

**Ein zirkular polarisierter Breitbandstrahler  
für den Einsatz in planaren Gruppenantennen**

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor-Ingenieur**

genehmigte

**Dissertation**

von

**Dipl.-Ing. Oliver Büchel**

geboren am 26. Juli 1967 in Buxtehude

2003

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. J. Marquardt

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Garbe

Tag der Promotion: 20. Oktober 2003

## Abstract

Büchel, Oliver:

### **Ein zirkular polarisierter Breitbandstrahler für den Einsatz in planaren Gruppenantennen**

In der vorliegenden Arbeit wird ein zirkular polarisierter Breitbandstrahler für den Einsatz in planaren Gruppenantennen entwickelt, dessen Betriebsfrequenzbereich sich von 10 GHz bis 20 GHz erstreckt und somit den satellitengestützten Fernseh- und Radioempfang im X-Band, sowie die Nutzung breitbandiger Satellitendienste im Ku- und K-Band ermöglicht.

Zur Einhaltung der für moderne Dienstgüten erforderlichen Polarisationsreinheit werden feldtheoretische Betrachtungen zur Synthese strahlender Strukturen mit zirkularer Polarisation in einer definierten Hauptstrahlungsrichtung durchgeführt. In diesem Zusammenhang werden allgemein symmetrische Mehrarmantennen und speziell vierarmige Antennenstrukturen betrachtet. Die hinsichtlich der Bandbreite des Einzelstrahlers vorgestellten Prinzipien frequenzunabhängiger Antennen und selbstkomplementärer Strukturen führen auf die im weiteren Verlauf der Arbeit ausschließlich betrachteten vierarmigen Spiralantennen.

In einer Parameterstudie erfolgt ein bezüglich Impedanz- und Strahlungseigenschaften bewertender Vergleich archimedischer und winkelkonstanter Spiralantennen. Dieser erlaubt eine in der Literatur bisher nicht gegebene Klassifizierung beider Antennentypen für den Betrieb im sogenannten  $\lambda$ -Mode, unter Benennung der einheitlichen Geometrieparameter einer im Freiraum und über Grundmetallisierung optimalen winkelkonstanten Spiralantenne.

Bei den in Mikrostreifenleitungstechnik realisierten Spiralantennen verschlechtern sich die Impedanz- und Strahlungseigenschaften durch die frequenzabhängige elektrische Weglänge zwischen der Spiral- und der Grundmetallisierung. Um die störenden Grundmetallisierungseinflüsse zu mindern wird ein in dieser Form erstmals vorgestelltes Verfahren basierend auf der reflektiven Wirkungsweise frequenzselektiver Strukturen verwendet.

Zur Anregung der Spiralantennen wird ein Speisetzwerk in Triplate-Leitungstechnik entwickelt, dessen Modenreinheit maßgeblich durch einen neuartigen Phasenschieber erreicht wird. Die simulierten Strahlungseigenschaften ausgesuchter Antennenanordnungen werden durch Messungen in einer echofreien Antennenmesskammer verifiziert. Abschließend werden die grundlegenden Verkopplungseigenschaften vierarmiger, winkelkonstanter Spiralantennen diskutiert.

Schlagwörter: zirkulare Polarisation, Spiralantennen, Verkopplung

## Abstract

Büchel, Oliver:

### **Circularly Polarized Broadband Radiator for Use in Planar Antenna Arrays**

In this paper, a broadband radiator is designed to operate with circular polarization for use in planar antenna arrays. Its operating frequency ranges from 10 GHz to 20 GHz and thus enables satellite television and radio reception in the X-band. Furthermore, broadband satellite services in both the Ku- and K-bands can be utilized.

In order to achieve the polarization purity required for state-of-the-art service qualities, theoretical research on the synthesis of circularly polarized radiators in one defined primary transmitting direction is carried out. To this end, first symmetrical multiarm antennas are examined in general, followed by examining fourarm antennas, in particular. With regard to the bandwidths of single radiating elements, the principles of frequency-independent antennas and selfcomplementary structures are introduced. These principles then lead to fourarm spiral antennas which are the main object of discussion in the further course of this paper.

In a parameter study, archimedean and equiangular spiral antennas are compared relating to their input impedances and radiation characteristics. In so doing, a classification of both antenna types operating in the so-called lambda mode is compiled which could not be found in the relevant literature until now. For this, the uniform geometrical parameters of an equiangular spiral antenna exhibiting optimum behavior in free space as well as in the state of ground metallization can be specified.

Input impedances and radiation characteristics of microstrip spiral antennas deteriorate due to the frequency-dependent electrical length between spiral and ground metallization. In order to mitigate the impairing effects of ground metallization, a novel procedure is used which is based on the reflective behavior of frequency-selective structures.

In order to excite the spiral antennas, a feed network in triplate transmission line technique is developed, the modal purity of which is primarily achieved by using a new type of phase shifter. The simulated radiation characteristics of certain selected antenna systems are verified via pattern measurements in an anechoic chamber. Finally, the basic mutual coupling characteristics of fourarm, equiangular spiral antennas are discussed.

Keywords: circular polarization, spiral antennas, mutual coupling

# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen und Abkürzungen.....</b>	<b>iii</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
<b>2 Strukturen zur Anregung zirkular polarisierter Fernfelder.....</b>	<b>5</b>
2.1 Feldlösungen und Eigenwellen im Fernfeld .....	5
2.1.1 Fernfelddarstellung durch Kugelwellen .....	5
2.1.2 Eigenschaften der Eigenwellen.....	8
2.1.3 Polarisationsverhalten des Eigenwellenspektrums $ m =1$ .....	12
2.2 Symmetrische Mehrarmantennen .....	18
2.2.1 Eigenwellen symmetrischer Mehrarmantennen .....	19
2.2.2 Resultierende Antennenstrukturen.....	21
<b>3 Breitband-Antennen.....</b>	<b>22</b>
3.1 Frequenzunabhängige Antennen .....	22
3.1.1 Prinzipien der Frequenzunabhängigkeit aller Antennenkenngrößen.....	22
3.1.2 Prinzip der frequenzunabhängigen Eingangsimpedanz planarer Strukturen .....	27
3.2 Planare Spiralantennen .....	30
3.2.1 Winkelkonstante Spiralantennen .....	31
3.2.2 Archimedische Spiralantennen .....	32
3.2.3 Strahlende Zonen und Anregungsmoden.....	34
3.2.4 Strahlungseigenschaften .....	39
<b>4 Archimedische versus winkelkonstante Spiralantennen.....</b>	<b>42</b>
4.1 Spiralantennen im Freiraum .....	43
4.1.1 Variation der Geometrie-Parameter bei Innenspeisung der Antennen .....	43
4.1.2 Auswertung und Fazit.....	62
4.2 Spiralantennen über Grundmetallisierung .....	63
4.2.1 Variation der Geometrie-Parameter bei Innenspeisung der Antennen .....	64
4.2.2 Variation der Geometrie-Parameter bei Außenspeisung der Antennen .....	68
4.3 Auswertung und Fazit.....	71

<b>5 Minderung der Grundmetallisierungseinflüsse in planaren Antennenstrukturen.....</b>	<b>77</b>
5.1 Frequenzselektive Oberflächen.....	77
5.1.1 Resonatoren mit kreisförmiger Geometrie.....	79
5.1.2 Längsstrahler mit strahlungerregten Kreisringresonatoren.....	81
5.2 Spiralantennen mit kreisförmigen Ringresonatoren.....	84
5.2.1 Anforderungen an den Aufbau einer Gruppenanordnung.....	84
5.2.2 Variation der Geometrie-Parameter.....	85
5.3 Auswertung und Fazit.....	96
<b>6 Speisetzwerk der Spiralantennen.....</b>	<b>99</b>
6.1 Systemkonzept des Speisetzwerks.....	99
6.2 Komponenten des Speisetzwerks.....	101
6.2.1 Wilkinson-Leistungsteiler.....	102
6.2.2 Schiffman-Phasenschieber.....	104
6.3 Analyse des gesamten Speisetzwerks.....	108
<b>7 Aufbau und Ergebnisse.....</b>	<b>113</b>
7.1 Speisetzwerk der Spiralantennen.....	113
7.2 Planare Spiralantennen.....	119
7.2.1 Eingangsimpedanz der Spiralarms.....	121
7.2.2 Spiralantenne über Grundmetallisierung.....	124
7.2.3 Spiralantenne mit rückwärtigem Mikrowellenabsorber.....	130
7.2.4 Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren.....	133
7.2.5 Frequenzgang charakteristischer Strahlungskenngrößen.....	138
7.3 Verkopplungseigenschaften der Spiralantennen.....	140
<b>8 Zusammenfassung.....</b>	<b>144</b>
<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>148</b>
<b>A Anhang.....</b>	<b>152</b>
A.1 Kreisförmige Resonatoren in Mikrostreifenleitungstechnik.....	152
A.1.1 Feldlösungen und Eigenwellen der Kreisscheibenresonatoren.....	152
A.1.2 Feldlösungen und Eigenwellen der Kreisringresonatoren.....	157
A.1.3 Anforderungen an passive Resonatorelemente für deren Einsatz in zirkular polarisierten Wellenfeldern.....	161
<b>Lebenslauf.....</b>	<b>165</b>

## Formelzeichen und Abkürzungen

$A$	Dreh- bzw. Symmetrieachse
$\vec{A}$	magnetisches Vektorpotential
$\underline{A}_r, \underline{A}_\vartheta, \underline{A}_\varphi$	Komponenten des magnetischen Vektorpotentials im Kugelkoordinatensystem
$\underline{A}_{nm}, \underline{C}_{nm}$	Gewichtungskoeffizienten
$AR(\vartheta, \varphi)$	Achsenverhältnis, Verhältnis von Haupt- zur Nebenachse der Polarisationsellipse
$a$	Wachstumsrate der Spiralkontur bzw. -antenne
$C$	Konturterm der ebenen Mehrarmantenne
$\vec{C}(\vartheta, \varphi)$	Strahlungscharakteristik
$\underline{C}_\vartheta, \underline{C}_\varphi$	Komponenten der Strahlungscharakteristik im Kugelkoordinatensystem
$\underline{C}_r, \underline{C}_l$	rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Komponente der Strahlungscharakteristik
$\underline{C}_{nm}^{r,l}, \underline{C}_{nmp}$	Gewichtungskoeffizienten der rechts- bzw. linkszirkular polarisierten Eigenwelle
$\underline{c}_{1n}, \underline{c}_{2n}$	Gewichtungskoeffizienten der Hankelschen Funktionen
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit
$D$	je nach Zusammenhang Antennenrichtfaktor oder Abstand zweier Einzelstrahler in der Ebene
$D_{Antenne}$	Außendurchmesser der Spiralantenne
$d_{d \text{ bzw. } r}$	Interelementabstand der Direktoren bzw. Reflektoren einer Yagi-Uda-Antenne
$d$	je nach Zusammenhang Abstand zwischen Spiral- und Grundmetallisierung oder Ringresonator- und Grundmetallisierung
$[E]$	Einheitsmatrix
$\vec{E}$	elektrischer Feldstärkevektor
$\vec{E}_{LHCP \text{ bzw. } RHCP}$	links- bzw. rechtszirkular polarisierte Komponente des elektrischen Feldstärkevektors
$\underline{E}_r, \underline{E}_\vartheta, \underline{E}_\varphi$	Komponenten der elektrischen Feldstärke im Kugelkoordinatensystem
$\underline{E}_r, \underline{E}_\varphi, \underline{E}_z$	Komponenten der elektrischen Feldstärke im zylindrischen Koordinatensystem
$\vec{e}_n$	Normaleneinheitsvektor

