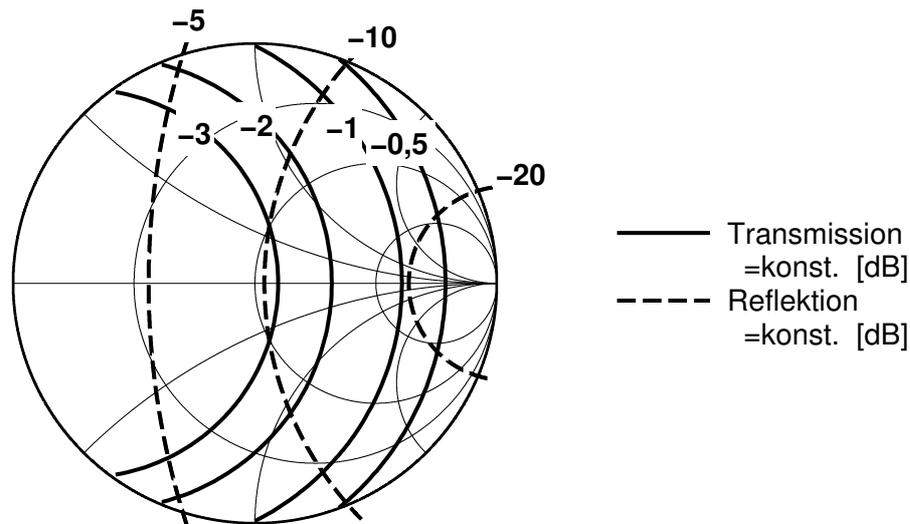


Abbildung 7.13: Linien konstanter Transmission und konstanter Reflektion in der  $\Gamma_{\text{paras}}$ -Ebene ( $\Gamma_{\text{paras}} = \Gamma_{Z_0}(Z_{\text{paras}})$ ) für den Leitungssymmetrierer.

Leitungssymmetrierers ist die Eingangsimpedanz der am Ende kurzgeschlossenen parasitären Leitung. Diese sei als  $Z_{\text{paras}} = R_{\text{paras}} + jX_{\text{paras}}$  bezeichnet. In den Ersatzschaltbildern in Bild 7.10 werden anstelle der parasitären Leitung direkt die Impedanzen  $Z_{\text{paras}}$  verwendet. Mit diesen Ersatzschaltbildern wurden die Grafen in den Bildern 7.11 bis 7.13 berechnet.

Bild 7.11 zeigt die Transmission und die Reflektion von des Leitungstransformators und des Leitungssymmetrierers für rein imaginäre Werte  $Z_{\text{paras}} = jX_{\text{paras}}$ . Im Fall des Leitungstransformators wird die 0,5 dB-Eckfrequenz bereits bei  $X_{\text{paras}} \approx 0,38 Z_0$  erreicht. Für den Leitungssymmetrierer benötigt man das Vierfache hiervon, also  $X_{\text{paras}} \approx 1,5 Z_0$ .

Die Bilder 7.12 und 7.13 berücksichtigen allgemein komplexwertige parasitäre Impedanzen  $Z_{\text{paras}}$ : über der  $\Gamma_{\text{paras}}$ -Ebene ( $\Gamma_{\text{paras}} = \Gamma_{Z_0}(Z_{\text{paras}})$ ) sind Linien konstanter Transmission und Linien konstanter Reflektion für den Leitungstransformator und den Leitungssymmetrierer aufgetragen. Kennt man bei einem Leitungstransformator oder -Symmetrierer den Verlauf der parasitären Impedanz  $Z_{\text{paras}}$ , so kann man diesen in die Diagramme eintragen und sofort Transmission und Reflektion abgelesen.

## 7.2.2 Erweiterung der Bandbreite mit Hilfe von Ferriten

Die Bandbreite von gestreckten und auch gewickelten Leitungstransformatoren und Symmetrierern kann durch die Verwendung von Ferriten erheblich erhöht werden. Bei gestreckten Komponenten werden die Leitungen hierzu durch Ferritrohre geführt. Aus Sicht der Leitungstheorie erhöhen sich hierdurch der Induktivitätsbelag und damit auch der Wellenwiderstand der parasitären Leitung. Bei niedrigen Frequenzen verhält sich die Leitung mit Ferrit näherungsweise wie eine konzentrierte Induktivität. Bei Kenntnis des  $A_L$ -Werts kann  $Z_{\text{paras}}$  in einfacher Weise bestimmt werden. Führt man beispielsweise die beiden Leitungen des kompensierten Symmetrierers in Bild 7.4 durch je einen Ferrittubus, so gilt

für  $Z_{\text{paras}}$  in Bild 7.10 bei niedrigen Frequenzen

$$Z_{\text{paras}} \approx j X_{\text{paras}} \approx 2 \cdot j\omega A_L. \quad (7.1)$$

Die untere Grenzfrequenz kann hieraus mit Hilfe von Bild 7.11 ermittelt werden.

Mit dem Induktivitätsbelag der parasitären Leitung nimmt auch ihre elektrische Länge zu. Eine Verschiebung der  $\lambda/2$ -Resonanz zu niedrigeren Frequenzen und die damit verbundene Verringerung der oberen Frequenzgrenze werden jedoch — bei nicht allzu langen Gebilden — nicht wirksam, da die Permeabilität der Ferrite nur bis zu einigen 10 MHz konstant bleibt und dann abfällt. Die bei höheren Frequenzen dominierenden magnetischen Verluste dämpfen die  $\lambda/2$ -Resonanz so stark ab, dass diese nur noch zu einem Einbrechen der Transmission von wenigen dB führt. Auf diese Weise können außerordentliche Bandbreiten erzielt werden. Beispielsweise wurde von der Firma Picosecond-Pulse Labs ein Leitungstransformator für den Frequenzbereich 20 kHz bis 18 MHz (!) angeboten [37]. (Die angegebene Bandbreite war eine 3 dB-Bandbreite; auf Anfrage war der Transformator nicht mehr lieferbar.)

Ein ferritgestützter Leitungstransformator wird in Abschnitt 7.3.1 beschrieben.

### 7.2.3 Aufgewickelte Leitungen

Die Induktivität der parasitären Leitung kann auch durch Aufwickeln der Leitungen erhöht werden. Die Bandbreite ist dann nach unten durch die endliche Wicklungsinduktivität, und nach oben durch Streukapazitäten begrenzt. Bild 7.14 enthält schematische Darstellungen von Leitungstransformatoren und -Symmetrierern, welche durch Aufwickeln aus den gestreckten Strukturen in Bild 7.7 und Bild 7.4 hervorgehen. Sind die Spulen verkoppelt, so führt das zu einer Erhöhung — für den Grenzfall vollständiger Verkopplung zu einer Verdopplung — der wirksamen Induktivität und damit zu einer niedrigeren unteren Grenzfrequenz.

Die Berechnung der Bandbreite gewickelter Leitungstransformatoren und -Symmetrierer kann auf der Grundlage geeigneter Spulenmodelle erfolgen. Es existieren zahlreiche Näherungsformeln für unterschiedliche Ausführungsformen, wie z.B. Drahtspulen oder Spiralinduktivitäten. Für den Fall gänzlich unverkoppelter Wicklungen können in den Ersatzschaltbildern in Bild 7.15 die Induktivitäten durch solche Spulenmodelle ersetzt werden. Sind die Wicklungen verkoppelt, so werden Modelle verkoppelter Spulen benötigt, welche allerdings wenig verbreitet sind. Sind die beiden Wicklungen zu einer einzigen verschmolzen, und verfügt man über ein geeignetes Modell für diese Wicklung, so kann man in den Ersatzschaltbildern die Serienschaltung aus den beiden verkoppelten Induktivitäten mit diesem Modell ersetzen (vgl. Bild 7.49 in Abschnitt 7.3.4). Es können auf diese Weise jedoch nur Simulationen von rein symmetrischen Betriebsmodi berechnet werden.

Ersatzschaltbilder, welche symmetrische Leitungstransformatoren und -Symmetrierer beschreiben und dabei ohne Modelle für gekoppelte Spulen auskommen, sind in Bild 7.16 dargestellt. Sie werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

### 7.2.4 Berücksichtigung gerader Moden

In den bisherigen Betrachtungen wurde ein symmetrischer Ein- bzw. Ausgang jeweils als ein (ungerades) Wellentor behandelt. Dies hat seine Berechtigung solange sowohl Schaltung als auch Beschaltung symmetrisch sind, da dann keine geraden Moden auftreten. In den meisten Anwendungsfällen symmetrischer Komponenten werden zwar symmetrische Quellen und Lasten verwendet, die Symmetrie ist jedoch nicht streng, und nicht für alle Frequenzen und Betriebsfälle gegeben. Bei Abweichung von der Symmetrie entstehen gerade Moden.

Zur Berücksichtigung gerader Moden kann zu jedem ungeraden ein gerades Wellentor eingeführt werden. Bei Anschluss symmetrischer Leitungen entspricht dies den physikalischen Gegebenheiten, da sich gerade und ungerade Moden gewöhnlich unterschiedlich ausbreiten und daher unterschiedliche Eigenwellen sind. In manchen Anwendungsfällen ist es zweckmäßiger, anstelle eines geraden und eines ungeraden Wellentors zwei (gegenphasige) unsymmetrische Wellentore zu betrachten. Man interessiert sich in diesem Fall für die Isolation zwischen, und die Reflektion an diesen Wellentoren. Diese Größen können aus den Eigenschaften der zugehörigen ungeraden und geraden Wellentore berechnet wer-

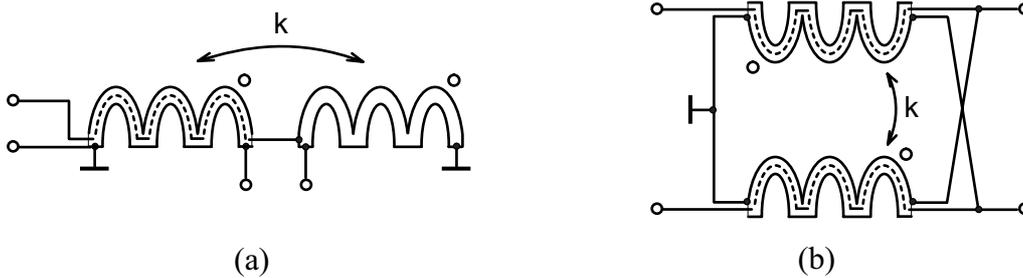


Abbildung 7.14: (a) Leitungssymmetrierer, (b) Leitungstransformator mit gewickelten Koaxialleitungen.

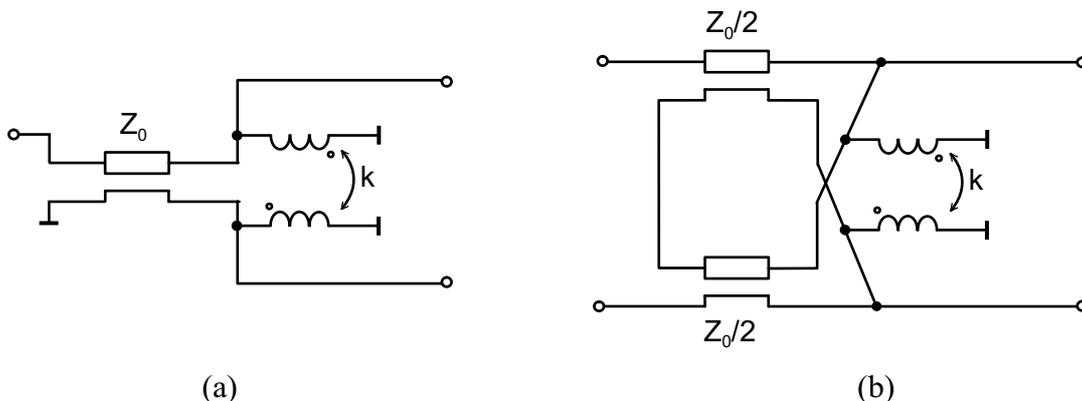


Abbildung 7.15: Ersatzschaltbilder für den (a) Leitungssymmetrierer, (b) Leitungstransformator mit gewickelten Koaxialleitungen.

den, indem die Erregung an einem unsymmetrischen Tore als Überlagerung gleichstarker Erregungen an dem geraden und dem ungeraden Tor angesetzt wird [5].

Isolation und Reflektion der gegenphasigen Tore können mit Hilfe der Ersatzschaltungen in Bild 7.15 untersucht werden. Man findet, dass bei ausreichend hohem Blindwiderstand der Wicklungen — also im Betriebsbereich des Leitungssymmetrierers — die Isolation zwischen den gegenphasigen Toren unabhängig vom Kopplungsfaktor den Wert  $-6$  dB annimmt. Dies rührt daher, dass in diesem Fall der ungerade Mode näherungsweise überhaupt nicht, und der gerade Mode näherungsweise mit dem Reflektionsfaktor Eins reflektiert wird. Ebenso ergibt sich auch für die Reflektion an den gegenphasigen Toren der Wert  $-6$  dB.

Aus der Betrachtung gerader und ungerader Moden lassen sich in Bild 7.16 dargestellten Ersatzschaltbilder für den Leitungssymmetrierer und den symmetrischen Leitungstransformator ableiten. In diesen werden anstelle von verkoppelten Spulen die Impedanzen  $Z_{\text{paras,e}}$  und  $Z_{\text{paras,o}}$  verwendet. Diese Größen können durch entsprechende Anregung einfach gemessen werden. Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Ersatzschaltbilder ist ein streng symmetrischer physikalischer Aufbau, der keine Überkopplungen zwischen dem geraden und dem ungeraden Mode entstehen lässt.

Zur Messung der Impedanzen  $Z_{\text{paras,e}}$  und  $Z_{\text{paras,o}}$  müssen am Leitungstransformator bzw. -Symmetrierer die Innenleiter der coaxialen Leitungen abgetrennt werden. Bei Mes-

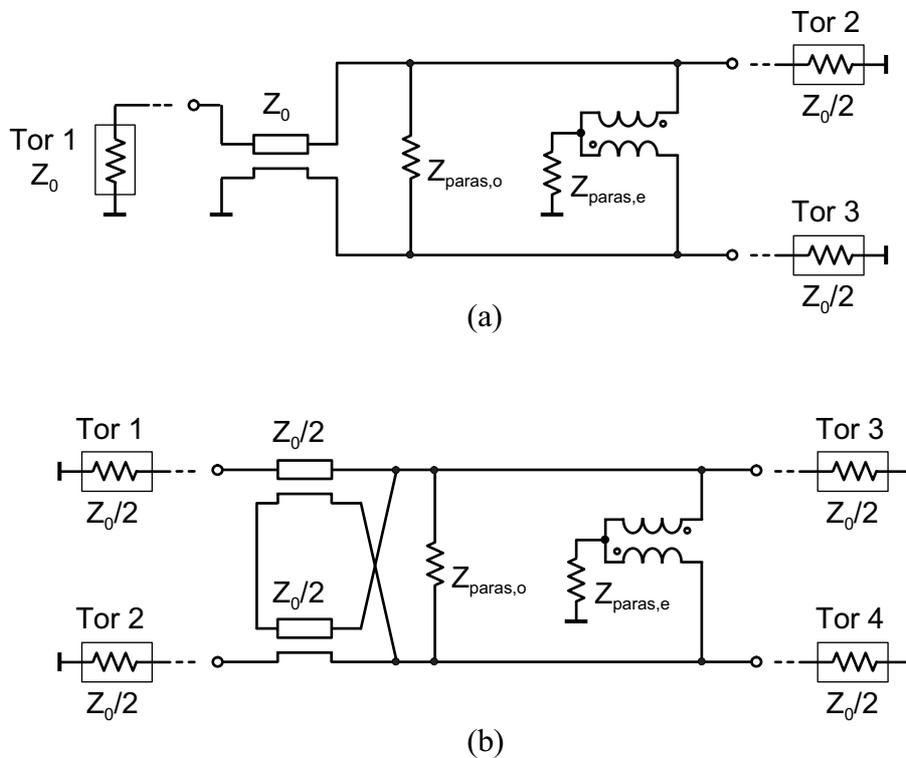


Abbildung 7.16: Ersatzschaltbilder des kompensierten Leitungssymmetrierers (a) und des symmetrischen Leitungstransformators (b) auf Grundlage einfach messbarer Größen.

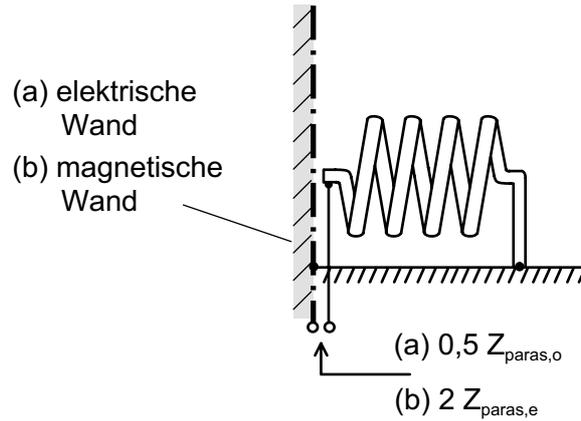


Abbildung 7.17: Berechnung der Impedanzen (a)  $Z_{\text{paras,o}}$  und (b)  $Z_{\text{paras,e}}$  mittels Feldsimulation.

sung von  $Z_{\text{paras,e}}$  werden die Tore parallel geschaltet. Für die Messung von  $Z_{\text{paras,o}}$  wird ein symmetrisches Messtor zwischen die Tore geschaltet. Es kann beispielsweise das in Anhang C dargestellte symmetrische TRL-Kalibrierset verwendet werden.

Die Impedanzen können auch in 3D-Feldsimulationen berechnet werden. Hierbei genügt wegen der vorausgesetzten Symmetrie die Betrachtung nur einer Hälfte der Anordnung. Ein Beispiel ist in Bild 7.17 dargestellt. Bei Verwendung einer magnetischen Wand in der Symmetrieebene erhält man  $Z_{\text{paras,e}}$ , bei Verwendung einer elektrischen Wand  $Z_{\text{paras,o}}$ .

Die Analyse eines Leitungssymmetrierers mit Hilfe des Ersatzschaltbilds in Bild 7.16 a ist in [24] beschrieben.

## 7.2.5 Unsymmetrischer Leitungstransformator

Die Schaltung eines unsymmetrischen Leitungstransformators ist in Bild 7.18 zusammen mit der aus dieser berechneten Transmission  $S_{21}$  dargestellt. Anders als beim symmetrischen Leitungstransformator, beeinflusst bei dieser Schaltung die elektrische Länge der Koaxialleitungen den Betrag der Transmission. Im Grafen wird das Verhältnis der elektrischen Längen der Leitungen  $V_{l,\text{el}} = l_{\text{el,koax}}/l_{\text{el,paras}}$  als Parameter verwendet. Zugunsten einer besseren Erkennbarkeit der auftretenden Resonanzen wurde bei der Berechnung eine verlustbehaftete parasitäre Leitung angesetzt; die Verluste bei Durchlaufen der Gesamtlänge der parasitären Leitung betragen 2 dB. Für die Wellenwiderstände wurde  $Z_{L,\text{paras}} = 3 Z_{L,\text{koax}}$  angesetzt.

Im Fall gleicher elektrischer Längen ( $V_{l,\text{el}} = 1$ ) ist der Verlauf der Transmission ähnlich dem des symmetrischen Leitungstransformators (Bild 7.9), es entsteht jedoch eine Einfügedämpfung aufgrund der Verluste der parasitären Leitung. Lediglich bei  $l_{\text{el,koax}} = l_{\text{el,paras}} = 90^\circ$  ( $270^\circ$ ) verschwindet die Einfügedämpfung. Bei  $l_{\text{el,koax}} = l_{\text{el,paras}} = 180^\circ$  ( $360^\circ$ ) bricht die Transmission ein; wegen der Verluste der parasitären Leitung verschwindet sie jedoch nicht völlig.

Ist das Verhältnis der elektrischen Längen unterschiedlich, so entstehen zusätzliche

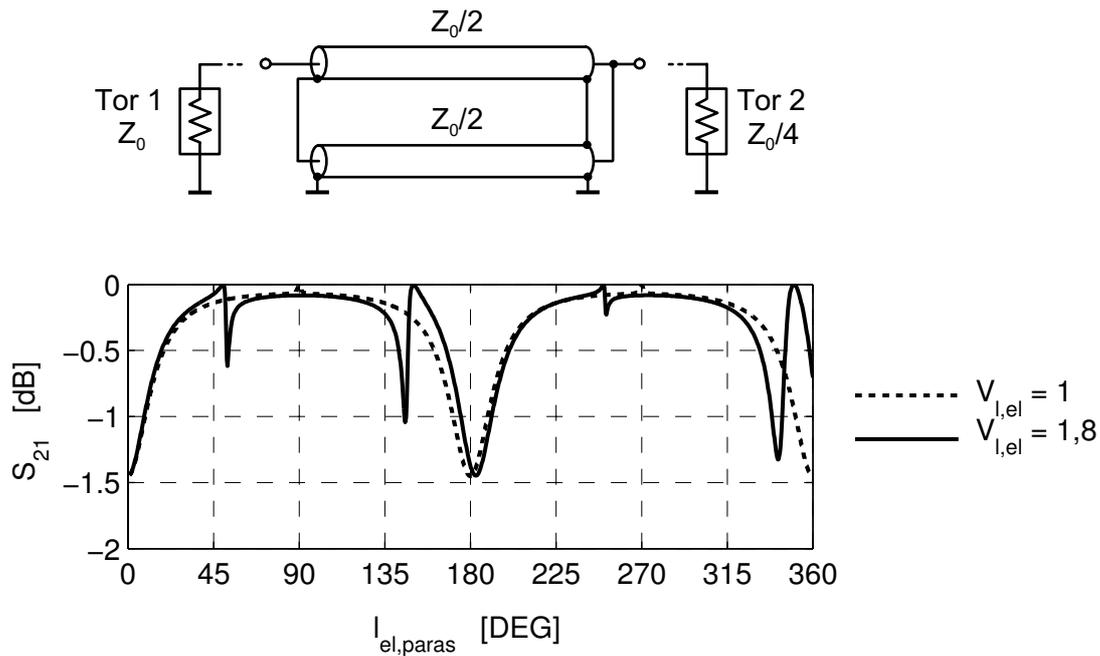


Abbildung 7.18: Unsymmetrischer Leitungstransformator mit Koaxialleitungen.

Einbrüche in der Transmission. Diese entstehen durch Resonanzen bei  $l_{el,koax} \approx 90^\circ$  ( $270^\circ$ ,  $450^\circ$  etc.).

## 7.2.6 Verwendung ungeschirmter Leitungen

Bis hierher wurden, abgesehen von den Guanella-Transformatoren mit Zweidrahtleitungen, nur koaxiale Leitungen zur Realisierung von Leitungstransformatoren und -Symmetrierern betrachtet. Im Gegensatz zu Leitungssymmetrierern, deren Funktion von der abschirmenden Wirkung der Leitungsstruktur abhängig ist, funktionieren Leitungstransformatoren prinzipiell auch mit ungeschirmten Leitungen.

Die Verwendung koaxialer Leitungen bringt bei Mikrowellenfrequenzen mehrere Nachteile mit sich. Insbesondere erfordert ein Aufbau mit koaxialen Leitungen Handarbeit. Hierdurch entstehen hohe Kosten, und es leiden Reproduzierbarkeit und Präzision der gefertigten der Komponenten. Im Fall von Leitungssymmetrierern ist dies besonders störend, da sich schon geringe bauliche Unsymmetrien als Phasenfehler bemerkbar machen. Bei Frequenzen oberhalb von etwa einem Gigahertz sind Aufbauten mit koaxialen Leitungen deshalb nur mit großem Aufwand realisierbar.

Planare Leitungen können mit Hilfe präziser Technologien wie beispielsweise Platinen-PCB-, LTCC oder MMIC-Technologie hergestellt werden. Die Verwendung von planaren Leitungen in Leitungstransformatoren und -Symmetrierern bringt, falls keine Vorkehrungen zur Schirmung der Mittelleiter getroffen werden, aufgrund der Verkopplung aller beteiligten Leiter eine Verkomplizierung der Ersatzschaltbilder mit sich.

Zur Untersuchung der Auswirkungen der Verwendung von ungeschirmten Leitungen

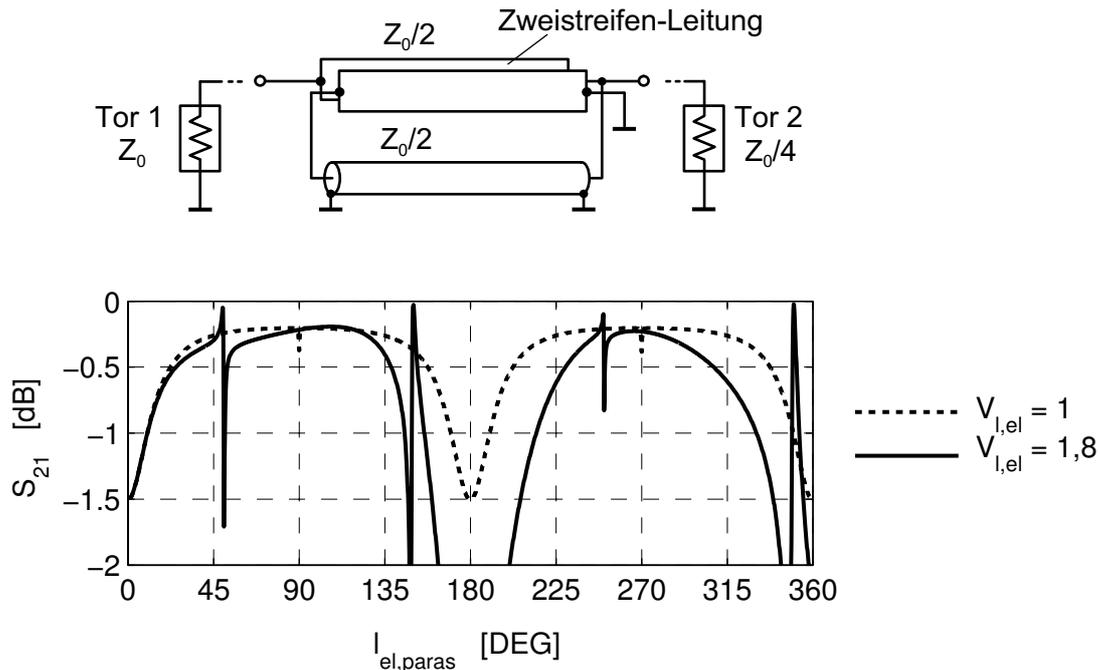


Abbildung 7.19: Unsymmetrischer Leitungstransformator mit Zweistreifen- und Koaxialleitung.

wird exemplarisch in der Schaltung in Bild 7.18 die obere Koaxialleitung mit einer symmetrisch zur umgebenden Masse liegenden Zweistreifenleitung gleichen Wellenwiderstands ersetzt (vgl. Abschnitt 6.3.1). Zur Modellierung der Zweistreifen-Leitung wird eine (2+1)-Mehrlersystem-Komponente mit Leitungsparametern nach (6.19) und (6.20) verwendet. Die Rechnung erfolgt analog zum vorangegangenen Abschnitt.

