

**Bestimmung des frequenzabhängigen  
Wellenwiderstandes von Mikrostreifenleitungen**

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur genehmigte

**Dissertation**

von Dipl.-Ing. Jens Passoke  
geboren am 20.4.1968 in Hoya

1998

1. Referent: **Prof. Dr.-Ing. J. Marquardt**  
2. Referent: **Prof. Dr.-Ing. H. Garbe**  
Tag der Promotion: 15.12.1998

# Abstract

Passoke, Jens:

## Bestimmung des frequenzabhängigen Wellenwiderstandes von Mikrostreifenleitungen

Nach einer Einführung in die Problematik der Wellenwiderstandsbestimmung der Mikrostreifenleitung werden die aus der Literatur bekannten Verfahren vorgestellt und diskutiert. Es wird gezeigt, daß die Definitionen des Wellenwiderstandes, die sich aus dem Strom, der Spannung und der transportierten Leistung ableiten, aufgrund des inhomogenen Dielektrikums in der transversalen Ebene mehrdeutig sind. Die hiermit berechneten Wellenwiderstände weichen deutlich von dem Verlauf über der Frequenz ab, der für ein Schaltungsdesign zu verwenden ist.

In der vorliegenden Arbeit wird ein neuer, allgemeingültiger Ansatz vorgestellt, der auf der Hintereinanderschaltung eines TEM-Wellenleiters mit einer Mikrostreifenleitung basiert. Dieser liefert ein eindeutiges Ergebnis zum Wellenwiderstand. Die Streuparameter des Überganges, die das elektromagnetische Verhalten vollständig beschreiben, werden zunächst mit Hilfe einer dreidimensionalen Feldberechnung ermittelt. Hierfür wird ein Finite-Elemente Programmpaket eingesetzt. Die erhaltenen Ergebnisse werden anschließend meßtechnisch verifiziert. Dabei werden verschiedene Verfahren vorgestellt und hinsichtlich der zu erwartenden Genauigkeit untersucht. Die Ergebnisse machen deutlich, daß unter Ausnutzung einer Transformation der Meßdaten in den Zeitbereich mit sich anschließender Meßdatenverarbeitung die größte Genauigkeit erreicht wird.

Aus den physikalischen Gegebenheiten der Übergänge werden Ersatzschaltbilder mit konzentrierten Elementen abgeleitet. Deren Werte und der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung werden durch eine Anpassung der Streuparameter an die der realen Anordnung bestimmt. Die sich aus der Annahme konzentrierter Ersatzschaltbildelemente ergebende Unsicherheit der Wellenwiderstandsbestimmung läßt sich durch die Untersuchung mehrerer Übergänge auf die gleiche Mikrostreifenleitung minimieren. Es zeigt sich, daß bei geeigneter Wahl der Übergangsgeometrie zwei Ersatzschaltbildelemente zur vollständigen Beschreibung des Streuverhaltens ausreichen und eine Genauigkeit der Wellenwiderstandsbestimmung von einem Prozent erreicht wird. Die Ergebnisse weichen von denen der traditionellen Definitionen ab.

Abschließend wird gezeigt, daß auf der Basis der ermittelten Wellenwiderstandsverläufe mit den vorgestellten Verfahren Einbettungsnetzwerke von Schaltungen in Mikrostreifenleitungstechnik mit koaxialen Anschlußleitungen bestimmt werden können.

Schlagwörter: Wellenwiderstand, Mikrostreifenleitung, Deembedding Algorithmus

# Abstract

Passoke, Jens:

## Determination of the Characteristic Impedance of Microstrip Lines

After an introduction to the problem of determining the characteristic impedance of the microstrip lines, some procedures well-known from literature are introduced and discussed. It is shown, that the definition of characteristic impedance based on currents, voltages and transmitted powers are ambiguous because of the inhomogeneous cross section. These results differ from the behaviour of the characteristic impedance over the frequency which is to be used for circuit design.

In this thesis an innovative procedure is presented using the daisy chaining of a TEM-line and a microstrip line. The scattering parameters describing the electromagnetic behaviour of the transition between the two lines are determined by a three-dimensional field calculation based on the finite elements. According to the verification of the results by measurements, different procedures are introduced and discussed with regard to the precision. It is shown that the measurement in the frequency domain, transformation into the time domain, analysis and transformation back gives the best results.

An equivalent circuit for the transition is being derived consisting of lumped inductivities and capacities. These elements correspond to the physics of the real transition. The next step is to adapt the scattering parameters of this equivalent circuit to those of the actual transition. This is handled by a variation of the values used for each element and a variation of the characteristic impedance of the microstrip line. The error in determination of the characteristic impedance is minimized by analysing several transitions and can be reduced to less than one percent. Results are presented which show that these values for the equivalent characteristic impedance differ considerably from the values reached via the traditional definitions.

Finally it is shown that basing on the results of the characteristic impedance of the microstrip line the introduced procedures can be used for the deembedding of circuits in microstrip technology with coaxial connectors.

Keywords: Characteristic impedance, Microstrip line, Deembedding algorithm

# Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	vi
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung . . . . .	2
<b>2 Charakteristische Eigenschaften der Mikrostreifenleitung</b>	<b>7</b>
2.1 Die Methode der Geraden . . . . .	8
2.2 Das Dispersionsdiagramm der offenen Mikrostreifenleitung . . . . .	9
2.3 Einfluß der Gehäusegeometrie . . . . .	13
2.4 Die Feldverteilung des Quasi-TEM-Modes . . . . .	16
<b>3 Übergänge von TEM- auf Mikrostreifenleitungen</b>	<b>18</b>
3.1 Mathematische Beschreibung der Übergänge . . . . .	20
3.2 Die Verfahren zur Berechnung der Ersatzschaltbildelemente . . . . .	22
3.3 Kriterien zur Auswahl der Leitungsübergänge . . . . .	25
3.4 Die Beschreibung der Übergänge . . . . .	28
<b>4 Numerische Berechnung der Streuparameter</b>	<b>32</b>
4.1 Die Methode der Finiten Elemente . . . . .	33
4.1.1 Ergebnisse der numerischen Streuparameterberechnung . . . . .	35
4.1.2 Berechnung der abgestrahlten Leistung . . . . .	41
4.2 Fehlerbetrachtung . . . . .	43

4.2.1	Untersuchungen zur Simulation einer Koaxialleitung . . . . .	43
4.2.2	Untersuchungen zur Simulation einer Mikrostreifenleitung . . . . .	45
4.2.3	Leistungsbilanz . . . . .	46
4.2.4	Vergleich mit Ergebnissen nach der Methode der Finiten Differenzen im Frequenzbereich . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Meßtechnische Verifikation der Streuparameterberechnung</b>	<b>50</b>
5.1	Bestimmung der Streuparameter aus drei Reflexionsfaktormessungen . . . . .	51
5.2	Bestimmung der Streuparameter mit verschiebbarem Absorber . . . . .	54
5.3	Bestimmung der Streuparameter mit Hilfe der Transformation in den Zeitbereich . . . . .	59
5.4	Vergleich der meßtechnisch und numerisch ermittelten Streuparameter . .	66
5.5	Verifikation der Phasenkonstante . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Verlauf des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung</b>	<b>71</b>
6.1	Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 1 . . . . .	72
6.1.1	Berücksichtigung der abgestrahlten Leistung . . . . .	82
6.1.2	Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur . . . . .	83
6.1.3	Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen . . . . .	84
6.2	Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 2 . . . . .	85
6.2.1	Berücksichtigung der abgestrahlten Leistung . . . . .	93
6.2.2	Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur . . . . .	94
6.2.3	Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen . . . . .	96
6.3	Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 3 . . . . .	96
6.3.1	Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur . . . . .	103
6.3.2	Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen . . . . .	105

6.4	Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 4 . . . . .	106
6.4.1	Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur . . . . .	114
6.4.2	Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen . . . . .	115
6.5	Folgerungen aus den Ergebnissen zum Wellenwiderstand der Leitungen 1 bis 4 . . . . .	115
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>118</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>129</b>
A.1	Umrechnung zwischen den Streu- und den Kettenparametern . . . . .	129
A.2	Näherungslösungen für die effektive Dielektrizitätskonstante und den Wel- lenwiderstand . . . . .	130
A.3	Bestimmung von Einbettungsnetzwerken . . . . .	132
	<b>Lebenslauf</b>	<b>135</b>

## Die wichtigsten Formelzeichen

$A$	Querschnittsfläche
$a$	Substratbreite
$\vec{B}$	komplexer Vektor der magnetischen Induktion
$C$	Kapazität
$C'_f$	Kapazitätsbelag
$c$	Gehäusehöhe
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$D$	Außendurchmesser einer Koaxialleitung
$d$	Innendurchmesser einer Koaxialleitung
$d\vec{a}$	Einheitsvektor normal zur Querschnittsfläche
$d\vec{s}$	Einheitsvektor in longitudinaler Richtung
$\vec{D}$	komplexer Vektor der elektrischen Verschiebungsdichte
$\vec{E}$	komplexer Vektor der elektrischen Feldstärke
$e$	Eulersche Zahl
$\mathbf{e}$	Transformationsmatrix der homogenen Leitung
$err$	Fehlerwert
$f$	Frequenz
$f_g$	Grenzfrequenz
$G$	Leitwert
$\vec{H}$	komplexer Vektor der magnetischen Feldstärke
$h$	Substrathöhe der Mikrostreifenleitung
$HE_m$	hybrider Mode des Wellenleiters mit der Ordnung $m$
$I$	elektrischer Strom
$\vec{i}$	komplexer Vektor der Stromdichte
$k_0$	Wellenzahl des freien Raumes
$L$	Induktivität
$l$	Länge
$\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$	Kettenparametermatrizen
$N$	Anzahl diskreter Werte
$P_{ein}$	ingespeiste Leistung
$P_{rad}$	abgestrahlte Leistung
$\pi$	Zahl Pi
$R$	Widerstand
$S$	Weg zwischen Hin- und Rückleiter
$\underline{S}_{ij}, i, j = 1, 2$	komplexer Streuparameter
$\mathbf{S}$	Streuparametermatrix
$T$	diskreter Zeitabstand
$TE_m, TM_m$	transversal elektrischer, magnetischer Mode der Ordnung $m$

$t$	Höhe des Streifenleiters der Mikrostreifenleitung
$U$	elektrische Spannung
$w$	Breite des Streifenleiters der Mikrostreifenleitung
$x_k$	diskretes Signal zum Zeitpunkt $kT$
$Z_L$	Wellenwiderstand einer Leitung
$Z_{MSL}, Z_{TEM}$	Wellenwiderstand einer Mikrostreifen-, TEM-Leitung
$Z_{UI}$	Wellenwiderstand nach der Spannungs-Strom-Definition
$Z_{PU}$	Wellenwiderstand nach der Spannungs-Leistungs-Definition
$Z_{PI}$	Wellenwiderstand nach der Leistungs-Strom-Definition
$Z_{SLi}$	Ergebnis dieser Arbeit zum Wellenwiderstand der Leitung $i$
$Z_{\varepsilon_r, eff}$	dynamischer Wellenwiderstand des Bandleitungsmodells
$\alpha$	Dämpfungskonstante
$\beta, \beta_0$	Phasenkonstante, Phasenkonstante des freien Raumes
$\underline{\Gamma}$	komplexer Reflexionsfaktor
$\underline{\gamma}$	komplexe Ausbreitungskonstante
$\delta_{real}$	Abweichung des Wellenwiderstandes
$\tan \delta$	dielektrischer Verlustfaktor
$\varepsilon$	Dielektrizitätskonstante
$\varepsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$\eta_0$	Freiraumwellenwiderstand
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	Permeabilität
$\mu_r$	relative Permeabilität
$\underline{\psi}_e, \underline{\psi}_h$	komplexe, skalare Potentiale
$\rho$	spezifischer Widerstand
$\omega$	Kreisfrequenz
$\zeta$	Fehlerfunktion der Streuparameter

## Abkürzungen

ANA	Automatischer Netzwerkanalysator
ESB	Ersatzschaltbild
FDFD	Finite Differenzen im Frequenzbereich
HFSS	High Frequency Structure Simulator
MSL	Mikrostreifenleitung
PTFE	Teflon
TEM	transversal elektromagnetisch
UiLj	Übergang $i$ auf Leitung $j$

## Indizes

$A$	des Absorbers
$a$	frequenzabhängig
$CL, LC$	zum Ersatzschaltbild CL, LC gehörend
$ESB$	des Ersatzschaltbildes
$eff$	Effektivwert
$Feld$	des Feldes
$HE$	des HE-Modes
$i$	bezogen auf das Tor $i$
$L$	der Last
$m$	Ordnungszahl der Oberwellen
$max$	Maximalwert
$min$	Minimalwert
$mitte$	räumlich in der Mitte
$u$	frequenzunabhängig
$\odot$	des runden Leiters
$[-]$	des eckigen Leiters

## Mathematische Zeichen

$cosh$	hyperbolischer Cosinus
$coth$	hyperbolischer Cotangens
$\frac{\delta}{\delta t}$	Differentiation nach der Zeit
$\frac{\delta}{\delta x}, \frac{\delta}{\delta y}$	Differentiation nach der Variablen $x$ bzw. $y$
$Re(\underline{v}), Im(\underline{v})$	Real- bzw. Imaginärteil der komplexen Zahl $\underline{v}$
$j$	imaginäre Einheit
$ln$	natürlicher Logarithmus
$rot$	Rotation
$tan$	Tangens-Funktion
$\underline{v}$	komplex
$\underline{v}^*$	konjugiert komplex
$\angle(\underline{v})$	Phase der komplexen Zahl $\underline{v}$

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit Anfang der sechziger Jahre werden in dem Bereich der Mikrowellentechnik in zunehmendem Maße planare Wellenleiter eingesetzt. Wesentliche Vorteile der planaren gegenüber konventionellen Wellenleitern wie den Koaxial- und Hohlleitern sind dabei die Möglichkeit der hohen Integration von Schaltungen und die kostengünstige Herstellung. Letztere wird insbesondere durch die Anwendung der Fotoätztechnik, aber auch durch die Dünn- sowie Dickschichttechnologie erreicht, die eine stark automatisierte Massenproduktion erlauben. Mit Hilfe dieser Herstellungsverfahren können sehr komplexe Leitungsstrukturen ohne Mehrkosten realisiert werden. Ein weiterer Vorteil ergibt sich aus der Eignung, Gleichstrom zu transportieren. Die planaren Wellenleiter haben sich in den letzten Jahrzehnten in einer Vielzahl von technischen Einsatzgebieten etabliert. Hierzu gehören u.a. die Richtfunk-, die Satellitenfunk- und die Funkortungstechnik. Weitere Anwendungen sind in der Konsumelektronik, der Mobilfunktechnik sowie in der Meß- und Prüftechnik zu finden.

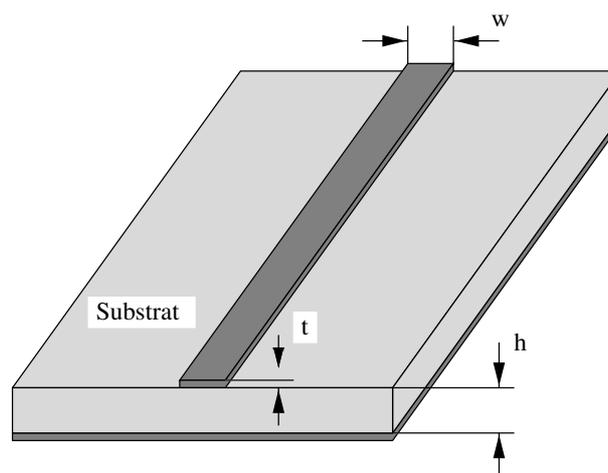


Abbildung 1.1: Homogene Mikrostreifenleitung

Zu den planaren Leitungen gehört die in Abbildung 1.1 dargestellte Mikrostreifenleitung. Sie besteht aus einem auf der Unterseite metallisierten Substrat, auf dessen Oberseite

sich der Streifenleiter befindet. Das Volumen über dem Streifenleiter bzw. dem Substrat ist mit Luft gefüllt, so daß sich im Querschnitt ein geschichtetes Dielektrikum ergibt. Aufgrund dieser Inhomogenität ist die Änderung der Leitungskenngrößen der Mikrostreifenleitung, zu denen die komplexe Ausbreitungskonstante und der Wellenwiderstand gehören, nicht linear von der Frequenz abhängig. Über die Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungskonstante, die auch als Dispersion bezeichnet wird, herrscht seit längerem in der Literatur theoretisch und meßtechnisch Einigkeit [1]-[11]. Für die Bestimmung des Wellenwiderstandes sind in der Literatur dagegen trotz der langen Zeit des Einsatzes unterschiedliche Ansätze zu finden, die auf deutlich differierende Verläufe über der Frequenz führen. Die Kenntnis des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung ist jedoch für ein Schaltungsdesign unerlässlich.

## 1.1 Der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung

Der Wellenwiderstand einer reinen TEM-Leitung ist eindeutig definiert und kann aus der transportierten Leistung  $P$ , der Spannung  $U$  zwischen den zwei Leitern und aus dem Strom  $I$  eines der Leiter nach den Gleichungen (1.1) bis (1.3) ermittelt werden. Dabei berechnet sich die Spannung aus dem Wegintegral zwischen dem Hin- und dem Rückleiter über die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  und der Strom aus dem Flächenintegral eines der Leiter über die Stromdichte  $\vec{j}$  und die Verschiebungsstromdichte  $\frac{\delta}{\delta t} \vec{D}$ :

$$Z_{UI} = \frac{U}{I} = \frac{\int_S \vec{E} d\vec{s}}{\int_A (\vec{j} + \frac{\delta}{\delta t} \vec{D}) d\vec{a}} \quad (1.1)$$

$$Z_{PI} = \frac{2P}{I^2} = \frac{\int_A (\vec{E} \times \vec{H}^*) d\vec{a}}{(\int_A (\vec{j} + \frac{\delta}{\delta t} \vec{D}) d\vec{a})^2} \quad (1.2)$$

$$Z_{PU} = \frac{U^2}{2P} = \frac{(\int_S \vec{E} d\vec{s})^2}{\int_A (\vec{E} \times \vec{H}^*) d\vec{a}} \quad (1.3)$$

Bei der Mikrostreifenleitung dagegen treten aufgrund des inhomogenen Dielektrikums in der transversalen Ebene für alle Frequenzen longitudinale Feldkomponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes auf, die allerdings bei niedrigen Frequenzen sehr klein sind und für den statischen Fall verschwinden. Damit ist das Wegintegral über das transversale elektrische Feld und die Spannung zwischen den zwei Leitern einerseits von der Frequenz und andererseits von dem gewählten Integrationspfad abhängig und somit unendlich vieldeutig. Aber auch der longitudinale Strom im Streifenleiter unterscheidet sich von dem in der Metallisierung auf der Substratunterseite. Aus diesem Grund ist

die eindeutige Bestimmung des dynamischen Wellenwiderstandes aus den sekundären Größen Strom und Spannung, wie es für die TEM-Wellenleiter üblich ist, nicht möglich. In der Literatur sind zu dieser Problematik mehrere Publikationen zu finden, wobei jedoch die Mehrdeutigkeit bei der Bestimmung des Wellenwiderstandes letztendlich nicht aufgelöst wird (u.a. [9]-[18]).

Die Berechnung der maximalen Differenz der Wegintegrale über das elektrische Feld folgt aus dem Durchflutungsgesetz [19]:

$$\oint_c \underline{\vec{E}} d\vec{s} = -j\omega\mu \int \int_A \underline{\vec{H}} d\vec{a}. \quad (1.4)$$

Hierfür ist der Weg  $c$  des Integrals über die elektrische Feldstärke so zu wählen, daß die longitudinale Feldkomponente des magnetischen Feldes nur in einer Richtung durch die eingeschlossene Fläche  $A$  tritt. Zur Veranschaulichung wird eine Mikrostreifenleitung mit einem statischen Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  auf einem Substrat mit der relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r=2,33$  und der Substrathöhe  $h=0,25\ \text{mm}$  betrachtet. Der statische Wellenwiderstand berechnet sich nach [6] mit einer Genauigkeit von  $0,2\%$  (vgl. [20], S. 157). Der minimale Wert des Wellenwiderstandes der Leistungs-Spannungs-Definition  $Z_{PU}$  ergibt sich für den Integrationsweg zur Berechnung der Spannung, der von der Mitte des Streifenleiters zum oberen metallischen Rand verläuft und beträgt für  $1\ \text{GHz}$   $49,85\ \Omega$ . Entsprechend berechnet sich der maximale Wert für die Integration in der Mitte unterhalb des Streifens zu  $49,93\ \Omega$ . Für höhere Frequenzen nimmt die Differenz der zwei Werte stark zu. Bei  $20\ \text{GHz}$  ergeben sich  $30,95\ \Omega$  bzw.  $51,69\ \Omega$ . Die Genauigkeit der numerischen Berechnung ist dabei auf etwa  $0,3\%$  abzuschätzen. Auch für die zwei möglichen Leistungs-Strom-Definitionen des Wellenwiderstandes  $Z_{PI}$  unterscheiden sich die Ergebnisse. Wird der longitudinale Strom im Streifenleiter berücksichtigt, ergibt sich für die oben genannte Leitung ein Wellenwiderstand von  $50,07\ \Omega$  bei  $20\ \text{GHz}$ . Mit dem longitudinalen Strom in der Metallisierung auf der Substratunterseite berechnet er sich dagegen zu  $48,94\ \Omega$ . Aufgrund der Mehrdeutigkeit und des großen Wertebereiches ist ein Schaltungsdesign auf der Basis der Ergebnisse zum Wellenwiderstand, die unter Verwendung der Definitionen nach den Gln. (1.1) bis (1.3) für höhere Frequenzen berechnet wurden, nicht sinnvoll.

In [21] wird die Mehrdeutigkeit bei der Bestimmung der Größen Strom, Spannung und Leistung aufgelöst. Es wird vorausgesetzt, daß die transportierten, komplexen Leistungen der Mikrostreifenleitung und des äquivalenten TEM-Leitungsmodells gleich sein müssen. Spannung und Strom sind dabei lediglich sekundäre Größen, die aus den Mittelwerten der transversalen Feldkomponenten abgeleitet werden können. Wird eine der drei Größen Spannung, Strom oder Leistung als unabhängige Variable gewählt, sind die anderen eindeutig. Damit wird der Wellenwiderstand als reine Rechengröße letztendlich durch die Wahl der Berechnungsmöglichkeit einer dieser drei Größen festgelegt. Ein Kri-

terium für die Wahl der Referenzgröße und ihre Definition kann aus dieser Betrachtung allerdings nicht abgeleitet werden. Damit wird die Mehrdeutigkeit, die sich aus den drei möglichen Wellenwiderstandsdefinitionen ergibt, letztendlich auf die Definition einer der Größen Spannung, Strom oder Leistung verlagert.

Eine weitere Möglichkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes geht von einem Leitungsmodell aus, das aus drei Bandleitungen zusammengesetzt ist und in der Literatur auch als LSE-Dispersionsmodell (*Longitudinal Section Electric Modes*) bezeichnet wird [1]. Die Abmessungen der Bandleitungen werden dabei so gewählt, daß sich die frequenzabhängige effektive relative Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_{r,eff}(f)$  des LSE-Dispersionsmodells der realen Mikrostreifenleitung annähert. Hierzu wird zunächst der statische Wert der relativen Dielektrizitätskonstanten und der des Wellenwiderstandes angepaßt. Der Verlauf über der Frequenz wird dann aus Funktionen bestimmt, die an numerische Ergebnisse approximiert wurden. Hammerstad und Jensen geben in [6] eine Erweiterung der von Getsinger [1] vorgestellten Funktionen an, die insbesondere für Substrate bessere Ergebnisse liefert, deren relative Dielektrizitätskonstante deutlich von dem Wert zehn abweicht. Aus der effektiven relativen Dielektrizitätskonstanten berechnet sich der dynamische Wellenwiderstand des Leitungsmodells zu:

$$Z_{\varepsilon_{r,eff}}(f) = Z_L(0) \sqrt{\frac{\varepsilon_{r,eff}(0)}{\varepsilon_{r,eff}(f)} \frac{\varepsilon_{r,eff}(f) - 1}{\varepsilon_{r,eff}(0) - 1}}, \quad (1.5)$$

mit dem statischen Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung  $Z_L(0)$  (vgl. Anhang A.2).

Auf der Basis der bisher vorgestellten Definitionen kann der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung, der für ein Schaltungsdesign zu verwenden ist, nicht eindeutig festgelegt werden. Er läßt sich aber mit Hilfe einer sehr einfachen Anordnung bestimmen, die aus der Hintereinanderschaltung eines TEM-Wellenleiters und der zu untersuchenden Mikrostreifenleitung besteht. Aus diesem Ansatz leitet sich die in der Literatur häufig verwendete Bezeichnung *TEM äquivalenter Wellenwiderstand* ab. Die sich am Ende des TEM-Leiters ergebende Eingangsimpedanz  $\underline{Z}_{TEM,ein}$  entspricht der Hintereinanderschaltung des Überganges und des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung. Es gilt folgender Zusammenhang mit dem komplexen Eingangsreflexionsfaktor  $\underline{S}_{11}$ :

$$\underline{Z}_{TEM,ein} = Z_{TEM} \frac{1 + \underline{S}_{11}}{1 - \underline{S}_{11}}. \quad (1.6)$$

Unter der Voraussetzung, daß der Übergang zwischen den Wellenleitern idealerweise ohne Feldverzerrungen und Leistungsverluste erfolgt, könnte der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung exakt berechnet werden. In [22] und [23] sind Ergebnisse, die aus dieser vereinfachenden Annahme resultieren, vorgestellt. Der Übergang von einem TEM-

Wellenleiter beliebiger Geometrie auf die Mikrostreifenleitung ist aber stets mit Feldverzerrungen behaftet, so daß dieser Ansatz prinzipiell kein exaktes Ergebnis liefern kann. In [24] wurde ein Verfahren vorgestellt, das die elektromagnetischen Eigenschaften des Überganges durch konzentrierte Ersatzschaltbildelemente beschreibt. Auf der Basis des meßtechnisch erfaßten Eingangsreflexionsfaktors des Überganges wurden die Ersatzschaltbildelemente und der Wellenwiderstand bestimmt. Da aber die elektromagnetischen Eigenschaften des Leitungsüberganges nicht vollständig durch den Eingangsreflexionsfaktor beschrieben werden, liefert dieser Ansatz ebenfalls kein exaktes Ergebnis.

Rautio stellt in [25] und [26] ein Verfahren vor, daß ebenfalls auf der TEM äquivalenten Definition des Wellenwiderstandes basiert. Hier wird die dreidimensionale Feldverteilung einer Mikrostreifenleitung berechnet, die an ihren Enden durch ideal leitende und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientierte Wände begrenzt ist. Zwischen diesen Wänden und dem Streifenleiter befindet sich ein kleiner Spalt, über dem eine Spannung eingepreßt wird. Aufgrund der sehr kleinen räumlichen Ausdehnung des Spaltes wird in erster Näherung davon ausgegangen, daß er eine TEM äquivalente Anregung darstellt. Aus den Kettenparametermatrizen zweier Leitungen unterschiedlicher Länge kann schließlich der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung bestimmt werden. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Feldverzerrungen um die anregenden Spalte herum in den Kettenparametermatrizen durch konzentrierte Kapazitäten beschreibbar sind. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen dagegen, daß für die näherungsweise Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens realer Übergänge im allgemeinen mindestens zwei konzentrierte Ersatzschaltbildelemente erforderlich sind: eine Induktivität und eine Kapazität. Damit ist die oben beschriebene Vorgehensweise nicht allgemein auf reale Übergänge anwendbar, so daß keine meßtechnische Verifizierung der Ergebnisse möglich ist.

In [27] schlagen Zhu und Wu eine Erweiterung des von Rautio vorgestellten Verfahrens vor, die die Beschreibung der Feldverzerrungen durch mehr als ein konzentriertes Ersatzschaltbildelement ermöglicht. Dabei werden zunächst die Kettenparametermatrizen der Anregungen auf der Basis der Streifenleiterströme berechnet. Hierdurch wird vorausgesetzt, daß der Strom der äquivalenten TEM-Leitung dem Strom im Streifenleiter und nicht dem in der Metallisierung des Substrates entspricht. Darüber hinaus liefert diese Vorgehensweise keine Information über den Fehler der Wellenwiderstandsbestimmung, der durch die Annahme konzentrierter Ersatzschaltbildelemente entsteht.

In der vorliegenden Arbeit wird ein neuer, allgemeingültiger Ansatz zur Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung vorgestellt, der meßtechnisch verifizierbar ist. Dieser geht ebenfalls von der TEM äquivalenten Definition des Wellenwiderstandes aus. Im Gegensatz zu den in [25], [26] und [27] vorgeschlagenen Verfahren wird

ein Übergang von einer TEM- auf eine Mikrostreifenleitung betrachtet. Damit steht ein eindeutig definierter Referenzwert für die Bestimmung des Wellenwiderstandes zur Verfügung. Die Streuparametermatrizen des Überganges, die das elektromagnetische Verhalten vollständig beschreiben, werden auf der Basis einer dreidimensionalen, numerischen Feldberechnung ermittelt und meßtechnisch verifiziert. Anschließend erfolgt die Modellierung von Ersatzschaltbildern auf der Basis physikalischer Gegebenheiten. Die Werte der einzelnen Elemente und der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung bestimmen sich aus der Adaption der Streuparameter an die des realen Überganges. Die Unsicherheit in der Bestimmung des Wellenwiderstandes, die aus der Annahme der konzentrierten Ersatzschaltbildelemente resultiert, wird durch die Betrachtung verschiedener Übergänge auf dieselbe Mikrostreifenleitung minimiert.

## Kapitel 2

# Charakteristische Eigenschaften der Mikrostreifenleitung

Die Berechnung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung soll aus den Streuparametern eines Überganges von einer TEM-Leitung erfolgen und meßtechnisch verifizierbar sein. Dies setzt voraus, daß am Leistungstransport auf den beiden Leitungen lediglich der jeweilige Grundmode beteiligt ist. Der Frequenzbereich, in dem diese Bedingung erfüllt ist, kann aus den zu den Leitungen gehörenden Dispersiondiagrammen abgeleitet werden. Darüber hinaus ist für die Mikrostreifenleitung zu untersuchen, in welchem Abstand seitlich und oberhalb des Streifenleiters der Einfluß elektrisch leitender Wände auf die Berechnung des Wellenwiderstandes vernachlässigbar wird.

Für diese Betrachtungen ist die Bestimmung der Ausbreitungskonstanten der einzelnen Moden sowie deren Feldverteilungen notwendig. Eine geschlossene analytische Lösung zur Berechnung der charakteristischen Eigenschaften der Mikrostreifenleitung ist nicht bekannt. Dagegen ist in der Literatur eine Vielzahl von numerischen Verfahren zu finden, die eine Berechnung der Feldverteilung und der komplexen Ausbreitungskonstanten der Eigenmoden ermöglichen. In [28], [29] und [30] z.B. wird ein Überblick über verschiedene Berechnungsmöglichkeiten gegeben. Eines dieser Verfahren ist die *Methode der Geraden*, deren Anwendung auf geschirmte, planare und unendlich dünne Wellenleiter 1980 von Schulz vorgestellt wurde [31]. Besondere Vorteile der Methode der Geraden gegenüber anderen numerischen Verfahren sind der geringe Rechenzeit- und Arbeitsspeicherbedarf, so daß eine hohe Diskretisierung und damit eine hohe Genauigkeit erreicht werden können. Daher werden die charakteristischen Eigenschaften der Mikrostreifenleitung mit diesem Verfahren berechnet.

## 2.1 Die Methode der Geraden

Das elektromagnetische Feld der Mikrostreifenleitung läßt sich aus zwei skalaren Potentialen  $\underline{\psi}_e$  bzw.  $\underline{\psi}_h$  ableiten, die proportional zu den komplexen, longitudinalen Feldkomponenten des elektrischen bzw. des magnetischen Feldes sind [29]. Beide Potentiale müssen die Helmholtz-Gleichung erfüllen, die sich für eine Wellenausbreitung bei der Kreisfrequenz  $\omega$  entlang der Leitung mit der komplexen Ausbreitungskonstante  $\underline{\gamma}$  vereinfacht zu:

$$\frac{\delta^2 \underline{\psi}_{e,h}}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \underline{\psi}_{e,h}}{\delta y^2} + (\omega^2 \mu \underline{\varepsilon} + \underline{\gamma}^2) \underline{\psi}_{e,h} = 0, \quad (2.1)$$

mit den transversalen Koordinaten  $x$  und  $y$  sowie der Permeabilität  $\mu$ . Die Permittivität  $\underline{\varepsilon}$  wird dabei in Anlehnung an [32] als komplexe Größe eingeführt, um dielektrische Verluste berücksichtigen zu können. Zwischen den Feldgrößen und den zwei Potentialen gilt dann mit dem Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung  $\vec{e}_z$  der folgende Zusammenhang:

$$\vec{E} = -\text{rot}(\underline{\psi}_h \vec{e}_z) + \frac{1}{j\omega \underline{\varepsilon}} \text{rot rot}(\underline{\psi}_e \vec{e}_z) \quad (2.2)$$

$$\vec{H} = \text{rot}(\underline{\psi}_e \vec{e}_z) + \frac{1}{j\omega \mu} \text{rot rot}(\underline{\psi}_h \vec{e}_z) \quad (2.3)$$

Zur Lösung der Gl. (2.1) wird die Differentiation in Richtung der transversalen Koordinate, die parallel zu der Grenzschicht Dielektrikum Luft verläuft, durch einen Differenzenquotienten ersetzt. Die Geradensysteme für das elektrische und das magnetische Potential werden gegeneinander versetzt angenommen, wodurch sich der Diskretisierungsfehler verringert. Darüber hinaus werden nichtäquidistante diskrete Abstände der Geraden gewählt, so daß sich im Vergleich zu der äquidistanten Diskretisierung im Bereich großer Feldstärke deutlich kleinere diskrete Abstände bei gleichem numerischen Aufwand realisieren lassen. Die für die einzelnen Schichten Luft und Substrat entstehenden Gleichungssysteme lassen sich durch das Anpassen der Potentiale an der Grenzschicht zusammenführen. Die Herleitung des hieraus resultierenden linearen Gleichungssystems wird in [31] vorgestellt. Im Bereich des Streifenleiters müssen metallische Randbedingungen in das Gleichungssystem implementiert werden. Sollen darüber hinaus dielektrische und metallische Verluste angenommen werden, erfolgt dies durch die komplexe relative Dielektrizitätskonstante  $\underline{\varepsilon}_r$  [32]. Der Einfluß einer endlichen Streifenleiterdicke kann mit der Methode der Geraden ebenfalls berücksichtigt werden. Hierfür wird in [33] das Verfahren um eine zusätzliche Schicht erweitert, deren Höhe der endlichen Streifenleiterdicke entspricht. Seitlich der Metallisierung besteht diese Schicht aus Luft. Die Begrenzung des Streifenleiters liegt zwischen zwei Diskretisierungsgeraden, wobei die optimale Position mit Hilfe des in [34] angegebenen Kantenparameters bestimmt wird.

Auf der Basis des vorgestellten Verfahrens wurde in [35] ein Programm zur Berechnung der Ausbreitungskonstanten und der Feldverteilung der Mikrostreifenleitung entwickelt, mit dem sich die in den folgenden Abschnitten dargestellten Ergebnisse berechnen.

## 2.2 Das Dispersionsdiagramm der offenen Mikrostreifenleitung

Zunächst werden vier verschiedene Mikrostreifenleitungen untersucht. Zwei Leitungen mit dem statischen Wellenwiderstand  $Z_{stat}$  von  $50\ \Omega$  sind auf den Substratmaterialien RT Duroid<sup>®</sup> 5870 (Leitung 1) und RT Duroid<sup>®</sup> 6010 (Leitung 2) hergestellt. Die Verläufe des Wellenwiderstandes über der Frequenz nach dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren sollen u.a. mit den Ergebnissen von Rautio [25] und [26] sowie Zhu und Wu [27] verglichen werden. Daher werden für die Leitung 3 die gleichen Daten wie in den oben genannten Veröffentlichungen gewählt. Für die Leitung 4 wird im Vergleich zu den bisher vorgestellten Leitungen eine größere Substratdicke und Streifenleiterbreite gewählt. Durch die größeren geometrischen Abmessungen und des damit verbundenen tieferen Frequenzbereiches ergibt sich ein geringeres Verhältnis von mechanischen Toleranzen zur kleinsten Wellenlänge. Damit werden die Fehler der meßtechnischen Streuparameterbestimmung minimiert, welche auf mechanische Ungenauigkeiten zurückzuführen sind. Hierzu gehören u.a. die Fertigungstoleranzen, die nicht exakt reproduzierbare Kontaktierung z.B. eines koaxialen Innenleiters auf den Streifenleiter sowie die Verformung des Innen- und des Streifenleiters bei mehrfachem Kontaktieren. Die wesentlichen Daten der Substratmaterialien und der Leitungen sind der Tabelle 2.1 zu entnehmen.

	Leitung 1	Leitung 2	Leitung 3	Leitung 4
Substratmaterial	RT/Duroid <sup>®</sup> 5870	RT/Duroid <sup>®</sup> 6010	Keramik $\text{Al}_2\text{O}_3$	Plexiglas
Substrathöhe h	0,25 mm	1,27 mm	0,635 mm	2,05 mm
Streifenbreite w	0,7216 mm	1,102 mm	0,635 mm	3,0 mm
Streifenhöhe t	17,5 $\mu\text{m}$	17,5 $\mu\text{m}$	10,0 $\mu\text{m}$	30,0 $\mu\text{m}$
Rel. Permittivität $\epsilon_r$	2,33	10,8	9,7	2,58
Verlustwinkel $\tan \delta$	0,0012	0,0024	0,0005	0,08
Stat. Wellenwiderstand	50,0 $\Omega$	50,0 $\Omega$	48,64 $\Omega$	72,8 $\Omega$

Tabelle 2.1: Daten der Mikrostreifenleitungen

Die Dispersionsdiagramme der Leitungen 1 bis 4 sind in den Abbildungen 2.1 bis 2.4 dargestellt. Der Grundmode der Mikrostreifenleitung ist für alle Frequenzen ausbreitungsfähig. Er hat nur einen schwach ausgeprägten hybriden Charakter und wird daher auch als Quasi-TEM-Mode bezeichnet.

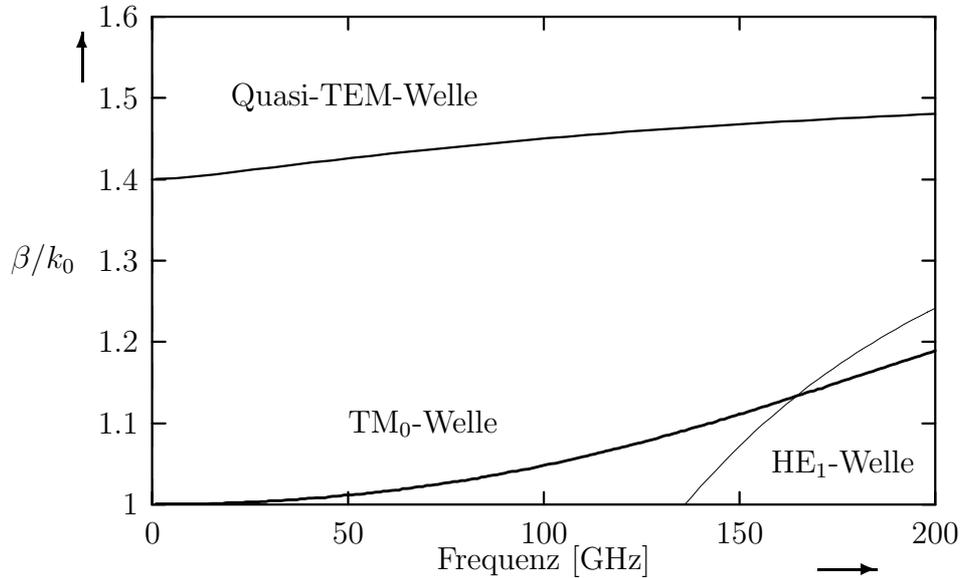


Abbildung 2.1: Dispersionsdiagramm der Leitung 1

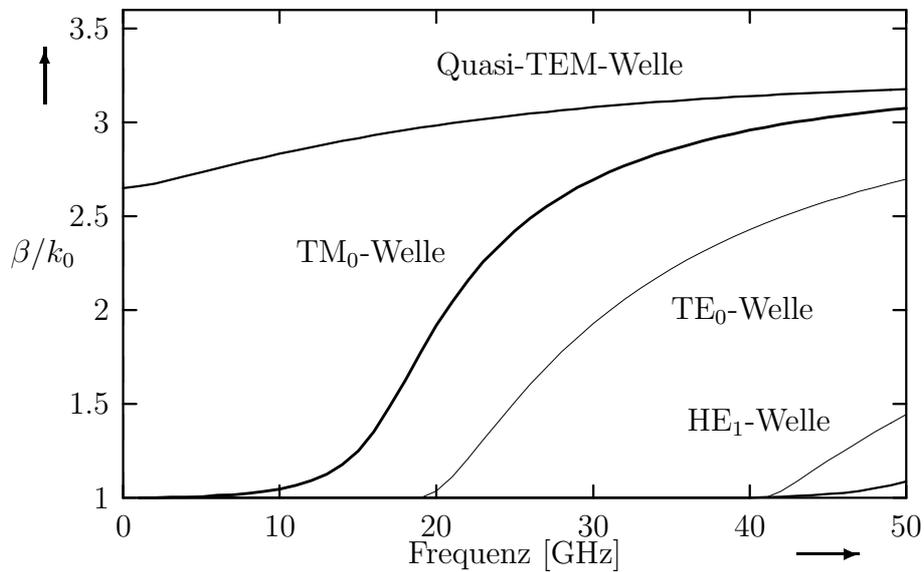


Abbildung 2.2: Dispersionsdiagramm der Leitung 2

Die höheren ausbreitungsfähigen Moden zeigen einen stärker ausgeprägten hybriden Charakter und werden HE<sub>m</sub>-Moden genannt, wobei der Mode mit der niedrigsten Grenzfrequenz den kleinsten Index m erhält. Die Berechnung der Phasenkonstanten erfolgt

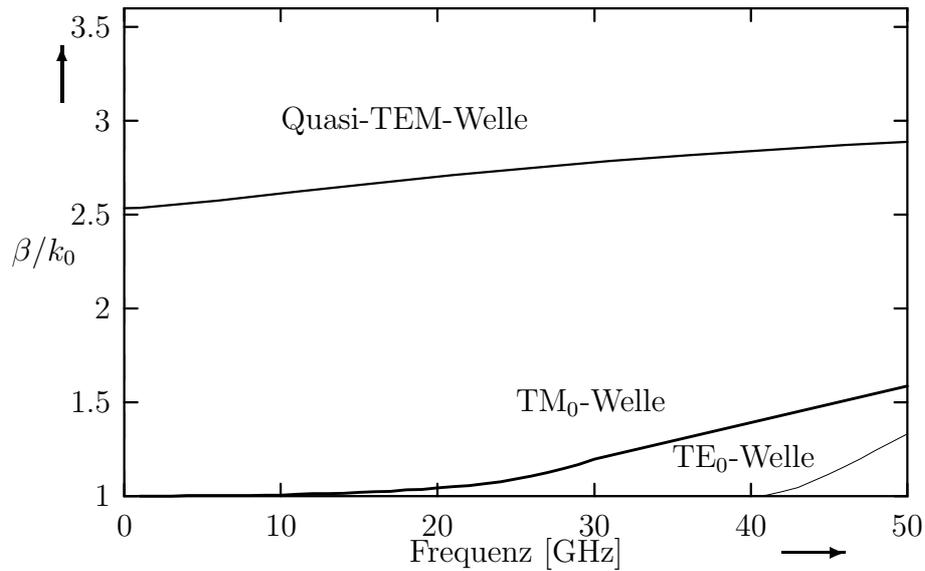


Abbildung 2.3: Dispersionsdiagramm der Leitung 3

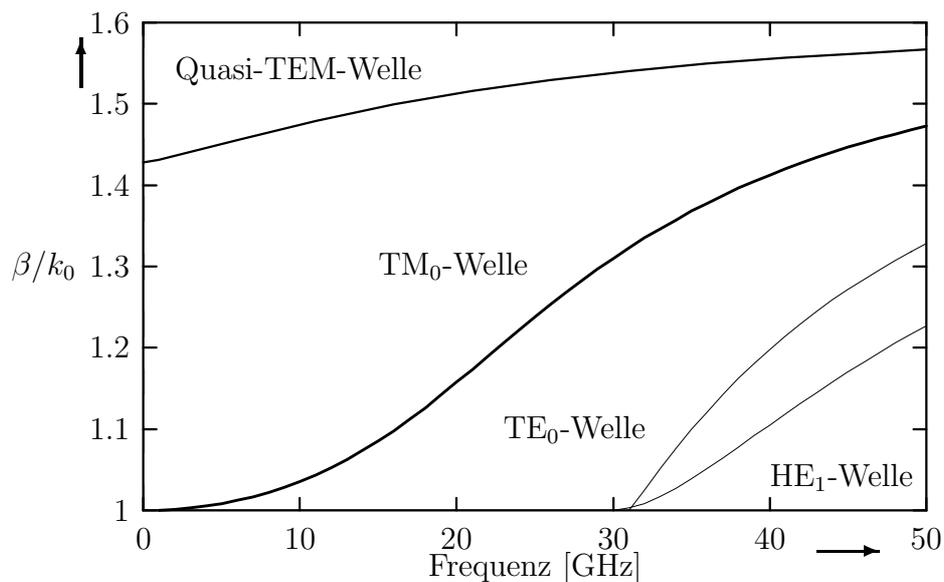


Abbildung 2.4: Dispersionsdiagramm der Leitung 4

mit Hilfe des Bandleitungsmodells und wird in [20], S. 190 ff. ausführlich beschrieben. Der Bandleitung wird eine frequenzabhängige effektive relative Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_{r,eff}(f)$  zugeordnet. Diese wird so dimensioniert, daß der Grundmode der Bandleitung die gleiche Ausbreitungskonstante wie der der Mikrostreifenleitung besitzt. Die Berechnung der effektiven relativen Dielektrizitätskonstante ist ebenfalls in [20], S. 168 ff. zu finden. Die frequenzabhängige, effektive Streifenleiterbreite  $w_{eff}(f)$  des Bandleitungsmodells wird so angenommen, daß die Grenzfrequenzen der ersten zwei Oberwellen des Bandleitungsmodells und der Mikrostreifenleitung möglichst exakt übereinstimmen [36].

Damit berechnet sich die Grenzfrequenz der  $m$ -ten Oberwelle zu:

$$f_{g,HEm} = \frac{c_0 m}{2 w_{eff}(f) \sqrt{\varepsilon_{r,eff}(f)}}. \quad (2.4)$$

$c_0$  steht für die Lichtgeschwindigkeit im freien Raum. Die Dispersion der höheren Moden wurde ebenfalls aus dem Bandleitungsmodell abgeleitet und ergibt sich zu:

$$\beta_{HEm}(f) = \beta_0 \sqrt{\varepsilon_{r,eff}(f) \left( 1 - \left( \frac{f_{g,HEm}}{f} \right)^2 \right)}, \quad (2.5)$$

mit der Phasenkonstante im freien Raum  $\beta_0$ .

In den Dispersionsdiagrammen der Abbildungen 2.1 bis 2.4 ist die Grenzfrequenz des ersten höheren Modes von besonderem Interesse, weil oberhalb dieser Frequenz eine Bestimmung des Wellenwiderstandes, wie sie im Abschnitt 1.1 vorgestellt wurde, nicht möglich ist. Aus den Diagrammen ist zu entnehmen, daß für die Leitungen 1 bis 4 unterhalb 30 GHz keine höheren hybriden  $HE_m$ -Moden ausbreitungsfähig sind. Damit ist eine Bestimmung des Wellenwiderstandes bis zu einer Frequenz von 30 GHz möglich, ohne besondere Maßnahmen zu ergreifen, die eine Anregung höherer Moden der Mikrostreifenleitungen vermeiden. Bei den Wellen mit der Bezeichnung  $TE_m$  bzw.  $TM_m$ , auf die im folgenden eingegangen wird, handelt es sich nicht um Eigenmoden der Mikrostreifenleitung.

Neben den von den Streifenleitern geführten Grund- und Oberwellen der offenen Mikrostreifenleitung sind auf dem Substrat Oberflächenwellen, die als  $TE_m$ - und  $TM_m$ -Wellen bezeichnet werden, ausbreitungsfähig ([20], S. 385 ff sowie [37]). Auch hier wird der niedrigste Index  $m$  für den Mode mit der geringsten Grenzfrequenz verwendet. Die Feldkomponenten der Oberflächenwellen klingen oberhalb des Substrates exponentiell ab, so daß sich ein wesentlicher Anteil der transportierten Energie im Substrat konzentriert. Der  $TM_0$ -Mode ist ebenfalls für alle Frequenzen ausbreitungsfähig. Eine Verkopplung mit dem Quasi-TEM-Mode der Mikrostreifenleitung kann daher an Unstetigkeitsstellen der homogenen Leitung und damit auch an dem Übergang zwischen dem TEM-Wellenleiter und der Mikrostreifenleitung stattfinden. Die hier angeregten Oberflächenwellen können sich nicht entlang des Streifenleiters ausbreiten, so daß die Ausbreitungsrichtung eine Komponente in transversaler Richtung besitzt. Ist das Substrat kreisförmig um den Übergang durch eine metallische Kante begrenzt, können deutliche Resonanzen der Oberflächenwellen auftreten, was bei der Berechnung des Wellenwiderstandes zu berücksichtigen ist.

Die Phasenkonstante der  $TM_m$ - und der  $TE_m$ -Welle berechnet sich durch die transzendenten Gleichungen [37]:

$$\beta_0 h \sqrt{\varepsilon_r - \left(\frac{\beta_{TMm}}{k_0}\right)^2} = \arctan \left( \varepsilon_r \sqrt{\frac{\left(\left(\frac{\beta_{TMm}}{k_0}\right)^2 - 1\right)}{\left(\varepsilon_r - \left(\frac{\beta_{TMm}}{k_0}\right)^2\right)}} \right) + m\pi \quad (2.6)$$

$$\beta_0 h \sqrt{\varepsilon_r - \left(\frac{\beta_{TE m}}{k_0}\right)^2} = \operatorname{arccot} \left( - \sqrt{\frac{\left(\left(\frac{\beta_{TE m}}{k_0}\right)^2 - 1\right)}{\left(\varepsilon_r - \left(\frac{\beta_{TE m}}{k_0}\right)^2\right)}} \right) + m\pi \quad (2.7)$$

### 2.3 Einfluß der Gehäusegeometrie

Die Feldkomponenten des Grundmodes der offenen Mikrostreifenleitung nehmen mit wachsendem Abstand oberhalb und seitlich des Streifenleiters stark ab [35]. Wird die offene Mikrostreifenleitung in dem Bereich, in dem die Feldkomponenten fast auf Null abgeklungen sind, durch ideal elektrisch leitende Wände begrenzt, hat dies nur einen unwesentlichen Einfluß auf die Feldverteilung des Grundmodes. Mit genügend großen Wandabständen sind damit auch die charakteristischen Eigenschaften, zu denen u. a. die Ausbreitungskonstante und der dem Grundmode zuzuordnende Wellenwiderstand gehören, für die offene und die geschlossene Mikrostreifenleitung gleich. Darüber hinaus können aufgrund der seitlichen, elektrisch leitenden Wände im Bereich des Überganges auf eine geschlossene Mikrostreifenleitung keine Oberflächenwellen angeregt werden, deren Wirkleistungstransport eine transversale Komponente besitzt. Auch eine Abstrahlung von Energie wird aufgrund der metallischen Wände verhindert. Dies ist insbesondere für die Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens des Leitungsüberganges durch ein Ersatzschaltbild aus konzentrierten Elementen von großer Bedeutung, welche eine Voraussetzung für die Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung ist.

Die Streuparameter, die mit Hilfe einer dreidimensionalen, numerischen Feldberechnung ermittelt werden, sollen eine hohe Genauigkeit aufweisen. Dies ist durch eine feine Diskretisierung des Raumgebietes, in dem die Feldberechnung durchgeführt wird, zu erreichen. Hiermit ist ein sehr hoher Rechenaufwand und großer Arbeitsspeicherbedarf verbunden. Das geschlossene Modell ermöglicht die feine Diskretisierung bei einem im Vergleich zum offenen Modell stark reduzierten Bedarf an Rechenzeit und Arbeitsspeicher.

Die maximalen Wandabstände des Gehäuses folgen aus der Forderung, daß keine höheren Moden der geschlossenen Mikrostreifenleitung ausbreitungsfähig sein sollen. Für die im folgenden betrachtete Größenordnung der Wandabstände ist der nächsthöhere Mode der

geschlossenen Mikrostreifenleitung eine Eigenwelle, deren Feldverteilung große Ähnlichkeit mit der des Grundmodes eines entsprechenden Rechteckhohlleiters hat. Sie existiert nicht in der offenen Anordnung und muß daher zusätzlich berücksichtigt werden. Mit zunehmendem Abstand der seitlichen Wände sinkt die Grenzfrequenz dieses Modes, der im folgenden als  $HE_1$ -Mode der geschlossenen Mikrostreifenleitung bezeichnet wird.

Zur Untersuchung des Einflusses der Gehäusegeometrie wird die normierte Phasenkonstante  $\beta/k_0$  des Quasi-TEM-Modes in Abhängigkeit von der Substratbreite  $a$  [mm] und der Gehäusehöhe  $c$  [mm] für Frequenzen zwischen 1 und 20 GHz mit der Methode der Geraden berechnet. Dabei werden 20 diskrete Schritte auf dem Streifenleiter verwendet. Die Abstände der Geraden neben dem Streifenleiter vergrößern sich nach außen je Schritt um den Faktor 1,05. Es hat sich dabei ergeben, daß der Abstand zwischen Streifenleiter und Gehäusewand für die niedrigste Frequenz am größten zu wählen ist. Dieses Ergebnis kann auch aus der Tatsache abgeleitet werden, daß sich die Feldenergie mit zunehmender Frequenz in dem Substrat unter dem Streifenleiter konzentriert.

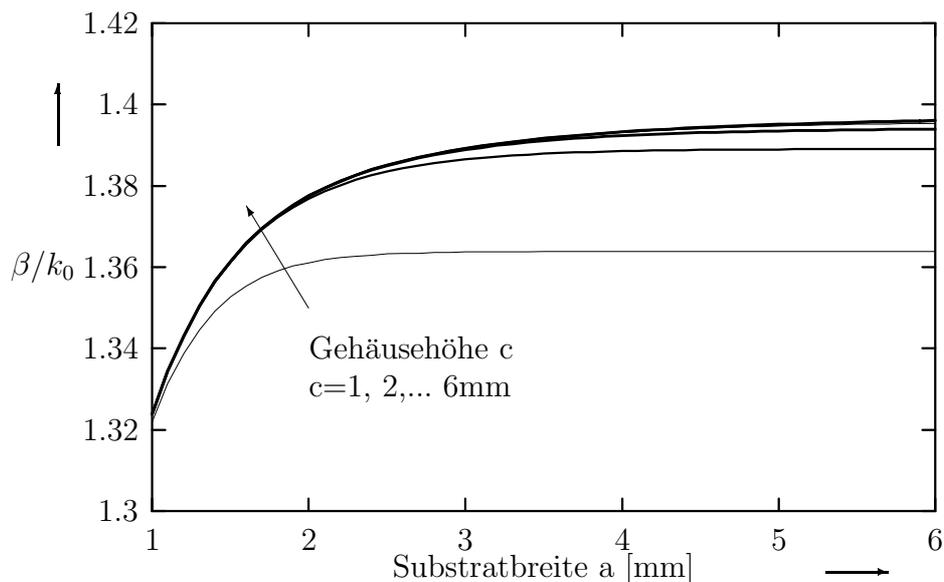


Abbildung 2.5: Geometrieabhängigkeit der normierten Phasenkonstante der Leitung 1

In den Abbildungen 2.5, 2.6 und 2.7 sind die Verläufe der normierten Ausbreitungskonstante der Leitungen 1, 2 und 4 über der Substratbreite  $a$  für 1 GHz dargestellt. Die Kurven sind mit der Gehäusehöhe  $c$  parametrisiert. Die Gehäusedaten der Leitung 3 wurden aus [25] übernommen, um einen direkten Vergleich zwischen den Wellenwiderstandsverläufen dieser Arbeit und denen in [25] bis [27] zu ermöglichen. Für die Leitung 1 ändert sich die normierte Phasenkonstante  $\beta/k_0$  bei einer Zunahme der Gehäusehöhe  $c$  von 3,75 mm auf 4,75 mm um 0,05%. Die Vergrößerung der Substratbreite  $a$  von 6 mm auf 7 mm bewirkt einen Anstieg von  $\beta/k_0$  um 0,02%. Die jeweils kleineren Werte der geome-

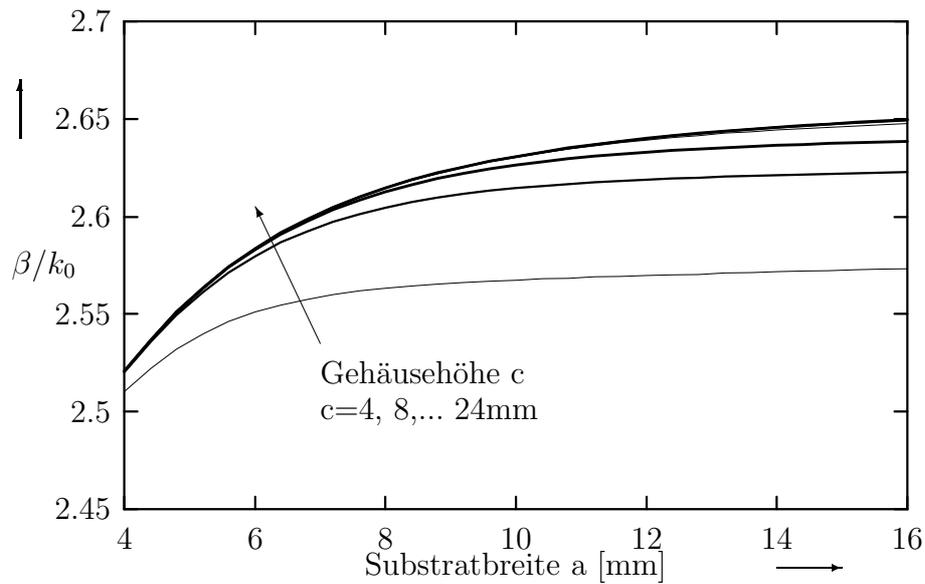


Abbildung 2.6: Geometrieabhängigkeit der normierten Phasenkonstante der Leitung 2

trischen Abmessungen werden wegen der geringen Änderungen gewählt. Die normierte Phasenkonstante der Leitung 2 nimmt um weniger als 0,08% zu, wenn die Gehäusehöhe  $c$  von 16 mm und die Substratbreite  $a$  von 14 mm jeweils um 1 mm vergrößert werden. Für die Leitung 4 ergibt sich eine bei der Zunahme der Gehäusebreite von 28 mm und der Gehäusehöhe von 25 mm um 1 mm eine Änderung der normierten Phasenkonstante um weniger als 0,01%.