$\vec{e}_p$	Einheitsvektor der zirkular polarisierten Feldkomponente nach Winterfeld $p = \pm 1$
$\vec{e}_r, \vec{e}_\vartheta, \vec{e}_\varphi$	Einheitsvektoren im Kugelkoordinatensystem
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$	Einheitsvektoren im kartesischen Koordinatensystem
$f$	Frequenz
$f_m$	Betriebsmittelfrequenz
$f_{\max}$ bzw. $f_{\min}$	obere bzw. untere Frequenzgrenze
$f_{res}$	Resonanzfrequenz
$f_{TE}$	Grenzfrequenz des niedrigsten TE-Modes der Streifenleitung
$G$	Antennengewinn
$\overline{G}$	arithmetischer Mittelwert des frequenzabhängigen Antennengewinns
$\Delta G_{pp}$	Schwankungsbreite des frequenzabhängigen Antennengewinns
$g$	Standardabweichung des frequenzabhängigen Antennengewinns
$\vec{H}$	magnetischer Feldstärkevektor
$\underline{H}_r, \underline{H}_\varphi, \underline{H}_z$	Komponenten der magnetischen Feldstärke im zylindrischen Koordinatensystem
$\underline{H}_{n+1/2}^{(1) \text{ bzw. } (2)}(x)$	Hankelsche Funktion erster Art bzw. zweiter Art
$h$	Resonatorraumhöhe
$J_m(\beta \cdot r), J'_m(\beta \cdot r)$	Besselfunktion erster Art $m$ -ter Ordnung bzw. deren Ableitung
$j$	imaginäre Einheit
$K$	Skalierungsfaktor
$k$	je nach Zusammenhang Ordnung der strahlenden Zone oder logarithmisches Kopplungsmaß
$\underline{k}_n$	Quotient der Gewichtungskoeffizienten $\underline{C}_{n\pm 1p}$
$L_g(r, \vartheta, \varphi)$	Gruppenfaktor
$L_{nmp}(\vartheta)$	vom Elevationswinkel $\vartheta$ abhängiger Term der zirkular polarisierten Eigenwelle
$L_w$	Spiralarmlänge
$l$	Länge
$l_{Dee}$	Deembeddinglänge
$l_d, l_r$	Länge des Direktor- bzw. Reflektorelements einer Yagi-Uda-Antenne
$M$	je nach Zusammenhang Phasenparameter oder Modenzahl



$m, n$	Ordnungszahl der zirkular polarisierten Eigenwelle im Antennenfernfeld
$N$	Anzahl der Arme einer Mehrarmantenne
$N_m(\beta \cdot r), N'_m(\beta \cdot r)$	Neumannfunktion der Ordnung $m$ bzw. deren Ableitung
$P_{\text{ein bzw. rad}}$	eingespeiste bzw. abgestrahlte Leistung
$P_n^{(m)}(x)$	zugeordnete Legendre Funktion
$p$	$p = 1$ bzw. $-1$ kennzeichnet die links- bzw. rechtszirkulare Polarisation
$Q$	quadratischer Mittelwert des frequenzabhängigen Imaginärteils der Spiralarmimpedanz
$R_{\text{Apertur}}$	Radius der Antennenapertur
$R$	ohmscher Widerstand
$r, \vartheta, \varphi$	Kugelkoordinaten
$\bar{r}(\varphi)$	mittlerer Spiralarmradius
$r_d \text{ bzw. } e$	Radius des Direktorelements bzw. der Erregerantenne einer Gruppenanordnung aus Ringresonatoren
$r_{\text{GND}}, d_{\text{GND}}$	Radius bzw. Durchmesser der Grundmetallisierungsaussparung
$r_i, r_a$	Innen- bzw. Außenradius eines Kreisringresonators
$r_m$	mittlerer Radius eines Kreisringresonators
$r_{i,n}(\varphi), r_{a,n}(\varphi)$	innerer bzw. äußerer Konturterm des $n$ -ten Spiralarmes
$r_{\text{max bzw. min}}$	aus der unteren Frequenzgrenze $f_{\text{min}}$ bzw. oberen Frequenzgrenze $f_{\text{max}}$ gefolgter Außen- bzw. Innenradius einer Spiralantenne
$r_0$	Anfangsradius der Spiralkontur bzw. -antenne
$r_{\text{Via}}, d_{\text{Via}}$	Radius bzw. Durchmesser der Durchkontaktierungsstifte (Vias)
$[S]$	Streumatrix
$S, S_{\text{max}}$	Strahlungsdichte bzw. maximale Strahlungsdichte
$S(\vartheta_0, \varphi_0)$	Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung
$\bar{S}$	arithmetischer Mittelwert der frequenzabhängigen Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung
$\Delta S_{pp}$	Schwankungsbreite der frequenzabhängigen Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung
$\underline{S}_{ij}$	Streuparameter mit Bezug auf Tor $i$ ausgehend von Tor $j$
$\underline{S}_{nm}^{r,l}, \underline{S}_{nmp}$	rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Eigenwelle
$s$	je nach Zusammenhang Standardabweichung der frequenzabhängigen Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung oder Stehwellenverhältnis

$t$	je nach Zusammenhang Zeit oder konfektionierte Schichtdicke des Mikrowellenlaminats RT/duroid®
$U_{Str}$	Umfang einer strahlenden Zone
$\underline{U}_0$	Quellenspannung
$[\underline{V}]$	Modenmatrix
$\underline{\vec{V}}^N$	allg. Anregungsvektor einer N-armigen Antennenstruktur
$\underline{\vec{V}}_M^N$	Anregungsvektor einer N-armigen Antennenstruktur im Mode $M$
$\underline{V}_0, \underline{V}_1, \dots, \underline{V}_{N-1}$	Quellenspannung zur Anregung des n-ten Antennenarms
$w$	je nach Zusammenhang Armbreite der Spiralantenne oder Metalisierungswerte der Streifenleitung
$x, y, z$	kartesische Koordinaten
$Z, Z'$	Torimpedanz der strahlenden Struktur bzw. des Komplements
$Z_{ein}$	Antenneneingangsimpedanz
$Z_L$	Leitungswellenwiderstand
$Z_M, Z'_M$	Eingangsimpedanz des Antennenarms bzw. des Komplements bei Anregung im Mode $M$
$Z_{n+1/2}(x)$	Zylinderfunktion der Ordnung $(n + 1/2)$
$Z_0$	Wellenwiderstand der gekoppelten Leitung
$Z_{0e}$ bzw. $Z_{0o}$	Gleich- bzw. Gegentaktwellenwiderstand
$\bar{Z}$	arithmetischer Mittelwert des frequenzabhängigen Realteils der Spiralarmimpedanz
$z$	Standardabweichung des frequenzabhängigen Realteils der Spiralarmimpedanz
$\beta$	Ausbreitungskonstante
$\delta$	Öffnungswinkel eines Spiralantennenarms
$\epsilon, \epsilon_0, \epsilon_r$	Permittivität, elektrische Feldkonstante, Permittivitätszahl
$\epsilon_{r, eff}$	effektive Permittivitätszahl
$\eta$	Freiraumwellenwiderstand
$\theta$	elektrische Länge
$\theta_{HW}$ bzw. $\theta_{HB}$	Halbwertswinkel bzw. -breite der Hauptstrahlungskeule
$(\vartheta_0, \varphi_0)$	je nach Zusammenhang Koordinaten zum Punkt zirkularer Polarisation oder Hauptstrahlungsrichtung
$\vartheta_{AR=3\text{ dB}}$	Elevationswinkel im Strahlungsdiagramm bei dem das Hauptachsenverhältnis der Polarisationsellipse 3 dB beträgt
$\vartheta_{Grenz}$	Grenzschenkwinkel der primären Hauptstrahlungsrichtung
$\lambda, \lambda_0$	Wellenlänge, Freiraumwellenlänge

$\lambda_{\max}$ bzw. $\lambda_{\min}$	mit der unteren Frequenzgrenze $f_{\min}$ bzw. oberen Frequenzgrenze $f_{\max}$ korrespondierende Wellenlänge
$\lambda_{res}$	Resonanzwellenlänge der Ringstruktur
$\mu, \mu_0, \mu_r$	Permeabilität, magnetische Feldkonstante, Permeabilitätszahl
$v$	Ausbreitungsgeschwindigkeit
$\xi$	je nach Zusammenhang äquivalenter Rotationswinkel in azimuthaler Richtung oder azimuthale Rotation der Resonatoreigenlösung
$\rho$	Kopplungsgrad
$\tau$	Abbildungsverhältnis logarithmisch-periodischer Strukturen
$\Phi$	je nach Zusammenhang azimuthaler Winkel oder Phase
$\varphi_0, \varphi_{\max}$	Anfangs- bzw. Endwinkel einer Spiralkontur bzw. -antenne
$\psi$	Schnittwinkel zwischen radialem Strahl und Spiraltangente
$\omega$	Kreisfrequenz $2 \cdot \pi \cdot f$
$\Omega$	je nach Zusammenhang Einheit Ohm oder Raumwinkel

### Abkürzungen

ADS	Advanced Design System
ANA	automatischer Netzwerkanalysator
CONCEPT II	Code for the Numerical Computation of Electromagnetic Processes for Thin Wire and Thin Shell Structures - Version 2
CP	kopolares Strahlungsfeld
FSS	frequenzselektive Struktur bzw. Oberfläche
GND	Grundmetallisierung
HNSE	Hughes Network System Europe
nt.tree	holländische Bildungsinitiative
K-Band	Hohlleiterband: 18 GHz - 27 GHz
Ku-Band	Hohlleiterband: 12 GHz - 18 GHz
LHCP	linkszirkulare Polarisation
LNA	rauscharmer Verstärker
Mess	Index zur Kennzeichnung der Messergebnisse
MoM	Methode der Momente
PA	Leistungsverstärker
PZP	Punkte zirkularer Polarisation
RHCP	rechtszirkulare Polarisation
RT/duroid <sup>®</sup>	Mikrowellenlaminat der Firma Rogers
Sim	Index zur Kennzeichnung der Simulationsergebnisse