Es ergibt sich die in Bild 7.19 dargestellte Transmission. Gegenüber Bild 7.18 stellt man eine geringere Bandbreite, eine höhere Einfügedämpfung fest

Wie beim rein koaxialen Leitungstransformator ergeben sich Resonanzen bei  $l_{\text{el,koax}} = l_{\text{el,strip}} \approx 90^\circ$  ( $270^\circ$ ,  $450^\circ$  etc.), hier jedoch mit etwas höherer Güte.

Für den Fall gleicher elektrischer Längen ( $V_{l,\text{el}} = 1$ ) erkennt man einen geringfügigen Einbruch der Transmission bei  $l_{\text{el,koax}} = l_{\text{el,strip}} = l_{\text{el,paras}} = 90^\circ$  ( $270^\circ$ ).

Führt man die Rechnungen zu Bild 7.19 und Bild 7.18 bei unterschiedlichen elektrischen Leitungslängen ( $l_{\text{el,koax}}$ ,  $l_{\text{el,strip}}$ ) und Wellenwiderstandsverhältnissen ( $Z_{L,\text{koax}}/Z_{L,\text{paras}}$ ,  $Z_{L,\text{strip}}/Z_{L,\text{paras}}$ ) durch, so findet man (wenig überraschend), dass die Unterschiede zwischen dem Transformator mit koaxialen und dem mit Zweistreifen-Leitungen für kurze elektrische Leitungslängen sowie für kleine Wellenwiderstandsverhältnisse verschwinden (nicht dargestellt).

### 7.2.7 Berücksichtigung der Breite des Leitungssystems

In den bis hierher angestellten Untersuchungen gestreckter Leitungstransformatoren und -Symmetrierer wurde vereinfachend davon ausgegangen, dass die Zusammenschaltung der

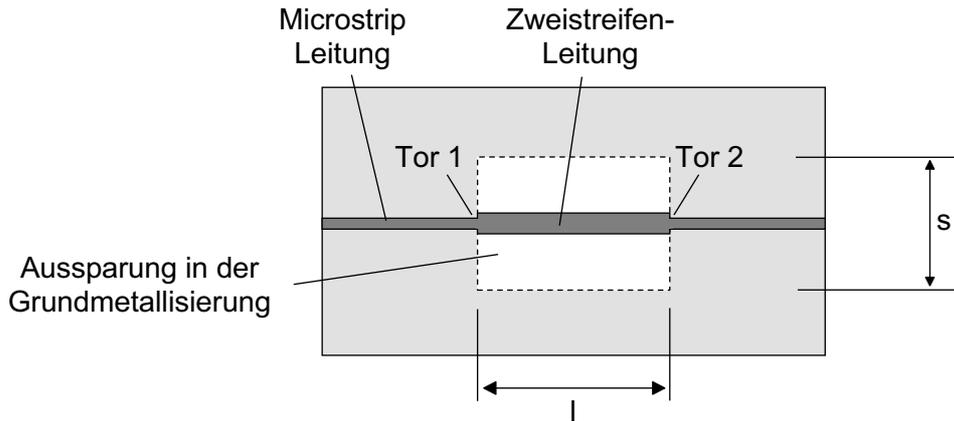


Abbildung 7.20: Zweistreifenleitung über einer Ausparung in der Grundmetallisierung; (vgl. auch Bild 6.6).

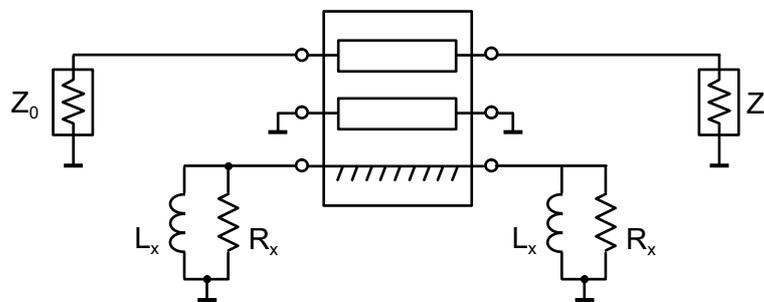


Abbildung 7.21: Ersatzschaltbild der Anordnung in Bild 7.20.

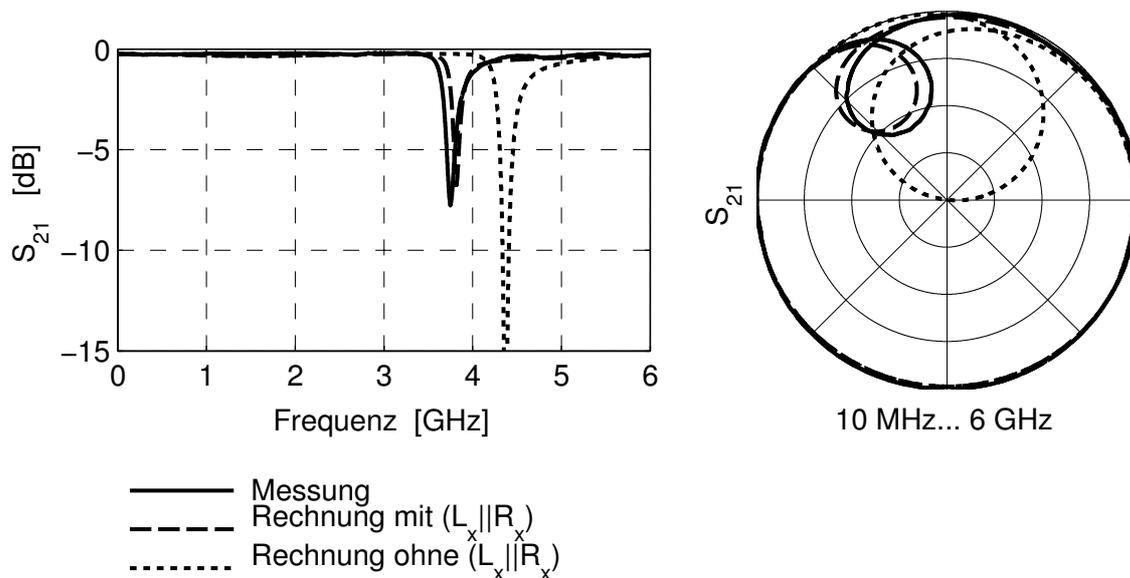


Abbildung 7.22: S-Parameter der Anordnung in Bild 7.20, gemessen und nach Bild 7.21 berechnet.

Leitungen dem Kirchhoff'schen Gesetz genügt. Dies ist unter der Voraussetzung eng nebeneinander liegender Leitungen gerechtfertigt. In praktischen Fällen legt man jedoch die Leitungen möglichst weit auseinander, um parasitäre Leitungen mit hohem Wellenwiderstand zu erhalten. Hierdurch können Leitungssysteme entstehen, deren Breite in der Größenordnung der Wellenlänge liegt.

Als Beispiel für ein solches Leitungssystem wird die Anordnung in Bild 7.20 betrachtet. Es handelt sich um eine Zweistreifen-Leitung wie die in Abschnitt 6.3.1 in Bild 6.6 dargestellte, welche über eine rechteckförmige Aussparung in der Massemetallisierung einer Microstrip-Platine verläuft. An den beiden Enden der Zweistreifen-Leitung ist diese durch Microstrip-Leitungen angebunden. Als Referenzebenen für die S-Parameter der Anordnung seien die Orte der Zweistreifen-Microstrip-Übergänge definiert.

Die Streifenbreiten, sowohl der Zweistreifen- als auch der Microstrip-Leitungen, sind für einen Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  ausgelegt. Die Länge der Massenaussparung beträgt  $l = 30\ \text{mm}$ , die Breite beträgt  $s = 20\ \text{mm}$ . Die relative Phasenkonstante der Zweistreifen-Leitung ergibt sich zu 1,73. Die relative Phasenkonstante der parasitären Leitung ergibt sich zu 1,12 und ihre Impedanz zu etwa  $160\ \Omega$ .

Bild 7.21 zeigt das Ersatzschaltbild für die Anordnung. Der Masseleiter der Leitungskomponente ist ein- und ausgangseitig über eine RL-Parallelkombination mit der Schaltungsmasse verbunden. Diese repräsentiert den Umweg, der aufgrund der Breite der Massenaussparung zwischen der durch die Orte der Messtore definierten Schaltungsmasse und der an den Seiten der Massenaussparung verlaufenden Bezugsmasse der Zweistreifenleitung entsteht. Die Modellierung des Masseumwegs mit Hilfe einer RL-Anordnung ist eine Näherung erster Ordnung, die sich jedoch für die in dieser Arbeit betrachteten Anordnungen als ausreichend erweist.

Die Transmission  $S_{21}$  der Anordnung ist in Bild 7.22 dargestellt. Durch Anfitzen der berechneten Transmission an die gemessene findet man die Werte  $L_x = 1,1\ \text{nH}$  und  $R_x = 350\ \Omega$ . Bei Rechnung *ohne* ( $L_x || R_x$ ) erhält man eine Resonanz bei der Frequenz 4,37 GHz; dort ist die elektrische Länge der parasitären Leitung etwa  $180^\circ$  (etwas weniger). Aufgrund des Masseumwegs entsteht die Resonanz bei einer deutlich niedrigeren Frequenz. Dies wird durch  $L_x$  berücksichtigt. Die Abstrahlungsverluste werden durch  $R_x$  modelliert.

In einem anderen Ansatz können die Elemente  $L_x$  und  $R_x$  mit Hilfe einer 2,5D-Simulation ermittelt werden. Hierzu werden die schmalen Kanten der Massenaussparung, an welchen der parasitäre Mode reflektiert wird, als Kurzschlüsse einer Coplanar-Leitung angesehen. Ein entsprechender coplanarer Kurzschluss wird mit *ADS-Momentum* untersucht. Die hierzu verwendete Anordnung ist in Bild 7.23 dargestellt. Entsprechend den Abmessungen der Massenaussparung beträgt der Gesamtbreite der Coplanar-Leitung  $s = 20\ \text{mm}$ , und entsprechend den Abmessungen der  $50\ \Omega$ -Zweistreifen-Leitung ist die Breite des Mittelstreifens  $w \approx 2\ \text{mm}$ . Im Unterschied zu der tatsächlichen Anordnung (Bild 7.20) wird vereinfachend nur eine Metallisierungsebene und eine dielektrische Schicht angesetzt. Die Daten der dielektrische Schicht entsprechen dem Substratmaterial (*RO4003* von Rogers, mit  $\epsilon_r \approx 3,4$  und  $\tan\delta \approx 0,002$ ). Die Metallisierungsebene muss als Negativ-Ebene angegeben werden; die Coplanar-Leitung besteht aus zwei langgestreckten Rechtecken in dieser Ebene (im Bild hell gezeichnet). Auf der rechten Seite der Coplanar-Leitung befindet sich der untersuchte coplanare Kurzschluss. Auf der linken Seite werden zur An-

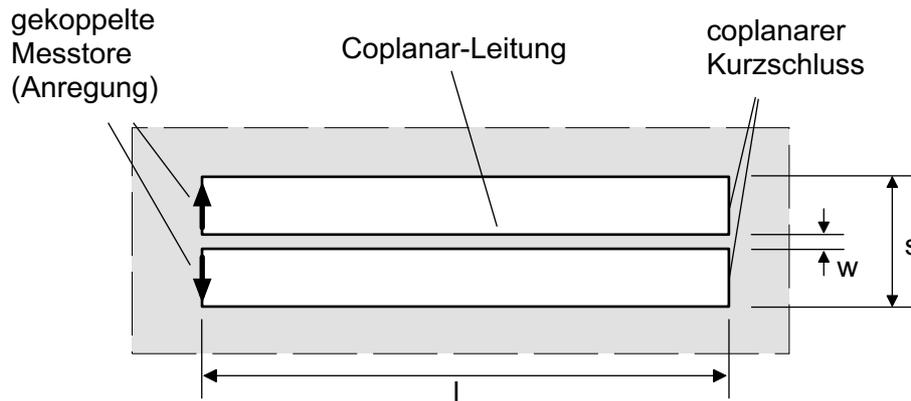


Abbildung 7.23: 2,5 D-Berechnung eines coplanaren Kurzschlusses mit *ADS-Momentum*.

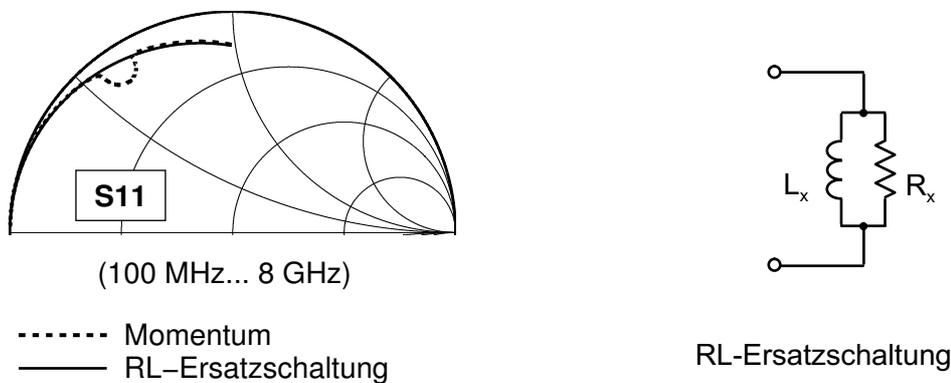


Abbildung 7.24: Reflexion des coplanaren Kurzschlusses in Bild 7.23.

regung des geraden Modes zwei gekoppelte Messtore auf den schmalen Kanten angebracht (im Bild als Pfeile).

Das Ergebnis der Feldsimulation zeigt Bild 7.24 a. Mit im Smithdiagramm eingetragen ist die Reflexion an einer konzentrierten RL-Kombination, berechnet gemäß Bild 7.24 b mit den Werten  $L_x = 1,0 \text{ nH}$  und  $R_x = 300 \Omega$ . Offensichtlich ist im betrachteten Frequenzbereich die Repräsentation des coplanaren Kurzschlusses mit einer parallelen RL-Kombination angebracht. Eine leichte Abweichung der Werte für  $L_x$  und  $R_x$  gegenüber den weiter oben ermittelten Werten ist festzustellen.

In der durch Feldsimulation berechneten Reflektionscharakteristik fällt ein leichter Einbruch auf. Dieser ist die Folge einer Resonanz auf der Coplanar-Leitung bei  $l \approx \lambda/2$  (Bild 7.23). Der Einbruch hat nichts mit dem untersuchten Kurzschluss zu tun und kann ignoriert werden.

## 7.3 Realisierungsbeispiele

### 7.3.1 Ein gestreckter Leitungstransformator mit Ferrit

Mehrere gestreckte Leitungstransformatoren mit unsymmetrischen Ein- und Ausgängen wurden mit Hilfe von halbstarren coaxialen Leitungen und Ferritkernen realisiert [21], [20]. Hier werden zwei dieser Leitungstransformatoren beschrieben. Es handelt sich um einen kleinen, besonders breitbandigen Transformator (i) mit einem einzigen Ferritkern (Rohr), und einen größeren, für höhere Leistungen ausgelegten Transformator (ii) mit fünf hintereinander angeordneten Ferritkernen (Ringe).

#### Aufbau

Das Schaltungsprinzip der Transformatoren, Aufbauskiizen und Geometriedaten sind in Bild 7.25 dargestellt. Als Träger dienen Microstrip-Platinen mit einer rechteckigen Aussparung, in welcher die Leitungen und Ferrite angebracht sind. Am 50- $\Omega$ -Tor sind die beiden Koaxialleitungen seriell zusammengeschaltet. Der Innenleiter der außerhalb des Ferrits verlaufenden Leitung ist hierzu an den Außenleiter der durch den Ferrit führenden Leitung gelötet. Der Außenleiter der außerhalb des Ferrits verlaufenden Leitung ist über

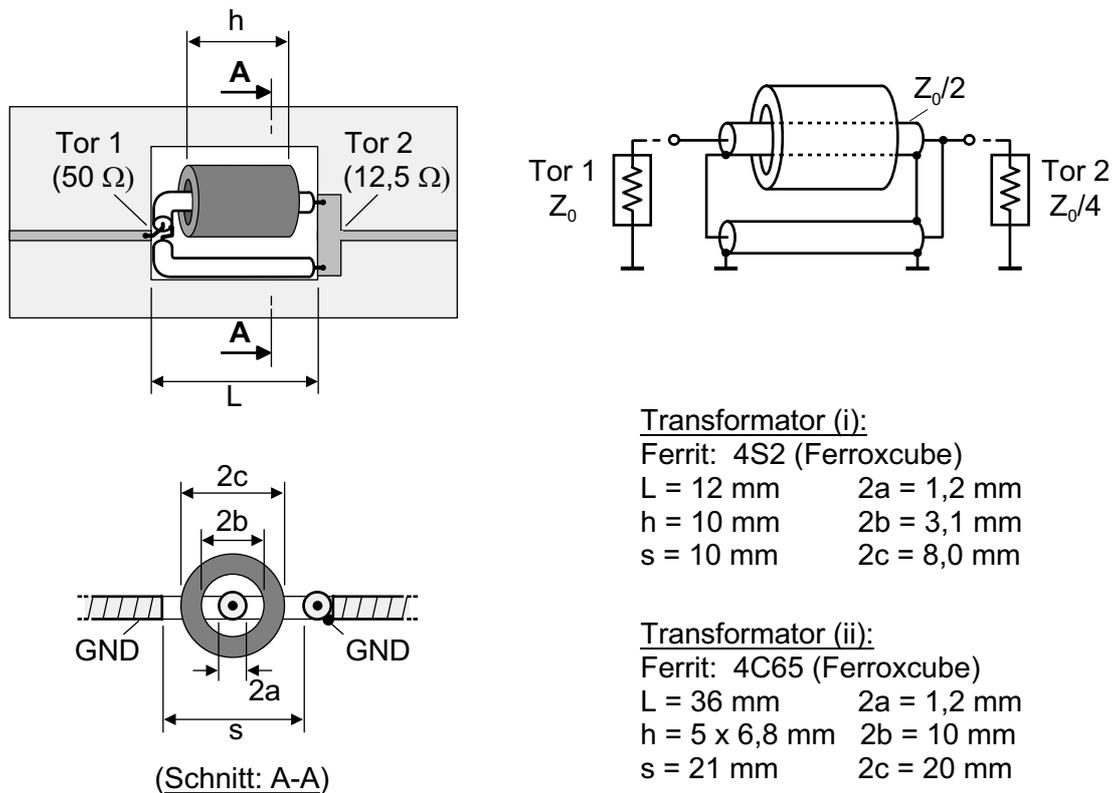


Abbildung 7.25: Aufbau, Schaltung und Geometriedaten der beiden gestreckten Leitungstransformatoren.

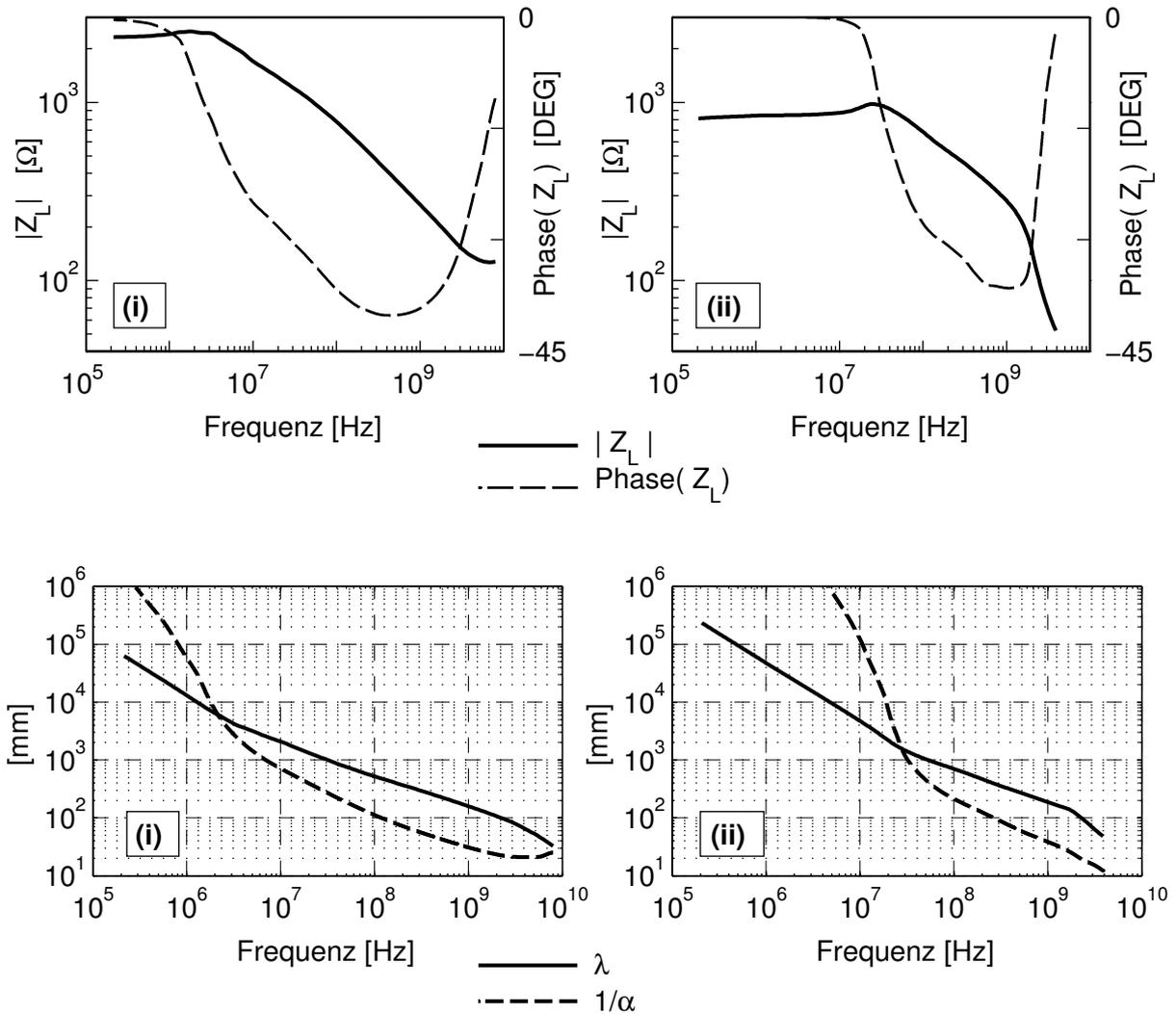


Abbildung 7.26: Berechnete Leitungsparameter der parasitären Leitungen der Transformatoren (i) und (ii) aus Bild 7.25.

seine gesamte Länge mit Masse verbunden. Rechts am  $12,5\ \Omega$ -Tor sind die Koaxialleitungen parallel zusammengeschaltet. Die Innenleiter beider Leitungen sind hierzu auf der Oberseite der Platine mit der quer verlaufenden, breiten Microstrip-Leitung verbunden; die Außenleiter sind (im Bild nicht sichtbar) mit Masse verbunden. Durch Verwendung der quer verlaufenden Microstrip-Leitung müssen die halbstarren Koaxialleitungen nur an einer Stelle gebogen werden. So können in einfacher Weise Ferritkerne über die obere Leitung gezogen werden.

Der Wellenwiderstand der Koaxialleitungen beträgt nominal  $25\ \Omega$ . Die quer verlaufende Microstrip-Leitung ist ebenfalls für  $25\ \Omega$  ausgelegt. Die von beiden Seiten zu dem Transformator hinführenden Mikrostrip-Leitungen sind, da sie der Messung mit dem Netzwerkanalysator dienen, beide  $50\ \Omega$ -Leitungen.

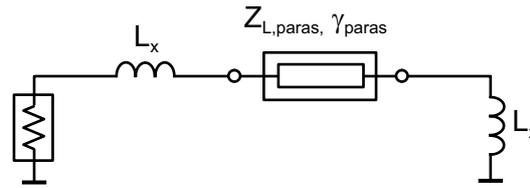


Abbildung 7.27: Ersatzschaltung zur Berechnung der Eingangsimpedanz  $Z_{\text{paras}}$  der parasitären, am Ende kurzgeschlossenen Leitung.