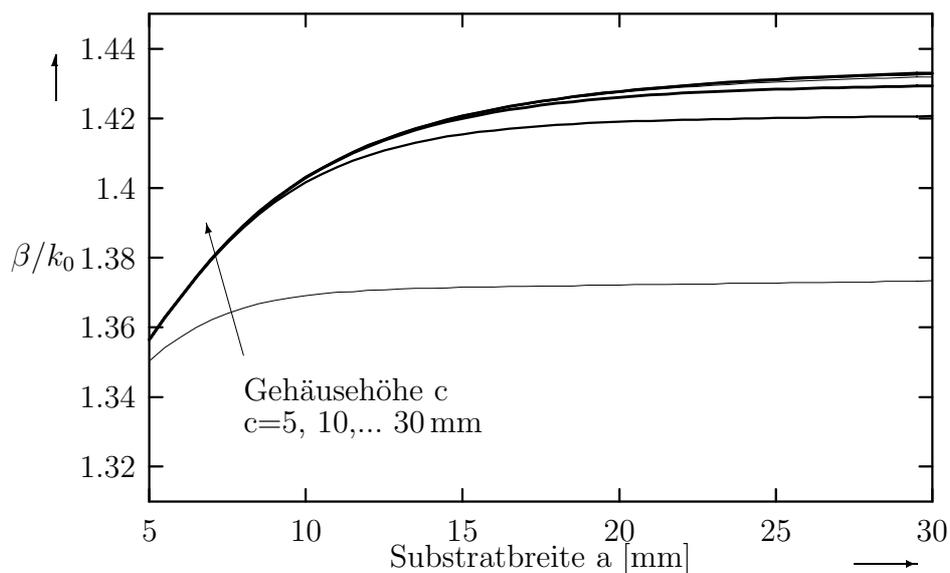


Abbildung 2.7: Geometrieabhängigkeit der normierten Phasenkonstante der Leitung 4

## 2.4 Die Feldverteilung des Quasi-TEM-Modes

Die transversale elektrische Feldverteilung der Mikrostreifenleitung ist am Beispiel der Leitungen 1 und 2 mit den Gehäusedimensionen nach Abschnitt 2.3 in den Abbildungen 2.8 und 2.9 dargestellt. Diese Leitungen werden gewählt, weil sich hierfür die Dielektrizitätskonstanten am deutlichsten unterscheiden und somit die am geringsten (Leitung 1) bzw. die am stärksten ausgeprägte (Leitung 2) Frequenzabhängigkeit der Feldverteilung zu erwarten ist. Die Länge der Pfeile ist proportional zum Betrag der elektrischen Feldstärke an dem Ort der Pfeilmitte. Seitlich und oberhalb des Streifens ist wegen der besseren Darstellbarkeit des charakteristischen Verlaufes des elektrischen Feldes nur ein Ausschnitt der geschlossenen Mikrostreifenleitung abgebildet. Die Maßstäbe sind ebenfalls aus diesem Grund auf die Substrathöhe normiert.

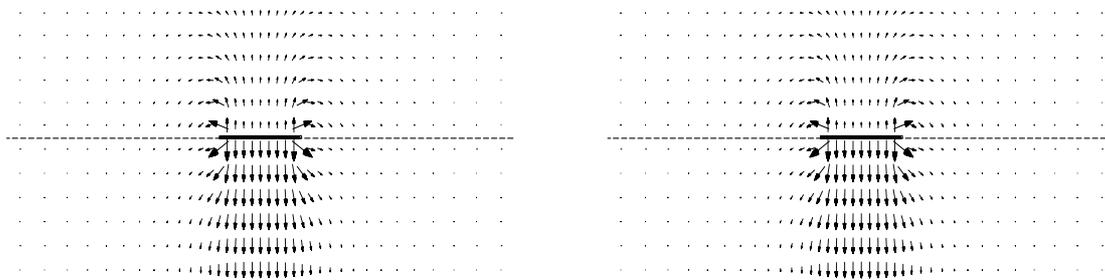


Abbildung 2.8: Transversales elektrisches Feld des Leiters 1 bei 1 GHz und bei 20 GHz

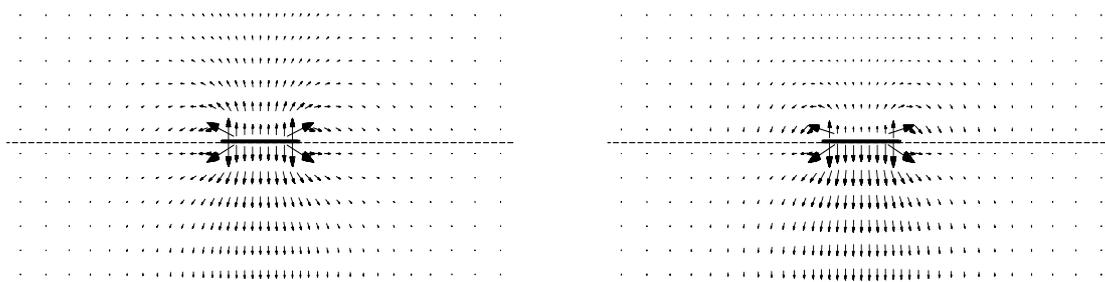


Abbildung 2.9: Transversales elektrisches Feld des Leiters 2 bei 1 GHz und bei 20 GHz

Den Abbildungen 2.8 und 2.9 ist zu entnehmen, daß die Feldkonzentration für die Leitung mit der größeren relativen Dielektrizitätskonstante mit zunehmender Frequenz über dem Streifen deutlich abnimmt. Unterhalb des Streifens steigt sie dagegen an. Darüber hinaus sind die starken Feldkonzentrationen an den Streifenleiterkanten beider Leitungen durch große Pfeile angedeutet. Für die dreidimensionale Feldberechnung bedeutet dies, daß im Bereich der Streifenleiterkanten eine sehr feine Diskretisierung vorzusehen ist. Hier wird auch anschaulich das Ergebnis des vorhergehenden Abschnittes bestätigt: Die Feldstärke

nimmt am Rand des dargestellten Ausschnittes der geschlossenen Mikrostreifenleitungen Werte an, die fast auf Null abgeklungen sind.

Der hybride Charakter des Grundmodes der offenen und der geschlossenen Mikrostreifenleitung ist bei den gewählten Leitungen 1 bis 4 unterschiedlich stark ausgeprägt und von der Frequenz abhängig. Dies wird aus dem Verlauf der maximalen longitudinalen Komponente der elektrischen Feldstärke über der Frequenz in der Abbildung 2.10 deutlich. Dabei ist der Betrag der longitudinalen elektrischen Feldstärke  $|E_{z,max}|$  auf den Betrag der transversalen elektrischen Feldstärke in der Mitte direkt unter dem Streifen  $|E_{y,mittle}|$  normiert. Für die Leitung 2 ergibt sich die am stärksten anwachsende, maximale longitudinale Feldkomponente. Mit den Überlegungen nach Abschnitt 1.1 folgt hieraus, daß der mit Hilfe der sekundären Größen Spannung und Strom berechnete Wellenwiderstand  $Z_{MSL}$  eine deutlich stärkere Frequenzabhängigkeit aufweisen wird. Aus dem Vergleich der entsprechenden Verläufe für die Leitungen 2 und 3 geht hervor, daß der Verlauf der longitudinalen elektrischen Feldstärke über der Frequenz nicht nur von der relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r$  des Substrates sondern auch von der Geometrie der Leitung abhängig ist.

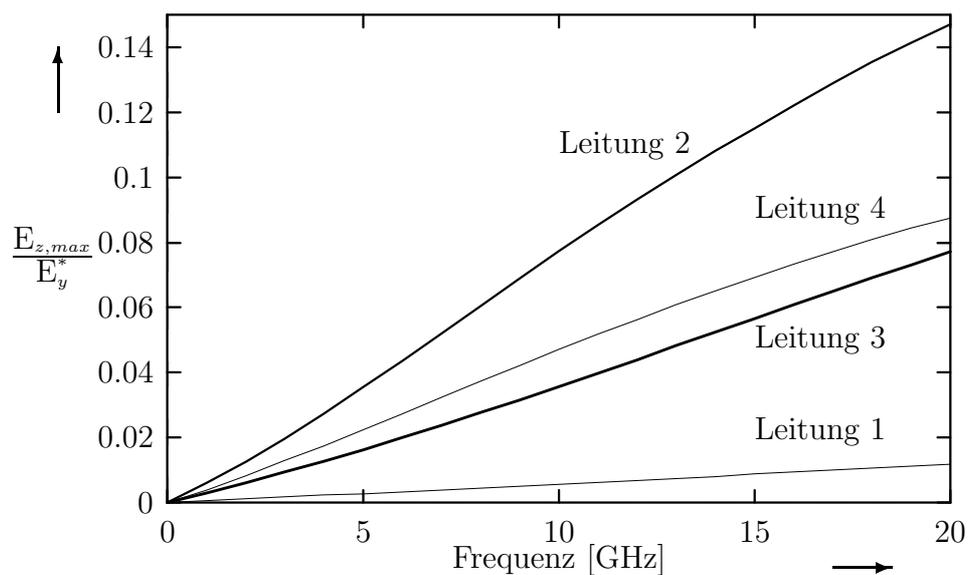


Abbildung 2.10: Maximale longitudinale elektrische Feldstärke der Leitungen 1 bis 4

## Kapitel 3

# Übergänge von TEM- auf Mikrostreifenleitungen

Die Streueigenschaften der Verbindungsstrukturen zwischen der TEM- und der Mikrostreifenleitung sind bei hohen Frequenzen nicht mehr vernachlässigbar und müssen bei der Analyse des Zweitores berücksichtigt werden. Das elektromagnetische Verhalten wird dabei eindeutig durch die Streuparameter beschrieben, die sich als das komplexe Verhältnis von reflektierten bzw. transmittierten zu den hinlaufenden Wellen berechnen. Aus den Wellengrößen werden die sekundären Größen Strom und Spannung abgeleitet, wodurch sich die Entwicklung und Dimensionierung von komplexen Schaltungen vereinfacht. Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten geometrischen Abmessungen der realen Übergänge sind im Verhältnis zu den Wellenlängen auf den angeschlossenen homogenen Leitungen klein. Daher wird untersucht, ob das elektromagnetische Verhalten der realen Zweitore in einem begrenzten Frequenzbereich durch Ersatzschaltbilder aus konzentrierten Elementen beschreibbar ist. Das elektromagnetische Feld breitet sich mit endlicher Geschwindigkeit kontinuierlich im Raum aus. Die Ersatzschaltbildelemente setzen dagegen die Existenz konzentrierter, voneinander getrennter Elemente voraus. Damit unterliegt dieses Modell Einschränkungen hinsichtlich seiner Verwendbarkeit [39], S. 103 ff. Hierzu gehört die Forderung, daß die Änderung der felderzeugenden Größen langsamer erfolgen muß als die Ausbreitung zum entferntesten Punkt innerhalb des betrachteten Volumens. Über die Umsetzung dieser Forderung gibt es in der Literatur verschiedene Ansichten. Ueberschaer geht bei seinen Ausführungen [24] davon aus, daß die Abmessungen des Überganges kleiner als ein Viertel der Wellenlänge sein müssen, Christ nimmt in [56] dagegen ein Zehntel an. Küpfmüller leitet in [40], S. 426 ff. folgende Bedingung zur Beschreibung von Leitungseigenschaften mit konzentrierten Ersatzschaltbildelementen her:

$$l < \frac{\sqrt{6}}{2\pi} \lambda \quad (3.1)$$

mit der Länge  $l$  der realen Anordnung. Aus dieser Forderung kann näherungsweise die maximale Länge des Volumens bestimmt werden, das durch die konzentrierten Ersatzschaltbildelemente beschrieben werden soll. Die in der vorliegenden Arbeit zur Bestimmung des Wellenwiderstandes betrachteten Übergänge sind abrupt, so daß die Gl. (3.1) zunächst erfüllt ist. Darüber hinaus nehmen die durch die Übergänge verursachten Feldverzerrungen eine longitudinale Ausdehnung an. Diese Feldverzerrungen lassen sich in die einzelnen Moden des jeweiligen Wellenleiters zerlegen, wobei die höheren Moden aperiodisch gedämpft werden. Sie sollten innerhalb der Länge  $l$  nach Gl. (3.1) einen sehr kleinen Wert annehmen. Es wird ein maximaler Transmissionsfaktor von  $-25$  dB gefordert. Dieser Wert ist zunächst willkürlich gewählt, wird aber durch die Ergebnisse in Kapitel 6 bestätigt. Die Bestimmung des Wellenwiderstandes auf der Basis größerer Transmissionsfaktoren innerhalb der Länge  $l$  nach Gl. (3.1) führt für verschiedene Übergänge auf voneinander abweichende Verläufe. In der folgenden Tabelle 3.1 sind die sich aus dieser Überlegung für die Leitungen 1 bis 4 ergebenden maximalen Frequenzen angegeben, bis zu denen eine einfache Beschreibung des frequenzabhängigen elektromagnetischen Verhaltens der Übergänge durch konzentrierte Ersatzschaltbildelemente möglich ist. Dabei sind die angegebenen Werte von den Geometrien der Übergänge abhängig, die im Abschnitt 3.4 (Abbildungen 3.4 bis 3.7) vorgestellt werden.

	Leitung 1	Leitung 2	Leitung 3	Leitung 4
$f_{max}$	20 GHz	10 GHz	10 GHz	5 GHz

Tabelle 3.1: Maximale Frequenz zur Bestimmung des Wellenwiderstandes

In der Literatur sind verschiedene Verfahren zur Bestimmung der Ersatzschaltbilder von Übergängen zwischen Koaxial- und Mikrostreifenleitungen zu finden. In [24] und [41] bis [45] wird der Eingangsreflexionsfaktor aus der Sicht der Koaxialleitung meßtechnisch bestimmt und das Ersatzschaltbild an das Reflexionsverhalten des realen Überganges angepaßt. Dabei besteht die Problematik, daß der Transmissionsfaktor und der rückwärtige Reflexionsfaktor nicht in jedem Fall exakt wiedergegeben werden und somit das Modell nur eingeschränkte Gültigkeit hat. Pues und van de Capelle [58] gehen von der Messung des Transmissionsfaktors der Kaskadierung von zwei Übergängen und einer dazwischen geschalteten Mikrostreifenleitung aus. Dabei wird lediglich das elektromagnetische Verhalten der gesamten Schaltung bestimmt, aber nicht die vollständige Streumatrix jedes einzelnen Überganges. Rautio stellt in [25] und [26] ein Verfahren vor, daß von der Bestimmung zweier Kettenparametermatrizen ausgeht. Diese berechnen sich aus der Kaskadierung eines Überganges, der Mikrostreifenleitung unterschiedlicher Längen und eines weiteren Überganges. Hieraus wird die Kettenparametermatrix eines Überganges bestimmt. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich das elektromagnetische Verhalten des Überganges durch ein Ersatzschaltbild aus lediglich einer parallelgeschal-

teten Kapazität beschreiben läßt. Diese Voraussetzung wird von realen Übergängen im allgemeinen nicht erfüllt.

In [25] und [26] werden nur Mikrostreifenleitungen betrachtet, die mit einer idealisierten Spannungsquelle angeregt werden. Zhu und Wu stellen in [27] eine Erweiterung des Verfahrens vor, die eine Beschreibung der elektromagnetischen Eigenschaften der Übergänge durch mehrere Ersatzschaltbildelemente zuläßt. Hierfür werden zunächst die Kettenparametermatrizen der Übergänge mit Hilfe des Streifenleiterstromes ermittelt. Dadurch wird allerdings vorausgesetzt, daß die Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung auf dem Streifenleiterstrom basiert. Das Ziel der Untersuchungen dieser Arbeit ist es jedoch, den Wellenwiderstand ohne diese oder eine vergleichbare Voraussetzung zu bestimmen. Zusätzlich ergibt sich bei den von Rautio, Zhu und Wu ([25], [26] und [27]) vorgestellten Verfahren das meßtechnische Problem, daß die elektromagnetischen Eigenschaften mehrerer Übergänge als gleich angenommen werden. Dies ist aufgrund der Toleranzen in der Fertigung und der Kontaktierung, auf die noch im Kapitel 5 näher eingegangen wird, nicht immer gewährleistet. Darüber hinaus muß für die numerische Berechnung der Kettenparametermatrizen aus den Streuparametern die Leitungslänge so groß sein, daß die Übergänge nicht direkt miteinander verkoppeln. Mit der Größe des zu berechnenden Modells wächst aber auch der numerische Aufwand, so daß mit diesem Verfahren und den zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten keine ausreichende Genauigkeit erzielt werden kann (vgl. Kapitel 4).

Das Ersatzschaltbild für einen Übergang kann nach zwei Kriterien aufgestellt werden. Eine Möglichkeit ist die optimale Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens der Originalstruktur. Die Alternative ist die Annahme physikalisch plausibler Ersatzschaltbilder. Um beide Kriterien möglichst gut berücksichtigen zu können, wird im folgenden von physikalisch plausiblen Ersatzschaltbildern ausgegangen, deren einzelne Elemente mit Hilfe von Optimierungsalgorithmen bestimmt werden. Ist die Abweichung der Streuparameter des optimierten Ersatzschaltbildes zu denen des realen Überganges größer als deren Berechnungsgenauigkeit, muß die gewählte Ersatzschaltbildstruktur um zusätzliche, physikalisch plausible Elemente erweitert werden.

### 3.1 Mathematische Beschreibung der Übergänge

In Abhängigkeit von der Geometrie und den verwendeten Materialien der realen Übergänge erfolgt deren Beschreibung mit Hilfe von Kapazitäten, Induktivitäten, Widerständen und Leitungselementen. Dabei können den jeweiligen physikalischen Ursachen die verschiedenen Ersatzschaltbildelemente zugeordnet werden [20], [59]. Durch die Änderung der Querschnittsgeometrie und der Dielektrizitätskonstante kommt es im Übergangsbereich zu einer Feldaufweitung, die sich durch eine parallele Kapazität und eine

serielle Induktivität beschreiben läßt. Anschaulich kann die Einführung dieser Elemente durch die Änderung der Leitungsbeläge im Bereich der Feldverzerrungen erklärt werden. Die Erhöhung der Stromdichte, die im Bereich der Kontaktstelle zwischen Innenleiter und Streifenleiter unterschiedlicher Geometrie entsteht, läßt sich durch eine zusätzliche serielle Induktivität beschreiben. Dies gilt ebenfalls für den elektrischen Kontakt zwischen dem Außenleiter der TEM-Leitung und der Massemetallisierung auf der Substratunterseite der Mikrostreifenleitung. Luftspalte, die beim praktischen Aufbau häufig auftreten, lassen sich im Ersatzschaltbild durch Stichelungen beschreiben. Die Annahme einer seriell geschalteten Kapazität ist nicht plausibel, weil diese bei sehr tiefen Frequenzen im Gegensatz zum realen Übergang ein dem Leerlauf ähnliches Verhalten zeigt. Eine parallel geschaltete Induktivität bedeutet für die angeschlossenen Leitungen bei sehr tiefen Frequenzen in erster Näherung einen Kurzschluß. Sie ist damit ebenfalls physikalisch nicht plausibel und wird in den Ersatzschaltbildern nicht berücksichtigt.

Die mathematische Beschreibung der Übergänge zwischen den TEM-Leitungen und den Mikrostreifenleitungen erfolgt mit Hilfe der Kettenparameter. Die entsprechenden Matrizen sind in Tabelle 3.2 den Ersatzschaltbildelementen zugeordnet. Die resultierende Kettenparametermatrix einer Hintereinanderschaltung verschiedener Ersatzschaltbilder kann so durch die Multiplikation der Einzelmatrizen berechnet werden. Nach der anschließenden Umrechnung der Kettenparameter in die Streuparameter, die im Anhang A.1 angegeben ist, lassen sich die elektromagnetischen Eigenschaften direkt mit denen der realen Anordnung vergleichen. Mit dieser Vorgehensweise berechnen sich die Streuparameter des Ersatzschaltbildes aus dem Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung und der TEM-Leitung sowie aus den Ersatzschaltbildelementen. Aus der Adaption der Ersatzschaltbildstreuparameter an die der realen Anordnung wird der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung bestimmt.

Die untersuchten Übergänge sind passive, lineare Vierpole. Mit Hilfe der Unitaritätsbedingung [38] wird untersucht, ob sie außerdem auch verlustlos sind. Ist dies der Fall, besteht die einfachste Beschreibung der Übergänge durch konzentrierte Elemente aus seriellen Induktivitäten und parallelen Kapazitäten. Sind ohmsche Verluste vorhanden oder wird Leistung abgestrahlt, müssen zusätzlich Widerstände bzw. Leitwerte als serielle oder parallele Elemente in das Ersatzschaltbild eingefügt werden. Die Bauelemente der Ersatzschaltbilder einschließlich des frequenzabhängig angenommenen Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung sind nun so zu bestimmen, daß die sich ergebenden Streuparameter mit denen des realen Überganges übereinstimmen.

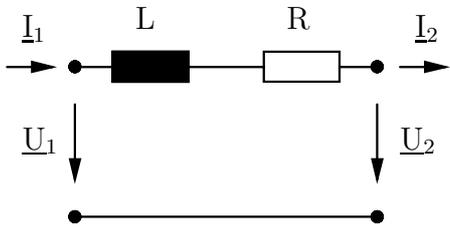
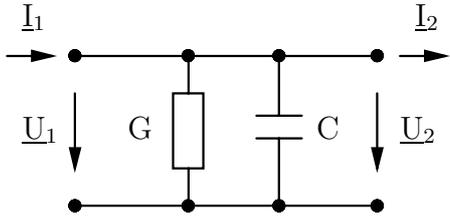
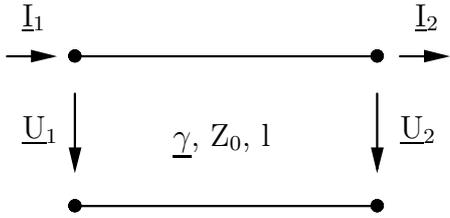
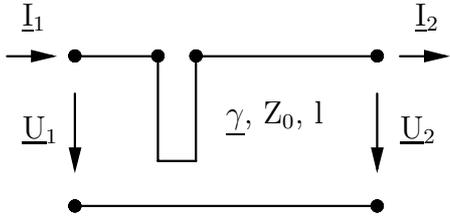
Ersatzschaltbild	Kettenparametermatrix
	$\begin{pmatrix} 1 & R + j\omega L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ <p>Längsimpedanz</p>
	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ G + j\omega C & 1 \end{pmatrix}$ <p>Querimpedanz</p>
	$\begin{pmatrix} \cosh(\underline{\gamma}l) & Z_0 \sinh(\underline{\gamma}l) \\ \sinh(\underline{\gamma}l)/Z_0 & \cosh(\underline{\gamma}l) \end{pmatrix}$ <p>homogene Leitung</p>
	$\begin{pmatrix} 1 & Z_0 \tanh(\underline{\gamma}l) \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ <p>Stichleitung</p>

Tabelle 3.2: Ersatzschaltbilder und zugehörige Kettenparametermatrizen

### 3.2 Die Verfahren zur Berechnung der Ersatzschaltbildelemente

Die Berechnung der Ersatzschaltbildelemente und des frequenzabhängigen Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung erfolgt über die Minimierung des Fehlerkriteriums  $\zeta$  nach folgender Gleichung:

$$\zeta = \frac{1}{2i} \sum_i \sqrt{|\underline{S}_{11,i} - \underline{S}_{11,ESB,i}|^2 + 2|\underline{S}_{12,i} - \underline{S}_{12,ESB,i}|^2 + |\underline{S}_{22,i} - \underline{S}_{22,ESB,i}|^2}, \quad (3.2)$$

mit den Streuparametern des Ersatzschaltbildes  $\underline{S}_{jk,ESB}$ . Die Differenz  $\underline{S}_{jk} - \underline{S}_{jk,ESB}$  ergibt den Fehlervektor zwischen den Streuparametern des realen Überganges und denen des Ersatzschaltbildes. Große Beträge der Fehlervektoren werden durch die Quadratur stärker gewichtet als kleine. Die Beträge der vier Streuparameter werden anschließend addiert. Dabei wird die Symmetrie der Streuparametermatrix genutzt, die sich für passive, lineare Netzwerke ergibt. Die Wurzeln der Einzelfehler werden über die Frequenzpunkte summiert und durch die entsprechende Anzahl geteilt. Das Kriterium  $\zeta$  nach Gl. (3.2) ist somit ein Maß für die mittlere Abweichung der einzelnen Streuparameter. Durch die Variation der Ersatzschaltbildelemente einschließlich des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung wird die Funktion  $\zeta$  minimiert.

Ein Wert der Funktion  $\zeta$  nach Gl. (3.2), der kleiner als die Genauigkeit der Streuparameterberechnung ist, stellt dabei lediglich ein notwendiges Kriterium dar. Als hinreichende Bedingung zur Bestimmung des Wellenwiderstandes reicht das Auffinden eines Minimums der Funktion  $\zeta$  nicht aus. Für den Fall, daß die Streuparameter übereinstimmen, müssen die transformierenden Eigenschaften des Ersatzschaltbildes nicht denen des realen Überganges entsprechen. In Kapitel 6 wird dies mit Hilfe der Ergebnisse zu den Übergängen auf Leitung 1 und 2 gezeigt.

Da sich die Funktion  $\zeta$  schon für Ersatzschaltbilder, die z.B. nur aus zwei frequenzabhängigen Elementen bestehen, für 20 Frequenzpunkte aus 60 Unbekannten berechnet, ist die Optimierung offensichtlich sehr aufwendig. Aufgrund des funktionalen Zusammenhanges reicht ein einfaches Gradientenverfahren zur Minimierung von  $\zeta$  in den meisten Fällen nicht aus, weil sich mit verschiedenen Startwerten unterschiedliche lokale Minima ergeben. Daher wurden zwei weitere Optimierungsverfahren untersucht: das Simulated Annealing [60] und ein Verfahren, das die Fehlerfunktion  $\zeta$  auf äquidistant verteilten Stützstellen systematisch abtastet [61].

Das Verfahren Simulated Annealing wird in [62] und in [63] vorgestellt. Es beruht auf einer Analogie aus der Festkörperphysik: Eine Schmelze, die sehr langsam abkühlt, bildet einen Kristall mit idealer Gitterstruktur aus. Dabei wird der Kristall in einen Zustand minimaler Energie überführt, was einem natürlichen Optimierungsprozeß eines komplexen Systems gleichkommt. Hieraus wurde in [62] ein Algorithmus zur Lösung des vorliegenden Optimierungsproblems entwickelt und in einem Programm realisiert. Die Begriffe Energie und Temperatur verlieren dabei ihre physikalische Bedeutung. Ausgehend von einer Starttemperatur wird ein von den Startwerten abweichender Variablenatz erzeugt, der die Werte der Ersatzschaltbildelemente und der Wellenwiderstände enthält. Anschließend wird der hierzu gehörende Fehler  $\zeta$  berechnet. Ist dieser kleiner als der, der den Startwerten zuzuordnen ist, wird der neue Parametersatz als aktuell übernommen. Ansonsten wird eine Annahmewahrscheinlichkeit aus der aktuellen Temperatur und dem Fehlerwert  $\zeta$  berechnet. Ist dieser Wert größer als eine Zufallszahl zwischen

Null und Eins, wird der Parametersatz ebenfalls akzeptiert. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis das thermische Gleichgewicht erreicht ist, und die Temperatur erniedrigt wird. Das Flußdiagramm des verwendeten Algorithmus ist in der Abbildung 3.1 dargestellt.

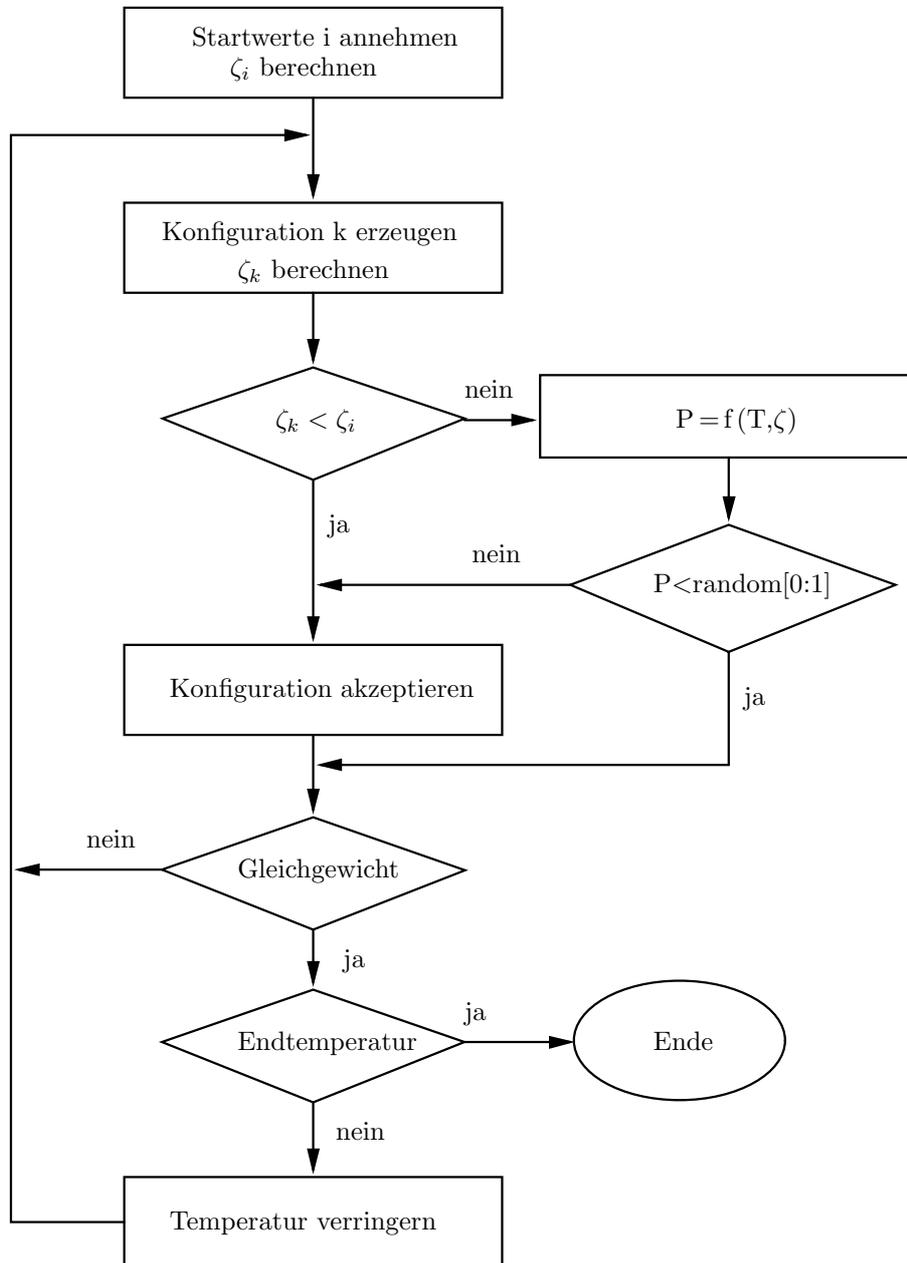


Abbildung 3.1: Flußdiagramm des Simulated Annealing

Beide Verfahren, das Simulated Annealing sowie das systematische Abtasten der Funktion  $\zeta$ , sind mit einem sehr hohen Rechenaufwand verbunden. Für die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Ergebnisse zu den Ersatzschaltbildern zeigt sich, daß die Optimierung mit diesen beiden Verfahren nach einer Genauigkeit von vier Stellen abgebrochen werden kann. Dabei werden die Werte der Ersatzschaltbildelemente auf 1 nH, 1 pF sowie auf  $1 \Omega$  normiert. Die Nachoptimierung mit einem Gradientenverfahren führt dann mit wesentlich geringerem Rechenaufwand zu den gleichen Ergebnissen.

### 3.3 Kriterien zur Auswahl der Leitungsübergänge

Die einfachste Ersatzschaltbildstruktur besteht aus einer seriellen Induktivität oder einer parallelen Kapazität. Die Streuparameter der in dieser Arbeit betrachteten, realen Übergänge lassen sich mit solchen, aus einem Element bestehenden Ersatzschaltbildern, nicht wiedergeben. Es konnte auch keine Übergangsgeometrie gefunden werden, die sich durch ein lediglich aus einem Element bestehendes Ersatzschaltbild bis in den Bereich einiger GHz beschreiben läßt. Daher wird die Hintereinanderschaltung einer seriellen Induktivität und einer parallelen Kapazität betrachtet, mit der sich die Streuparameter einiger Übergänge sehr genau wiedergeben lassen.



Abbildung 3.2: Ersatzschaltbilder LC und CL

Die Eingangsimpedanzen der Schaltungen  $\underline{Z}_{LC}$  bzw.  $\underline{Z}_{CL}$  nach Abbildung 3.2 berechnen sich in Abhängigkeit vom Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung  $Z_{MSL}$  zu:

$$\underline{Z}_{LC} = j\omega L + \frac{1}{\frac{1}{Z_{MSL}} + j\omega C} \quad \underline{Z}_{CL} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{MSL} + j\omega L} + j\omega C}. \quad (3.3)$$

Im folgenden wird vorausgesetzt, daß diese Ersatzschaltbilder das elektromagnetische Verhalten eines realen Überganges beschreiben. Dabei sollen die Kapazität C und die Induktivität L für jedes der zwei Ersatzschaltbilder den gleichen Wert annehmen. Diese Bedingung ist zunächst unbegründet, wird aber durch die Ergebnisse für die Ersatzschaltbildelemente in Kapitel 6 bestätigt und stellt somit eine zulässige Einschränkung dar. Aus der Forderung nach der Gleichheit der Streuparameter beider Ersatzschaltbildstrukturen folgt, daß die Eingangsimpedanzen aus der Sicht des TEM-Wellenleiters

ebenfalls gleich sind. Damit können sich lediglich die für das jeweilige Ersatzschaltbild zu berechnenden Wellenwiderstände der Mikrostreifenleitung  $Z_{MSL}$  um einen Faktor  $\delta$  unterscheiden. Werden die Gln. (3.3) nach dem Real- und Imaginärteil aufgelöst, zeigt sich, daß der Realteil wesentlich von dem Wert für  $Z_{MSL}$  bestimmt ist. Durch Gleichsetzen der Realteile der Eingangsimpedanzen ergibt sich:

$$\frac{Z_{MSL}}{1 + (Z_{MSL}\omega C)^2} = \frac{\delta Z_{MSL}}{(1 - \omega^2 LC)^2 + (\delta Z_{MSL}\omega C)^2} \quad (3.4)$$

Durch Umformen kann der Faktor  $\delta$  aus der Gl. (3.4) bestimmt werden. Die exakte Lösung der Abweichung  $\delta$  berechnet sich für die Gleichheit der Realteile zu:

$$\delta_{real} = \frac{1 + Z_{MSL}^2(\omega C)^2}{2Z_{MSL}^2(\omega C)^2} \pm \sqrt{\left(\frac{1 + Z_{MSL}^2(\omega C)^2}{2Z_{MSL}^2(\omega C)^2}\right)^2 - \frac{1 - (\omega^2 LC)^2}{Z_{MSL}^2(\omega C)^2}}. \quad (3.5)$$

Für die in dieser Arbeit zur Bestimmung des Wellenwiderstandes verwendeten Übergänge wird die Ungleichung  $Z_{MSL}^2(\omega C)^2 \ll 1$  eingehalten (vgl. Kapitel 6), so daß die Gl. (3.5) mit zu vernachlässigendem Fehler weiter vereinfacht werden kann:

$$\delta_{real} \approx (1 - \omega^2 LC)^2. \quad (3.6)$$

Die Abweichung zwischen den zu bestimmenden Wellenwiderständen nach der vorhergehenden Überlegung soll weniger als 0,5% betragen. Damit folgt aus der Gl. (3.6) ein Dimensionierungskriterium für den Übergang. Die Feldverzerrungen im Übergangsbereich und damit das Produkt der Elementwerte L und C muß demnach für 20 GHz kleiner als 0,0001585 nH pF sein. Der absolute Betrag der Reflexionsfaktoren wird durch diese Forderung nicht festgelegt. Um die in der Referenzebene angeregten Feldverzerrungen zu minimieren, werden im folgenden daher u. a. Übergänge von exzentrischen, rechteckigen Koaxialleitungen mit einem deutlich von  $50\ \Omega$  abweichenden Wellenwiderstand auf eine Mikrostreifenleitung mit einem statischen Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  untersucht. Für diese Übergänge ergeben sich zwei Ersatzschaltbildelemente zur Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens, deren Werte im Vergleich zu denen handelsüblicher Übergänge sehr klein und unabhängig von der Reihenfolge LC oder CL sind.

Die Streuparameter eines Zweitores sind fest mit der geometrischen Lage der Tore verknüpft. Bei meßtechnisch erfaßten Streuparametern ist die Referenzebene diejenige, in der kalibriert wurde. Im Zusammenhang mit einer dreidimensionalen Feldsimulation sind dies die Ebenen, die das Volumen begrenzen und deren Flächennormalen parallel zur Ausbreitungsrichtung der angeschlossenen Wellenleiter zeigen. Im folgenden wird vorausgesetzt, daß nur ein Mode des betrachteten Wellenleiters am Transport der Wirkleistung beteiligt ist. Ist diesem Mode die komplexe Ausbreitungskonstante  $\underline{\gamma}$  zuzuord-

nen, bewirkt das Verschieben der Referenzebene um die Länge  $l$  in das Zweitor hinein eine Multiplikation des Eingangsreflexionsfaktors mit dem Faktor  $e^{2\gamma l}$ . Der Transmissionsfaktor verändert sich entsprechend mit dem Faktor  $e^{\gamma l}$ . Die Transformation der Streuparameter entlang der Koaxialleitung um die Länge  $l_k$  und entlang der Mikrostreifenleitung um  $l_m$  in das Modell hinein berechnet sich dann wie folgt:

$$[\underline{\mathbf{S}}'] = [\underline{\mathbf{e}}] [\underline{\mathbf{S}}] [\underline{\mathbf{e}}] \quad \text{mit} \quad [\underline{\mathbf{e}}] = \begin{bmatrix} e^{l_k \gamma_k} & 0 \\ 0 & e^{l_m \gamma_m} \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

Bei Verwendung eines abrupten Überganges kann die Referenzebene eindeutig zugeordnet werden. Haben die Übergänge dagegen eine longitudinale Ausdehnung, so ist eine eindeutige Festlegung der Referenzebene nicht möglich. Um den Einfluß der Wahl der Referenzebene zu untersuchen, werden die Streuparameter für eine Hintereinanderschaltung einer  $50 \Omega$ -Leitung, einer seriellen Induktivität, einer parallelen Kapazität und einer weiteren  $50 \Omega$ -Leitung berechnet (ESB 1:  $0,2 \text{ nH}$  und  $0,06 \text{ pF}$ , ESB 2:  $0,3 \text{ nH}$  und  $0,1 \text{ pF}$ ). Es werden dabei exemplarisch zwei verschiedene Ersatzschaltbilder untersucht. Die Werte der Bauelemente liegen in dem Bereich, der in der Literatur als typisch zu finden ist ([24] und [41] bis [45]). Die berechneten Streuparameter werden um  $+0,1 \text{ mm}$  in das Zweitor hinein und um  $-0,1 \text{ mm}$  aus dem Zweitor heraus transformiert. Anschließend wird mit diesen neu berechneten Streuparametern ein Ersatzschaltbild berechnet und der Wellenwiderstand der zweiten Leitung bestimmt. Die sich ergebenden Verläufe des Wellenwiderstandes sind in der Abbildung 3.3 dargestellt.

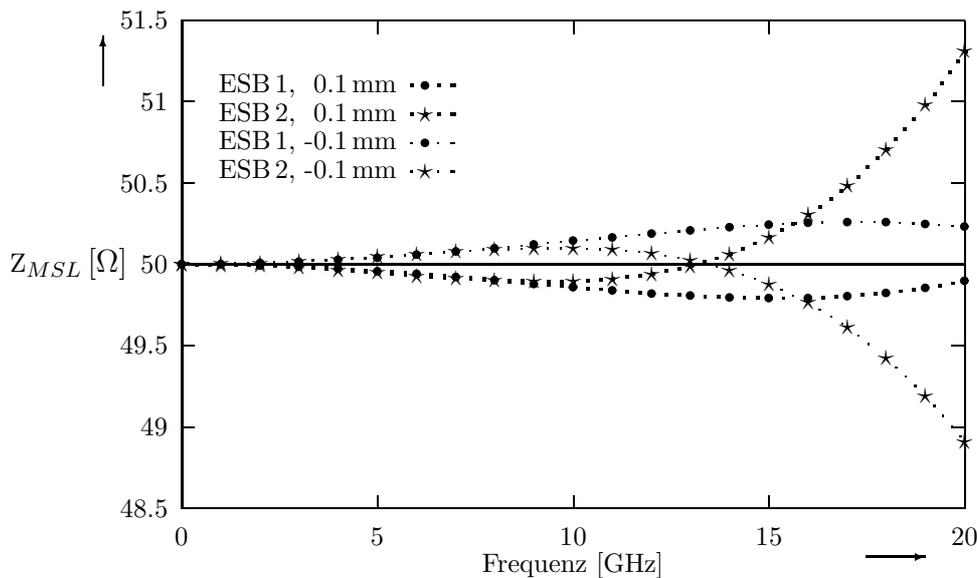


Abbildung 3.3: Abhängigkeit des ermittelten Wellenwiderstandes von der Referenzebene

Das Vertauschen der Reihenfolge der Ersatzschaltbildelemente ergibt ein dem in der Abbildung 3.3 vergleichbares Resultat. Das Ergebnis ist besonders wichtig für die folgenden Untersuchungen: Aus einer falschen Wahl der Referenzebene folgt ein von der Frequenz abhängiger Wellenwiderstand, der von dem eigentlichen Verlauf stark abweicht. Die Differenz zwischen den Wellenwiderständen nimmt mit wachsenden Bauelementwerten für hohe Frequenzen zu. Aus dieser Betrachtung läßt sich ableiten, daß zur exakten Bestimmung des Wellenwiderstandes aus den Streuparametern ein Übergang mit einer eindeutig festzulegenden Referenzebene zu verwenden ist.

### 3.4 Die Beschreibung der Übergänge

Der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung soll aus dem Streuverhalten eines Überganges auf eine TEM-Leitung bestimmt werden. Hierfür bietet es sich an, zunächst handelsübliche Übergänge zu betrachten. In den folgenden Kapiteln wird aber gezeigt, daß zur Bestimmung des Wellenwiderstandes insbesondere TEM-Leiter und Übergangsgeometrien geeignet sind, denen keine praktische Bedeutung zukommt, so daß diese Übergänge hier ebenfalls vorgestellt werden. Zur Streuparametermessung wird ein automatischer Netzwerkanalysator HP 8510 C der Firma Hewlett Packard verwendet, der mit einem koaxialen 3,5 mm Meßtor ausgestattet ist. Daher werden Übergänge von der Mikrostreifenleitung auf das 3,5 mm Koaxialsystem bzw. das hierzu schraubkompatible SMA-System betrachtet. Zu den handelsüblichen Adaptern gehört der OSM 244-4A der Firma Omni Spektra, der in Abbildung 3.4 dargestellt ist.

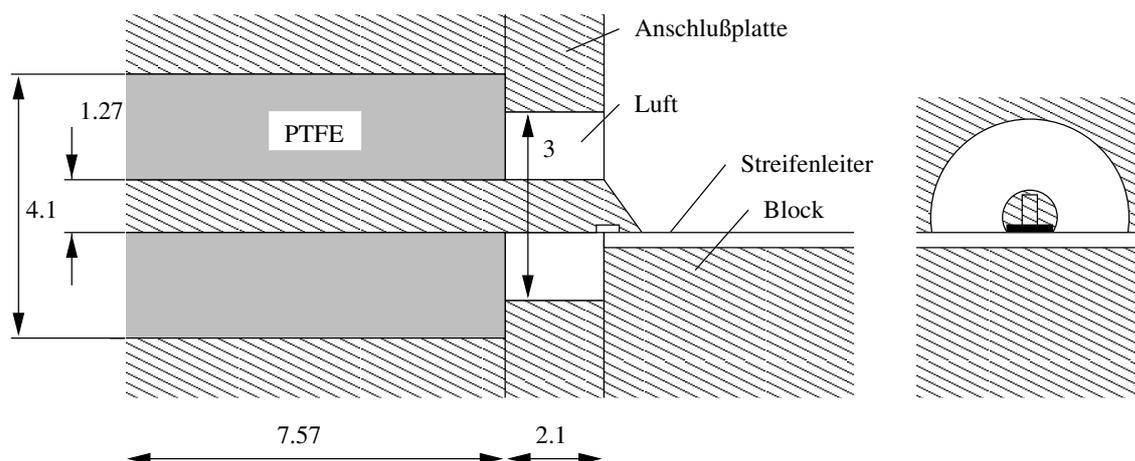


Abbildung 3.4: Geometrie des Adapters OSM 244-4A (Angaben in mm)

Das Dielektrikum besteht aus PTFE (Teflon) mit einer relativen Dielektrizitätskonstante von  $\epsilon_r = 2$ . Daran schließt sich eine kurze Luftleitung an. Die Kontaktierung zum

Streifenleiter wird mit einer Kontaktnase am Ende des Innenleiters vorgenommen. Dieser Adapter wird im folgenden als Übergang 4<sup>1</sup> bezeichnet.

Der Adapter OSM 244-6, der in Abbildung 3.5 dargestellt ist, wird ebenfalls von der Firma Omni Spektra angeboten. Im folgenden wird hierfür die Abkürzung Übergang 6<sup>2</sup> verwendet. Der wesentliche Unterschied zum Adapter OSM 244-4A besteht in dem Stück Koaxialleitung, das direkt an die Mikrostreifenleitung angrenzt. Der Durchmesser des Innenleiters ist hier reduziert und die Leitung mit PTFE gefüllt. Die Kontaktierung wird mit dem nochmals im Durchmesser auf 0,3 mm reduzierten Innenleiter vorgenommen.

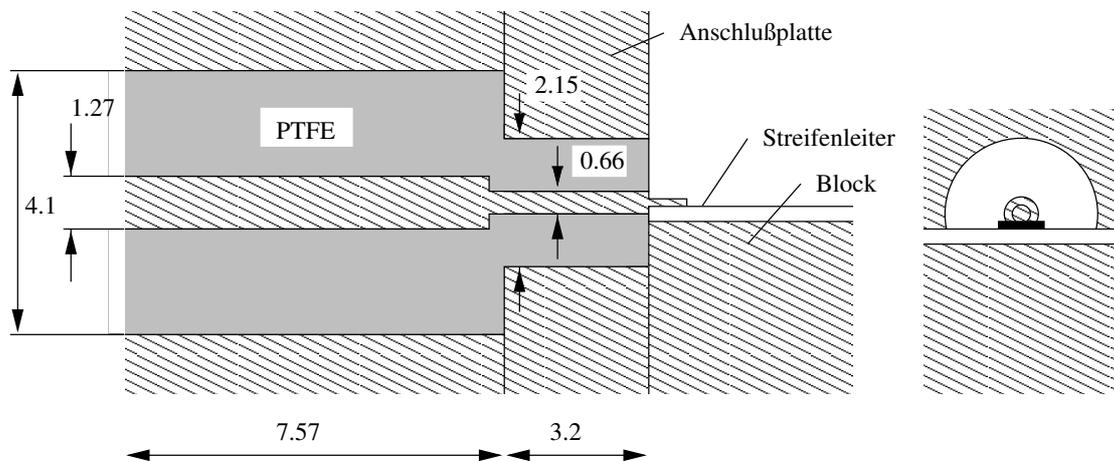


Abbildung 3.5: Geometrie des Adapters OSM 244-6 (Angaben in mm)

Ergänzend zu den handelsüblichen Adaptern wurden abrupte Übergänge von verschiedenen TEM-Leitungen auf die Mikrostreifenleitungen untersucht. Diese Übergänge werden als  $U_iL_j$ , mit  $i=1,2,3$  und  $j=1,2,3,4$  bezeichnet, wobei das  $U_i$  für die entsprechende Übergangsgeometrie und das  $L_j$  für die angeschlossene Mikrostreifenleitung (Leitung 1 bis 4) steht. Im folgenden werden die Übergänge vorgestellt, die sich für die Bestimmung des Wellenwiderstandes als geeignet ergeben haben.

Der in Abbildung 3.6 dargestellte abrupte Übergang von einer 3,58 mm Semi-Rigid Leitung auf die Leitung 2 wird als  $U1L2$  bezeichnet. Bei den Übergängen  $U1L1$ ,  $U1L3$  und  $U1L4$  handelt es sich um Übergänge auf die Leitungen 1, 3 bzw. 4, deren Aufbau ebenfalls der Darstellung in Abbildung 3.6 entspricht. Die Übergänge  $U1L1$ ,  $U1L2$ ,  $U1L3$  und  $U1L4$  sind so dimensioniert, daß die Höhe des jeweiligen Substrates möglichst gut mit der Stärke des Dielektrikums der Koaxialleitung übereinstimmt. Hierdurch werden die Feldverzerrungen möglichst gering gehalten. Die Abmessungen der runden Koaxialleitungen sind in der Tabelle 3.3 zusammengestellt.

<sup>1</sup>Die Bezeichnung erfolgt in Anlehnung an die Typenbezeichnung OSM 244-4A.

<sup>2</sup>Die Bezeichnung erfolgt in Anlehnung an die Typenbezeichnung OSM 244-6.

Durchmesser	U1L1	U1L2	U1L3	U1L4
Innenleiter [mm]	0,445	0,910	0,560	3,040
Außenleiter [mm]	0,906	2,980	1,830	7,000

Tabelle 3.3: Geometrie der Koaxialleitungen in mm

Desweiteren werden Übergänge von rechteckigen TEM-Leitungen auf die Mikrostreifenleitung untersucht. Für die Leitung 2 ist die Anordnung in Abbildung 3.7 dargestellt, der Übergang wird mit U2L2 bezeichnet. Die rechte Darstellung entspricht dabei der Sicht auf die Mikrostreifenleitung, so daß die untere Hälfte des TEM-Leiters von dem Substrat verdeckt wird. Aufgrund des ohne Querschnittsänderung fortlaufenden Innenleiters und des Substrates unterhalb des Streifenleiters werden auch hier die Feldverzerrungen im Übergangsbereich gering gehalten. Damit entsprechen die Abmessungen der Innenleiter denen des Streifenleiters der angeschlossenen Mikrostreifenleitung. Die Breite und die Höhe der jeweiligen TEM-Leitung sind der Tabelle 3.4 zu entnehmen. Alle Längenangaben sind in mm.

	U2L1	U2L2	U2L3	U2L4
Substratdicke [mm]	0,250	1,270	0,635	2,000
Breite des TEM-Leiters [mm]	3,000	4,400	2,400	14,000

Tabelle 3.4: Geometrie der rechteckigen TEM-Leitungen in mm

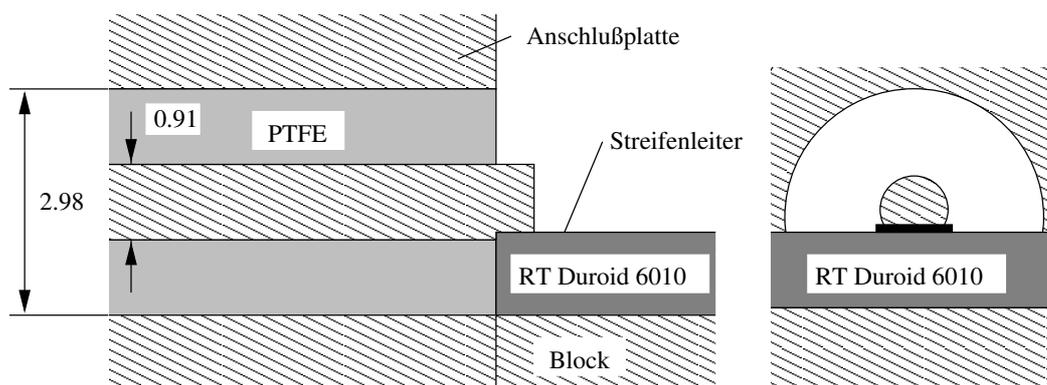


Abbildung 3.6: Geometrie des Überganges U1L2 (Angaben in mm)

Im vorhergehenden Abschnitt wurde erläutert, daß der Wahl der Bezugsebene der Streuparameter eine große Bedeutung zukommt. Die meßtechnisch bestimmten Streuparameter sind dabei auf die Ebenen bezogen, in denen der automatische Netzwerkanalysator

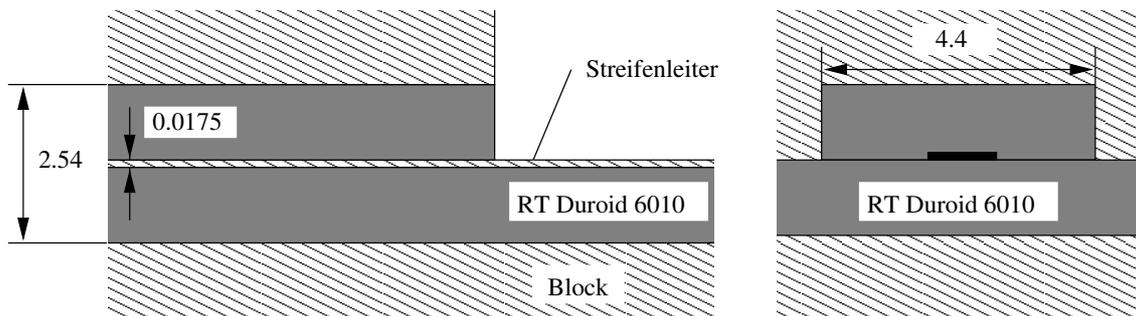


Abbildung 3.7: Geometrie des Überganges U2L2 (Angaben in mm)

kalibriert wird. Bei der numerischen Berechnung muß sichergestellt werden, daß die Streuparameterberechnung in Ebenen erfolgt, in denen die durch die Stoßstelle bedingten Feldverzerrungen hinreichend abgeklungen sind. Daher werden hier vor und hinter dem Übergang homogene Leitungen verwendet. Die Referenzebenen für die Wellenwiderstandsberechnung der abrupten Übergänge können eindeutig durch die Grenzflächen zwischen dem Dielektrikum der TEM-Leitung und der Luft festgelegt werden. Bei den Adaptern OSM 244-6 und OSM 244-4A ist dies nicht möglich. Hier werden zwei Ebenen angenommen, da die Streuparameter nicht über die Grenzflächen transformiert werden können, die sich zwischen der Koaxialleitung und der Mikrostreifenleitung bzw. zwischen den Koaxialleitungen unterschiedlicher Querschnittsgeometrie ergeben. Damit ist das Stück Koaxialleitung mit der Länge von 2,1 mm für Adapter OSM 244-4A bzw. 3,2 mm für Adapter OSM 244-6 in der resultierenden Streuparametermatrix enthalten und muß bei der Modellierung eines Ersatzschaltbildes berücksichtigt werden.

## Kapitel 4

# Numerische Berechnung der Streuparameter

Die Bestimmung der Streuparameter des Überganges zwischen der TEM- und der Mikrostreifenleitung erfolgt durch eine dreidimensionale Feldberechnung in einem Volumen um diesen Übergang. Die Berandung dieses Volumens besteht dabei aus metallischen Wänden und aus zwei Ebenen, an die sich die TEM-Leitung und die Mikrostreifenleitung anschließen. Diese Ebenen, durch die Leistung zwischen dem Übergang und den angeschlossenen Wellenleitern ausgetauscht wird, werden im folgenden als Tore bezeichnet und auf der Seite des TEM-Wellenleiters mit Eins, auf der Seite der Mikrostreifenleitungsseite mit Zwei beziffert. Für die Betrachtung von Übergängen auf Mikrostreifenleitungen ohne Gehäuse werden zusätzlich sogenannte offene Randbedingungen in das Modell eingeführt.<sup>3</sup> Diese Berandung hat im idealen Fall die Eigenschaft, senkrecht auftreffende TEM-Wellen vollständig zu absorbieren.

Die Größe des untersuchten Volumens wird durch die folgenden Überlegungen bestimmt. Es sollte prinzipiell möglichst klein gehalten werden, um den Aufwand der numerischen Berechnung der dreidimensionalen Feldverteilung gering zu halten und die Ausbreitung höherer Moden in dem betrachteten Frequenzbereich auszuschließen. Demgegenüber stehen die folgenden Forderungen: Die seitlichen Berandungen der homogenen Leitungen sollten die Eigenschaften des Grundmodes des jeweiligen Wellenleiters nicht beeinflussen (vgl. Abschnitt 2.3). Zusätzlich sollte die jeweilige Leitungslänge zwischen dem Übergang und den Toren ein Abklingen der durch den Übergang verursachten Feldverzerrungen derart ermöglichen, daß diese keinen Einfluß auf die Genauigkeit der Streuparameterberechnung haben.

---

<sup>3</sup>In der Literatur findet hierfür häufig auch der entsprechende angelsächsische Begriff *open boundary* Verwendung.

## 4.1 Die Methode der Finiten Elemente

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Streuparameter wurden mit dem Softwarepaket **H**igh **F**requency **S**tructure **S**imulator Release 4.0 berechnet, das von der Firma Hewlett-Packard vertrieben wird. Im folgenden wird hierfür die Abkürzung HFSS verwendet. Der HFSS berechnet das elektrodynamische Verhalten passiver Strukturen auf der Basis der Methode der Finiten Elemente [46]. Dabei wird die elektromagnetische Feldverteilung in einem abgeschlossenen Volumen berechnet. Dessen Oberfläche wird in Teilflächen zerlegt, denen definierte Randbedingungen zugewiesen werden müssen. Mögliche Randbedingungen sind die elektrisch leitende und die ideal magnetisch leitende sowie die offene Grenzfläche. Letztere weist eine Reflexionsdämpfung senkrecht auftretender TEM-Wellen von etwa 120 dB auf. Darüber hinaus können Ebenen definiert werden, deren elektromagnetisches Verhalten dem einer angeschlossenen homogenen Leitung entspricht. In diesen in der Literatur häufig auch als Ports oder Tore bezeichneten Ebenen werden zunächst mit Hilfe einer zweidimensionalen Analyse die Eigenmoden der entsprechenden homogenen Leitung berechnet. Die resultierende Randbedingung in den Toren ergibt sich aus der Linearkombination der Feldverteilungen der zu berücksichtigenden Moden.

Nachdem der gesamten Oberfläche geeignete Randbedingungen zugeordnet sind, wird für die dreidimensionale Feldanalyse das betrachtete Volumen in schiefwinklige Tetraeder zerlegt. Zur Lösung des Feldproblems werden die Maxwell'schen Gleichungen umgeformt zu:

$$\operatorname{rot} \left( \frac{1}{\mu_r} \operatorname{rot} \vec{E} \right) - k_0^2 \underline{\epsilon}_r \vec{E} = 0 \quad (4.1)$$

$$\vec{H} = \frac{\operatorname{rot} \vec{E}}{-j\omega \underline{\mu}} \quad (4.2)$$

Anschließend werden die Gln. (4.1) und (4.2) diskretisiert, woraus das zu lösende lineare Gleichungssystem folgt. Um eine hohe Genauigkeit der Lösung des elektromagnetischen Feldproblems zu erhalten, ist eine große Anzahl von Tetraedern erforderlich. Demgegenüber steht der hiermit verbundene Bedarf an Rechenzeit und Arbeitsspeicher. Aus diesem Grund wird die Diskretisierung in einem iterativen Prozeß erzeugt, in dem die vorhandene Vermaschung in Bereichen des größten Feldgradienten verfeinert wird.

Die Berechnung der Moden in den Torebenen erfolgt über eine zweidimensionale Analyse ebenfalls mit Finiten Elementen. Hier ist eine Annahme offener Randbedingungen nicht möglich. Die Zahl der zu berechnenden Moden jeden Leiters ist vorzugeben. Als Kriterium für die Genauigkeit der Berechnung wird das elektrische und das magnetische Feld der zu betrachtenden Moden unabhängig voneinander berechnet. Anschließend wird aus

dem elektrischen Feld das magnetische berechnet, mit der direkten Lösung verglichen und umgekehrt. Das Maschennetz wird adaptiv verfeinert, bis die maximale Energiedifferenz jeden Dreiecks bezogen auf die ihm zuzuordnende gespeicherte Energie einen vorzugebenden Wert unterschreitet [49]. Ausgehend von den Knoten der zweidimensionalen Vermaschung wird dann das dreidimensionale Gitter aufgebaut.