SMA	Sub-Miniatur-A Standardstecker für Mikrowellenkomponenten und -systeme
SMD	oberflächenmontiertes Bauteil
TE	transversal elektrisch
TEM	transversal elektromagnetisch
TM	transversal magnetisch
UHF	Dezimeterwellen: 300 MHz - 3000 MHz
VHF	Meterwellen: 30 MHz - 300 MHz
VSWR	Stehwellenverhältnis
X-Band	Hohlleiterband: 8 GHz - 12 GHz
XP	kreuzpolares Strahlungsfeld
@	bei der Frequenz

### Mathematische Zeichen

$A^\Phi$	Rotationsoperator bzgl. der Achse $A$ und des Azimutwinkels $\Phi$
det	Determinante
Im	Imaginärteil
lim	Limes
Re	Realteil
$\hat{x}$	Amplitude
$\frac{x}{\bar{x}}$	komplex
$\bar{x}$	arithmetischer Mittelwert
$ x $	Betrag
$\Delta$	je nach Zusammenhang Differenz zweier Werte oder Laplace-operator
$\partial$	Differentialoperator

# 1 Einleitung

In vielen Medien wird oft von „neuen“ Breitband-Satellitendiensten berichtet. Dabei sind die Breitband-Dienste selbst gar nicht neu, sondern vielmehr die nun eingesetzten Technologien, die es ermöglichen, Breitband-Satellitendienste zu deutlich niedrigeren Kosten als bisher anzubieten. Satellitenempfang bedeutet daher keineswegs mehr nur die große Programmvielfalt im Wohnzimmer. Neben Fernseh- und Radioprogrammen werden zunehmend Multimediadienste und Internetdaten übertragen, sowie insbesondere firmeninterne Datenkommunikation abgewickelt.

Besonders in Regionen mit einer für schnelle und mengenintensive Datenübertragung ungeeigneten terrestrischen Infrastruktur ist die Satellitenkommunikation eine zukunftsweisende Alternative. So verbindet das Unternehmen Hughes Network Systems Europe (HNSE) im Auftrag der holländischen Bildungsinitiative nt.tree 800 niederländische Schulen über den Breitband-Satellitendienst Direcway mit dem Internet. Die satellitengestützte Datenübertragung bietet sich aber nicht nur im Bildungswesen an, sondern auch bei weltweit tätigen Unternehmen, die oftmals ein weit verzweigtes Filialnetz besitzen. In diesem Zusammenhang versorgt HNSE in Kooperation mit der Automotive Communication Services GmbH über 2800 Standorte der VW/Audi-Gruppe mit Direcway-Diensten über Satellit [Ren03].

Die Verbindung zum Satelliten erfolgt meistens über Reflektorantennen, die auf den Dächern privater Haushalte längst kein ungewohntes Bild mehr sind. In Deutschland verfügt in größeren Wohneinheiten häufig jeder Haushalt über seine eigene, für den Fernseh- und Radioempfang im X-Band (10,70 GHz bis 12,75 GHz) ausgelegte Reflektorantenne, die auf die Satelliten der Betreiberfirmen Astra und/oder Eutelsat ausgerichtet ist. Dieselben Satelliten unterstützen auch Multimedia-, Daten- und Internetdienste im Ku-Band (12,50 GHz bis 14,25 GHz), deren Empfang derzeit eine zusätzliche, für dieses Frequenzband konzipierte Antenne erfordert.

In manchen Wohngebieten beeinträchtigen allerdings die Antennen für den Satellitenrundfunk das Erscheinungsbild einiger Hausfronten erheblich, so dass für den Empfang von Breitband-Satellitendiensten der Bedarf nach Alternativen zur Reflektorantenne besteht. Ansätze hierzu liefert der Forschungsauftrag (Nr. 4160/45023) der Deutschen Telekom für den Entwurf einer optisch unauffälligen, flach an einer Hauswand integrierbaren und sich selbsttätig auf die Satelliten der Betreiberfirmen Astra und Eutelsat ausrichtenden Antenne, die keinerlei mechanischer Verstellung bedarf. Aus dieser, ausschließlich auf den Satellitenrundfunk abgestimmten Aufgabenstellung resultiert die Dissertation von G. Fischer [Fis97], der eine phasengesteuerte Gruppenantenne entwickelt hat, die neben der Formung und Schwenkung der Richtcharakteristik auch die Beeinflussung der vom Einfallswinkel abhängigen Polarisationssebene auf elektronischem Wege ermöglicht.

Eine Herausforderung beim Empfangssystem von Fischer stellt die Adaption der unterschiedlichen linearen Polarisationsrichtungen der ausgewählten Satelliten dar. Ein einfaches Umschalten zwischen einer fest vorgegebenen horizontalen und vertikalen Polarisation ist nicht möglich, dies würde zu einer unzureichenden Kreuzpolarisationsunterdrückung und somit zur Störung des Satellitenempfangs führen. Um die Polarisationsrichtung der Empfangsantenne elektronisch zu beeinflussen, favorisiert Fischer das Konzept einer alternierend aus rechts- bzw. linkszirkular polarisierten Einzelstrahlern zusammengesetzten Gruppenantenne. Durch die phasengesteuerte Überlagerung der orthogonal polarisierten Wellenfelder ist theoretisch jede beliebige Richtung der Linearpolarisation einstellbar. In der Praxis reduziert sich allerdings die Anzahl der möglichen Polarisationszustände durch die Verwendung wertediskreter Phasenschieber, die ohnehin in phasengesteuerten Gruppenantennen vorhanden sind. Das Konzept der zirkular polarisierten Einzelstrahler erlaubt darüber hinaus auch die Anpassung an zirkular bzw. elliptisch polarisierte Wellenfelder. Die Überlagerung der Wellenfelder orthogonal ausgerichteter Einzelstrahler mit linearer Polarisation ist hingegen nicht sinnvoll, weil für deren vektorielle Addition variable Dämpfungsglieder, die schaltungstechnisch nur schwer zu realisieren sind, oder regelbare HF-Verstärker, die zusätzliches Systemrauschen verursachen, benötigt werden.

Als besonders problematisch erweist sich die Bandbreite des von Fischer verwendeten planaren Einzelstrahlers, der den Betriebsfrequenzbereich der Gruppenantenne auf den Empfang des analogen Satellitenrundfunks (10,70 GHz bis 11,70 GHz) beschränkt. Diese Frequenzrestriktion bildet den Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit, in der ein zirkular polarisierter Breitbandstrahler für den Fernseh- und Radioempfang im X-Band, sowie für Breitband-Satellitendienste im Ku- und K-Band entwickelt wird. Mit einer Bandbreite von einer Oktave, konkret von 10 GHz bis 20 GHz, soll der planare Einzelstrahler in einer Gruppenantenne einsetzbar sein. Dies erfordert eine möglichst kleine Strahlerapertur, damit die primäre Hauptstrahlungsrichtung einer Gruppenanordnung über einen weiten Winkelbereich schwenkbar ist, ohne das sekundäre Hauptstrahlungsrichtungen in diesem Bereich auftreten. Des Weiteren wird eine quasi isotrope Strahlungscharakteristik des Einzelstrahlers angestrebt, um eine möglichst konstante Strahlungsdichte über den Schwenkwinkel der Hauptstrahlungsrichtung einer Gruppenantenne gewährleisten zu können.

Zur Einhaltung moderner Dienstgüten, mit typischen Werten z.B. für die Kreuzpolarisationsunterdrückung von mindestens 20 dB in Hauptstrahlungsrichtung, ist für den Einzelstrahler ein hohes Maß an zirkularer Polarisationsreinheit erforderlich [Sch99]. Im Kapitel 2 wird diesbezüglich die Synthese strahlender Strukturen zur Anregung zirkular polarisierter Fernfelder durchgeführt. Hierzu wird ganz allgemein ein Antennenfernfeld als Überlagerung zirkular polarisierter Eigenwellen dargestellt. Die Eigenschaften der Eigenwellen erlauben im Hinblick auf die geforderte Strahlungscharakteristik und Polarisation die Formulierung einer Bedingung an das Eigenwellenspektrum des Einzelstrahlers. Die Erfüllbarkeit dieser Bedingung durch eine Auswahl bestimmter Antennenstrukturen wird anschließend diskutiert.

Im Kapitel 3 wird dann mit Hilfe der Theorie frequenzunabhängiger Antennen die Auswahl der strahlenden Strukturen bezüglich der geforderten Bandbreite des Einzelstrahlers eingegrenzt. Um den für die Anpassung des Einzelstrahlers an ein Speisetzwerk notwendigen Wert der Eingangsimpedanz zu bestimmen, wird anschließend der Grundsatz über die Frequenzunabhängigkeit der Eingangsimpedanz selbstkomplementärer Strukturen betrachtet. Letztendlich stehen zwei Strukturtypen zur Auswahl, deren grundlegende Strahlungseigenschaften mit Hilfe des auf der Momentenmethode (MoM) basierenden numerischen Feldsimulators Advanced Design System (ADS) der Firma Agilent Technologies analysiert werden. Dabei wird zur Unterdrückung der rückwärtigen Strahlung einer flach an der Hauswand montierten Gruppenantenne eine dem Einzelstrahler hinterlegte Grundmetallisierung vorgeschlagen.

Die ausführliche Parameterstudie im Kapitel 4 dient dem bewertenden Vergleich der beiden zur Auswahl stehenden Antennenstrukturen. Hier werden ausgesuchte Geometrieparameter beider Strukturtypen variiert und die Auswirkungen auf bestimmte Antennenkenngrößen mit dem Feldsimulator ADS ermittelt. Die Antennenkenngrößen geben dabei Auskunft über das Impedanz- und Strahlungsverhalten der Antennenstrukturen. So wird beispielsweise der Halbwertswinkel der Hauptstrahlungskeule beider Einzelstrahler betrachtet, der im gesamten Betriebsfrequenzbereich möglichst groß und konstant sein sollte, damit in einer Gruppenanordnung nur geringe Gewinnabnahmen im Bereich großer Schwenkwinkel der Hauptstrahlungsrichtung auftreten. Als Resultat der Untersuchungen wird eine einzige im Freiraum und über Grundmetallisierung geeignete Antennenstruktur vorgestellt, deren bisher unveröffentlichten optimalen Geometrieparameter entsprechend dem Anforderungsprofil entwickelt wurden.