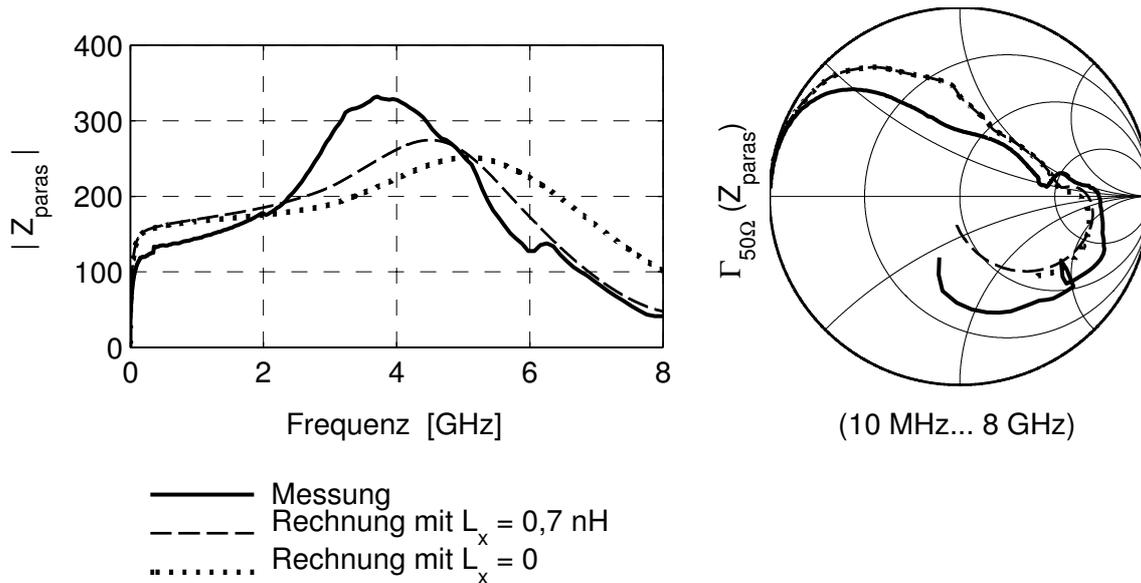


Abbildung 7.28: Gemessene und nach Bild 7.27 berechnete Eingangsimpedanz  $Z_{\text{paras}}$  der parasitären Leitung des Transformators (*i*).

### Parasitäre Leitung

Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 7.2.1 bilden sich zwischen den Koaxialleitungen der Transformatoren (*i*) und (*ii*) aus Bild 7.25 parasitäre Leitungen aus. Wie in Abschnitt 7.2.1 erläutert, bestimmt der Eingangswiderstand dieser, auf einer Seite kurzgeschlossenen Leitungen das Übertragungsverhalten der Transformatoren. Die Ausbreitungsparameter der parasitären Leitungen werden in einer Modenanalyse bestimmt. Hierbei werden der in Bild 7.25 dargestellte Leitungsaufbau (Schnitt-Zeichnung) und die in Abschnitt 4.4 angegebenen Ferritparameter zugrunde gelegt. Die Massen GND zu beiden Seiten werden als verbunden angenommen.

Die berechneten Leitungsparameter sind in Bild 7.26 dargestellt. Die parasitäre Leitung (*ii*) hat wegen des größeren Innendurchmessers der verwendeten Ferritkerne einen niedrigeren Wellenwiderstand. Die Wellenwiderstände beider parasitärer Leitungen sind wegen der magnetischen Verluste komplex. Entsprechend Gleichung (4.8) in Ab-

schnitt 4.3.1 erreicht der Phasenwinkel  $\text{Phase}(Z_{L,\text{paras}})$  nahezu  $-45^\circ$ . Außerdem ist bei fast allen Frequenzen  $1/\alpha$  deutlich größer als  $\lambda$ , d.h. die Welle klingt auf der parasitären Leitung innerhalb eines Bruchteils einer Wellenlänge ab. Bei Frequenzen über 1 GHz liegt  $1/\alpha$  bei einigen 10 mm, und damit in der Größenordnung der Transformatoren.

Zur Modellierung des Eingangswiderstands der am Ende kurzgeschlossenen, parasitären Leitung wird die in Bild 7.27 dargestellte Ersatzschaltung verwendet. Diese enthält neben der Leitung selbst zwei Induktivitäten  $L_x$ , welche den Versatz zwischen der außen liegenden Bezugsmasse der Leitung und der in der Mitte liegenden Bezugsmasse der Messstrecke repräsentieren (vgl. Abschnitt 7.2.7; die Einführung eines Widerstands  $R_x$  ist wegen der starken magnetischen Verluste überflüssig). Für den Transformator (*i*) wurde der Eingangswiderstand der am Ende kurzgeschlossenen, parasitären Leitung gemessen. Bild 7.28 zeigt die gemessenen und berechneten Verläufe. Im kartesischen Diagramm ist der Betrag  $|Z_{\text{paras}}|$  und im Smithdiagramm der zugehörige Reflektionsfaktorverlauf  $\Gamma_{50\Omega}(Z_{\text{paras}})$  dargestellt. Anhand der Darstellung im Smithdiagramm kann mit Hilfe von Bild 7.12 die Bandbreite des Leitungstransformators abgeschätzt werden. Ohne parasitäre Effekte wäre eine Obergrenze der 0,5 dB-Bandbreite von fast 8 GHz zu erwarten.

### Ersatzschaltung

Die vollständige Ersatzschaltung der Leitungstransformatoren ist in Bild 7.29 dargestellt. Die Koaxialleitungen sind nahezu verlustlos und können mit dem ADS-Koaxialleitungsmodell repräsentiert werden. Für die quer liegende Microstrip-Leitung wird das ADS-Microstrip-Leitungsmodell verwendet. Die Diskontinuitäten, welche durch die Übergänge zwischen Koaxial- und Microstrip-Leitungen und durch die Serienverzweigung am 50- $\Omega$ -Tor entstehen, werden durch Induktivitäten  $L_{\text{tr}}$  repräsentiert.

Die gemessenen und berechneten S-Parameter des Transformators (*i*) sind in Bild 7.30 dargestellt. Bei der Berechnung wurden  $L_x = 0,7 \text{ nH}$ ,  $L_{\text{tr}} = 0,3 \text{ nH}$  und eine relative Pha-

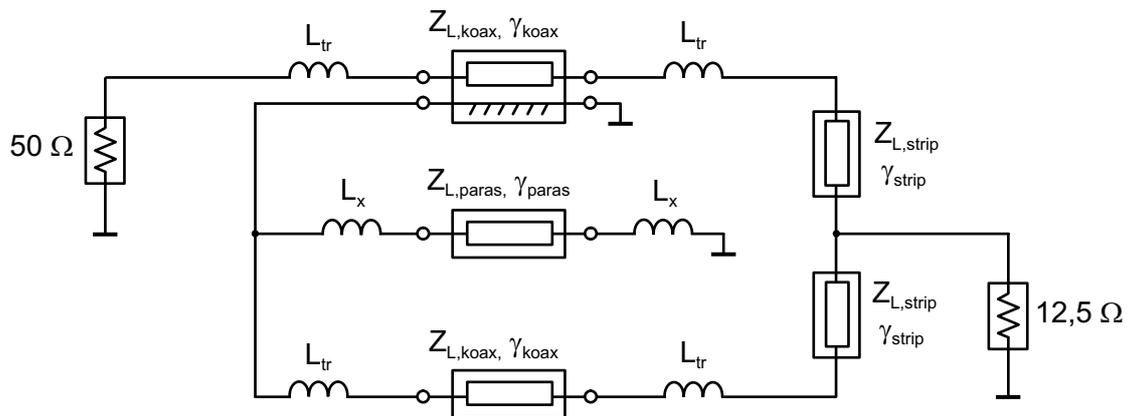


Abbildung 7.29: Schaltung zur Berechnung der S-Parameter der Leitungstransformatoren in Bild 7.25.

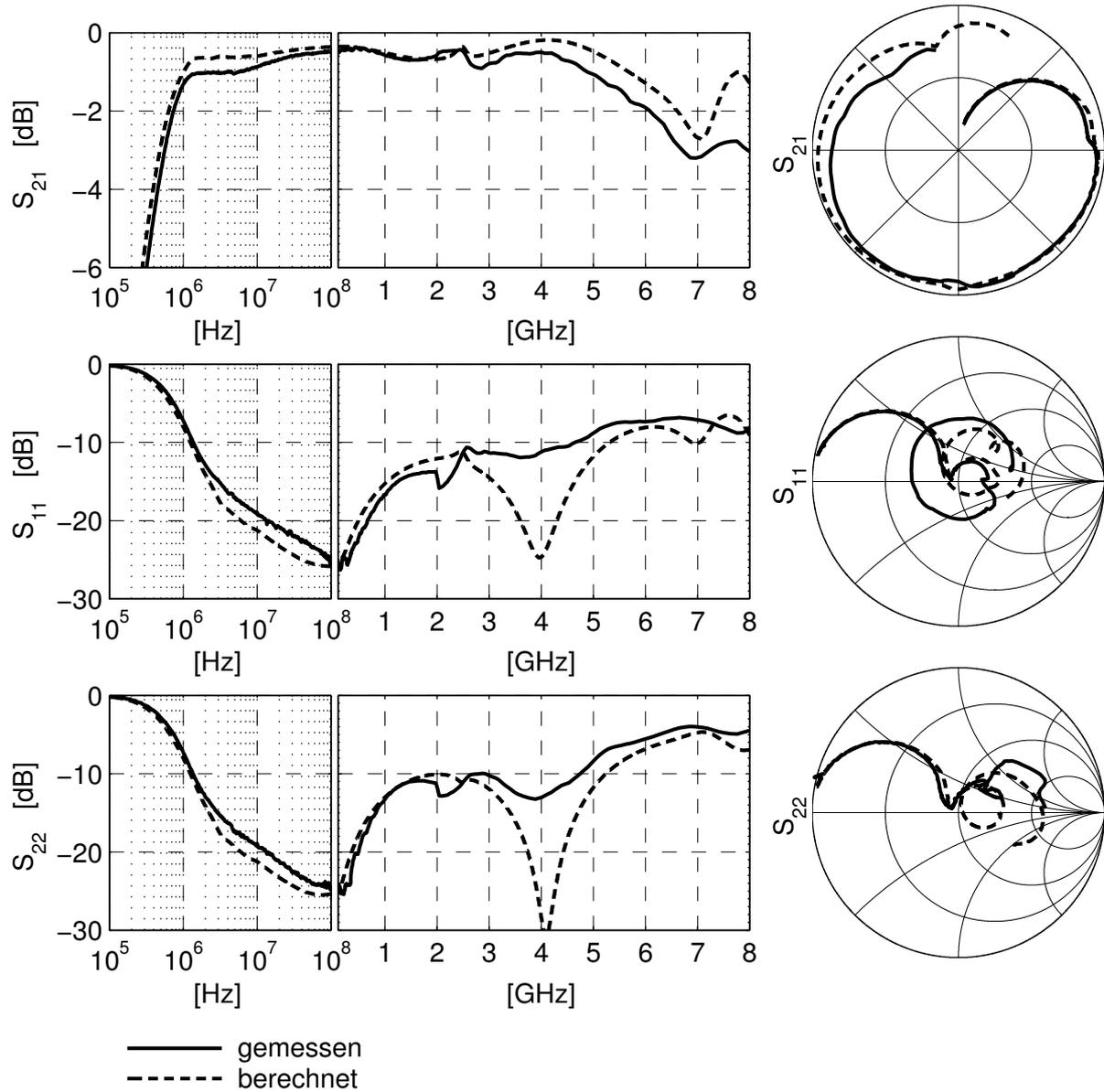
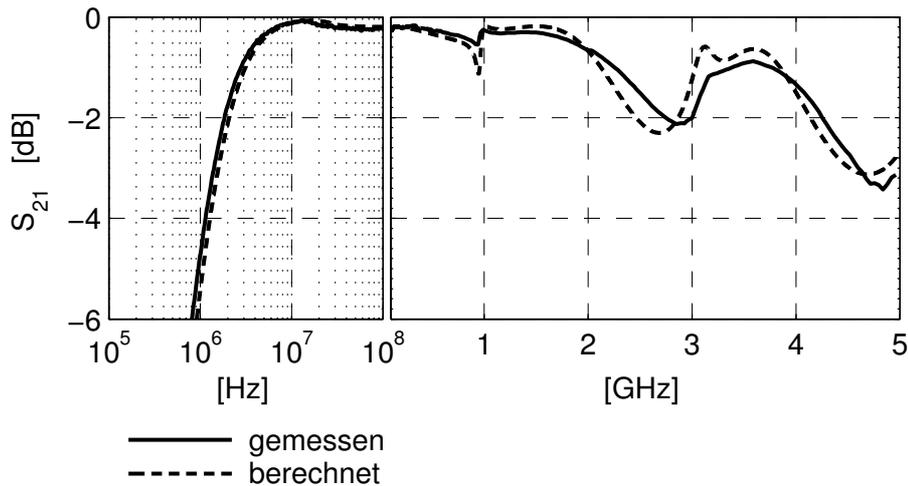


Abbildung 7.30: S-Parameter des Transformators (*i*).

senkonstante der Koaxialleitungen von  $\beta/\beta_0 = 1,6$  angesetzt. Der nominale Wellenwiderstand der Koaxialleitung von  $25\ \Omega$  erwies sich bei der Simulation als zu niedrig; die dargestellte Simulation wurde mit  $30\ \Omega$  durchgeführt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung.

Die Übergangsinduktivitäten  $L_{tr}$  begrenzen die Bandbreite des Leitungstransformators. Anstelle der aufgrund von Bild 7.28 zu erwartenden hohen Bandbreite entnimmt man Bild 7.30 eine 0,5 dB-Bandbreite von nur etwa 1 MHz bis 5 GHz (= 3,7 Dekaden); die 3 dB-Bandbreite liegt etwa bei 0,5 MHz bis 8 GHz (= 4,2 Dekaden). Zwischen 1 MHz und 8 MHz wird eine etwas zu hohe Transmission berechnet; dies kann unrichtigen Permeabilitätsdaten zugeschrieben werden. Bei etwa 2,5 GHz sind die elektrischen Längen


 Abbildung 7.31: Transmission des Transformators (*ii*).

der beiden  $25\ \Omega$ -Leitungsarme je  $90^\circ$  und es entsteht eine Resonanz, deren Güte jedoch aufgrund der Verluste der parasitären Leitung gering ist. Die Verluste bewirken außerdem eine weitgehend frequenzunabhängige Einfügedämpfung von etwa  $0,5\ \text{dB}$ .

Die Transmission des Transformators (*ii*) ist in Bild 7.31 dargestellt. Hier wurden bei der Berechnung die Induktivitäten  $L_{tr}$  freigegeben und für eine gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung optimiert. Es stellten sich Werte zwischen  $0,2\ \text{nH}$  und  $0,8\ \text{nH}$  ein. Wie oben wurde mit Koaxialleitungen mit der relativen Phasenkonstanten  $1,6$  und der Impedanz  $30\ \Omega$  gerechnet. Die geringere Bandbreite des Transformators ist dem größeren Innenradius der hier verwendeten Ferritkerne und der damit verbundenen geringeren Induktivität zuzuschreiben.

Mit Hilfe der Ersatzschaltung des Leitungstransformators kann der Einfluss der verschiedenen Aufbauparameter auf den Frequenzgang untersucht werden. In Bild 7.32 ist die Transmission des Transformators (*ii*) dargestellt. Im linken Grafen wird der Einfluss einer Längenungleichheit der beiden  $25\ \Omega$ -Leitungsarme und im rechten Grafen der Einfluss der Impedanz der Koaxialleitung untersucht. Die Längenungleichheit wird mit Hilfe des Parameters  $V_{l,el}$  ausgedrückt, welcher den Quotienten der elektrischen Längen der beiden Leitungsarme darstellt. Man erkennt, dass bei ungleichen elektrischen Längen der Leitungsarme ( $V_{l,el} = 1,05$ ) der Transmissionseinbruch im Bereich der  $1\ \text{GHz}$ -Resonanz verstärkt wird. Die Abweichung des Wellenwiderstands der Koaxialleitung vom Sollwert  $25\ \Omega$  auf  $30\ \Omega$  verschlechtert die Transmission um bis zu  $0,2\ \text{dB}$ . Der Wellenwiderstandswert  $30\ \Omega$  wurde bei der Untersuchung aller mit der halbstarren Koaxialleitung aufgebauten Leitungstransformatoren gefunden. Möglicherweise wird die Leitung beim Verlöten beschädigt.

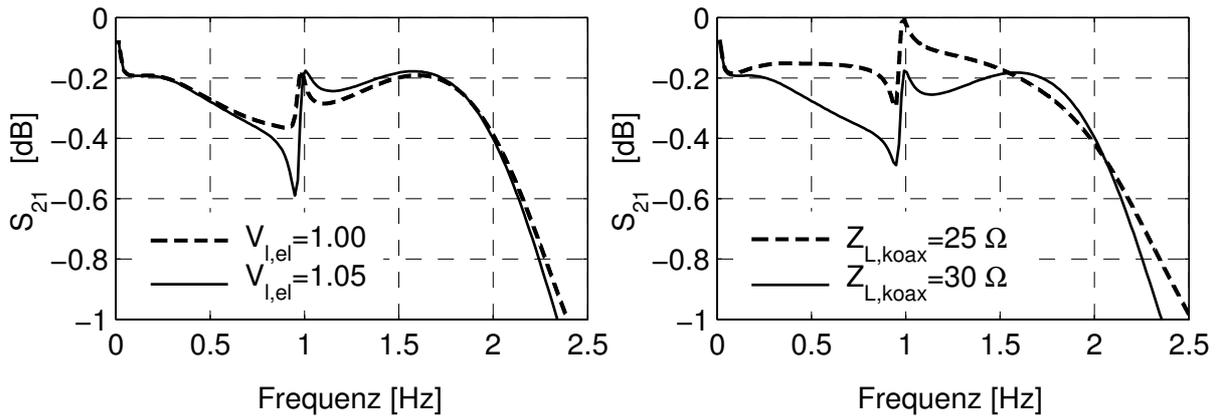


Abbildung 7.32: Einfluss des Verhältnisses  $V_{l,el}$  der elektrischen Längen der beiden  $25\ \Omega$ -Leitungszweige (links) und Einfluss des Wellenwiderstands der Leitungszweige (rechts) auf die Transmission.

### Übertragbare Leistung

Eine ausführliche Untersuchung der Großsignaleigenschaften ferritgestützter Leitungstransformatoren wurde nicht durchgeführt. Dennoch sollen hier einige Überlegungen zur Leistungsfestigkeit der Transformatoren angestellt werden.

Als begrenzende Faktoren für die übertragbare Leistung wirken zwei bei Ferriten auftretende Effekte: die Sättigung der magnetischen Flussdichte bei hohen magnetischen Feldstärken und der Zusammenbruch der magnetischen Wirkung bei Erreichen der Curie-Temperatur. Wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit von Ferriten (ca.  $3,5 \dots 5\ \text{W/mK}$ ) können diese nicht gut gekühlt werden, so dass im hier betrachteten Fall eine Leistungsbegrenzung durch Überhitzung zu erwarten ist. Ab welcher Verlustleistung diese einsetzt, müsste in einer thermodynamischen Analyse berechnet werden.

Da bei Flussdichten in der Nähe der Sättigungsflussdichte eine Aufweitung der Hysteresese erfolgt, welche zu erhöhten Verlusten und damit zur Erhitzung führt, kann die pauschale Aussage gemacht werden, dass die Flussdichten im Ferrit deutlich unterhalb der Sättigungsflussdichte bleiben müssen. Zur Beurteilung der Leistungsfestigkeit der Transformatoren kann demnach die in den Ferritkernen auftretende, auf die Sättigungsflussdichte bezogene Flussdichte betrachtet werden. Diese wird im Folgenden abgeschätzt.

Bei der Übertragung einer Leistung  $P$  mit dem in Bild 7.25 dargestellten, als ideal angenommenen Transformator, ist die Spannungsamplitude  $U$  am Eingang der parasitären Leitung die Hälfte der Spannungsamplitude am  $Z_0$ -Tor (links) und es gilt

$$U = \sqrt{\frac{P Z_0}{2}}. \quad (7.2)$$

Bei niedrigen Frequenzen, bei denen die parasitäre Leitung elektrisch kurz ist, kann hieraus mit dem Induktionsgesetz die Amplitude  $\Phi$  des in der parasitären Leitung auftretenden

Gesamtflusses berechnet werden:

$$\Phi = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\frac{P Z_0}{2}}. \quad (7.3)$$

Geht man von einem hohen Betrag der Ferritpermeabilität aus, so verläuft erstens nahezu der gesamte Fluss im Ferrit, und zweitens ist die Verteilung der magnetischen Flussdichte  $B$  im Ferrit gemäß

$$B \sim \frac{1}{\rho} \quad (7.4)$$

näherungsweise nur vom Abstand  $\rho$  zum Mittelpunkt des Ferritkerns abhängig. Der Maximalwert  $B_{\max}$  der Amplitude der magnetischen Flussdichte tritt auf der Innenseite des Ferritkerns bei ( $\rho = b$ ) auf. Mit der Länge des Ferritkerns  $h$ , seinem Innenradius  $b$  und seinem Außenradius  $c$  erhält man aus (7.2) bis (7.4)

$$B_{\max} = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{\frac{P \cdot Z_0}{2}}}{h \cdot b \cdot \ln\left(\frac{c}{b}\right)}. \quad (7.5)$$

Da in Bereichen hoher magnetischer Feldstärke aufgrund der Aufweitung der Hysterese eine höhere Verlustleistungsdichte auftritt, wird bei der Übertragung hoher Leistungen innerhalb des Ferritkerns ein Temperaturgefälle entstehen. In den heißeren Gebieten kommt es einem Rückgang der magnetischen Flussdichte. Im Grenzfall führt dies zu einer nahezu homogenen Verteilung der Flussdichte über den Querschnitt des Ferrittrings. Der sich für diesen Fall rechnerisch ergebende Wert  $B_{\text{hom}}$  der Flussdichteamplitude ist

$$B_{\text{hom}} = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{\frac{P \cdot Z_0}{2}}}{h \cdot (c - b)}. \quad (7.6)$$

In Bild 7.33 sind die sich für die beiden Transformatoren (i) und (ii) aus den Beziehungen (7.5) und (7.6) ergebenden  $B_{\max}$  und  $B_{\text{hom}}$  für die Frequenz 10 MHz und die Impedanz  $Z_0 = 50 \Omega$  grafisch dargestellt. Die Flussdichten sind auf die Sättigungsflussdichten

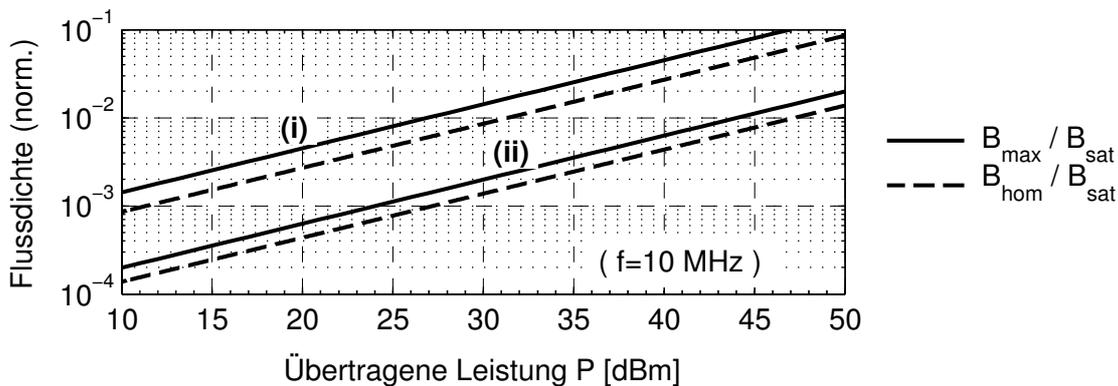


Abbildung 7.33: Überschlüssig berechnete, bei einer Frequenz von 10 MHz in den Ferriten maximal auftretende magnetische Flussdichten in Abhängigkeit von der übertragenen Leistung.

$B_{\text{sat}}$  der jeweiligen Ferrit-Typen bezogen. Für den im Transformator (i) verwendeten Ferrit 4S2 ist  $B_{\text{sat}} = 340 \text{ mT}$  ( $25^\circ\text{C}$ ); für den im Transformator (ii) verwendeten Ferrit 4C65 ist  $B_{\text{sat}} = 380 \text{ mT}$  ( $25^\circ\text{C}$ ) [12]. Man entnimmt dem Diagramm — soweit die hier durchgeführte Betrachtung diese Aussage zulässt — ein etwa einhundertmal besseres Leistungsübertragungsvermögen des Transformators (ii) gegenüber dem Transformator (i).

Zu höheren Frequenzen hin, nehmen bei gleicher Leistung gemäß (7.5) und (7.6) die Flussdichten im Ferrit ab. Gleichzeitig nehmen jedoch die durch die Hysterese verursachten Verluste zu. In einem einfachen praktischen Versuch wurde eine weitgehende Unabhängigkeit der Ferriterwärmung von der Frequenz festgestellt. In diesem Versuch wurde ein Transformator einer zu Transformator (ii) ähnlichen Bauart und Größe bei einer Leistung von etwa 5 W betrieben. Die Ferritkerne wurden bei allen Frequenzen handwarm.

### 7.3.2 Ein planarer gestreckter Leitungstransformator

Ein rein planarer, gestreckter, ferritloser Leitungstransformator mit unsymmetrischem Ein- und Ausgang wurde mit Hilfe von dünnem Platinenmaterial hergestellt. Der Transformator wird auch in [19] und [23] beschrieben.