Für die Berechnung der Streuparameter wird eine Anregung durch den jeweiligen Grundmode der TEM- bzw. der Mikrostreifenleitung angenommen. Hierbei handelt es sich um gerade Moden. Die in dieser Arbeit betrachteten Modelle weisen bzgl. ihrer Geometrie eine Symmetrieebene in Längsrichtung auf, so daß sich bei Anregung durch gerade Moden eine Symmetrie bzgl. des elektrischen Feldes ergibt. Durch Einführen einer ideal magnetisch leitenden Fläche in der Symmetrieebene kann das Volumen, in dem die Feldberechnung durchzuführen ist, halbiert werden. Hierdurch reduziert sich der Bedarf an Arbeitsspeicher und Rechenzeit erheblich. In Abbildung 4.1 ist das Modell, das somit der Berechnung der Streuparameter zugrunde liegt, am Beispiel des Adapters 4 dargestellt. Auf der Oberfläche der einzelnen Volumenelemente ist die Vermaschung angedeutet. Insbesondere unterhalb der Mikrostreifenleitung ergibt sich dabei eine sehr hohe Maschendichte. Das mit Luft gefüllte Volumen über der Mikrostreifenleitung ist der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt.

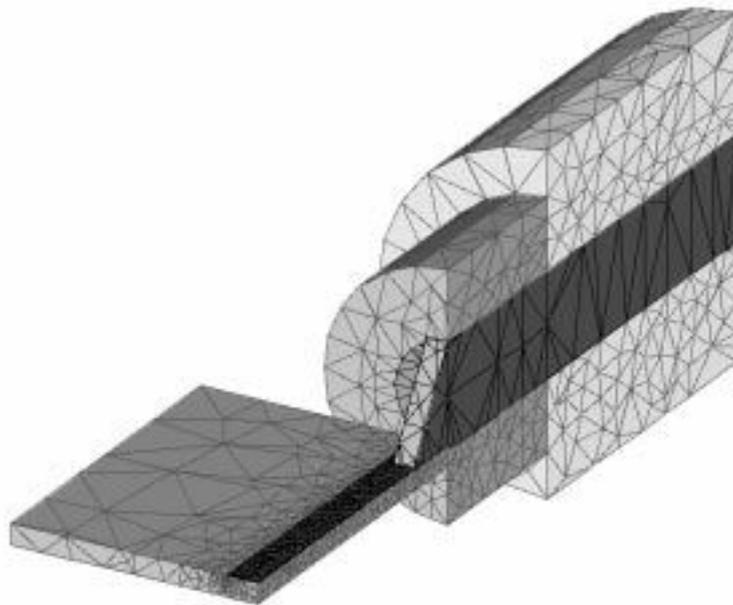


Abbildung 4.1: Modell zur Streuparameterberechnung des Adapters 4

Für die Streuparameterberechnungen steht eine Workstation HP 9000/780 J 282 mit 544 Mbyte Arbeitsspeicher zzgl. des Swapbereiches und etwa 15 Gbyte Festplattenkapazität zur Verfügung. Die benötigten Rechenzeiten und Speicherkapazitäten sind sehr

stark von den Geometrieverhältnissen und den Genauigkeitsanforderungen abhängig. Wird z.B. ein 4 mm langes Stück der Leitung 1 betrachtet, das am zweiten Ende reflexionsfrei abgeschlossen ist, ergibt sich der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  idealerweise zu Null. Die Berechnung der elektromagnetischen Feldverteilung und der Streuparameter erfolgt dabei iterativ, d.h., es wird zunächst eine Diskretisierung angenommen und das Feldproblem gelöst. Anschließend wird die Diskretisierung im Bereich der größten Gradienten der ermittelten elektromagnetischen Feldverteilung verfeinert und die Berechnung erneut gestartet. Dieser Vorgang kann prinzipiell beliebig oft wiederholt werden, wobei einerseits Grenzen durch die zur Verfügung stehenden Rechnerressourcen und andererseits durch die numerische Genauigkeit gegeben sind. Wird die Berechnung nach einer Rechenzeit von etwa 22 Stunden und einem benötigten Arbeitsspeicher von etwa 590 Mbyte abgebrochen, ergibt sich für das oben genannte Beispiel der 4 mm langen Leitung 1 ein Reflexionsfaktorbetrag von 0,0055 (vgl. Abschnitt 4.2.2). Hiermit wird deutlich, daß eine genaue Bestimmung der Streuparameter einen sehr hohen Aufwand bedeutet. Die Berechnung der Übergänge auf die offenen Leitungen haben dagegen etwa 655 Mbyte Arbeitsspeicher und eine Rechenzeit von ungefähr 48 Stunden je Frequenzpunkt in Anspruch genommen. Wie im folgenden gezeigt wird, reichen bei den offenen Modellen die Rechenkapazitäten nicht aus, um eine gewünschte Genauigkeit von 1% der Wellenwiderstandsbestimmung zu erreichen.

#### 4.1.1 Ergebnisse der numerischen Streuparameterberechnung

In den Abbildungen 4.2 bis 4.7 sind die einzelnen Streuparameterortskurven der Übergänge in der komplexen Ebene dargestellt. Der Frequenzgang der Kurven beginnt für die Übergänge auf die Leitungen 1 und 3 bei 1 GHz und endet bei 20 GHz. Für die Übergänge auf die Leitung 2 reicht der Frequenzbereich von 1 GHz bis 10 GHz und für die Übergänge auf die Leitung 4 von 0,5 GHz bis 5 GHz. Für die jeweils tiefste Frequenz liegen die Kurven nahe der reellen Achse.

Die Achsenabschnitte sind in den Abbildungen 4.2 bis 4.7 für den Realteil und den Imaginärteil der Streuparameter gleich geteilt. Damit bleibt die charakteristische Kurvenform erhalten, die sich in einem Polardiagramm ergeben würde. Aufgrund der dicht beieinander liegenden Werte ist in der Darstellung in einem Smith-Diagramm für passive Komponenten der charakteristische Verlauf der Ortskurven nicht mehr erkennbar (vgl. Abbildung 4.8).

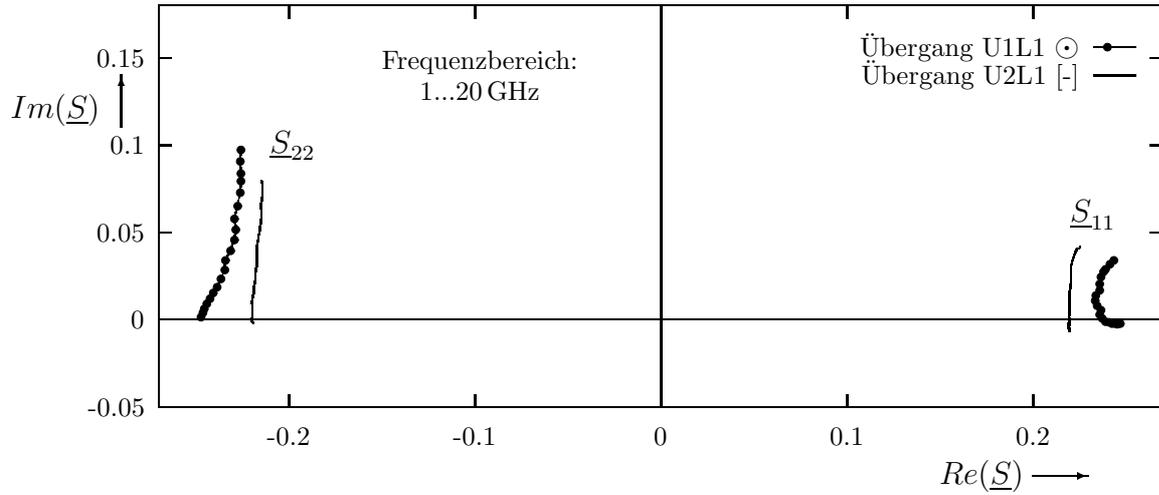


Abbildung 4.2: Ergebnisse des HFSS zu  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  der Übergänge U1L1 und U2L1

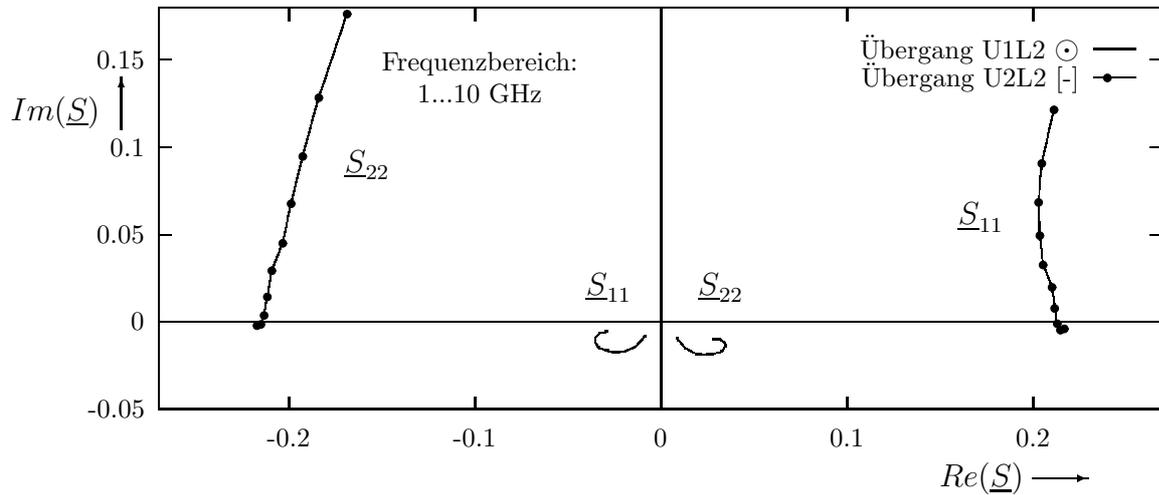


Abbildung 4.3: Ergebnisse des HFSS zu  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  der Übergänge U1L2 und U2L2

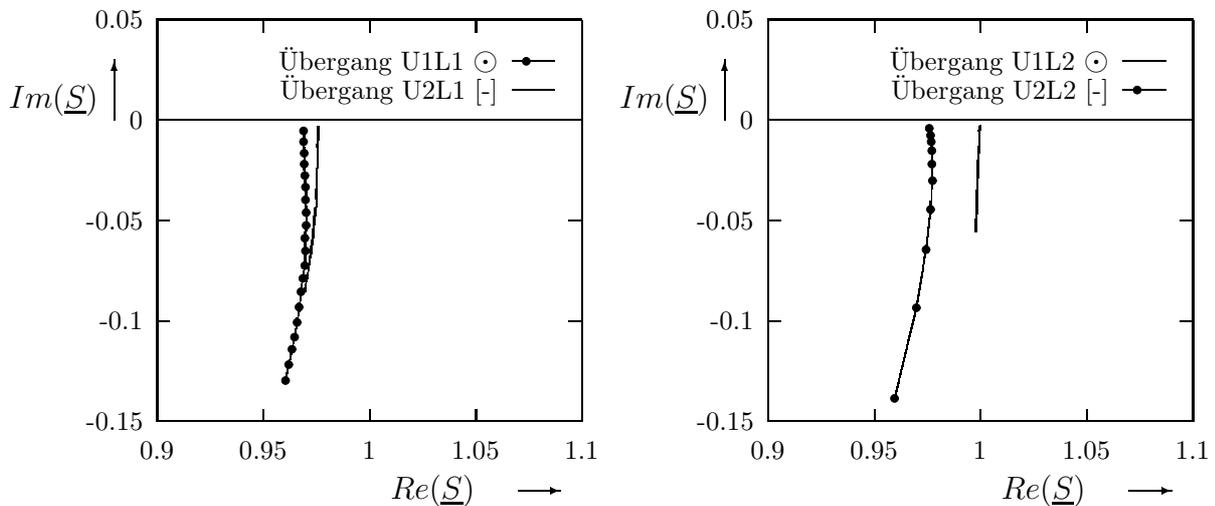


Abbildung 4.4: Ergebnisse des HFSS zu  $\underline{S}_{12}$  der Übergänge auf die Leitungen 1 und 2

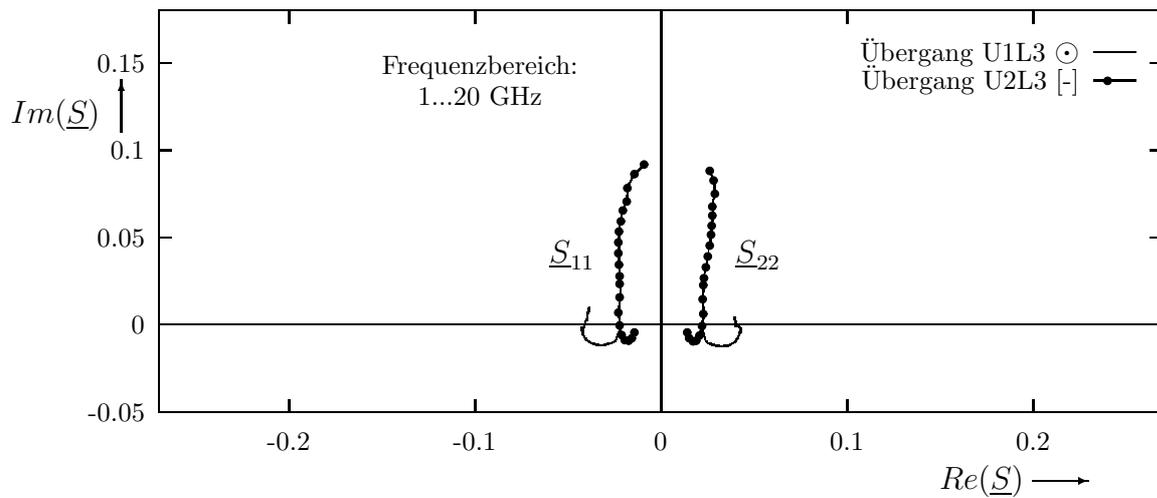


Abbildung 4.5: Ergebnisse des HFSS zu  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  der Übergänge U1L3 und U2L3

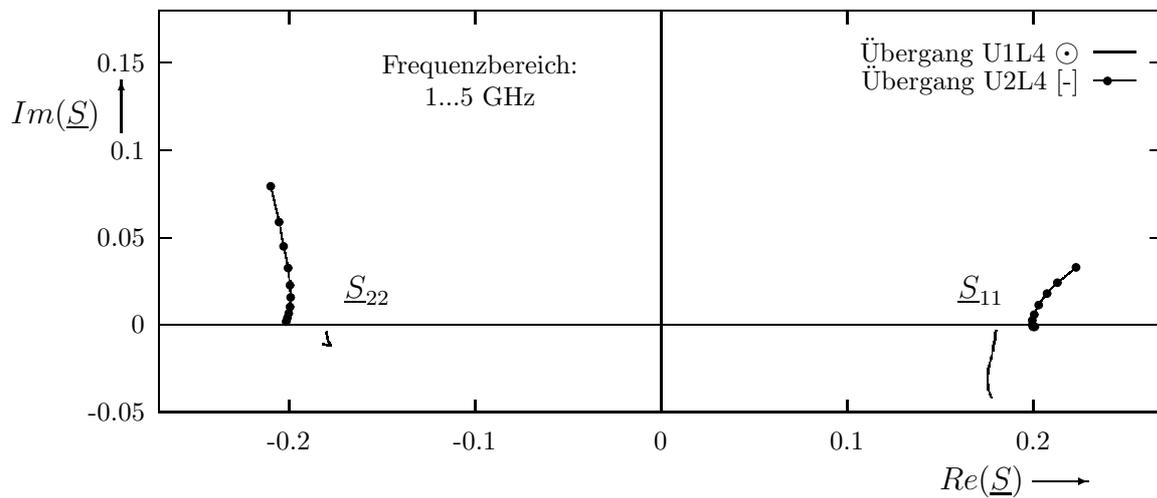


Abbildung 4.6: Ergebnisse des HFSS zu  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  der Übergänge U1L4 und U2L4

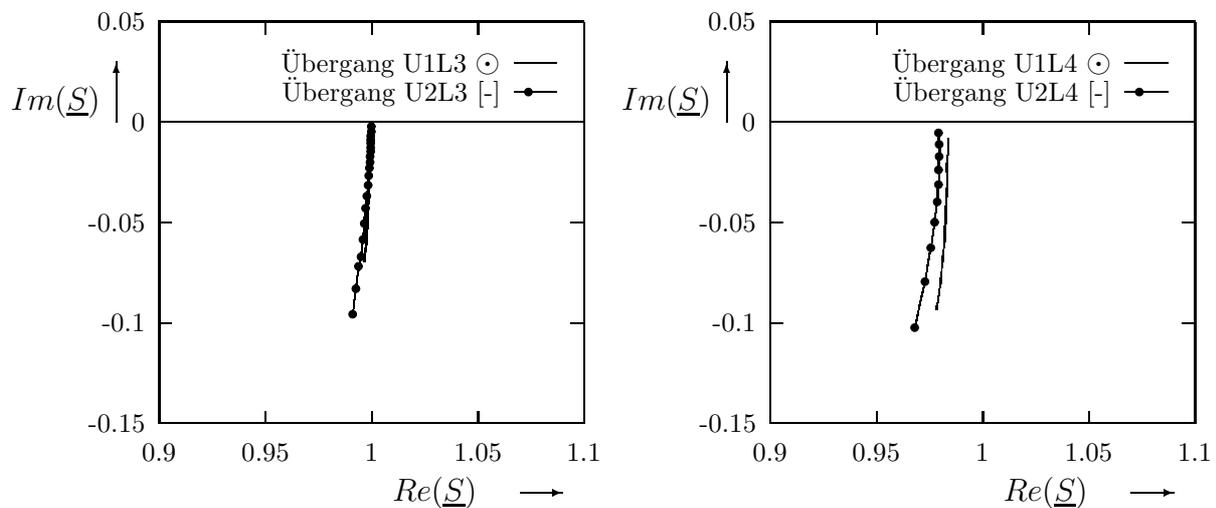


Abbildung 4.7: Ergebnisse des HFSS zu  $\underline{S}_{12}$  der Übergänge auf die Leitungen 3 und 4

Für die Bestimmung des Wellenwiderstandes sollten die Feldverzerrungen im Übergangsbereich möglichst gering sein. Dem Betrag des Reflexionsfaktors kommt dagegen keine so große Bedeutung zu, so daß TEM-Leitungen gewählt werden konnten, die von dem statischen Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung deutlich abweichen. Daher liegen die Eingangsreflexionsfaktoren  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  z.T. deutlich vom Ursprung entfernt. Die Streuparameter in den Abbildungen 4.2 bis 4.7 ergeben sich für die direkt an den rechteckigen TEM-Wellenleiter angeschlossenen Mikrostreifenleitungen (vgl. Abbildung 3.7). Sie sind in den Legenden mit dem Symbol  $[-]$  gekennzeichnet. Entsprechend sind die Übergänge von den runden Koaxialleitungen mit dem Symbol  $\odot$  gekennzeichnet.

Die Wellenwiderstände, die sich für die TEM-Leitungen ergeben, sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Sie sind als Referenzwerte für die Bestimmung der Wellenwiderstände der Mikrostreifenleitungen von großer Bedeutung. Daher wird zur Überprüfung das numerische Ergebnis des HFSS für die runde Koaxialleitung mit der analytischen Lösung verglichen ([51], S. 146 ff.):

$$Z_{\odot} = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln \left( \frac{D}{d} \right). \quad (4.3)$$

Die runden Berandungen des Querschnittes der Koaxialleitung werden für die Berechnung mit dem HFSS durch Vielecke angenähert, so daß die Geometrie anschließend in Tetraeder zerlegt werden kann. Hierfür werden 24 Segmente je Kreis gewählt.

Für die Berechnung der Wellenwiderstände der rechteckigen TEM-Leiter ist in [47] folgende Näherung angegeben:

$$Z_{\square} = \frac{\eta_0}{4\sqrt{\varepsilon_r} \left( \frac{w}{2h-t} + \frac{C'_f}{\varepsilon} \right)}. \quad (4.4)$$

Die Größe  $C'_f/\varepsilon$  berechnet sich zu:

$$\frac{C'_f}{\varepsilon} = \frac{1}{\pi \ln 2} \left[ \frac{x}{x-t} \ln \left( \frac{2x-t}{t} \right) + \ln \left( \frac{t(2x-t)}{(x-t)^2} \right) \right] \ln \left[ 1 + \coth \pi \left( \frac{y-w}{2x} \right) \right], \quad (4.5)$$

mit der Breite  $x$  und der Höhe  $y$  des Dielektrikums des Wellenleiters.

Die Differenz der mit dem HFSS ermittelten Wellenwiderstände zu den mit Gl. (4.3) bzw. mit Gl. (4.5) berechneten ist der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Sie beträgt weniger als  $0,17\Omega$  und ist auf die Annäherung des runden Querschnittes der Außen- und Innenleiter durch Vielecke sowie numerische Rechenungenauigkeiten zurückzuführen. Die maximale Abweichung ergibt sich für die Koaxialleitung des Überganges U1L3. Für die Berechnung

	U1L1	U2L1	U1L2	U2L2	U1L3	U2L3	U1L4	U2L4
$Z_{HFSS} [\Omega]$	31,654	30,105	50,294	31,884	50,072	50,110	50,078	48,398
$Z_{\odot/\square} [\Omega]$	31,814	30,098	50,327	32,113	50,239	50,315	50,043	48,377

Tabelle 4.1: Referenzwellenwiderstände nach HFSS bzw. den Gln. (4.3) und (4.5)

der Wellenwiderstände der Mikrostreifenleitungen aus den numerisch ermittelten Streuparametern sind die mit dem HFSS ermittelten Werte als Referenzwellenwiderstände zu verwenden, so daß sich hier ebenfalls eine Unsicherheit in gleicher Größenordnung ergibt. Für die rechteckige TEM-Leitung beträgt die maximale Abweichung zwischen den mit Gl. (4.5) und mit dem HFSS berechneten Ergebnissen  $0,229\Omega$ , was einem relativen Fehler von  $0,71\%$  entspricht. Hier entspricht die Geometrie, die mit dem HFSS modelliert wurde, exakt der realen Anordnung. In [48] werden die Ergebnisse nach Gl. (4.5) mit denen verschiedener Autoren verglichen. Hieraus kann die Genauigkeit der Gl. (4.5) für die vorliegenden Geometrieverhältnisse auf etwa  $1,5\%$  abgeschätzt werden.

Die Streuparameter der Übergänge U1L1 und U1L2 sind in Abbildung 4.8 in dem kompletten Smith-Diagramm für passive Komponenten dargestellt. Hier ist einerseits zu erkennen, daß durch die Fehlanpassung zwischen den Wellenwiderständen der Mikrostreifenleitungen und der TEM-Leitungen die Beträge der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  gegenüber technisch relevanten Lösungen sehr groß sind. Andererseits konzentrieren sich die Verläufe jeweils nur auf einen sehr kleinen Bereich des Smith-Diagramms für passive Komponenten. Damit ist die Bedingung für eine Adaption der Streuparameter durch Ersatzschaltbilder, die aus konzentrierten Bauelementen bestehen, gegeben. Dies trifft ebenfalls auf die Streuparameter der anderen betrachteten Übergänge zu, die der Übersichtlichkeit halber nicht in Abbildung 4.8 dargestellt sind.

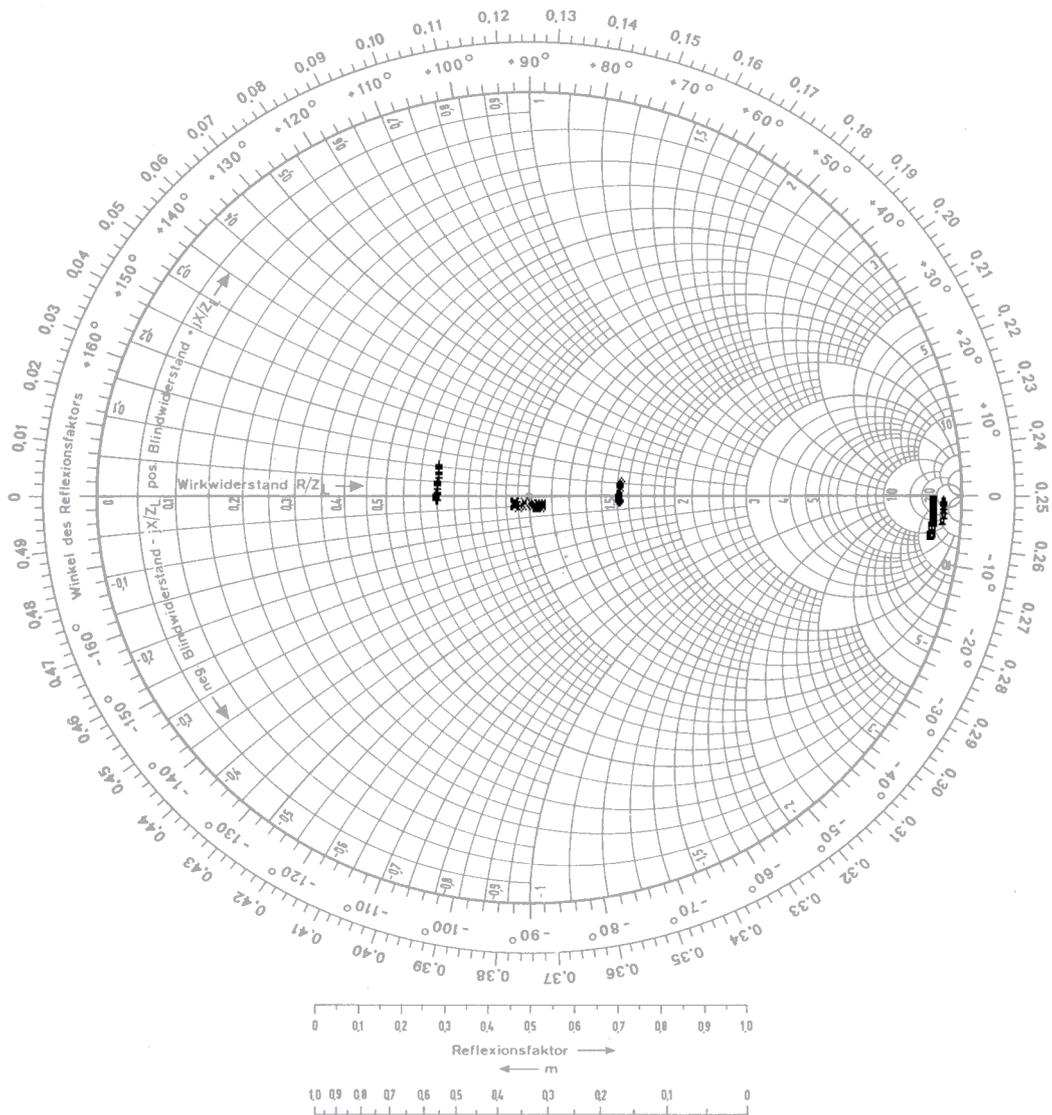


Abbildung 4.8: Streuparameter der Übergänge U2L1 und U1L2

### 4.1.2 Berechnung der abgestrahlten Leistung

Die in dem Abschnitt 4.1.1 vorgestellten Ergebnisse berechnen sich für Übergänge auf geschlossene Mikrostreifenleitungen. Dabei wird das Gehäuse so dimensioniert, daß sich die elektrisch leitenden Wände in einer Entfernung von dem Streifenleiter befinden, in der das elektromagnetische Feld des Grundmodes auf einen Wert unterhalb der Rechengenauigkeit abklingt. Damit bleibt die dem Grundmode zuzuordnende charakteristische Impedanz der Mikrostreifenleitung durch das Gehäuse unbeeinflusst. Werden höhere Moden betrachtet, ergeben sich für die geschlossene Mikrostreifenleitung zusätzliche Moden, die in der offenen Anordnung nicht existent sind, und deren Feldverteilungen denen eines Hohlleiters entsprechender Geometrie sehr ähnlich sind. Mit Hilfe dieser Betrachtung kann anschaulich begründet werden, daß sich die Feldverteilungen der Übergänge auf die offene und die geschlossene Mikrostreifenleitung voneinander unterscheiden. Damit ergeben sich auch verschiedene Ersatzschaltbilder, die das elektromagnetische Verhalten der Übergänge beschreiben. Insbesondere wird bei einem Übergang auf die offene Mikrostreifenleitung Leistung abgestrahlt, die in dem Ersatzschaltbild durch einen Wirkleitwert berücksichtigt werden kann. Für die Berechnung der abgestrahlten Leistung müssen in dem Finite-Elemente Modell offene Randbedingungen eingeführt werden. Eine Modifikation der Modelle ist hierfür notwendig, weil die offenen Grenzflächen konvex zur Strahlungsquelle anzuordnen sind und von dieser einen Abstand von einem Viertel der Wellenlänge haben sollten [46]. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 4.9 das Modell zur Berechnung der abgestrahlten Leistung für den Übergang U1L2 auf die offene Mikrostreifenleitung dargestellt.

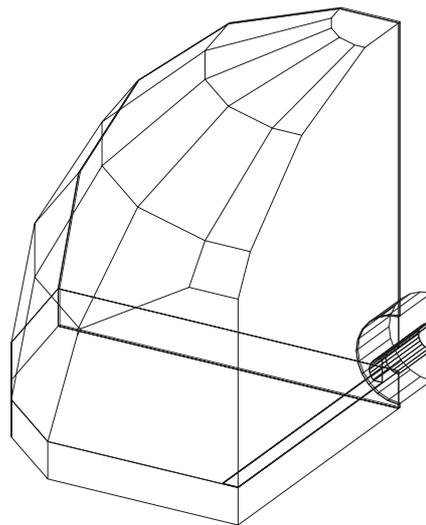


Abbildung 4.9: Modell zur Berechnung der abgestrahlten Leistung

Die Genauigkeit der Streuparameterberechnung für die Übergänge auf die offenen Mikrostreifenleitungen wird anhand verschiedener Modelle untersucht, die sich lediglich durch die Geometrie des Luftvolumens unterscheiden. Dabei ist für jedes der Modelle die Bedingung erfüllt, daß die offenen Grenzflächen in einem Mindestabstand von einem Viertel der Wellenlänge konvex zur Strahlungsquelle angeordnet sind. Es hätten sich nach der Referenzebenenverschiebung in die Übergangsebene die gleichen Streuparameter für die unterschiedlichen Modelle ergeben müssen. Insbesondere die transformierten Eingangsreflexionsfaktoren  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  ergaben für die verschiedenen Modelle Abweichungen, die dem Betrage nach bis zu 0,025 und der Phase nach bis zu  $10^\circ$  groß waren. Dabei hat die Berechnung eines Frequenzpunktes etwa 48 Stunden und 655 Mbyte Arbeitsspeicher in Anspruch genommen. Die Genauigkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes, die sich aus dieser Toleranz der Streuparameterbestimmung ableiten läßt, beträgt etwa  $5,4 \Omega$ . Hieraus folgt, daß die Streuparameter der offenen Modelle mit den zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten nicht mit der für die Wellenwiderstandsbestimmung erforderlichen Genauigkeit ermittelt werden können. Für die Untersuchung, ob die abgestrahlte Leistung auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes Einfluß nimmt, müssen dagegen die Streuparameter des jeweiligen Überganges nicht exakt berechnet werden. Hier genügt die Berechnung der Strahlungsleistung, die sich aus dem Flächenintegral des Poyntingvektors über die offenen Randbedingungen ergibt.

Für die untersuchten Übergänge konnten in der Literatur keine exakten Angaben zur Strahlungsleistung gefunden werden. Daher wird die numerische Berechnung mit dem HFSS anhand einer leerlaufenden Mikrostreifenleitung überprüft. Hierfür sind in [20], S. 315 u.a. Ergebnisse für eine Mikrostreifenleitung mit der Substrathöhe  $h=1,27$  mm,

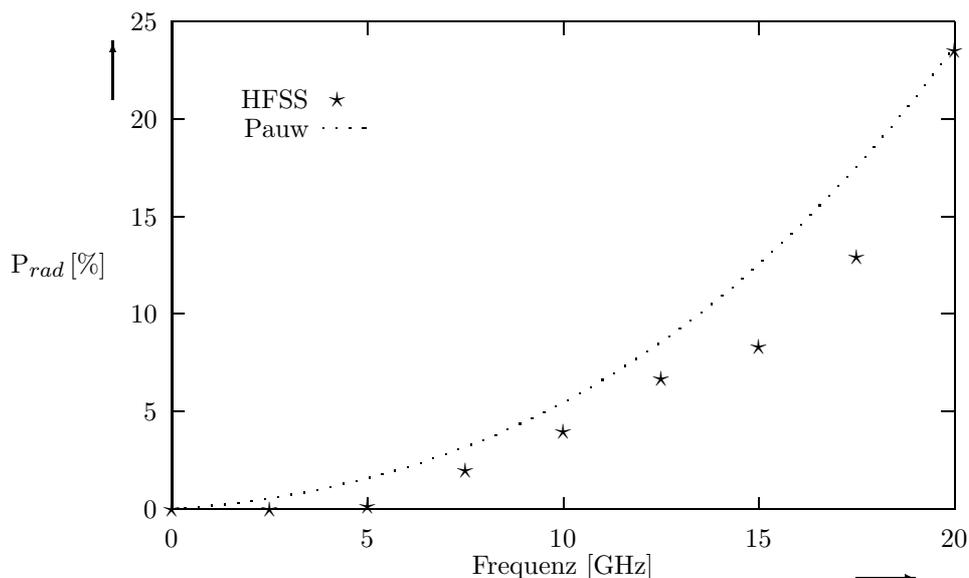


Abbildung 4.10: Abgestrahlte Leistung einer offenen, leerlaufenden Mikrostreifenleitung

der relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r=2,5$  und der Streifenleiterbreite  $w=h$  angegeben, die auf der Berechnung nach Pauw [50] basieren. Der Vergleich der Ergebnisse ist in der Abbildung 4.10 dargestellt. Hieraus kann entnommen werden, daß die abgestrahlte Leistung für die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Modelle aufgrund der begrenzten Rechnerressourcen nicht exakt bestimmt werden kann. Eine näherungsweise Berechnung ist dennoch möglich. Mit Hilfe der offenen Grenzflächen wird daher im Kapitel 6 untersucht, ob die Strahlungsleistung in dem Ersatzschaltbild des Überganges im Rahmen der angestrebten Genauigkeit der Wellenwiderstandsbestimmung zu berücksichtigen ist.

## 4.2 Fehlerbetrachtung

Der Wellenwiderstand wird mit Hilfe des in Kapitel 3 beschriebenen Verfahrens aus den Streuparametern der Übergänge zwischen der TEM-Leitung und der Mikrostriifenleitung berechnet. Mit dem numerischen Verfahren der Finiten Elemente können die Streuparameter prinzipiell nicht exakt berechnet werden. Im folgenden wird daher untersucht, wie groß die Unsicherheit der numerisch ermittelten Streuparameter ist. Die Bestimmung des minimal erreichbaren Fehlers durch einen Vergleich mit analytischen Ergebnissen ist nicht möglich, weil keine geschlossene analytische Lösung für die Streuparameter der betrachteten Übergänge existiert. Eine Abschätzung der erreichbaren Rechengenauigkeit läßt sich aber auf der Basis der Untersuchung der einzelnen Leitungen durchführen. Hierfür werden in den folgenden Abschnitten eine Koaxialleitung und eine Mikrostriifenleitung einzeln simuliert. Darüber hinaus wird die Leistungsbilanz der Streuparameterberechnungen untersucht und ein Vergleich mit Ergebnissen anderer Programmpakete durchgeführt.

### 4.2.1 Untersuchungen zur Simulation einer Koaxialleitung

Der Vergleich der numerisch berechneten Leitungseigenschaften und Streuparameter mit der analytischen Lösung wird für die in Abschnitt 3.4 vorgestellte 3,58 mm Semi-Rigid Leitung durchgeführt. Die Koaxialleitung besitzt eine Länge von 4 mm und ist mit einem Dielektrikum der relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r = 2$  gefüllt. Der Durchmesser des Innenleiters beträgt  $d=0,91$  mm, der Außendurchmesser des Dielektrikums  $D=2,98$  mm. Zur Berechnung mit dem HFSS muß ein Modell der Koaxialleitung erstellt werden, in dem die runden Randkonturen des Querschnittes durch Vielecke angenähert werden. Hier ergibt sich anhand der nachfolgenden Ergebnisse, daß eine Anzahl von 24 Segmenten auf dem Umfang ausreichen. Die Abweichung der analytischen von der numerischen Lösung wurde für verschiedene Frequenzen berechnet und wird bei einer Frequenz von

20 GHz maximal. Daher werden im folgenden nur Ergebnisse bei dieser Frequenz vorgestellt. Analytisch berechnet sich der reell angenommene Wellenwiderstand  $Z_{k\text{ coax}}$  nach Gl. (4.3) und die komplexe Ausbreitungskonstante  $\alpha + j\beta$  der betrachteten Leitung zu ([51], S. 146 ff.):

$$\beta = \frac{2\pi f \sqrt{\varepsilon_r}}{c_0} \quad (4.6)$$

$$\alpha = \frac{1}{2\pi Z_0} \left( \frac{1}{D} + \frac{1}{d} \right) \sqrt{\pi \mu f \rho}, \quad (4.7)$$

mit dem spezifischen Widerstand  $\rho = 1,724 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$  des Leitermaterials Kupfer. Dabei können die Verluste, die durch das dielektrische Material Teflon entstehen, vernachlässigt werden ([51], S. 146 ff.). Die Ergebnisse sind der Tabelle 4.2 zu entnehmen.

	$Z_{k\text{ coax}} [\Omega]$	$\alpha \left[ \frac{\text{Np}}{\text{m}} \right]$	$\beta \left[ \frac{1}{\text{m}} \right]$	$\underline{\Gamma}_k$	$\underline{\Gamma}_o$
analytisch	50,327	0,1674	592,7796	$0,9927 e^{-j 91,71^\circ}$	0,0
HFSS	50,294	0,1765	592,9711	$0,9984 e^{-j 91,86^\circ}$	$0,0003 e^{-j 134,46^\circ}$

Tabelle 4.2: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Berechnung charakteristischer Größen einer Koaxialleitung für eine Frequenz von 20 GHz

Die angegebene Phasen- und Dämpfungskonstante wurde mit dem HFSS berechnet, der hierfür eine zweidimensionale Analyse durchführt. Der Vergleich zwischen analytischer und numerischer Lösung ergibt bezüglich der Phasenkonstante eine Abweichung von 0,032%. Die Dämpfungskonstante weicht um 5,436% ab, ihr absoluter Wert ist aber sehr klein. Insgesamt folgt, daß die numerischen Ergebnisse sehr gut mit den analytischen übereinstimmen, so daß die Anzahl der Segmente auf dem Umfang ausreichend ist. Darüber hinaus sind die Ergebnisse der Eingangsreflexionsfaktoren für eine kurzgeschlossene und für eine reflexionsfrei abgeschlossene Leitung dargestellt ( $\underline{\Gamma}_k$  und  $\underline{\Gamma}_o$ ). Hiermit ist die Überprüfung der Phasen- und Dämpfungskonstante möglich, die sich für die dreidimensionale Berechnung ergibt sowie für die minimal berechenbare Reflexion. Der Eingangsreflexionsfaktor der kurzgeschlossenen Leitung weicht in seinem Betrag um 0,0057 und in seiner Phase nach um  $0,15^\circ$  von der analytischen Lösung ab. Für die ideal abgeschlossene Leitung beträgt die Reflexion 0,0003. Kleinere Reflexionsfaktoren können nicht bestimmt werden. Der Phase kommt hierbei aufgrund des kleinen Betrages keine Bedeutung zu. Aus den in Tabelle 4.2 dargestellten Ergebnissen folgt, daß der HFSS die Streuparameter der in dieser Arbeit verwendeten Koaxialleitungen mit einer Genauigkeit des Betrages von etwa 0,0003 berechnen kann. Der sich hieraus ergebende Fehler der Wellenwiderstandsbestimmung der Mikrostreifenleitung kann im Vergleich zu dem, der sich aus der Berechnung einer Mikrostreifenleitung im folgenden Abschnitt ergibt, vernachlässigt werden.

### 4.2.2 Untersuchungen zur Simulation einer Mikrostreifenleitung

Für die Mikrostreifenleitung wird ebenfalls die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Untersuchung zur numerischen Rechengenauigkeit durchgeführt. Hier ergibt sich aber die Schwierigkeit, daß keine geschlossene analytische Lösung existiert, so daß die mit dem HFSS numerisch berechneten Ergebnisse lediglich mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen werden können. Die Berechnung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung wird dabei nicht untersucht. Die Phasenkonstante ergibt sich aus der effektiven Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_{r,eff}$  nach [6] zu:

$$\beta = 2\pi f \frac{\varepsilon_{r,eff}}{c_0}. \quad (4.8)$$

Die Dämpfungskonstante  $\alpha$  setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, die sich aus den metallischen und den dielektrischen Verlusten ableiten lassen. Die resultierende Dämpfung ergibt sich näherungsweise zu ([51], S. 168 ff.):

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi f \mu \rho}}{w Z_{\varepsilon_{r,eff}}} e^{-1,2(Z_{L1}/Z_0)^{0,7}} + \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_{r,eff}} \frac{\varepsilon_{r,eff} - 1}{\varepsilon_r - 1} \frac{\pi}{\lambda} \tan \delta_\varepsilon. \quad (4.9)$$

Für die Bestimmung der Dämpfungskonstante nach Gl. (4.9) wird die Kenntnis der folgenden Größen vorausgesetzt, deren Berechnung dem Anhang A.2 zu entnehmen ist.  $Z_0$  steht für den statischen Wellenwiderstand,  $Z_{L1}$  für den Wellenwiderstand einer Mikrostreifenleitung mit einem unendlich dünnen Streifenleiter und  $Z_{\varepsilon_{r,eff}}$  für den nach [6] aus dem Bandleitungsmodell abgeleiteten Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung. Die Ergebnisse der analytischen Näherungslösungen und der numerischen Berechnung mit dem HFSS sind zum Vergleich in der Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

	$\alpha \left[\frac{Np}{m}\right]$	$\beta \left[\frac{1}{m}\right]$	$\underline{\Gamma}_k$	$\underline{\Gamma}_o$
analytisch	0,4700	587,33	$0,9962 e^{-j90,79^\circ}$	0,0
HFSS	0,7159	588,51	$0,9924 e^{-j91,03^\circ}$	$0,0055 e^{-j156,37^\circ}$

Tabelle 4.3: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Berechnung charakteristischer Größen einer Mikrostreifenleitung für eine Frequenz von 20 GHz

Der Vergleich mit der Näherungslösung ergibt für die Phasenkonstante eine Abweichung von 0,201%. Für die Dämpfungskonstante ist die Abweichung dagegen mit 52,319% deutlich größer, aber der absolute Wert ist auch hier wie bei der Koaxialleitung so klein, daß er vernachlässigt werden kann. Für die im folgenden betrachteten Leitungslängen von

4 mm unterscheidet sich der Transmissionsfaktor für die zwei in Tabelle 4.3 angegebenen Lösungen zur Dämpfungskonstante lediglich um 0,098%. Der Transmissionsfaktor, der sich aus der dreidimensionalen Lösung für die ideal kurzgeschlossene Leitung ableiten läßt, ergibt dabei einen um weitere 0,095% abweichenden Wert. Die Phase der zwei Lösungen variiert um  $0,24^\circ$ . Die Unsicherheiten bei der Berechnung des Transmissionsfaktors sind so gering, daß sie auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes keinen wesentlichen Einfluß haben. Eine deutlich größere Abweichung ergibt sich dagegen für den Eingangsreflexionsfaktor der ideal abgeschlossenen Leitung. Dieser wird bei 20 GHz maximal und nimmt einen absoluten Wert von 0,0055 an. Die Geometrien der in dieser Arbeit betrachteten Übergänge sind dabei komplizierter als die der homogenen Mikrostreifenleitung. Letztere ist aber vollständig in dem zu erstellenden Finite-Elemente-Modell enthalten, so daß von einer Unsicherheit bei der Berechnung der Eingangsreflexionsfaktoren der Übergänge ausgegangen werden muß, die prinzipiell frequenzabhängig und für 20 GHz größer als 0,0055 ist.

### 4.2.3 Leistungsbilanz

Die Summe aus reflektierter und transmittierter Leistung ergibt für passive, lineare Zweitore, zu denen die betrachteten Übergänge gehören, stets einen Wert, der kleiner oder gleich der eingespeisten Leistung ist. Diese Bedingung wird von den berechneten Streuparametern aller betrachteten Übergänge erfüllt, so daß sich hieraus kein weiteres Kriterium für eine Fehlerabschätzung ergibt. Für die im Abschnitt 4.2.2 betrachtete, ideal abgeschlossene Koaxialleitung ergibt sich für die über die Leitungslänge transformierten Streuparameter die Bilanz  $1 - (\underline{S}_{11}^2 + \underline{S}_{22}^2)$  zu  $9,0 \cdot 10^{-8}$ , für die Mikrostreifenleitung entsprechend zu  $3,14 \cdot 10^{-5}$ . Daraus folgt, daß bei letzterer für eine eingespeiste Leistung von einem Watt die Summe aus reflektierter und transmittierter Leistung hiervon um maximal  $31,4 \mu\text{W}$  abweichen. Dabei setzt sich dieser Fehler aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen ist die Dämpfungskonstante aus der zweidimensionalen Analyse, mit der die Transformation durchgeführt wird, nicht exakt, zum anderen ist die dreidimensionale Feldberechnung fehlerhaft. Der Transmissionsfaktor, der sich nach der Transformation einer der Torebenen entlang der Leitung in die zweite Torebene ergibt, berechnet sich zu 1. Da die hierzu gehörende Leitungslänge nun Null beträgt, kann keine Dämpfung vorhanden sein, was das numerische Ergebnis für die Berechnung des Transmissionsfaktors bestätigt. Somit ist der Fehler in der Leistungsbilanz im wesentlichen auf die Ungenauigkeit in der Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors der ideal abgeschlossenen Leitung (vgl. Tabelle 4.3) zurückzuführen und ergibt kein neues Fehlerkriterium.

#### 4.2.4 Vergleich mit Ergebnissen nach der Methode der Finiten Differenzen im Frequenzbereich

Die mit dem HFSS berechneten Streuparameter sollen mit Ergebnissen eines weiteren Verfahrens verglichen werden. Hierfür wurde in [53] ein Programm entwickelt, das die Streuparameter auf der Basis einer dreidimensionalen Feldlösung nach der Methode der Finiten-Differenzen im Frequenzbereich (FDFD) berechnet. Dieser Ansatz wurde gewählt, weil er das Randwertproblem der Feldberechnung mit einem im Vergleich zu anderen aus der Literatur bekannten Verfahren [28] relativ geringen mathematischen Aufwand in ein lineares Gleichungssystem überführt. Die FDFD-Methode wird u.a. in [54] bis [57] beschrieben. Sie geht von der ersten und zweiten Maxwell'schen Gleichung in integraler Form aus. Für harmonische Zeitabhängigkeit und Quellenfreiheit im betrachteten Volumen folgt:

$$\oint_C \vec{H} d\vec{s} = \int_A (j\omega\varepsilon + \sigma) \vec{E} d\vec{a} \quad (4.10)$$

$$\oint_C \vec{E} d\vec{s} = - \int_A j\omega \vec{B} d\vec{a}, \quad (4.11)$$

mit der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$ . Dabei werden die folgenden Materialgleichungen vorausgesetzt:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (4.12)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (4.13)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (4.14)$$

Das betrachtete Volumen wird entlang eines koaxialen, nichtäquidistanten Gitters in einzelne, homogen gefüllte Elementarquader zerlegt. Die Materialkonstanten der einzelnen Quader sind dabei frei wählbar, so daß Materialgrenzen nur parallel zu Koordinatenflächen modelliert werden können. Eine runde Berandung, wie z.B. die Grenzschicht zwischen dem Außenleiter und dem Dielektrikum einer Koaxialleitung, muß daher durch eine Treppenfunktion approximiert werden. Die Komponenten des elektrischen Feldes werden an den Mittelpunkten der jeweiligen Elementarquaderkanten parallel zu diesen definiert, die Komponenten des magnetischen Feldes an den Mittelpunkten der jeweiligen Elementarquaderflächen, jedoch senkrecht zu diesen. Die Maxwell'schen Gln. (4.10) und (4.11) werden nun unter Berücksichtigung der Materialgleichungen (4.12) bis (4.14) auf die Oberfläche bzw. Kanten der Elementarquader angewandt. Die Linien- und Flächenintegrale werden dabei über die Summe der Produkte der definierten Feldkomponenten mit den dazugehörigen Kantenlängen bzw. Flächeninhalten angenähert. Dabei wird

hier ebenfalls wie bei der Methode der Finiten Elemente die Symmetrie des zu betrachtenden Modells ausgenutzt. Es folgt ein lineares Gleichungssystem [53], dessen Lösung die elektromagnetische Feldverteilung ergibt.

Die Bestimmung der Streuparameter erfolgt über die Feldberechnung dreier Modelle, die aus der Kaskadierung der TEM-Leitung, des Überganges und jeweils einer kurzgeschlossenen Mikrostreifenleitung der Länge  $l_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  bestehen. Dabei muß sichergestellt sein, daß auf den Leitungen nur der jeweilige Grundmode ausbreitungsfähig ist. Darüber hinaus müssen die gewählten Leitungslängen eine Dämpfung der am Übergang angeregten, in der Feldamplitude aperiodisch abklingenden Moden auf nahezu Null sicherstellen. Aus den Eingangsreflexionsfaktoren am Anfang der TEM-Leitung  $\Gamma_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ , die aus den Poyntingvektoren in zwei zu dem Tor der TEM-Leitung parallelen Ebenen berechnet werden [56], ergeben sich die Streuparameter wie folgt:

$$\underline{S}_{11} = \frac{(1 - e^{2\gamma(l_1-l_2)}) (\underline{\Gamma}_3 - \underline{\Gamma}_2) \underline{\Gamma}_1 - (1 - e^{2\gamma(l_3-l_2)}) (\underline{\Gamma}_1 - \underline{\Gamma}_2) \underline{\Gamma}_3}{(1 - e^{2\gamma(l_1-l_2)}) (\underline{\Gamma}_3 - \underline{\Gamma}_2) - (1 - e^{2\gamma(l_3-l_2)}) (\underline{\Gamma}_1 - \underline{\Gamma}_2)} \quad (4.15)$$

$$\underline{S}_{12}^2 = \frac{(1 - e^{2\gamma(l_1-l_2)}) (\underline{\Gamma}_1 - \underline{S}_{11}) (\underline{\Gamma}_2 - \underline{S}_{11})}{\underline{\Gamma}_2 - \underline{\Gamma}_1} \quad (4.16)$$

$$\underline{S}_{22} = - \left( \frac{\underline{S}_{12}^2}{\underline{\Gamma}_1 - \underline{S}_{11}} + e^{2\gamma l_1} \right). \quad (4.17)$$

Für den Vergleich der Streuparameterberechnung des HFSS und des FDFD-Programm Paketes wird der Übergang U2L1 ausgewählt. Dieser ist aufgrund der parallel zu dem kartesischen Gitter verlaufenden Materialgrenzen und den im Verhältnis zur Wellenlänge geringen geometrischen Abmessungen besonders geeignet. Die Annäherung der runden Randkonturen einer Koaxialleitung durch eine Treppenfunktion wird in [53], S. 37 ff. untersucht. Die Abweichungen des Wellenwiderstandes gegenüber der analytischen Lösung mit runden Randkonturen betragen dabei etwa 10%. Eine Verwendung als Referenzleitung würde damit eine Unsicherheit der Wellenwiderstandsbestimmung in gleicher Größenordnung bedeuten.

Die Abbildung 4.11 zeigt die mit beiden Verfahren berechneten Streuparameter des Überganges U2L1. Die Ergebnisse des HFSS sind mit den stetigen Kurven und die des FDFD-Verfahrens mit den diskreten Punkten dargestellt. Die Streuparameter differieren betragsmäßig um maximal 0,01 bei 6 GHz und in der Phase um maximal  $13,5^\circ$  bei 20 GHz. Es ergeben sich insbesondere, bedingt durch den Verlauf der nach dem FDFD-Verfahren berechneten Phasen, keine stetigen Kurven. Daher kann davon ausgegangen werden, daß die mit dem FDFD-Verfahren berechneten Ergebnisse eine deutlich geringere Genauigkeit als diejenigen des Programmpaketes HFSS aufweisen. Mit dem

FDFD-Verfahren werden aus diesem Grund keine weiteren Untersuchungen vorgenommen.

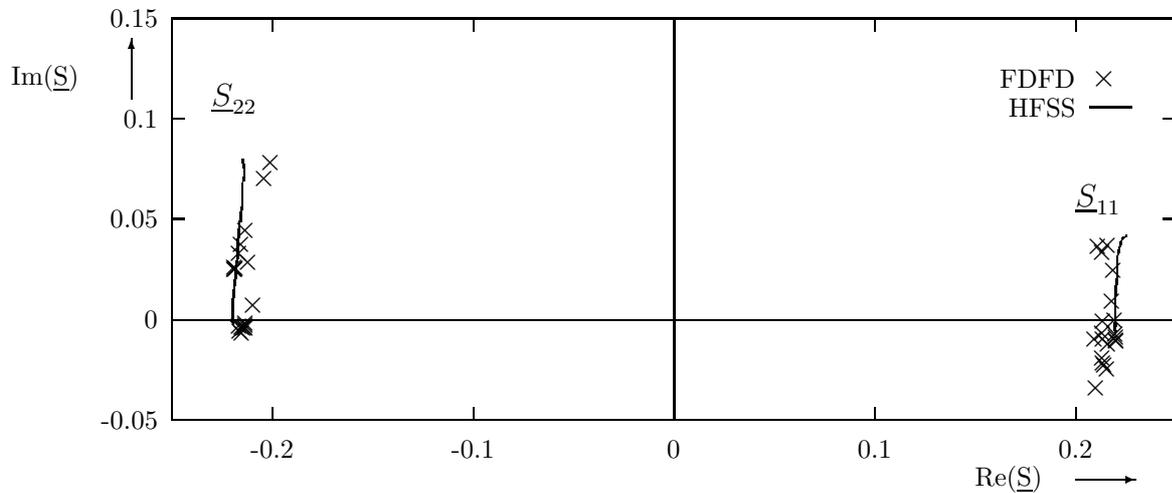


Abbildung 4.11: Vergleich der mit dem HFSS und dem FDFD-Verfahren berechneten Reflexionsfaktoren  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  des Überganges U2L1

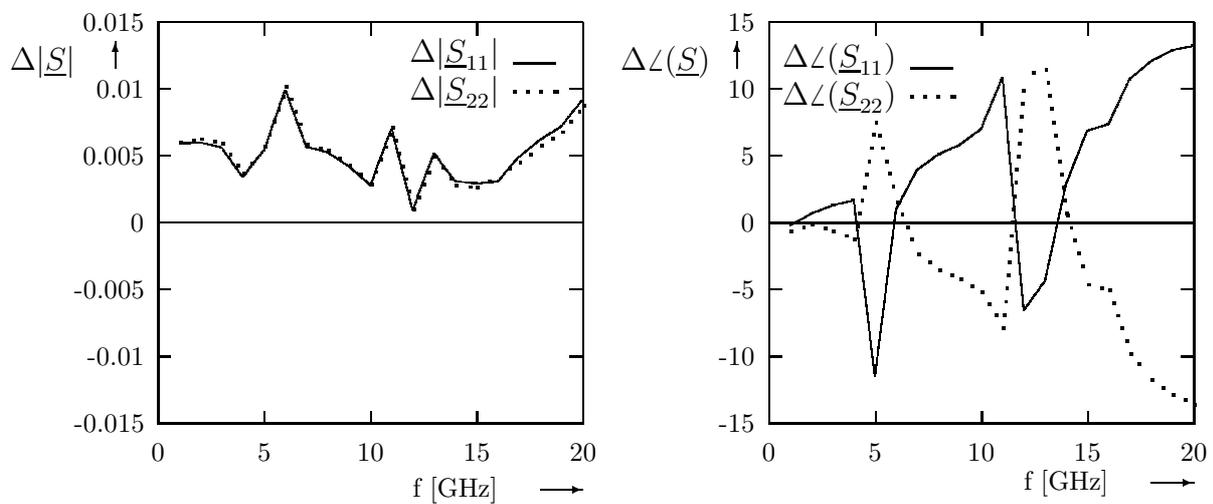


Abbildung 4.12: Abweichungen zwischen den in der Abbildung 4.11 dargestellten Reflexionsfaktoren nach dem Betrag und der Phase

## Kapitel 5

# Meßtechnische Verifikation der Streuparameterberechnung

Die numerisch berechneten Streuparameter der Übergänge von den TEM- auf die Mikrostreifenleitungen sollen meßtechnisch verifiziert werden. Hierfür steht ein automatischer Netzwerkanalysator (ANA) HP 8510 C der Firma Hewlett Packard zur Verfügung. Mit diesem Netzwerkanalysator sind Reflexions- und Transmissionsmessungen in einem Frequenzbereich von 45 MHz bis 20 GHz mit einer automatischen, computergesteuerten Fehlerkorrektur möglich. Nach [64] kann die maximale Meßunsicherheit für Reflexionsfaktorbeträge kleiner 0,2 auf betragsmäßig kleiner als 0,008 abgeschätzt werden. Liegen die Reflexionsfaktorbeträge dagegen in dem Bereich zwischen 0,8 bis 1,0, muß ein absoluter Betragsfehler von maximal 0,04 angenommen werden. Die Meßunsicherheit der Phase ist für Reflexionsfaktoren kleiner 0,01 nicht genau spezifiziert. Für einen Bereich des Betrages von 0,1 bis 0,2 ist sie kleiner als  $4^\circ$  und oberhalb von 0,8 beträgt sie etwa  $2^\circ$ .

Zur Messung der Streuparameter stehen zwei koaxiale 3,5 mm Meßtore zur Verfügung, so daß zunächst nur die koaxiale Seite der Meßobjekte direkt an den ANA angeschlossen und lediglich der Eingangsreflexionsfaktor von dieser Seite aus gemessen werden kann. Die Streuparameter der Übergänge anderer Leitungsgeometrien, wie z.B. den rechteckigen TEM-Leitungen, auf die Mikrostreifenleitung sind nicht direkt meßbar. Ein weiteres Problem stellt die Realisierung eines reflexionsfreien Abschlusses auf der Mikrostreifenleitung dar, die eine Voraussetzung für die direkte Reflexionsfaktormessung ist. Wird die am Übergang transmittierte Welle am Ende der Mikrostreifenleitung nicht vollständig gedämpft, kann zunächst nur die Überlagerung der am Übergang und am Abschluß reflektierten Wellen erfaßt werden. In den folgenden Abschnitten werden daher verschiedene Verfahren vorgestellt, die die Bestimmung der Streuparameter unter Berücksichtigung störender Reflexionen ermöglichen. Anschließend werden die meßtechnisch bestimmten Streuparameter mit den numerischen Ergebnissen verglichen.