Das Kapitel 5 befasst sich mit der Minderung des störenden Grundmetallisierungseinflusses auf die Strahlungskenngrößen des favorisierten Einzelstrahlers. Dabei wird ein in dieser Form erstmals vorgestelltes Verfahren, basierend auf der reflektiven Wirkungsweise frequenzselektiver Oberflächen verwendet. Die Strahlungskenngrößen der frequenzselektiven Oberflächen werden zum einen mit dem ebenfalls auf der Momentenmethode basierenden Feldsimulator CONCEPT II der Technischen Universität Hamburg-Harburg und zum anderen mit ADS berechnet. Abschließend wird die hinsichtlich der geforderten Strahlungseigenschaften optimierte Gesamtanordnung aus frequenzselektiven Oberflächen und Einzelstrahler mit dem optimierten Einzelstrahler aus Kapitel 4 verglichen.

Im Kapitel 6 wird ein neuartiges, zur Anregung des ausgewählten Einzelstrahlers mit bzw. ohne frequenzselektiven Strukturen entwickeltes Speisetzwerk vorgestellt. Die planare Integration von dem mit einer Oktave sehr breitbandigen Speisetzwerk und der Antennenanordnung in einer Mehrlagenstruktur stellt eine besondere Herausforderung dar, bezüglich der technologischen Realisierbarkeit und Reproduzierbarkeit der zur Speisung erforderlichen Richtkoppler.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Speisetzwerk und die Antennenanordnungen aus Einzelstrahler mit bzw. ohne frequenzselektive Strukturen werden im Kapitel 7

vorgelegt. Die am Speisetzwerk gewonnenen Messergebnisse werden ebenso wie die gemessenen Impedanz- und Strahlungseigenschaften der Antennenanordnungen mit den Simulationsergebnissen verglichen. Abschließend werden entsprechend dem geplanten Einsatz des Einzelstrahlers in einer Gruppenantenne grundlegende Simulations- und Messergebnisse zu dessen Verkopplungseigenschaften präsentiert.

Eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse und insbesondere der Neuerungen kann dem Kapitel 8 entnommen werden.



## 2 Strukturen zur Anregung zirkular polarisierter Fernfelder

Das Ziel der Arbeit ist der Entwurf eines breitbandigen, zirkular polarisierten Einzelstrahlers in Mikrostreifenleitertechnik für den Einsatz in planaren Gruppenantennen. Entsprechend den in der Einleitung genannten Anforderungen an zukünftige Gruppenantennen gilt es einen geeigneten Einzelstrahler ausfindig zu machen. In diesem Zusammenhang lautet die zentrale Frage dieses Kapitels: Welche planaren Antennenstrukturen ermöglichen ein Maximum an zirkularer Polarisationsreinheit?

Auf der Suche nach Antennen mit einem hohen Maß an zirkularer Polarisationsreinheit liefert die Dissertation von U. R. Kraft [Kra88] grundlegende Erkenntnisse für die Synthese strahlender Strukturen. Basierend auf dieser Arbeit werden im Folgenden die notwendigen Voraussetzungen für die in diesem Kapitel durchgeführte Synthese des gesuchten Einzelstrahlers zusammengestellt.

Die Antenne stellt einen Wellentypwandler zwischen leitungsgebundenen Wellen und den Eigenwellen des Freiraums dar. Um die Zusammenhänge zwischen einer Antennenstruktur und deren Strahlungseigenschaften zu erkennen, wird im Weiteren ganz allgemein ein Antennenfernfeld als Überlagerung zirkular polarisierter Eigenwellen dargestellt. Aus den anschließend untersuchten Eigenschaften der Eigenwellen lassen sich im Hinblick auf die geforderte Strahlungscharakteristik und Polarisation verschiedene Bedingungen für die Eigenwellen formulieren. Die Erfüllbarkeit dieser Bedingungen durch bestimmte Strukturen wird abschließend diskutiert.

### 2.1 Feldlösungen und Eigenwellen im Fernfeld

#### 2.1.1 Fernfelddarstellung durch Kugelwellen

Die möglichen Eigenwellen einer Antenne in Mikrostreifenleitertechnik werden im nichtleitenden, ladungsfreien und homogenen Raum durch die Lösungen der vektoriellen Wellengleichung für das magnetische Vektorpotential  $\vec{A}$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{A} - \beta^2 \cdot \vec{A} = 0 \quad (2.1)$$

mit der Ausbreitungskonstanten<sup>1</sup>  $\beta$

$$\beta = \omega \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon} \quad (2.2)$$

bestimmt. Für ein allgemeines orthogonales Koordinatensystem nehmen die Lösungen der vektoriellen Wellengleichung äußerst komplizierte Formen an, da in allen drei

---

<sup>1</sup> Den Feldbetrachtungen liegt eine harmonische Zeitabhängigkeit mit  $e^{j\omega t}$  zugrunde.

Skalargleichungen sämtliche Komponenten von  $\vec{\underline{A}}$  berücksichtigt werden müssen. Zur Lösung der Wellengleichung werden daher vereinfachende Ansätze eingeführt.

Die Anforderungen an die Strahlungseigenschaften der Antennen als Einzelstrahler beziehen sich auf deren Fernfelder. Es ist daher sinnvoll, ein Kugelkoordinatensystem zu wählen, in dessen Ursprung sich die Antenne befindet. Setzt man außerdem ein radial gerichtetes Vektorpotential an

$$\vec{\underline{A}}_r = \underline{A}_r(r, \vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_r, \quad (2.3)$$

kann die vektorielle Wellengleichung in die skalare Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \underline{A}_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \cdot \sin(\vartheta)} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left( \sin(\vartheta) \cdot \frac{\partial \underline{A}_r}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2 \cdot \sin^2(\vartheta)} \cdot \frac{\partial^2 \underline{A}_r}{\partial \varphi^2} + \beta^2 \cdot \underline{A}_r = 0 \quad (2.4)$$

überführt werden [Sim93].

Der Separationsansatz für die Abhängigkeit von den Koordinaten  $r, \vartheta$  und  $\varphi$

$$\underline{A}_r(r, \vartheta, \varphi) = \underline{R}(r) \cdot \underline{S}(\vartheta, \varphi) \quad (2.5)$$

liefert als Lösungen der skalaren Wellengleichung

$$\underline{A}_r(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \underline{A}_{nm} \cdot \sqrt{\beta \cdot r} \cdot \underline{Z}_{n+1/2}(\beta \cdot r) \cdot P_n^{|m|}(\cos(\vartheta)) \cdot e^{j \cdot m \cdot \varphi}. \quad (2.6)$$

Darin bezeichnet  $\underline{A}_{nm}$  komplexe Gewichtungskoeffizienten,  $\underline{Z}_{n+1/2}$  Zylinderfunktionen der Ordnung  $(n+1/2)$  und  $P_n^{|m|}$  zugeordnete Legendre Funktionen. In dem vorliegenden Fall ist es günstig, die Zylinderfunktionen  $\underline{Z}_{n+1/2}$  aus den linear unabhängigen Hankelschen Funktionen erster Art  $\underline{H}_{n+1/2}^{(1)}$  und zweiter Art  $\underline{H}_{n+1/2}^{(2)}$  zu bilden [Bro89]

$$\underline{Z}_{n+1/2}(\beta \cdot r) = \underline{c}_{1n} \cdot \underline{H}_{n+1/2}^{(1)}(\beta \cdot r) + \underline{c}_{2n} \cdot \underline{H}_{n+1/2}^{(2)}(\beta \cdot r). \quad (2.7)$$

Für die Fernfeldbetrachtung nehmen die Argumente der Hankelschen Funktionen sehr große Werte an, so dass als Näherung die einfachen Beziehungen

$$\begin{aligned} \underline{H}_{n+1/2}^{(1)}(\beta \cdot r) &\rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot \beta \cdot r}} \cdot e^{j \cdot \beta \cdot r} \cdot e^{-j \cdot (n+1) \frac{\pi}{2}} \\ \underline{H}_{n+1/2}^{(2)}(\beta \cdot r) &\rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot \beta \cdot r}} \cdot e^{-j \cdot \beta \cdot r} \cdot e^{j \cdot (n+1) \frac{\pi}{2}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

verwendet werden können [Sim93]. Die Hankelschen Funktionen erster Art beschreiben auf den Koordinatenursprung zulaufende und diejenigen zweiter Art von dort weglaufende Wellen. Aufgrund der Reziprozität der zu analysierenden Antennenstrukturen reicht die Betrachtung des Sendefalls aus, weshalb im Weiteren nur die Hankelschen Funktionen zweiter Art berücksichtigt werden. Im Fernfeld resultiert daraus für das Vektorpotential

$$\underline{A}_r(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \underline{C}_{nm} \cdot P_n^{|m|}(\cos(\vartheta)) \cdot e^{-j \cdot \beta \cdot r} \cdot e^{j \cdot m \cdot \varphi}, \quad (2.9)$$

mit den komplexen Gewichtungskoeffizienten

$$\underline{C}_{nm} = \underline{A}_{nm} \cdot \underline{c}_{2n} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot e^{j(n+1)\frac{\pi}{2}}. \quad (2.10)$$

Beim Fernfeld handelt es sich um Kugelwellen mit sphärischen Phasenfronten, deren elektrische Feldstärkekomponenten

$$\begin{aligned} \underline{E}_r &= 0 & \underline{E}_\vartheta &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 \underline{A}_r}{\partial r \cdot \partial \vartheta} - j \cdot \frac{\mu \cdot \omega}{r \cdot \sin(\vartheta)} \cdot \frac{\partial \underline{A}_r}{\partial \varphi} \\ \underline{E}_\varphi &= \frac{1}{r \cdot \sin(\vartheta)} \cdot \frac{\partial^2 \underline{A}_r}{\partial r \cdot \partial \varphi} + j \cdot \frac{\mu \cdot \omega}{r} \cdot \frac{\partial \underline{A}_r}{\partial \vartheta} \end{aligned} \quad (2.11)$$

rein transversal zur radialen Ausbreitungsrichtung stehen [Sim93]. Mit dem Ansatz für das magnetische Vektorpotential nach Gl. (2.9) und  $\omega \cdot \mu = \beta \cdot \eta$  folgt nun für diese Komponenten:<sup>2</sup>

$$\begin{aligned} \underline{E}_\vartheta &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n -j \cdot \beta \cdot \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cdot e^{j\cdot m \cdot \varphi} \cdot \underline{C}_{nm} \cdot \left[ (-\sin(\vartheta)) \cdot \frac{\partial P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\partial \cos(\vartheta)} \right. \\ &\quad \left. + j \cdot \frac{m \cdot \eta}{\sin(\vartheta)} \cdot P_n^{|m|}(\cos(\vartheta)) \right] \\ \underline{E}_\varphi &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n -j \cdot \beta \cdot \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cdot e^{j\cdot m \cdot \varphi} \cdot \underline{C}_{nm} \cdot \left[ j \cdot \frac{m}{\sin(\vartheta)} \cdot P_n^{|m|}(\cos(\vartheta)) \right. \\ &\quad \left. + \eta \cdot \sin(\vartheta) \cdot \frac{\partial P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\partial \cos(\vartheta)} \right]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Fasst man die richtungsabhängigen Terme zur komplexen Strahlungscharakteristik  $\underline{\vec{C}}(\vartheta, \varphi)$  zusammen, resultieren diese Gleichungen in der vereinfachten Darstellung der elektrischen Feldstärke [Mül57].

$$\underline{\vec{E}}(r, \vartheta, \varphi) = \frac{e^{-j\beta r}}{r} \cdot \underline{\vec{C}}(\vartheta, \varphi) \quad (2.13)$$

Die komplexe Strahlungscharakteristik beinhaltet alle Aussagen zur Polarisation und Intensitätsverteilung des Strahlungsfeldes und wird im Weiteren näher untersucht.