#### Aufbau

Bild 7.34 zeigt den Aufbau des Transformators. Es liegt prinzipiell die gleiche Grundschaltung wie bei dem Transformator des vorangegangenen Abschnitts zugrunde (Bild a). Anstelle von Koaxialleitungen werden eine  $25 \Omega$ -Zweistreifen-Leitung (*Broadside Coupled Strips*; Leiter 1 und 2 in Bild d) und eine  $25 \Omega$ -(Quasi-)Microstrip-Leitung (Leiter 3 und GND in Bild d) verwendet. Die Zweistreifen-Leitungen befinden sich auf zwei dünnen Substratplättchen (*RO4003*,  $h = 0,25 \text{ mm}$ ; Bild c). Diese werden zusammengesetzt (Pfeile in Bild c) und in einen rechteckigen Ausschnitt in einer Träger-Platine (*RO4003*,  $h = 0,8 \text{ mm}$ ) eingelötet (Bild b). Die Trägerplatine enthält zur elektrischen Anbindung des Transformators zwei  $50 \Omega$ -Microstrip-Leitungen. Die elektrischen Verbindungen werden durch Verlöten (schwarze Punkte in Bild b) geschaffen; auf der Unterseite der Platine wird die Masse der seitlich liegenden Streifen durchgängig mit der Massenmetallisierung der Trägerplatine verlötet (schwarzer Punkt in Bild d). Beim Zusammensetzen der beiden Substratplättchen entsteht an der Stelle des  $50 \Omega$ -Tors (links) eine Überlappung der Leitungen (vgl. Bild c); durch diese wird die an diesem Tor notwendige Serienverzweigung realisiert. Am  $12,5 \Omega$ -Tors (rechts) liegen die Platinen auf Stoß aneinander und bilden so eine Parallelverzweigung.

Auffällig ist die gegeneinander versetzte Position der beiden Anschlusstore an den schmalen Seiten des von den  $25 \Omega$ -Leitungen gebildeten Rechtecks. Das  $50 \Omega$ -Tor muss in der Nähe der oberen Ecke liegen, da die nach oben wegführende  $25 \Omega$ -Leitung keine Masseverbindung haben darf. Das  $12,5 \Omega$ -Tor liegt, da die elektrischen Längen der beiden  $25 \Omega$ -Leitungsarme gleich sein müssen, in der Nähe der unteren Ecke.

#### Parameter des Leitungssystems

Die für einen Wellenwiderstand von  $25 \Omega$  notwendigen Breiten der Leitungstreifen können mit Hilfe von *ADS-LineCalc* abgeschätzt. Mit der in Bild 7.34 d dargestellten Geo-

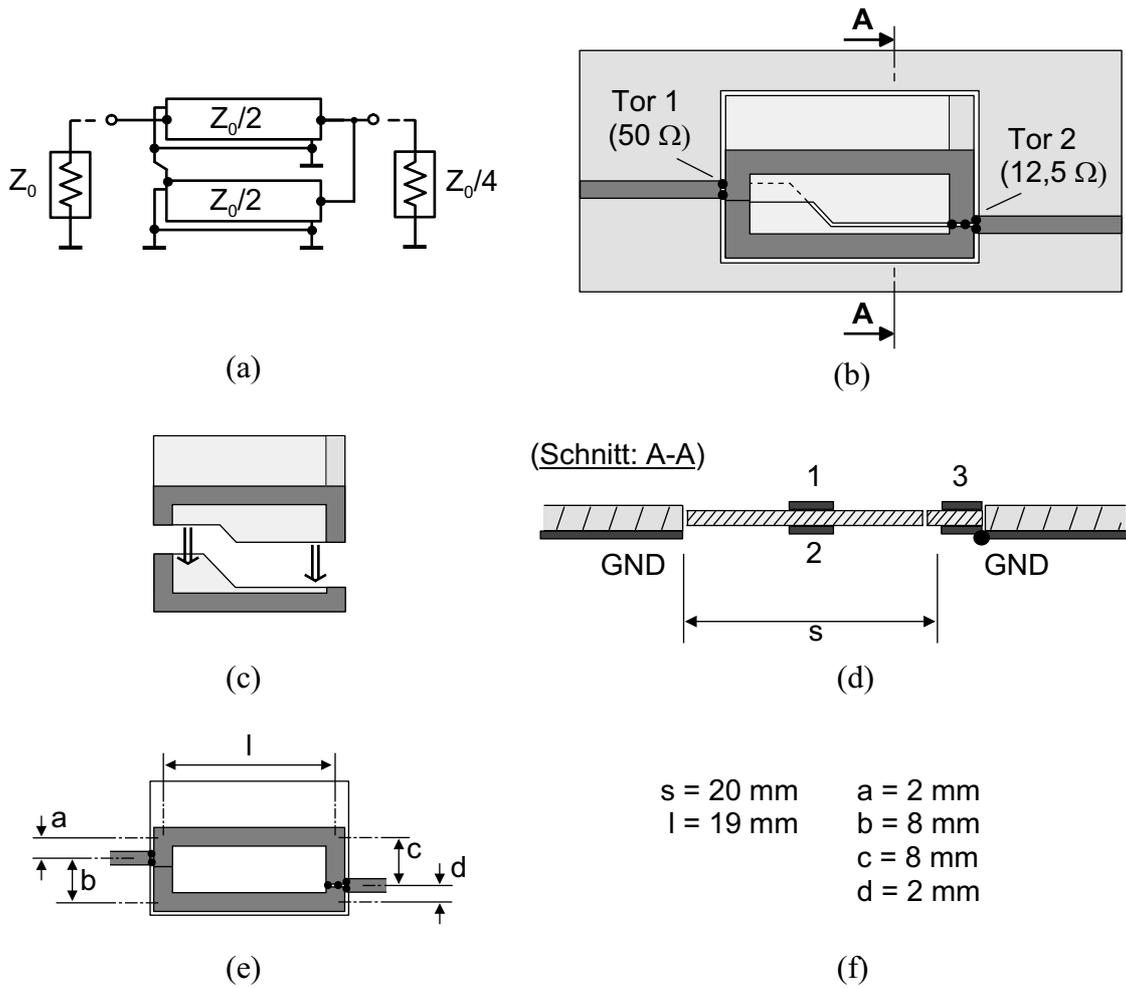


Abbildung 7.34: Aufbauskiizzen und Geometriedaten des planaren Leitungstransformators.

metrie wurde bei 10 MHz eine Modenanalyse durchgeführt. (Da von einer Quasi-TEM-Wellenausbreitung auszugehen ist, und da keine frequenzabhängigen Materialdaten berücksichtigt werden müssen, genügt die Berechnung bei nur einer Frequenz.) Die beiden mit GND bezeichneten Leiter werden als elektrisch verbunden angesetzt.

Das Leitungssystem ist durch drei verschiedene Ausbreitungsmoden charakterisiert, welche in Übereinstimmung mit Abschnitt 6.3.3 als *Strip12*, *Strip3* und als *parasitärer Mode* bezeichnet werden sollen. Es sind

$$\beta_{\text{Strip12}} = 1,84 \beta_0, \quad \vec{U}_{\text{Strip12}} = \begin{pmatrix} -0,71 \\ 0,71 \\ -0,01 \end{pmatrix} [\text{V}], \quad \vec{I}_{\text{Strip12}} = \begin{pmatrix} -57,7 \\ 57,7 \\ -0,06 \end{pmatrix} [\text{A}]; \quad (7.7)$$

$$\beta_{\text{Strip3}} = 1,79 \beta_0, \quad \vec{U}_{\text{Strip3}} = \begin{pmatrix} 0,08 \\ 0,08 \\ 0,99 \end{pmatrix} [\text{V}], \quad \vec{I}_{\text{Strip3}} = \begin{pmatrix} -0,4 \\ 0,4 \\ 41,2 \end{pmatrix} [\text{A}]; \quad (7.8)$$



parasitären Mode entstehende Kurzschluss wird durch die  $(R_x \parallel L_x)$ -Kombination modelliert (vgl. Abschnitt 7.2.7). Anders als am  $12,5\ \Omega$ -Tor, verursacht der parasitäre Mode am  $50\ \Omega$ -Tor eine Anregung des Tores. Dies wird durch die mit den Faktoren  $a/(a+b)$  und  $b/(a+b)$  (siehe Bild 7.34 e) gewichteten  $(R_x \parallel L_x)$ -Kombinationen modelliert.

### Mess- und Simulationsergebnisse

Die S-Parameter des planaren Leitungstransformators sind in Bild 7.36 dargestellt. Die Simulation erfolgte mit  $L_x = 2\ \text{nH}$  und  $R_x = 200\ \Omega$ . Die Werte der Längen  $a$  und  $b$  wurden

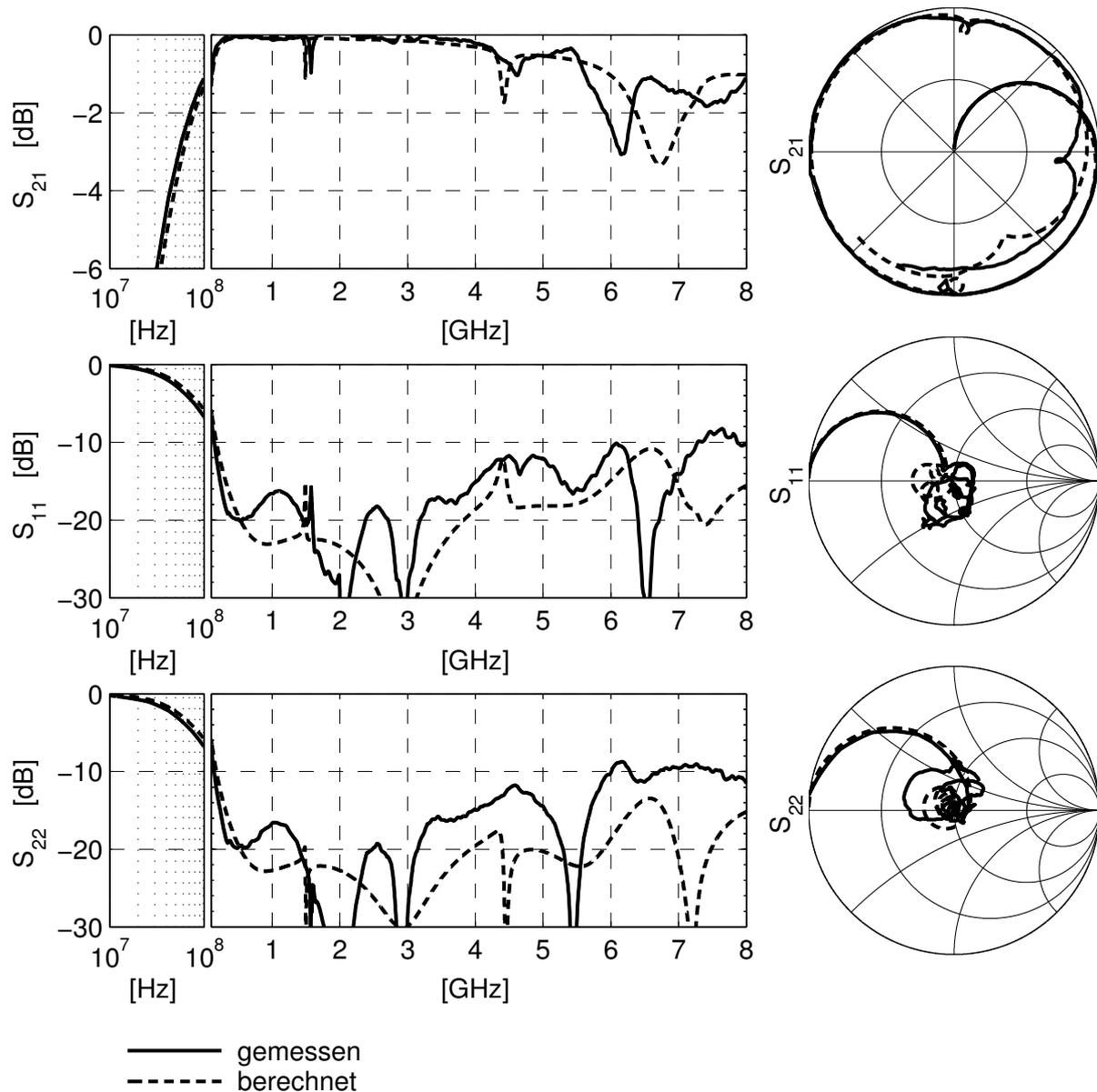


Abbildung 7.36: Messung und Simulation des planaren Leitungstransformators.

auf die in Bild 7.34 angegebenen Werte gesetzt; die Werte von  $c$  und  $d$  wurden für beste Übereinstimmung mit der Messung optimiert; es ergaben sich  $c = 7 \text{ mm}$  und  $d = 3 \text{ mm}$ . Die Abweichung zu den in Bild 7.34 angegebenen Werten ist ein Hinweis auf eine Unsymmetrie in den  $25 \Omega$ -Leitungs Zweigen, die durch ungenügende Präzision beim Aufbau des Transformators entstanden ist (siehe unten).

Die Transmission hat bei etwa  $6 \text{ GHz}$  einen Einbruch, welcher durch die  $180^\circ$ -Resonanz der parasitären Leitung verursacht wird. (Die elektrische Länge der parasitären Leitung ist bei dieser Frequenz noch nicht  $180^\circ$ ; die Frequenzverschiebung entsteht aufgrund der Breite der Transformatoranordnung (vgl. Abschnitt 7.2.7).) Aufgrund der Abstrahlungsverluste ist die Güte der Resonanz gering und es entsteht nur eine Einfügedämpfung von etwa  $3 \text{ dB}$ . Man kann daher eine  $3 \text{ dB}$ -Bandbreite angeben, die den gemessenen Bereich überschreitet. Diese gilt allerdings nur für den ungehäuseten Leitungstransformator. Bei Einbau des Leitungstransformators in ein Gehäuse ist mit einer Gütenzunahme der Resonanz und damit mit einem stärkeren Einbruch der Transmission zu rechnen.

Man erkennt weitere Resonanzen bei etwa  $1,5 \text{ GHz}$  und  $4,5 \text{ GHz}$ . Bei diesen Frequenzen sind die elektrischen Längen der  $25 \Omega$ -Leitungs Zweige etwa  $90^\circ$  (vgl. Bild 7.19). Werden in der Simulation die Längen  $c$  und  $d$  auf ihre Sollwerte  $8 \text{ mm}$  und  $2 \text{ mm}$  gesetzt, so erscheinen die simulierten Resonanzen schwächer ausgeprägt als die gemessenen.

### 7.3.3 Ein planarer gestreckter Leitungssymmetrierer

#### Technologie

Ein planarer, gestreckter Symmetrierer wurde auf einer Platine mit zwei Metalllagen realisiert. Die Platine wurde industriell in Ätztechnik gefertigt. Die verwendete Technologie entspricht dem Standard moderner Herstellungsverfahren, wenn keine besonderen Forderungen an die Strukturfeinheit gestellt werden. Der kleinste bei dem Symmetrierer verwendete Leiterabstand ist  $160 \mu\text{m}$ , der kleinste Bohrdurchmesser  $300 \mu\text{m}$ . Als Substrat wurde *RO4003* von Rogers mit einer Stärke von  $h = 0,5 \text{ mm}$  und einer beidseitigen Kup-

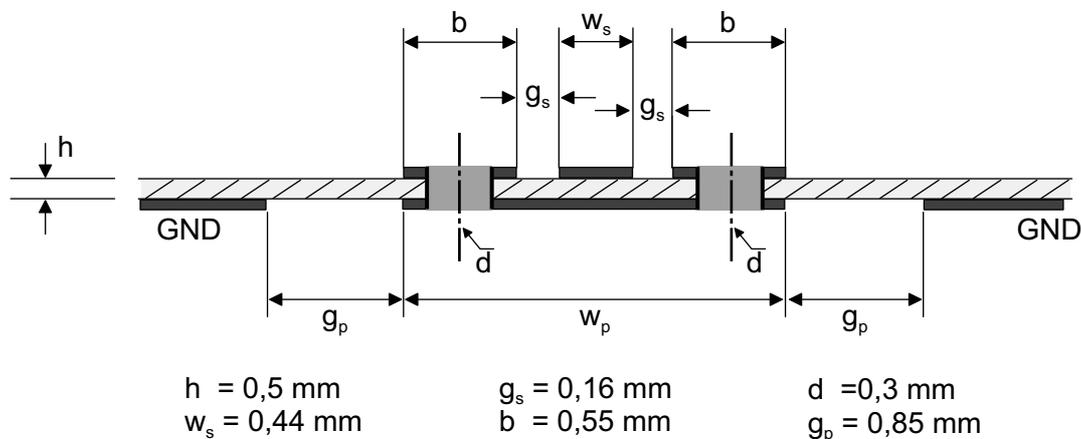


Abbildung 7.37: Planare, quasi-geschirmte Leitungsstruktur.

ferauflage von  $17\ \mu\text{m}$  verwendet. Die Enddicke der Metallisierung ist aufgrund des für die Herstellung der Durchkontaktierungen notwendigen Galvanisierungsprozess etwas höher; sie kann auf etwa  $30\ \mu\text{m}$  geschätzt werden.

### Leistungsstruktur

Da die Funktion des Leitungssymmetrierers wesentlich von der Schirmung der verwendeten Leitung abhängt, wird die in Bild 7.37 dargestellte Leistungsstruktur verwendet. Ein Leiterstreifen ist auf beiden Seiten von weiteren Leiterstreifen umgeben, welche über die gesamte Leitungslänge in Abständen von  $0,9\ \text{mm}$  durch Durchkontaktierungen mit einem darunter verlaufenden, breiten Leiterstreifen verbunden sind. Auf diese Weise ist der obere mittlere Leiterstreifen zu den Seiten und nach unten hin weitgehend abgeschirmt. Die so entstandene Leitung ist für einen Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  ausgelegt. Zu beiden Seiten der  $50\ \Omega$ -Leitung befindet sich in einem etwas größeren Abstand die Masse-Metallisierung. Die hierdurch entstehende parasitäre Leitung ähnelt einer Coplanar-Leitung.

Da ein möglichst hoher Wellenwiderstand der parasitären Leitung erzielt werden soll, wird die Gesamtbreite  $w_p$  der quasi-geschirmten  $50\ \Omega$ -Leitung so klein wie möglich gemacht. Hierzu werden möglichst geringe Abstände  $g_s$  zwischen dem mittleren und den beiden seitlichen Streifen, sowie eine möglichst geringe Breite  $b$  der seitlichen Streifen angestrebt. Bei der Wahl von  $g_s$  ist die Strukturfeinheit der begrenzende Faktor. Die Breite  $b$  ist durch den Bohrdurchmesser der Durchkontaktierungen bestimmt; dazu kommt ein Sicherheitsrand, der die Toleranz bei der Bohrlochpositionierung auffängt.

### Leitungseigenschaften

Die Ausbreitungsparameter der Leistungsstruktur werden in einer Modenanalyse berechnet. Die in Bild 7.37 in Mittelgrau dargestellten, breiten Durchkontaktierungen werden hierbei mit schmalen, perfekt leitenden Stegen ersetzt. Dem liegt die Überlegung zugrunde, dass die Durchkontaktierungen, da sie nur in Abständen auftreten, kaum zum Kapazitätsbelag der Leitung beitragen, sondern lediglich für gleiches Potential auf den verbundenen

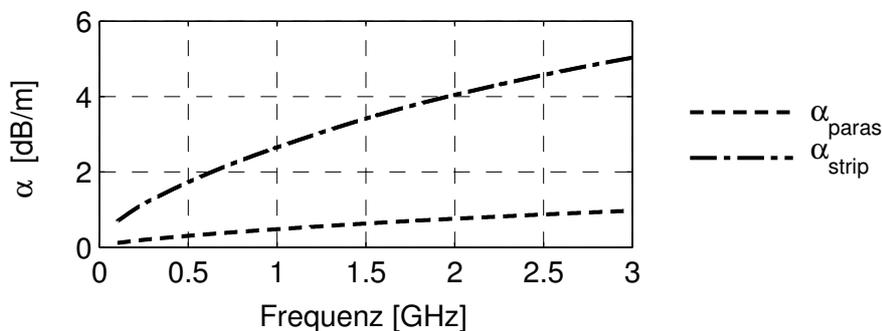


Abbildung 7.38: Berechnete Dämpfungskonstanten der Ausbreitungsmoden der Leistungsstruktur in Bild 7.37.

Leiterstreifen sorgen. Für die beiden ausbreitungsfähigen Moden der Leitungsstruktur werden die näherungsweise frequenzunabhängigen relativen Phasenkonstanten

$$\beta_{\text{rel,strip}} \approx 1,54 \quad \text{und} \quad \beta_{\text{rel,paras}} \approx 1,16 \quad (7.10)$$

gefunden ( $\beta_{\text{rel}} = \beta/\beta_0$ ). Die Dämpfungskonstanten sind in Bild 7.38 dargestellt. Die Matrizen der Strom- und Spannungs-Eigenvektoren sind (ebenfalls nahezu frequenzunabhängig)

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \vec{U}_{\text{strip}} & \vec{U}_{\text{paras}} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 48 & 99 \\ 3,1 & 98 \end{bmatrix} \text{ [V]} \quad (7.11)$$

und

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} \vec{I}_{\text{strip}} & \vec{I}_{\text{paras}} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 0,99 & 0,08 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \text{ [A]} \quad (7.12)$$

Die Matrixelemente  $U_{21}$  und  $I_{12}$  nehmen kleine Werte an, was die gute Entkopplung der beiden Moden des Leitungssystems zeigt (vgl. (6.24) und (6.25) in Abschnitt 6.3.2). Man entnimmt (7.12) und (7.11) die Werte

$$Z_{\text{L,strip}} \approx 48 \Omega \quad \text{und} \quad Z_{\text{L,paras}} \approx 99 \Omega \quad (7.13)$$

der (wegen der guten Entkopplung wohldefinierten) Wellenwiderstände der Teilleitungen.

## Layout

Bild 7.39 zeigt den Aufbau des Symmetrierers. Dargestellt sind die Ober- und Unterseite der Platine. Die quasi-geschirmte Leitungsstruktur wird im Symmetrierer kopfüber, d.h. mit dem geschirmten Leiterstreifen auf der Unterseite verwendet. In Bild 7.39 c ist der Übergang der von links kommenden Eingangsleitung auf die quasi-geschirmte Leitung in Vergrößerung dargestellt. Er besteht im Wesentlichen aus einer Durchkontaktierung, welche den Microstrip- und den quasi-geschirmten Leiterstreifen miteinander verbindet. Bild d ist eine vergrößerte Darstellung des Übergangs von der quasi-geschirmten auf die Kompensationsleitung. Die quasi-geschirmte und die Kompensationsleitung sind jede etwa 50 mm lang. Alle drei Ausgangstore des Symmetrierer sind zu Messzwecken an 50- $\Omega$ -Microstrip-Leitungen angeschlossen.

## Messergebnisse und Analyse

In Bild 7.40 sind zwei Ersatzschaltungen für den Symmetrierer dargestellt. In Bild a werden Einfachleitungen mit den in (7.13) angegebenen Wellenwiderständen verwendet; Leitungsverkopplungen bleiben dabei unberücksichtigt. In Bild b werden die quasi-geschirmte und die parasitäre Leitung durch eine (2+1)-Mehrleitersystem-Komponente repräsentiert, in welcher die Strom- und Spannungsvektoren aus (7.11) und (7.12) verwendet werden; auf diese Weise wird die Leitungsverkopplung berücksichtigt.

Es wurden Transmissionsmessungen zwischen dem unsymmetrischen Tor und je einem der beiden anderen Tore durchgeführt. Da alle drei Tore des Symmetrierers mit 50- $\Omega$ -Microstrip-Leitungen angebunden sind, wurde bei der Messung das jeweils verbleibende Tor mit 50  $\Omega$  anstelle von 25  $\Omega$  abgeschlossen. Die zwischen Tor 1 und Tor 3 gemessenen

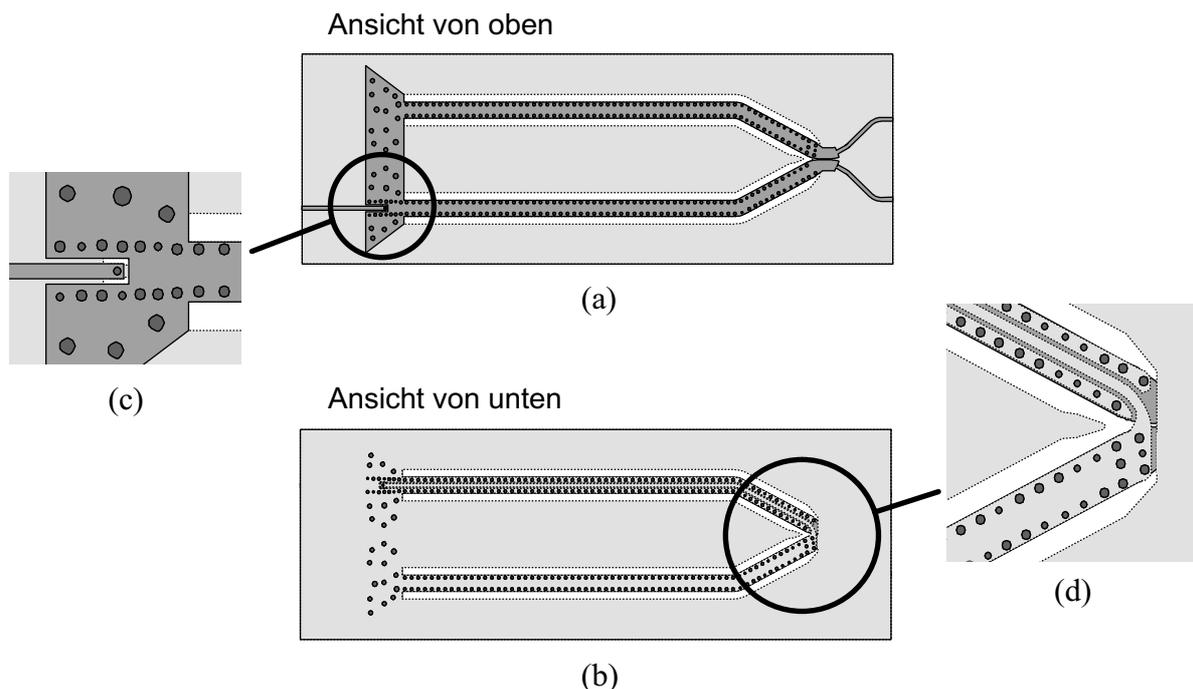


Abbildung 7.39: Layout des Symmetrierers. (a) Ansicht von oben; (b) Ansicht von unten; (c) Übergang von der Microstrip- auf die quasi-geschirmte Leitung; (d) Übergang auf die Kompensationsleitung. Dunkelgrau: Metall oben; hellgrau: Metall unten; schwarzgrau: Durchkontaktierungen.

und berechneten Charakteristiken sind in Bild 7.41 dargestellt. Die simulierte Transmission bei Abschluss von Tor 3 mit  $25 \Omega$  ist ebenfalls dargestellt. Die Simulationen wurden mit Hilfe der Anordnung in Bild 7.40 b durchgeführt. Bei Simulation mit dem vereinfachten Ersatzschaltbild in Bild a ergeben sich nur geringfügig andere Verläufe (nicht dargestellt).