## 5.1 Bestimmung der Streuparameter aus drei Reflexionsfaktormessungen

Der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  eines passiven, linearen Überganges läßt sich aus den jeweiligen Eingangsreflexionsfaktoren  $\underline{\Gamma}_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  berechnen, wenn drei Leitungen unterschiedlicher Länge  $l_i$  und gleicher Ausbreitungskonstante  $\underline{\gamma}$  an den gleichen Übergang angeschlossen werden. Dabei müssen die Reflexionsfaktoren  $\underline{\Gamma}_L$  an den Enden der Leitungen gleich sein. Die drei Eingangsreflexionsfaktoren berechnen sich zu:

$$\underline{\Gamma}_i = \underline{S}_{11} + \frac{\underline{S}_{12} \underline{S}_{21} \underline{\Gamma}_L e^{-2\underline{\gamma}l_i}}{1 - \underline{S}_{22} \underline{\Gamma}_L e^{-2\underline{\gamma}l_i}}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (5.1)$$

Durch Umformen und ineinander Einsetzen folgt aus den drei Gleichungen die Bestimmungsgleichung für den Streuparameter  $\underline{S}_{11}$ :

$$\underline{S}_{11} = \frac{\underline{\Gamma}_1 \underline{\Gamma}_2 e^{-2\underline{\gamma}l_3} \Delta e_{12} + \underline{\Gamma}_1 \underline{\Gamma}_3 e^{-2\underline{\gamma}l_2} \Delta e_{31} + \underline{\Gamma}_2 \underline{\Gamma}_3 e^{-2\underline{\gamma}l_1} \Delta e_{23}}{\underline{\Gamma}_1 e^{-2\underline{\gamma}l_1} \Delta e_{23} + \underline{\Gamma}_2 e^{-2\underline{\gamma}l_2} \Delta e_{31} + \underline{\Gamma}_3 e^{-2\underline{\gamma}l_3} \Delta e_{12}} \quad (5.2)$$

$$\text{mit } \Delta e_{ij} = (e^{-2\underline{\gamma}l_i} - e^{-2\underline{\gamma}l_j})$$

Für das betrachtete Meßverfahren bieten sich die handelsüblichen Übergänge 4 und 6 sowie der Übergang U1L2 an, weil diese auf der Seite der TEM-Leitung direkt an den ANA angeschlossen werden können. Bei den anderen in dieser Arbeit betrachteten Übergängen ist zunächst ein Adapter von der 3.5 mm Leitung des ANA auf die Referenzleitung erforderlich, der wiederum zusätzliche Reflexionen erzeugt. Eine Voraussetzung bei der Bestimmung des Eingangsreflexionsfaktors nach Gl. (5.2) ist die gute Reproduzierbarkeit der Übergänge. Daher wurde diese Eigenschaft als weiteres Kriterium für die Auswahl verwendet. Hier hat der Übergang 6 die beste Reproduzierbarkeit bei einer Meßreihe von insgesamt 6 Kontaktierungen gezeigt. Der Betrag der Eingangsreflexionsfaktoren des Überganges 6 auf eine 4 mm lange Leitung 1 ist in Abbildung 5.1 über der Frequenz dargestellt. Als Leitungsabschluß wurde ein Leerlauf gewählt, wobei die Streukapazität an dem offenen Mikrostreifenleitungsende zu berücksichtigen ist ([20], S. 268ff). Eine direkte Messung dieser Streukapazitäten ist nicht erforderlich, weil die drei Abschlüsse lediglich gleich sein müssen. Die Abweichung der Beträge und der Phasen der Eingangsreflexionsfaktoren zeigen eine mit der Frequenz steigende Tendenz. Für den Betrag ergibt sich eine maximale Differenz von 0,0225, für die Phase von 2,25°.

Für die Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors muß ebenfalls die komplexe Ausbreitungskonstante  $\underline{\gamma}$  der Mikrostreifenleitung bekannt sein. Diese wurde aus der Messung

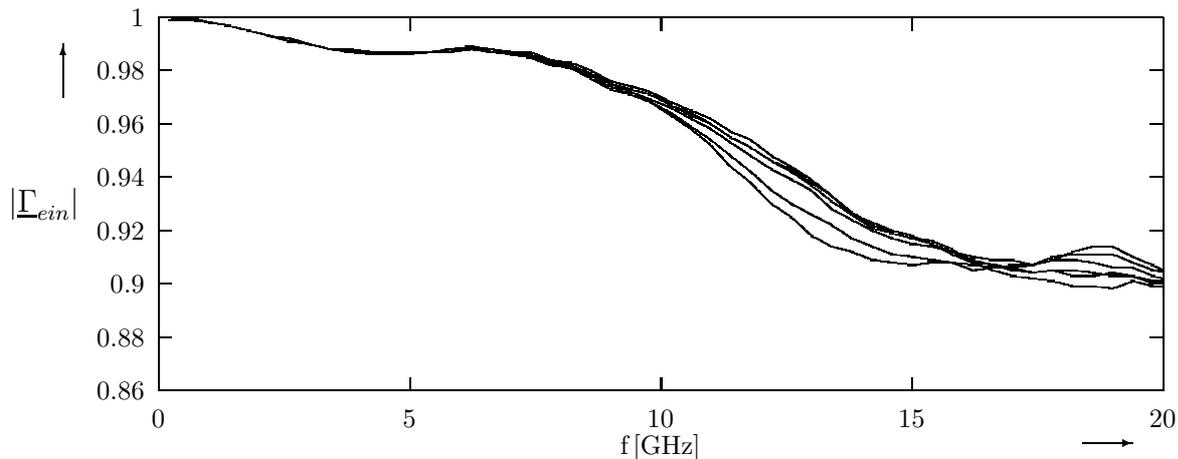


Abbildung 5.1: Reproduzierbarkeit der Messung des Eingangsreflexionsfaktors

der Eingangsreflexionsfaktoren nach dem in [4] und [5] beschriebenen Verfahren bestimmt, das gleiche Leitungslängendifferenzen  $\Delta l$  voraussetzt. Die komplexe Ausbreitungskonstante berechnet sich wie folgt:

$$\cosh^2(\underline{\gamma} \Delta l) = \frac{(\underline{\Gamma}_1 - \underline{\Gamma}_2)(\underline{\Gamma}_3 - \underline{\Gamma}_4)}{4(\underline{\Gamma}_1 - \underline{\Gamma}_3)(\underline{\Gamma}_2 - \underline{\Gamma}_4)}, \quad (5.3)$$

wobei sich die  $\underline{\Gamma}_i$  nach Gl. (5.1) berechnen ( $i=1,2,3,4$ ). Hierfür sind im Gegensatz zur Bestimmung des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  vier Messungen des Eingangsreflexionsfaktors mit entsprechenden Leitungslängendifferenzen notwendig [66]. Für die Auswertung der Ausbreitungskonstante und des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  sollen die Eingangsreflexionsfaktoren möglichst gleichmäßig auf dem Umfang des Smith-Diagrammes verteilt sein. Es wurden die Längendifferenzen  $\Delta l = 6$  mm für den Frequenzbereich bis 7 GHz und  $\Delta l = 1,5$  mm für den oberen Frequenzbereich bis 20 GHz gewählt. Für die Untersuchung der erreichbaren Genauigkeit wurden die meßtechnisch bestimmten Eingangsreflexionsfaktoren mit einem diskret variierten, komplexen Fehlervektor beaufschlagt, dessen maximale Größe frequenzabhängig ist. Der Fehlervektor wurde aus der oben beschriebenen Messung zur Reproduzierbarkeit für jeden Frequenzpunkt abgeleitet. Hieraus ergibt sich die bestmögliche Genauigkeit, weil die einzelnen Kontaktierungen an der gleichen Leitung vorgenommen und damit Toleranzen der Fertigung ausgeschlossen werden.

In Abbildung 5.2 ist die Unsicherheit in der Bestimmung des Betrages des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  dargestellt. Hierbei ergeben sich in dem gesamten Frequenzbereich bis 20 GHz Werte, die kleiner als 0,07 sind. Auf die Darstellung des Phasenfehlers wird verzichtet. Hierfür beträgt die Unsicherheit in dem Frequenzbereich zwischen 2 GHz und 12,5 GHz weniger als  $12^\circ$ , außerhalb dieses Frequenzbereiches weniger als  $30^\circ$ . Wird die deutlich geringere Reproduzierbarkeit der Kontaktierung verschiedener Leitungen gleicher Länge betrachtet, die insbesondere auf nicht ideale Kanten der Streifenleitungen und

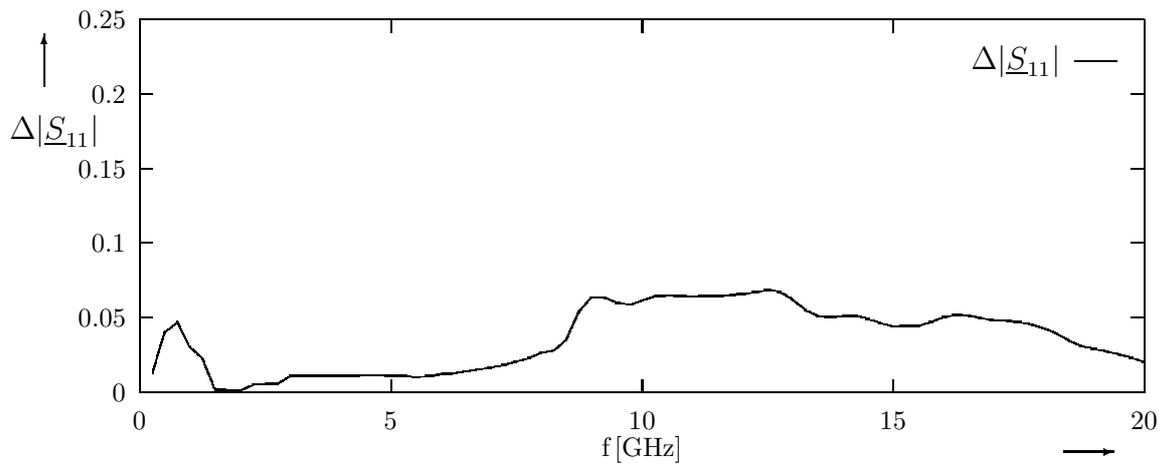


Abbildung 5.2: Zu erwartende Meßgenauigkeit des Eingang Reflexionsfaktorbetrages

des Substrates in der Referenzebene zurückzuführen sind, ergeben sich deutlich größere Abweichungen des Eingang Reflexionsfaktors. Darüber hinaus unterliegen die Adapter Fertigungstoleranzen. Diese werden bei der Untersuchung zur Meßgenauigkeit nicht berücksichtigt, weil mit Hilfe einer Meßreihe mit baugleichen Übergängen diejenigen, die zu deutlich abweichenden Meßergebnissen führen, aussortiert werden können. Insgesamt sind Abweichungen zwischen der numerischen Berechnung des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  und seiner meßtechnischen Bestimmung mit dem in diesem Abschnitt vorgestellten Verfahren zu erwarten, die dem Betrage nach etwa 0,07 und der Phase nach etwa  $30^\circ$  betragen. Diese Meßunsicherheit kann halbiert werden, wenn für die Auswertung nach Gl. (5.2) zu jedem Frequenzpunkt drei optimale Leitungslängen gewählt werden. Diese ergeben sich, wenn die Eingang Reflexionsfaktoren  $\underline{\Gamma}_i$  etwa gleichmäßig auf dem Umfang des Smith-Diagrammes für passive Komponenten verteilt sind. Der Restfehler, der durch den Einfluß der Toleranzen der Kontaktierung entsteht, bleibt dabei erhalten.

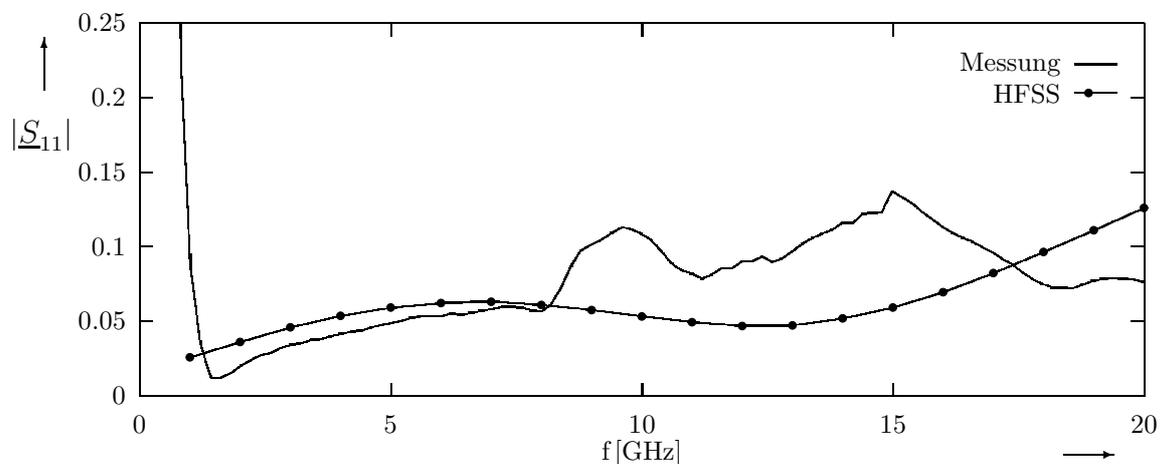


Abbildung 5.3: Betrag des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  des Überganges 6 auf Leitung 1

Die Auswertung der Meßdaten hat insbesondere oberhalb von 8 GHz eine deutliche Abweichung zwischen Messung und Simulation ergeben, die auf zu große Toleranzen der Kontaktierung des Überganges und der Fertigung zurückzuführen sind (vgl. Abbildung 5.3). Die maximale Betragsabweichung des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  beträgt absolut 0,077 und ist damit deutlich größer als bei den nachfolgenden Verfahren, so daß keine weiteren Untersuchungen zur Meßgenauigkeit dieses Verfahrens vorgenommen werden.

## 5.2 Bestimmung der Streuparameter mit verschiebbarem Absorber

Ein weiteres Meßverfahren basiert auf der Verschiebung eines Absorbers auf der Mikrostreifenleitung [20], [73] und [74]. Der prinzipielle Meßaufbau ist der Abbildung 5.4 zu entnehmen. Die hier dargestellten Übergänge  $6_1$  und  $6_2$  sind baugleich als Übergang 6 ausgeführt, der dem Adapter OSM 244-6 in Abbildung 3.5 entspricht.

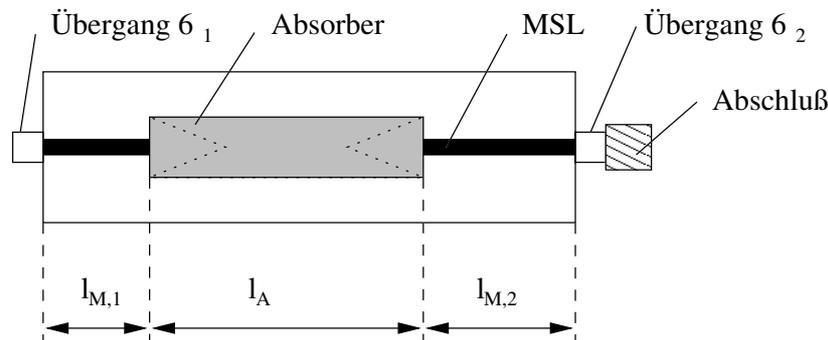


Abbildung 5.4: Prinzipskizze des Meßaufbaus

Wird der Eingangsreflexionsfaktor für verschiedene Absorberpositionen gemessen, kann der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  des Leitungsüberganges bestimmt werden. Das Meßprinzip beruht darauf, daß der eingangsseitige Reflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}_S$  bei Verwendung einer verlustlosen Mikrostreifenleitung und eines Absorbers mit unendlich hoher Transmissionsdämpfung einen Kreis in der komplexen Reflexionsfaktorebene beschreibt. Dessen Mittelpunkt entspricht dem gesuchten Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  des Leitungsüberganges, der sich bei Vernachlässigung der Mehrfachreflexionen zwischen dem Übergang  $6_1$  und dem Absorber wie folgt berechnet:

$$\underline{\Gamma}_S \approx \underline{S}_{11} + \underline{S}_{12}^2 \underline{S}_{11,A} e^{-j2\beta l_{M,1}} \quad (5.4)$$

mit der Leitungslänge  $l_{M,1}$  zwischen dem Übergang und dem Absorber. Die Streuparameter des Absorbers sind mit dem Index A versehen. Kann die Mikrostreifenleitung nicht als verlustlose Leitung angenommen werden, so muß statt der Phasenkonstante  $j\beta$  die komplexe Ausbreitungskonstante  $\underline{\gamma}$  eingeführt werden. In der komplexen Reflexionsfaktorebene ergibt sich nun für einen zunehmenden Abstand zwischen Übergang und Absorber eine spiralförmige Kurve. Sind die Transmissionsdämpfung des Absorbers endlich und die Reflexion am Leitungsabschluß sowie Mehrfachreflexionen nicht zu vernachlässigen, muß dies in Gl. (5.4) berücksichtigt werden. Damit ergibt sich der folgende Ausdruck:

$$\underline{\Gamma}_S = \underline{S}_{11} + \frac{\underline{S}_{12}^2 \underline{\Gamma}'_L}{1 - \underline{S}_{22} \underline{\Gamma}'_L}, \quad (5.5)$$

mit dem vom Absorber durchgereichten Lastreflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}'_L$ :

$$\underline{\Gamma}'_L = e^{-2\underline{\gamma} l_{M,1}} \left( \underline{S}_{11,A} + \frac{\underline{S}_{12,A}^2 \underline{\Gamma}_L e^{-2\underline{\gamma} l_{M,2}}}{1 - \underline{S}_{22,A} \underline{\Gamma}_L e^{-2\underline{\gamma} l_{M,2}}} \right) \quad (5.6)$$

und dem Reflexionsfaktor am Ende der Mikrostreifenleitung  $\underline{\Gamma}_L$ . Die Leitungslänge  $l_{M,2}$  steht für den Abstand zwischen Absorber und Leitungsabschluß. Aus diesen Überlegungen lassen sich die folgenden Forderungen für den Meßaufbau ableiten. Die Summe der Leitungslängen  $l_{M,1}$  und  $l_{M,2}$  sollte so groß wie möglich sein. Die gewählte Gesamtlänge der Mikrostreifenleitung von 75 mm ergibt sich dabei aus der zur Verfügung stehenden Technologie. Der Fotoplot zum Belichten des mit Fotolack beschichteten Substrates wird zunächst im Maßstab 10:1 hergestellt. Dabei beträgt die maximale Länge der Plotts 75 cm. Durch anschließendes optisches Verkleinern können planare Strukturen mit einer Toleranz kleiner einem hundertstel Millimeter hergestellt werden. Wird die erforderliche Absorberlänge von der Gesamtlänge abgezogen, ergibt sich ab etwa 3 GHz für den Eingangsreflexionsfaktor nach Gl. (5.4) ein kompletter Kreis in der komplexen Ebene. Darüber hinaus sollte der Absorber über einen kleinen Eingangsreflexionsfaktor sowie über eine große Transmissionsdämpfung verfügen. Untersuchungen in [67] und [68] haben dabei ergeben, daß sich ein quaderförmiger Absorber mit an den Stirnflächen dreieckförmigen, longitudinal spitz zulaufenden Öffnungen am besten eignet. Dabei ist der für die folgenden Messungen verwendete Absorber unsymmetrisch aufgebaut und aus dem Material ECCOSORB MF-117 der Firma Emerson & Cuming gefertigt (vgl. Abbildung 5.5).

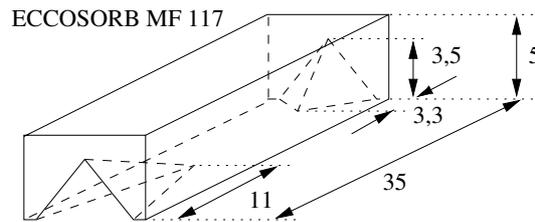
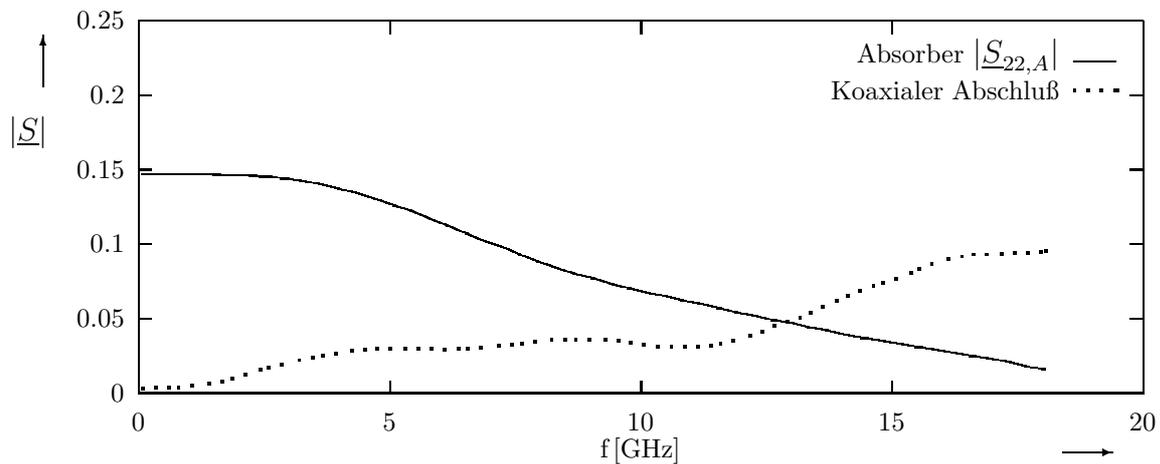


Abbildung 5.5: Prinzipskizze des Absorbers

Nach den Gln. (5.5) und (5.6) ergibt sich für die reale Meßanordnung in der komplexen Ebene für den Eingangsreflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}_S$  kein idealer Kreis mit dem Mittelpunkt  $\underline{S}_{11}$ . Unter bestimmten Voraussetzungen, die im folgenden untersucht werden, ist dennoch die Annahme eines idealen Kreises zulässig. Zunächst wird die Gl. (5.6) betrachtet. Wird der Absorber und der Übergang  $6_2$  (vgl. Abbildung 5.4) mit seinem koaxialen Abschluß so dimensioniert, daß das Produkt der zugehörigen Reflexionsfaktoren ( $\underline{S}_{22,A} \underline{\Gamma}_L$ ) kleiner als 0,01 wird, kann Gl. (5.6) in erster Näherung vereinfacht werden zu:

$$\underline{\Gamma}'_L \approx e^{-2\gamma l_{M,1}} (\underline{S}_{11,A} + \underline{S}_{12,A}^2 \underline{\Gamma}_L e^{-2\gamma l_{M,2}}) . \quad (5.7)$$

Daß diese Bedingung bis 20 GHz erfüllt ist, kann den Abbildungen 5.3 und 5.6 entnommen werden, wobei sich der Reflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}_L$  am Ende der Mikrostreifenleitung im ungünstigsten Fall aus der Überlagerung der Reflexion am Übergang  $6_2$  und derjenigen am koaxialen Abschluß ergibt.

Abbildung 5.6: Streuparameter  $\underline{S}_{22,A}$  des Absorbers und Reflexionsfaktor des koaxialen Abschlusses am Übergang  $6_2$  in Abbildung 5.4

Die Reflexionsfaktoren in der Abbildung 5.6 sind nur bis 18,045 GHz dargestellt. Diese Frequenzgrenze ist auf das in dem ANA implementierte Zeitbereichs-Meßverfahren<sup>4</sup>

<sup>4</sup>In der Literatur findet hierfür häufig auch der entsprechende angelsächsische Begriff *Time-Domain-Measurement* Verwendung.

zurückzuführen, welches eine inverse, diskrete Fouriertransformation nutzt. Dabei werden für die Transformation der Meßdaten in den Zeitbereich mit anschließender Filterung und Rücktransformation äquidistante Frequenzabstände vorausgesetzt. Dieses Verfahren wird im nächsten Abschnitt näher erläutert.

Mit der Bedingung, daß der rückwärtige Reflexionsfaktor des Überganges  $\underline{S}_{22}$  kleiner -20 dB ist (vgl. Abbildung 5.3), kann in Gl. (5.5) ebenfalls der Nenner gegenüber eins vernachlässigt werden:

$$\underline{\Gamma}_S \approx \underline{S}_{11} + e^{-2\gamma l_{M,1}} \underline{S}_{11,A} \underline{S}_{12}^2 + e^{-2\gamma(l_{M,1}+l_{M,2})} \underline{S}_{12,A}^2 \underline{S}_{12} \underline{\Gamma}_L . \quad (5.8)$$

Im Vergleich zu Gl. (5.4) ergibt sich ein zusätzlicher Summand, der von der Keilposition unabhängig ist (die Summe der Längen  $l_{M,1}$  und  $l_{M,2}$  ist konstant). Damit kann der maximale Fehler aufgrund der Mehrfachreflexionen abgeschätzt werden. Für dessen Berechnung muß der Betrag des Transmissionsfaktors  $\underline{S}_{12,A}$  des Absorbers bekannt sein, der der Abbildung 5.7 entnommen werden kann. Hier sind die Transmissionsfaktoren der gesamten Anordnung nach Abbildung 5.4 mit und ohne Keil dargestellt, so daß sich aus der Differenz die Dämpfung des Absorbers berechnen läßt.

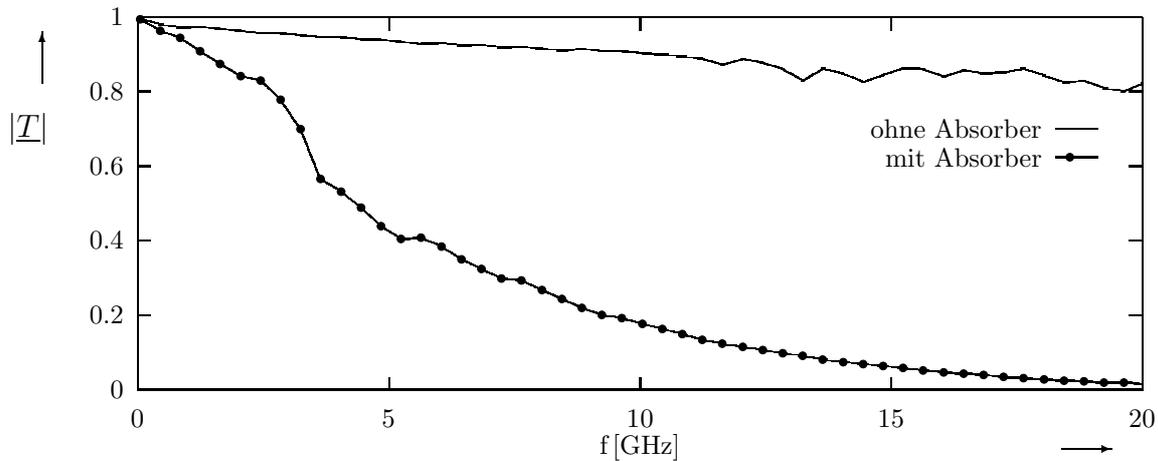


Abbildung 5.7: Transmissionsfaktoren  $\underline{T}$  mit und ohne Absorber

Aus Gl. (5.7) kann nun der maximale Betragsfehler der Bestimmung von  $\underline{S}_{11}$  abgeleitet werden. Dieser ergibt sich, wenn der dritte Summand dem Eingangsreflexionsfaktor  $\underline{S}_{11}$  des Überganges gleich- oder gegenphasig überlagert wird. Zur Abschätzung muß darüber hinaus der Reflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}_L$  bekannt sein, der sich aus dem rückwärtigen Reflexionsfaktor  $\underline{S}_{22}$  des Überganges und dem des koaxialen Abschlusses ermitteln läßt. Der sich aus der vorgestellten Abschätzung ergebende maximale Betragsfehler ist der Abbildung 5.8 zu entnehmen.

Auf die Darstellung des maximalen Phasenfehlers wird verzichtet, weil dieser insbesondere aufgrund des sehr kleinen absoluten Betrages des Eingangsreflexionsfaktors  $\underline{S}_{11}$

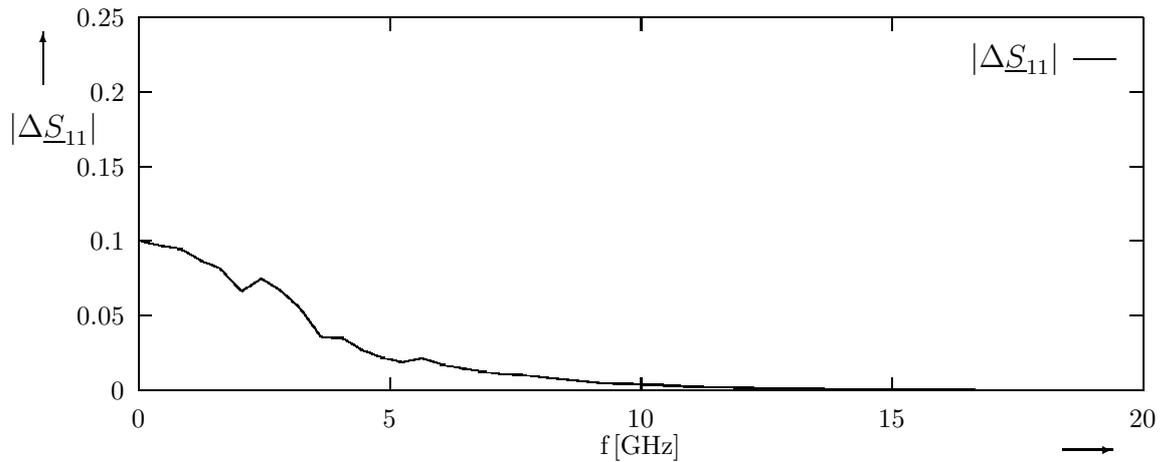


Abbildung 5.8: Zu erwartende Toleranz der Messung des Reflexionsfaktors  $\underline{S}_{11}$

keine Aussage über die Meßgenauigkeit zuläßt.

Die Auswertung der Meßdaten wurde mit Hilfe der in [69] vorgestellten und untersuchten Kreisformungsprozeduren nach HP und Kasa vorgenommen. Die Ergebnisse nach diesen beiden Verfahren unterscheiden sich für den untersuchten Adapter nur unwesentlich. Weitere Untersuchungen zum Vergleich der zwei Kreisformungsprozeduren wurden in [68] durchgeführt. Der Betrag und die Phase des Eingangsflexionsfaktors  $\underline{S}_{11}$  ist zum Vergleich mit den numerisch berechneten Werten in den Abbildungen 5.9 und 5.10 dargestellt. Hier bestätigt sich prinzipiell das Ergebnis aus der Fehlerabschätzung, daß

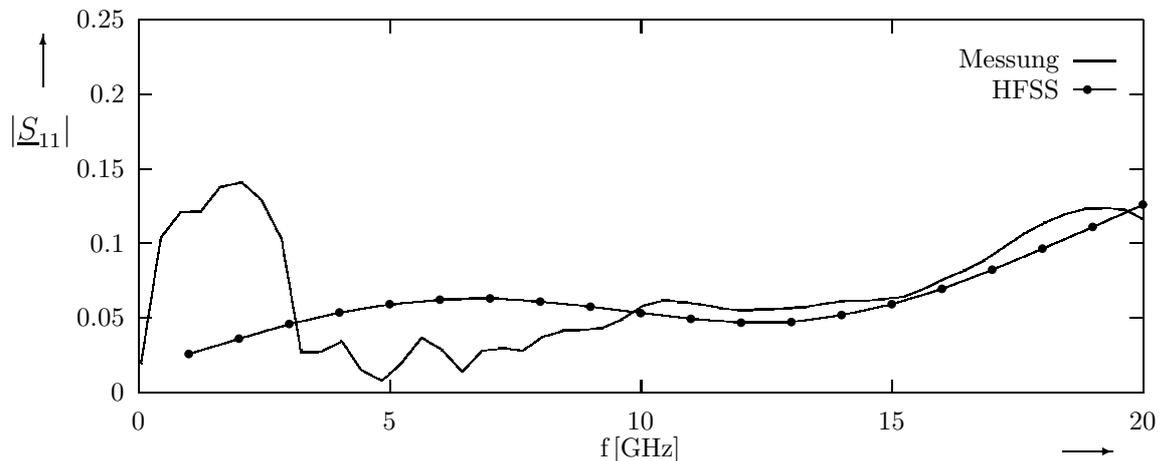


Abbildung 5.9: Betrag des Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  des Adapters 6 auf Leitung 1

unterhalb einer Frequenz von etwa 8 GHz mit einem durch das Meßverfahren bedingten Betragsfehler größer 0,01 zu rechnen ist. Um Messungen in diesem Frequenzbereich durchführen zu können, müssen eine längere Leitung und ein längerer Absorber gewählt werden. Der Meßunsicherheit des gewählten Verfahrens überlagert sich der Meßfehler des ANA. Werden die maximalen Fehler aufaddiert, ergibt sich ab etwa 8 GHz eine

Unsicherheit bzgl. der Betragsmessung von 0,018. Hierbei werden die Toleranzen der Fertigung und der Kontaktierung nicht berücksichtigt. In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die Ergebnisse der numerischen und meßtechnischen Bestimmung des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, daß das vorgestellte Verfahren oberhalb von etwa 8 GHz recht gute Ergebnisse liefert.

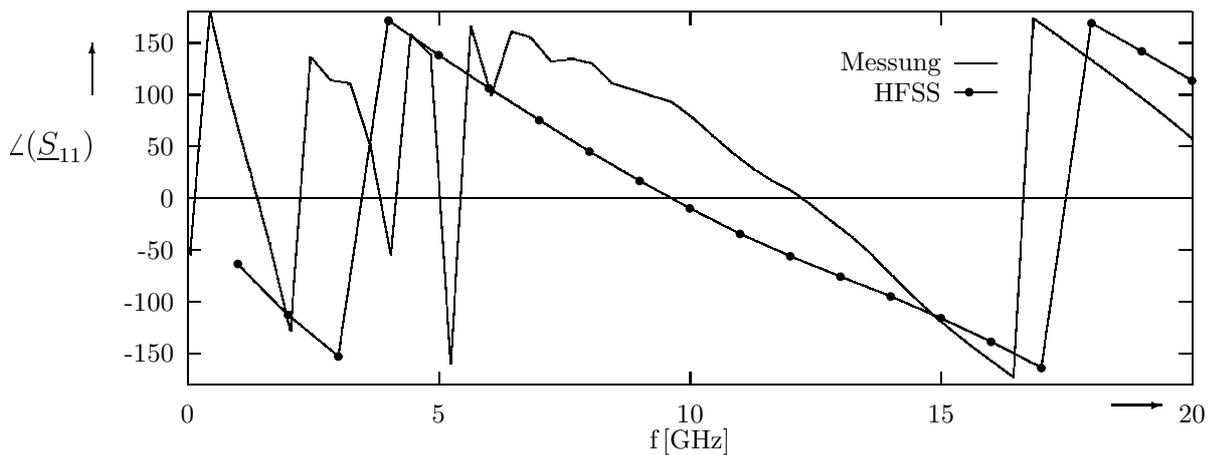


Abbildung 5.10: Phase des Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  des Adapters 6 auf Leitung 1

### 5.3 Bestimmung der Streuparameter mit Hilfe der Transformation in den Zeitbereich

Die Meßdaten des Reflexionsfaktors eines Netzwerkes im Frequenzbereich lassen sich durch eine inverse diskrete Fouriertransformation in den Zeitbereich überführen [41]. Das Ergebnis entspricht der reflektierten Wellenform des Netzwerkes bei Erregung mit einer Folge von Diracimpulsen. Die Reflexionen räumlich getrennter Störstellen, die sich bei einer Messung im Frequenzbereich überlagern, treten im Zeitbereich zu unterschiedlichen Zeitpunkten auf. Unerwünschte Reflexionen können so ausgeblendet und der Teil des Zeitbereiches, der dem zu untersuchenden Übergang zuzuordnen ist, in den Frequenzbereich zurücktransformiert werden. Der maximale Frequenzbereich des ANA, in dem die Transformationen in den Zeitbereich durchgeführt werden können, liegt in dem Bereich zwischen 45 MHz und 18,045 GHz. Durch diese Bandbegrenzung des Meßsystems entspricht die Erregung des Meßobjektes im Zeitbereich nicht mehr einem Diracimpuls sondern einer diskreten si-Funktion, die sogenannte Nebenzipfel besitzt.<sup>5</sup> Die Antwort im Zeitbereich hat ebenso eine endliche Flankensteilheit sowie Vor- und Nachschwinger.

<sup>5</sup>In der Literatur findet hierfür häufig auch der entsprechende angelsächsische Begriff *sidelobes* Verwendung.

Zunächst wird davon ausgegangen, daß  $N$  diskrete, komplexe Reflexionswerte  $\underline{\Gamma}_n$  im Frequenzbereich von 0 bis  $f_{max}$  äquidistant verteilt sind. Die diskreten Werte im Zeitbereich sind reell. Damit können die diskreten Reflexionswerte im Frequenzbereich bei den negativen Frequenzpunkten angegeben werden:  $\underline{\Gamma}_{-n} = \underline{\Gamma}_n^*$ . Das Signal im Zeitbereich  $x_k$  zum diskreten Zeitpunkt  $kT$  wird mit dem Index  $k$  bezeichnet und berechnet sich zu:

$$x_k = \frac{1}{2N} \sum_{n=-N}^N \underline{\Gamma}_n e^{j\frac{\pi kn}{N}}. \quad (5.9)$$

Der diskrete Abstand der einzelnen Zeitbereichswerte beträgt dann  $T = 1/f_{max}$ . Besitzt das Meßobjekt mehrere, räumlich getrennte Reflexionsstellen, wie z.B. einen zu untersuchenden Übergang auf die Mikrostreifenleitung und einen Leitungsabschluß an deren Ende, überlagern sich die Stoßantworten. Sind die einzelnen Störstellen räumlich genügend weit voneinander getrennt, lassen sich die Frequenzbereichsdaten auf Kosten einer Verringerung der Flankensteilheit der Stoßantwort filtern, so daß die Vor- und Nachschwinger gedämpft werden.<sup>6</sup>

Der ANA stellt drei verschiedene Filterfunktionen für den Frequenzbereich mit einer Nebenkeulendämpfung von 13 dB, 44 dB und 90 dB zur Verfügung, die im ANA-Menü als *Minimum*, *Normal* und *Maximum* bezeichnet werden [65]. Im Zeitbereich überlagern sich für die Einstellung *Minimum* die Nebenzipfel des Leitungsabschlusses der Stoßantwort den Reflexionen des Überganges, so daß diese Filterfunktion nicht verwendet wird. Für die Einstellungen *Normal* und *Maximum* besteht bzgl. der Dämpfung der Nebenzipfel kein signifikanter Unterschied. Die Flankensteilheit eines anregenden Impulses nimmt bei der Einstellung *Maximum* dagegen deutlich ab, was zu einem geringeren Auflösungsvermögen im Zeitbereich führt. Daher wird für die folgenden Messungen die Einstellung *Normal* verwendet.

Liegen die diskreten, in den Zeitbereich transformierten Reflexionswerte vor, so können die zu bestimmenden Reflexionen durch eine Fensterfunktion<sup>7</sup> isoliert werden. Die hierfür ideale Funktion besitzt dabei eine rechteckförmige Charakteristik. Der begrenzte Frequenzbereich des ANA hat eine Tiefpaßcharakteristik. Hiermit ergibt sich die tatsächliche Fensterfunktion aus der Faltung der inversen Fouriertransformierten dieser Tiefpaßcharakteristik mit der idealen Fensterfunktion. Der so entstehende zeitliche Verlauf besitzt eine endliche Flankensteilheit, Überschwinger im Durchlaßbereich sowie Nebenzipfel im Sperrbereich. Durch letztere bleibt insbesondere ein Teil der Energie benachbarter Störstellen der zu bestimmenden Reflexion überlagert. Der ANA bietet vier ver-

<sup>6</sup>In der Literatur findet hierfür häufig auch der entsprechende angelsächsische Begriff *windowing* Verwendung.

<sup>7</sup>In der Literatur findet hierfür häufig auch der entsprechende angelsächsische Begriff *Gate* Verwendung.

schiedene Fensterfunktionen im Zeitbereich mit den Eigenschaften nach Tabelle 5.1 an. Die einzelnen Parameter sind in Abbildung 5.11 erläutert. In [41] wurden ebenfalls für

	Welligkeit im Durchlaßbereich	Flankenpegel	Abschaltzeit $T_2=T_3$	Minimale Gatebreite $T_1$
<i>Minimum</i>	$\pm 0,40$ dB	-24 dB	$0,6/f_{max}$	$1,2/f_{max}$
<i>Normal</i>	$\pm 0,04$ dB	-45 dB	$1,4/f_{max}$	$2,8/f_{max}$
<i>Wide</i>	$\pm 0,02$ dB	-52 dB	$4,0/f_{max}$	$8,0/f_{max}$
<i>Maximum</i>	$\pm 0,01$ dB	-80 dB	$11,2/f_{max}$	$22,4/f_{max}$

Tabelle 5.1: Die Eigenschaften der einzelnen Zeitfensterfunktionen

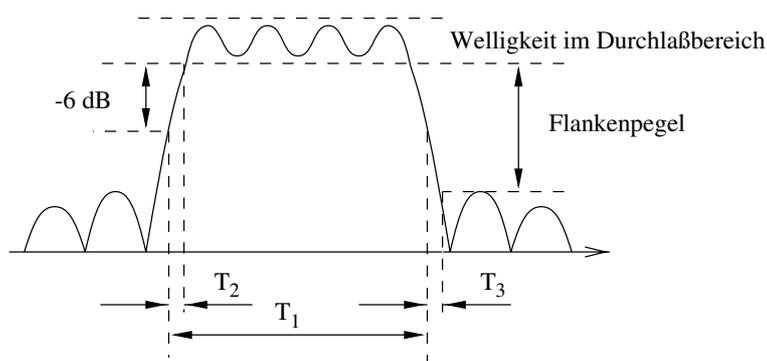


Abbildung 5.11: Skizze des Zeitfensters

Reflexionsmessungen an Übergängen zwischen Koaxial- und Mikrostreifenleitungen verschiedene Funktionen bzgl. ihrer Eignung als Fensterfunktion im Zeitbereich untersucht. Hier hat sich eine Nebenzipfeldämpfung von 45 dB als optimal ergeben. Auf der Basis dieser Untersuchungen wurde für die folgenden Messungen die Einstellung *Normal* nach Tabelle 5.1 gewählt. Damit ergibt sich für die Meßdatenauswertung der folgende Ablauf:

- Fehlerkorrektur der Rohdaten
- Filterung der Meßdaten im Frequenzbereich (Windowing)
- Inverse diskrete Fouriertransformation in den Zeitbereich
- Unterdrückung unerwünschter Reflexionen (Gating)
- Rücktransformation in den Frequenzbereich
- Inverse Filterung der Daten

Zur Abschätzung der Meßgenauigkeit des Verfahrens werden die Ergebnisse der Auswertung im Zeitbereich mit der direkten Messung im Frequenzbereich verglichen. Hierfür sind die zu untersuchenden Übergänge von der 3,5 mm Koaxialleitung auf die Mikrostreifenleitung nicht geeignet, da sich die am Ende der Mikrostreifenleitung reflektierten Wellen denen des Überganges überlagern. Aus diesem Grund wird im folgenden kein Übergang sondern lediglich ein koaxialer 50  $\Omega$ -Abschluß am Meßtor des ANA betrachtet. Die Größenordnung des Reflexionsfaktorbetrages stimmt mit denen der betrachteten Übergänge überein. Ein Vergleich der Ergebnisse im Frequenzbereich mit denen, die sich aus der Meßdatenverarbeitung im Zeitbereich ergeben, ist in den Abbildungen 5.12 und 5.13 dargestellt.

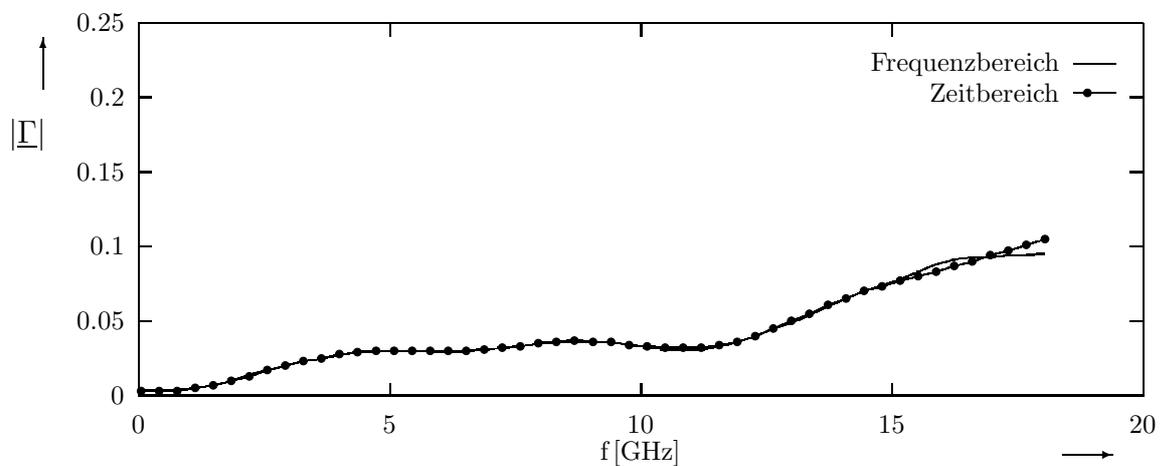


Abbildung 5.12: Vergleich der direkten Messung mit der Auswertung im Zeitbereich

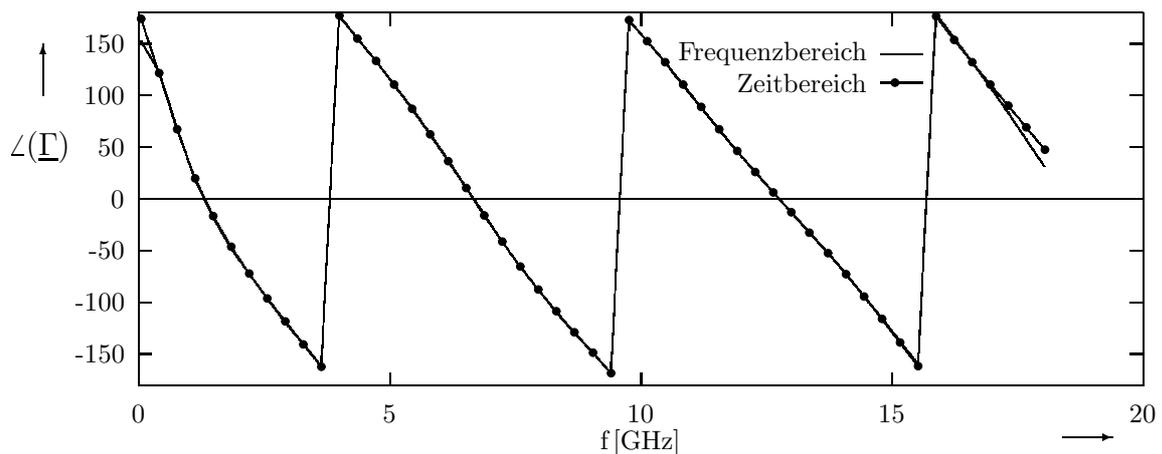


Abbildung 5.13: Vergleich der direkten Messung mit der Auswertung im Zeitbereich

Die maximale Abweichung des Reflexionsfaktorbetrages ist kleiner 0,01 und unterhalb 17 GHz kleiner 0,005. Für die Phase ergibt sich ebenfalls eine geringe Abweichung. Im Frequenzbereich von 0,5 bis 17 GHz ist die Phasendifferenz kleiner 3°. Für Frequenzen

oberhalb 17 GHz weichen die Phasen um bis zu  $17^\circ$  voneinander ab. Für die Frequenzen unterhalb 0,5 GHz ist die Betrachtung der Phasendifferenz aufgrund der sehr kleinen Reflexionsfaktorbeträge wenig aussagekräftig. Sie beträgt hier bis zu  $21^\circ$ .

Im Vergleich zu den in den vorhergehenden Abschnitten betrachteten Verfahren kann zunächst erwartet werden, daß mit der Transformation in den Zeitbereich, anschließender Filterung und Rücktransformation die geringste Meßunsicherheit zu erreichen ist. Dabei bleibt zu untersuchen, welchen Einfluß zusätzliche Reflexionsstellen, die an dem Übergang zwischen ANA und Meßobjekt sowie am Mikrostreifenleitungsende entstehen, auf die Auswertung der Meßergebnisse haben. Die Vor- und Nachschwinger der hier entstehenden Antworten im Zeitbereich überlagern sich dabei der zu messenden Reflexion. Zur Abschätzung des Einflusses der Nachschwinger wird eine Koaxialleitung mit einem Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  an den ANA angeschlossen. Die Reflexion, die direkt am Tor des ANA entsteht, ist in Abbildung 5.14 im Zeitbereich dargestellt.

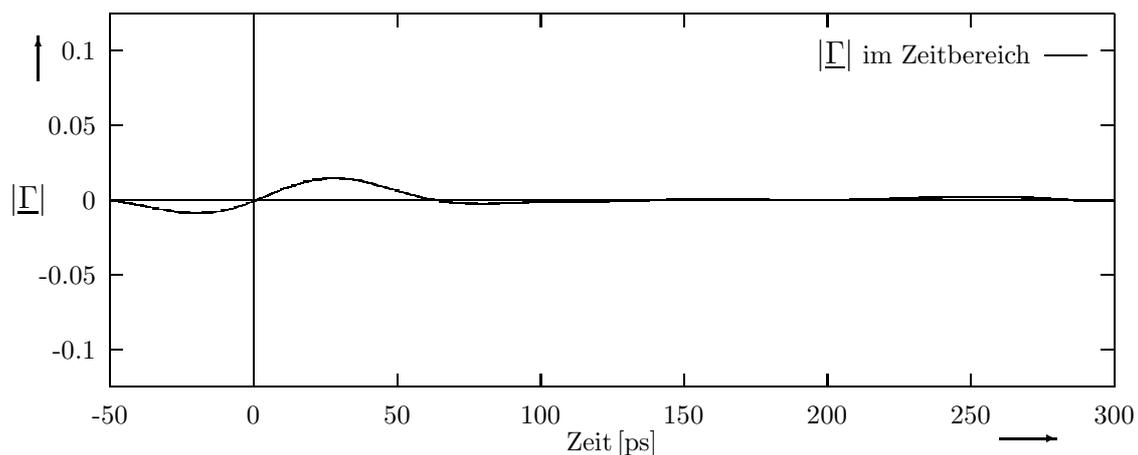


Abbildung 5.14: Reflexion des Überganges ANA / Koaxialleitung im Zeitbereich

Hieraus ergibt sich, daß etwa nach einer Zeit von 60 ps die Impulsantwort des Überganges auf die Koaxialleitung nahezu abgeklungen ist. Unter Berücksichtigung der Laufzeit entspricht dies einer elektrischen Länge von etwa 12,4 mm und damit einer Leitungslänge von 6,2 mm. Die an einer weiteren Störstelle reflektierte Welle besitzt ebenfalls Vor- und Nachschwinger. Diese überlagern sich ab einer Entfernung der Reflexionsstellen, die größer als 12,4 mm ist, nicht mehr. Zusätzlich bleibt zu berücksichtigen, daß an dem Übergang zwischen der Koaxialleitung und der Mikrostreifenleitung nicht mehr die gesamte Impulsenergie ankommt. Im Frequenzbereich ergibt sich für den in Abbildung 5.14 dargestellten Verlauf ein maximaler Betrag von 0,0024 bei 18,045 GHz. Der sich hieraus ergebende Transmissionsfaktor kann daher, ohne einen bedeutenden Fehler zu machen, zu eins angenommen werden. Aus diesem Grund kann der Fehler, der durch die verringerte Impulsenergie entsteht, vernachlässigt werden.

Für die Übergänge von den TEM-Leitungen mit einem von  $50\ \Omega$  abweichenden Wellenwiderstand sind die Reflexionen vor dem Übergang auf die Mikrostreifenleitung aufgrund der Fehlanpassung größer. In [75] wird für die Messung des Transmissionsfaktors eine Erweiterung des Meßverfahrens vorgestellt, die durch eine Referenzmessung den Einfluß zusätzlicher Störstellen minimiert. Im folgenden wird dieses Verfahren modifiziert und auf die Messung des Reflexionsfaktors angewandt. Hierfür wird der zu untersuchende Übergang auf die Mikrostreifenleitung zunächst kurzgeschlossen und die Meßdaten werden mit dem unveränderten Zeitfenster ausgewertet. Der entsprechende Meßaufbau ist in Abbildung 5.15 schematisch dargestellt.

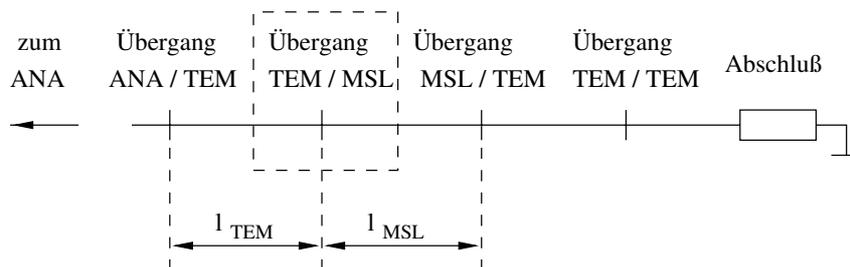


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung zur Messung von  $\underline{S}_{11}$

Der Reflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}$  nach Auswertung im Zeitbereich entspricht dem zum Tor des ANA transformierten Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  des Überganges:

$$\underline{\Gamma} = \underline{S}_{12,ANA/TEM}^2 e^{-2\underline{\gamma}_{TEM} l_{TEM}} \underline{S}_{11}. \quad (5.10)$$

Entsprechend berechnet sich der Eingangsreflexionsfaktor  $\underline{\Gamma}_k$  der Anordnung mit in der Referenzebene kurzgeschlossenem Übergang. Dabei wird der Kurzschluß durch eine transversale, sehr gut elektrisch leitende Metallplatte realisiert, so daß der zugehörige Reflexionsfaktor zu -1 angenommen werden kann:

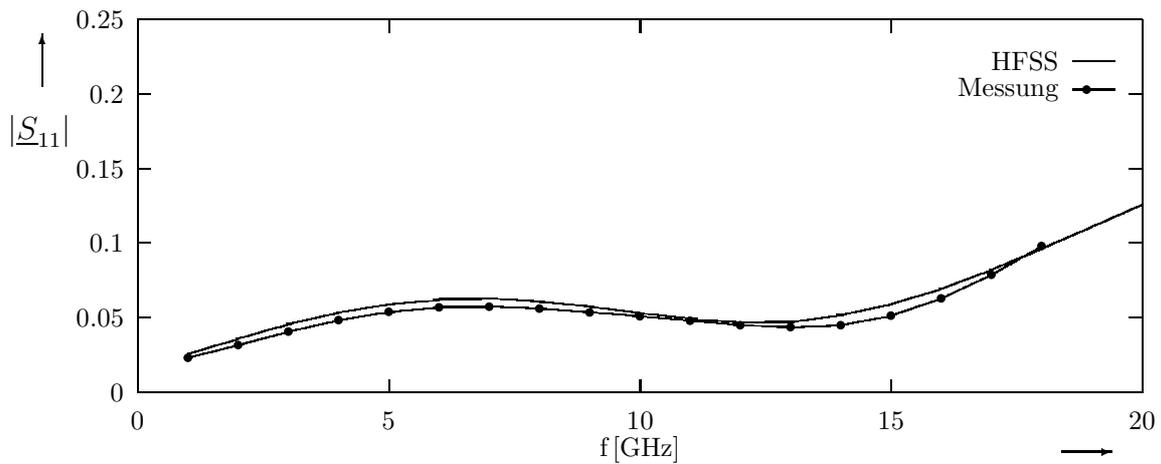
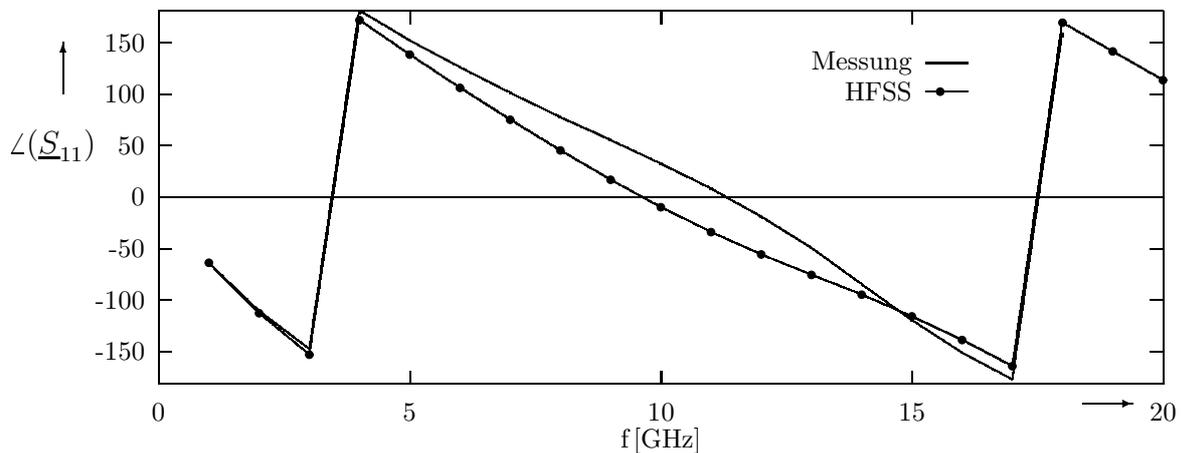
$$\underline{\Gamma}_k = -1 \cdot \underline{S}_{12,ANA/TEM}^2 e^{-2\underline{\gamma}_{TEM} l_{TEM}}, \quad (5.11)$$

Aus den zwei Reflexionsfaktoren ergibt sich der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  wie folgt:

$$\underline{S}_{11} = -\frac{\underline{\Gamma}}{\underline{\Gamma}_k}. \quad (5.12)$$

Der Betrag und die Phase des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  sind zum Vergleich mit den numerisch berechneten Werten in den Abbildungen 5.16 und 5.17 dargestellt.

Die Abweichung der Reflexionsfaktorbeträge ist kleiner 0,008 und damit geringer als die für den ungünstigsten Fall vorgenommene Abschätzung der Meßunsicherheit des ANA. Wird der Fall angenommen, daß sich die Meßfehler addieren, muß mit einem

Abbildung 5.16: Betrag des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  des Adapters 6Abbildung 5.17: Phase des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  des Adapters 6

maximalen Fehlervektor gerechnet werden, dessen Betrag kleiner gleich 0,018 über dem gesamten Meßbereich ist. Dieser setzt sich aus dem absoluten Meßfehler des ANA und der zusätzlichen Unsicherheit durch das Zeitbereichsverfahren zusammen. Die geometrischen Toleranzen der Kontaktierung und der Fertigung bleiben dabei unberücksichtigt. Darüber hinaus sind die numerisch ermittelten Werte der Streuparameter ebenfalls nicht exakt. Hiermit erklärt sich auch die größere Abweichung zwischen dem numerisch und meßtechnisch bestimmten Phasenverlauf.

Auftretende Reflexionen hinter dem zu betrachtenden Übergang erzeugen im Zeitbereich Vorschwinger, die sich den Reflexionen des Überganges überlagern. Um deren Einfluß auf die Meßgenauigkeit abzuschätzen, wird in der Meßanordnung in Abbildung 5.15 der gut angepaßte Abschluß durch ein offenes Mikrostreifenleitungsende ersetzt und die Differenz der zwei Reflexionsfaktorbeträge ausgewertet. Hier ergibt sich eine Abweichung, die zwischen 17 GHz und 18 GHz kleiner 0,009 sowie unterhalb 17 GHz kleiner 0,005 ist. Der

maximale Betrag der Reflexionen im Zeitbereich des offenen Mikrostreifenleitungsendes beträgt dabei etwa 0,95. Für die tatsächliche Messung wird aber das Ende Mikrostreifenleitung reflexionsarm abgeschlossen, so daß sich ein Reflexionsfaktorbetrag von etwa 0,025 ergibt. Damit sind die zugehörigen Vorschwinger ebenfalls geringer. Aus dieser Betrachtung kann abgeschätzt werden, daß der Einfluß der Reflexionen am Ende der Mikrostreifenleitung gegenüber den anderen Fehlergrößen zu vernachlässigen ist. Dieses Ergebnis läßt sich auf andere Anordnungen übertragen, wenn der Abstand zwischen den Reflexionsstellen hinreichend groß und der Betrag der Reflexion am Mikrostreifenleitungsende entsprechend klein gewählt wird.