Mit Hilfe der Gl. (2.12) können die linear polarisierten Komponenten der Strahlungscharakteristik bezogen auf die Einheitsvektoren  $\vec{e}_\vartheta$  und  $\vec{e}_\varphi$

$$\underline{\vec{C}}(\vartheta, \varphi) = \underline{C}_\vartheta(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_\vartheta + \underline{C}_\varphi(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_\varphi \quad (2.14)$$

unmittelbar angegeben werden. Die gewünschte Darstellung beliebiger Fernfelder durch

<sup>2</sup> Mit  $\eta = 120 \cdot \pi \Omega$  ist der Wellenwiderstand des freien Raumes gekennzeichnet.

die Überlagerung zirkular polarisierter Eigenwellen macht jedoch die Zerlegung von  $\vec{C}(\vartheta, \varphi)$  in zirkular polarisierte Komponenten gemäß<sup>3</sup>

$$\vec{C}(\vartheta, \varphi) = \underline{C}_r(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_r + \underline{C}_l(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_l \quad (2.15)$$

erforderlich. Durch den Zusammenhang

$$\vec{e}_{r,l} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\vec{e}_\vartheta \mp j \cdot \vec{e}_\varphi) \quad (2.16)$$

können die rechts- und linkshändig polarisierten Komponenten von  $\vec{C}(\vartheta, \varphi)$  zu

$$\underline{C}_{r,l}(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\underline{C}_\vartheta(\vartheta, \varphi) \pm j \cdot \underline{C}_\varphi(\vartheta, \varphi)) \quad (2.17)$$

bestimmt werden. Sukzessives Einsetzen liefert die komplexe Strahlungscharakteristik

$$\vec{C}(\vartheta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (\underline{C}_{nm}^r \cdot \underline{S}_{nm}^r(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_r + \underline{C}_{nm}^l \cdot \underline{S}_{nm}^l(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_l) \quad (2.18)$$

mit den komplexen Gewichtungskoeffizienten

$$\underline{C}_{nm}^{r,l} = -\frac{j \cdot \beta}{\sqrt{2}} \cdot (1 \mp j \cdot \eta) \cdot \underline{C}_{nm} \quad (2.19)$$

und den gewünschten rechts- bzw. linkszirkularen Eigenwellen

$$\underline{S}_{nm}^{r,l}(\vartheta, \varphi) = e^{j \cdot m \cdot \varphi} \cdot \left[ \mp m \cdot \frac{P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\sin(\vartheta)} - \sin(\vartheta) \cdot \frac{\partial P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\partial \cos(\vartheta)} \right] \quad (2.20)$$

### 2.1.2 Eigenschaften der Eigenwellen

Mit dem Ergebnis aus dem vorangegangenen Abschnitt lässt sich ein beliebiges Antennenfernfeld aus der Überlagerung zirkular polarisierter Eigenwellen darstellen. Mit der Kenntnis über die Eigenschaften der Eigenwellen lassen sich Bedingungen an das Eigenwellenspektrum zur Einhaltung einer bestimmten Strahlungscharakteristik und Polarisation formulieren. Die folgende Analyse der Eigenwelleneigenschaften resultiert in einem Eigenwellenspektrum, das die Grundlage zur Synthese der gesuchten Antennenstrukturen bildet.

Vor Beginn der Eigenwellenanalyse wird die von Winterfeld eingeführte Schreibweise

$$\vec{e}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (\vec{e}_\vartheta + j \cdot p \cdot \vec{e}_\varphi) \quad p = \pm 1 \quad (2.21)$$

für die zirkularen Einheitsvektoren übernommen [Win86]. Mit  $p = +1$  wird der linkszirkulare und mit  $p = -1$  der rechtszirkulare Einheitsvektor gekennzeichnet<sup>4</sup>. Die

<sup>3</sup> Index r bzw. l steht für rechts- bzw. linkszirkular polarisiert.

<sup>4</sup> siehe auch Gl.(2.16)

resultierende Darstellung der komplexen Strahlungscharakteristik

$$\vec{C}(\vartheta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{p=\pm 1} \underline{C}_{nmp} \cdot \underline{S}_{nmp}(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_p \quad (2.22)$$

mit den komplexen Gewichtungskoeffizienten

$$\underline{C}_{nmp} = -\frac{j \cdot \beta}{\sqrt{2}} \cdot (1 + j \cdot p \cdot \eta) \cdot \underline{C}_{nm} \quad (2.23)$$

und den zirkular polarisierten Eigenwellen

$$\underline{S}_{nmp}(\vartheta, \varphi) = e^{j \cdot m \cdot \varphi} \cdot \left[ m \cdot p \cdot \frac{P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\sin(\vartheta)} - \sin(\vartheta) \cdot \frac{\partial P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\partial \cos(\vartheta)} \right] \quad (2.24)$$

vereinfacht sich dadurch nicht nur, sondern bildet eine einheitliche Betrachtungsgrundlage für beide Polarisationsrichtungen.

Die Eigenschaften der Eigenwellen spiegeln sich in Gl. (2.24) wider, die sich nach Winterfeld als Produkt aus einem die azimutale Abhängigkeit beschreibenden ersten Term  $e^{j \cdot m \cdot \varphi}$  und einem vom Elevationswinkel abhängigen zweiten Term  $L_{nmp}(\vartheta)$  deuten lassen.

$$\underline{S}_{nmp}(\vartheta, \varphi) = e^{j \cdot m \cdot \varphi} \cdot L_{nmp}(\vartheta) \quad (2.25)$$

Die Beschreibung der Strahlungscharakteristik ist somit auf diese beiden Funktion zurückzuführen. Die Exponentialfunktion legt die Phasen der Eigenwellen in bekannter Weise fest, während das Verhalten der reellwertigen Funktion

$$L_{nmp}(\vartheta) = m \cdot p \cdot \frac{P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\sin(\vartheta)} - \sin(\vartheta) \cdot \frac{\partial P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))}{\partial \cos(\vartheta)} \quad (2.26)$$

aus dem zugeordneten Legendre Polynom und dessen partieller Ableitung nicht unmittelbar zu erkennen ist. Mit Hilfe der Substitution  $x = \cos(\vartheta)$  und der rekursiven Formulierung [Abr72]

$$-(1-x^2) \cdot \frac{\partial P_n^m(x)}{\partial x} = n \cdot x \cdot P_n^m(x) - (n+m) \cdot P_{n-1}^m(x) \quad (2.27)$$

kann die Gl. (2.26) in die Darstellung

$$L_{nmp}(\vartheta) = \frac{1}{\sin(\vartheta)} \cdot \left[ (m \cdot p + n \cdot \cos(\vartheta)) \cdot P_n^{|m|}(\cos(\vartheta)) - (n + |m|) \cdot P_{n-1}^{|m|}(\cos(\vartheta)) \right] \quad (2.28)$$

überführt werden.

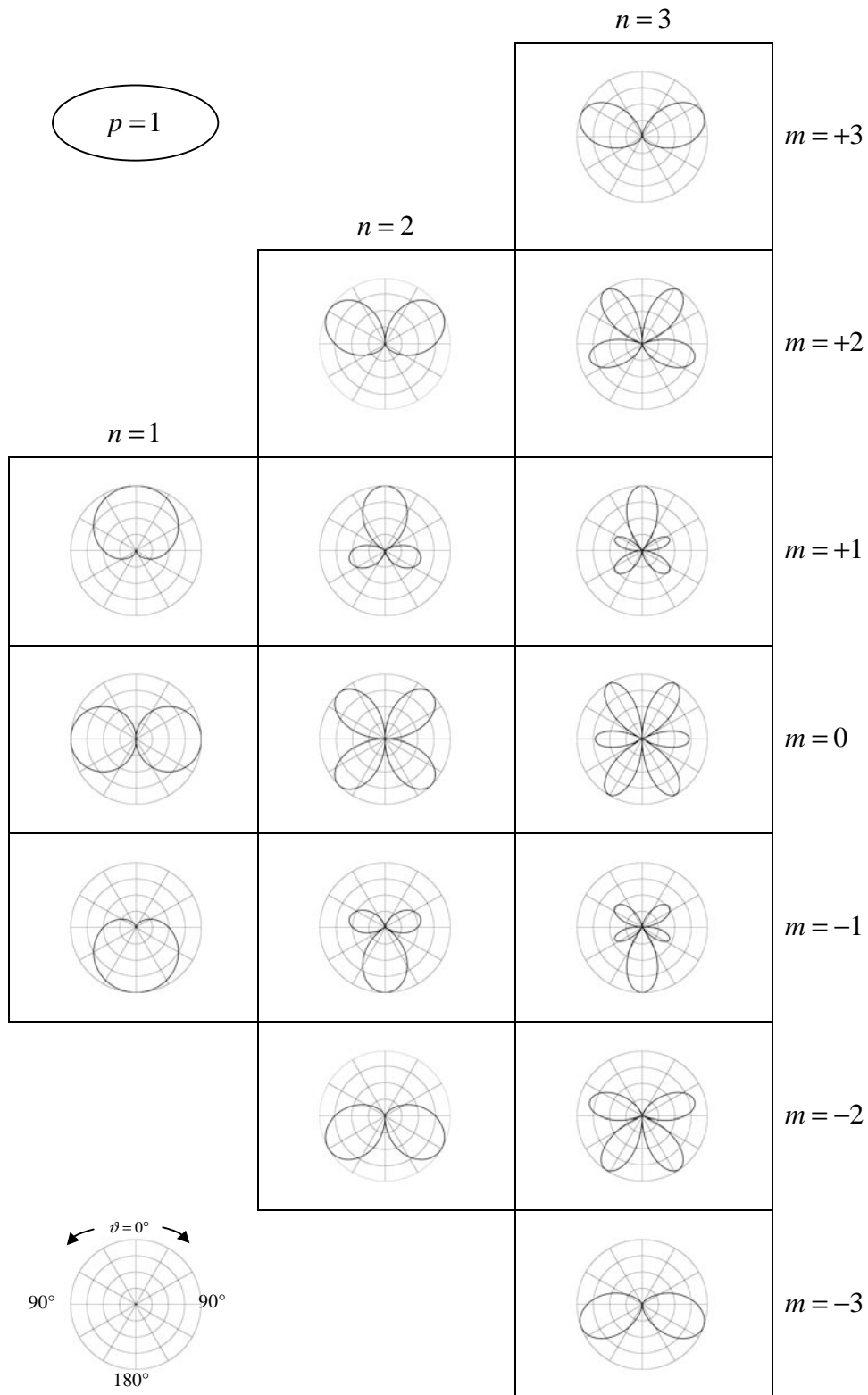


Abb. 2.1: Betrag der Funktionen  $L_{nmp}(\vartheta)$  für  $n \leq 3$ ,  $|m| \leq 3$  und  $p = 1$