Der Vergleich von Messung und Simulation zeigt eine weitgehende Übereinstimmung der Charakteristiken, jedoch einen weitgehend frequenzunabhängigen Versatz in der Einfügedämpfung von etwa  $0,6 \text{ dB}$ . Da dieser offensichtlich nicht von Torreflektionen und ebenso wenig von Abstrahlung oder Leitungsverlusten herrühren kann, scheint hier ein Fehler in der (TRL-)Kalibrierung vorzuliegen. Ein solcher kann entstehen, wenn die Leitungsdämpfung des LINE-Standards im Netzwerkanalysator falsch eingetragen wird.

Aus den Transmissionsmessungen erhält man die in Bild 7.42 dargestellten Phasen- und Amplituden-Fehler. Man erkennt eine kleine Unregelmäßigkeit in der Mitte des Betriebsfrequenzbandes; in der Transmissionskurve ist diese ebenfalls zu erkennen. Sie kann einer  $\lambda/2$ -Resonanz zugeschrieben werden, welche, über die Verbindungsstelle in der Mitte hinweg, auf der parasitären und der Kompensationsleitung entsteht. In der Simulation tritt die Resonanz nur bei Verwendung des Ersatzschaltbildes 7.40 b in Erscheinung, und dies deutlich schwächer als in der Messung. Trennt man jedoch im Ersatzschaltbild die Massenanschlüsse *A* und *B* der Leitungssysteme von der Schaltungsmasse ab, und verbindet *A* und *B* miteinander, so tritt die Resonanz deutlich hervor. Allerdings weicht

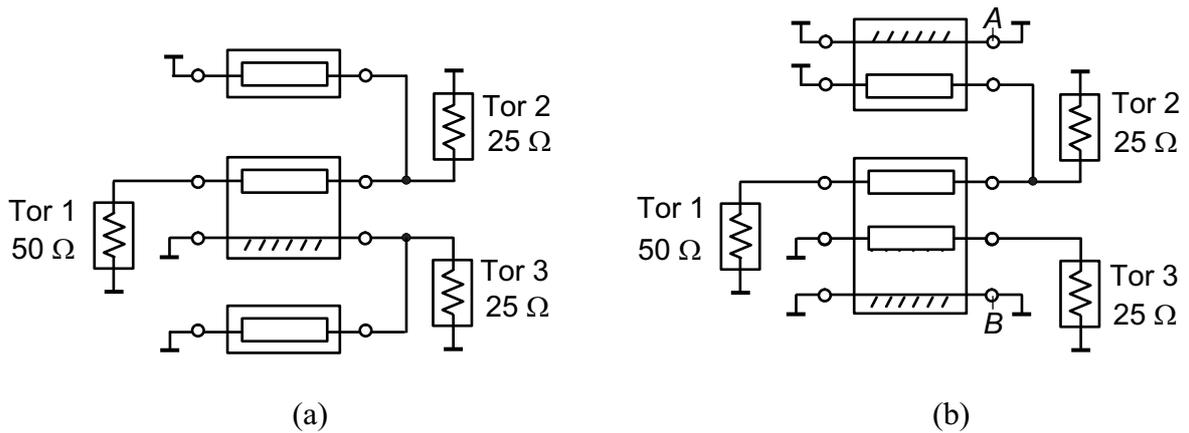


Abbildung 7.40: Schaltungen zur Berechnung des gestreckten Leitungssymmetrierers; (a) unter Vernachlässigung, und (b) unter Berücksichtigung der Verkopplung zwischen der Eingangsleitung und der parasitären Leitung.

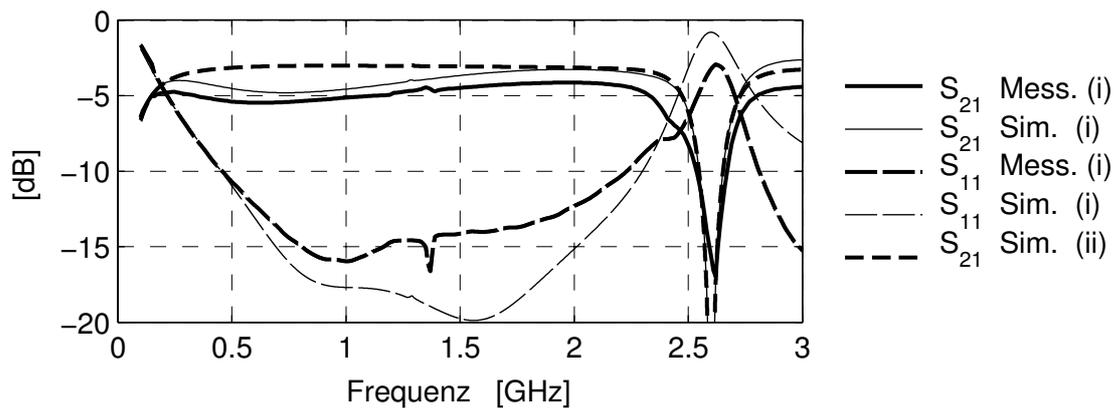


Abbildung 7.41: S-Parameter des gestreckten Leitungssymmetrierers (gemessen und simuliert); (i) mit  $Z_{\text{ref, Tor 3}} = 50 \Omega$ , (ii) mit  $Z_{\text{ref, Tor 3}} = 25 \Omega$ .

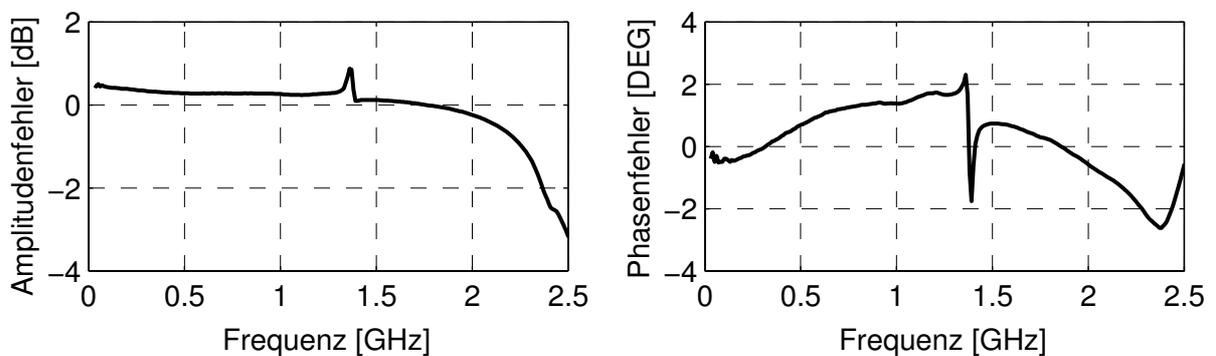


Abbildung 7.42: Amplituden- und Phasenfehler des gestreckten Leitungssymmetrierers (gemessen).

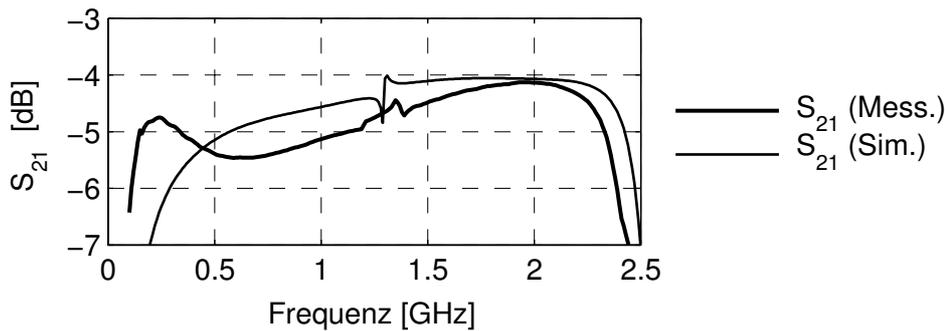


Abbildung 7.43: Simulation der unsymmetrischen Resonanz.

dann der simulierte Verlauf bei niedrigen Frequenzen von der Messung ab. Dies ist in Bild 7.43 dargestellt. Für eine genauere Modellierung des Symmetrierers müsste bei der Betrachtung des Leitungssystems die symmetrische Bezugsmasse (die beiden Leiter GND in Bild 7.37) aufgegeben, und stattdessen nur ein Masseleiter und ein weiterer unabhängiger Leiter verwendet werden.

Aufgrund der in Bild 7.43 dargestellten Simulationsergebnisse kann vermutet werden, dass die Resonanz durch eine bessere Massenverbindung an der Stelle des Übergangs von der Zuleitung auf die Kompensationsleitung (Bild 7.39 d) vermindert werden kann. Die Masse der parasitären Leitung ist dort nämlich nur auf einer Seite mit der Masse des Messtores verbunden. Zur Massenbindung könnte beispielsweise eine (ausreichend breite!) Luftbrücke verwendet werden.

### 7.3.4 Ein gewickelter Leitungssymmetrierer und ein gewickelter Leitungstransformator in vierlagiger Platinen-PCB-Technik

Ein gewickelter, symmetrischer Leitungstransformator für  $50\ \Omega : 12,5\ \Omega$  und ein gewickelter Leitungssymmetrierer für  $50\ \Omega$  wurden in industrieller vierlagiger Platinen-PCB-Technik gefertigt. Bei beiden Komponenten wurden die verwendeten Leitungen in der gleichen Weise als Spiralwicklung geführt. Die beiden Komponenten werden auch in [25] beschrieben.

#### Technologie

Im Gegensatz zu dem vorangegangenen Beispiel wurde eine sehr feine Technologie verwendet, mit einem kleinsten Leiterabstand bzw. einer kleinsten Leiterbreite von  $100\ \mu\text{m}$  und einem ebensolchem kleinsten Bohrdurchmesser. Nach Aussage des Herstellers (Fa. ILFA, Hannover) ist dies die höchste Strukturfeinheit, welche derzeit mit modernen Geräten im Standardverfahren erreicht werden kann. Noch feinere Strukturen, mit Mindestmaßen von  $50\ \mu\text{m}$ , lassen sich im gleichen Prozess durch besondere Auf- und Vorsicht bei der Herstellung realisieren.

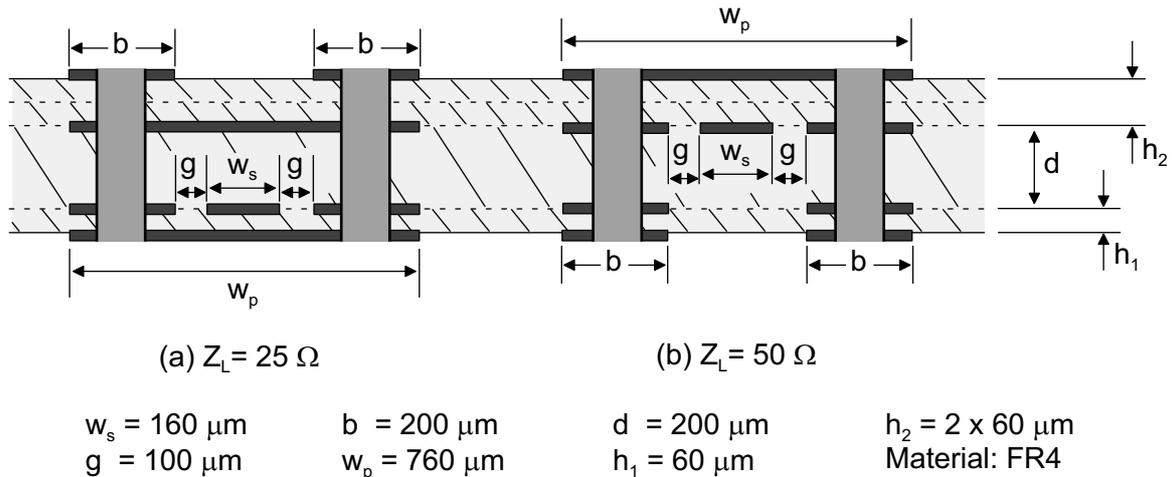


Abbildung 7.44: Lagenaufbau der Mehrlagenplatine und Struktur der quasi-geschirmten Leitungen für den gewickelten Leitungstransformator (a) und den -Symmetrierer (b).

Ein wichtiger Parameter bei der Beschreibung der Präzision von Mehrlagen-Platinen ist die Genauigkeit, mit welcher die unterschiedlichen Ebenen übereinander liegen. Ein Versatz der Ebenen entsteht gewöhnlich nicht durch ungenaue Justierung, sondern durch Verziehen beim Zusammenpressen der Lagenpakete. Die entstehende Verzerrung des Leiterbildes kann zu einem gewissen Grad vorausberechnet, und beim Anfertigen der Masken berücksichtigt werden. Dennoch muss mit einem Versatz von bis zu  $200 \mu\text{m}$  gerechnet werden. Dieser wirkt sich ebenfalls auf die relative Position von Bohrungen aus; die absolute Positionierungsgenauigkeit beträgt bei Bohrungen etwa  $50 \mu\text{m}$ .

Eine weitere, bei der Miniaturisierung von Platinen-PCB-Aufbauten begrenzend wirkende Erscheinung ist die Kupfermigration: liegen Durchkontaktierungen zu dicht bei einander, so beobachtet man, dass sich nach einiger Zeit leitende Verbindungen zwischen diesen ausbilden, was zu Kurzschlüssen und Fehlfunktion führen kann. Bei *FR4* wird daher ein Mindestabstand der Bohrungen von  $300 \mu\text{m}$  empfohlen [26].

Der verwendete vierlagige Platinenaufbau besteht aus einer beidseitig mit Kupfer ( $17 \mu\text{m}$ ) beschichteten Platine, dem so genannten *Kern*, auf welchen von beiden Seiten dünne Substrat-Lagen, so genannte *Prepregs*, und darüber dünne Kupferfolien (ca.  $20 \mu\text{m}$ ) aufgedruckt werden. Dieser Aufbau erlaubt jede Art der Durchkontaktierung: durchgehende Durchkontaktierungen über alle vier Lagen, blinde Durchkontaktierungen (*blind vias*) zwischen der ersten und zweiten bzw. zwischen der dritten und vierten Lage und verdeckte Durchkontaktierungen (*burried vias*) zwischen der zweiten und dritten Lage. Zur Kostenersparnis wurden nur durchgehende Durchkontaktierungen verwendet.

### Leistungsstruktur und Ausbreitungsparameter

Bild 7.44 zeigt den Lagenaufbau sowie die beiden verwendeten, quasi-geschirmten Leitungsstrukturen. Die benötigten Wellenwiderstände von  $50 \Omega$  und  $25 \Omega$  werden unter Ausnutzung der unterschiedlichen Schichtdicken und durch unterschiedlich starke Umschlie-

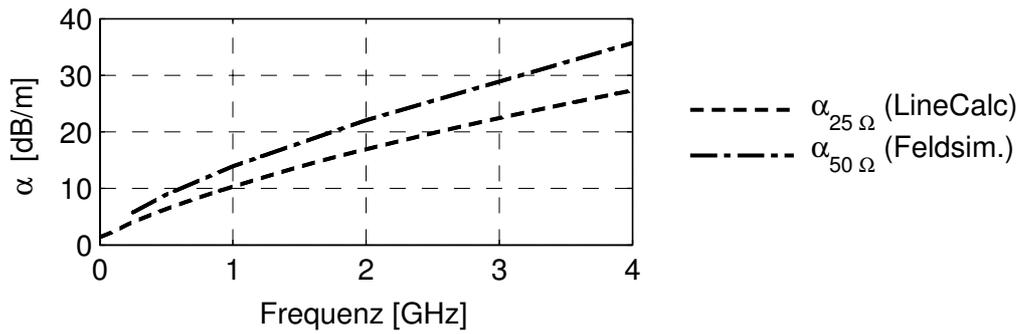


Abbildung 7.45: Dämpfungskonstanten der Leitungen in Bild 7.44.

ßung der mittleren Leiterstreifen durch die schirmenden Leiter realisiert. Die 50  $\Omega$ -Leitung ist oben offen, während die 25  $\Omega$ -Leitung sowohl oben als auch unten geschlossen ist. Der Einsatz der geschlossenen Leitungsstruktur (links in Bild 7.44) in balancierten Mischern ist patentrechtlich geschützt [49].

Bei der Bestimmung der Leitungsparameter wurden die Leitungen als vollkommen unverkoppelt angenommen. Es wurden die Materialparameter  $\epsilon_{r,FR4} = 4,2$ ,  $\tan\delta_{FR4} = 0,02$  und  $\sigma_{Cu} = 4,2 \cdot 10^7$  S/m zugrunde gelegt. Die Leitungsparameter der 50  $\Omega$ -Leitung wurden in einer Feldsimulation bestimmt. Zur Bestimmung der Parameter der 25  $\Omega$ -Leitung wurde das Stripline-Modell in *ADS-LineCalc* verwendet.

Die Phasenkonstanten der beiden Leitungen sind mit

$$\beta_{rel,25\ \Omega} \approx \beta_{rel,50\ \Omega} \approx 2,05 \quad (7.14)$$

etwa gleich. Die Dämpfungskonstanten sind im Grafen in Bild 7.45 dargestellt. Die Wellenwiderstände sind

$$Z_{L,25\ \Omega} \approx 29,0\ \Omega \quad \text{und} \quad Z_{L,50\ \Omega} \approx 47,6\ \Omega. \quad (7.15)$$

Der Wellenwiderstand  $Z_{L,25\ \Omega}$  der für 25  $\Omega$  ausgelegten Leitung fällt etwas zu hoch aus. Ein niedrigerer Wellenwiderstand hätte durch Verbreiterung der 25  $\Omega$ -Leitungsstruktur erreicht werden können; hiervon wurde jedoch abgesehen, um die Ähnlichkeit der 25  $\Omega$ - und der 50  $\Omega$ -Leitung und damit des Leitungstransformators und des -Symmetrierers zu erhalten.

Mit Hilfe der vier zur Verfügung stehenden Metalllagen ist es möglich, Kreuzungen zu realisieren, bei denen keine stark vom Sollwert abweichenden Wellenwiderstände auftreten. Eine solche Kreuzung ist in Bild 7.46 dargestellt. Die von der Seite kommende Leitung brückt mit Hilfe der oberen Metalllagen über die andere Leitung. Im Bereich der Kreuzung werden pro Leitung zwei Metalllagen verwendet. Der Niveauwechsel der brückenden Leitung bringt eine Diskontinuität und — da nur eine der Leitungen betroffen ist — auch eine Unsymmetrie mit sich.

### Schaltung und Aufbau

Die Schaltbilder des Leitungstransformators und des -Symmetrierers entsprechen den in Bild 7.14 dargestellten, wobei die beiden koaxialen Wicklungen zu einer einzigen (Spiral-)Wicklung verschmelzen.

Bild 7.47a zeigt den Leitungstransformator in Draufsicht. Durch die Verschlingung der beiden Leitungen ineinander entsteht eine Wicklung mit  $2 \times 1,5$  Windungen. Die Windungen haben einen Abstand von  $300 \mu\text{m}$  voneinander. Die Komponente ist als SMD-Bauelement ausgeführt. Es sind zwei mal fünf Lötanschlüsse zu erkennen, von denen je drei auf Masse liegen und zwei die symmetrischen Anschlüsse bilden. Die Lötanschlüsse werden mit Hilfe von Durchkontaktierungen mit einem großem Durchmesser ( $0,5 \text{ mm}$ ) realisiert, welche beim Ausfräsen der Komponente aus der Platine bei etwa einem Drittel geschnitten werden. Sie erscheinen im Bild als kleine schwarze Halbmonde.

Der Aufbau des Leitungssymmetrierers ist bis auf die Verschaltung der Leitungen an Ein- und Ausgang zu dem des Leitungstransformators identisch.

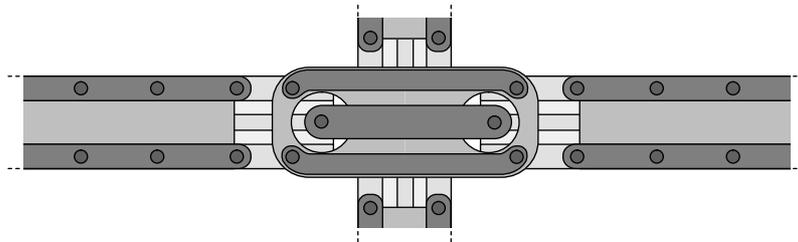


Abbildung 7.46: Sich kreuzende Leitungen des Typs (a) in Bild 7.44.

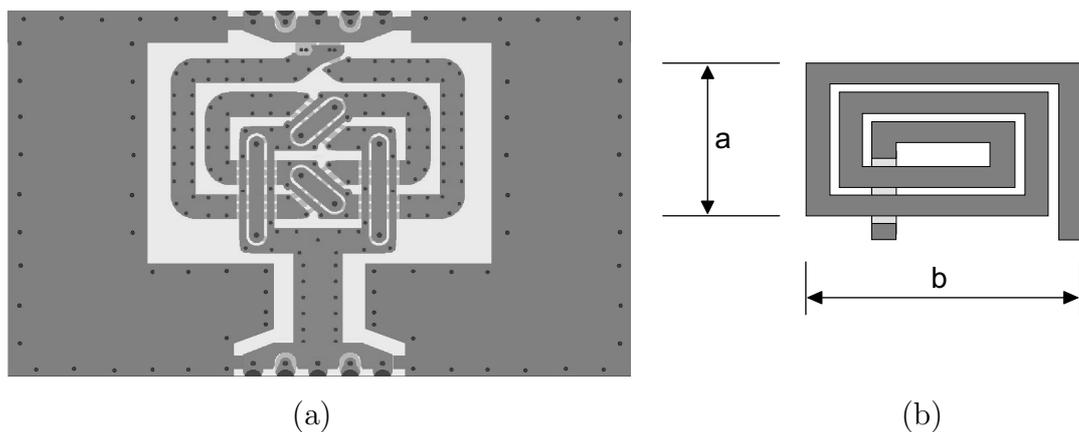


Abbildung 7.47: (a) Planarer Leitungstransformator mit Lötanschlüssen. (b) Layout der in ADS simulierten Spiralinduktivität ( $i$ ).

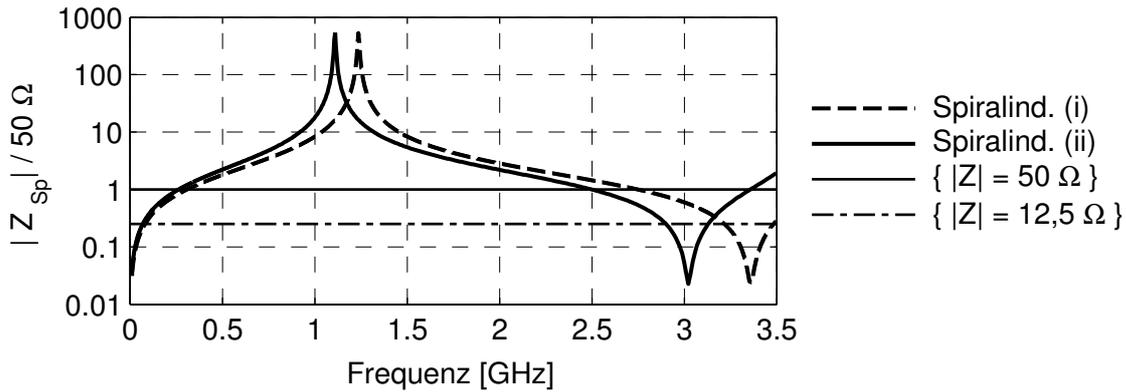


Abbildung 7.48: Abschätzung der Bandbreiten des Leitungstransformators und des -Symmetrierers anhand der simulierten Impedanz  $Z_{Sp}$  der Spiralwicklung in Bild 7.47 b.

### Auslegung der Spiralwicklung

Die Spiralwicklungen bestimmen die Bandbreite des Leitungstransformators bzw. -Symmetrierers. Bei ihrer Auslegung wird eine möglichst hohe Induktivität bei gleichzeitig hoher (Serien-)Resonanzfrequenz angestrebt. Hierbei wirkt sich als begrenzender Faktor die Mindestbreite der Leitungsstrukturen aufgrund von Fertigungstoleranzen aus.

Die für den Entwurf der Spiralwicklungen wesentlichen Zusammenhänge sind von planaren Spiralinduktivitäten her bekannt. Durch Simulation mit dem ADS-Microstrip-Spiralinduktivitätsmodell *MRINDELM* findet man, dass bei vorgegebener Fläche und Streifenbreite die größte relative Bandbreite dann erzielt wird, wenn die Spiralfäche bis in ihr Zentrum hinein ausgefüllt ist. In diesem Fall erhält man gleichzeitig die geringste Serienresonanzfrequenz. Dies ist in Bild 7.48 verdeutlicht. Dort sind die mit *ADS* berechneten, auf  $50\ \Omega$  bezogenen Beträge der Impedanzen  $Z_{Sp}$  zweier Spiralinduktivitäten in logarithmischem Maßstab dargestellt. Die Spirale *(i)* ist in Bild 7.47 b dargestellt. Die Spirale *(ii)* gleicht der Spirale *(i)*, jedoch sind im Zentrum der Spirale drei Leiterstreifen-Abschnitte weggelassen, so dass ringsherum nur noch zwei Windungen verbleiben (nicht abgebildet). Bei der Berechnung der dargestellten Charakteristik wurde ein *FR4*-Substrat und ein großer Abstand zur Grundmetallisierung ( $1,6\ \text{mm}$ ) zugrunde gelegt. Beide Spiralen nehmen eine Fläche von  $a \times b = 9 \times 5\ \text{mm}^2$  ein. Der Windungsabstand beträgt  $300\ \mu\text{m}$  und die Breite der Leiterstreifen  $760\ \mu\text{m}$ . Die Spirale *(i)* entspricht weitgehend der für Leitungstransformator und -Symmetrierer verwendeten Spiralwicklung. Allerdings kann die erhebliche Dicke der aufgewickelten Leitungen durch das planare Spiralinduktivitätsmodell nicht erfasst werden.