## 5.4 Vergleich der meßtechnisch und numerisch ermittelten Streuparameter

Wie in dem folgenden Kapitel gezeigt wird, ist die Annahme gerechtfertigt, daß es sich bei den betrachteten Übergängen von den TEM-Leitungen auf die Mikrostreifenleitungen um passive, lineare und verlustlose Zweitore handelt. Damit sind die Übergänge unter der Voraussetzung, daß die Streuparametermatrix in die Übergangsebene transformiert wird, durch die Bestimmung z.B. des Streuparameters  $\underline{S}_{11}$  sowie der Phase des Streuparameters  $\underline{S}_{22}$  vollständig charakterisiert. Die meßtechnische Bestimmung des Streuparameters  $\underline{S}_{22}$  erfolgt dabei analog der oben beschriebenen Vorgehensweise. Da der zu untersuchende Übergang hinter einer weiteren Störstelle liegt, deren Nachschwinger im Zeitbereich sich der zu untersuchenden Reflexion überlagern, ist für die Bestimmung von  $\underline{S}_{22}$  eine größere Unsicherheit zu erwarten. Dies ist insbesondere für die Übergänge U2L1 und U1L4 der Fall, da hier die Reflexionen aufgrund des unterschiedlichen Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung und der Referenzleitung größer als bei dem Übergang U1L2 sind. Darüber hinaus haben sich im Zeitbereich insbesondere für die Leitungen 1 und 4 zusätzliche Reflexionen ergeben, die Inhomogenitäten des Streifenleiters zuzuordnen sind. Die Ursache hierfür liegt in den Toleranzen der Herstellung. Störstellen der Leitungen, die in der Nähe der Übergänge liegen, erzeugen dabei Reflexionen, die sich ebenfalls dem auszuwertenden Signal im Zeitbereich überlagern.

In den folgenden Abbildungen sind die Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  der Messung und der numerischen Berechnung einiger Übergänge in der komplexen Ebene sowie die Abweichungen nach Betrag und Phase dargestellt. Für den Vergleich werden die Übergänge ausgewählt, die sich aufgrund ihrer Geometrie besonders eignen. Dies ist z.B. bei dem Übergang U1L2 der Fall, da hier die TEM-Leitung als zum Tor des ANA kompatible koaxiale 3,5 mm Semi-Rigid-Leitung ausgeführt ist.

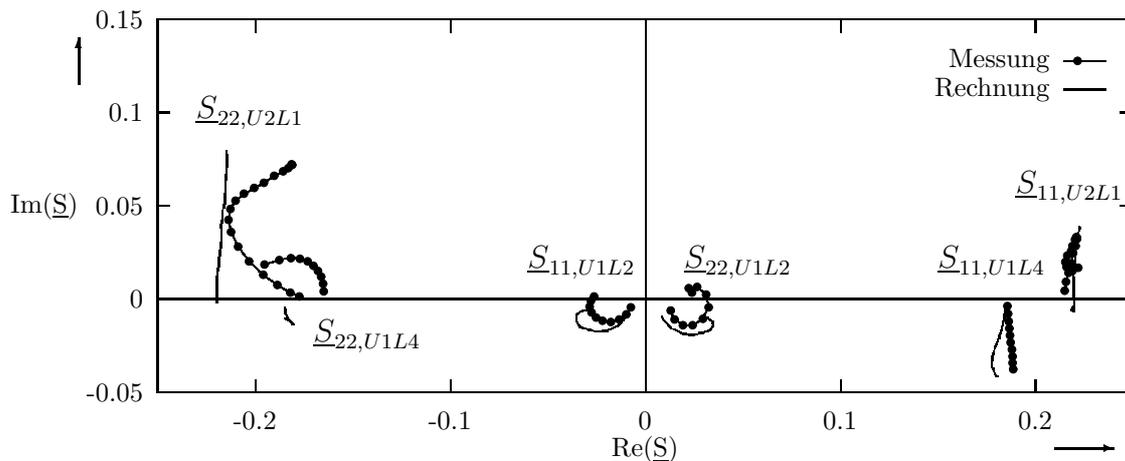


Abbildung 5.18: Streuparameter einiger Übergänge aus Messung und Rechnung

Die meßtechnisch ermittelten Werte ergeben sich aus 801 Meßpunkten zwischen 45 MHz und 18,045 GHz, die nach dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Zeitbereichsverfahren ermittelt werden. Dabei wird auf die Darstellung des oberen Frequenzbereiches für die Leitungen 2 und 4 verzichtet, weil hier höhere Moden der geschlossenen Mikrostreifenleitungen ausbreitungsfähig sind und somit keine Auswertung des Wellenwiderstandes mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren möglich ist. Die numerische Berechnung wird mit dem HFSS vorgenommen. Die einzelnen Punkte sind miteinander verbunden, weil die Streuparameter der betrachteten Übergänge eine stetige Kurve in der komplexen Ebene ergeben müssen.

Die in den Abbildungen 5.19 bis 5.21 dargestellten Abweichungen liegen im Bereich der abgeschätzten Unsicherheiten der numerischen und der meßtechnischen Streuparameterbestimmung. Die große Phasenabweichung zwischen dem numerisch und dem meßtechnisch ermittelten Streuparameter  $\underline{S}_{22}$  des Überganges U1L2 ist aufgrund des geringen Betrages nicht aussagekräftig.

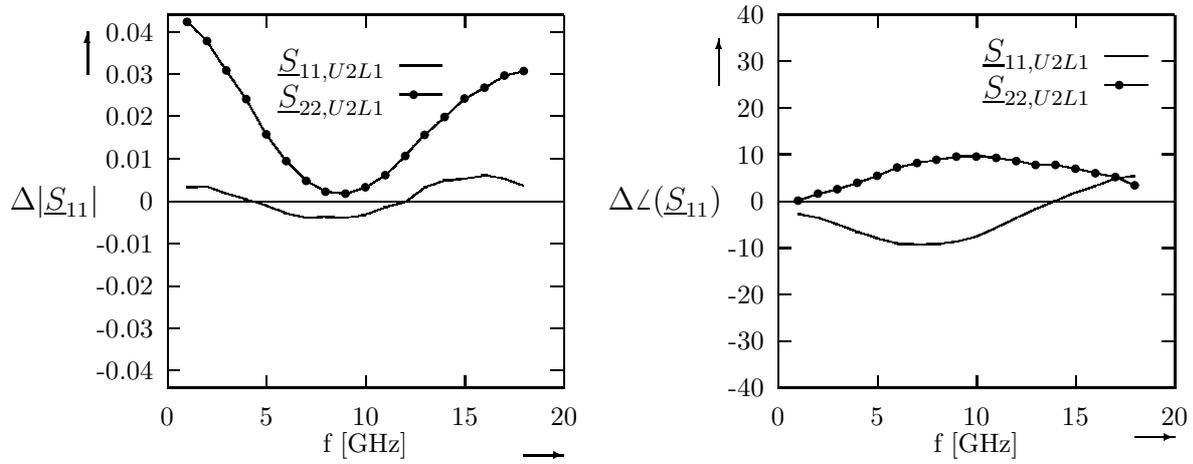


Abbildung 5.19: Differenz der Streuparametermessung und -rechnung für U2L1

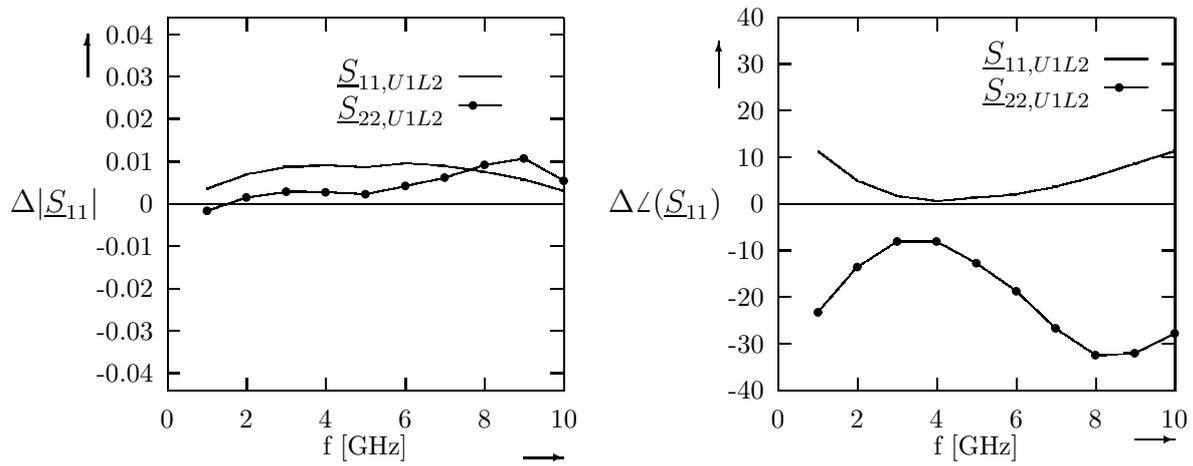


Abbildung 5.20: Differenz der Streuparametermessung und -rechnung für U1L2

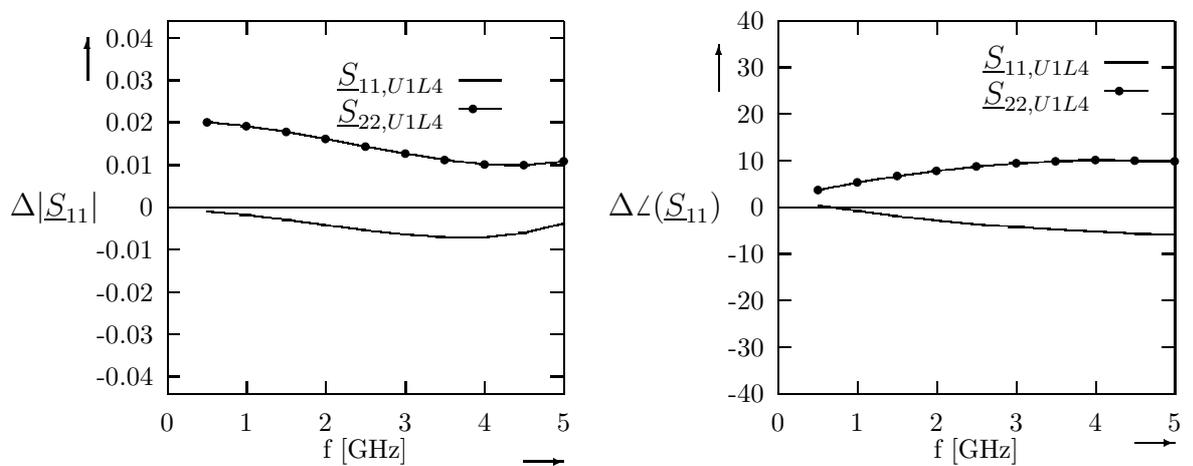


Abbildung 5.21: Differenz der Streuparametermessung und -rechnung für U1L4

## 5.5 Verifikation der Phasenkonstante

Die numerische Berechnung der Streuparameter erfolgt in Ebenen im homogenen Leitungsbereich, in denen die vom Leitungsübergang bedingten Feldverzerrungen abgeklungen sind. Um die Streuparameter in die zu betrachtende Ebene des eigentlichen Überganges, die als Referenzebene bezeichnet wird, transformieren zu können, muß die Ausbreitungskonstante des jeweiligen Wellenleiters bekannt sein. In Abschnitt 3.3 wurde gezeigt, daß die Wahl der Referenzebene einen bedeutenden Einfluß auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes hat. Die Transformation der Streuparameter mit einer vom richtigen Wert abweichenden Phasenkonstante hat den gleichen Effekt wie die Wahl einer falschen Referenzebene. Daher wird die numerische Berechnung der Phasenkonstante meßtechnisch verifiziert.

Die Phasenkonstante einer Mikrostreifenleitung läßt sich aus den Transmissionsmessungen zweier gleicher Leitungen unterschiedlicher Länge bestimmen, die im folgenden durch den Index 1 bzw. 2 gekennzeichnet werden. Die Kettenparametermatrizen der Gesamtanordnungen  $\mathbf{M}_1$  bzw.  $\mathbf{M}_2$  berechnen sich dann aus der Multiplikation der Einzelmatrizen in Kettenparameterdarstellung für die zwei Übergänge und die jeweilige Leitung. Wird die Matrix  $\mathbf{M}_1$  mit der inversen Matrix von  $\mathbf{M}_2$  multipliziert und die Spur (Summe der Hauptdiagonalelemente) der resultierenden Matrix gebildet, ergibt sich:

$$Spur(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2^{-1}) = 2 \cosh(\gamma \Delta l), \quad (5.13)$$

mit der Längendifferenz der zwei Leitungen  $\Delta l$ .

Das Ergebnis ist nur exakt, wenn die Übergänge reproduzierbar sind. In [8] wird ein Verfahren zur Minimierung des sich hieraus ergebenden Fehlers vorgestellt. Mit dem Kriterium nach Gl. (5.14) kann aus mehreren Meßreihen diejenige mit dem geringsten Fehler  $err$  bzgl. der Reproduzierbarkeit der Übergänge bestimmt werden. Dabei steht  $n$  für die Anzahl der gemessenen Frequenzpunkte.

$$err = \frac{1}{n} \sum_n (|Spur(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2^{-1}) - Spur(\mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1^{-1})| + |Spur(\mathbf{M}_1^{-1} \mathbf{M}_2) - Spur(\mathbf{M}_2^{-1} \mathbf{M}_1)|). \quad (5.14)$$

Für einen Vergleich der meßtechnischen mit den numerischen Ergebnissen werden in [66] die Ausbreitungskonstanten der Leitungen 1 und 2 untersucht. In den Abbildungen 5.22 ist der Verlauf der Phasenkonstante über der Frequenz dargestellt. Zur Auswertung werden 7 Meßreihen verwendet, wobei die Leitungslängen 25,4 mm und 50,8 mm betragen. Die numerisch berechneten und die gemessenen Phasenkonstanten zeigen eine sehr

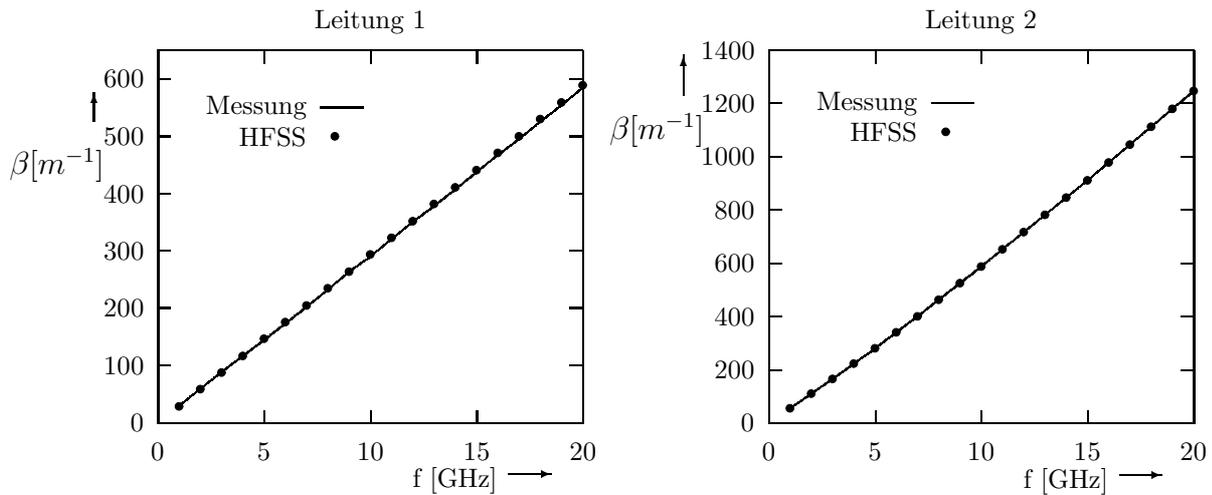


Abbildung 5.22: Phasenkonstante der Leitungen 1 und 2

gute Übereinstimmung. Die maximale Abweichung beträgt für Leitung 1 in dem Frequenzbereich zwischen 45 MHz und 20 GHz 0,8%. Für die Leitung 2 hat sich in diesem Frequenzbereich eine maximale Differenz von 0,9% ergeben.

Für die numerische Feldberechnung werden die Übergänge so modelliert, daß sich auf jeder Seite eine 4 mm lange homogene Leitung anschließt. Werden die berechneten Streuparameter mit einer um 0,9% falschen Ausbreitungskonstanten transformiert, entspricht dies einer Verschiebung der Referenzebene um maximal 0,036 mm. Mit den in dem folgenden Kapitel 6 vorgestellten Werten der Ersatzschaltbildelemente zeigt sich, daß der Fehler in der Bestimmung des Wellenwiderstandes aufgrund dieser Verschiebung der Referenzebenen kleiner als  $0,05 \Omega$  ist und daher nicht weiter berücksichtigt werden muß.

## Kapitel 6

# Der Verlauf des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung über der Frequenz

Der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung wird aus den vier Streuparametern eines Überganges auf eine TEM-Leitung bestimmt. Hierfür ist die Wahl der Geometrie der Leitungen und des Überganges von großer Bedeutung. Der ermittelte Wellenwiderstand muß eindeutig dem zu untersuchenden Grundmode der Mikrostreifenleitung zuzuordnen sein. Daher dürfen in dem betrachteten Frequenzbereich keine höheren Moden des jeweiligen Wellenleiters, die am Übergang angeregt werden können, ausbreitungsfähig sein. Eine Voraussetzung für die optimale Bestimmung des Wellenwiderstandes ist eine Abweichung zwischen den Streuparametern des Ersatzschaltbildes von denen der realen Anordnung, die kleiner als die Genauigkeit der Streuparameterbestimmung ist. Darüber hinaus sollte der charakteristische Verlauf der mit der Frequenz parametrisierten Streuparameterkurven in der komplexen Ebene von der Ersatzschaltung wiedergegeben werden.

Die Streufelder jedes Überganges haben bzgl. des sich anschließenden Wellenwiderstandes einen transformierenden Charakter, der durch ein Ersatzschaltbild nur näherungsweise beschrieben werden kann. Die Untersuchung verschiedener Übergänge und die in Kapitel 3 vorgestellten Überlegungen haben gezeigt, daß diese transformierenden Eigenschaften den geringsten Einfluß auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes haben, wenn die Werte der sich ergebenden Ersatzschaltbildelemente klein sind. Dieses Ergebnis läßt sich auch anschaulich begründen: Verschwinden die Feldverzerrungen im Übergangsbereich, müssen die das elektromagnetische Verhalten beschreibenden Ersatzschaltbildelemente ebenfalls den Wert Null annehmen. Es ergibt sich folgendes Kriterium zum Vergleich verschiedener Übergangsgeometrien: Die Übergänge, die im zeitlichen Mittel in den Feldverzerrungen und damit in dem zugehörigen Ersatzschaltbild die geringste Energiemenge speichern, sind für die Wellenwiderstandsbestimmung am geeignetesten. Dabei berechnet sich die in den Feldverzerrungen gespeicherte Energie aus der Anregung der höheren, nicht ausbreitungsfähigen Moden in der Referenzebene des Überganges. Auf der Basis dieses Kriteriums ist ein direkter Vergleich verschiedener Übergänge möglich.

Eine Aussage über die Unsicherheit der Wellenwiderstandsbestimmung kann dagegen aus dieser Betrachtung nicht abgeleitet werden.

Wie im folgenden gezeigt wird, können die Streuparameter der Übergänge in den betrachteten Frequenzbereichen nur durch Ersatzschaltbilder wiedergegeben werden, die aus zwei oder mehr Elementen bestehen. Das Vertauschen der Elemente ergibt voneinander abweichende Verläufe des Wellenwiderstandes. Die Differenz steigt dabei mit zunehmenden Werten der Elemente an. Hieraus folgt ein weiteres Kriterium zur Eignung der Übergänge, den Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung zu bestimmen. Ist die Abweichung der ermittelten Wellenwiderstände, die sich durch das Vertauschen der Ersatzschaltbildelemente ergibt, größer als die geforderte Genauigkeit der Wellenwiderstandsbestimmung, sind die Übergänge hierfür nicht geeignet.

## 6.1 Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 1

Zur Bestimmung des Wellenwiderstandes der Leitung 1 werden mehrere Übergänge von verschiedenen TEM-Leitungen untersucht [66], [77]. Aufgrund der zu Beginn dieses Kapitels zusammengefaßten Kriterien können hiervon die Übergänge ausgewählt werden, die eine optimale Bestimmung des Wellenwiderstandes ermöglichen. Der Übersichtlichkeit halber werden nur die Ergebnisse der zur Bestimmung des Wellenwiderstandes am besten geeigneten Übergänge U1L1 und U2L1 vorgestellt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Übergänge sind passive, lineare Zweitoren. Ihre Streuparametermatrizen sind somit symmetrisch. Mit Hilfe der Unitaritätsbedingung [38] wird überprüft, ob das aufzustellende Ersatzschaltbild verlustbehaftete Elemente enthalten kann. Hierfür werden die Beträge der Reflexionsfaktoren miteinander verglichen, die im Falle eines verlustlosen Zweitores gleiche Werte annehmen. Zusätzlich wird eine Leistungsbilanz aufgestellt, d.h. die Summe der reflektierten und transmittierten Leistung muß gleich der eingespeisten Leistung sein. Die jeweils ungünstigsten Werte für die numerisch berechneten Streuparameter sind der Tabelle 6.1 zu entnehmen. Dabei kann die

Übergang	$( \underline{S}_{11}  -  \underline{S}_{22} )$	$1 - ( \underline{S}_{11} ^2 +  \underline{S}_{12} ^2)$	$1 - ( \underline{S}_{22} ^2 +  \underline{S}_{12} ^2)$
U1L1	0,00034 bei 19 GHz	0,00012 bei 9 GHz	0,00020 bei 18 GHz
U2L1	0,00049 bei 20 GHz	0,00035 bei 20 GHz	0,00019 bei 10 GHz

Tabelle 6.1: Maximale Streuparameterabweichungen zu denen eines unitären Netzwerkes

Phase des Streuparameters  $\underline{S}_{12}$  für ein unitäres Netzwerk ebenfalls aus den Phasen der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  berechnet werden [38]. Die Differenz zu den numerisch für  $\underline{S}_{12}$  ermittelten Werten beträgt weniger als  $0,3^\circ$ . Insgesamt sind damit die Abweichungen

der berechneten Streuparameter von denen eines ideal passiven, verlustlosen Zweitores so gering, daß es nicht sinnvoll ist, verlustbehaftete Elemente in das Ersatzschaltbild aufzunehmen.

Der typische Verlauf der in dem Kapitel 4 vorgestellten Streuparameterkurven kann mit einem aus einer Querkapazität oder einer Längsinduktivität bestehenden Ersatzschaltbild nicht wiedergegeben werden. Daher werden zwei Elemente, eine Kapazität und eine Induktivität hintereinander geschaltet (vgl. Kapitel 3). Die Feldverzerrungen im Bereich des Leitungsüberganges und damit auch die hierfür eingeführten diskreten Induktivitäten und Kapazitäten sind prinzipiell von der Frequenz abhängig und werden im folgenden als La bzw. Ca bezeichnet, wobei die Reihenfolge LaCa bzw. CaLa derjenigen im Ersatzschaltbild entspricht (vgl. Abbildung 3.2). Es wird aber auch untersucht, ob konstante Ersatzschaltbildelemente angenommen werden können, für die im folgenden die Abkürzung Lu und Cu verwendet wird.

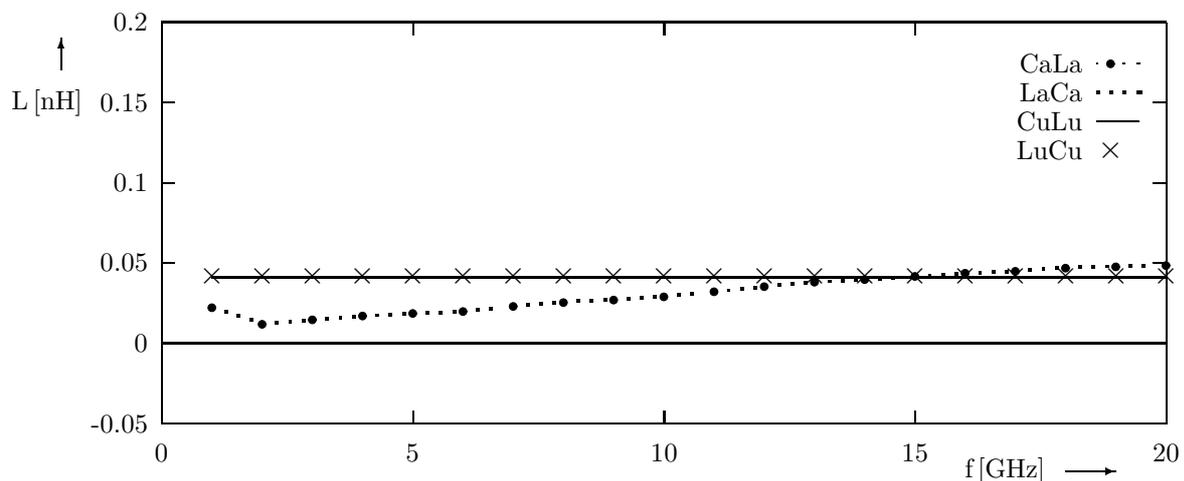


Abbildung 6.1: Verlauf der Induktivitäten der Ersatzschaltbilder zu Übergang U2L1

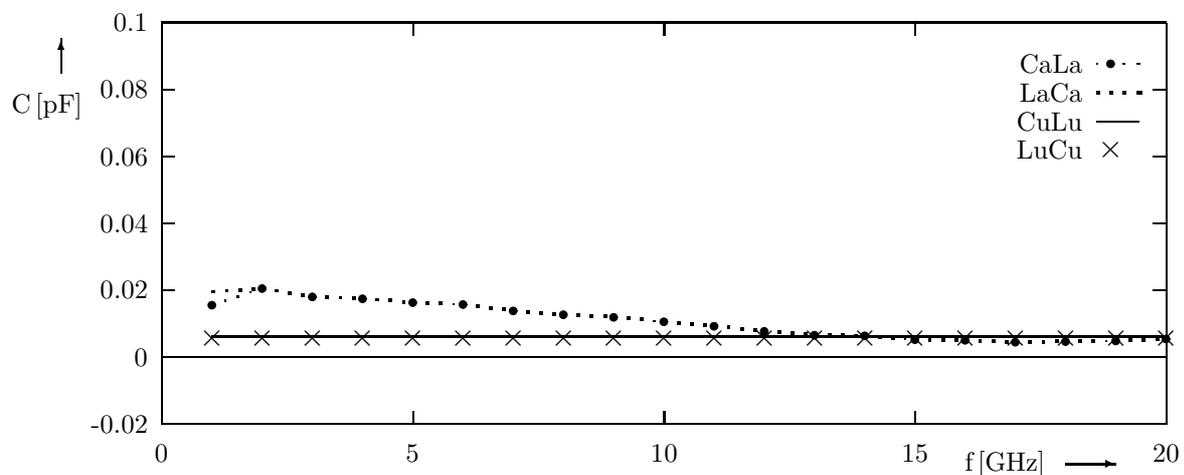


Abbildung 6.2: Verlauf der Kapazitäten der Ersatzschaltbilder zu Übergang U2L1

Die Elemente La und Ca bzw. Lu und Cu, die sich für den Übergang U2L1 ergeben, sind in den Abbildungen 6.1 und 6.2 über der Frequenz dargestellt. Die Verläufe weichen nur unwesentlich voneinander ab, wenn die Elementreihenfolge im Ersatzschaltbild vertauscht wird. Damit läßt sich die Differenz der zu ermittelnden Wellenwiderstände nach Abschnitt 3.3 abschätzen. Werden die Realteile der Eingangsimpedanzen gleichgesetzt, beträgt die Abweichung zwischen den Wellenwiderständen  $0,38 \Omega$ .

Im folgenden werden die Ergebnisse zum Ersatzschaltbild des Überganges U1L1 vorgestellt. Die Kurven der Elemente La und Ca über der Frequenz sind zum Vergleich den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu entnehmen. Die charakteristischen Verläufe der fre-

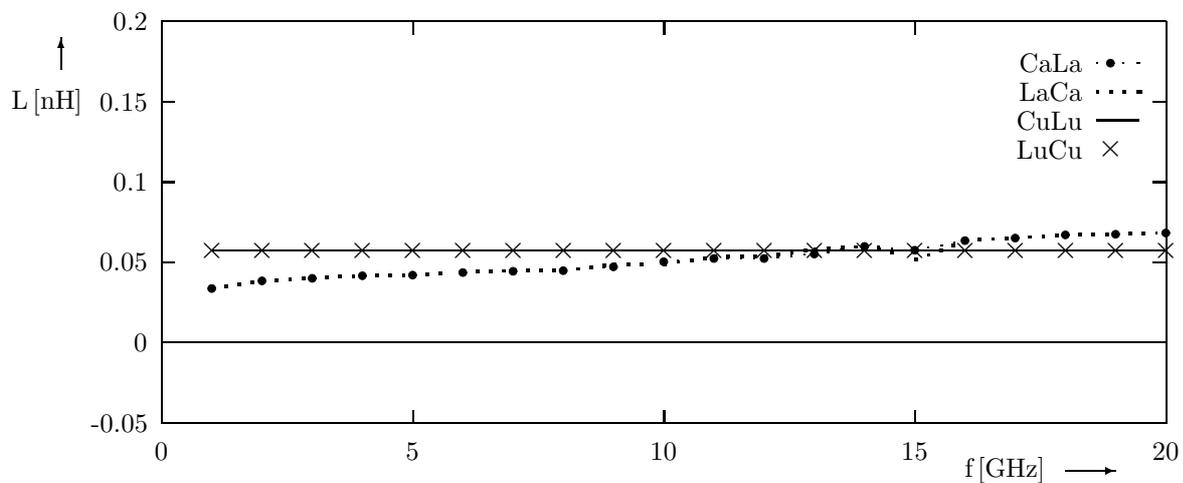


Abbildung 6.3: Verlauf der Induktivitäten der Ersatzschaltbilder zu Übergang U1L1

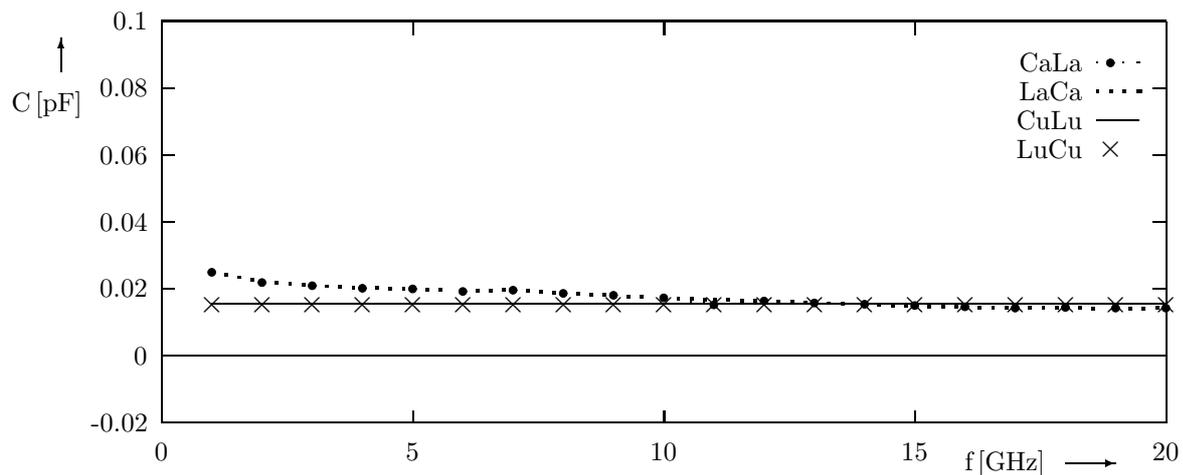


Abbildung 6.4: Verlauf der Kapazitäten der Ersatzschaltbilder zu Übergang U1L1

quenzabhängigen Ersatzschaltbildelemente La und Ca entsprechen denen des Überganges U2L1. Die Kurven sind in erster Näherung linear. Für die Induktivität ergibt sich mit zunehmender Frequenz ein ansteigender und für die Kapazität ein abfallender Verlauf. Dabei ist auch hier das Ergebnis unabhängig von der Reihenfolge LaCa bzw. CaLa.

Die Ersatzschaltbildelemente des Überganges U1L1 nehmen größere Werte als die des Überganges U2L1 an. Dies läßt sich durch die größeren Geometrieunterschiede in den Querschnitten der Koaxialleitung und der Mikrostreifenleitung für den Übergang U1L1 im Vergleich zum Übergang U2L1 erklären (vgl. Abschnitt 3.4). Im Bereich des abrupten Leitungsüberganges werden hierdurch größere Feldverzerrungen als bei dem Übergang U2L1 verursacht.

Die aus der Anpassung der Streuparameter resultierenden Wellenwiderstandsverläufe der Übergänge U1L1 und U2L1 sind in den Abbildungen 6.5 und 6.6 über der Frequenz dargestellt. Für die Auswertung zum Übergang U2L1 liegen die Kurven in einem Werte-

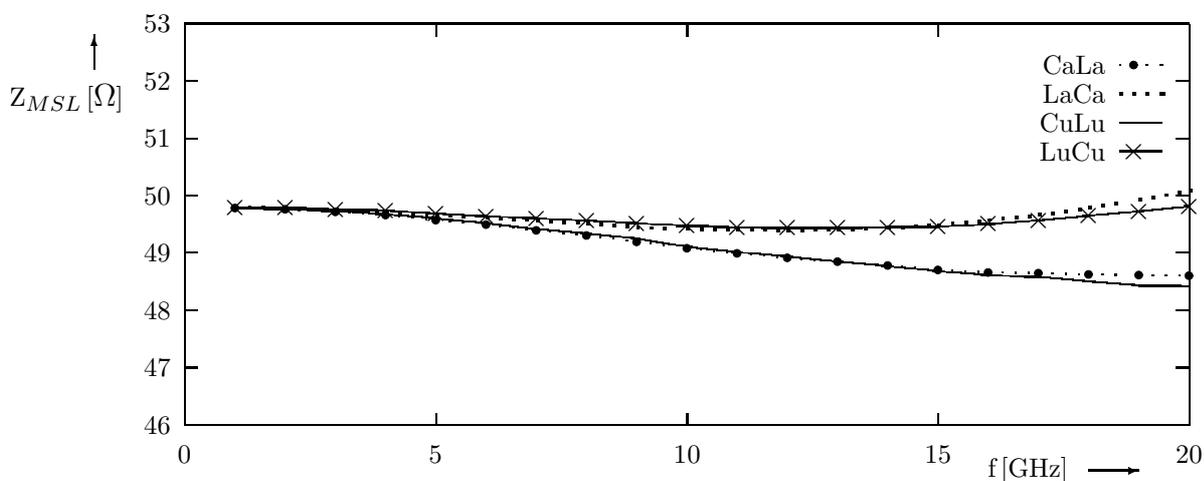


Abbildung 6.5: Verlauf der mit U1L1 ermittelten Wellenwiderstände der Leitung 1

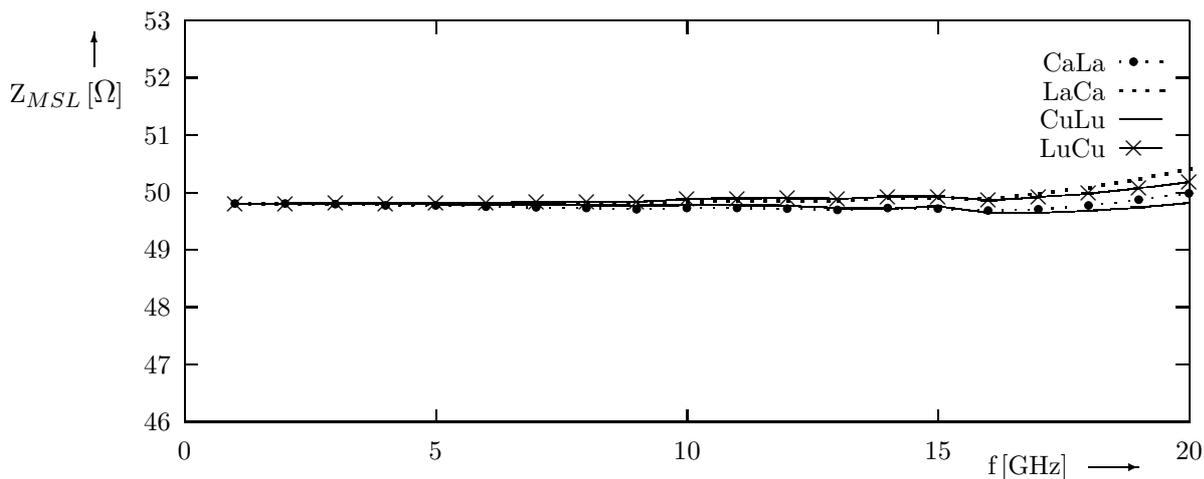


Abbildung 6.6: Verlauf der mit U2L1 ermittelten Wellenwiderstände der Leitung 1

bereich zwischen  $49,7 \Omega$  und  $50,4 \Omega$ . Die berechneten Wellenwiderstände weichen für die zwei Anordnungen LaCa und CaLa um maximal  $0,4 \Omega \hat{=} 0,8\%$  bei 20 GHz voneinander ab. Damit ist eine sehr genaue Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifen-

leitung möglich. Die verbleibende Differenz ist nach den vorhergehenden Überlegungen auf die transformierenden Eigenschaften des Ersatzschaltbildes zurückzuführen, die nicht exakt denen des realen Überganges entsprechen. Die Differenz der Wellenwiderstandsverläufe, die sich aus der Betrachtung des Überganges U1L1 für die verschiedenen Ersatzschaltbilder ergibt, nimmt mit dem Produkt aus der Kapazität und der Induktivität deutlicher als für den Übergang U2L1 zu. Bei Annahme gleicher Realteile der Eingangsimpedanzen (vgl. Abschnitt 3.3) ergibt sich eine zu erwartende Abweichung von etwa  $1,4\Omega$ . Die in Abbildung 6.5 dargestellten Verläufe weichen für die zwei Anordnungen LC und CL um maximal  $1,48\Omega \hat{=} 3\%$  bei 20 GHz voneinander ab. Diese Differenz ist aufgrund der ermittelten größeren Werte der Ersatzschaltbildelemente zu erwarten, so daß die Ursache nicht in der Unsicherheit der Berechnung der Streuparameter liegt. Für den Übergang U2L1 kann eine Genauigkeit der Wellenwiderstandsbestimmung erreicht werden, die mit 0,8% deutlich besser ist als die prinzipiell zu erreichende Genauigkeit mit dem Übergang U1L1, welche sich zu 3% ergibt.

In Kapitel 4 wird die minimal anzunehmende Ungenauigkeit der Streuparameterberechnung aus dem Restreflexionsfaktor einer ideal abgeschlossenen Mikrostreifenleitung abgeleitet. Zur Untersuchung des Einflusses dieser Ungenauigkeit auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung wird der Betrag dieses Fehlers den Streuparametern der Übergänge mit zu variierender Phase überlagert. Anschließend wird ebenfalls der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung auf der Basis der neu erhaltenen Streuparameter bestimmt. Damit vergrößern sich die jeweiligen Bereiche gegenüber denjenigen in den Abbildungen 6.6 und 6.5, in denen der Wellenwiderstand verlaufen kann. In Abbildung 6.7 sind die zwei Bereiche dargestellt, die sich für die Übergänge

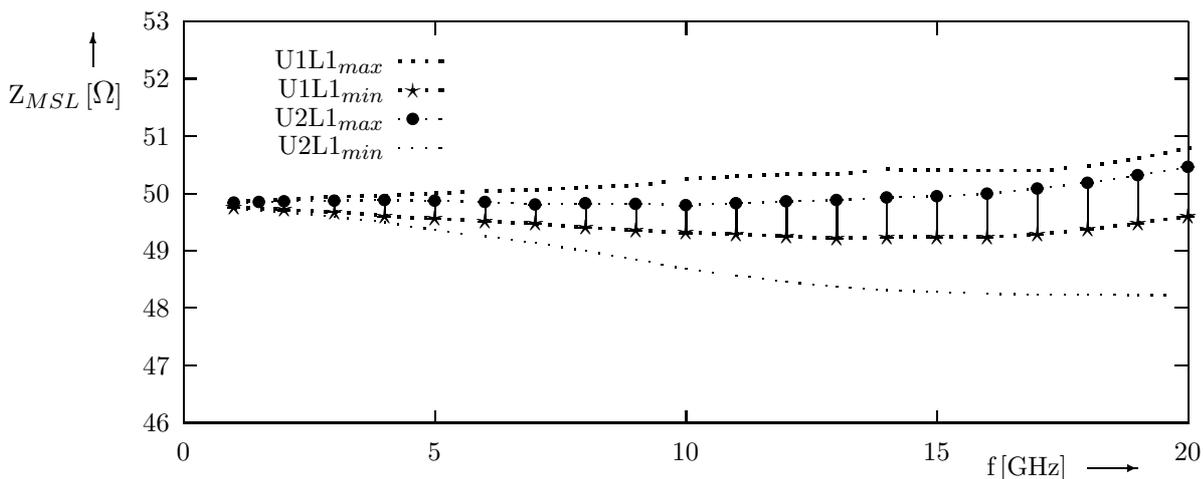


Abbildung 6.7: Bereich des Wellenwiderstandsverlaufes für Leitung 1

U1L1 und U2L1 ergeben. Sind nun die Feldverzerrungen dieser zwei Übergänge so gering, daß beide zur Bestimmung des Wellenwiderstandes geeignet sind, muß der gesuchte Verlauf innerhalb der Schnittmenge liegen. Damit kann die Genauigkeit der Bestimmung

des Wellenwiderstandes erhöht werden. In Abbildung 6.7 ergibt sich so der mit Hilfe der vertikalen Linien gekennzeichnete Bereich, der durch die zwei mittleren Kurven begrenzt wird.

In den Abbildungen 6.9 werden die Streuparameter der numerischen Berechnung mit denen der Ersatzschaltbilder, deren Struktur in Abbildung 3.2 dargestellt ist, für den Übergang U2L1 verglichen. Dabei werden zur Bestimmung der Ersatzschaltbildelemente die in Kapitel 3 beschriebenen Optimierungsverfahren verwendet. Die Kurven sind in der komplexen Ebene dargestellt und mit der Frequenz parametrisiert. Die einzelnen Grafiken entsprechen jeweils einem Ausschnitt aus dem Smith-Diagramm. Die Wertebereiche der Realteile der einzelnen Streuparameter sind sehr unterschiedlich, so daß auf die Darstellung in einem Diagramm aufgrund der damit verbundenen ungenügenden Auflösung verzichtet wird. Aus diesem Grund wird auch eine unterschiedliche Parametrierung der Achsen gewählt.

Der Vergleich zwischen den Streuparameterkurven des realen Überganges U1L1 und der Ersatzschaltbilder ist in den Abbildungen 6.8 dargestellt. Die Abweichungen zwischen den Streuparametern sind bei diesem Übergang für die konstanten Ersatzschaltbildelemente größer als für die frequenzabhängigen. Insgesamt beschreiben aber die Ersatzschaltbilder das elektromagnetische Verhalten der Übergänge sehr gut. Die in Abbildung 6.5 dargestellten Wellenwiderstandsverläufe weichen dennoch für die verschiedenen Ersatzschaltbilder deutlich voneinander ab. Hieraus folgt, daß eine genaue Wiedergabe der Streuparameter des realen Überganges durch ein Ersatzschaltbild kein hinreichendes Kriterium für die exakte Wellenwiderstandsbestimmung darstellt.

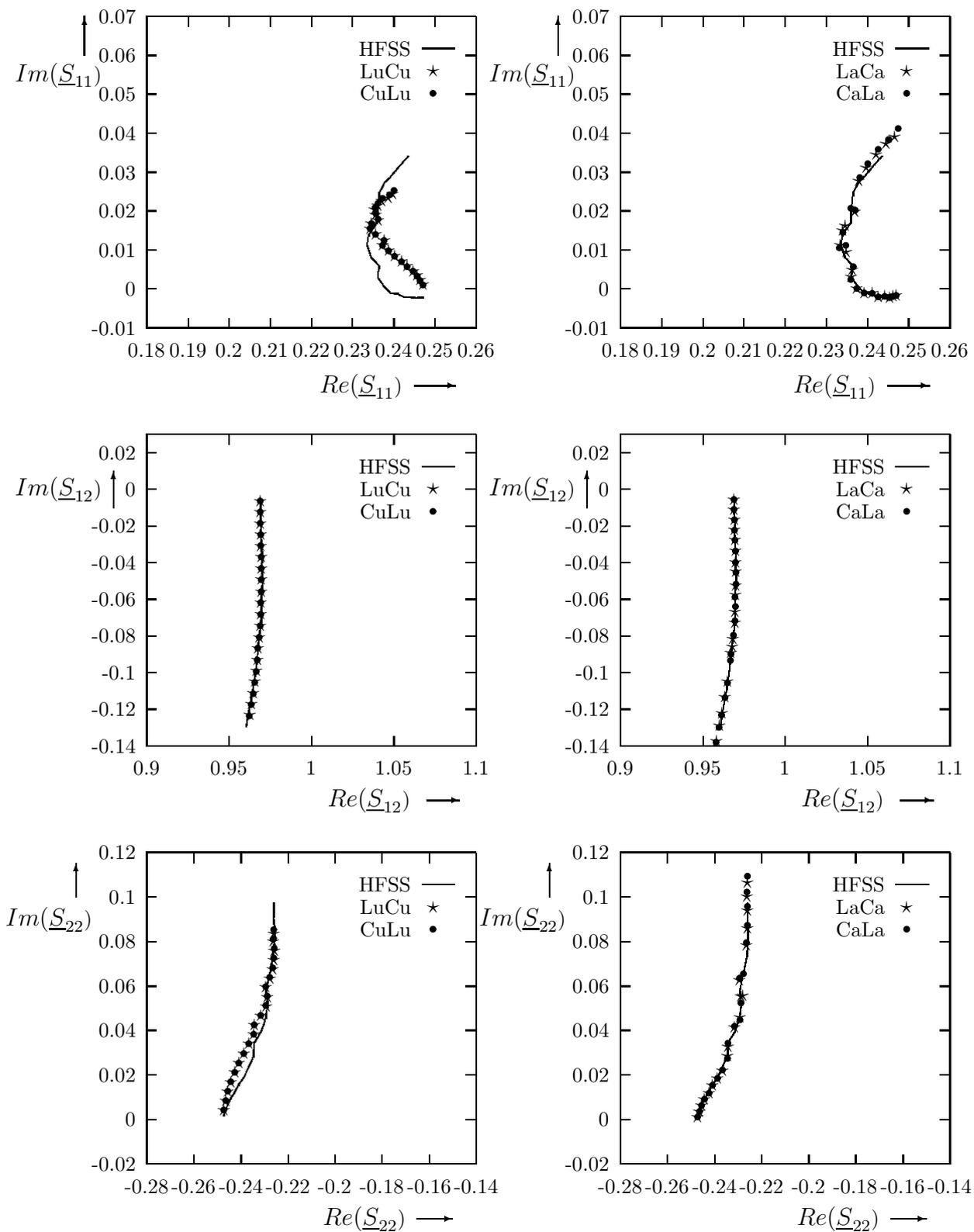


Abbildung 6.8: Streuparameter der Ersatzschaltbilder und des realen Überganges U1L1

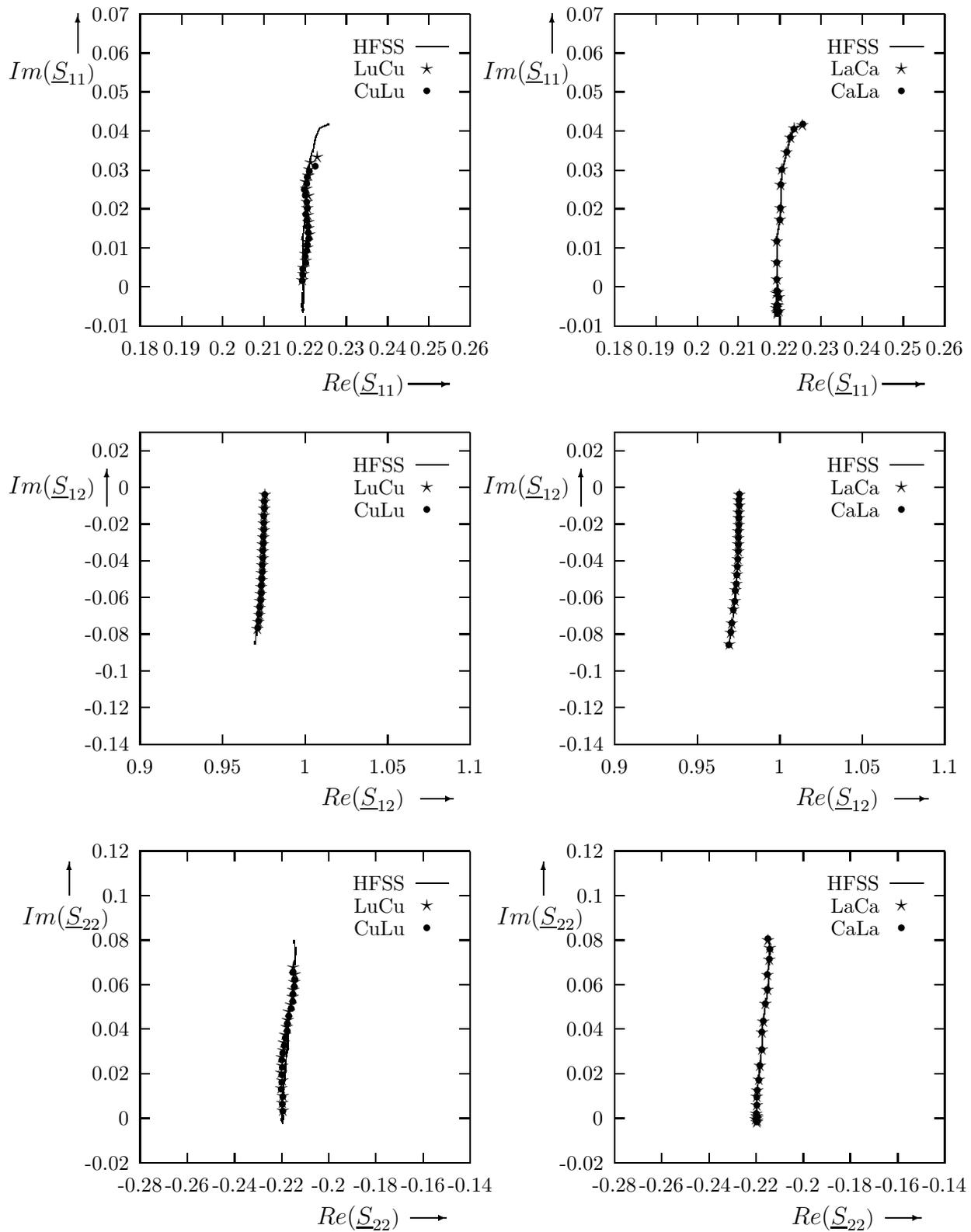


Abbildung 6.9: Streuparameter der Ersatzschaltbilder und des realen Überganges U2L1

Die Übereinstimmung der Streuparameterkurven für die realen Übergänge U1L1 und U2L1 und der Ersatzschaltbilder kann quantitativ durch das in Kapitel 3 Gl. (3.2) eingeführte Fehlerkriterium  $\zeta$  angegeben werden, das ein Maß für die mittlere, absolute Streuparameterabweichung ist. Die sich ergebenden Werte sind der Tabelle 6.2 zu entnehmen. Die mittleren Fehler  $\zeta$ , die sich für die frequenzunabhängigen Ersatz-

$\zeta$	LaCa	CaLa	LuCu	CuLu
U1L1	0,0011	0,0010	0,0199	0,0192
U2L1	0,0017	0,0013	0,0331	0,0330

Tabelle 6.2: Fehlerkriterium  $\zeta$  (Gl. 3.2)

schaltbildelemente ergeben, sind deutlich größer als die für die Elemente La und Ca. Daher ist eine exakte Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens der untersuchten Übergänge nur durch von der Frequenz abhängige Induktivitäten und Kapazitäten möglich. Die Verläufe der Streuparameter der frequenzabhängigen Ersatzschaltbilder LaCa und CaLa stimmen nahezu exakt mit den numerisch berechneten Kurven überein. Für die Anordnungen LuCu und CuLu sind insbesondere im Bereich höherer Frequenzen Abweichungen bzgl. des Imaginärteils zu erkennen (vgl. Abbildungen 6.9 und 6.8). Der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung ist für den vorliegenden Wertebereich der Elemente Lu und Cu im wesentlichen von dem Realteil der Streuparameter abhängig. Daher weist der für die frequenzunabhängigen Ersatzschaltbilder berechnete Wellenwiderstand lediglich eine maximale Abweichung von  $0,21 \Omega$  ( $\hat{=} 0,42\%$ ) gegenüber der frequenzabhängigen Lösung auf.

Als weiteres Kriterium wird die Anregung höherer, nicht ausbreitungsfähiger Moden in der Referenzebene des Überganges untersucht. Hieraus wird die Energie berechnet, die im zeitlichen Mittel in den Feldverzerrungen gespeichert ist. Dabei wird eine an Tor 1 eingespeiste Leistung von 1 Watt angenommen und mit dem HFSS die Ankopplung von insgesamt 20 Moden auf jeder Leitung berechnet. Aufgrund der Symmetrie der Anordnung handelt es sich nur um gerade Moden (vgl. Abschnitt 4.1). Liegen die für die höheren Moden ermittelten Streuparameter deutlich unterhalb der Rechengenauigkeit, werden sie vernachlässigt. Der Vergleich mit der Summe der in den Ersatzschaltbildelementen gespeicherten mittleren Energie stellt ein weiteres Kriterium dar, wie gut das Ersatzschaltbild das elektromagnetische Verhalten der realen Übergänge beschreibt. Das Ergebnis dieser Betrachtung ist in Tabelle 6.3 dargestellt. Die Werte beziehen sich auf die höchste Frequenz von 20 GHz, bei der sich die stärksten Feldverzerrungen an den Übergängen einstellen. Für die Berechnung der mittleren, in dem Ersatzschaltbild gespeicherten Energie wird die Struktur CaLa verwendet, weil diese die Streuparameterkurven am besten wiedergibt (vgl. Tabelle 6.2). Aus dieser Überlegung folgt aufgrund der geringeren in den Feldverzerrungen des Überganges U2L1 bzw. in dem dazugehörigen Ersatzschaltbild gespeicherten mittleren Energie, daß dieser Übergang zur Bestimmung

Übergang	$P_{Feld}/1VA$	$P_{ESB}/1VA$
U1L1	10,401 %	16,391 %
U2L1	5,289 %	7,118 %

Tabelle 6.3: Im Feld gespeicherte, mittlere Energie bei 20 GHz

des Wellenwiderstandes der geeigneter ist. Aber auch der Vergleich der Abbildungen 6.6 und 6.5 zeigt, daß aufgrund der dichter beieinander liegenden Kurven der Übergang U2L1 der geeigneter zur Bestimmung des Wellenwiderstandes ist. Dennoch kann durch die Betrachtung des zweiten Überganges U1L1 die Genauigkeit erhöht werden, weil der gesuchte Verlauf innerhalb der Toleranzbereiche der beiden Übergänge und damit innerhalb der Schnittmenge liegen muß (vgl. Abbildung 6.7).

Eine weitere Möglichkeit, das Ergebnis zum Verlauf des Wellenwiderstandes zu überprüfen, ist die Betrachtung einer dritten Übergangsgeometrie U3L1. Die untersuchte Geometrie entspricht im wesentlichen der des Überganges U2L1. Das Dielektrikum der TEM-Leitung oberhalb des Innenleiters entspricht hier jedoch der doppelten Substratstärke, so daß eine exzentrische TEM-Leitung entsteht. Der Wellenwiderstandsverlauf dieses Modells wird entsprechend der Vorgehensweise für die Übergänge U1L1 und U2L1 ermittelt und ist in Abbildung 6.10 zusammen mit den zwei mittleren Kurven aus Abbildung 6.7 dargestellt, die mit  $Z_{min}$  bzw.  $Z_{max}$  bezeichnet werden. Sie grenzen den Bereich ein, innerhalb dessen der Wellenwiderstand der Leitung 1 verläuft. Mit dieser Untersuchung werden die vorhergehenden Ergebnisse zum frequenzabhängigen Wellenwiderstand der Leitung 1 bestätigt. Auf die Darstellung der Verläufe der Ersatzschaltbildelemente und der Streuparameter wird der Übersichtlichkeit halber verzichtet.