In Abbildung 2.1 sind für  $n \leq 3$ ,  $|m| \leq 3$  und  $p=1$  die normierten Beträge der Funktionen  $L_{nmp}(\vartheta)$  dargestellt. Die Polardiagramme zeigen die Fernfelder der linkszirkular polarisierten Eigenwellen in den Schnittebenen beliebiger Winkel  $\varphi$ . Durch die Normierung auf das jeweilige Maximum wird eine einheitliche Darstellung der Einzeldiagramme erreicht, deren vom Strahler abhängiges Summenbild die komplexen Gewichtungskoeffizienten  $\underline{C}_{nmp}$  bestimmen.

Aus Gl. (2.28) lässt sich direkt die **1. Eigenschaft** der Eigenwellen

$$L_{n-mp}(\vartheta) = L_{nm-p}(\vartheta) \quad (2.29)$$

bezüglich eines Vorzeichenwechsels im Index  $m$  und der äquivalenten Polarisationsumkehrung ablesen. Die weiteren Untersuchungen können sich daher auf eine einzige Polarisationsrichtung beschränken<sup>5</sup>. Entsprechend gehen die Fernfelddiagramme der rechtszirkular polarisierten Eigenwellen ( $p = -1$ ) aus Abbildung 2.1 durch einen Vorzeichenwechsel im Index  $m$  hervor.

Wird in Gl. (2.28)  $x = \cos(\vartheta)$  substituiert und von dem Zusammenhang [Jah60]

$$P_n^m(-x) = (-1)^{n-m} \cdot P_n^m(x) \quad (2.30)$$

Gebrauch gemacht, so ergibt sich als **2. Eigenschaft** der Eigenwellen

$$L_{n-mp}(180^\circ - \vartheta) = (-1)^{n-|m|-1} \cdot L_{nmp}(\vartheta). \quad (2.31)$$

Dieser Zusammenhang zeigt, dass die zur gleichen Polarisation und gleichem Index  $n$  gehörenden Feldwerte der Eigenwellen spiegelbildlich zueinander liegen, was ebenfalls in Abbildung 2.1 deutlich zu erkennen ist.

Die bisher genannten Eigenschaften haben im Wesentlichen den Nutzen, dass jeweils vier Eigenwellen durch Kenntnis einer einzigen charakterisiert werden. Ist beispielsweise die Funktion  $L_{nmp}(\vartheta)$  bekannt, dann bestimmt Gl. (2.29)  $L_{n-m-p}(\vartheta)$  und Gl. (2.31)  $L_{n-mp}(\vartheta)$  und  $L_{nm-p}(\vartheta)$ . Vier auf diese Weise zusammenhängende Eigenwellen werden von U. R. Kraft als Eigenwellengruppe bezeichnet.

Die in [Kra88] mathematisch nachgewiesene **3. Eigenschaft** der Eigenwellen

$$L_{nmp}(\vartheta = 0^\circ \text{ bzw. } 180^\circ) = 0 \quad \text{für alle } |m| \neq 1 \quad (2.32)$$

besagt, dass für den Elevationswinkel  $\vartheta = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  nur die Eigenwellen mit dem Index  $|m|=1$  einen Beitrag zum Fernfeld liefern. Wird nun der normal zur planaren Antennenstruktur liegende Elevationswinkel  $\vartheta = 0^\circ$  als Hauptstrahlungsrichtung des Einzelstrahlers definiert, resultiert daraus für das Eigenwellenspektrum der gesuchten Antennenstruktur:

1. Nur die Eigenwellen mit dem Index  $|m|=1$  liefern einen Beitrag zum gewünschten Fernfeldmaximum in Hauptstrahlungsrichtung, weshalb diesen Eigenwellen im

---

<sup>5</sup> Wertebereiche:  $m = -n, -n+1, \dots, n$  und  $p = \pm 1$

Weiteren eine besondere Bedeutung zukommt.

2. Die Polarisation des Fernfeldes in Hauptstrahlungsrichtung wird ebenfalls ausschließlich durch die Eigenwellen mit dem Index  $|m|=1$  bestimmt.

Eine besondere, die gewünschte quasi isotrope Fernfeldcharakteristik aufweisende Eigenwellengruppe  $(n,|m|)=(1,1)$  ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Polarisation dieser Eigenwellengruppe hängt von der Gewichtung der einzelnen Eigenwellen ab und wird im nächsten Abschnitt näher betrachtet.

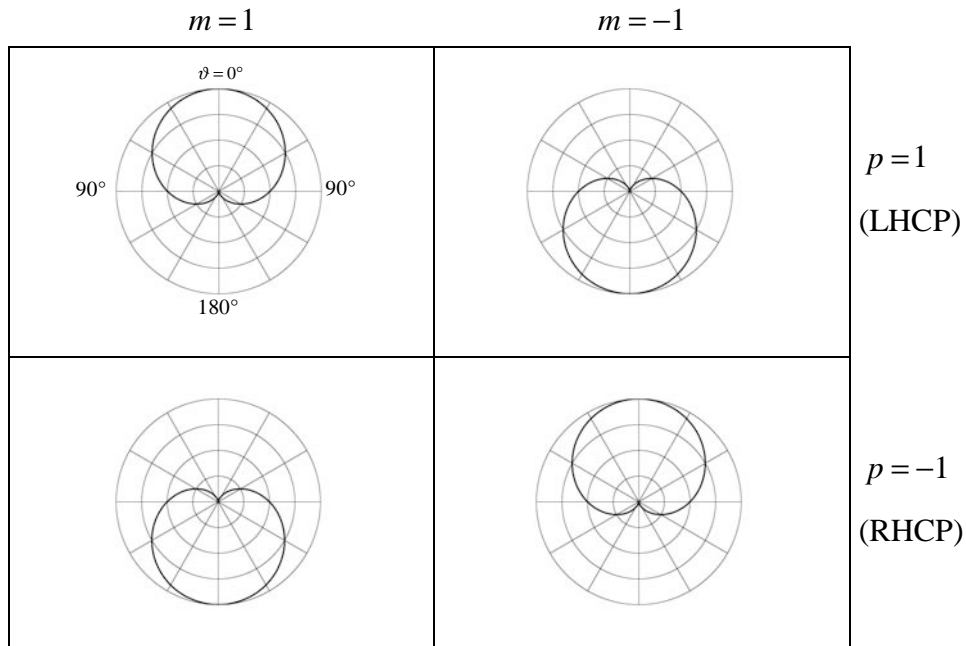


Abb. 2.2: Betrag der Funktionen  $L_{nmp}(\vartheta)$  für die Eigenwellengruppe  $(n,|m|)=(1,1)$

### 2.1.3 Polarisationsverhalten des Eigenwellenspektrums $|m|=1$

Die festgelegte Hauptstrahlungsrichtung und die angestrebte quasi isotrope Strahlungscharakteristik lassen die Relevanz der Eigenwellen mit dem Index  $|m|=1$  unmittelbar erkennen. Die Polarisations-eigenschaften dieses Eigenwellenspektrums ( $n = 0,1,\dots,\infty$ ) sind hingegen nicht offensichtlich, weil die unterschiedliche Gewichtung der Eigenwellen einen erheblichen Einfluss besitzen. In diesem Abschnitt wird daher das Polarisationsverhalten von Fernfeldern aus überlagerten Eigenwellen mit  $|m|=1$  untersucht, um entsprechend der geforderten Polarisationsreinheit eine Eigenwellenbedingung für die gesuchte Antennenstruktur zu formulieren. In Abschnitt 2.2 wird dann überprüft, ob diese Bedingung durch symmetrische Mehrarmantennen erfüllt werden kann.

Die betrachteten Antennenfernfelder setzen sich aus der Überlagerung rein rechts- bzw. linkszirkular polarisierter Eigenwellen zusammen. Zur Beurteilung der resultierenden,



im Allgemeinen elliptischen Polarisation dient in dieser Arbeit das Achsenverhältnis<sup>6</sup>

$$AR(\vartheta, \varphi) = \frac{\left| \underline{E}_r(\vartheta, \varphi) + \underline{E}_l(\vartheta, \varphi) \right|}{\left| \underline{E}_r(\vartheta, \varphi) - \underline{E}_l(\vartheta, \varphi) \right|}. \quad (2.33)$$

Bei ideal zirkularer Polarisation ist das Achsenverhältnis  $AR(\vartheta, \varphi) = 1$ , für das die Polarisationsellipse zum Kreis entartet. Dazu muss das elektrische Feld einer der beiden möglichen Polarisationsrichtung

$$\vec{\underline{E}}_p(r, \vartheta, \varphi) = \frac{e^{-j\beta \cdot r}}{r} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \underline{C}_{nmp} \cdot e^{j \cdot m \cdot \varphi} \cdot L_{nmp}(\vartheta) \cdot \vec{e}_p \quad (2.34)$$

zu null werden. Für die Eigenwellen mit dem Index  $|m| = 1$  ergibt sich daraus

$$L_{n1p}(\vartheta_0) + |\underline{k}_n| \cdot e^{j(\varphi_{k_n} - 2\varphi_0)} \cdot L_{n-1p}(\vartheta_0) = 0, \quad (2.35)$$

wobei  $\underline{k}_n$  den Quotienten der komplexen Gewichtungskoeffizienten substituiert:

$$\underline{k}_n = \frac{|\underline{k}_n| \cdot e^{j\varphi_{k_n}}}{\underline{C}_{n1p}}. \quad (2.36)$$