Gemäß Bild 7.11 ist die 1dB-Bandbreite eines  $50\ \Omega$ -Leitungssymmetrierers durch die Bedingung  $|Z_{Sp}| \geq 50\ \Omega$  gegeben. Mit dieser Bedingung liest man aus Bild 7.48 die folgenden zu erwartenden Bandbreiten ab:

$$\begin{aligned} \text{Spirallind. (i):} & \quad B_{[|Z_{Sp}| \geq Z_0]} = 263\ \text{MHz} - 2,50\ \text{GHz} \approx 0,98\ \text{Dekaden}, \\ \text{Spirallind. (ii):} & \quad B_{[|Z_{Sp}| \geq Z_0]} = 310\ \text{MHz} - 2,75\ \text{GHz} \approx 0,95\ \text{Dekaden}. \end{aligned}$$

Mit der ebenfalls Bild 7.11 entnommenen Bedingung  $|Z_{\text{Sp}}| \geq 12.5 \Omega$  erhält man für den Transformator die 1 dB-Bandbreiten:

$$\begin{aligned} \text{Spiralind. (i):} \quad & B_{[|Z_{\text{Sp}}| \geq Z_0/4]} = 69 \text{ MHz} - 2,90 \text{ GHz} \approx 1,62 \text{ Dekaden,} \\ \text{Spiralind. (ii):} \quad & B_{[|Z_{\text{Sp}}| \geq Z_0/4]} = 82 \text{ MHz} - 3,21 \text{ GHz} \approx 1,59 \text{ Dekaden.} \end{aligned}$$

Für den Abstand der Windungen findet man einen ähnlichen Sachverhalt wie für die Flächenausnutzung: mit abnehmendem Abstand nimmt wegen den zunehmenden Streukapazitäten auch die obere Grenzfrequenz ab, die relative Bandbreite nimmt jedoch zu. Aufgrund der Fertigungstoleranzen und des Problems der Kupfermigration ist der minimal mögliche Windungsabstand hier mit  $300 \mu\text{m}$  gegeben.

### Simulation und Messergebnisse

Mit den oben untersuchten Leitungen und der ADS-Spiralinduktivität können die in Bild 7.49 dargestellten Ersatzschaltungen für den Leitungstransformator und den -Symmetrierer aufgestellt berechnet werden. Die Schaltungen entsprechen den in Bild 7.16 dargestellten.

Die Leitungskomponente mit Masseanschlüssen in Bild 7.49 a wird mit den in der Feldsimulation berechneten Parametern verwendet (siehe oben). Die beiden Leitungen in Bild 7.49 b sind ADS-Stripline-Modelle; die notwendigen Daten gehen aus Bild 7.44 hervor. Das Spiralinduktivitätsmodell wird mit den Geometriedaten der in Bild 7.47 b dargestellten Spirale (i) verwendet.

Zur Messung der Komponenten wurden diese auf eine Messplatine aufgelötet. Bei der Messung des Symmetrierers wurde jeweils ein Tor mit einem  $24 \Omega$  Chipwiderstand abgeschlossen. Zur Messung des symmetrischen Transformators wurde ein symmetrisches TRL-Kalibrierset wie das in Anhang C beschriebene verwendet. Ein solches Kalibrierset stand für niedrige Frequenzen leider nicht zur Verfügung, so dass die S-Parameter nur für hohe Frequenzen aufgenommen werden konnten.

Die simulierten und berechneten Verläufe von Transmission und Reflektion beider Komponenten sind in Bild 7.50 dargestellt. Bild 7.51 zeigt die aus den Messungen berechneten Amplituden- und Phasenfehler des Symmetrierers.

Die Bandbreiten beider Komponenten bleiben etwas hinter den Erwartungen, welche bei Betrachtung der Spiralinduktivität (i) (Bild 7.48) entstehen, zurück. Hierfür können die erhebliche Dicke der zur Spirale aufgewickelten Leitungen (ca.  $0,4 \text{ mm}$ ) und die durch sie hervorgerufene, erhöhte Streukapazität verantwortlich gemacht werden. Die Dicke ist zu groß um in dem Spiralinduktivitätsmodell berücksichtigt werden zu können.

Bei dem Transformator fällt bei mittleren Frequenzen eine gegenüber der Simulation erhöhte Torreflektion bei gleichzeitig verminderter Transmission auf. Dies weist auf einen zu hohen Wellenwiderstand der Leitungen hin. (Der Wellenwiderstand der Leitung war mit etwa  $29 \Omega$  schon im Entwurf etwas zu hoch angesetzt worden.)

In der Reflektionscharakteristik des Symmetrierers ist bei der Frequenz  $1 \text{ GHz}$  ein kleiner Sprung zu erkennen. Dieser ist nicht, wie in Abschnitt 7.3.3, auf eine Resonanz zurückzuführen. Er ist entsteht durch einen Wechsel des Kalibrier-(LINE-)Standards bei dieser Frequenz. In den Amplituden- und Phasenfehler-Charakteristiken taucht deshalb der Sprung nicht auf.

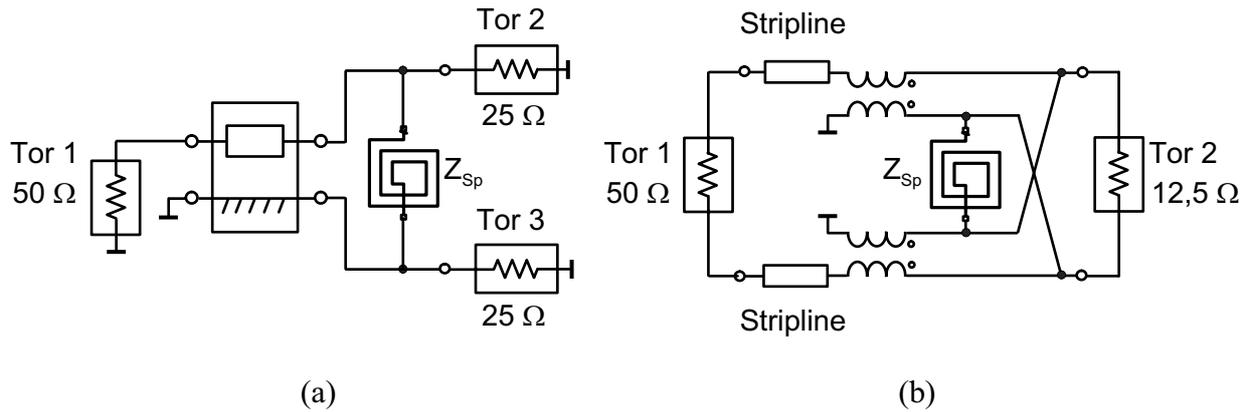


Abbildung 7.49: Schaltungen zur Berechnung des Leitungssymmetrierers (a) und des -Transformators (b) im Schaltungssimulator.

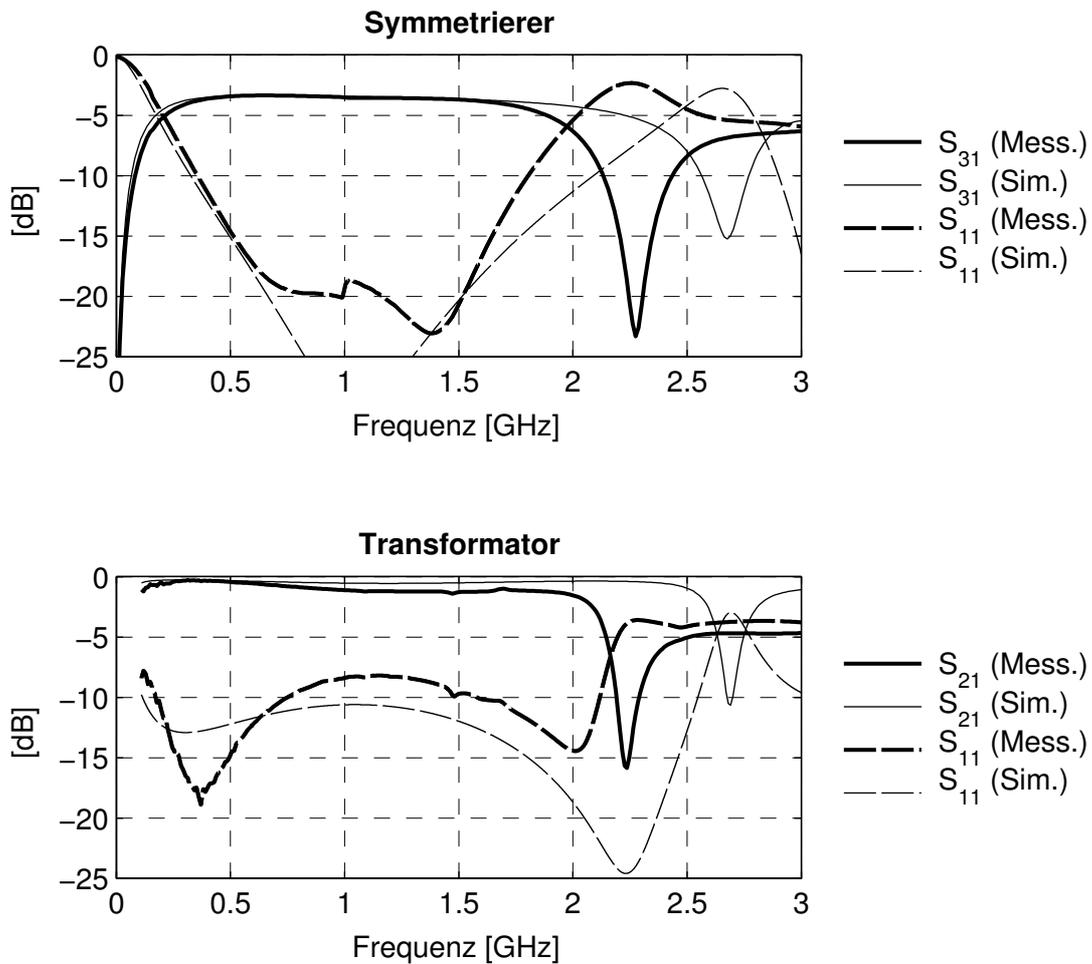


Abbildung 7.50: Transmission und Reflektion des Leitungstransformators und des -Symmetrierers.



der Verlustarmut keine Anforderungen an das Substrat gestellt werden. Tatsächlich entstehen durch die Verwendung eines Gallium-Arsenid-Prozess unnötig hohe Kosten, ganz besonders dann, wenn es sich um einen auf aktive Bauelemente ausgelegten Prozess handelt. Ein kostengünstiger Gallium-Arsenid-Prozess für passive Komponenten wird von TriQuint angeboten (*TQRLC*). Weitere geeignete Prozesse werden in [46] beschrieben.

### Leistungsstruktur

Die für den Transformator benötigte Leitung wird als Zweistreifen-Leitung (*broadside-coupled strips*) realisiert. Die verwendete Geometrie ist Bild 7.52 zu entnehmen. Da die Leitung zu einer Spirale aufgewickelt werden soll, wird eine zusätzliche Leitungsstruktur benötigt, welche aus dem Zentrum der Spirale nach außen führt. Hierzu dient die ebenfalls in Bild 7.52 dargestellte, einer Schlitzleitung ähnelnde Leitung. Wegen der geringen benötigten Leitungslänge (vgl. Bild 7.47) fallen die Parameter der Schlitzleitung nicht stark ins Gewicht; sie wird deshalb hier nicht näher betrachtet.

Die Zweistreifen-Leitung wurde in einer Modenanalyse untersucht. Das Ergebnis zeigt Bild 7.53. Bedingt durch die geringe Streifenbreite, weist die Leitung erhebliche Verluste auf, was sich in einem hohen  $\alpha$  und einem deutlich von Null verschiedenen Phasenwinkel  $\text{Phase}(Z_L)$  äußert. Zu niedrigen Frequenzen hin nehmen der Wellenwiderstand  $Z_L$  und die relative Phasenkonstante  $\beta_{\text{rel}} = \beta/\beta_0$  aufgrund des wegen des geringen Querschnitts der

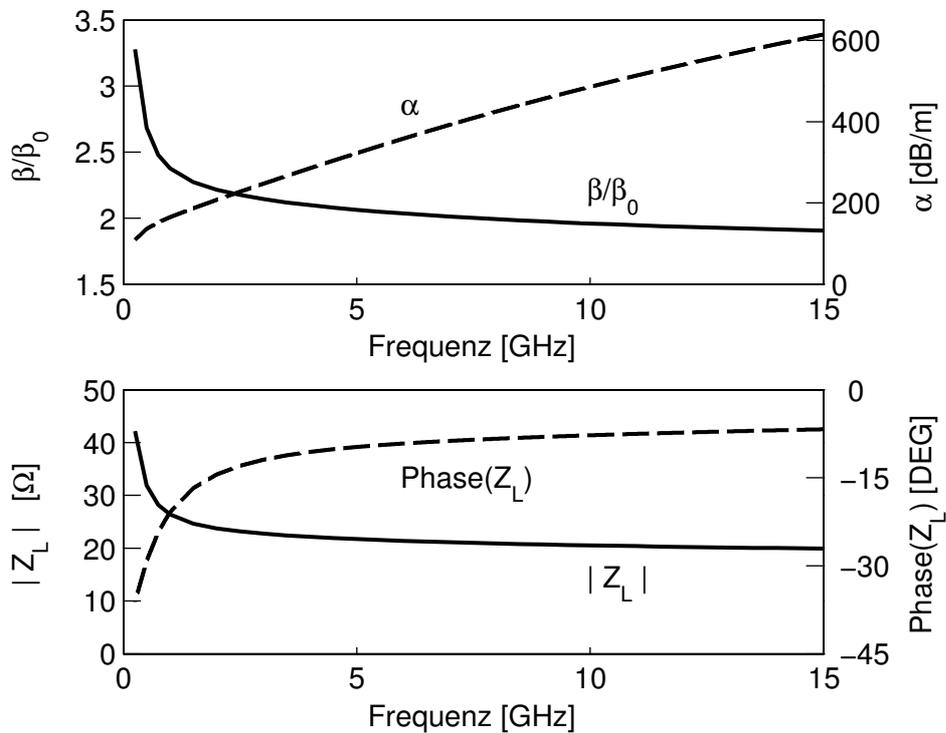


Abbildung 7.53: Leistungsparameter der Zweistreifen-Leitung in Bild 7.52.

Leiterstreifen hohen Widerstandsbelags  $R'$  entsprechend den Gleichungen

$$Z_L = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (7.16)$$

und

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L') \cdot (G' + j\omega C')} \quad (7.17)$$

stark zu.

Zur Verringerung der Leitungsverluste müssten die Leiterstreifen verbreitert werden. Hierbei wäre ein größerer Abstand zwischen den Leiterstreifen und der Massemetallisierung notwendig. Verlustärmere Leitungen hätten beispielsweise durch Verwendung der Metallebenen  $Me1$  und  $Me3$  anstelle von  $Me1$  und  $Me2$  realisiert werden können. Dabei hätte allerdings auch die benötigte Gesamtfläche der Spiralen zugenommen.

### Schaltung

Die Schaltung entspricht dem in Abschnitt 7.1.1 beschriebenen Guanella-Transformator. Das Schaltbild ist in Bild 7.47 a dargestellt. Da beide Eingangstore unsymmetrischen Massebezug haben, muss entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 7.1.1 nur einer der Leitungszweige zur Spule aufgewickelt werden; der andere Leitungszweig fungiert lediglich als Verzögerungsleitung. In Bild 7.47 a ist dieser als Mäander gezeichnet.

Bild 7.54 c zeigt das Layout des Transformators. Die unterste Metallebene ( $Me3$ ) ist hellgrau, die mittlere Metallebene ( $Me2$ ) mittelgrau, und die oberste ( $Me1$ ) dunkelgrau

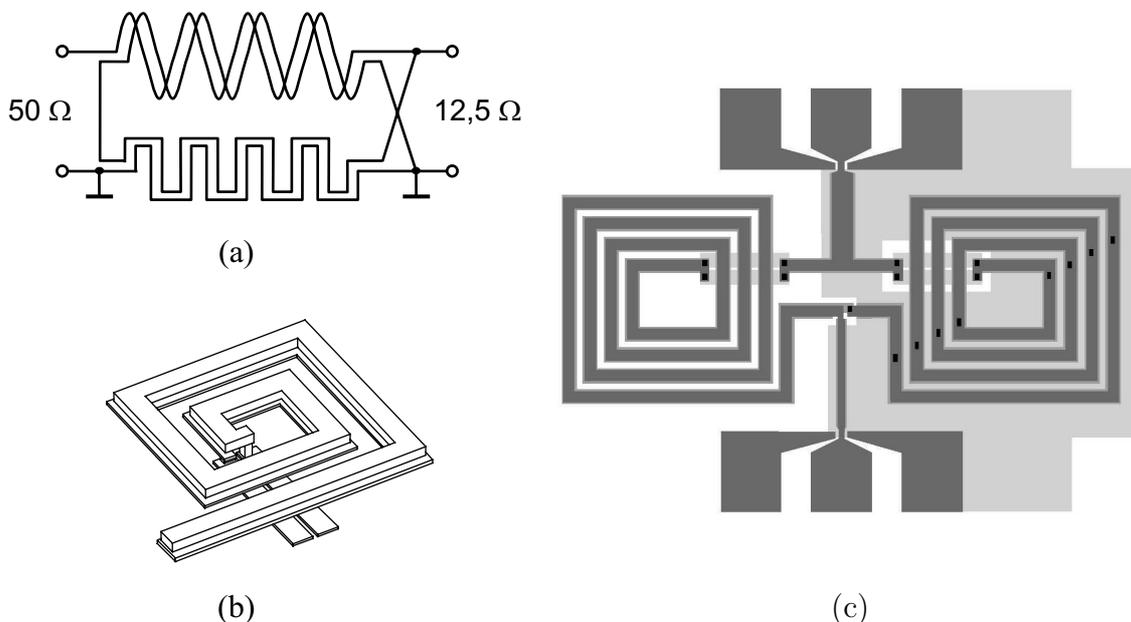


Abbildung 7.54: MMIC-Leitungstransformator. (a) Schaltung (Guanella-Konfiguration); (b) Zweistreifen-Leitungs-Spirale; (c) Layout.

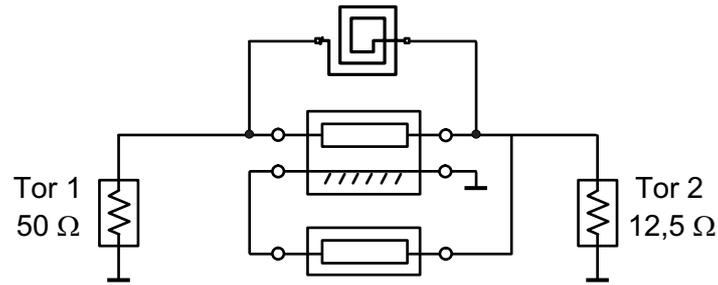


Abbildung 7.55: Ersatzschaltung zur Berechnung des MMIC-Leitungstransformators.

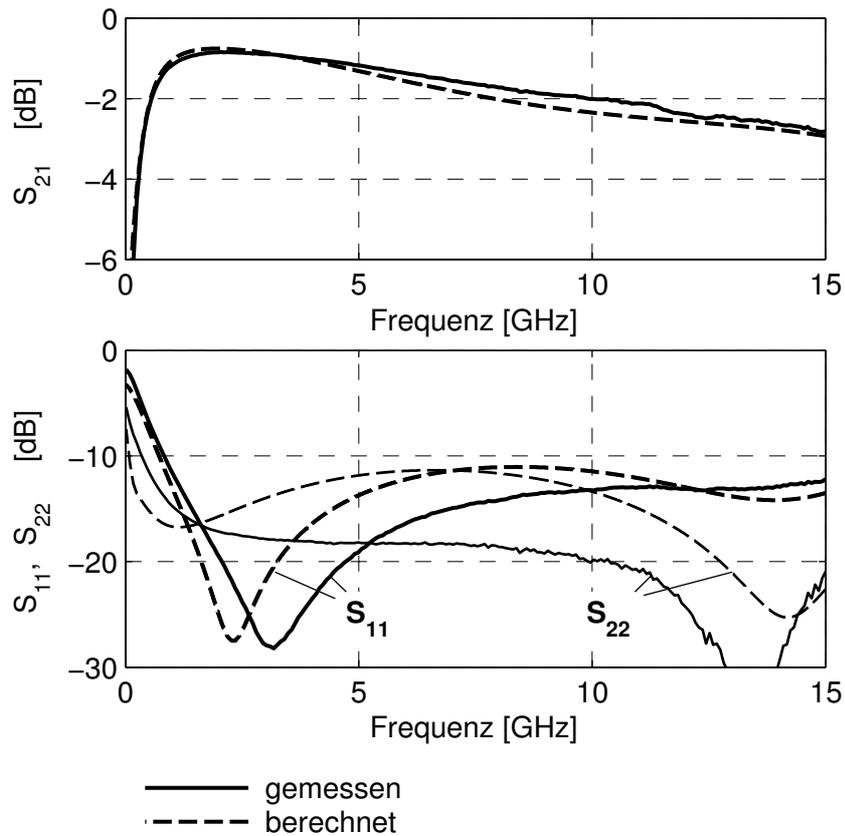


Abbildung 7.56: S-Parameter des MMIC-Leitungstransformators.

gezeichnet. Durchkontaktierungen, sowohl zwischen  $Me1$  und  $Me2$  als auch zwischen  $Me2$  und  $Me3$ , erscheinen schwarz.

Der Transformator besteht aus zwei gleichen, symmetrisch zueinander stehenden Spiralen, welche aus den oben beschriebenen Leitungen gebildet werden. Eine Skizze der Spiralen zeigt Bild 7.54 b. Die Leitungen verzweigen am  $50\ \Omega$ -Tor seriell (in Bild c unten) und am  $12,5\ \Omega$ -Tor parallel (in Bild c oben). Die rechte Spirale verläuft über einer Metallfläche in der Ebene  $Me3$ , wobei der untere der beiden Leiterstreifen an mehreren Stellen mit der Metallfläche verbunden ist. Diese Spirale hat also keine induktive Wir-

kung; sie entspricht der in Bild a als Mäander gezeichneten Verzögerungsleitung. Jede der Spiralen nimmt eine Fläche von etwa  $350 \times 350 \mu\text{m}^2$  ein. Der Abstand zwischen den Windungen beträgt  $10 \mu\text{m}$ . Die Gesamtlänge der Leitungstrecke je Spirale beträgt  $3,5 \text{ mm}$ ; dies entspricht einer elektrischen Länge von etwa  $90^\circ$  bei  $7 \text{ GHz}$ .

### Ersatzschaltung

Zur Simulation des Transformators wird die in Bild 7.55 dargestellte Ersatzschaltung verwendet. Die Induktivität der Leitungs-Spirale wird durch ein Spiralinduktivitätsmodell repräsentiert.

Die Ersatzschaltung repräsentiert die Leitungen so, als handelte es sich um Koaxialleitungen. Im vorliegenden Fall ist die Schaltung nur näherungsweise gültig. In Abschnitt 7.2.6 wird für *gestreckte* Leitungstransformatoren ein Vergleich zwischen Zweistreifen- und Koaxialleitungen durchgeführt. Der Unterschied zwischen Koaxial- und Zweistreifen-Leitungen kann dann vernachlässigt werden, wenn der induktive Widerstand der Spiralwicklung hoch, oder die Leitungslänge kurz sind. Dies ist hier weitgehend der Fall.

### Ergebnisse

In Bild 7.56 sind die S-Parameter des Transformators dargestellt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Verläufe. Der Transformator erweist

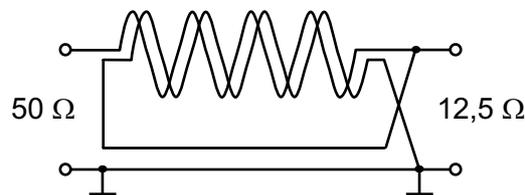


Abbildung 7.57: Leitungstransformator in Ruthroff-Konfiguration.

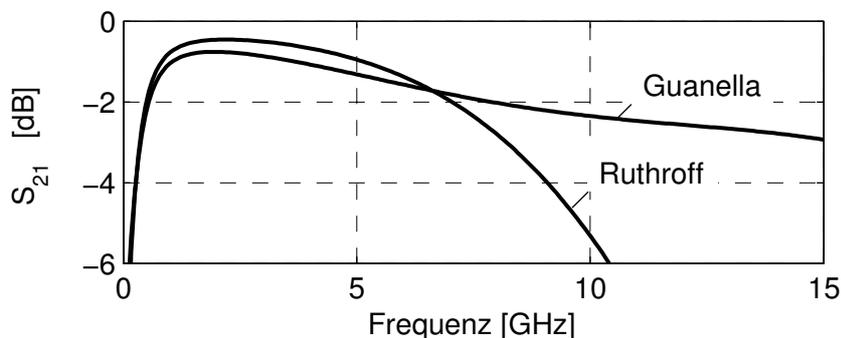


Abbildung 7.58: Vergleich der Transmission des Leitungstransformators in Guanella- und in Ruthroff-Konfiguration (simuliert).

sich als sehr breitbandig, dies allerdings — verursacht durch die Leitungsverluste — mit einer sehr hohen Einfügedämpfung.