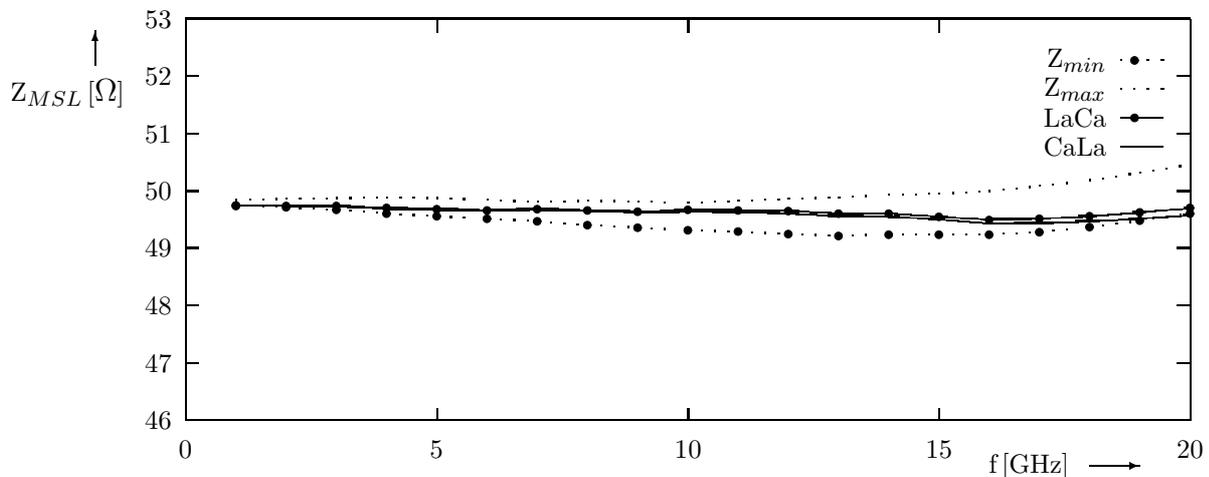


Abbildung 6.10: Verlauf der mit U3L1 ermittelten Wellenwiderstände der Leitung 1

### 6.1.1 Berücksichtigung der abgestrahlten Leistung

Die im vorhergehenden Abschnitt dargestellten Ergebnisse resultieren aus dem Reflexionsverhalten von Übergängen zwischen einer TEM-Leitung und der geschlossenen Leitung 1. Im folgenden wird untersucht, welchen Einfluß die am Übergang abgestrahlte Leistung im Falle einer offenen Mikrostreifenleitung auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes hat. In Abbildung 6.11 ist die am Übergang abgestrahlte Leistung bezogen auf die am Tor 1 eingespeiste Leistung in Prozent dargestellt. Direkte Vergleichswerte

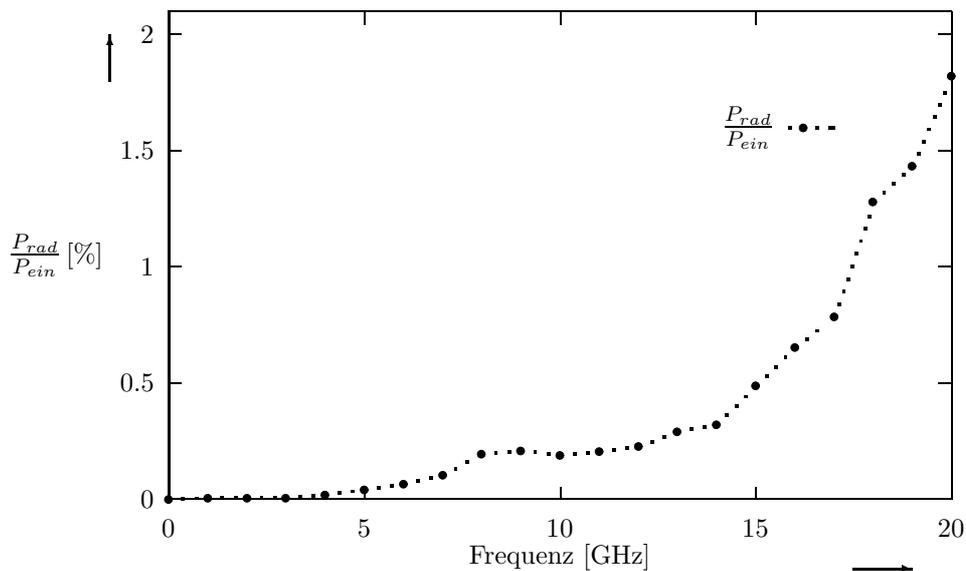


Abbildung 6.11: An dem Übergang U2L1 auf die offene Leitung 1 abgestrahlte Leistung

sind in der Literatur für die vorgestellte Anordnung nicht zu finden. Henderson gibt in [70] für einen Übergang von einer Triplateleitung auf eine Mikrostreifenleitung, deren Substrat eine relative Permittivität von  $\varepsilon_r = 1$  besitzt, eine Gleichung zur näherungsweisen Berechnung des Strahlungsleitwertes an. Die hieraus berechnete abgestrahlte Leistung ergibt sich zu 0,97 % bei 20 GHz und wächst quadratisch mit der Frequenz, so daß die vorgestellten Ergebnisse in ihrer Größenordnung prinzipiell bestätigt werden. Um die Verlustleistung in dem Ersatzschaltbild des Überganges zu berücksichtigen, wird ein zusätzlicher, frequenzabhängiger Strahlungsleitwert parallel zu der Kapazität eingefügt. Für die maximal abgestrahlte Leistung von 1,82 % bei 20 GHz ergibt sich so ein Leitwert von 0,36 mS. Würde dieser Leitwert nicht berücksichtigt, betrüge der Fehler der Wellenwiderstandsbestimmung 0,92  $\Omega$ . Beispielsweise ist die abgestrahlte Leistung unterhalb von 12 GHz geringer als 0,23%, so daß sich hier eine Abweichung des Wellenwiderstandes ergäbe, die kleiner als 0,11  $\Omega$  wäre. Daraus folgt, daß bei der Bestimmung des Wellenwiderstandes aus den Streuparametern des Überganges U2L1 auf die offene Leitung 1 oberhalb von etwa 12 GHz die abgestrahlte Leistung zu berücksichtigen ist.

### 6.1.2 Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur

Der Verlauf des dynamischen Wellenwiderstandes, der sich in dem vorhergehenden Abschnitt ergeben hat, ist in der Abbildung 6.12 zum Vergleich mit theoretischen Werten aus der Literatur dargestellt. Der aus den Streuparametern abgeleitete Wellenwiderstand der Leitung 1 wird im folgenden als  $Z_{SL1}$  bezeichnet. Er zeigt die größte Abweichung gegenüber dem Verlauf nach der Definition von Owens [12], die aus dem dynamischen Bandleitungsmodell in [71] abgeleitet und durch die Einführung einer effektiven Leiterbreite in [10] an den Strom-Spannungs-Verlauf angepaßt wird. Dabei wird in [10] der Wellenwiderstand aus dem longitudinalen Strom des Streifenleiters und der Spannung, die sich aus dem Wegintegral in der Mitte unterhalb des Streifens ergibt, berechnet. Die maximale Abweichung von dem Ergebnis in der vorliegenden Arbeit beträgt  $1,70 \Omega$  bei 20 GHz.

Pues und van de Capelle [14] gehen von dem gleichen Leitungsmodell aus, geben aber für die Berechnung der effektiven Leiterbreite Gleichungen an, die insbesondere den statischen Fall bessere Werte liefern. Hierfür ergibt sich zum Wellenwiderstand  $Z_{SL1}$  eine maximale Abweichung von  $0,62 \Omega$ .

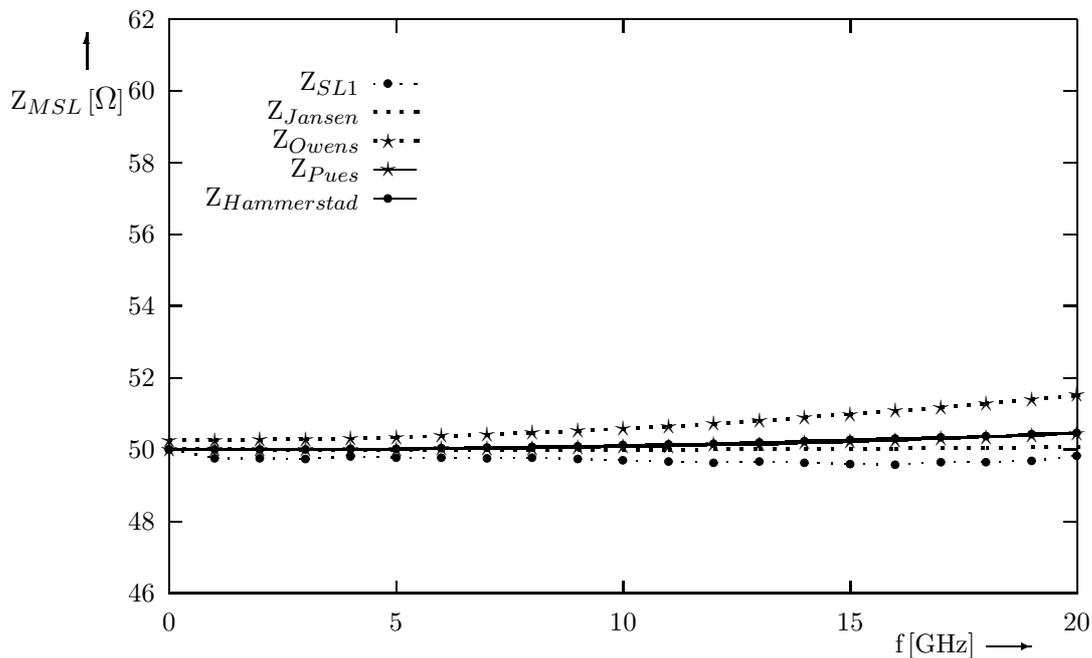


Abbildung 6.12: Wellenwiderstand der Leitung 1 im Vergleich mit Literaturergebnissen

Jansen und Kirschning geben in [15] eine Näherungsformel zur Berechnung des Wellenwiderstandes an, die aus den numerischen Ergebnissen der Leistungs-Strom-Definition abgeleitet ist und bzgl. dieser Definition eine Genauigkeit von 1% bzgl. des statischen Wertes aufweist. Dabei geht nur der longitudinale Strom des Streifenleiters ein. Der hier von abweichende Strom in der Massemetallisierung des Substrates und in dem Gehäuse

bleibt unberücksichtigt. Die größte Differenz im Vergleich zu dem Wellenwiderstand  $Z_{SL1}$  beträgt  $0,25 \Omega$  für Leitung 1, was im Bereich der Genauigkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes der vorliegenden Arbeit sowie dem Fehler von 1% liegt, das in [15] angegeben ist. Die Bestimmung des Wellenwiderstandes aus der effektiven relativen Dielektrizitätskonstante wird von Hammerstad und Jensen in [6] für ein beliebiges Substratmaterial der Mikrostreifenleitung angegeben. Dabei wird die Berechnung der effektiven relativen Dielektrizitätskonstante aus dem LSE-Dispersionsmodell [1] abgeleitet und an numerische Ergebnisse approximiert. Die maximale Abweichung bzgl. des Wellenwiderstandsverlaufes zu dem Ergebnis dieser Arbeit beträgt  $0,65 \Omega$ .

Insgesamt zeigt sich für die Leitung 1 in einem Frequenzbereich bis 20 GHz, daß die Verläufe des Wellenwiderstandes mit Ausnahme desjenigen, der sich nach der Definition von Owens ergibt, im Rahmen der ermittelten Genauigkeit mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit übereinstimmen. Damit sind die Wellenwiderstandsverläufe für die Leitung 1, die sich nach den vorgestellten Definitionen berechnen, als Basis für ein Schaltungsdesign geeignet.

### 6.1.3 Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen

Ein Vergleich der Ergebnisse des aus den Streuparametern ermittelten dynamischen Wellenwiderstandes mit numerisch aus Leistung, Strom und Spannung berechneten

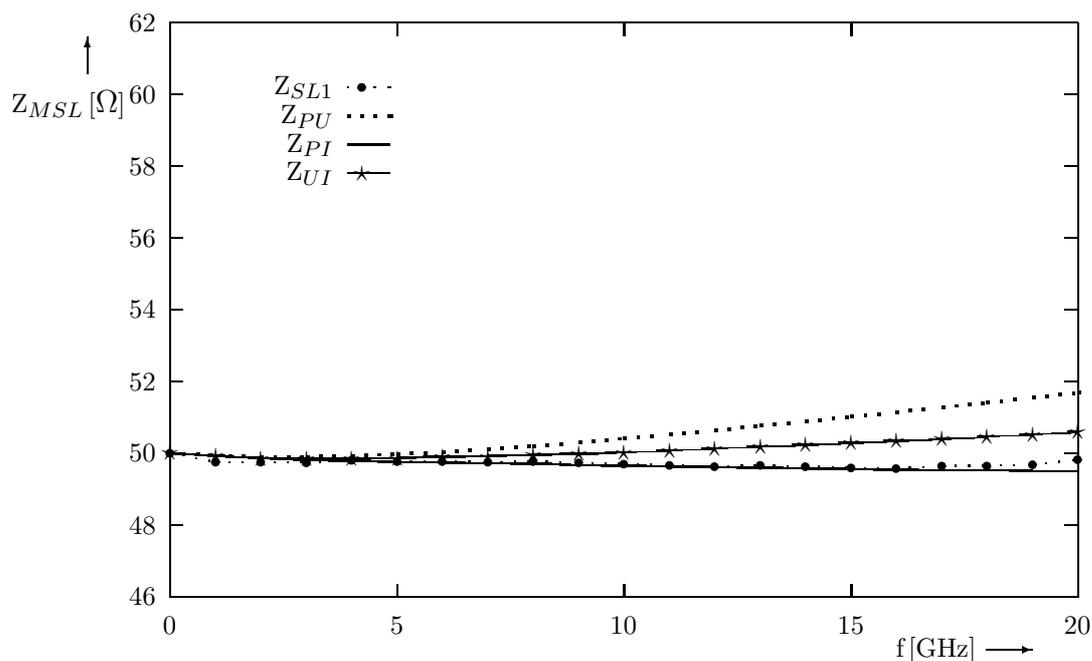


Abbildung 6.13: Dynamischer Wellenwiderstand verschiedener Definitionen für Leitung 1

Verläufen ist in der Abbildung 6.13 dargestellt. Die Spannung berechnet sich aus dem Wegintegral von der Mitte des Streifenleiters bis zur Masse über das elektrische Feld, und der Strom wird aus den Längsströmen des Streifenleiters und des Gehäuses gemittelt. Damit unterscheidet sich die Definition des Stromes von der, die in [12], [14] und [15] angenommen wird. Die Wellenwiderstände, die sich aus der Leistungs-Spannungs- ( $Z_{PU}$ ) und der Spannungs-Strom-Definition ( $Z_{UI}$ ) berechnen, zeigen eine ansteigende Charakteristik und weichen damit deutlich von dem aus den Streuparametern ermittelten Verlauf ab. Für die Leistungs-Strom-Definition ( $Z_{PI}$ ) dagegen ergibt sich ein annähernd gleicher, leicht abfallender Verlauf.

## 6.2 Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 2

Der Wellenwiderstand der Leitung 2 wird entsprechend dem Vorgehen für die Leitung 1 aus den Streuparametern der Übergänge U1L2 und U2L2 berechnet, wobei die Betrachtungen zur Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens durch konzentrierte Ersatzschaltbildelemente in Kapitel 3, Seiten 18 bis 20 eine maximale Frequenz von 10 GHz vorgeben (vgl. Tabelle 3.1).

Zunächst wird untersucht, ob in dem Ersatzschaltbild verlustbehaftete Elemente anzunehmen sind. Hierfür wird ebenfalls die Differenz der Eingangsreflexionsfaktoren berechnet und die Leistungsbilanz aufgestellt, für die die Summe der transmittierten und der reflektierten Leistung gleich der eingespeisten Leistung sein muß. Die jeweils ungünstigsten Werte sind der Tabelle 6.4 zu entnehmen. Die Abweichung der Streuparameter von denen eines ideal passiven, verlustlosen Zweitores sind für die Übergänge U1L2 und U2L2 sehr gering. Daher ist die Annahme verlustbehafteter Elemente nicht sinnvoll. Insbesondere für den Übergang U2L2 sind die in der Tabelle 6.4 berechneten Beträge kleiner als  $10^{-5}$ . Dies ist darauf zurückzuführen, daß die TEM-Leitung des Überganges U2L2 für die numerische Berechnung als verlustlos angenommen wird.

Übergang	$( S_{11}  -  S_{22} )$	$1 - ( S_{11} ^2 +  S_{12} ^2)$	$1 - ( S_{22} ^2 +  S_{12} ^2)$
U1L2	0,00076 bei 3 GHz	0,00016 bei 10 GHz	0,00014 bei 10 GHz
U2L2	<0,00001 bei 2 GHz	<0,00001 bei 2 GHz	<0,00001 bei 2 GHz

Tabelle 6.4: Maximale Streuparameterabweichungen zu denen eines unitären Netzwerkes

Der Ansatz verschiedener Ersatzschaltbilder zeigt, daß der typische Verlauf der in Kapitel 4 vorgestellten Streuparameterortskurven nur durch mindestens zwei Ersatzschaltbildelemente, eine Induktivität und eine Kapazität wiedergegeben werden kann. Die aus der Minimierung des Fehlerkriteriums  $\zeta$  erhaltenen Verläufe für La und Ca bzw. Lu

und Cu sind für den Übergang U1L2 in den Abbildungen 6.14 und 6.15 sowie für den Übergang U2L2 in den Abbildungen 6.16 und 6.17 dargestellt.

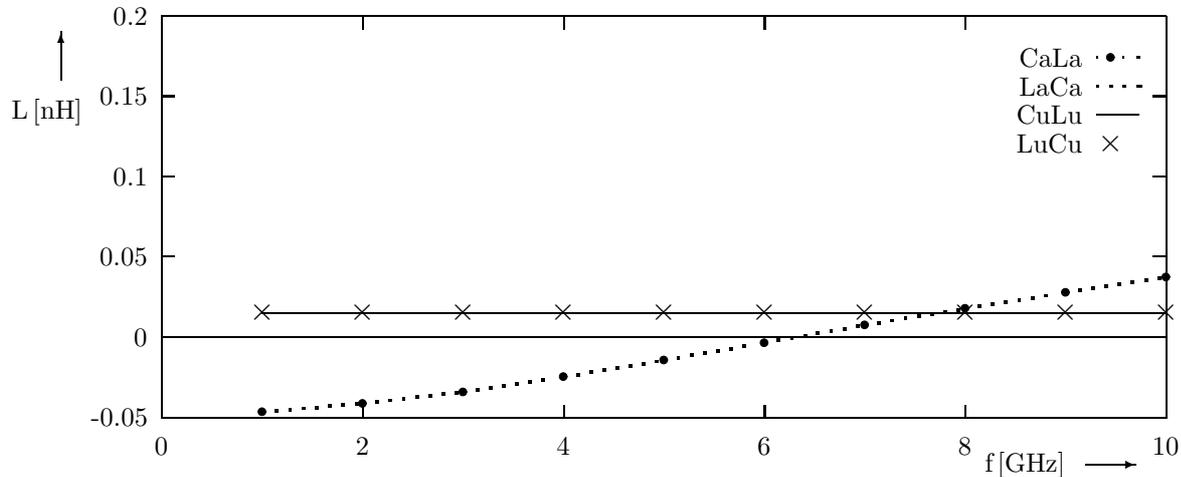


Abbildung 6.14: Verlauf der Induktivitäten der Ersatzschaltbilder zum Übergang U1L2

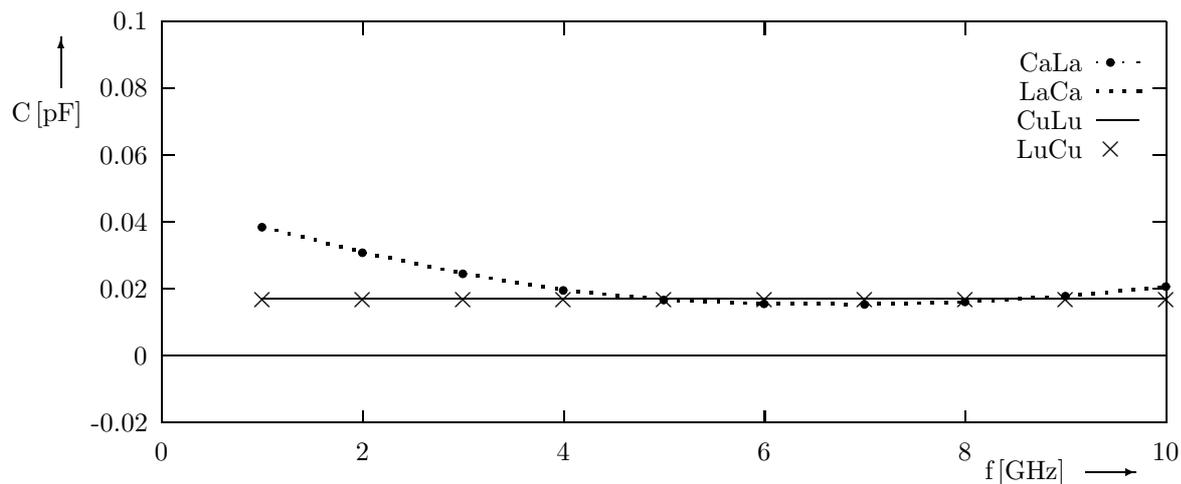


Abbildung 6.15: Verlauf der Kapazitäten der Ersatzschaltbilder zum Übergang U1L2

Die Verläufe der Kapazität und der Induktivität über der Frequenz weichen für die zwei Übergänge deutlich voneinander ab, was auf die unterschiedlichen Streuparameterortskurven zurückzuführen ist. Im Gegensatz hierzu liegen die Werte der Ersatzschaltbild-elemente der Übergänge auf die Leitung 1 ebenso wie die zugehörigen Streuparameterortskurven dichter zusammen. Die Anpassung Ersatzschaltbildstreuparameter an die der numerischen Rechnung hat für den Übergang U1L2 unterhalb etwa 6 GHz negative Werte der Induktivität und für den Übergang U2L2 oberhalb etwa 5 GHz negative Werte der Kapazität ergeben. Dies läßt sich physikalisch damit erklären, daß die TEM- und die Mikrostreifenleitung bis zur Referenzebene mit konstanten Wellenwiderständen und Ausbreitungskonstanten angenommen wurden. Im Bereich des Überganges treten aber Feldverzerrungen auf, die eine räumliche Ausdehnung haben. Die hier angenommenen

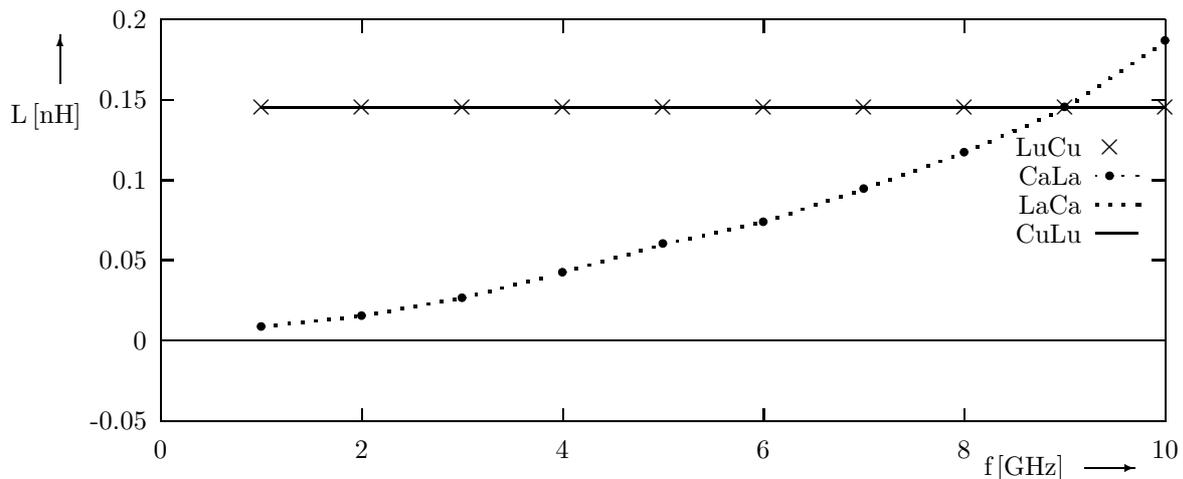


Abbildung 6.16: Verlauf der Induktivitäten der Ersatzschaltbilder zum Übergang U2L2

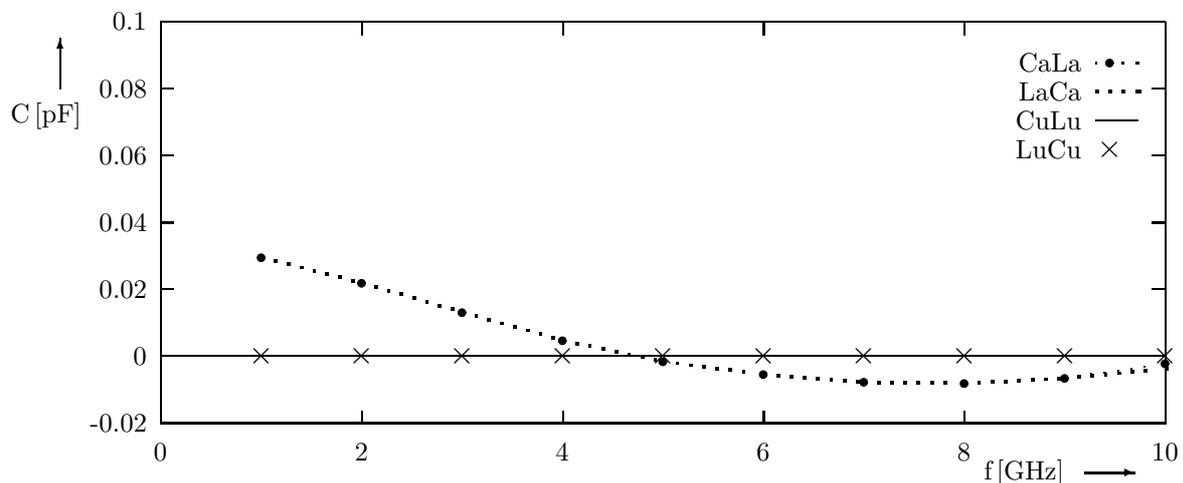


Abbildung 6.17: Verlauf der Kapazitäten der Ersatzschaltbilder zum Übergang U2L2

Leitungsbeläge der homogenen Leitungen beschreiben das elektromagnetische Verhalten daher nicht korrekt und müssen durch die Ersatzschaltbildelemente korrigiert werden. Aus negativen Ersatzschaltbildelementen folgt so, daß die im Bereich der Feldverzerrungen angenommenen Leitungsbeläge zu groß waren.

Die aus den Streuparameteranpassungen resultierenden Verläufe des Wellenwiderstandes der Leitung 2 über der Frequenz sind in den Abbildungen 6.18 bzw. 6.19 dargestellt. Die berechneten Wellenwiderstände liegen in einem Wertebereich zwischen  $46,40 \Omega$  und  $49,53 \Omega$ . Die maximale Abweichung, die sich durch das Vertauschen der Reihenfolge von Induktivität und Kapazität ergibt, beträgt  $0,37 \Omega \hat{=} 0,76\%$  für den Übergang U1L2 und  $0,6 \Omega \hat{=} 1,2\%$  für U2L2. Damit ist diese Voraussetzung für die genaue Bestimmung des Wellenwiderstandes erfüllt. Als weiteres Kriterium wird untersucht, mit welcher Genauigkeit die Ersatzschaltbilder den Verlauf der Streuparameter wiedergeben können. Der Vergleich zwischen den einzelnen Verläufen ist in den Abbildungen 6.20 bzw. 6.21 am

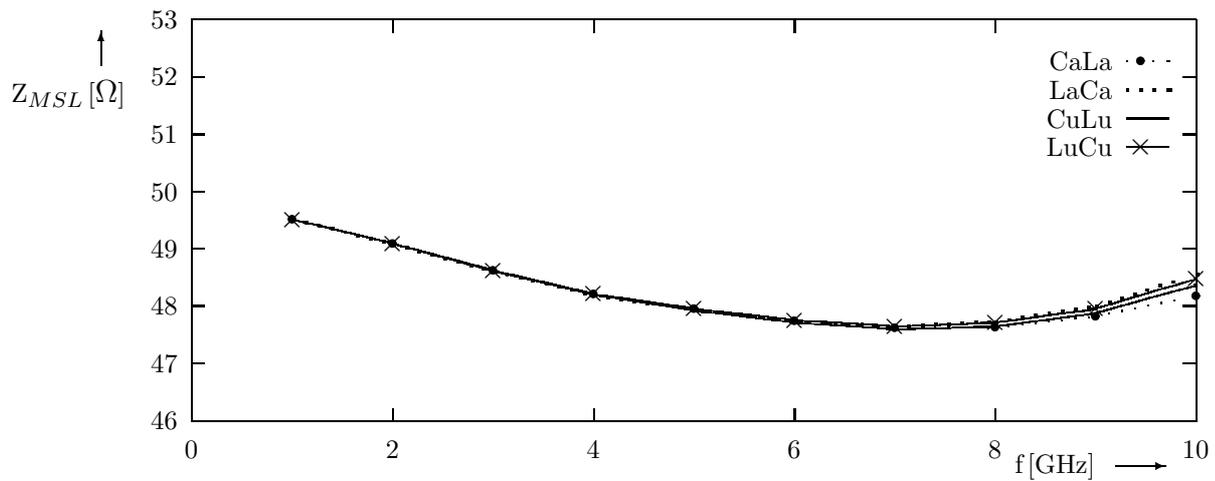


Abbildung 6.18: Verlauf der mit dem Übergang U1L2 ermittelten Wellenwiderstände

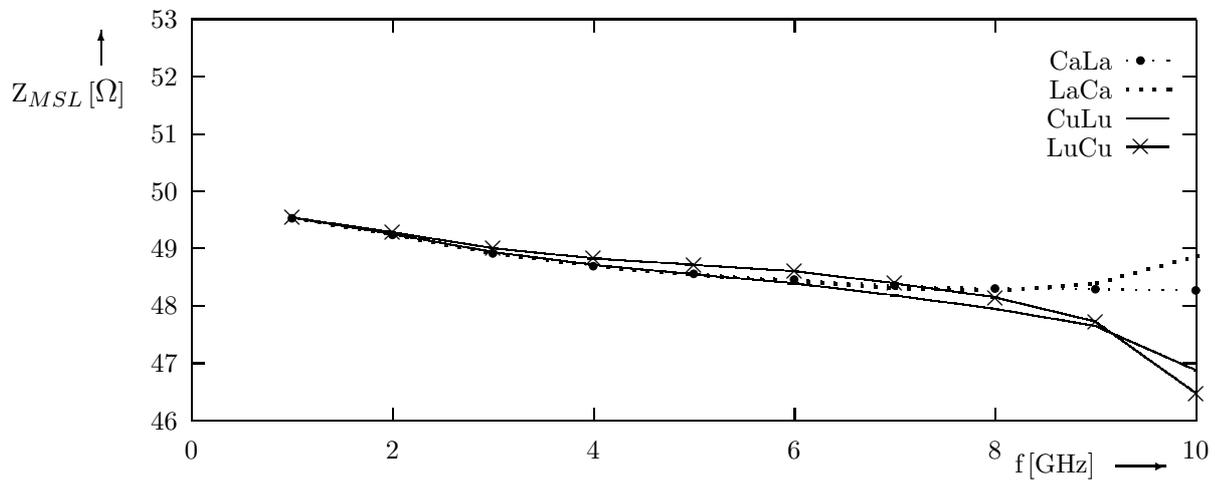


Abbildung 6.19: Verlauf der mit dem Übergang U2L2 ermittelten Wellenwiderstände

Ende dieses Abschnittes dargestellt. Dabei ist jeweils ein Ausschnitt aus dem Smith-Diagramm gewählt, wobei sich die Skalierung der einzelnen Achsen unterscheidet. Dies ist erforderlich, um trotz der unterschiedlichen Wertebereiche der einzelnen Streuparameter eine genügende Auflösung zu erhalten.

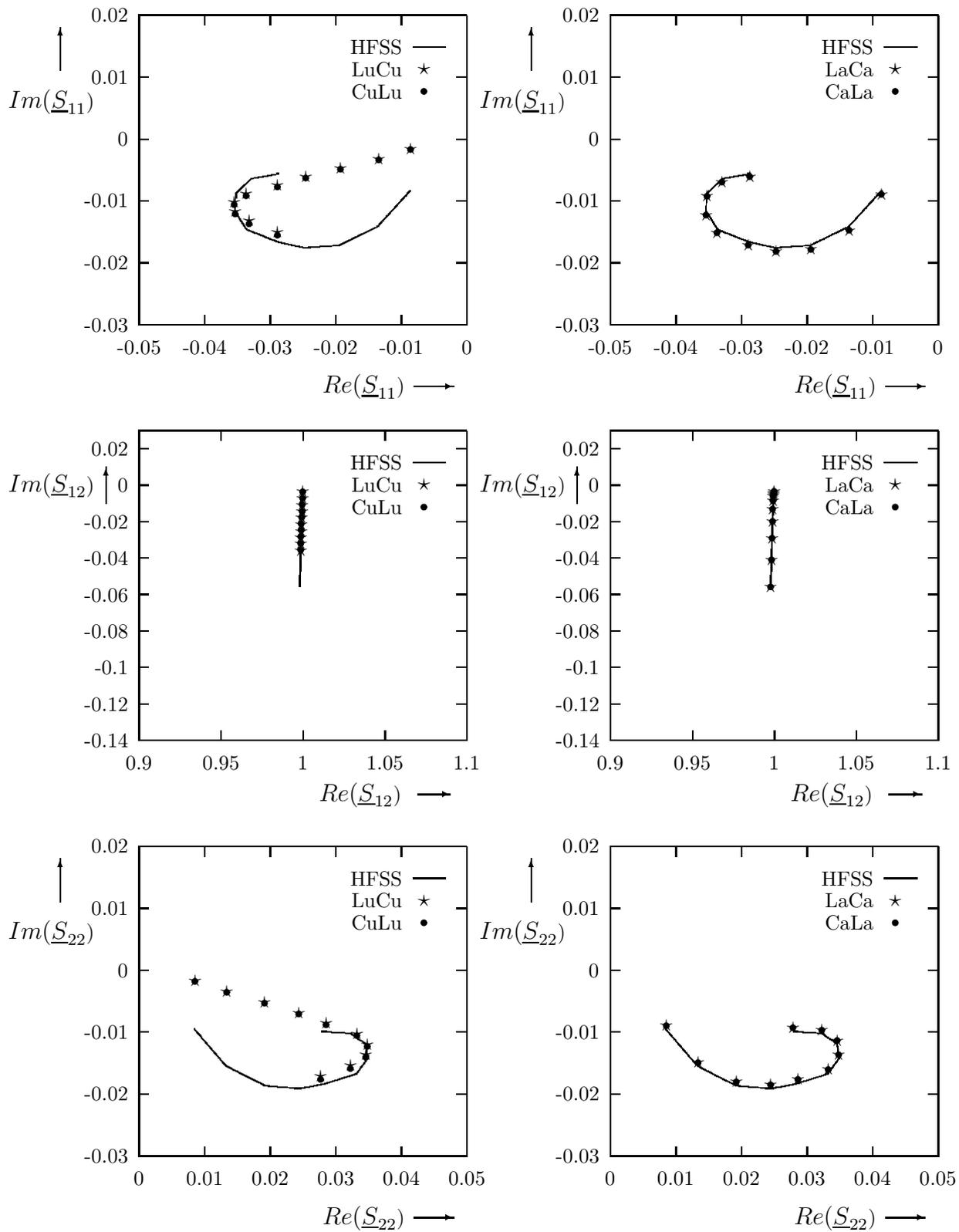


Abbildung 6.20: Streuparameter des realen Überganges U1L2 und der Ersatzschaltbilder

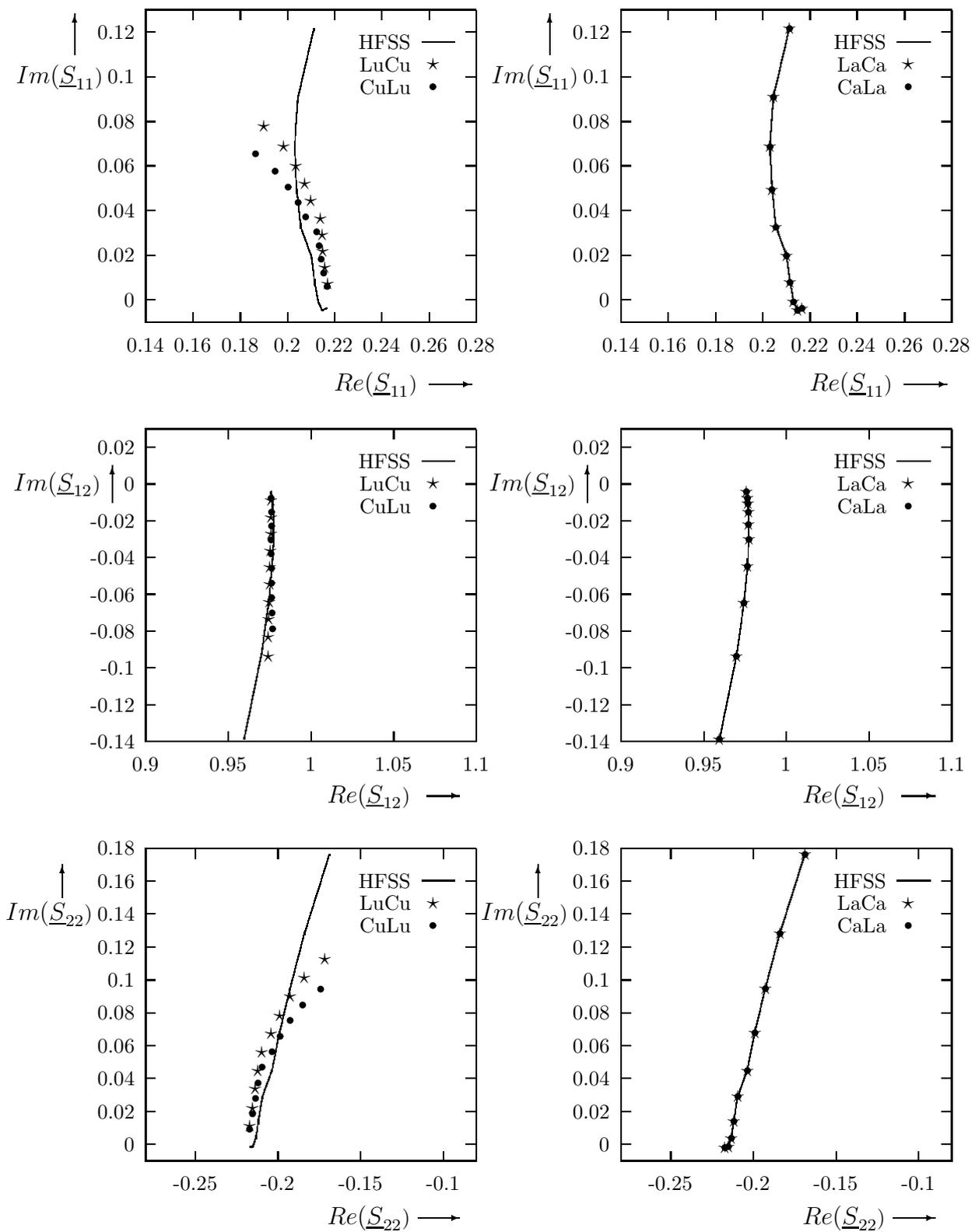


Abbildung 6.21: Streuparameter des realen Überganges U2L2 und der Ersatzschaltbilder

Im folgenden wird der Fehler der Streuparameterberechnung berücksichtigt, der in Kapitel 4 aus dem Restreflexionsfaktor einer ideal abgeschlossenen Mikrostreifenleitung abgeleitet wurde. Die angenommene Unsicherheit besteht dabei im ungünstigsten Fall aus der Summe der Fehler der numerischen und der meßtechnischen Streuparameterbestimmung. Mit diesem Ansatz ergibt sich für den Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung in Abbildung 6.22 der Bereich zwischen den zwei mittleren Kurven. Dabei berühren sich diese zwischen etwa 3 GHz und 8 GHz in erster Näherung, so daß der Bereich auf einen Verlauf reduziert wird. Es muß berücksichtigt werden, daß sich mit dem verwendeten

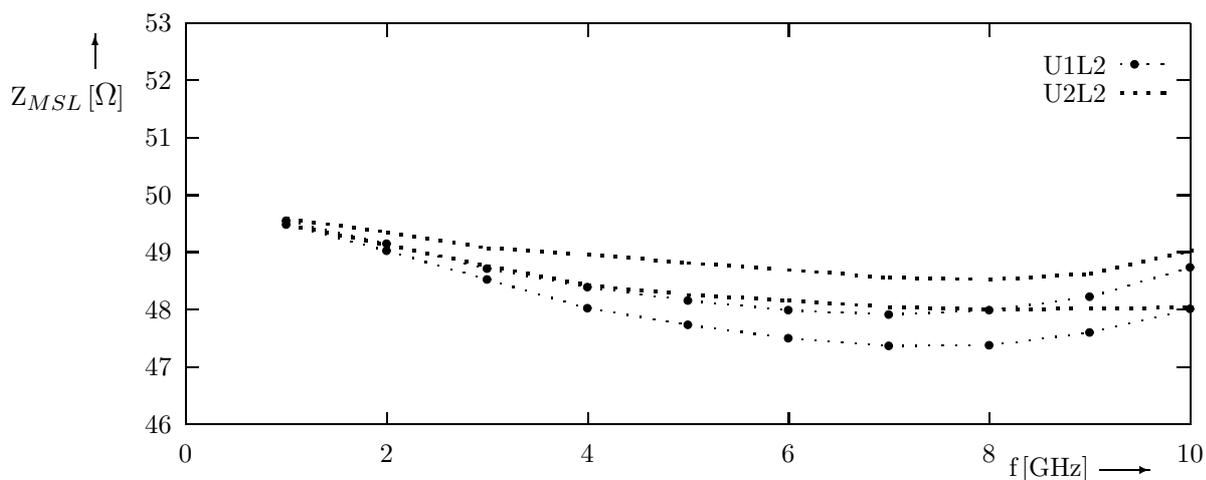


Abbildung 6.22: Minimale Bereiche der Wellenwiderstandsverläufe für die Leitung 2

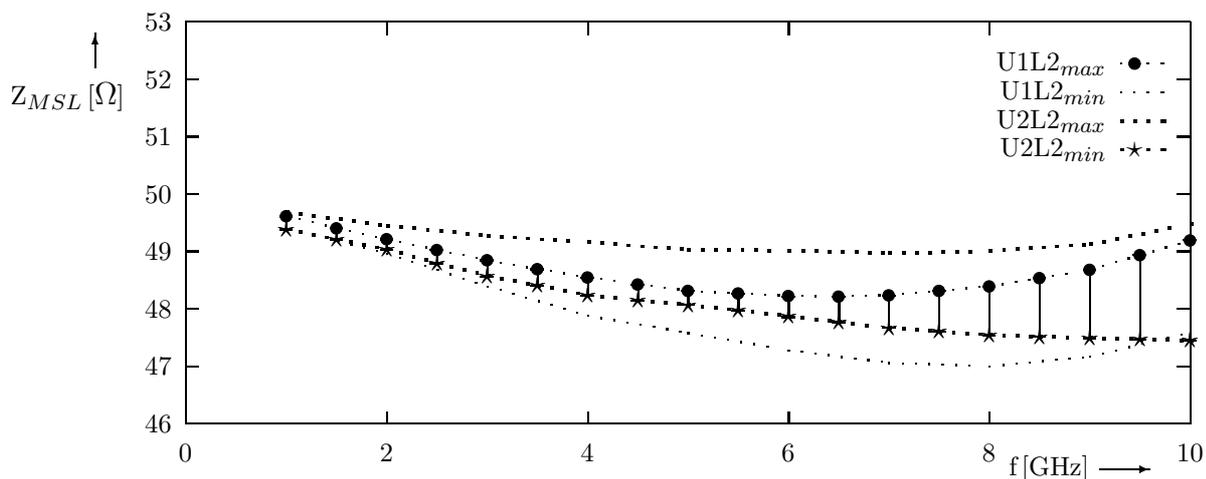


Abbildung 6.23: Maximale Bereiche der Wellenwiderstandsverläufe für die Leitung 2

Restreflexionsfaktor lediglich der minimale Fehler abschätzen läßt. Die Streuparameterberechnung kann mit einem größeren Fehler behaftet sein, dessen exakte Bestimmung nicht möglich ist. Als weiteres Kriterium wird der Betrag der Abweichung zwischen den meßtechnisch und den numerisch ermittelten Streuparametern betrachtet. Dieser wird

als Fehlervektor mit zu variierender Phase auf die numerisch berechneten Streuparameter addiert. Hiermit ergibt sich der in Abbildung 6.23 dargestellte Toleranzbereich der Wellenwiderstände für die betrachteten Übergänge. Der gesuchte Verlauf des Wellenwiderstandes muß ebenfalls innerhalb des Bereiches liegen, der zwischen den zwei mittleren Kurven in Abbildung 6.23 eingeschlossen und durch vertikale Linien gekennzeichnet ist.

Die Streuparameterkurven sind in den Abbildungen 6.20 bis 6.21 dargestellt. Die numerisch berechneten Kurven stimmen mit denen der frequenzabhängigen Ersatzschaltbilder im Vergleich zu denen der frequenzunabhängigen deutlich besser überein. Die Abweichungen sind insbesondere für höhere Frequenzen größer und ergeben sich für den Übergang U1L2 im wesentlichen für die Imaginärteile. Damit läßt sich erklären, daß der berechnete Wellenwiderstand für die von der Frequenz abhängigen und unabhängigen Ersatzschaltbilder nur geringfügig voneinander abweicht (vgl. Abbildung 6.18). Dies entspricht den Ergebnissen der Übergänge auf Leitung 1. Im Vergleich hierzu weichen für den Übergang U2L2 zusätzlich die Realteile der mit den frequenzunabhängigen Ersatzschaltbildern ermittelten Streuparameter von den numerisch berechneten ab, so daß sich ebenfalls die Wellenwiderstandsverläufe unterscheiden (vgl. Abbildung 6.19).

Die Übereinstimmung der Streuparameterkurven wurde für die Übergänge auf die Leitung 2 ebenfalls mit Hilfe der Minimierung des in Kapitel 3 eingeführten mittleren Fehlers  $\zeta$  ermittelt, welcher der Tabelle 6.5 zu entnehmen ist. Die mittleren Fehler, die sich

$\zeta$	LaCa	CaLa	LuCu	CuLu
U1L2	0,0004	0,0004	0,0079	0,0079
U2L2	0,0000	0,0000	0,0211	0,0207

Tabelle 6.5: Wert des mittleren Fehlers  $\zeta$  (Gl. 3.2)

für die über der Frequenz konstanten Ersatzschaltbildelemente ergeben, sind deutlich größer als die der frequenzabhängigen Elemente. Daher ist eine exakte Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens der untersuchten Übergänge nur durch von der Frequenz abhängige Induktivitäten und Kapazitäten möglich. Hierfür ist allerdings die Genauigkeit der numerischen Streuparameterberechnung geringer als der Wert, der sich für  $\zeta$  ergibt. Daher kann auf der Basis des minimierten mittleren quadratischen Fehlers  $\zeta$  keine Aussage gemacht werden, welcher der Übergänge zur Wellenwiderstandsbestimmung der geeigneter ist.

Im folgenden wird die Anregung der höheren nicht ausbreitungsfähigen Moden in der Referenzebene der Übergänge untersucht. Entsprechend der Betrachtung zu den Übergängen auf Leitung 1 wird hier ebenfalls eine am Tor 1 eingespeiste Leistung von 1 Watt angenommen und die Ankopplung von insgesamt 20 Moden auf jeder Leitung berechnet.

Dabei handelt es sich aufgrund der Symmetrieebene nur um gerade Moden. Transmissionsfaktoren, die deutlich unterhalb der Rechengenauigkeit liegen, werden vernachlässigt. Die mittlere in den Feldverzerrungen bzw. in dem Ersatzschaltbild gespeicherte Energie ist für die höchste Frequenz (10 GHz) der Tabelle 6.6 zu entnehmen. Sie ist für den

Übergang	$P_{Feld}/1VA$	$P_{ESB}/1VA$
U1L2	9,103 %	11,767 %
U2L2	33,717 %	33,118 %

Tabelle 6.6: Im Feld gespeicherte, mittlere Energie bei 10 GHz

Übergang U1L2 deutlich geringer als für den Übergang U2L2. Hieraus folgt, daß der Verlauf des Wellenwiderstandes, der mit Hilfe des Überganges U1L2 bestimmt wird, eine höhere Genauigkeit aufweist. Der Vergleich mit den der Tabelle 6.3 zu entnehmenden Werten zeigt, daß trotz der geringeren, maximalen Frequenz die Feldverzerrungen des Überganges U1L2 größer sind als die des Überganges U1L1 bei 20 GHz. Damit ergibt sich ebenfalls eine größere Unsicherheit bei der Bestimmung des Wellenwiderstandes. Soll nun die mittlere gespeicherte Feldenergie des Überganges U1L2 in der Größenordnung derjenigen des Überganges U1L1 entsprechen, ergibt sich eine maximale Frequenz für die Bestimmung des Wellenwiderstandes von etwa 8 GHz ( $P_{Feld}/1VA = 8,23\%$ ,  $P_{ESB}/1VA = 6,15\%$ ). Bis zu dieser Frequenz zeigt sich ein charakteristisches Verhalten des Wellenwiderstandes, das bis etwa 6 GHz um  $1,8\Omega$  abfällt und bei etwa 7 GHz ein Minimum annimmt.

### 6.2.1 Berücksichtigung der abgestrahlten Leistung

Die im vorhergehenden Abschnitt dargestellten Ergebnisse resultieren aus dem Reflexionsverhalten von Übergängen zwischen einer TEM-Leitung und der geschlossenen Leitung 2. Wie für die Leitung 1 wird hier ebenfalls untersucht, welchen Einfluß die am Übergang abgestrahlte Leistung im Falle einer offenen Mikrostreifenleitung auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes hat. Hierfür ist in Abbildung 6.24 die am Übergang abgestrahlte Leistung dargestellt.

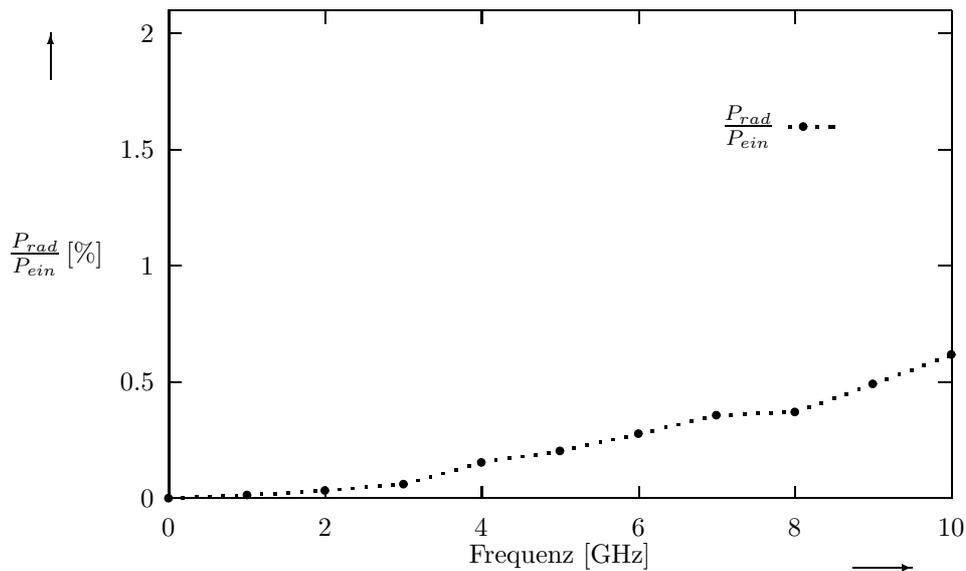


Abbildung 6.24: Am Übergang U1L2 abgestrahlten Leistung in Prozent

Die Werte sind auf die eingespeiste Leistung bezogen und in Prozent angegeben. Direkte Vergleichswerte sind in der Literatur für die vorgestellte Anordnung nicht zu finden. In [70] ist für einen Übergang von einer runden Koaxialleitung auf eine Mikrostreifenleitung, deren Substrat eine relative Permittivität von  $\varepsilon_r = 1$  besitzt, eine Näherungsformel zur Berechnung des Strahlungsleitwertes angegeben. Die hieraus berechnete abgestrahlte Leistung beträgt bei 10 GHz 0,34 % der eingespeisten Leistung. Hiermit kann aber aufgrund der abweichenden Permittivität lediglich die Größenordnung der vorgestellten Ergebnisse bestätigt werden.

Soll der maximale Fehler der Wellenwiderstandsbestimmung durch die Vernachlässigung der abgestrahlten Leistung maximal  $0,25 \Omega$  betragen, können nur Frequenzen unterhalb von 9 GHz betrachtet werden. Bei dieser Frequenz beträgt die abgestrahlte Leistung 0,49 % von der eingespeisten, so daß sich ein parallel zur Kapazität geschalteter Leitwert von  $0,1 \text{ mS}$  ergibt, der in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Oberhalb der 9 GHz muß die abgestrahlte Leistung bei der Bestimmung des Wellenwiderstandes aus den Streuparametern des Überganges U1L2 auf die offene Leitung 2 durch ein verlustbehaftetes Ersatzschaltbildelement, wie dies z.B. der parallel geschaltete Leitwert darstellt, berücksichtigt werden.

## 6.2.2 Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur

Der Verlauf des dynamische Wellenwiderstandes, der sich für Leitung 2 ergibt, wird in der Abbildung 6.25 mit theoretischen Werten aus der Literatur verglichen. Hierfür werden die gleichen Literaturquellen wie in Abschnitt 6.1.2 verwendet. Der aus den

Streuparametern abgeleitete Wellenwiderstand der Leitung 2 wird im folgenden als  $Z_{SL2}$  bezeichnet. Er zeigt die größte Abweichung im Vergleich mit den Werten nach der Definition von Owens [12], die bei 10 GHz  $11,05 \Omega$  beträgt. Für die Berechnung nach Pues und van de Capelle [14] ergibt sich ein stark ansteigender Verlauf, der für die größte betrachtete Frequenz von 10 GHz sich mit  $8,19 \Omega$  ebenfalls deutlich von den Ergebnissen dieser Arbeit unterscheidet.

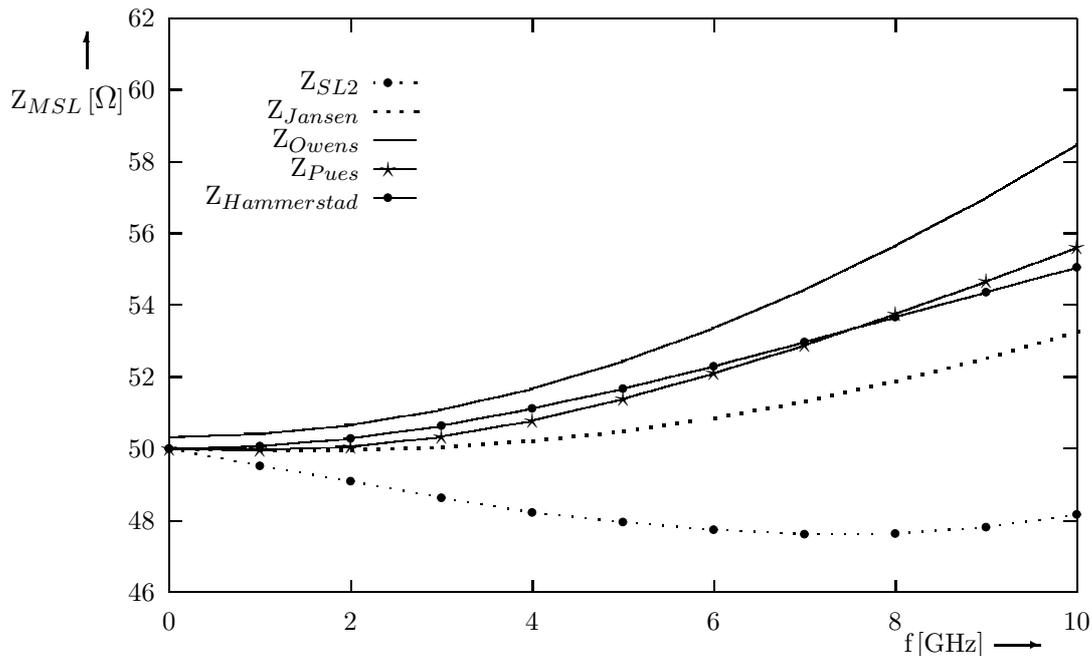


Abbildung 6.25: Wellenwiderstand der Leitung 2 im Vergleich mit Literaturergebnissen

Der Vergleich mit den Ergebnissen nach Jansen und Kirschning [15], die für ihre aus der Leistungs-Strom-Definition abgeleitete Berechnung des Wellenwiderstandes eine Genauigkeit von 1% bzgl. des statischen Wertes angeben, ergibt im Gegensatz zur Leitung 1 eine deutliche Abweichung. Die größte Differenz zu dem Ergebnis dieser Arbeit beträgt  $5,84 \Omega$ . Hieraus folgt, daß die Berechnung des Wellenwiderstandes aus dem Streifenleiterstrom und der transportierten Leistung von dem Wellenwiderstand abweicht, der sich aus den Streuparametern eines Überganges auf eine TEM-Leitung ableiten läßt. Letzterer ist jedoch für eine Schaltungsdimensionierung zu Grunde zu legen.

Die Bestimmung des Wellenwiderstandes aus der effektiven relativen Dielektrizitätskonstante von Hammerstad und Jensen [6] für die Leitung 2 ergibt ebenfalls einen von den Ergebnissen dieser Arbeit abweichenden Verlauf (vgl. Abbildung 6.25). Daher läßt sich auch für den aus dem LSE-Dispersionsmodell für relative Dielektrizitätskonstanten und Substrathöhen, die denen der Leitung 2 entsprechen, nicht der Wellenwiderstand bestimmen, mit dem sich das Streuverhalten eines Überganges auf eine TEM-Leitung erklären läßt.

### 6.2.3 Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen

Ein Vergleich der Ergebnisse des aus den Streuparametern ermittelten dynamischen Wellenwiderstandes mit numerisch aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Verläufen ist in der Abbildung 6.26 dargestellt.

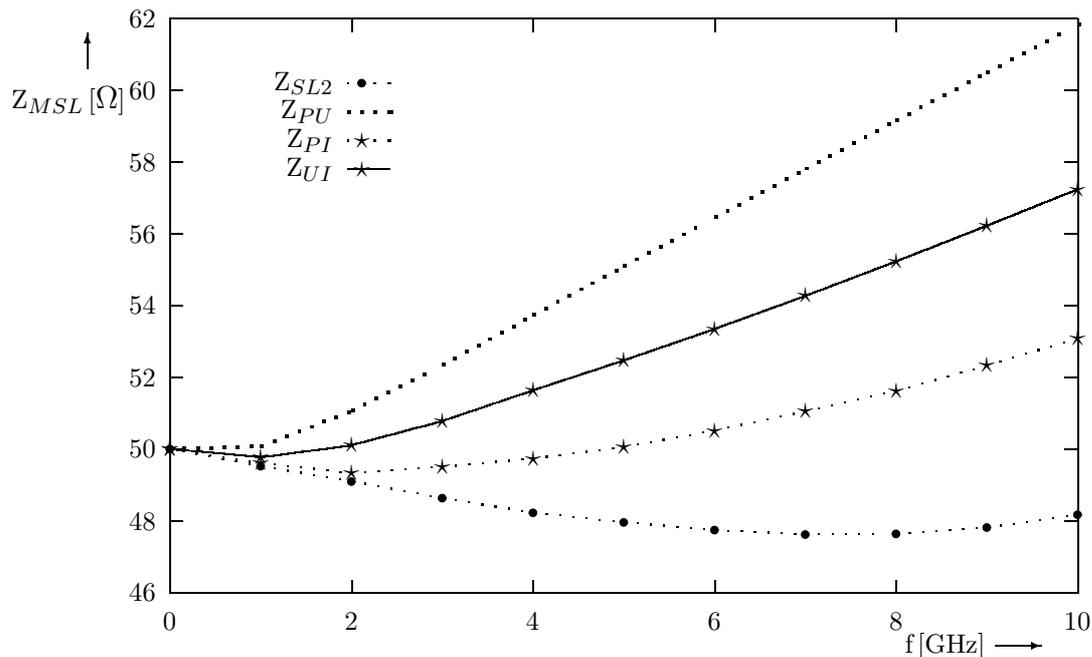


Abbildung 6.26: Dynamischer Wellenwiderstand verschiedener Definitionen für Leitung 2

Die Spannung wird hier wie in Abschnitt 6.1.3 aus dem Wegintegral von der Mitte des Streifenleiters bis zur Masse über das elektrische Feld berechnet und der Strom aus den Längsströmen des Streifenleiters und des Gehäuses gemittelt. Die Wellenwiderstände, die sich aus der Leistungs-Spannungs- und der Spannungs-Strom-Definition berechnen, zeigen eine ansteigende Charakteristik und weichen damit deutlich von dem aus den Streuparametern ermittelten Verlauf ab. Für die Leistungs-Strom-Definition dagegen ergibt sich für Leitung 2 eine annähernde Übereinstimmung unterhalb einer Frequenz von etwa 2 GHz. Oberhalb dieser Frequenz nimmt die Differenz der zwei Verläufe dagegen deutlich zu.

## 6.3 Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 3

Die Bestimmung des Wellenwiderstandes der Leitung 3 erfolgt entsprechend dem Vorgehen in den Abschnitten 6.1 und 6.2. Die Geometrie und das Substratmaterial der Leitung 3 werden so gewählt, daß sie den von Rautio in [25] und [26] verwendeten Da-

ten entsprechen. Damit ist ein direkter Vergleich mit dem in der vorliegenden Arbeit ermittelten Wellenwiderstandsverlauf möglich.

Die Resultate zur Untersuchung der Notwendigkeit, verlustbehaftete Ersatzschaltbildelemente anzunehmen, sind der Tabelle 6.7 zu entnehmen. Die Annahme unitärer Netzwerke zur Beschreibung der betrachteten Übergänge ist demnach zulässig. Die Abweichungen zu den Ergebnissen der Übergänge auf die Leitungen 1 und 2, die in den Tabellen 6.1 und 6.4 zu entnehmen sind, lassen sich auf die verlustlosen Referenzleitungen sowie den kleineren Verlustwinkel  $\tan \delta$  des Substrates der Leitung 3 zurückführen (vgl. Tabelle 2.1).