Die Gl. (2.35) ist nur für reellwertige Exponentialterme  $e^{j(\varphi_{k_n} - 2\varphi_0)}$  erfüllbar, so dass sich in einer Fallunterscheidung die  $\varphi$ -Schnittebenen der Strahlungscharakteristiken bestimmen lassen, in denen Punkte zirkularer Polarisation (PZP) für einen Elevationswinkel  $\vartheta_0$  auftreten können:

$$1. \quad e^{j(\varphi_{k_n} - 2\varphi_0)} = 1 : \quad \varphi_{01_n} = \frac{\varphi_{k_n}}{2} + t \cdot \pi \quad \text{mit} \quad t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.37)$$

$$\Rightarrow L_{n1p}(\vartheta_0) + |\underline{k}_n| \cdot L_{n-1p}(\vartheta_0) = 0.$$

$$2. \quad e^{j(\varphi_{k_n} - 2\varphi_0)} = -1 : \quad \varphi_{02_n} = \frac{\varphi_{k_n}}{2} + \frac{\pi}{2} + t \cdot \pi \quad \text{mit} \quad t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.38)$$

$$\Rightarrow L_{n1p}(\vartheta_0) - |\underline{k}_n| \cdot L_{n-1p}(\vartheta_0) = 0.$$

Zur Veranschaulichung sollen die PZP für die Eigenwellengruppe  $(|m|, n) = (1, 1)$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $\underline{k}_n$  in den entsprechenden  $\varphi$ -Schnittebenen der Strahlungscharakteristiken skizziert werden. Dazu wird ausgehend von Gl. (2.34) das gesamte elektrische Feld in einen rechts- und linkszirkular polarisierten Term gegliedert:

$$\vec{\underline{E}}(r, \vartheta, \varphi) = \frac{e^{-j\beta \cdot r}}{r} \cdot \left\{ \underline{C}_{11-1} \cdot \left( \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1}(\vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{1-1}(\vartheta) \right) \cdot \vec{e}_r \right. \\ \left. + \underline{C}_{111} \cdot \left( \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1}(\vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{111}(\vartheta) \right) \cdot \vec{e}_l \right\}. \quad (2.39)$$

<sup>6</sup> Verhältnis von Hauptachse zur Nebenachse der Polarisationsellipse; engl.: axial ratio, AR

Aus dem allgemeinen Zusammenhang [Kra88] zwischen den spiegelsymmetrisch zur betrachteten planaren Antennenstruktur liegenden Fernfeldkomponenten

$$\begin{aligned}\underline{E}_\vartheta(r, \vartheta, \varphi) &= -\underline{E}_\vartheta(r, 180^\circ - \vartheta, \varphi) \\ \underline{E}_\varphi(r, \vartheta, \varphi) &= \underline{E}_\varphi(r, 180^\circ - \vartheta, \varphi)\end{aligned}\quad (2.40)$$

kann für die rechts- bzw. linkszirkular polarisierten Feldkomponenten

$$\underline{E}_{r,l}(r, \vartheta, \varphi) = -\underline{E}_{r,l}(r, 180^\circ - \vartheta, \varphi) \quad (2.41)$$

abgeleitet werden. Daraus folgt, dass entgegengesetzt polarisierte, ansonsten identisch indizierte Eigenwellen mit betragsgleichen Koeffizienten in Gleich- bzw. Gegenphase angeregt werden:

$$\underline{C}_{nm-1} = (-1)^{n-|m|} \cdot \underline{C}_{nm1} \quad (2.42)$$

Diese Erkenntnis ist erforderlich, um in Gl. (2.39) unter zu Hilfenahme von Gl. (2.29) und Gl. (2.31) die komplexen Gewichtungskoeffizienten  $\underline{C}_{11-1}$  und  $\underline{C}_{111}$  auf einen gemeinsamen Vorfaktor zu reduzieren

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, \vartheta, \varphi) &= \frac{e^{-j\beta \cdot r}}{r} \cdot \underline{C}_{111} \cdot \left\{ \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(\vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{11-1}(\vartheta) \right\} \cdot \vec{e}_r \\ &\quad - \left\{ \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(180^\circ - \vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{11-1}(180^\circ - \vartheta) \right\} \cdot \vec{e}_i\end{aligned}\quad (2.43)$$

In Abbildung 2.3 sind die rechts- und linkszirkular polarisierten Richtdiagramme der Eigenwellengruppe  $(m,n)=(1,1)$  für verschiedene Werte  $\underline{k}_1$  graphisch dargestellt. Aufgrund der positiv reellwertigen  $\underline{k}_1$ -Werte liegen die PZP laut Gl. (2.37) in der Schnittebene  $\varphi_0 = 0^\circ$ . Die Raumrichtungen mit linkszirkularer Polarisation sind durch Pfeile gekennzeichnet.

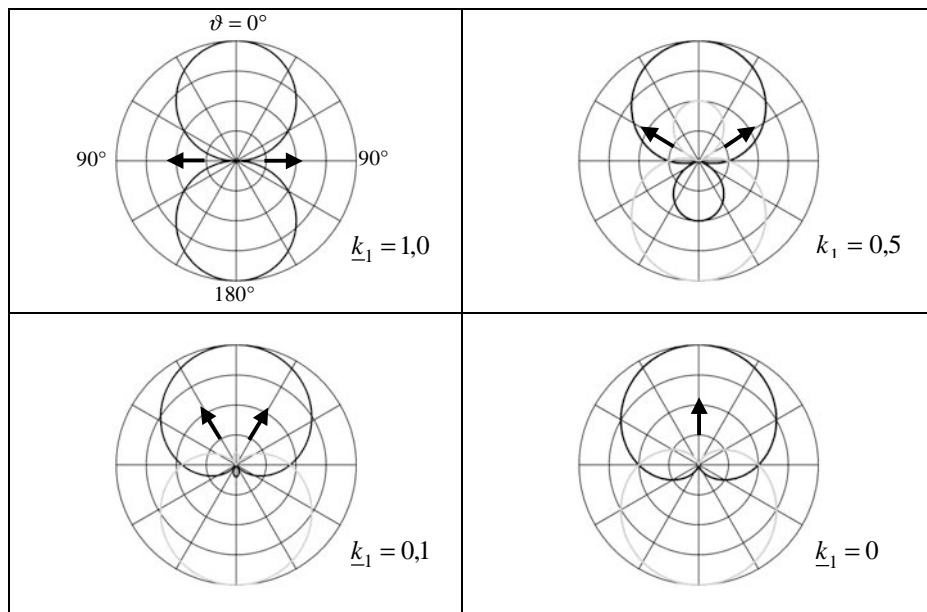


Abb. 2.3: Richtdiagramme der Eigenwellengruppe  $(m,n)=(1,1)$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $\underline{k}_1$  — LHCP - - - RHCP

Für das Verhältnis  $\underline{k}_1 = 1$  werden die Eigenwellen beider Polarisationsrichtungen gleichermaßen angeregt, so dass sich die Komponenten für LHCP und RHCP im Richtdiagramm deckungsgleich überlagern. Das resultierende Gesamtfeld ist somit linear polarisiert. Die PZP liegen orthogonal zur Hauptstrahlungsrichtung in den Nullstellen beider Richtdiagramme.

Wird innerhalb der Eigenwellengruppe  $(|m|, n) = (1, 1)$  eine Gewichtung mit  $\underline{k}_1 \neq 1$  vorgenommen, treten die Nullstellen der entgegengesetzt polarisierten Richtdiagramme bei unterschiedlichen Elevationswinkeln  $\vartheta_0$  auf. Diese Winkel charakterisieren dann PZP der jeweils von Null verschiedenen Feldkomponente. Mit abnehmendem Verhältnis  $\underline{k}_1$  wandern die PZP in die Raumrichtungen  $\vartheta = 0^\circ$  und  $180^\circ$ , in denen sie sich für  $\underline{k}_1 = 0$  vereinen.

Einen Eindruck über die Lage der PZP im Gesamtfeld der Eigenwellengruppe  $(|m|, n) = (1, 1)$  liefern die Polarisationscharakteristiken der Abbildung 2.4. Dort ist in Polarkoordinaten das Achsenverhältnis

$$AR(\vartheta, \varphi) = \frac{\left| \underline{E}_r(\vartheta, \varphi) + \underline{E}_l(\vartheta, \varphi) \right|}{\left| \underline{E}_r(\vartheta, \varphi) - \underline{E}_l(\vartheta, \varphi) \right|} \quad (2.44)$$

$$= \frac{\left| \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(\vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(\vartheta) + \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(180^\circ - \vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(180^\circ - \vartheta) \right|}{\left| \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(\vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(\vartheta) - \underline{k}_1 \cdot e^{-j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(180^\circ - \vartheta) + e^{j\varphi} \cdot L_{1-1-1}(180^\circ - \vartheta) \right|}$$

für die obere Raumhalbkugel<sup>7</sup> abgebildet. Entsprechend den Nullstellen im Richtdiagramm der Abb. 2.3 wandern in den Charakteristiken der Abb. 2.4 die Punkte linkszirkularer Polarisation mit abnehmendem Verhältnis  $\underline{k}_1$  in Richtung  $\vartheta = 0^\circ$ , um dort für  $\underline{k}_1 = 0$  zu verschmelzen.

Analog den Überlegungen zum Einfluss des Quotienten  $\underline{k}_1$ , folgt aus dem Kehrwert  $1/\underline{k}_1 = 0$  rechtszirkulare Polarisation für  $\vartheta = 0^\circ$  bzw. linkszirkularer Polarisation für  $\vartheta = 180^\circ$ . Allgemein lässt sich daraus ableiten, dass die gewünschte zirkulare Polarisation  $p_0$  in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  nur dann erreicht wird, wenn die komplexen Gewichtungskoeffizienten der Eigenwellen mit dem Index  $|m| = 1$  die Bedingung

$$\underline{C}_{nm_0 p_0} = 0 \quad \text{für} \quad m_0 = -p_0, \quad n = 1, 2, \dots, \infty \quad (2.45)$$

erfüllen, d.h. aus dem Spektrum der Antennenstruktur müssen die Eigenwellen mit dem Index  $m = -p_0$  über alle Ordnungen  $n = 1, 2, \dots, \infty$  verschwinden. Diese Forderung wird im Folgenden als Eigenwellenbedingung bezeichnet. Für die Eigenwellen mit dem Index  $|m| \neq 1$  bedarf es keiner Bedingung, da sie in Hauptstrahlungsrichtung keinen Beitrag liefern und daher unberücksichtigt bleiben können. Wird die Eigenwellen-

<sup>7</sup> Aufgrund der zur Ebene der planaren Strukturen spiegelsymmetrischen Felder, kann die Betrachtung auf eine Halbkugel beschränkt werden.

bedingung (2.45) nicht erfüllt, ergeben sich PZP außerhalb der Hauptstrahlungsrichtung, deren Lagen dann jedoch von allen Eigenwellen  $m$  des Antennenspektrums bestimmt werden. Dieses Szenario wird hier nicht weiter verfolgt.