Wie oben bereits ausgeführt, kann die Einfügedämpfung verbessert werden, wenn breitere Zweistreifen-Leitungen eingesetzt werden (vgl. [32], [4]). Des Weiteren kann durch eine Verringerung des Abstands zwischen den Spiralwindungen (und gleichzeitiger Ausfüllung der dadurch gewonnenen Fläche mit weiteren Windungen) eine niedrigere untere Grenzfrequenz erzielt werden (vgl. Abschnitt 7.3.4 – *Auslegung der Spiralwicklung*).

### **MMIC-Leitungstransformator in Ruthroff-Konfiguration**

Auf die in Bild 7.54 a als Mäander gezeichnete Verzögerungsleitung kann bei niedrigen Frequenzen, bei denen die elektrische Länge der Leitungen gering ist, verzichtet werden. Dies führt zu der in Bild 7.57 dargestellten Ruthroff-Konfiguration. Durch die Einsparung der Verzögerungsleitung wird nur die Hälfte der Chip-Fläche benötigt, und es entfallen die durch sie verursachten Verluste.

In Bild 7.58 ist der simulierte Verlauf der Transmission des hier beschriebenen Leitungstransformators sowohl mit als auch ohne die Verzögerungsleitung dargestellt. Die Transmission in Ruthroff-Konfiguration zeigt eine deutlich geringere Einfügedämpfung bei niedrigen Frequenzen; zu hohen Frequenzen hin fällt sie jedoch aufgrund der phasenunrichtigen Überlagerung ab.

Anstatt die Verzögerungsleitung ganz wegzulassen, kann man eine verkürzte Verzögerungsleitung einführen. Durch Variation der Länge dieser Leitung können die obere Grenzfrequenz und die von der Verzögerungsleitung verursachten Verluste gegeneinander abgewogen werden.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Beim Entwurf von gegengekoppelten Transistor-Leistungsverstärkern für den HF- und Mikrowellenbereich sind im Vergleich zur NF-Verstärkertechnik die Freiheitsgrade, welche dem Ingenieur zur Verfügung stehen, eingeschränkt. Die Betrachtung des von der Gegenkopplung unabhängigen Verstärkungs-Bandbreite-Produkts ist aufgrund des mit hohen Frequenzen zunehmenden Einflusses parasitärer Transistorelemente nur noch näherungsweise gültig. Es wurde demonstriert, dass mit Wahl des Transistors und der Forderung nach einem linearen Frequenzgang sowohl die Höhe der Verstärkung, als auch die Bandbreite sowie die Ein- und Ausgangsimpedanz einer Verstärkerstufe weitgehend festliegen.

Zur Anpassung der Verstärkerein- und Ausgänge an die Systemimpedanz bzw. an die Impedanzen der sich anschließenden Verstärkerstufen werden Anpassschaltungen benötigt. Anpassschaltungen für Breitbandverstärker können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Mit Hilfe von Transformatoren werden Impedanzen breitbandig auf ein geeignetes Niveau transformiert. Darüber hinaus muss der Einfluss parasitärer Blindelemente, welcher sich bei höheren Frequenzen bemerkbar macht, kompensiert werden. Dies erfolgt durch Hinzuschalten von Blindelementen.

Die Kompensation von Blindanteilen mit Hilfe von LC-Netzwerken wurde ausführlich betrachtet. Die Bandbreite einer solchen Kompensation unterliegt Beschränkungen, die selbst durch eine große Zahl von Blindelementen nicht aufgehoben werden können [6] [11] [51]. Aufgrund von Bauelement- und Aufbautoleranzen ist ohnehin nur eine kleine Anzahl von Blindelementen einsetzbar. Voraussetzung für eine breitbandige Kompensation ist, dass eine gewisse Fehlanpassung in Kauf genommen wird. Zur Erzielung der bestmöglichen Bandbreite muss dafür gesorgt werden, dass auch bei niedrigen Frequenzen, bei denen LC-Netzwerke wirkungslos sind, diese Fehlanpassung herrscht.

Bei Transformatoren wird zwischen (herkömmlichen) Wicklungstransformatoren und Leitungstransformatoren unterschieden.

Bei Wicklungstransformatoren bestehen die Wicklungen aus Einzelleitern, woraus sich die Forderung nach elektrischer Kleinheit ergibt. Bei Frequenzen um 100 MHz und darüber, werden Wicklungstransformatoren mit sehr wenigen Windungen, welche auf Ferritkernen mit Abmessungen von wenigen Millimetern angebracht sind, verwendet. Die Anzahl von mit solchen Transformatoren realisierbaren Übersetzungsverhältnissen ist aufgrund der notwendigerweise ganzzahligen Wicklungsverhältnisse eingeschränkt. Die Bandbreite von Wicklungstransformatoren ist nach oben durch Streuinduktivitäten begrenzt.

Auf hohem Impedanzniveau können Wicklungstransformatoren bis zu mehreren Gigahertz eingesetzt werden. Allerdings sind mit einem hohen Impedanzniveau auch hohe Spannungen und dementsprechend hohe magnetische Flüsse verbunden; diese führen wegen der magnetischen Verluste zu hohen Einfügedämpfungen. HF-Wicklungstransformatoren wurden im Detail analysiert. Zur Demonstration der Gültigkeit der Betrachtungen wurde ein Wicklungstransformator für den unteren Gigahertzbereich aufgebaut und untersucht.

Bei Leitungstransformatoren bestehen die Wicklungen ausschließlich aus Leitungen. Die Impedanztransformation wird dadurch erreicht, dass die Leitungen an einem Ende seriell, und an dem anderen Ende parallel kombiniert werden. Die Anzahl der auf diese Weise realisierbaren Übersetzungsverhältnisse ist noch stärker einschränkt, als dies bei Wicklungstransformatoren der Fall ist. Durch die Verwendung von Leitungen entfällt die Bandbreitebeschränkung aufgrund von Streuinduktivitäten. Leitungstransformatoren können Größen annehmen, welche die Wellenlänge weit überschreiten; sie sind daher auch bei Mikrowellenfrequenzen für hohe Leistungen geeignet.

Für gestreckte Leitungstransformatoren wurde ein Modell ausgearbeitet, bei dem sowohl die die Nutzleistung führenden Leitungen, als auch die sich zwischen diesen ausbildenden parasitären Leitungen in einem Mehrleitersystem zusammengefasst werden. Dieser Ansatz ermöglicht die richtige Berücksichtigung von nicht, oder nicht vollständig geschirmten Leitungen. Es wurde demonstriert, dass die Verwendung von ungeschirmten Leitungen Nachteile mit sich bringt. Leitungstransformatoren, bei welchen (weiche) Ferrite (ohne Vormagnetisierung) verwendet werden, können durch Rechnung mit komplexen skalaren Materialdaten behandelt werden. Aufgrund der Ferritpermeabilität nimmt die Impedanz der parasitären Leitungen bei niedrigen Frequenzen sehr hohe Werte an; bei Frequenzen im Gigahertzbereich ergibt sich aufgrund der dominierenden magnetischen Verluste eine der Skinausbreitung ähnliche Wellenausbreitung entlang der parasitären Leitungen. Es wurde dargestellt, wie hierdurch Leitungstransformatoren mit außerordentlich hohen Bandbreiten entstehen können.

Eine Analyse der Großsignaleigenschaften gestreckter Leitungstransformatoren mit Ferritkernen wurde aus Zeitgründen nicht durchgeführt. Ein erster Beschreibungsansatz bei niedrigen Frequenzen wäre durch die Verwendung eines aus konzentrierten, nichtlinearen Elementen bestehenden Ersatzschaltbildes gegeben. Das Verhalten bei höheren Frequenzen könnte dann in erster Näherung durch einen Korrekturfaktor beschrieben werden, welcher das Abklingen des elektromagnetischen Feldes entlang der parasitären Leitung berücksichtigt. Eine wichtige Großsignaleigenschaft von Ferriten ist das Auftreten einer Hysterese in der B-H-Kennlinie. Diese führt zu nichtlinearen Verzerrungen und zu zusätzlichen Verlusten. Der Verlauf der Hysterese kann bei nicht zu hohen Amplituden durch eine Ellipse angenähert werden [45] [41]. Die Ellipsennäherung könnte eine erste Grundlage zur Beschreibung der Großsignaleigenschaften von Ferrit-Leitungstransformatoren sein. Aufgrund der schlechten thermischen Leitfähigkeit und der starken Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von Ferriten müssen thermodynamische Gesichtspunkte in der Modellierung berücksichtigt werden. Die Großsignalcharakterisierung kann durch dreidimensionale Feldberechnung erfolgen, wobei sowohl magnetische als auch thermische Eigenschaften berücksichtigt werden müssen. Eine messtechnische Charakterisierung wird durch den zu erwartenden Temperaturgradienten innerhalb des Ferrits verkompliziert.

Neben den gestreckten, wurden gewickelte Leitungstransformatoren auf planaren Me-

dien untersucht. Mit Hilfe industrieller Platinen-PCB- und MMIC-Technologien wurden unterschiedliche gewickelte Komponenten realisiert. Das Hauptziel dieser Arbeiten war es, die Nutzbarkeit dieser Technologien für eine Massenfertigung von Leitungstransformatoren für Kleinsignalanwendungen bei etwa 1...6 GHz zu erproben. Beide Technologien erwiesen sich als nur bedingt geeignet. Die MMIC-Technologie erlaubt eine hohe Strukturfeinheit. Die im Regelfall verwendeten Abmessungen — insbesondere die Dicken der dielektrischen Lagen — sind relativ klein. Im betrachteten Frequenzbereich werden vergleichsweise große Chipflächen benötigt, was zu hohen Herstellungs- und Entwicklungskosten führt. Bei der Platinen-PCB-Technologie sind sowohl die Struktur-Mindestgrößen, als auch die minimalen Lagendicken relativ groß. Der wichtigste, die Nutzbarkeit dieser Technologie im betrachteten Frequenzbereich einschränkende Faktor ist der Versatz, welcher durch Verziehungen beim Verpressen mehrerer Lagen entsteht. Die angestrebte obere Grenzfrequenz von 6 GHz wurde mit den in dieser Arbeit realisierten Platinen-PCB-Leitungstransformatoren nicht erreicht; außerdem waren die Leitungstransformatoren trotz Bemühung um Miniaturisierung relativ groß.

Interessante Alternativen zu den in dieser Arbeit betrachteten planaren Medien sind Mehrlagen-Keramiken und -Polyimide, wie sie bei der Herstellung von passiven Komponenten (z.B. SMD-Induktivitäten), integrierten Mikrowellenschaltungen (MICs) und bei der Häusung von MMICs eingesetzt werden [44]. Die Leiterstrukturen werden bei Keramiken gewöhnlich mit Hilfe von Dickfilmtechnik, bei Polyimiden mit Hilfe von Dünnschicht-/Ätztechnik erzeugt. In beiden Fällen wird eine deutlich höhere Strukturfeinheit als mit Platinen-PCB erreicht.

Unter den Mehrlagen-Keramiken am stärksten verbreitet ist LTCC (*Low Temperature Cofired Ceramics*). Hierbei handelt es sich um Glas-Aluminium-Keramiken, mit relativen Dielektrizitätszahlen um 6...9. Bei der Herstellung werden einzelne Lagen im ungebrannten (als *grün* bezeichneten) Zustand mit einem Leiterbild versehen und bearbeitet, zusammengelegt und gebrannt. Lagendicken und Durchmesser von Durchkontaktierungen liegen nach dem Brennen typischer Weise im Bereich 50...150  $\mu\text{m}$ . Probleme erwachsen aus der Schrumpfung (20...40% linear), welche beim Brennen der Keramiken auftritt. Da die Schrumpfung stark von der Strukturierung der Schichten abhängt, können Verspannungen entstehen, welche die Zuverlässigkeit beeinträchtigen. Außerdem wird eine hohe Anzahl von Entwicklungszyklen benötigt.

Bei der Herstellung von Mehrlagen-Polyimiden finden zwei unterschiedliche Verfahren Anwendung. Zum einen können — ähnlich wie bei LTCC — die Polyimidlagen einzeln bearbeitet und dann verpresst (laminiert) werden. Die Dicke der Lagen ist hierbei typischer Weise 12, 25 oder 50  $\mu\text{m}$ . Auf diese Weise werden unter anderem flexible Leiterplatten hergestellt. Eine andere Technik ist es, Polyimidlagen sukzessive aufzuschleudern und zu bearbeiten. Hierbei können sehr dünne Lagen erzeugt werden (1...20  $\mu\text{m}$ ). Die Dielektrizitätszahl von Polyimid ist mit 2,8...3,2 deutlich niedriger, als die von Keramiken, was bei vielen Anwendungen von Vorteil ist. Da kein Brennprozess notwendig ist, entfällt das Problem der Schrumpfung.

# Anhang A

## Ersatzschaltbild-Elementwerte der verwendeten FETs

S-Parameter-Messdaten in typischen Arbeitspunkten werden von fast alle Transistorherstellern zur Verfügung gestellt. Diese können in Schaltungssimulatoren mit Hilfe von Datenkomponenten verwendet werden. In vielen Fällen ist die Verwendung eines Transistorersatzschaltbildes anstelle gemessener S-Parameterdaten vorzuziehen. Es bieten sich mehrere Vorteile:

Glatter Kurvenverlauf: durch die Verwendung eines Netzwerks anstelle von Datentabellen entstehen im Schaltungssimulator glatte, d.h. stetig differenzierbare Charakteristiken. Dies führt nicht nur zu schönen Kurven, sondern kann bei Optimierungsrechnungen notwendig sein.

Inter- und Extrapolation: häufig liegen Messdaten nur in einem groben Frequenzrastr oder in einem nicht ausreichenden Frequenzbereich vor. Zum Beispiel ist der kleinste, für den Transistor *CLY5* angegebene Frequenzpunkt  $f = 100$  MHz. Eine lineare Extrapolation aus den beiden letzten bekannten Werten führt oft zu unbrauchbaren Simulationsergebnissen. Mit einem Transistorersatzschaltbild gelingt eine wesentlich besser an die Gegebenheiten des Transistors angepasste Extrapolation.

Anschaulichkeit: ein Transistorersatzschaltbild enthält physikalisch bedeutungsvolle Werte wie die Steilheit, Ein- und Ausgangskapazitäten usw. Anhand dieser kann eine Schaltung verstanden, und auch direkt, zunächst ohne Simulator, entworfen werden. Im Hinblick auf gute Anschaulichkeit ist es vorteilhaft, Ersatzschaltbilder mit wenigen Elementen zu verwenden.

Angefittete Ersatzschaltbilder lassen sich nur in dem Kontext zuverlässig anwenden, in dem sie ermittelt wurden. Manche Ersatzelemente werden bei der Messung oder im Verlauf des Fit-Prozesses nicht gut erfasst. Dies führt zu großen Streuungen der angefitteten Werte und demzufolge zu ungenauen Ergebnissen. Beispielsweise kann man den hochohmigen Ausgangswiderstand  $r_{ds}$  eines Transistors nicht gut aus einer S-Parameter-Messung mit niederohmigen Mikrowellentoren entnehmen. Man findet auch, dass nicht alle S-Parameter gleichzeitig gut angefittet werden können. Dies zeigt, dass das zugrunde gelegte Ersatzschaltbild den Transistor nicht exakt repräsentiert.

Beim Anfitten ist es hilfreich, Startwerte beispielsweise für Steilheit und Ein- und Ausgangskapazitäten aus Datenblättern zu entnehmen. Diese können, zur Ermittlung der

Transistor	<i>CLY5</i>	<i>F2001</i>	<i>LP801</i>
$g_m$ [mS]	320	220	630
$c_{gs}$ [ $\mu$ F]	4,8	9,2	32
$c_{ds}$ [ $\mu$ F]	4,0	4,7	13
$c_{gd}$ [ $\mu$ F]	0,40	1,0	1,4
$L_G$ [nH]	2,9	1,3	0,35
$L_D$ [nH]	1,8	0,69	0,88
$L_S$ [nH]	0,30	0,26	0,054
$r_{gs}$ [ $\Omega$ ]	3,2	3,2	1,3
$r_{ds}$ [ $\Omega$ ]	39	650	260

---

<i>CLY5</i>	GaAs MES, TriQuint, $P_{out} \approx 0,5$ W; $U_{DS} = 5$ V, $I_D = 350$ mA; ( $f = 0,1 \dots 6,0$ GHz)
<i>F2001</i>	VDMOS, Polyfet, $P_{out} \approx 2,5$ W; $U_{DS} = 28$ V, $I_D = 200$ mA; ( $f = 0,1 \dots 2,6$ GHz)
<i>LP801</i>	LDMOS, Polyfet, $P_{out} \approx 10$ W; $U_{DS} = 28$ V, $I_D = 200$ mA ; ( $f = 0,1 \dots 1,2$ GHz)

---

Tabelle A.1: Ersatzelementwerte im Ersatzschaltbild nach Bild A.1. Angegeben sind die HF-Ausgangsleistungen der Transistoren laut Hersteller ([47] [38] [39]) sowie die Arbeitspunkte und die Frequenzintervalle, in denen die Ersatzschaltbildelemente ermittelt wurden.

übrigen Parameter, während der ersten Optimierungsdurchläufe festgehalten werden. Es bewährt sich, am Anfang die Optimierungsziele nicht zu eng zu wählen. Hat man einen brauchbaren Parametersatz gefunden, so kann man die Optimierungsziele entsprechend den Anforderungen gewichten. Neben dem einfachen Angleichen der vier S-Parameter  $S_{ij}$ , können auch spezifische Optimierungsziele, wie beispielsweise der aus den S-Parametern berechnete Stabilitätsfaktor des Transistors, einbezogen werden.

Die Ersatzschaltbildelemente der in dieser Arbeit verwendeten Transistoren wurden unter Zugrundelegung des einfachen, in Bild A.1 dargestellten Ersatzschaltbilds durch Anfitten der S-Parameter (Herstellerdaten) gewonnen. Die gefundenen Elementwerte sind in der Tabelle A.1 zusammengefasst. Die jeweiligen Arbeitspunkte, ein ungefähre Angabe der mit dem Transistor erzielbaren HF-Ausgangsleistung  $P_{out}$  sowie der Frequenzbereich, in welchem das Anfitten erfolgte, sind angegeben.

In Bild A.2 sind die gemessenen und gefitteten S-Parameter des Transistors *CLY5* dargestellt.

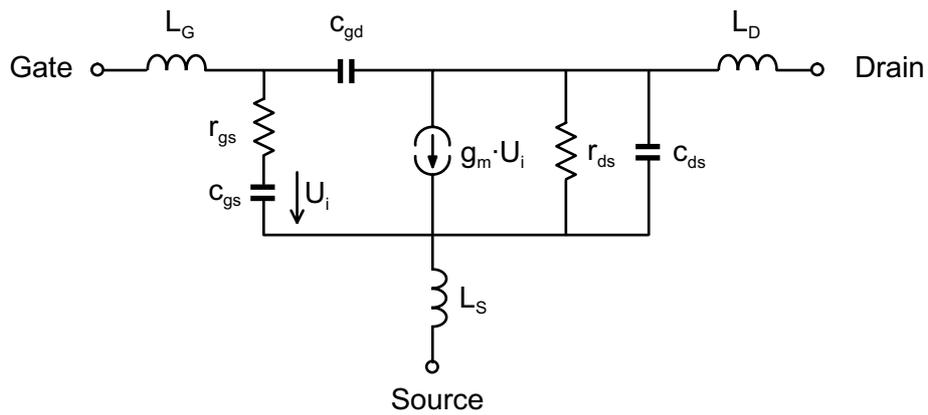


Abbildung A.1: Einfaches FET Ersatzschaltbild.

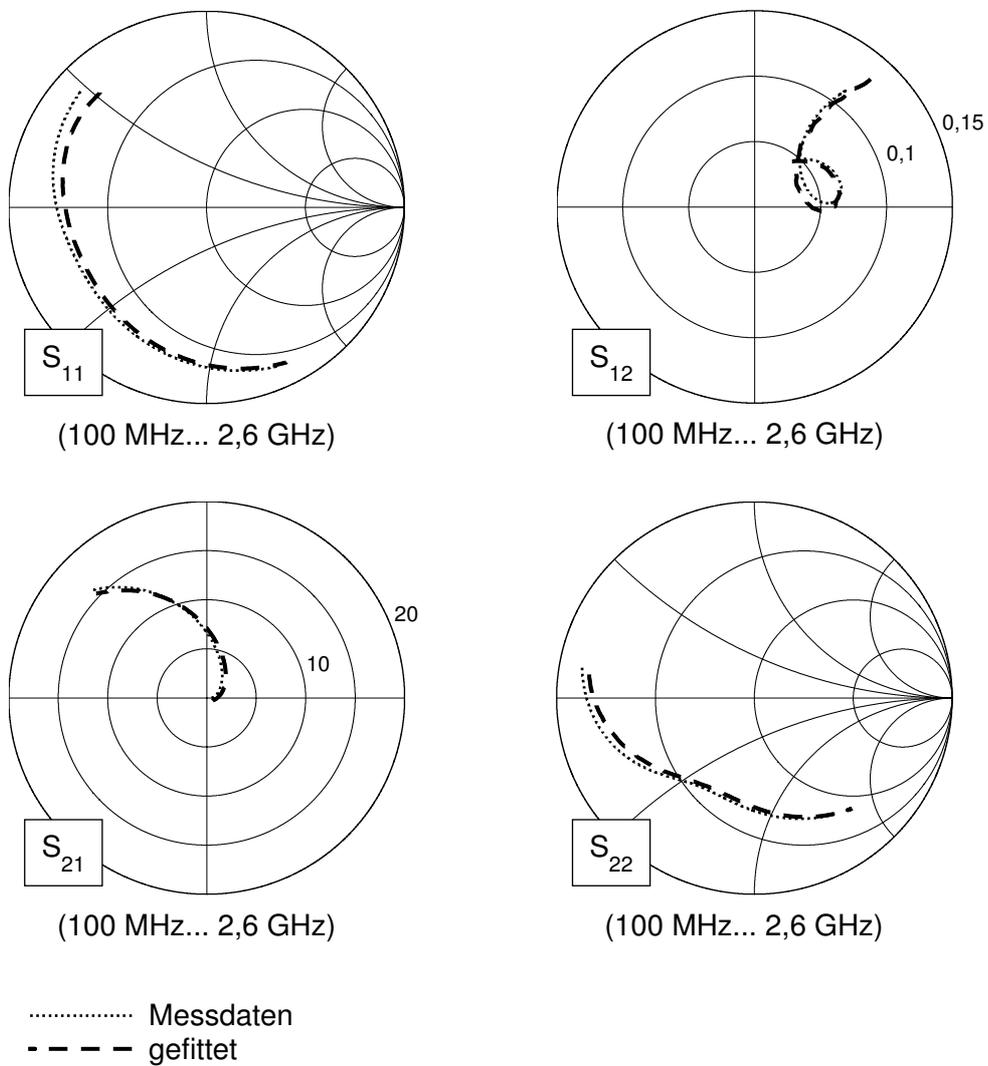


Abbildung A.2: S-Parameter-Fit für den Transistors *F2001*.

# Anhang B

## Parametergleichungen in den Mehrleitersystemkomponenten

Die Theorie zur Implementierung von Mehrleitersystemen in Schaltungssimulatoren wurde in Kapitel 6 beschrieben. Dort wird eine Ersatzschaltung aufgestellt, welche die Matrixgleichung (6.18) repräsentiert. Wenn, wie es in im Schaltungssimulator von *ADS* der Fall ist, keine Matrizenrechnung zur Verfügung steht, so muss die Matrixgleichung in skalare Gleichungen aufgelöst werden. Hier werden die sich für das (3+1)- und (2+1)-Mehrleitersystem ergebenden skalaren Gleichungen sowie die Ersatzschaltung für das (3+1)-Mehrleitersystem angegeben. (Die Ersatzschaltung für das (2+1)-Mehrleitersystem ist in Bild 6.3 dargestellt). Die Implementierung der gewöhnlichen Leitung nach dem gleichen Prinzip wird ebenfalls beschrieben.

Im den Ersatzschaltungen werden strom- und spannungsgesteuerte Spannungsquellen im Frequenzbereich benötigt. Es können entweder ein komplexwertiger Steuerfaktor  $A$  oder ein reellwertiger Steuerfaktor  $A$  und eine Zeitverzögerung  $T$  verwendet werden. Die gesteuerten Spannungen  $U$  der Quelle sind dann durch Steuergleichungen der Form

$$U = A \cdot I_{\text{steuer}} \quad \text{bzw.} \quad U = A \cdot e^{j\omega T} \cdot I_{\text{steuer}} \quad (\text{B.1})$$

bzw.

$$U = A \cdot U_{\text{steuer}} \quad \text{bzw.} \quad U = A \cdot e^{j\omega T} \cdot U_{\text{steuer}} \quad (\text{B.2})$$

gegeben.

In den folgend dargestellten Ersatzschaltbildern werden aus Gründen der Übersichtlichkeit Hintereinanderschaltungen aus mehreren gesteuerten Spannungsquellen jeweils in einer einzigen Spannungsquelle zusammengefasst. Die Steuergleichungen enthalten dann für jeden steuernden Strom und jede steuernde Spannung einen Term.