Übergang	$( \underline{S}_{11}  -  \underline{S}_{22} )$	$1 - ( \underline{S}_{11} ^2 +  \underline{S}_{12} ^2)$	$1 - ( \underline{S}_{22} ^2 +  \underline{S}_{12} ^2)$
U1L3	< 0,00001	< 0,00001	< 0,00001
U2L3	< 0,00001	< 0,00001	< 0,00001

Tabelle 6.7: Maximale Streuparameterabweichungen zu denen eines unitären Netzwerkes

Die Untersuchung verschiedener Ersatzschaltbilder für die Übergänge auf die Leitung 3 zeigt ebenfalls, daß deren elektromagnetisches Verhalten durch mindestens zwei konzentrierte Ersatzschaltbildelemente beschrieben werden muß. Die Verläufe der frequenz-

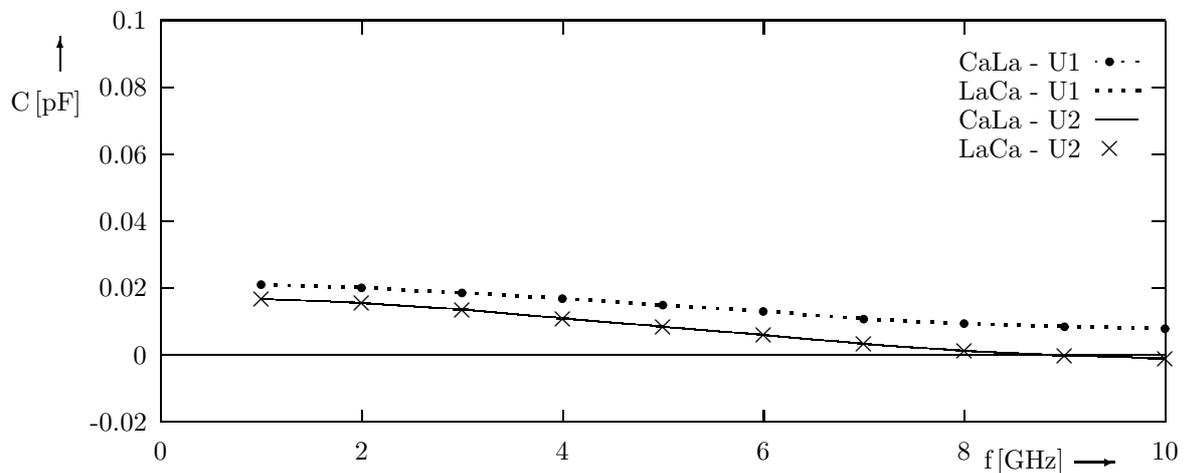


Abbildung 6.27: Verlauf der Induktivitäten über der Frequenz für U1L3 und U2L3

abhängigen Ersatzschaltbildelemente La bzw. Ca sind in den Abbildungen 6.27 und 6.28 dargestellt. Sie sind in guter Näherung unabhängig von der Reihenfolge der Elemente und liegen in der gleichen Größenordnung wie die Elemente der Übergänge auf die Leitung 1. Auf die Darstellung der entsprechenden frequenzunabhängigen Ersatzschaltbildelemente wird an dieser Stelle verzichtet. Die Ergebnisse sind der Tabelle 6.8 zu entnehmen. Hier ergeben sich im Vergleich zu den Resultaten der Übergänge auf die

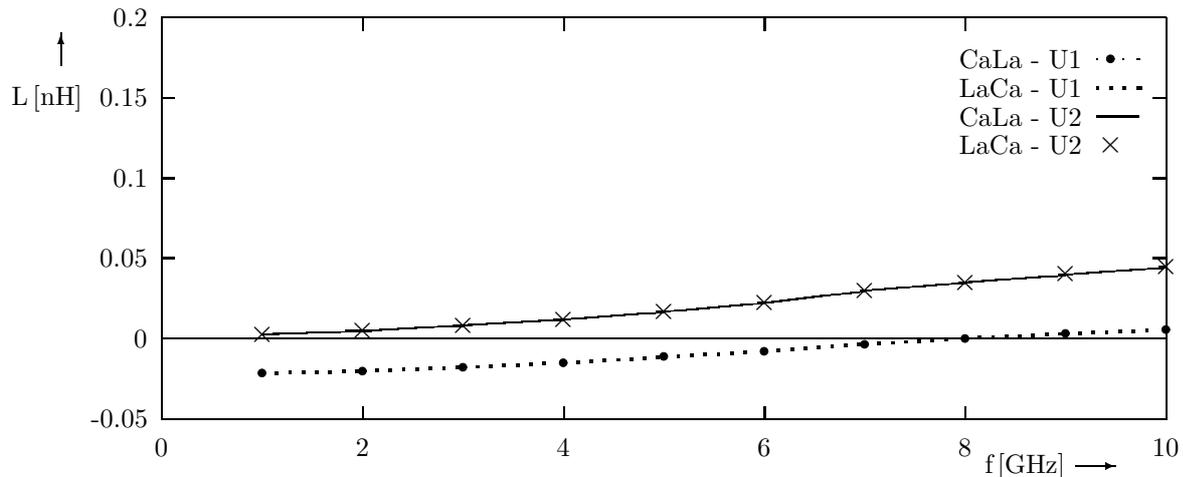


Abbildung 6.28: Verlauf der Induktivitäten über der Frequenz für U1L3 und U2L3

Leitungen 1 und 2 keine wesentlichen Unterschiede. Die zugehörigen Streuparameter befinden sich am Ende dieses Abschnittes.

	U1L3		U2L3	
	LuCu	CuLu	LuCu	CuLu
Lu [nH]	0,0097	0,0098	0,0304	0,0333
Cu [pF]	0,0029	0,0030	0,0031	0,0023

Tabelle 6.8: Werte der optimierten frequenzunabhängigen Ersatzschaltbildelemente

Als weiteres Kriterium wird mit Hilfe des Fehlerkriteriums  $\zeta$  untersucht, wie gut die numerisch berechneten Streuparameter durch die Ersatzschaltbilder adaptiert werden. Aus den in Tabelle 6.9 zusammengestellten Ergebnissen ist zu entnehmen, daß die frequenz-

$\zeta$	LaCa	CaLa	LuCu	CuLu
U1L3	< 0,0001	< 0,0001	0,0036	0,0037
U2L3	< 0,0001	< 0,0001	0,0053	0,0053

Tabelle 6.9: Fehlerkriterium  $\zeta$  (Gl. 3.2)

abhängigen Ersatzschaltbilder das elektromagnetische Verhalten der Übergänge besser beschreiben als die frequenzunabhängigen. Insgesamt ist die Abweichung der Streuparameterkurven für alle Ersatzschaltbilder sehr gering, so daß sich aus dem Wert für  $\zeta$  keine weitere Aussage zur Genauigkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes ableiten läßt. Die Ortskurven der Streuparameter sind in den Abbildungen 6.29 und 6.30 dargestellt.

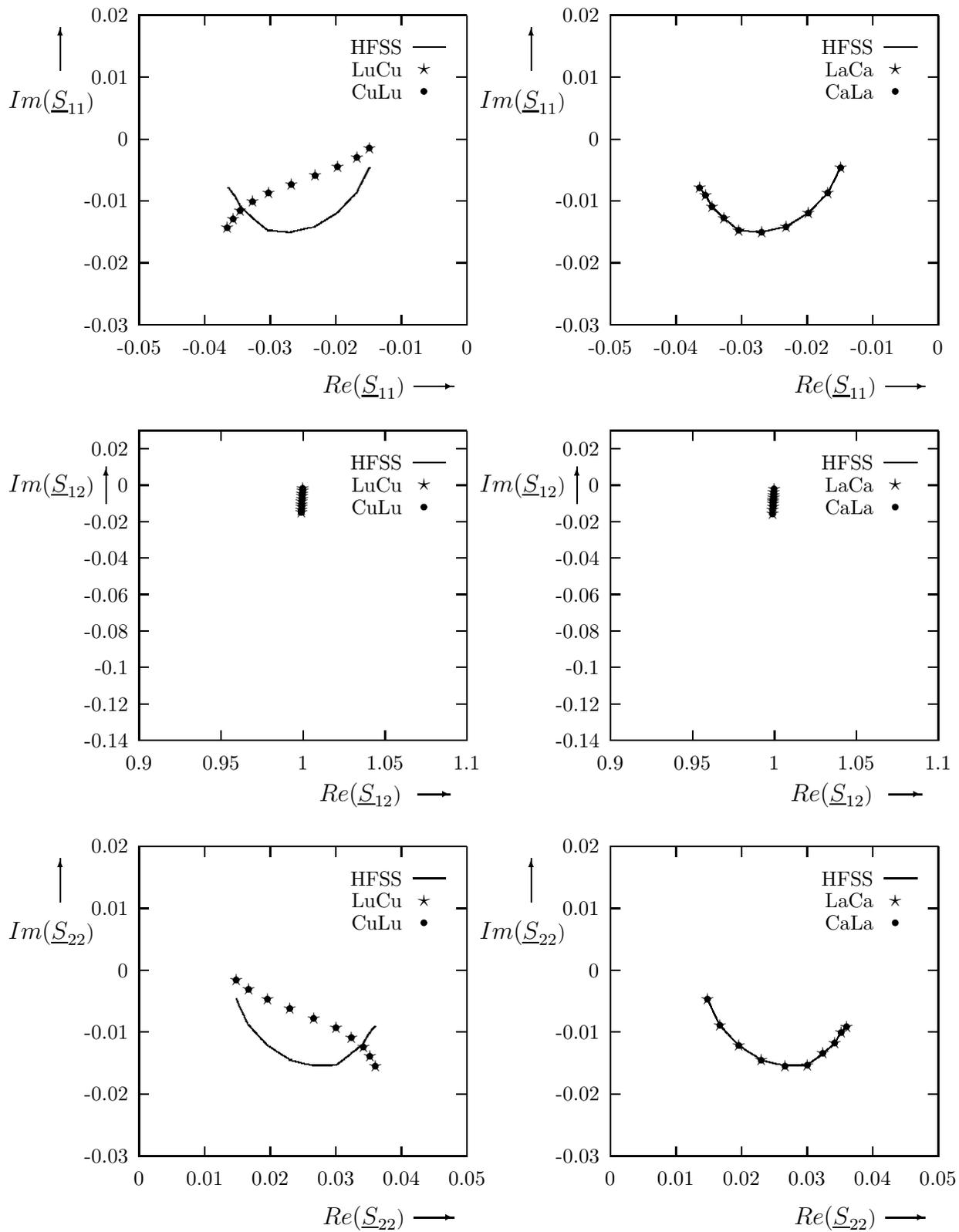


Abbildung 6.29: Streuparameter des realen Überganges U1L3 und der Ersatzschaltbilder

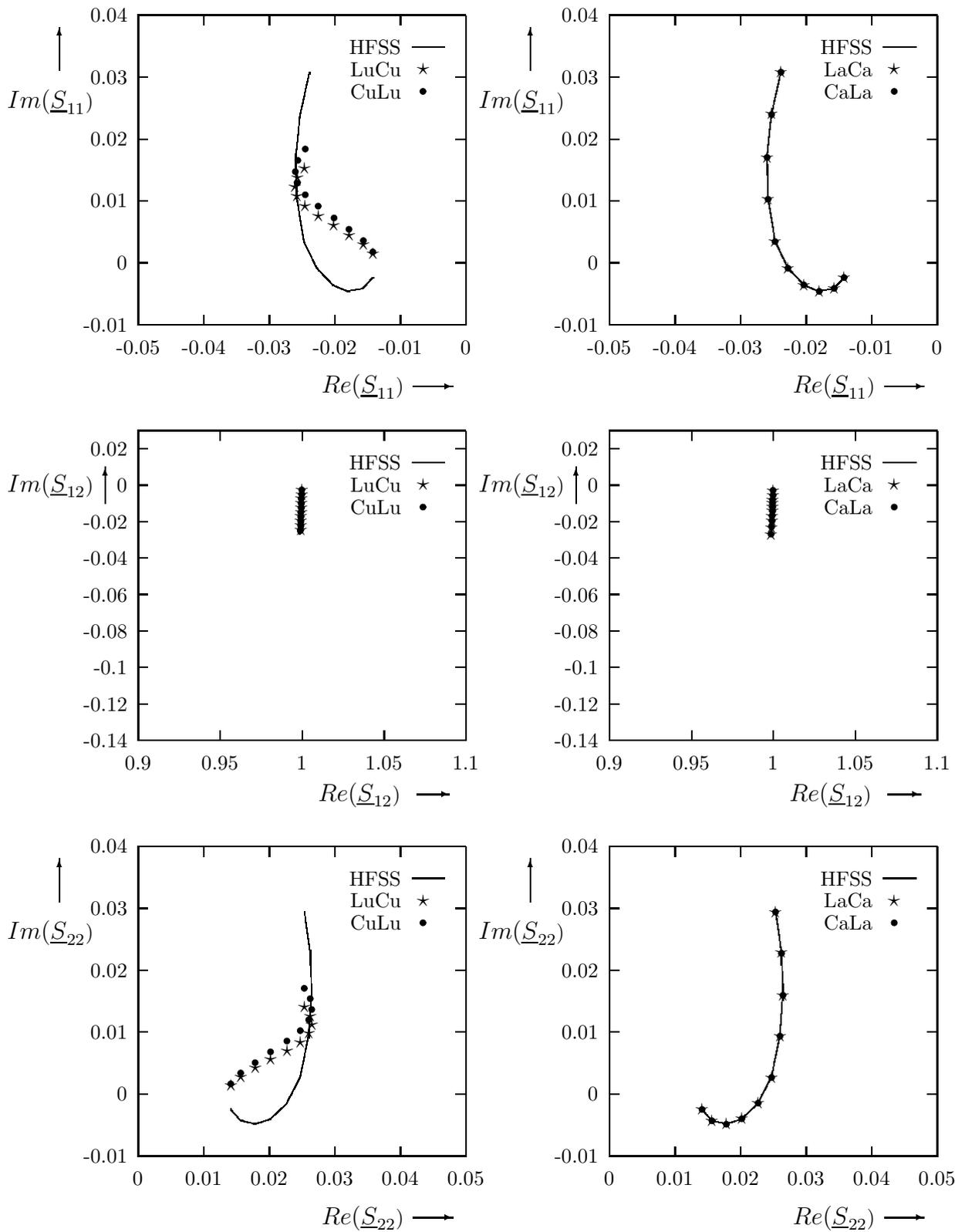


Abbildung 6.30: Streuparameter des realen Überganges U2L3 und der Ersatzschaltbilder

Die aus der Streuparameteranpassung ermittelten Wellenwiderstände der Leitung 3 sind in der Abbildung 6.31 über der Frequenz dargestellt. Sie liegen in einem Wertebe-

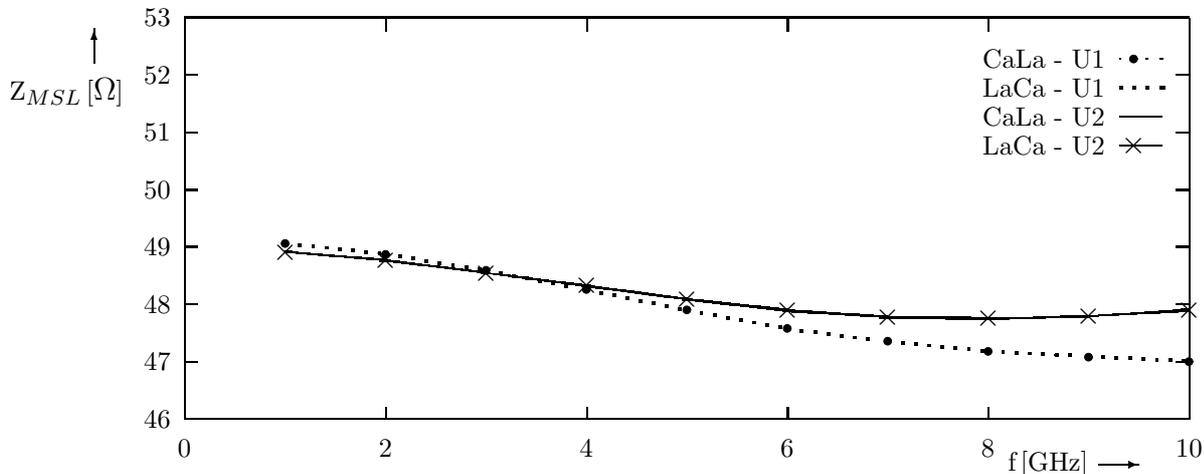


Abbildung 6.31: Dynamischer Wellenwiderstand der Leitung 3

reich von  $47,01 \Omega$  bis  $49,31 \Omega$ . Die maximale Abweichung, die sich durch Vertauschen der Ersatzschaltbildelemente ergibt, beträgt  $0,016 \Omega \hat{=} 0,034\%$  für Übergang U1L3 sowie  $0,019 \Omega \hat{=} 0,040\%$  für den Übergang U2L3. Hieraus folgt, daß die Reihenfolge der Ersatzschaltbildelemente einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die Bestimmung des Wellenwiderstandes hat. Dies ist insbesondere darauf zurückzuführen, daß bei etwa 7 bis 10 GHz die Induktivität für U1L3 und die Kapazität für U2L3 sehr kleine Werte annehmen (vgl. Abbildungen 6.27 und 6.28).

Mit Hilfe der am Übergang angeregten, höheren Moden kann die im zeitlichen Mittel in den Feldverzerrungen gespeicherte Blindenergie berechnet werden. Diese wird in Tabelle 6.10 mit der mittleren in den Ersatzschaltbildern gespeicherten Blindenergie verglichen. Dabei zeigt sich, daß die Feldverzerrungen beider Übergänge in der glei-

Übergang	$P_{Feld}/1VA$	$P_{ESB}/1VA$
U1L3	5,802 %	3,271 %
U2L3	7,447 %	6,110 %

Tabelle 6.10: Im Feld gespeicherte, mittlere Energie bei 10 GHz

chen Größenordnung liegen. Aufgrund der Unsicherheit der Berechnung der Streuparameter der höheren Moden kann auf der Basis der Abweichungen von weniger als 5% keine klare Aussage getroffen werden, ob die Auswertung der Streuparameter eines der Übergänge deutlich genauere Ergebnisse des Wellenwiderstandes liefert. Daher sind beide Übergänge für die Bestimmung des Wellenwiderstandes gleichwertig.

Für die Berechnung des Wellenwiderstandes der Leitung 3 wird die Unsicherheit der Streuparameterbestimmung angenommen, die sich aus dem Vergleich zwischen meßtechnisch und numerisch ermittelten Werten ergeben hat. Daraus folgt für jeden Übergang ein Bereich, in dem der gesuchte Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung liegt. Die Grenzen dieser Bereiche sind in der Abbildung 6.32 dargestellt. Zwischen den mittleren Kurvenabschnitten verläuft der gesuchte Wellenwiderstand der Leitung 3 (durch vertikale Linien gekennzeichnet).

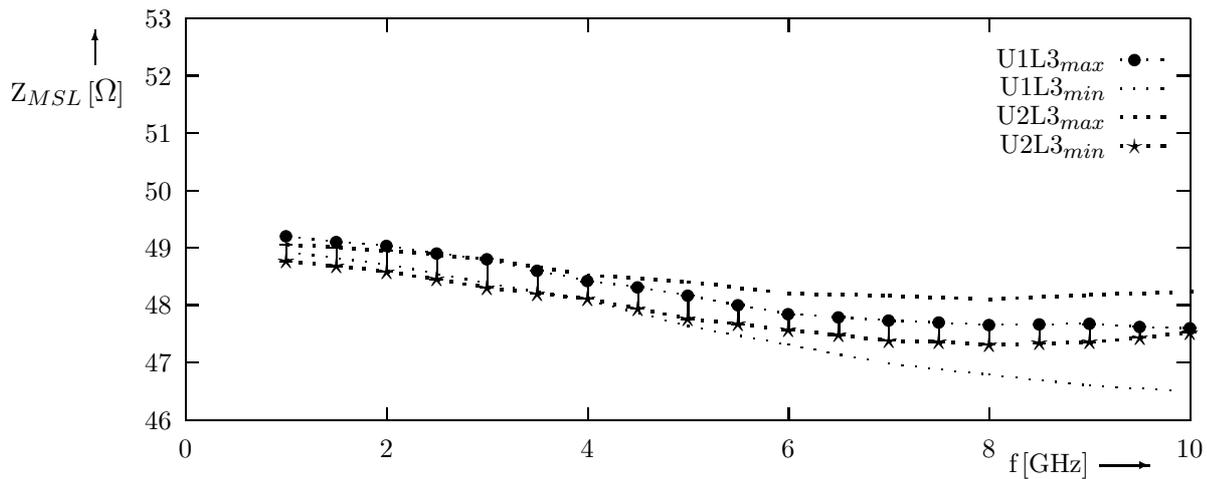


Abbildung 6.32: Bereich des Wellenwiderstandsverlaufes der Leitung 3

Im folgenden wird untersucht, welcher Verlauf sich für den Wellenwiderstand der Leitung 3 ergibt, wenn der Frequenzbereich bis 20 GHz ausgedehnt wird. Die jeweiligen maximalen und minimalen Werte, die sich unter Berücksichtigung der Toleranzen der Streuparameterbestimmung ergeben, sind für die Übergänge U1L3 und U2L3 in Abbildung 6.33 dargestellt.

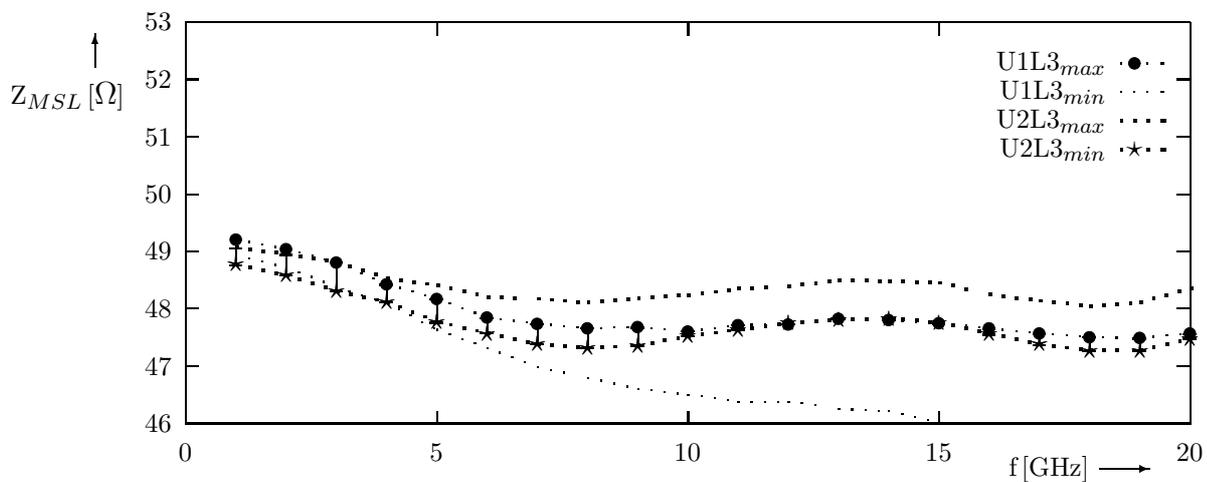


Abbildung 6.33: Bereich des Wellenwiderstandsverlaufes der Leitung 3 bis 20 GHz

Die zugehörigen Ersatzschaltbildelemente werden in der folgenden Tabelle mit den Werten verglichen, die sich für 10 GHz ergeben.

	U1L3		U2L3	
CaLa	10 GHz	20 GHz	10 GHz	20 GHz
La [nH]	0,0057	0,0311	0,0444	0,0759
Ca [pF]	0,0079	0,0116	-0,0011	0,0035

Tabelle 6.11: Werte der optimierten, frequenzabhängigen Ersatzschaltbildelemente

Oberhalb von etwa 12 GHz ist eine Bestimmung des Wellenwiderstandes mit den verwendeten Übergängen nicht mehr eindeutig möglich. Hier überschneiden sich die Bereiche der Wellenwiderstandsverläufe, die sich mit den Übergängen U1L3 und U2L3 ergeben, nicht mehr. Dieses Ergebnis kann mit der größeren, im zeitlichen Mittel im Bereich des Überganges gespeicherten Blindenergie erklärt werden, die bei 20 GHz für den Übergang U1L3 auf etwa 16% und für den Übergang U2L3 22% ansteigt.

### 6.3.1 Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur

Der Verlauf des Wellenwiderstandes über der Frequenz, der sich für die Leitung 3 ergeben hat, wird in Abbildung 6.34 mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen. Hierfür werden die gleichen Literaturquellen wie in den Abschnitten 6.1.2 und 6.2.2 verwendet. Darüber hinaus wird der Verlauf des Wellenwiderstandes, der sich in der vorliegenden Arbeit für die Leitung 3 ergeben hat, mit dem von Rautio in [25] und [26] und dem von Zhu und Wu in [27] verglichen.

Die größte Abweichung ergibt sich hier wie für die Leitungen 1 und 2 zu der Definition nach Owens [12] und beträgt bei 10 GHz 4,12  $\Omega$ . Der Verlauf nach Pues und van de Capelle [14] weicht mit maximal 3,46  $\Omega$  ebenso deutlich von dem Wellenwiderstand dieser Arbeit ab, wie der von Hammerstad und Jensen [6] mit 3,28  $\Omega$ . Die größte Differenz zu den Ergebnissen nach Jansen und Kirschning [15] ergibt sich zu 2,08  $\Omega$ .

Die verschiedenen Definitionen des Wellenwiderstandes, mit denen die Ergebnisse dieser Arbeit verglichen werden, leiten sich aus der transversalen Feldverteilung ab. Hieraus werden als sekundäre Größen zunächst der Strom oder die Spannung berechnet, die ihrerseits in die Wellenwiderstandsdefinitionen eingehen. Der Vergleich dieser Verläufe mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit zeigt, daß die sich aus dem tatsächlichen Streuverhalten der Leitungen bei einer Hintereinanderschaltung mit einer TEM-Leitung ergebenden Wellenwiderstände deutlich von den aus der transversalen Feldverteilung abgeleiteten unterscheiden.

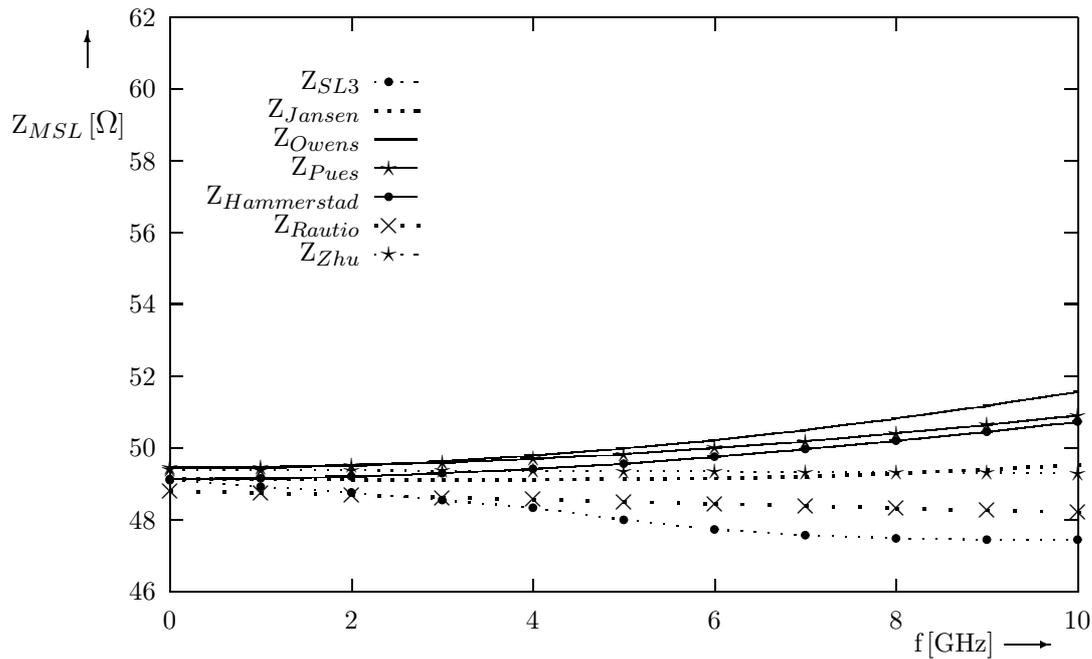


Abbildung 6.34: Wellenwiderstand der Leitung 3 im Vergleich mit Literaturergebnissen

Rautio stellt in [25] und [26] ein Verfahren zur Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung vor, das ebenfalls von einer dreidimensionalen Feldberechnung ausgeht. Die Mikrostreifenleitung wird hier mit einer idealen Spannungsquelle ange-regt, die zwischen dem Streifenleiter und einer ideal elektrisch leitenden transversalen Wand angeordnet ist. Die Feldverzerrungen im Bereich dieser Spannungsquelle werden anschließend durch eine frequenzabhängige Kapazität beschrieben.

Die Ergebnisse für die verschiedenen Übergänge auf eine Mikrostreifenleitung in der vorliegenden Arbeit zeigen, daß die exakte Wiedergabe des Streuverhaltens der anregenden Quelle nicht als alleiniges Kriterium ausreicht. In dem Ersatzschaltbild müssen die Elemente konzentriert angenommen werden, was einerseits nicht der physikalischen Realität entspricht und andererseits nicht die transformierenden Eigenschaften der realen Übergänge exakt beschreibt. Für eine genaue Wellenwiderstandsbestimmung müssen daher die Ergebnisse verschiedener Übergangsgeometrien miteinander verglichen werden. Die Ergebnisse der beiden Verfahren weichen dennoch in dem Frequenzbereich bis 10 GHz lediglich um maximal  $0,75 \Omega$  voneinander ab. Diese Differenz liegt dabei geringfügig über der Unsicherheit der Bestimmung des Wellenwiderstandes aus den Streuparametern eines Überganges auf eine Mikrostreifenleitung. Wird von einer Ungenauigkeit der numerischen Feldberechnung in [25] und [26] ausgegangen, die der in der vorliegenden Arbeit entspricht, stimmen die Ergebnisse in diesem Rahmen überein.

Die von Zhu und Wu [27] vorgestellte Bestimmung des Wellenwiderstandes geht ebenfalls von einer dreidimensionalen Feldberechnung und einer Anregung mit einer idealen Spannungsquelle aus. Hier werden die elektromagnetischen Eigenschaften der Anregung

einschließlich der damit verbundenen Feldverzerrungen mit Kettenparametermatrizen beschrieben, deren Elemente durch ein sogenanntes Kalibrierverfahren bestimmt werden. Die dreidimensionale Feldberechnung wird für eine mit einer idealen Quelle angeregte Leitung durchgeführt, die am zweiten Ende einmal mit einer ideal elektrisch leitenden, das zweite Mal mit einer ideal magnetisch leitenden Wand abgeschlossen ist. Aus den sich ergebenden Streifenleiterströmen und der Spannung zwischen Streifenleiter und transversaler, ideal leitender Wand werden anschließend die Kettenparameter des Übergangsbereiches bestimmt. Hierfür wird ebenfalls vorausgesetzt, daß die Feldverzerrungen im Bereich der Anregung durch konzentrierte Ersatzschaltbildelemente beschreibbar sind [76].

Die Abweichungen des berechneten Wellenwiderstandes zu dem der vorliegenden Arbeit lassen sich für den statischen Fall nur durch eine andere Wahl der Gehäusegeometrie erklären, über die in [27] keine Angaben gemacht werden. Die unter Berücksichtigung dieses Gehäuseeinflusses verbleibende Abweichung ist auch hier auf Toleranzen der numerischen Berechnungen sowie die eingeschränkte Gültigkeit der konzentrierten Ersatzschaltbilder zurückzuführen. Da das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren mehrere Übergangsgeometrien und Ersatzschaltbilder berücksichtigt, kann davon ausgegangen werden, daß der hiermit ermittelten Verlauf des Wellenwiderstandes über der Frequenz genauer ist.

### **6.3.2 Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen**

In Abbildung 6.35 wird der Verlauf des Wellenwiderstandes der Leitung 3 mit den Ergebnissen verglichen, die sich aus der zweidimensionalen numerischen Berechnung ableiten. Es zeigt sich ebenfalls wie bei den in den vorhergehenden Abschnitten betrachteten Leitungen 1 und 2 eine deutliche Abweichung zwischen den Kurvenverläufen. Aus diesen Ergebnissen folgt, daß die genaue Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung, mit dem sich das Streuverhalten eines Überganges auf eine TEM-Leitung erklären läßt, nicht mit Hilfe einer der klassischen zweidimensionalen Definitionen möglich ist.

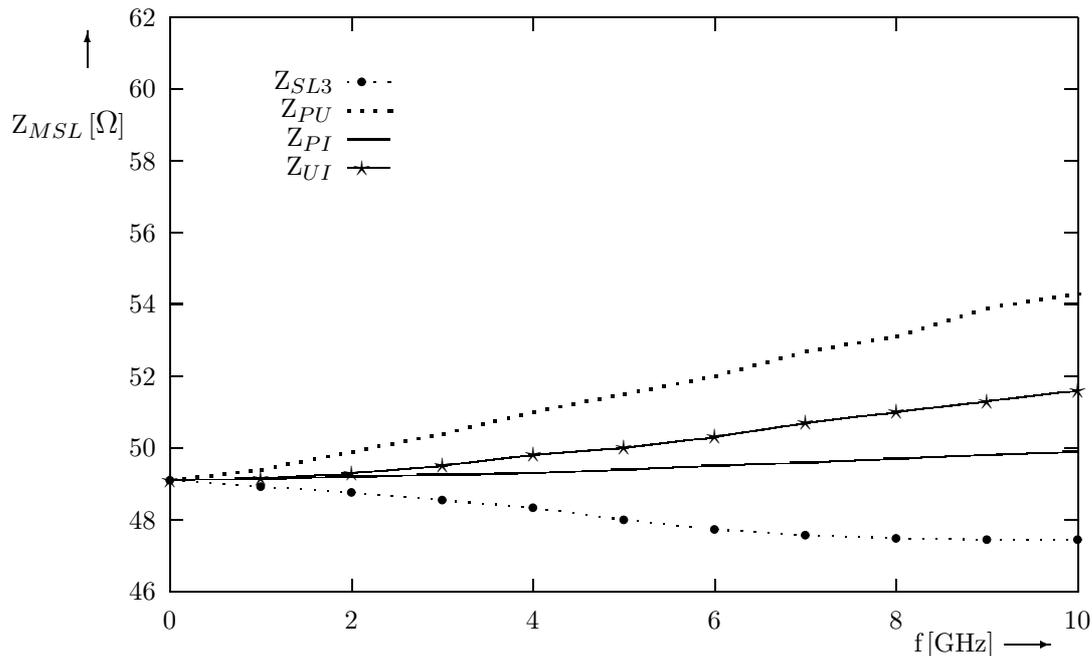


Abbildung 6.35: Dynamischer Wellenwiderstand verschiedener Definitionen für Leitung 3

## 6.4 Untersuchung der Übergänge auf die Leitung 4

Die Ergebnisse zu den Leitungen 1 bis 3 zeigen, daß die Frequenzabhängigkeit der aus den Streuparametern abgeleiteten Wellenwiderstände mit der relativen Dielektrizitätskonstante und der Höhe des Substrates zunimmt. Darüber hinaus ist die Wellenwiderstandsbestimmung direkt von der Genauigkeit der Streuparameter abhängig. Bei tiefen Frequenzen ergibt sich für einen Übergang zwischen zwei 50-Ω-Leitungen bei einem Fehler der Streuparameterbestimmung von 0,005 ein um 0,5 Ω vom tatsächlichen Wert abweichender Wellenwiderstand. Dabei ist es zunächst gleichwertig, ob die Streuparameter meßtechnisch oder numerisch ermittelt werden. Mit Hilfe der Ergebnisse einer weiteren Leitung soll untersucht werden, ob sich die Frequenzabhängigkeit des Wellenwiderstandes mit der Geometrie der Leitung ändert oder für kleine relative Dielektrizitätskonstanten entsprechend der Leitung 1 nahezu unabhängig hiervon ist. Hierfür wird eine größere Substrathöhe sowie eine Dielektrizitätskonstante gewählt, die in etwa der der Leitung 1 entspricht. Die Dielektrikumsstärken der Referenzleitungen werden an die Substrathöhe angepaßt, um die Feldverzerrungen im Übergangsbereich gering zu halten. Damit ergeben sich insgesamt größere Geometrien als für die Leitung 1, so daß die Toleranzen der Fertigung und der Kontaktierung im Verhältnis zu den Gesamtabmessungen und damit die Abweichungen zwischen numerisch und meßtechnisch bestimmten Streuparametern deutlich kleiner werden. Hieraus folgt wiederum ein entsprechend kleinerer Toleranzbereich des möglichen Wellenwiderstandsverlaufes, so daß die Frequenzgrenze

genauer bestimmt werden kann, bis zu der der Ansatz des Ersatzschaltbildes aus konzentrierten Elementen zulässig ist. Aus der vorgegebenen, größeren Geometrie ergibt sich aber auch ein kleinerer Frequenzbereich, innerhalb dessen die Mikrostreifenleitung einmodig betrieben werden kann. Wie im folgenden gezeigt wird, nehmen auch die Feldverzerrungen im Bereich des Überganges mit der Größe der Geometrie zu. Auf der Basis dieser Überlegungen werden in [78] die Leitung 4 sowie die Übergänge U1L4 und U2L4 dimensioniert.

Zunächst wird für die Übergänge auf die Leitung 4 überprüft, ob die Annahme eines unitären Netzwerkes zulässig ist (siehe Tabelle 6.12). Die maximale Abweichung

Übergang	$( \underline{S}_{11}  -  \underline{S}_{22} )$	$1 - ( \underline{S}_{11} ^2 +  \underline{S}_{12} ^2)$	$1 - ( \underline{S}_{22} ^2 +  \underline{S}_{12} ^2)$
U1L4	0,00030 bei 5 GHz	0,00045 bei 5 GHz	0,00056 bei 5 GHz
U2L4	0,00166 bei 5 GHz	0,00117 bei 5 GHz	0,00191 bei 5 GHz

Tabelle 6.12: Abweichungen der Streuparameter zu denen eines unitären Netzwerkes

der Phase des Transmissionsfaktors zu der, die sich für ein unitäres Netzwerk aus den Streuparametern  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  berechnen läßt, beträgt  $0,576^\circ$  für den Übergang U1L4 und  $0,209^\circ$  für den Übergang U2L4. Damit ist die Annahme verlustbehafteter Ersatzschaltbildelemente nicht sinnvoll.

Entsprechend den Ergebnissen zu den Leitungen 1 bis 3 ist für die Beschreibung des elektromagnetischen Verhaltens der Übergänge auf die Leitung 4 die Annahme von jeweils mindestens zwei Ersatzschaltbildelementen erforderlich. Die Verläufe der frequenzabhängigen Induktivitäten und Kapazitäten sind in den Abbildungen 6.36 und 6.37 dargestellt.

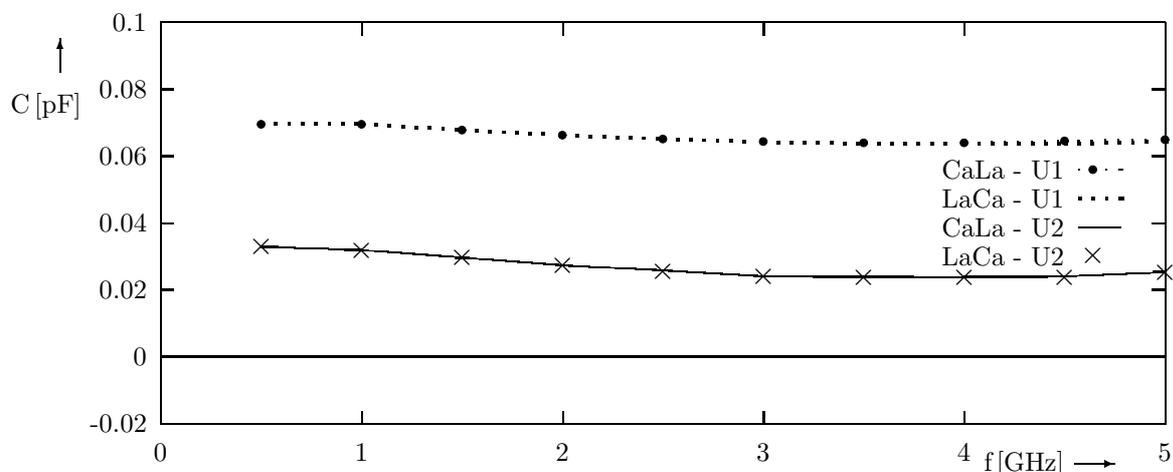


Abbildung 6.36: Verlauf der Induktivitäten über der Frequenz

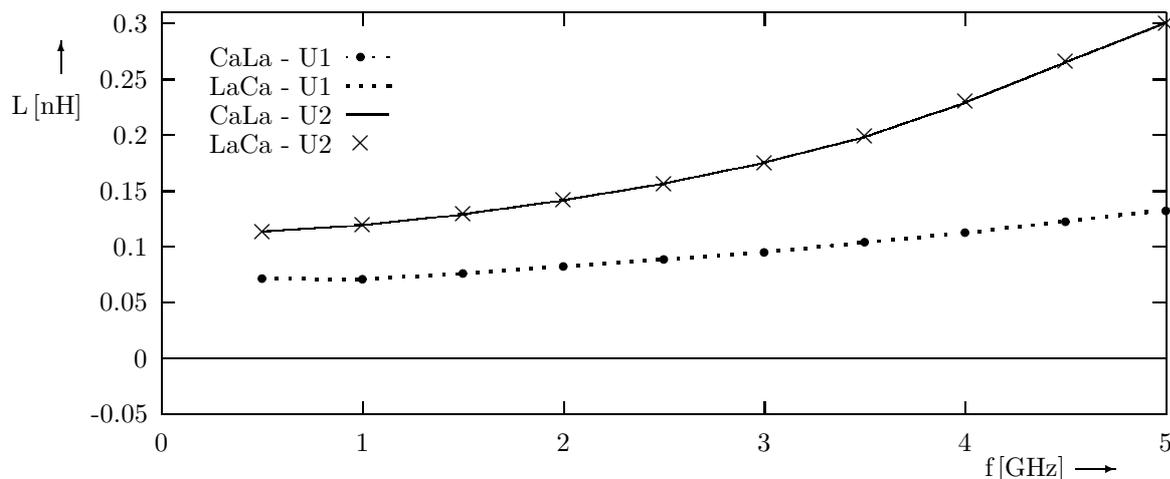


Abbildung 6.37: Verlauf der Induktivitäten über der Frequenz

Auch für die Übergänge U1L4 und U2L4 sind die Elementwerte nahezu unabhängig von der Reihenfolge im Ersatzschaltbild. Im Vergleich zu den bisher betrachteten Übergängen nehmen sie deutlich größere Werte an, woraus auf größere Feldverzerrungen im Übergangsbereich geschlossen werden kann. Damit ist eine entsprechend größere Ungenauigkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes verbunden, auf die im folgenden noch eingegangen wird.

Die entsprechenden frequenzunabhängigen Ersatzschaltbildelemente sind der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt, die Werte können der Tabelle 6.13 entnommen werden.

	U1L4		U2L4	
	LuCu	CuLu	LuCu	CuLu
Lu [nH]	0,0562	0,0541	0,1124	0,1012
Cu [pF]	0,0320	0,0322	0,0121	0,0122

Tabelle 6.13: Werte der optimierten frequenzunabhängigen Ersatzschaltbildelemente

Die Ergebnisse zum mittleren Fehler der Streuparameteranpassung nach Gl. (3.2) sind in Tabelle 6.14 dargestellt. Es zeigt sich, daß das elektromagnetische Verhalten der Übergänge mit frequenzabhängigen besser als mit über der Frequenz konstanten Ersatzschaltbildern beschrieben werden kann. Der Wert für  $\zeta$  des Überganges U1L4 ist dabei für konstante Ersatzschaltbildelemente kleiner als für den Übergang U2L4, was aufgrund des flacheren Verlaufes der Induktivität über der Frequenz in Abbildung 6.37 zu erwarten ist. Die Verläufe der Streuparameter sind am Ende dieses Abschnittes dargestellt.

$\zeta$	LaCa	CaLa	LuCu	CuLu
U1L4	0,0012	0,0012	0,0029	0,0028
U2L4	0,0007	0,0007	0,0081	0,0080

Tabelle 6.14: Fehlerkriterium  $\zeta$  (Gl. 3.2)

Die mit Hilfe der Streuparameteranpassung ermittelten Wellenwiderstände der Leitung 4 sind in Abbildung 6.38 dargestellt. Sie verlaufen in dem betrachteten Frequenzbereich zwischen  $71,72 \Omega$  und  $75,25 \Omega$ . Durch Vertauschen der Reihenfolge der Ersatzschaltbildelemente ergibt sich eine deutliche Abweichung des ermittelten Wellenwiderstandes, die  $1,235 \Omega \hat{=} 1,677\%$  für den Übergang U1L4 und  $1,110 \Omega \hat{=} 1,506\%$  für den Übergang U2L4 beträgt. Also ergibt sich eine Unsicherheit in der Bestimmung des Wellenwiderstandes, die größer  $1 \Omega$  ist, solange ein Ersatzschaltbild aus konzentrierten Elementen angenommen wird. In [78] wird daher untersucht, wie sich die Annahme eines Ersatzschaltbildes aus mehreren hintereinandergeschalteten, gleichgroßen seriellen Induktivitäten und parallelen Kapazitäten auswirkt. Die Ergebnisse liegen jeweils unterhalb des für das Ersatzschaltbild LaCa und oberhalb des für CaLa ermittelten Wellenwiderstandes. Für 48 Elemente weichen die Verläufe für die zwei möglichen Strukturen um maximal  $0,1 \Omega \hat{=} 0,136\%$  voneinander ab. Dabei ist einerseits davon auszugehen, daß eine Anordnung mit mehreren Elementen die physikalische Realität besser beschreibt, andererseits fehlt aber ein Kriterium für die Auswahl der Ersatzschaltbildstruktur und die erforderliche Anzahl der Elemente.

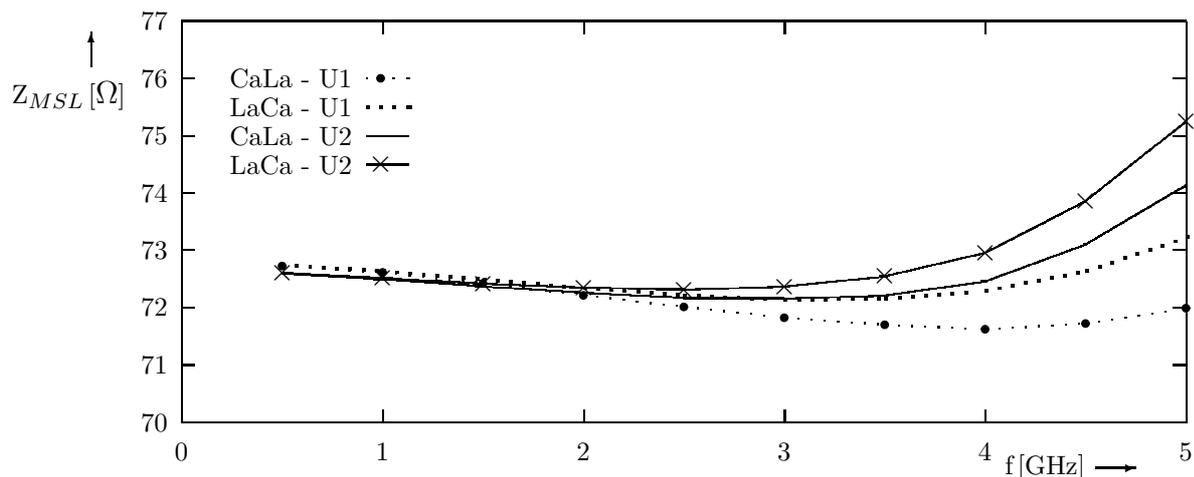


Abbildung 6.38: Dynamischer Wellenwiderstand der Leitung 4 bei Annahme von zwei konzentrierten Ersatzschaltbildelementen

Der Vergleich der in den Feldverzerrungen mit den in den Ersatzschaltbildern im zeitlichen Mittel gespeicherten Energie ist für die Frequenz 5 GHz der Tabelle 6.15 zu entnehmen. Die Werte für den Übergang U2L4 weichen mit 5,234 Prozentpunkten deutlich

Übergang	$P_{Feld}/1VA$	$P_{ESB}/1VA$
U1L4	3,092 %	4,951 %
U2L4	9,644 %	4,410 %

Tabelle 6.15: Im Feld gespeicherte, mittlere Energie bei 5 GHz

voneinander ab. Da die Berechnung der in den Feldverzerrungen im zeitlichen Mittel gespeicherten Energie mit einer entsprechend großen Unsicherheit behaftet ist, und sich für die Ersatzschaltbilder keine deutlichen Unterschiede ergeben, kann keine eindeutige Aussage getroffen werden, welcher der Übergänge zur Bestimmung des Wellenwiderstandes der geeigneter ist.

Mit der minimalen Unsicherheit der Streuparameterbestimmung, die sich aus der numerischen Berechnung des Eingangsreflexionsfaktors einer reflexionsfrei abgeschlossenen Mikrostreifenleitung ableiten läßt, ergeben sich die in Abbildung 6.39 dargestellten Verläufe für den minimalen und den maximalen Wellenwiderstand jedes Überganges. Da der zu bestimmende Wellenwiderstand eine Eigenschaft der Leitung 4 ist, muß er innerhalb der Schnittmenge der für beide Übergänge möglichen Bereiche verlaufen, die durch die vertikalen Linien in Abbildung 6.39 gekennzeichnet ist.

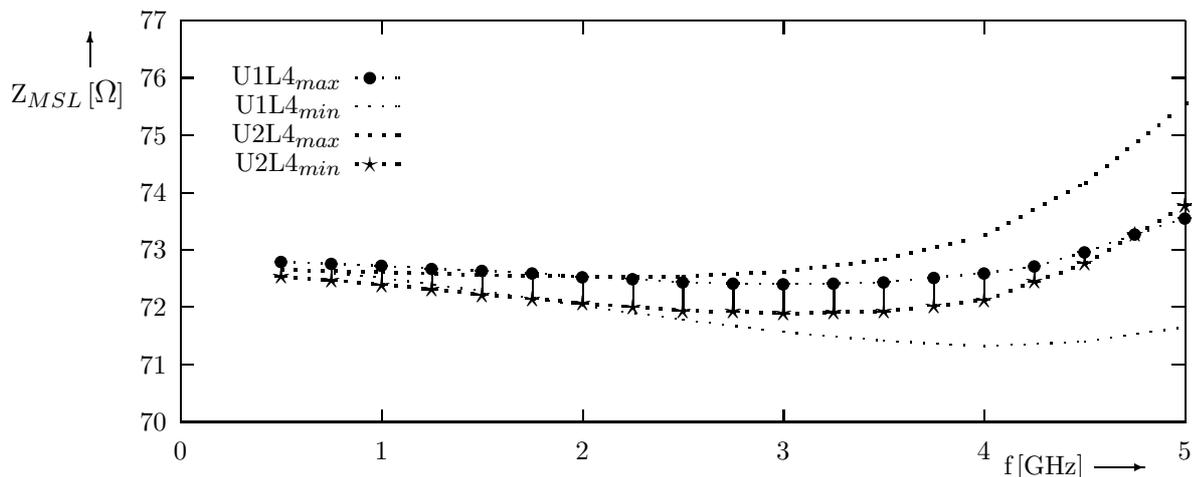


Abbildung 6.39: Bereiche des Wellenwiderstandsverlaufes der Leitung 4

Wird aus der Abweichung zwischen meßtechnisch und numerisch bestimmten Streuparametern eine entsprechende Unsicherheit der Streuparameterberechnung abgeleitet, ergibt sich für den möglichen Verlauf des Wellenwiderstandes der Bereich, der in Abbildung 6.40 durch die gepunkteten Kurven eingegrenzt wird. Da die Abweichung zwischen

numerischer Berechnung und Messung nicht ausschließlich auf eine numerische Ungenauigkeit zurückzuführen ist, handelt es sich bei den äußeren Kurven um die Abschätzung des maximalen Fehlers. Damit ergibt sich eine Unsicherheit der Wellenwiderstandsbestimmung von etwa  $\pm 0,75 \Omega$  gegenüber  $\pm 0,25 \Omega$  für die Abschätzung des minimalen Fehlers der numerischen Rechnung (vgl. Abbildung 6.40).

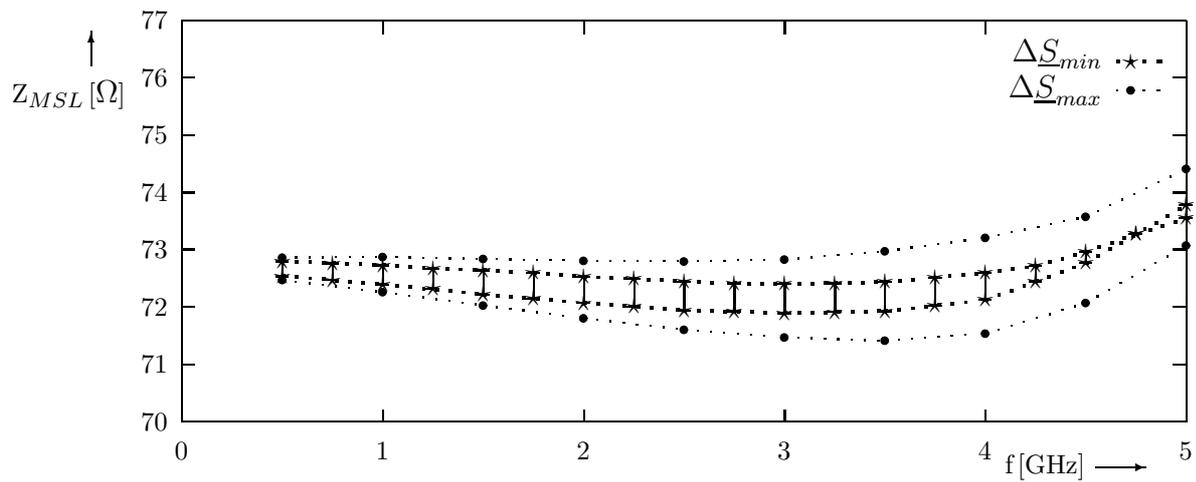


Abbildung 6.40: Bereiche des Wellenwiderstandsverlaufes der Leitung 4

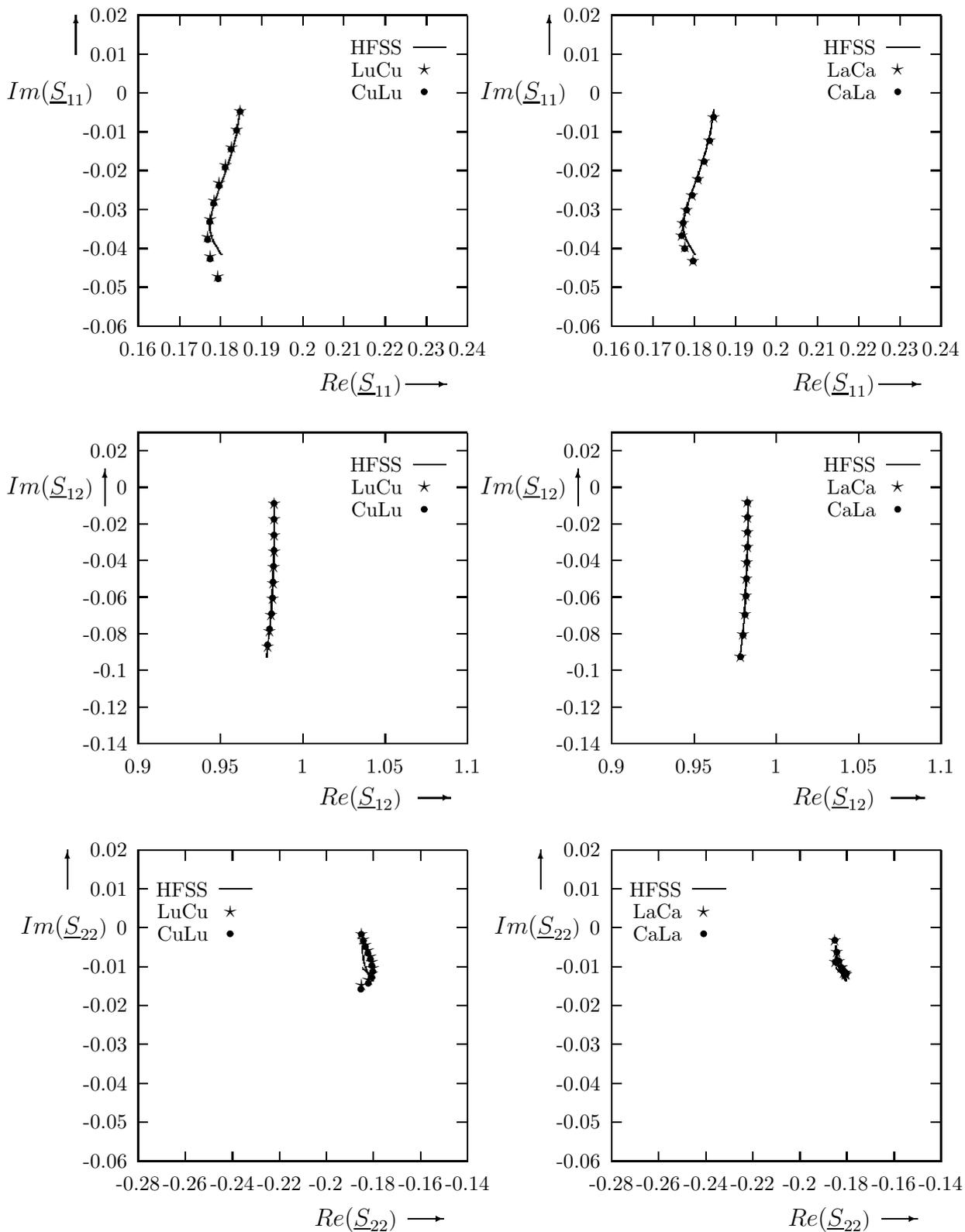


Abbildung 6.41: Streuparameter des realen Überganges U1L4 und der Ersatzschaltbilder

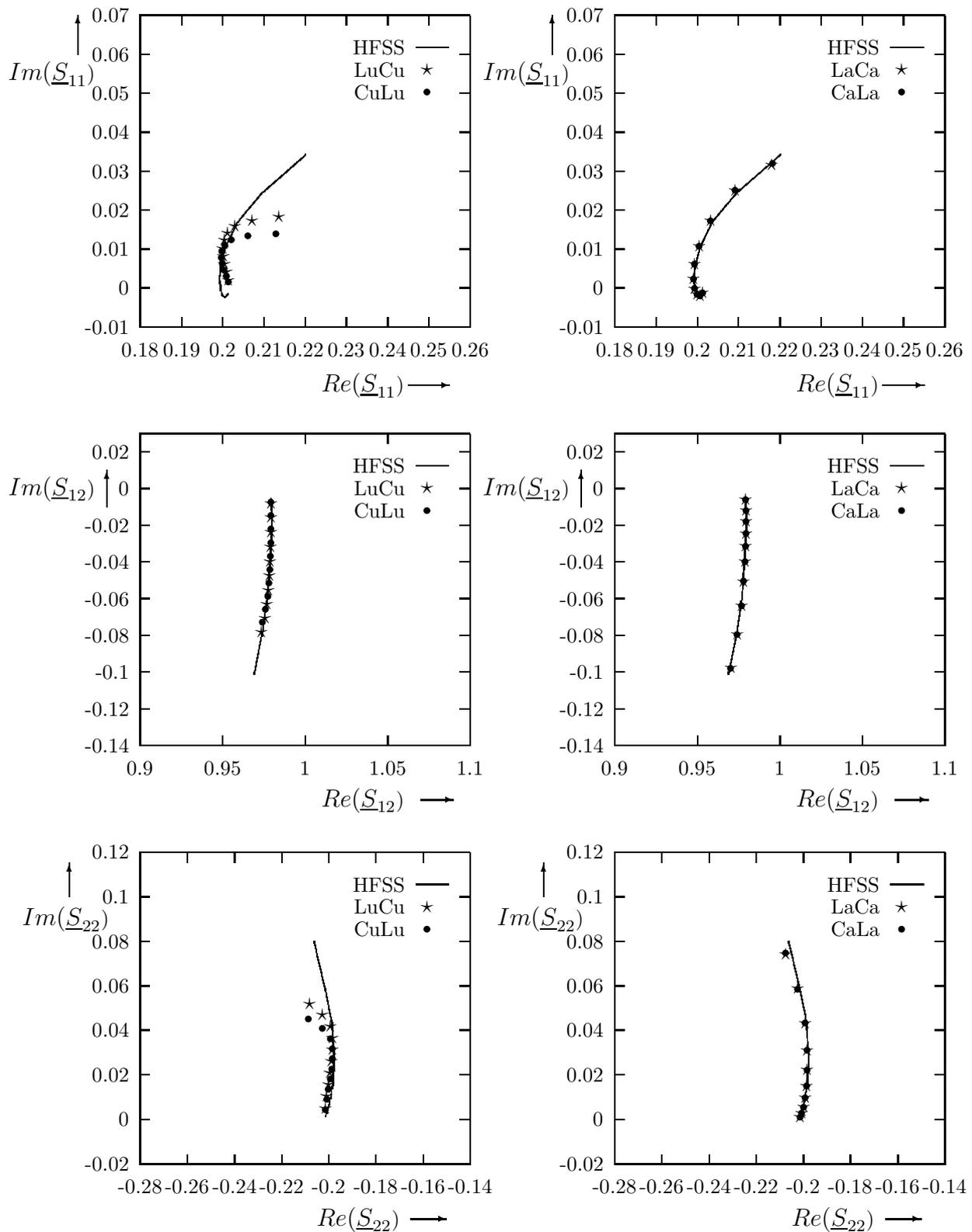


Abbildung 6.42: Streuparameter des realen Überganges U2L4 und der Ersatzschaltbilder

### 6.4.1 Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur

Der Verlauf des dynamischen Wellenwiderstandes der Leitung 4, der sich in dem vorhergehenden Abschnitt ergeben hat, wird in Abbildung 6.43 mit theoretischen Werten aus der Literatur verglichen. Hierfür werden die gleichen Quellen wie für die Leitungen 1 bis 3 verwendet. Die größte Abweichung des Ergebnisses der vorliegenden Arbeit ergibt sich zu dem Verlauf, der sich nach Owens [12] berechnet. Sie beträgt  $3,75 \Omega$  und ist nicht durch Ungenauigkeiten der Wellenwiderstandsbestimmung zu erklären. Die Differenz zu den Werten nach Hammerstad und Jensen [6] ist für 5 GHz mit  $1,23 \Omega$  und nach Pues [14] mit  $1,40 \Omega$  ebenfalls größer als die Genauigkeit der Ergebnisse dieser Arbeit. Insgesamt zeigt sich damit für Leitung 4, daß die Wellenwiderstandsverläufe, die sich

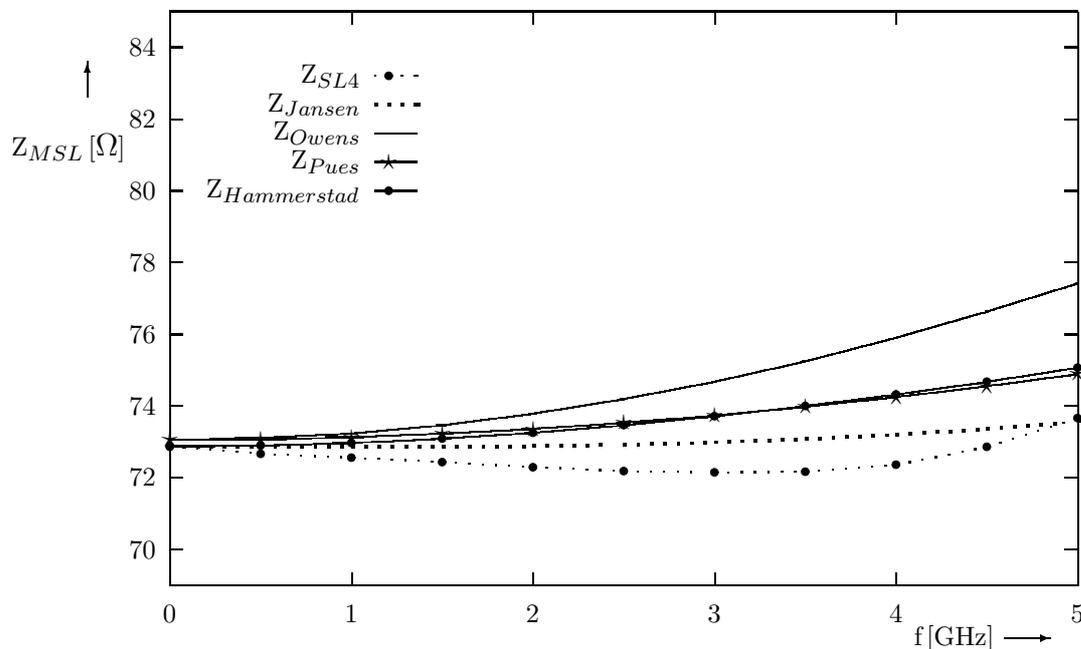


Abbildung 6.43: Wellenwiderstand der Leitung 4 im Vergleich mit Literaturergebnissen

nach den in Kapitel 1 vorgestellten Definitionen berechnen, von dem Ergebnis dieser Arbeit deutlich abweichen. Eine Ausnahme stellt dabei die Definition aus dem Strom und der transportierten Leistung nach Jansen und Kirschning [15] dar. Hierfür beträgt die maximale Differenz zu dem aus den Streuparametern abgeleiteten Wellenwiderstand in dem betrachteten Frequenzbereich  $0,70 \Omega$ . Sie entspricht damit in etwa der Unsicherheit der Bestimmung des Wellenwiderstandes der vorliegenden Arbeit.