### B.0.6 (3+1)-Mehrleitersystem

Bild B.1 zeigt das Schaltbild der *ADS*-Implementierung eines (3+1)-Mehrleitersystem. Es enthält sechs Spannungsquellen, in denen jeweils 27 stromgesteuerte und 9 spannungsgesteuerte Spannungsquellen zusammengefasst sind. Außerdem sind zwei *ADS*-Impedanzmatrix-Komponenten *Z3P* (*Z-parameter 3-port, equation based*) enthalten. Die

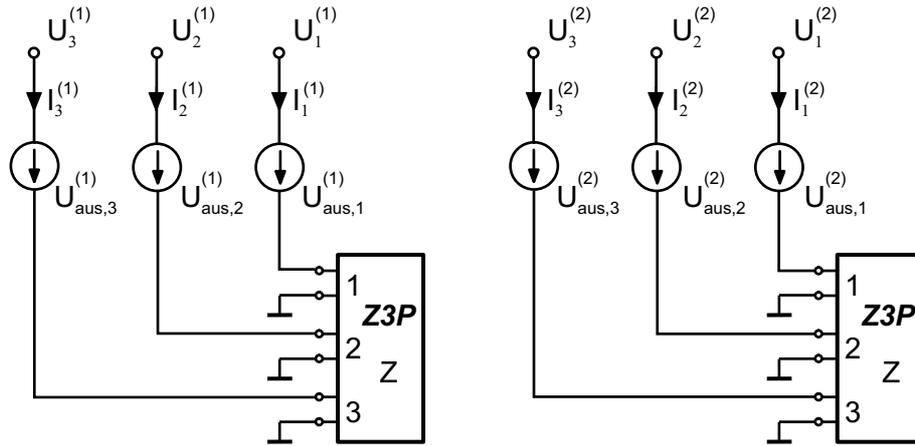


Abbildung B.1: Schaltbild der (3+1)-Mehrleitersystem Implementierung

Steuergleichungen der Spannungsquellen sind (B.9), die Impedanzmatrix-Daten sind (B.7) zu entnehmen.

Das Mehrleitersystem ist durch die Ausbreitungskonstanten

$$\gamma_1, \gamma_2 \text{ und } \gamma_3 \quad (\text{B.3})$$

der (quasi-)TEM Moden sowie die zugehörigen Strom- und Spannungsvektoren  $\vec{I}_\nu$  und  $\vec{U}_\nu$  bestimmt, deren Elemente in den Matrizen

$$\mathbf{I} = \left[ \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} I_{11} \\ I_{21} \\ I_{31} \end{array} \right) \quad \left( \begin{array}{c} I_{12} \\ I_{22} \\ I_{32} \end{array} \right) \quad \left( \begin{array}{c} I_{13} \\ I_{23} \\ I_{33} \end{array} \right) \end{array} \right] \quad (\text{B.4})$$

und

$$\mathbf{U} = \left[ \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} U_{11} \\ U_{21} \\ U_{31} \end{array} \right) \quad \left( \begin{array}{c} U_{12} \\ U_{22} \\ U_{32} \end{array} \right) \quad \left( \begin{array}{c} U_{13} \\ U_{23} \\ U_{33} \end{array} \right) \end{array} \right] \quad (\text{B.5})$$

zusammengefasst werden können. Die Elemente der Inversen können dieser Matrizen

$$\mathbf{N} = \mathbf{U}^{-1} = \left[ \begin{array}{ccc} N_{11} & N_{12} & N_{13} \\ .. & N_{22} & N_{23} \\ .. & .. & N_{33} \end{array} \right] \quad \text{und} \quad \mathbf{J} = \mathbf{I}^{-1} = \left[ \begin{array}{ccc} J_{11} & J_{12} & J_{13} \\ .. & J_{22} & J_{23} \\ .. & .. & J_{33} \end{array} \right] \quad (\text{B.6})$$

werden benötigt. Aus  $\mathbf{U}$  und  $\mathbf{J}$  wird die Wellenwiderstandsmatrix  $\mathbf{Z}$  berechnet:

$$\mathbf{Z} = \left[ \begin{array}{ccc} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} \\ .. & Z_{22} & Z_{23} \\ .. & .. & Z_{33} \end{array} \right] = \mathbf{U} \cdot \mathbf{J}. \quad (\text{B.7})$$

Die Spannungsquellen auf den beiden mit (1) und (2) bezeichneten Seiten des Mehrleitersystems werden durch die Ströme und Spannungen der jeweils anderen Seite gesteuert.

Für die  $i$ -te Spannungsquelle auf der Seite (2) lautet die Steuergleichung

$$\begin{aligned}
 U_{\text{aus},i}^{(2)} = & N_{11}Z_{11}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_1^{(1)} + N_{21}Z_{11}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_1^{(1)} \\
 & + N_{12}Z_{21}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_1^{(1)} + N_{22}Z_{21}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_1^{(1)} \\
 & + N_{13}Z_{31}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_1^{(1)} + N_{23}Z_{31}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_1^{(1)} \\
 & + N_{11}Z_{11}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_2^{(1)} + N_{21}Z_{11}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_2^{(1)} \\
 & + N_{12}Z_{21}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_2^{(1)} + N_{22}Z_{21}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_2^{(1)} \\
 & + N_{13}Z_{31}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_2^{(1)} + N_{23}Z_{31}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_2^{(1)} \\
 & + N_{11}Z_{11}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_3^{(1)} + N_{21}Z_{11}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_3^{(1)} \\
 & + N_{12}Z_{21}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_3^{(1)} + N_{22}Z_{21}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_3^{(1)} \\
 & + N_{13}Z_{31}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot I_3^{(1)} + N_{23}Z_{31}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot I_3^{(1)} \\
 & + N_{31}Z_{11}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_1^{(1)} + N_{11}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot U_1^{(1)} \\
 & + N_{32}Z_{21}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_1^{(1)} + N_{12}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot U_2^{(1)} \\
 & + N_{33}Z_{31}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_1^{(1)} + N_{13}U_{i1} \cdot \exp(-\gamma_1 L) \cdot U_3^{(1)} \\
 & + N_{31}Z_{11}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_2^{(1)} + N_{21}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot U_1^{(1)} \\
 & + N_{32}Z_{21}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_2^{(1)} + N_{22}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot U_2^{(1)} \\
 & + N_{33}Z_{31}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_2^{(1)} + N_{23}U_{i2} \cdot \exp(-\gamma_2 L) \cdot U_3^{(1)} \\
 & + N_{31}Z_{11}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_3^{(1)} + N_{31}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot U_1^{(1)} \\
 & + N_{32}Z_{21}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_3^{(1)} + N_{32}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot U_2^{(1)} \\
 & + N_{33}Z_{31}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot I_3^{(1)} + N_{33}U_{i3} \cdot \exp(-\gamma_3 L) \cdot U_3^{(1)}.
 \end{aligned} \tag{B.8}$$

### B.0.7 (2+1)-Mehrleitersystem

Symbol und Schaltbild des (2+1)-Mehrleitersystems sind in Abschnitt 6.2 in Bild 6.3 dargestellt. Die Impedanzmatrix wird dort mit Hilfe einer T-Schaltung realisiert. Es gelten sinngemäß die Gleichungen B.3 bis B.7. Aus B.9 erhält man durch Streichung aller den Index 3 enthaltenden Elemente

$$\begin{aligned}
 U_{\text{aus},i}^{(2)} = & \underline{N}_{11}\underline{Z}_{11}\underline{U}_{i1} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_1 L) \cdot \underline{I}_1^{(1)} \\
 & + \underline{N}_{12}\underline{Z}_{21}\underline{U}_{i1} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_1 L) \cdot \underline{I}_1^{(1)} \\
 & + \underline{N}_{11}\underline{Z}_{11}\underline{U}_{i1} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_1 L) \cdot \underline{I}_2^{(1)} \\
 & + \underline{N}_{12}\underline{Z}_{21}\underline{U}_{i1} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_1 L) \cdot \underline{I}_2^{(1)} \\
 & + \underline{N}_{21}\underline{Z}_{11}\underline{U}_{i2} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_2 L) \cdot \underline{I}_1^{(1)} \\
 & + \underline{N}_{22}\underline{Z}_{21}\underline{U}_{i2} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_2 L) \cdot \underline{I}_1^{(1)} \\
 & + \underline{N}_{21}\underline{Z}_{11}\underline{U}_{i2} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_2 L) \cdot \underline{I}_2^{(1)}
 \end{aligned} \tag{B.9}$$

$$\begin{aligned}
 &+ \underline{N}_{22} \underline{Z}_{21} \underline{U}_{i2} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_2 L) \cdot \underline{I}_2^{(1)} \\
 &+ \underline{N}_{11} \underline{U}_{i1} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_1 L) \cdot \underline{U}_1^{(1)} \\
 &+ \underline{N}_{12} \underline{U}_{i1} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_1 L) \cdot \underline{U}_2^{(1)} \\
 &+ \underline{N}_{21} \underline{U}_{i2} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_2 L) \cdot \underline{U}_1^{(1)} \\
 &+ \underline{N}_{22} \underline{U}_{i2} \cdot \exp(-\underline{\gamma}_2 L) \cdot \underline{U}_2^{(1)}
 \end{aligned}$$

### B.0.8 (1+1)-Mehrleitersystem (gewöhnliche Leitung)

Die Verwendung der Strom- und Spannungsvektoren der Moden macht bei der gewöhnlichen Leitung keinen Sinn, da es hier nur einen unabhängigen Leiter und nur einen zu betrachtenden Mode gibt. Es wird der skalare Wellenwiderstand  $Z_L$  der Leitung verwendet. Die Steuergleichungen für die Spannungsquellen sind im Schaltbild B.2 enthalten.

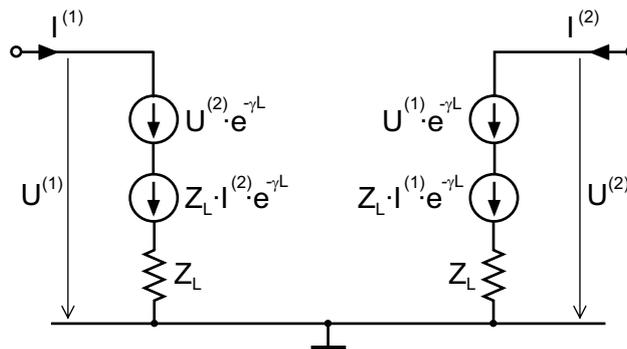


Abbildung B.2: Ersatzschaltung der gewöhnlichen Leitung.

Die Ersatzschaltung für die gewöhnliche Leitung kann dort eingesetzt werden, wo ein komplexer Wellenwiderstand und eine komplexe Ausbreitungskonstante angegeben werden sollen. In den vorgegebenen Leitungskomponenten des Schaltungssimulators in *ADS* ist dies nicht möglich.

# Anhang C

## TRL-Kalibrierset mit symmetrischen Messtoren

Mit Hilfe von Symmetrierern können aus den unsymmetrischen Messtoren eines Netzwerkanalysators symmetrische Messtore erzeugt werden. Besonders gut eignen sich gestreckte Leitungssymmetrierer in Streifenleitungstechnik, da sie gute elektrische Eigenschaften aufweisen und gleichzeitig einfach und mit hoher Genauigkeit realisierbar sind. (Ein solcher Leitungssymmetrierer wird in Abschnitt 7.3.3 beschrieben.) Verfügt man über einen 4-Kanal-Netzwerkanalysator, so kann man mit Hilfe einer TRL-Kalibrierung die Messtore *hinter* den Symmetrierer legen, wodurch ein späteres Deembedding entfällt.

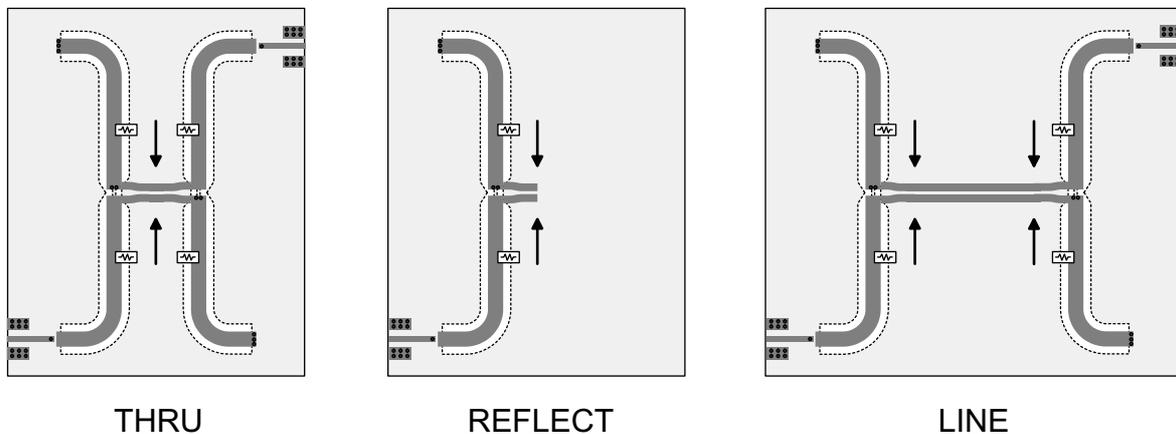


Abbildung C.1: TRL-Kalibrierset mit symmetrischen Messtoren.

In Bild C.1 ist ein Kalibrierset für symmetrische Messungen in einer Microstrip-Testfassung abgebildet. Die Position der Messebenen auf den Platinen ist jeweils durch Pfeile angedeutet. Beim THRU-Standard fallen die Messebenen zusammen. Der unsymmetrische Microstrip-Eingang führt jeweils zum Symmetrierer, an welchen sich beim LINE-Standard die symmetrische Referenzleitung anschließt. Der Wellenwiderstand dieser Re-

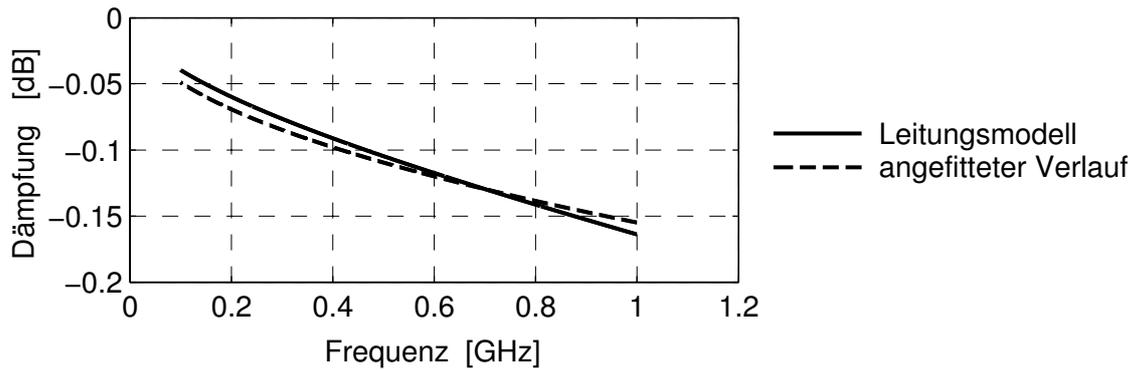


Abbildung C.2: Dämpfung des LINE-Standards; (a) nach dem *MCLIN*-Leitungsmodell, (b) nach Gleichung (C.1) mit  $a = 0,155$ .

ferenzleitung ist die Bezugsimpedanz der Kalibrierung. Zur Dimensionierung kann ein Leitungsberechnungsprogramm wie *ADS-LineCalc* verwendet werden, wobei der ungerade Mode einer gekoppelten Microstrip-Leitung zu betrachten ist. Der REFLECT-Standard ist näherungsweise ein Leerlauf. Ebenso gut kann ein Kurzschluss verwendet werden. (Der REFLECT-Standard braucht bei der TRL-Kalibrierung genau nicht bekannt zu sein.)

Die Frequenzgrenzen der Kalibrierung sind durch die Leitungslängen einerseits des LINE-Standards, und andererseits der parasitären Leitungen des gestreckten Symmetrierers gegeben. In beiden Fällen gilt, dass die elektrischen Längen von  $0^\circ$  und  $180^\circ$  verschieden sein müssen. Typischer Weise genügt ein Abstand von  $10^\circ$ , woraus sich eine Bandbreite der Kalibrierung von etwa  $170 : 10$  ( $\approx 1,2$  Dekaden) ergibt. Zur Erweiterung des Frequenzbereichs nach unten kann ein MATCH-Standard eingeführt werden (TRM Kalibrierung), welchen man mit Hilfe von SMD-Chipwiderständen realisiert. Für eine Erweiterung der Kalibrierung zu höheren Frequenzen benötigt man ein vollständiges weiteres Kalibrierset mit kürzeren Leitungslängen.

In Abschnitt 7.3.3 wird eine ungewünschte, unsymmetrische Resonanz beschrieben, welche bei einer Länge der parasitären Leitung von etwa  $90^\circ$  auftritt. Diese erweist sich bei der Messung stark reflektierender Messobjekte bzw. bei der TRL-Kalibrierung als sehr störend. Durch Anbringung von SMD-Chipwiderständen (z.B.  $2 \times 500 \Omega$ ) über den parasitären Leitungen wie in Bild C.1 dargestellt, kann die Resonanz gedämpft werden. (Bei einer TRL-Kalibrierung werden diese Widerstände herauskalibriert und ein späteres Deembedding entfällt.)

Bei der TRL Kalibrierung, wie sie im Netzwerkanalysator *ZVC* (Rhode & Schwarz) implementiert ist, muss die Dämpfung des LINE-Standards bekannt sein. Es wird ein Dämpfungskoeffizient  $a$  verwendet, welcher die Dämpfung gemäß der Gleichung

$$\text{dB} \left( \frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}} \right) = a \cdot \sqrt{\frac{f}{1 \text{ GHz}}} \quad (\text{C.1})$$

beschreibt. Dieser kann mit Hilfe der *MCLIN*-Leitungskomponente (*Microstrip Coupled Lines*) im *ADS*-Schaltungssimulator durch Anfitzen ermittelt werden. Dabei ist der unge-

rade Mode anzuregen, d.h. die Messtore müssen zwischen den beiden Leiterstreifen angeschlossen werden; die Schaltungsmasse bleibt unbeschaltet. Bild C.2 zeigt die berechnete und gefittete Dämpfung eines 60 mm langen LINE-Standards auf dem Substrat *RO4003*. Der Dämpfungskoeffizient beträgt hier  $a = 0,155$ .

# Literaturverzeichnis

- [1] ABRIE, P.L.D.: *The design of impedance matching networks for radio-frequency and microwave amplifiers*. Artech House, 1985.
- [2] ABRIE, P.L.D.: *RF and microwave amplifiers and oscillators*. Artech House, 1999.
- [3] ANG, K.S. und I.D. ROBERTSON: *Analysis and design of impedance-transforming planar Marchand baluns*. IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, Seiten 402–406, Februar 2001.
- [4] ARNOLD, R.G. und D. PEDDLER: *Private communication and measured data of MCM-D multilayer transmission line transformers*. GEC Marconi Materials Technology, Caswell, U.K., 1994.
- [5] BÖCK, G.: *Mikrowellentechnik I and II*. Skript zur Vorlesung, TU Berlin, 1990.
- [6] BODE, H.W.: *Network analysis and feedback amplifier design*. Van Nostrand, Princeton, New York, 1945.
- [7] CARLIN, H.J.: *A new approach to gain-bandwidth problems*. IEEE Transactions On Circuits And Systems, Seiten 170–175, Januar 1977.
- [8] CARLIN, J. und B. YARMAN: *On optimum broadband matching*. IEEE Transactions On Circuits And Systems, Seiten 401–405, Mai 1981.
- [9] CUTHBERT, T.: *Circuit design using personal computers*. John Wiley & Sons, 1983.
- [10] DYE, N. und H. GRANBERG: *Radio frequency transistors*. Newnes, Butterworth-Heinemann, Massachusetts, 2001.
- [11] FANO, R.M.: *Theoretical limitations on the broadband matching of arbitrary impedances*. J. Franklin Inst., Seiten 52–83 / 129–155, Januar/Februar 1950.
- [12] FERROXCUBE: *Soft ferrites and accessories — data handbook*. Ferroxcube International Holding B.V., Eindhoven, 2002.
- [13] G. D. VENDELIN, A. M. PAVIO und U. L. ROHDE: *Microwave circuit design using linear and nonlinear techniques*. John Wiley & Sons, 1990.
- [14] GERKIS, A.: *Braodband impedance matching using the real-frequency network synthesis technique*. Applied Microwave and Wireless, Seiten 26–36, August 1998.

- [15] GONZALEZ, G.: *Microwave transistor amplifiers — analysis and design*. Springer, 1999.
- [16] GUANELLA, G.: *Novel matching systems for high frequencies*. Brown-Boverie Review, Seiten 327–329, September 1944.
- [17] HANNAKAM, L.: *Einführung in die Feldtheorie*. Niederschrift der Vorlesung Theoretische Elektrotechnik, TU Berlin, Juni 1974.
- [18] HECHENLEITNER, E.: *Eine Erweiterung unserer Kenntnisse über die Frequenzabhängigkeit von Impedanzzweipolen*. NTZ, Seiten 131–136, 1963.
- [19] HORN, J. und G. BÖCK: *An ultra broadband ferriteless planar transmission line transformer*. 33rd European Microwave Conference, Seiten 551–553, Oktober 2003.
- [20] HORN, J. und G. BÖCK: *Design and modeling of transmission line transformers*. Proceedings of the 2003 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference IMOC, Seiten 421–424, September 2003.
- [21] HORN, J. und G. BÖCK: *Ultra broadband ferrite transmission line transformer*. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Seiten 433–436, Juni 2003.
- [22] HORN, J. und G. BÖCK: *Integrated transmission line transformer*. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Seiten 201–204, Juni 2004.
- [23] HORN, J. und G. BÖCK: *Ultra-broadband transmission line transformers — planar realization principles*. International Conference on Microwaves Radar and Wireless Communications MIKON, Seiten 225–228, Mai 2004.
- [24] HORN, J. und G. BÖCK: *Ultra wideband balun for power applications*. 34th European Microwave Conference, Seiten 369–371, Oktober 2004.
- [25] HORN, J., M. HUBER und G. BÖCK: *Wideband balun and impedance transformers integrated in a four-layer laminate PCB*. 35th European Microwave Conference, Oktober 2005.
- [26] ILFA: *Leiterplatten Handbuch*. ILFA GmbH, Hannover, 1999.
- [27] LALOV, I.: *Größenreduzierung eines Breitbandverstärkers*. Diplomarbeit an der TU Berlin, FG Mikrowellentechnik, Berlin, 2000.
- [28] LEE., J.W. und K.J. WEBB: *Analysis and design of low-loss planar microwave baluns having three symmetric coupled lines*. IEEE MTT-S Symposium Digest, Seiten 117–120, Juni 2002.
- [29] MARCHAND, N.: *Transmission line conversion transformers*. Electronics, Seite 142, Dezember 1944.
- [30] MARGRAF, M.: *Schutzschaltungen für MOSFET Leistungsverstärker*. Studienarbeit an der TU Berlin, FG Mikrowellentechnik, Mai 2000.

- [31] MARX, K. D.: *Propagation modes, equivalent circuits, and characteristic terminations for multiconductor transmission lines with inhomogeneous dielectrics*. IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, Seiten 450–457, Juli 1973.
- [32] M. ENGELS, R. JANSEN, W. DAUMANN R.M. BERTENBURG und F.J. TEGUDE: *Design methodology, measurement and application of MMIC transmission line transformers*. IEEE MTT-S International Symposium Digest, Seiten 1635–1638, 1995.
- [33] MÖNICH, G.: *Antennen and Wellenausbreitung*. Skript zur Vorlesung, TU Berlin, 1990.
- [34] O. ZINKE, H. BRUNSWIG: *Hochfrequenztechnik*. Springer, 1999.
- [35] PETERMANN, K.: *Hochfrequenztechnik I and II*. Arbeitsblätter zur Vorlesung, TU Berlin, 1995/96.
- [36] PHILIPS APPLICATION NOTE AN98021: *100-450 MHz 250 W power amplifier with the BLF548 MOSFET*. Philips Semiconductors, 1998.
- [37] PICOSECOND PULS LABS: *Produktkatalog*. Boulder, Colorado, 1999.
- [38] POLYFET: *F2001 Datasheet*. Polyfet RF Devices, Camarillo, CA, 1997.
- [39] POLYFET: *LP801 Datasheet*. Polyfet RF Devices, Camarillo, CA, 1999.
- [40] POLYFET APPLICATION NOTE: *RF topics — power RF MOSFET transistors*. Polyfet RF Devices, Camarillo, CA, 2000.
- [41] R. RIVAS, J.M. ZAMARRO, E. MARTIN UND C. PEREIRA: *Simple approximation for magnetization curves and hysteresis loops*. IEEE Transactions on Magnetics, (17):1498, 1981.
- [42] RUTHROFF, C.F.: *Some broad-band transformers*. Proc IRE, Seiten 1337–1342, August 1959.
- [43] SIEMENS APPLICATION NOTE: *Inductive components for RF applications — general information*. Siemens Matsushita Components, 2000.
- [44] S. KAYALI, G. PONCHAK und R. SHAW: *GaAs MMIC reliability assurance guideline for space applications*. NASA / Jet Propulsion Laboratory, JPL 96-25, Pasadena, CA, Dezember 1996.
- [45] SNELLING, E.C.: *Soft ferrites — properties and applications*. Butterworth & Co. Ltd., 1988.
- [46] SOBRANY, R. F. und I. D. ROBERTSON: *Ruthroff transmission line transformers using multilayer technology*. Proceedings of the European Microwave Conference, Seiten 559–562, Oktober 2003.
- [47] TRIQUINT SEMICONDUCTOR: *CLY5 Datasheet*. TriQuint Semiconductor, November 2003.

- [48] UNITED STATES PATENT 5.025.232: *Monolithic multilayer planar transmission line*. Juli 1991.
- [49] UNITED STATES PATENT 6.204.736 B1: *Microwave mixer with baluns having rectangular coaxial transmission lines*. März 2001.
- [50] Y.J. YOON, Y. LU, R.C. FRYE M.Y. LAU P.R. SMITH L. AHLQUIST und D.P. KOSSIVES: *Design and characterization of multilayer spiral transmission-line baluns*. IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, Seiten 1841–1846, September 1999.
- [51] YOULA, D.C.: *A new theory on broadband matching*. IEE Transactions On Circuit Theory, Seiten 30–50, März 1964.