### 6.4.2 Vergleich mit aus Leistung, Strom und Spannung berechneten Wellenwiderständen

Ein Vergleich des aus den Streuparametern ermittelten Wellenwiderstandes mit den numerisch aus Strom, Spannung und Leistung abgeleiteten Ergebnissen ist in Abbildung 6.44 dargestellt. Hier wurde ebenfalls wie in den vorangehenden Abschnitten die Spannung aus dem Wegintegral von der Mitte des Streifenleiters zur Massefläche über das elektrische Feld berechnet und der Strom aus den Längsströmen des Streifenleiters und des Gehäuses gemittelt. Es zeigt sich eine annähernde Übereinstimmung zwischen dem Wellenwiderstand dieser Arbeit und dem aus Strom und Spannung berechneten.

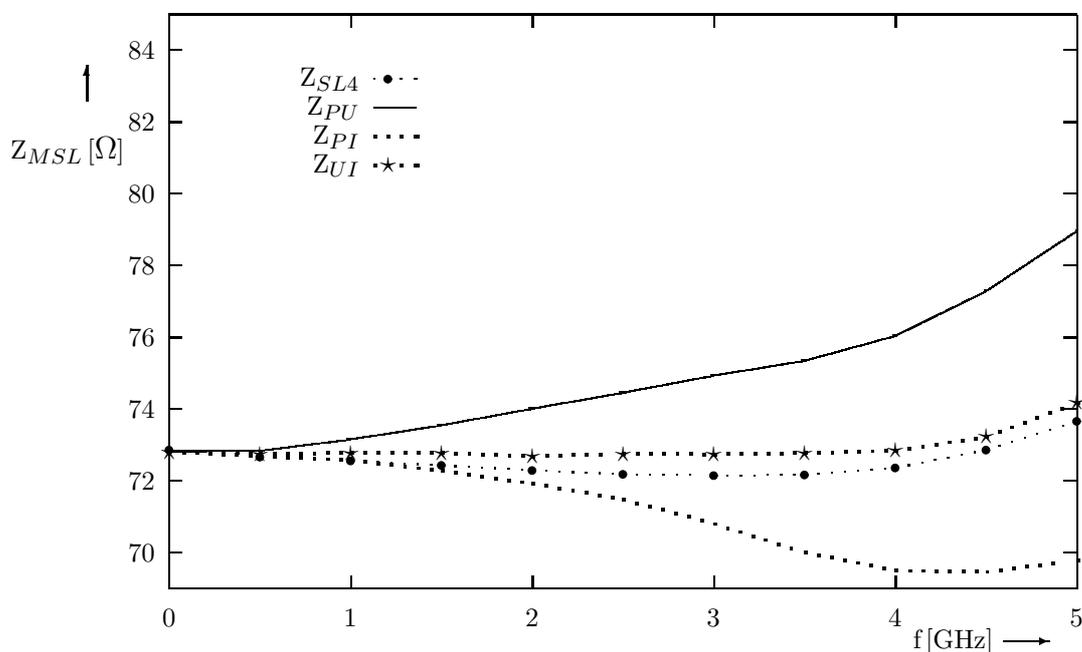


Abbildung 6.44: Dynamischer Wellenwiderstand verschiedener Definitionen für Leitung 4

## 6.5 Folgerungen aus den Ergebnissen zum Wellenwiderstand der Leitungen 1 bis 4

Die Wahl der unterschiedlichen Geometrien und Permittivitäten der betrachteten Mikrostreifenleitungen ermöglicht eine Untersuchung der Abhängigkeit des dynamischen Wellenwiderstandes von diesen Größen. Ein direkter Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Wellenwiderstandsverläufe ist dagegen nicht möglich, weil die statischen Wellenwiderstände voneinander abweichen (vgl. S. 9, Tabelle 2.1). Mit zunehmender Höhe und relativer Dielektrizitätskonstante des Substrates nimmt die maximale Frequenz ab,

bis zu der die Berechnung des Wellenwiderstandes möglich ist (vgl. Kapitel 3, S. 18-20). Daher sind die in der Abbildung 6.45 dargestellten Wellenwiderstandsverläufe der Leitungen 1 bis 4 auf den statischen Wert bezogen und über der normierten Frequenz  $f/f_{max}$  aufgetragen (vgl. S. 19, Tabelle 3.1). Die maximale Frequenz ergibt sich aus den Forderungen, daß der Grundmode nicht von den metallischen Wänden der Mikrostreifenleitung beeinflußt werden soll und keine höheren Moden ausbreitungsfähig sein sollen. Darüber hinaus nimmt der durch die Annahme konzentrierter Ersatzschaltbildelemente entstehende Fehler der Wellenwiderstandsbestimmung mit der longitudinalen Ausdehnung der Feldverzerrungen im Übergangsbereich und damit mit der Frequenz zu.

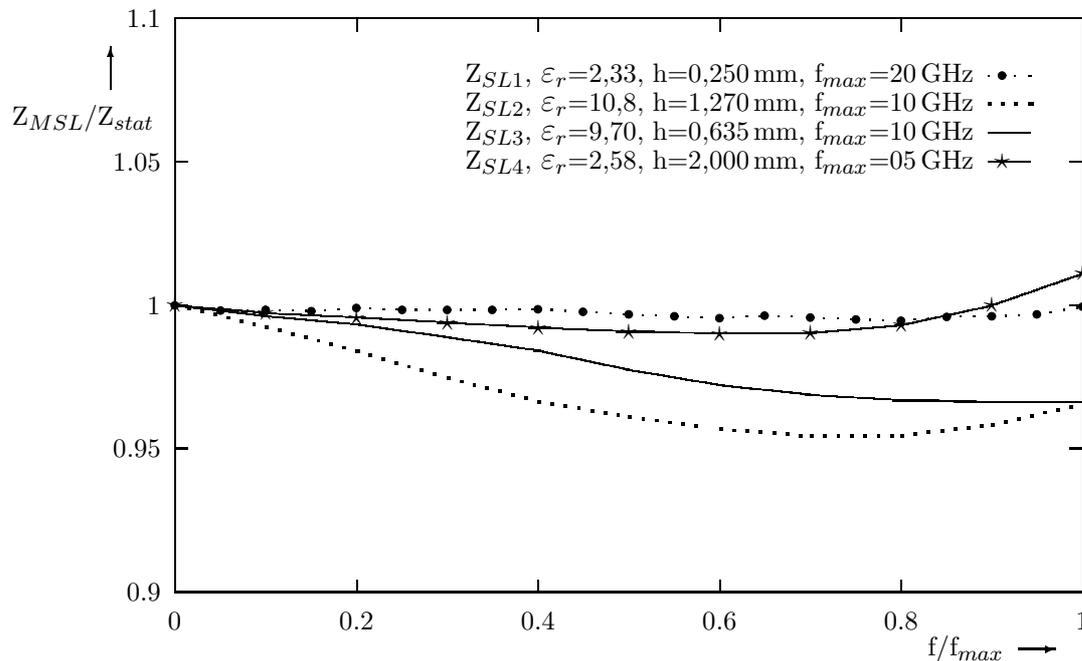


Abbildung 6.45: Normierte Darstellung der Wellenwiderstandsverläufe der Leitungen 1 bis 4 über der Frequenz (vgl. S. 9 und S. 19)

Der Wellenwiderstand der Leitung 1 bleibt mit wachsender Frequenz nahezu konstant, wohingegen sich für die Leitungen 2 bis 4 zunächst ein abfallender Verlauf einstellt. Der Betrag der Steigung nimmt mit der relativen Dielektrizitätskonstante des Substrates deutlich zu. Mit weiter wachsender Frequenz durchlaufen die Wellenwiderstände der Leitungen 2 und 4 ein Minimum. Für die Leitung 3 kann dieses Verhalten nicht aus der Abbildung 6.45 entnommen werden. Wird dagegen die Abbildung 6.33 betrachtet, ist ebenfalls innerhalb des durch die zwei mittleren Kurven eingeschlossenen Bereiches ein Kurvenverlauf mit einem Minimum denkbar.

Aus den Untersuchungen zu den in dieser Arbeit vorgestellten Übergängen lassen sich folgende Ergebnisse ableiten:

- Der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung sinkt ausgehend von seinem statischen Wert mit wachsender Frequenz und steigt anschließend nach Durchlaufen eines Minimums wieder an. Der Betrag der negativen Steigung nimmt mit der relativen Dielektrizitätskonstante des Substrates zu. Die Frequenz, bei der das Minimum des Wellenwiderstandes durchlaufen wird, sinkt mit zunehmender Substrathöhe.
- Die Verläufe der Wellenwiderstände unterscheiden sich deutlich von denen, die sich aus der transversalen Feldverteilung bzw. einem Leitungsmodell ableiten lassen. Die geringsten Abweichungen der Ergebnisse dieser Arbeit haben sich zu denen ergeben, die ebenfalls mit Hilfe einer dreidimensionalen Feldberechnung ermittelt wurden (Rautio, [25] und [26] sowie Zhu und Wu, [27]). Soll aufgrund des geringeren numerischen Aufwandes dennoch eine zweidimensionale Berechnung zur näherungsweise Bestimmung des Wellenwiderstandes verwendet werden, so ergibt sich für die Berechnung nach Jansen und Kirschning [15] die beste Übereinstimmung mit dem aus den Streuparametern abgeleiteten Wellenwiderstand.
- Die Ergebnisse zu den Wellenwiderständen der Leitungen 1 bis 4 zeigen, daß für die exakte Bestimmung die Betrachtung unterschiedlicher Übergangsgeometrien notwendig ist. Eine Vielzahl von konzentrierten Ersatzschaltbildelementen beschreibt die physikalische Realität besser als nur zwei Elemente. Ein Kriterium für die Anzahl und die Anordnung dieser Elemente kann aus den Ergebnissen nicht abgeleitet werden.
- Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Übergänge von den runden Koaxialleitungen auf die Mikrostreifenleitungen (vgl. Abbildung 3.6 und Tabelle 3.3) lassen sich besser mit frequenzunabhängigen Ersatzschaltbildelementen beschreiben als die Übergänge von den rechteckigen TEM-Leitungen (vgl. Abbildung 3.7 und Tabelle 3.4).
- Die Abweichungen der berechneten Wellenwiderstandsverläufe, die sich aufgrund des Vertauschens der Ersatzschaltbildelemente L und C ergeben, sind von der Geometrie der Übergänge abhängig. Dies zeigt sich anhand der Ergebnisse für den Übergang U1L2 auf die Leitung 2. Die Wellenwiderstandsverläufe differieren in Abbildung 6.18 um maximal  $0,37 \Omega$  (vgl. S. 88). Folglich kann die Unsicherheit der Wellenwiderstandsbestimmung durch eine geeignete Wahl der Übergangsgeometrie minimiert werden.
- Die Untersuchung der Übergänge auf die offene Mikrostreifenleitung ergibt, daß für eine genaue Bestimmung des Wellenwiderstandes bei hohen Frequenzen die am Übergang abgestrahlte Leistung zu berücksichtigen ist.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Die Mikrostreifenleitung hat in dem Bereich der Mikrowellentechnik für die Realisierung von komplexen Schaltungen eine große Bedeutung aufgrund ihrer wesentlichen Eigenschaften, zu denen die Möglichkeit der hohen Integration, das geringe Gewicht, sowie die kostengünstige Herstellung auch komplexer Schaltungsstrukturen gehören. In der vorliegenden Arbeit wird ein Verfahren zur Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung vorgestellt und auf unterschiedliche Leitungen angewendet. Die Kenntnis des Wellenwiderstandes, der neben der komplexen Ausbreitungskonstanten zu den charakteristischen Größen der Mikrostreifenleitung gehört, ist für ein Schaltungsdesign unverzichtbar. Aufgrund des in der transversalen Ebene geschichteten Dielektrikums ist dieser von der Frequenz abhängig und die Mikrostreifenleitung trotz der getrennten Hin- und Rückleiter kein reiner TEM-Wellenleiter.

Bisher werden in der Literatur für die Berechnung des Wellenwiderstandes überwiegend Verfahren vorgestellt, die sich aus der Definition über die Spannung, den Strom und die transportierte Leistung und damit letztendlich aus der transversalen Feldverteilung ableiten lassen (u.a. [6], [10], [12], [14] und [15]). Die hiermit ermittelten Verläufe des Wellenwiderstandes über der Frequenz variieren deutlich untereinander. Die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit zeigen, daß diese Ergebnisse von dem tatsächlichen Verhalten der Mikrostreifenleitung in einer Schaltung abweichen. Die Differenz wächst insbesondere mit zunehmender relativer Dielektrizitätskonstante des Substrates und zunehmender Substrathöhe.

Andere Verfahren gehen von einer Anregung der Mikrostreifenleitung mit einer idealisierten Spannungsquelle aus ([25], [26] und [27]). Deren elektromagnetisches Verhalten wird durch eine stark vereinfachte Ersatzschaltung aus konzentrierten Elementen beschrieben. Die tatsächlichen Feldverzerrungen treten dagegen nicht konzentriert auf, so daß hiermit ebenfalls größere Unsicherheiten der Bestimmung des Wellenwiderstandes verbunden sind. Im Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeit weichen die Resultate weniger stark ab, als die Verläufe des Wellenwiderstandes, die sich aus der transversalen Feldverteilung ableiten lassen.

Die im Vergleich zu den bisher vorgestellten Verfahren genauere Bestimmung des Wellenwiderstandes in dieser Arbeit basiert auf der Hintereinanderschaltung einer als TEM-Wellenleiter realisierten Referenzleitung mit einer Mikrostreifenleitung. Aus den Streuparametern des Leitungsüberganges wird der Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung ermittelt. Diese Vorgehensweise bietet gegenüber anderen Verfahren die wesentlichen Vorteile, daß der resultierende Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung eindeutig ist und sich meßtechnisch verifizieren läßt. Eine Voraussetzung für das Verfahren ist dabei die Kenntnis des Wellenwiderstandes der TEM-Referenzleitung. Weiter muß vorausgesetzt werden, daß das elektromagnetische Verhalten des Wellenleiterüberganges mit konzentrierten Ersatzschaltbildelementen genau beschreibbar ist. Es wurde nachgewiesen, daß dies mit einer sorgfältigen Auswahl der Übergangsgeometrie möglich ist. Diese sollte eine eindeutige Wahl der Referenzebene des Überganges zulassen und in ihrem elektromagnetischen Verhalten durch eine einfache Ersatzschaltbildstruktur beschreibbar sein. Die Genauigkeit der Wellenwiderstandsbestimmung steigt dabei mit sinkenden Feldverzerrungen im Bereich des Überganges.

Für die Bestimmung der Streuparameter der Leitungsübergänge wurden verschiedene Verfahren bzgl. der zu erwartenden Genauigkeit und des erforderlichen Aufwandes untersucht. Dabei konnte keine geschlossene analytische Lösung des Feldproblems gefunden werden. Als numerische Verfahren wurde ein Finite-Differenzen-Verfahren im Frequenzbereich in einem Programm realisiert sowie das Programmpaket HFSS der Firma Hewlett Packard angewandt, das auf der Methode der Finiten-Elemente basiert. Hier hat sich mit dem HFSS eine größere Flexibilität bzgl. der modellierbaren Geometrie sowie eine höhere Genauigkeit ergeben. Der Bedarf an Rechenzeit und Speicherkapazität dieses Programmpaketes ist dabei jedoch so groß, daß die Streuparameter der Modelle, in denen Strahlungsrandbedingungen vorgesehen waren, nicht mit zufriedenstellender Genauigkeit berechnet werden konnten. Aus den untersuchten meßtechnischen Verfahren ergaben sich für die Auswertung im Zeitbereich die geringsten zu erwartenden Ungenauigkeiten. Dabei wurde das Zeitbereichssignal mit Hilfe einer inversen, diskreten Fouriertransformation aus den im Frequenzbereich ermittelten Meßdaten berechnet. Der Vergleich der meßtechnischen mit den numerisch ermittelten Ergebnissen bestätigt die Untersuchungen bezüglich der zu erwartenden Ungenauigkeiten.

Entsprechend den genannten Voraussetzungen wurden abrupte Übergänge mit eindeutiger Referenzebene gewählt. Der TEM-Wellenleiter wurde so dimensioniert, daß sich möglichst kleine Feldverzerrungen ergeben. Die elektromagnetischen Eigenschaften der Wellenleiterübergänge wurden anschließend durch konzentrierte Ersatzschaltbildelemente beschrieben, deren Bestimmung durch eine Streuparameteranpassung erfolgte. Die hierfür erforderliche Minimierung eines Fehlerkriteriums erfolgte mit einer Kombination zweier Optimierungsverfahren, dem Simulated Annealing und einem Gradientenverfahren. Die sich aus der Annahme der konzentrierten Ersatzschaltbildelemente ergebende

Unsicherheit der Bestimmung des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung wurde dabei durch die Untersuchung verschiedener Leitungsübergänge auf die gleiche Mikrostreifenleitung minimiert. Ein wesentliches Ergebnis ist, daß bei geeigneter Wahl der Übergangsgeometrie die Streuparameter der realen Anordnung durch ein Ersatzschaltbild aus lediglich zwei frequenzabhängigen Elementen wiedergegeben werden können.

An den Leitungsübergängen wird im Falle einer offenen Mikrostreifenleitung ein Teil der eingespeisten Leistung abgestrahlt. Dieser Leistungsanteil darf für die Bestimmung des Wellenwiderstandes bei hohen Frequenzen nicht vernachlässigt werden. Es besteht die Möglichkeit, ihn in dem Ersatzschaltbild durch einen parallelgeschalteten Leitwert bzw. einen seriell angeordneten Widerstand zu berücksichtigen. Nachteile dieser Vorgehensweise sind einerseits die geringere Genauigkeit der numerischen Streuparameterberechnung im Vergleich zu einem geschlossenen Modell und andererseits die zunehmende Komplexität des Ersatzschaltbildes, die mit einer größeren Unsicherheit der Wellenwiderstandsbestimmung verbunden ist. Auch die meßtechnische Erfassung der Strahlungsleistung bedeutet einen sehr großen Aufwand. Aus diesen Gründen wird ein Gehäuse der Mikrostreifenleitung dimensioniert, das eine Abstrahlung von Leistung an dem Übergang verhindert und aufgrund der gewählten Abstände der metallischen Wände zum Streifenleiter den Grundmode in seinen Eigenschaften nicht beeinflusst. Gegenüber dem offenen Modell verringert sich so der meßtechnische und der numerische Aufwand der Streuparameterbestimmung.

Der Wellenwiderstand von Leitungen mit unterschiedlichen relativen Dielektrizitätskonstanten und verschiedenen geometrischen Abmessungen wurde untersucht. Es zeigt sich für alle betrachteten Leitungen ein einheitliches Verhalten, ein Absinken und nach Durchlaufen eines Minimums ein Anstieg. Der Betrag der negativen Steigung nimmt mit der relativen Dielektrizitätskonstante des Substrates zu. Die Frequenz, bei der das Minimum durchlaufen wird, sinkt mit zunehmender Substrathöhe. Damit unterscheiden sich die Verläufe des Wellenwiderstandes deutlich von denen, die sich aus der transversalen Feldverteilung ableiten lassen. Der geringste Unterschied ergibt sich, wenn die Definition über die transportierte Leistung und den Strom des Streifenleiters verwendet wird. Die Abweichungen zum tatsächlichen Verlauf des Wellenwiderstandes nehmen dabei mit der relativen Dielektrizitätskonstante und der Höhe des Substrates zu.

Am Beispiel der handelsüblichen Übergänge OSM 244-4A (vgl. Abbildung 3.4, S. 28) und OSM 244-6 (vgl. Abbildung 3.5, S. 29) wird gezeigt, daß die Genauigkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes sehr stark von der Geometrie des Überganges abhängt (vgl. A.3). So beträgt die Unsicherheit  $\pm 7,5 \Omega$  für den Übergang OSM 244-4A,  $\pm 1,5 \Omega$  für den Übergang OSM 244-6 und  $\pm 0,5 \Omega$  für den abrupten Übergang U1L1 (vgl. S. 30). Da zugleich mit dem Wellenwiderstand der angeschlossenen Mikrostreifenleitung auch die Streuparameter des Überganges selbst bestimmt werden, kann das Einbettungsnetz-

werk einer Schaltung mit koaxialen Anschlüssen ermittelt werden.

Das in der vorliegenden Arbeit vorgestellte Verfahren zur Bestimmung des frequenzabhängigen Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung liefert im Vergleich zu denen in [25], [26] und [27] beschriebenen, aber auch zu den Berechnungsmöglichkeiten auf der Basis der transversalen Feldverteilung das genaueste Resultat. Es bietet den Vorteil, daß das Ergebnis meßtechnisch verifizierbar ist. Der Wellenwiderstand ist letztendlich von der angeschlossenen Leitung bzw. dem betrachteten Leitungsübergang unabhängig und kann daher, wenn er einmal für eine Leitungsgeometrie berechnet wurde, für ein beliebiges Schaltungsdesign verwendet werden. Eine weitere Erhöhung der Genauigkeit der Wellenwiderstandsbestimmung wurde durch die Betrachtung verschiedener Übergangsgeometrien auf die gleiche Mikrostreifenleitung erreicht.

Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Marquardt danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die gute Zusammenarbeit. Das kollegiale Verhältnis, das stets die Basis für die praktische und theoretische Kooperation war, wird mir in Erinnerung bleiben.

Mein Dank gilt ebenso Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Garbe für die Übernahme des Korreferates und Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kuchenbecker für den Prüfungsvorsitz.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern des Institutes für die stets gute Zusammenarbeit und das angenehme Betriebsklima.

# Literaturverzeichnis

- [1] **Getsinger, W. J.**; Microstrip Dispersion Model; IEEE MTT 21 No. 1; 1973; S. 34-39
- [2] **Jansen, R.**; A Moment Method for Covered Microstrip Dispersion; AEÜ Band 29 Heft 1; 1975; S. 17-20
- [3] **Edwards, T. C.; Owens, R. P.**; 2 - 18 GHz Dispersion Measurement on 10-100 Ohm microstrip lines on sapphire; IEEE MTT 24 No. 8; 1974; S. 506-513
- [4] **Bianco, B.; Parodi, M.**; Measurement of the Effective Relative Permittivities of Microstrip; Electronic Letters 11, No. 3; 1975; S. 71-72
- [5] **Bianco, B.; Parodi, M.**; Determination of the Propagation Constant of uniform Microstrip Lines; Alta Frequenza XLV No. 2; 1976; S. 107-110
- [6] **Hammerstad, E.; Jensen, O.**; Accurate Models for Microstrip Computer Aided-Design; IEEE MTT-S Internat. Symp. Dig.; 1980; S. 407-409
- [7] **Kirschning, M.; Jansen, R. H.**; Accurate Model for Effective Dielectric Constant of Microstrip with Validity up to Millimetre-wave Frequencies; Electronics Letters 18; 1982; S. 272-273
- [8] **Lee M. Q., Nam, S., Sangwook Nam**; An Accurate Broadband Measurement of Substrate Dielectric Constant; IEEE Microwave and Guided Wave Letters Vol. 6 No. 4; 1996; S. 168-170
- [9] **Krage, M. K.; Haddad, G. I.**; Frequency dependent characteristics of microstrip transmission lines; IEEE MTT 20 No. 10; 1972; S. 678-688
- [10] **Schmitt, H. J.; Sarges, K. H.**; Wave Propagation in Microstrip; NTZ Band 24; 1971; S. 260-264
- [11] **Bhartia, P.; Pramanick, P.**; A New Microstrip Dispersion Model; IEEE MTT 32 No.10; 1984; S. 1379-1384

- [12] **Owens R. P.**; Predicted Frequency Dependence of Microstrip Characteristic Impedance Using the Planar-Waveguide Model; *Electronic Letters* Vol. 12, No. 11; 1976; S. 269-270
- [13] **Bianco, B.; u.a.**; Some Considerations About the Frequency Dependence of the Characteristic Impedance of Uniform Microstrips; *IEEE MTT* 26 No. 3; 1978; S.182-185
- [14] **Pues, H. F., Van De Capelle, A. R.**; Approximate Formulas for Frequency Dependence of Microstrip Parameters; *Electronic Letters* Vol. 16, No. 23; 1976; S.870-872
- [15] **Jansen, R. H., Kirschning, M.**; Arguments and an Accurate Model for the Power-Current Formulation of Microstrip Characteristic Impedance; *AEÜ* Band 37 Heft 3/4; 1983; S. 108-112
- [16] **Wolff, I.**; Einführung in die Mikrostrip-Leitungstechnik; Manuskript einer Vorlesung; Gesamthochschule Duisburg; Teil 1; 1974
- [17] **Wolff, I.**; Einführung in die Technik planarer Mikrowellenschaltungen; Seminarunterlagen; Teil 1; 1988; S. St.1-St.10
- [18] **Kuester, E. F.; u.a.**; Frequency-Dependent Definitions of Microstrip Characteristic Impedance; *International URSII Symposium on Electromagnetic Waves*; 1980; S.335/B1-B3
- [19] **Simonyi, K.**; *Theoretische Elektrotechnik*; Barth Verlag; 10. Auflage; 1993
- [20] **Hoffmann, R. K.**; *Integrierte Mikrowellenschaltungen*; Springer-Verlag, 1983
- [21] **Brews, J. R.**; Characteristic Impedance of Microstrip Lines; *IEEE MTT* 35 No. 1; 1987; S. 30-34
- [22] **Arndt, F.; Paul,G. U.**; The Reflection Definition of the Characteristic Impedance of Microstrips; *IEEE MTT* 27 No. 8; 1979; S. 724-731
- [23] **Paul,G. U.**; Über den Wellenwiderstand der Mikrostreifenleitung; *AEÜ* Band 30 Heft 11; 1976; S. 463-464
- [24] **Ueberschaer, F.**; Messung des Wellenwiderstandes von Mikrostreifenleitungen unter Berücksichtigung des Überganges auf Koaxialleitungen; *AEÜ* Band 42 Heft 5; 1988; S. 309-314
- [25] **Rautio, J. C.**; A De-Embedding Algorithm for Electromagnetics; *International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering* Vol. 1 No. 3; 1991; S. 282-287

- [26] **Rautio, J. C.;** A New Definition of Characteristic Impedance; IEEE MTT-s Digest; 1991; S. 761-764
- [27] **Zhu, L.; Wu, K.;** Revisiting Characteristic Impedance of Microstrip Line with a Self-Calibrated 3-D MoM Scheme; Microwave and Guided Wave Letters 8 No. 2; 1998; S. 87-89
- [28] **Itoh T.;** Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures; Wiley & Sons; 1989
- [29] **Collin R. E.;** Field Theory of Guided Waves; IEEE Press; 2. Auflage 1990
- [30] **Strassacker G., Strassacker P.;** Analytische und numerische Methoden der Feldberechnung; B. G. Teubner; 1993
- [31] **Schulz U.;** Die Methode der Geraden - ein neues Verfahren zur Berechnung planarer Mikrowellenstrukturen; Dissertation, Fernuniversität Gesamthochschule Hagen; 1980
- [32] **Schmückle, F.J.; Pregla, R.;** The Method of Lines for the Analysis of Lossy Planar Waveguides; IEEE MTT 38 No. 10; 1990; S. 1473-1479
- [33] **Schmückle, F.J.; Pregla, R.;** The Method of Lines for the Analysis of Planar Waveguides with Finite Metallization Thickness; IEEE MTT 39 No. 1; 1991; S. 107-111
- [34] **Schulz U.;** On the Edge Condition with the Method of Lines in Planar Waveguides; AEÜ Band 34 Heft 4; 1980; S. 176-178
- [35] **Lücke, T.;** Numerische Berechnung der Ausbreitungskonstanten und der Feldverteilung von offenen und geschlossenen, verlustbehafteten Mikrostreifenleitungen; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1994
- [36] **Mehran, R.;** The Frequency-Dependent Scattering Matrix of Microstrip Right-Angle Bends, T-Junctions and Crossings; AEÜ Band 29; Heft 11; 1975; S. 454-460
- [37] **Ermert, H.;** Guiding and radiation characteristics of planar waveguides; Microwaves, Optics and Acoustics, Vol. 3 No. 2; 1979; S. 59-62
- [38] **Marquardt, J.;** Wellenausbreitung I, Manuskript zur gleichnamigen Vorlesung; Institut für Hochfrequenztechnik, Universität Hannover; 1997
- [39] **Philippow, E.;** Taschenbuch der Elektrotechnik; Hanser-Verlag; 1986
- [40] **Küpfmüller, K.;** Einführung in die theoretische Elektrotechnik; Springer-Verlag; 1988

- [41] **Ueberschaer, F.**; Messung des frequenzabhängigen Wellenwiderstandes von Mikrostreifenleitungen; Dissertation, Institut für Hochfrequenztechnik, Universität Hannover; 1986
- [42] **Chapman, A. G., Aitchison, C. S.**; A Broadband Model for a Coaxial-to-Stripline Transition; IEEE MTT 28 No. 2; 1980; S. 130-136
- [43] **Majewski, M. L., u.a.**; Modeling and Charakterisation of Microstrip-to-Coaxial Transitions; IEEE MTT 29 No. 8; 1981; S. 799-805
- [44] **Ajose, S. O., Mathews, N. A.**; Equivalent Circuit of Coaxial-to-Microstrip Connector over the 8-12 GHz Range; Electronic Letters Vol. 13 No. 16; 1977; S. 465-466
- [45] **Getsinger, W. J.**; Measurement of the Charakteristic Impedance of Microstrip over a wide Frequency Range; IEEE MTT-S Digest; 1982; S. 342-344
- [46] **N. N.**; hp 85180A High-Frequency Structure Simulator; User's Reference; Release 3.0; Hewlett-Packard; 1994
- [47] **Chen, T. S.**; Determination of the capacitance, inductance and characteristic impedance of rectangular lines; IRE MTT 8; S. 510-519; 1960
- [48] **Weil, C.**; Thr Charakteristic Impedance of Rectangular Transmission Lines with Thin Center Conductor and Air Dielectric; IEEE MTT 26 No. 4; 1978; S. 238-242
- [49] **Lee, J.; u.a.**; Full-Wave Analysis of Dielectric Waveguides Using Tangential Vector Finite Elements; IEEE MTT 39 No. 8; 1991; S. 1262-1271
- [50] **Pauw, L.J.**; The Radiation of Electromagnetic Power by Microstrip Configurations; IEEE MTT 25 No. 9; S. 719-725; 1977
- [51] **Zinke, O., Brunswig, H.**; Hochfrequenztechnik 1; Springer Verlag; 5. Auflage; 1995
- [52] **N. N.**; MicroWaveLab; User's Guide; Ansoft Corporation; Version 2; 1995
- [53] **Schnabel, T.**; Numerische Berechnung der Streuparameter eines Überganges von einer Koaxial- auf eine Mikrostreifenleitung; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1995
- [54] **Haffa, S., u.a.**; The Finite Difference Method for S-Parameter Calculation of Arbitrary Three-Dimensional Structures; IEEE MTT 40 No. 8; 1992; S. 1602-1609
- [55] **Hollmann, D., u.a.**; S-Parameter Calculation of Arbitrary Three-Dimensional Lossy Structures by Finite-Difference Method; Proc. Int. Conf. on Directions in Electromagnetic Wave Modeling; 1991; S. 379-386

- [56] **Christ, A.**; Streumatrixberechnung mit dreidimensionalen Finite-Differenzen für Mikrowellen-Chip-Verbindungen und deren CAD-Modelle; Fortschrittsberichte VDI; VDI Verlag; Nr. 31; 1988
- [57] **Christ, A., Hartnagel, H.**; Three-Dimensional Finite-Difference Method for the Analysis of Microwave-Device Embedding; IEEE MTT 35 No. 8; 1987; S. 688-696
- [58] **Pues, H. F., Van De Capelle, A. R.**; Computer-Aided experimental Characterisation of Microstrip-to-Coaxial Transitions; Conference Proceedings; 14th European Microwave Conference; 1984; S. 137-141
- [59] **Baumer, C., u.a.**; Reflexionsarme Übergänge von Koaxialleitung auf Mikrostreifen- und Suspended-Substrate-Leitung in einfacher Bauform; Mikrowellen & HF Magazin, Vol. 15 No.1; 1989; S. 62-66
- [60] **Alaydrus, M.**; Beschreibung von Übergängen zwischen Koaxial- und Mikrostreifenleitungen bei hohen Frequenzen durch Ersatzschaltbilder; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1996
- [61] **Jakoblew, S.**; Untersuchungen zum dynamischen Wellenwiderstand von Mikrostreifenleitungen; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1996
- [62] **Aarts, E., Korst, J.**; Simulated Annealing and Boltzmann Machines; John Wiley & Sons; 1989
- [63] **Kirkpatrick, S., u.a.**; Optimization by Simulated Annealing; IBM Research Report; 1982
- [64] **N.N.**; HP 8510C Family Network Analyzer, Technical Specifications; Hewlett Packard; 1996
- [65] **N.N.**; HP 8510C Network Analyzer, Operating and Programming Manual; Hewlett Packard; 1991
- [66] **Kühne, R.**; Feldtheoretische Untersuchungen an Übergängen von Koaxial- auf Mikrostreifenleitungen; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1996
- [67] **Meyer, F.O.**; Feldtheoretische und meßtechnische Untersuchungen zum dynamischen Wellenwiderstand von Mikrostreifenleitungen; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1997
- [68] **Fürstenberg, T.**; Untersuchungen zur Streuparametermessung an Leitungsübergängen; Studienarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1996

- [69] **Kindler, K.**; Methoden zur Streifenleiterkalibrierung automatischer Netzwerkanalysatoren; Dissertation, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1986
- [70] **Henderson, A, u.a.**; Design of microstrip antenna feeds; IEE Proceedings Vol. 128 Pt. H No. 1; 1981; S. 19-25
- [71] **Kompa, G., Mehran, R.**; Planar Waveguide Model for Microstrip Components; Electronic Letters Vol. 11; 1975; S. 459-460
- [72] **Frickey, D. A.**; Conversions between S, Z, Y, h, ABCD, and T Parameters which are valid for complex source and loaded impedance; IEEE MTT 42 No. 2; 1994; S. 205-211
- [73] **Menzel, W.**; Network-Analyser Reflection Measurements of Microstrip Circuits not requiring exactly reproducible Coaxial-to-Microstrip Transitions; Electronics Letters Vol. 12 No.14; 1976; S. 351-353
- [74] **Olbrich, G. R., Hartmann, M.**; Microstrip Sliding Load; Frequenz Band 36 Nr. 11; 1982; S. 295-301
- [75] **Hauwermeiren, L. V.; u.a.**; A New De-Embedding Technique for On-Board Structures Applied to the Bandwith Measurement of Packages; IEEE MTT 16 No. 3; 1993; S. 300-303
- [76] **Zhu, L.; Wu, K.**; Characterization of Unbounded Multiport Microstrip Passive Circuit Using an Explicit Network-Based Method of Moments, IEEE MTT 45 No. 12; 1997; S. 2114-2124
- [77] **Herschmann, R.**; Ermittlung der charakteristischen Impedanz von Mikrostreifenleitungen aus den Streuparametern von Übergängen auf Koaxialleitungen; Studienarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1997
- [78] **von Behren, M.**; Untersuchungen zur meßtechnischen und numerischen Bestimmung des Wellenwiderstandes einer Mikrostreifenleitung; Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover; 1997

## A.1 Umrechnung zwischen den Streu- und den Kettenparametern

Die Umrechnung zwischen Streu- und Kettenparametern ist durch die folgenden Gleichungen gegeben [72].  $\underline{Z}_{Li}, i = 1, 2$  steht dabei für den Wellenwiderstand der Leitung  $i$ .

$$\underline{A} = \frac{(\underline{Z}_{L1}^* + \underline{S}_{11} \underline{Z}_{L1})(1 - \underline{S}_{22}) + \underline{S}_{12} \underline{S}_{21} \underline{Z}_{L1}}{\underline{N}_{ABCD}} \quad (\text{A.1})$$

$$\underline{B} = \frac{(\underline{Z}_{L1}^* + \underline{S}_{11} \underline{Z}_{L1})(\underline{Z}_{L2}^* + \underline{S}_{22} \underline{Z}_{L2}) - \underline{S}_{12} \underline{S}_{21} \underline{Z}_{L1} \underline{Z}_{L2}}{\underline{N}_{ABCD}} \quad (\text{A.2})$$

$$\underline{C} = \frac{(1 - \underline{S}_{11})(1 - \underline{S}_{22}) - \underline{S}_{12} \underline{S}_{21}}{\underline{N}_{ABCD}} \quad (\text{A.3})$$

$$\underline{D} = \frac{(\underline{Z}_{L2}^* + \underline{S}_{22} \underline{Z}_{L2})(1 - \underline{S}_{11}) + \underline{S}_{12} \underline{S}_{21} \underline{Z}_{L2}}{\underline{N}_{ABCD}} \quad (\text{A.4})$$

$$\underline{N}_{ABCD} = 2 \underline{S}_{21} \sqrt{\text{Re}\{\underline{Z}_{L1}\} \text{Re}\{\underline{Z}_{L2}\}} \quad (\text{A.5})$$

$$\underline{S}_{11} = \frac{\underline{A} \underline{Z}_{L2} + \underline{B} - \underline{C} \underline{Z}_{L1}^* \underline{Z}_{L2} - \underline{D} \underline{Z}_{L1}^*}{\underline{N}_s} \quad (\text{A.6})$$

$$\underline{S}_{12} = \frac{2(\underline{A} \underline{D} - \underline{B} \underline{C}) \sqrt{\underline{R}_1 \underline{R}_2}}{\underline{N}_s} \quad (\text{A.7})$$

$$\underline{S}_{21} = \frac{2 \sqrt{\underline{R}_1 \underline{R}_2}}{\underline{N}_s} \quad (\text{A.8})$$

$$\underline{S}_{22} = \frac{-\underline{A} \underline{Z}_{L2}^* + \underline{B} - \underline{C} \underline{Z}_{L1} \underline{Z}_{L2}^* + \underline{D} \underline{Z}_{L1}}{\underline{N}_s} \quad (\text{A.9})$$

$$\underline{N}_s = \underline{A} \underline{Z}_{L2} + \underline{B} - \underline{C} \underline{Z}_{L1} \underline{Z}_{L2} + \underline{D} \underline{Z}_{L1} \quad (\text{A.10})$$

## A.2 Näherungslösungen für die effektive Dielektrizitätskonstante und den Wellenwiderstand

Die Berechnung des Wellenwiderstandes der offenen Mikrostreifenleitung, die von Hammerstad und Jensen veröffentlicht wurde [6], geht von einem LSE-Dispersionsmodell aus. Die Abmessungen der Bandleitungen wurden dabei so gewählt, daß die effektiven relativen Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon_{r,eff}(f)$  der zwei Leiter näherungsweise gleich sind. Hierzu wird zunächst der statische Wert der effektiven relativen Dielektrizitätskonstante und des Wellenwiderstandes angepaßt. Der Verlauf über der Frequenz wird anschließend an numerische Ergebnisse approximiert. Für die statische Analyse mit der Streifenleiterdicke  $t = 0$  folgt zunächst:

$$\varepsilon_{r,eff}(w) = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + 10 \frac{h}{w}\right)^{-f_2 f_3} \quad (\text{A.11})$$

$$Z_{L0} = 60 \ln \left( \frac{f_1 h}{w} + \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{w}\right)^2} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$f_1 = 6 + (2\pi - 6) e^{-(30,666 h/w)^{0,7528}} \quad (\text{A.13})$$

$$f_2 = 1 + \frac{1}{49} \ln \left( \frac{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + \left(\frac{w}{52h}\right)^2}{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + 0,432} \right) + \frac{1}{18,7} \ln \left( 1 + \frac{w}{18,1 h} \right)^3 \quad (\text{A.14})$$

$$f_3 = 0,564 \left( \frac{\varepsilon_r - 0,9}{\varepsilon_r + 3} \right)^{0,053}. \quad (\text{A.15})$$

Die endliche Leiterdicke der Mikrostreifenleitung wird durch die folgenden Korrekturfaktoren berücksichtigt:

$$w_{eq,ZL} = w + \Delta w_{t,ZL} \quad (\text{A.16})$$

$$w_{eq,0} = w + \Delta w_{t,0} \quad (\text{A.17})$$

$$\Delta w_{t,0} = \frac{t}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{4e}{\frac{t}{h} \coth^2 \left( \sqrt{6,517} \frac{w}{h} \right)} \right) \quad (\text{A.18})$$

$$\Delta w_{t,ZL} = \frac{\Delta w_{t,0}}{2} \left( 1 + \frac{1}{\cosh \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \right). \quad (\text{A.19})$$

Damit ergeben sich die statischen Größen zu:

$$\varepsilon_{r,eff,stat} = \varepsilon_{r,eff}(w_{eq,ZL}) \left( \frac{Z_{L0}(w_{eq,0})}{Z_{L0}(w_{eq,ZL})} \right)^2 \quad (\text{A.20})$$

$$Z_L(0) = \frac{Z_{L0}(w_{eq,ZL})}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}(w_{eq,ZL})}}. \quad (\text{A.21})$$

Auf der Basis der statischen Analyse berechnet sich der dynamische Wellewiderstand und die effektive relative Dielektrizitätskonstante zu:

$$\varepsilon_{r,eff}(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r,eff,stat}}{1 + G_1 \left(\frac{f}{f_{p1}}\right)^2} \quad (\text{A.22})$$

$$f_{p1} = \frac{c_0 Z_L(0)}{2 h \eta_0} \quad (\text{A.23})$$

$$G_1 = \frac{\pi^2(\varepsilon_r - 1)}{12 \varepsilon_{r,eff,stat}} \sqrt{\frac{Z_L(0)}{60 \Omega}} \quad (\text{A.24})$$

$$Z_{\varepsilon_{r,eff}}(f) = Z_L(0) \sqrt{\frac{\varepsilon_{r,eff,stat}}{\varepsilon_{r,eff}}} \frac{\varepsilon_{r,eff} - 1}{\varepsilon_{r,eff,stat} - 1}. \quad (\text{A.25})$$

### A.3 Bestimmung von Einbettungsnetzwerken

Die Bestimmung der Streuparameter eines Zweitores mit Anschlüssen in Mikrostreifenleitungstechnik ist in der Mikrowellentechnik ein häufig auftretendes Problem. Stehen nur koaxiale Meßtore zur Verfügung, so muß das Streuverhalten der Übergänge von den koaxialen Anschlußleitungen auf die Mikrostreifenleitungen berücksichtigt werden. Dieses läßt sich mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes aus konzentrierten Elementen beschreiben. Entsprechend dem Vorgehen in Kapitel 3 kann aus dem Ersatzschaltbild mit der Kenntnis der Wellenwiderstände der Anschlußleitungen eine Kettenparametermatrix bestimmt werden (vgl. Tabelle 3.2). Sind zusätzlich Leitungslängen zu berücksichtigen, muß die zugehörige komplexe Ausbreitungskonstante bekannt sein.

Die Kettenparametermatrix des Meßobjektes ergibt sich aus der Multiplikation der Kettenparametermatrix der gesamten Anordnung mit der inversen des Überganges der jeweiligen Seite. Hieraus kann mit Kenntnis des Wellenwiderstandes der Mikrostreifenleitung durch einfache Umrechnung die gesuchte Streuparametermatrix des Zweitores bestimmt werden (vgl. Anhang A.1).

Im folgenden werden die Ersatzschaltbilder vorgestellt, die das Streuverhalten der handelsüblichen Übergänge OSM 244-4A (Übergang 4) und OSM 244-6 (Übergang 6) auf die Leitung 1 beschreiben. Die Struktur der Ersatzschaltbilder leitet sich zunächst aus den physikalischen Gegebenheiten der Übergänge ab, die aus einer koaxialen Anschlußleitung und einem Übergang auf eine weitere, im Querschnitt veränderte Koaxialleitung bestehen. Hieran schließt sich der verlängerte und im Querschnitt reduzierte Innenleiter an, der die Mikrostreifenleitung kontaktiert (vgl. Abbildungen 3.4 und 3.5). Die Koaxialleitungen werden im Ersatzschaltbild durch Leitungen mit ihren charakteristischen Größen wiedergegeben, zu denen die Ausbreitungskonstante und der Wellenwiderstand gehören. Die Feldverzerrungen im Bereich der Übergänge auf die zweite Koaxialleitung und auf die Mikrostreifenleitung lassen sich durch jeweils zwei konzentrierte Ersatzschaltbildelemente, eine Induktivität und eine Kapazität beschreiben. Die Struktur der Ersatzschaltbilder ist in Abbildung A.1 dargestellt. Die charakteristischen Größen der

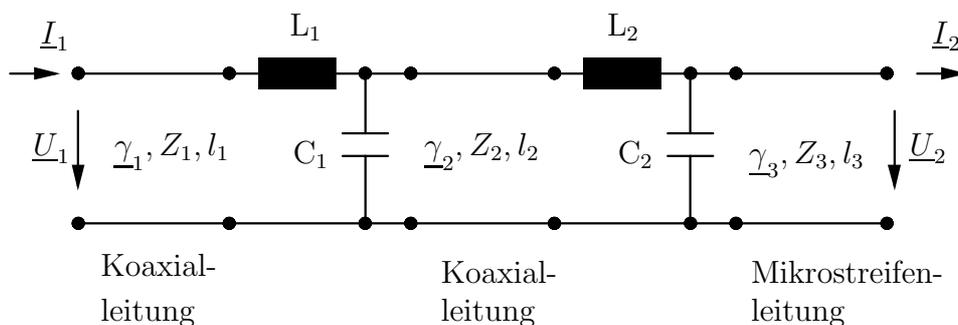


Abbildung A.1: Ersatzschaltbildstruktur der Übergänge 4 und 6

einzelnen Leitungsabschnitte sind die komplexe Ausbreitungskonstante  $\underline{\gamma}_i$ , der Wellenwiderstand  $Z_i$  und die Länge  $l_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ).

Die Werte der Ersatzschaltbildelemente ergeben sich mit dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Verfahren. Dabei wird der frequenzabhängige Wellenwiderstand der Leitung 1 vorausgesetzt, der in dem Abschnitt 6.1 ermittelt wurde. Die Bestimmung des Wellenwiderstandes auf der Basis des Überganges 4 und des Überganges 6 ist dagegen nicht möglich. Allein durch das Vertauschen der Reihenfolge der Induktivität und der Kapazität eines Leitungssprunges ergibt sich eine Unsicherheit, die für den Übergang 4 größer als  $15 \Omega$  und für den Übergang 6 größer als  $3 \Omega$  ist. In Kapitel 6 wurde eine deutlich höhere Genauigkeit der Bestimmung des Wellenwiderstandes erreicht. Die Werte der Ersatzschaltbildelemente, die der Tabelle A.1 zu entnehmen sind, ergeben sich aus der Streuparameteranpassung für den Frequenzbereich bis 20 GHz. Der Vergleich mit den in Kapitel 6 ermittelten Ersatzschaltbildelementen zeigt ebenfalls, daß die Übergänge 4 und 6 aufgrund der deutlich größeren Summe der Beträge der Ersatzschaltbildelemente für die Wellenwiderstandsbestimmung ungeeignet sind.

	$L_1$ [nH]	$C_1$ [pF]	$L_2$ [nH]	$C_2$ [pF]
Übergang 4	0,168	0,102	0,286	0,072
Übergang 6	-0,095	0,004	0,071	0,043

Tabelle A.1: Werte der Ersatzschaltbildelemente zu den Übergängen 4 und 6

Die Verläufe der Streuparameter  $\underline{S}_{11}$  und  $\underline{S}_{22}$  der realen Anordnung und der Ersatzschaltbilder sind in den Abbildungen A.2 und A.3 in der komplexen Reflexionsfaktorebene gegeben. Die Kurven entfernen sich mit wachsender Frequenz vom Ursprung des Koordinatensystems, die maximale Frequenz beträgt 20 GHz. Auf die Darstellung des Streuparameters  $\underline{S}_{12}$  wird hier verzichtet. Die Kurven verlaufen für tiefe Frequenzen nahezu exakt auf dem Außenkreis des Smith-Diagrammes für passive Komponenten und stimmen für die realen Übergänge und die Ersatzschaltbilder sehr gut überein. Hieraus ergibt sich, daß die Ersatzschaltbilder nach Abbildung A.1 bzw. Tabelle A.1 das Streuverhalten der Übergänge 4 und 6 sehr gut beschreiben und für ein Schaltungsdesign oder zur Bestimmung eines Einbettungsnetzwerkes zugrunde gelegt werden können. Das Fehlerkriterium  $\zeta$  nach Gl. (3.2) ergibt sich für den Übergang 4 zu 0,0051 und für den Übergang 6 zu 0,0084. Hierdurch wird ebenfalls bestätigt, daß die Ersatzschaltbilder das Streuverhalten der realen Anordnung in guter Näherung sehr breitbandig wiedergeben.

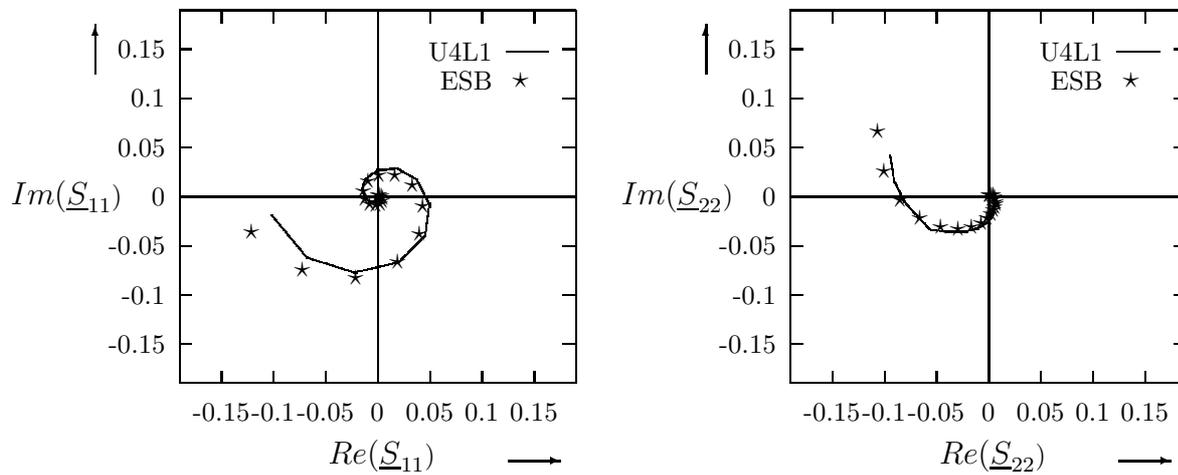


Abbildung A.2: Streuparameter des Ersatzschaltbildes und des realen Überganges 4

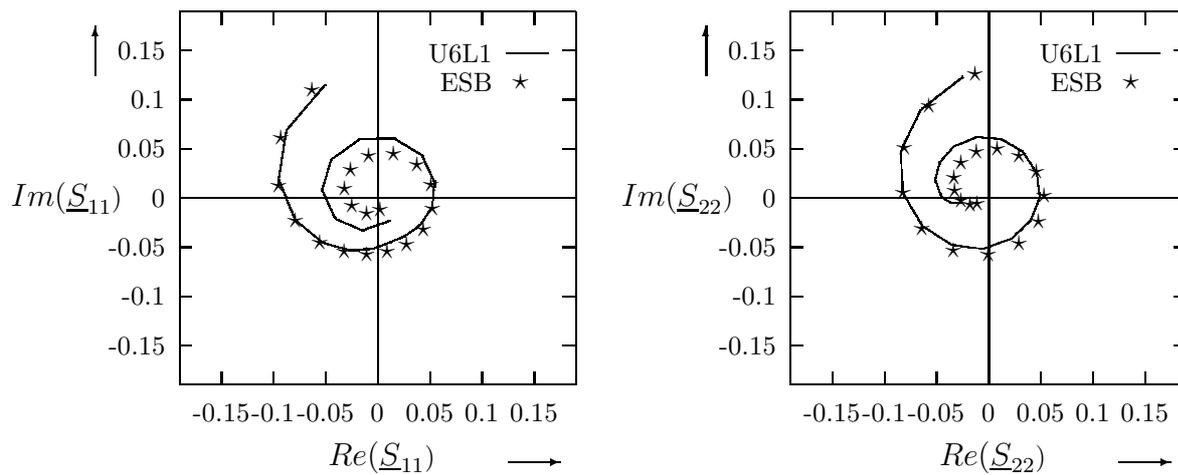


Abbildung A.3: Streuparameter des Ersatzschaltbildes und des realen Überganges 6

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Jens Passoke
Familienstand	ledig
Geburtstag, Ort	20. April 1968 in Hoya
Eltern	Helmut und Ruth Passoke, geb. Bartnitzki

## Schul Ausbildung

1974 - 1978	Grundschule Eystrup
1978 - 1980	Orientierungsstufe Hoya
1980 - 1987	Gymnasium am Wall in Verden
Mai 1987	Erwerb der allgemeinen Hochschulreife

## Studium

Okt. 1987 - Nov. 1993	Studium der Elektrotechnik an der Universität Hannover, Schwerpunkt Hochfrequenztechnik, Praktika bei den Firmen VEMAG in Verden, ke Kommunikations GmbH & Co in Hannover, Telekom Gebietsvertretung Hannover
Jul. 1990 - Jun. 1992	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Hochfrequenztechnik
Nov. 1993	Abschluß der Diplomhauptprüfung, Fachrichtung Hochfrequenztechnik

## Berufliche Laufbahn

seit Jan. 1994	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover
----------------	---