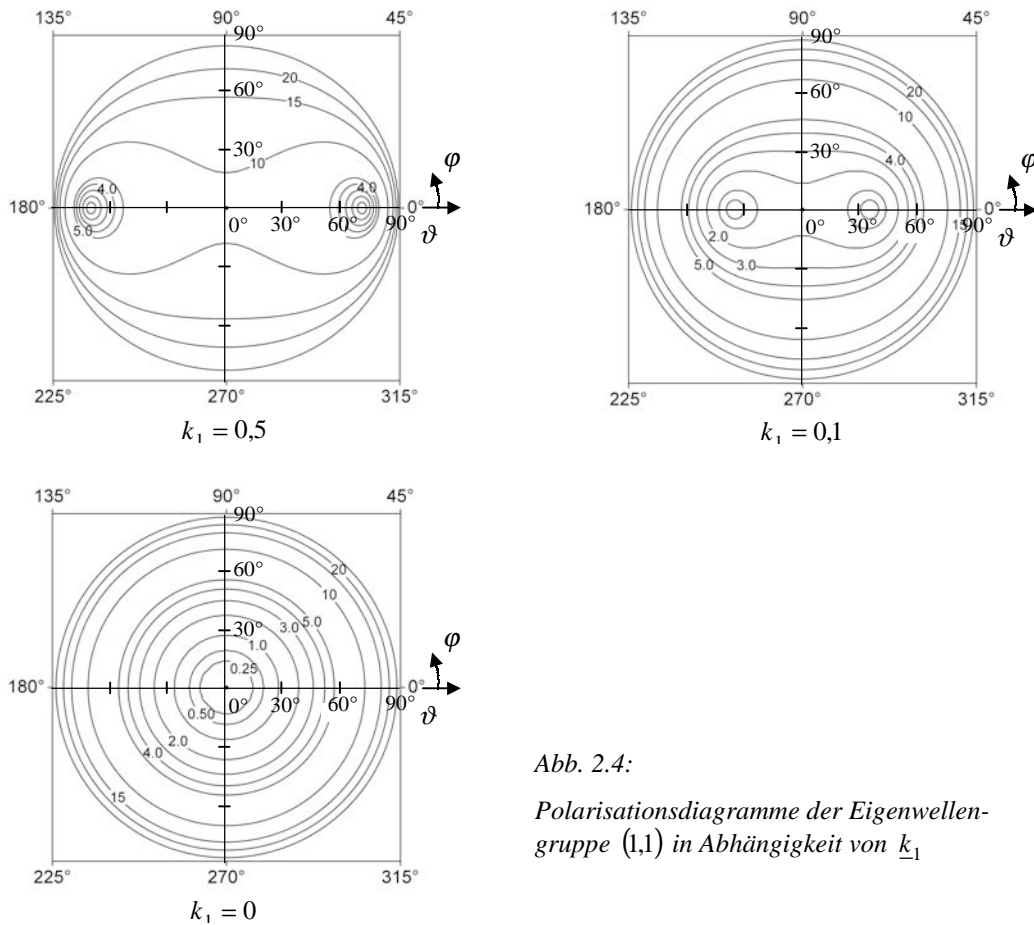


Abb. 2.4:

Polarisationsdiagramme der Eigenwellengruppe (1,1) in Abhängigkeit von  $k_1$

Die bisherigen Betrachtungen zur Richtcharakteristik und Polarisation basieren auf einem im Zentrum des Kugelkoordinatensystems angeordneten Einzelstrahler. Im Hinblick auf mögliche Einsätze des Einzelstrahlers in Gruppenantennen gilt es zu überprüfen, ob die Eigenwellenbedingung diesbezüglich anwendbar ist.

Ist eine Gruppenantenne aus identischen, im Raum gleich orientierten und sich gegenseitig nicht beeinflussenden<sup>8</sup> Einzelstrahlern aufgebaut, resultiert die gesamte Fernfeldstärke aus der Multiplikation der Richtcharakteristik des Einzelstrahlers mit dem sogenannten Gruppenfaktor [Mei92]:

$$\vec{E}_{Gruppe}(r, \vartheta, \varphi) = \vec{E}_{Element}(r, \vartheta, \varphi) \cdot L_g(r', \vartheta', \varphi'). \quad (2.46)$$

Dabei sind die Koordinaten der normierten Einzelcharakteristik auf ein gemeinsames Koordinatensystem bezogen. Die geometrische Anordnung der Einzelstrahler und deren Anregung sind in dem Gruppenfaktor enthalten, der unabhängig von der Art der

<sup>8</sup> Vernachlässigung der Verkopplung zwischen den Einzelstrahlern.

verwendeten Einzelstrahler ist. Wird die Gruppencharakteristik in ihre rechts- und linkszirkularen Feldanteile gegliedert

$$\vec{\underline{E}}_{Gruppe}(r, \vartheta, \varphi) = \vec{\underline{E}}_{r,Gruppe}(r, \vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_r + \vec{\underline{E}}_{l,Gruppe}(r, \vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_l \quad (2.47)$$

und in das Achsenverhältnis nach Gl. (2.33) eingesetzt

$$AR_{Gruppe} = \frac{\left\| \vec{\underline{E}}_{r,Gruppe} + \vec{\underline{E}}_{l,Gruppe} \right\|}{\left\| \vec{\underline{E}}_{r,Gruppe} - \vec{\underline{E}}_{l,Gruppe} \right\|} = \frac{\left\| \vec{\underline{E}}_{r,Element} \cdot L_g + \vec{\underline{E}}_{l,Element} \cdot L_g \right\|}{\left\| \vec{\underline{E}}_{r,Element} \cdot L_g - \vec{\underline{E}}_{l,Element} \cdot L_g \right\|} = AR_{Element} \quad , \quad (2.48)$$

dann zeigt sich, dass die Polarisation der Gruppenantenne identisch der des Einzelstrahlers ist. Unter den anfangs getroffenen Randbedingungen können die Polarisationsreinheit und die Intensitätsverteilung der Gruppenantennen getrennt betrachtet werden. Der Einzelstrahler legt die Polarisation der Gruppe fest, wohingegen die Intensitätsverteilung, also das Richtdiagramm, über den Gruppenfaktor einstellbar ist. Die Eigenwellenbedingung behält somit auch für das Spektrum der Einzelstrukturen in einer Gruppenantenne ihre Gültigkeit. Diese Aussage trifft auch dann noch zu, wenn sich die Verkopplung auf alle Gruppenelemente gleichermaßen auswirkt und durch einen modifizierten Gruppenfaktor berücksichtigt werden kann.

Abschließend wird in diesem Abschnitt noch der Zusammenhang zwischen den physikalischen Abmessungen der Strahlerapertur und dem Eigenwellenspektrum betrachtet. Im Wesentlichen gibt es zwei Gründe für eine möglichst kleine Apertur der gesuchten Einzelstrahler:

1. Die Einzelstrahler müssen in einem möglichst geringen Abstand zueinander angeordnet werden, damit die primäre Hauptstrahlungsrichtung einer Gruppenantenne über einen weiten Winkelbereich schwenkbar ist, ohne das sekundäre Hauptstrahlungsrichtungen im sichtbaren Bereich  $|\vartheta| \leq 90^\circ$  auftreten. Selbst ohne Strahlschwenkung ist ein Elementabstand von unter einer Wellenlänge erforderlich, damit keine sekundären Hauptstrahlungsrichtungen auftreten.
2. Der aus einer kleinen Strahlerapertur resultierende, geringe Antennengewinn korrespondiert mit einer quasi isotropen Strahlungscharakteristik der Einzelstrahler, die wiederum eine weniger vom Schwenkwinkel abhängige Strahlungsdichte einer Gruppenantenne zulässt.

Die weiteren Untersuchungen beschränken sich daher auf Antennenstrukturen, deren geometrische Abmessungen eine Wellenlänge nicht überschreiten. Welche Auswirkung diese Einschränkung auf das zu berücksichtigende Spektrum der relevanten Eigenwellen  $|m|=1$  hat, wird zunächst anschaulich anhand der Abbildung 2.5 diskutiert. Dort sind die normierten Richtdiagramme der Eigenwellen für  $m=1$  und  $n=1, 2, 3$  nochmals dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmender Ordnungszahl  $n$  die Bündelung der Richtcharakteristik steigt. Die erwünschte und mit kleiner Apertur verbundene geringe Richtwirkung legt die Vermutung nahe, dass im

entsprechenden Antennenspektrum die Ordnungen  $n \geq 2$  keinen nennenswerten Anteil zur Strahlungsleistung beitragen dürfen.

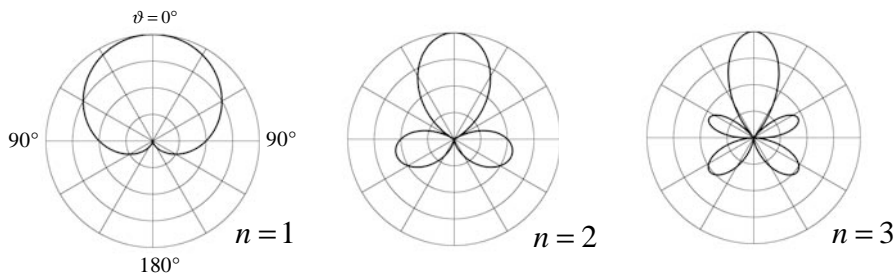


Abb. 2.5: Normierte Richtdiagramme der Eigenwellen  $m = 1$ ,  $n = 1, 2, 3$ ,  $p = 1$

Tatsächlich tragen nach Ludwig [Lud71] die Eigenwellen mit  $n > \beta \cdot R_{\text{Apertur}}$  höchstens 0,1 % zur abgestrahlten Leistung einer Antenne bei. Beträgt der Radius der Antennenapertur  $R_{\text{Apertur}}$  maximal eine halbe Wellenlänge, sind somit 99,9 % der abgestrahlten Leistung im Eigenwellenspektrum mit Ordnungszahlen  $n \leq 3$  enthalten. Neben der dominanten Eigenwellengruppe  $(|m|, n) = (1, 1)$  sind daher höchstens die Eigenwellen  $n = 2, 3$  zur Beschreibung des Polarisationsverhaltens erforderlich.

## 2.2 Symmetrische Mehrarmantennen

Die bisherigen Überlegungen zur Synthese einer strahlenden Struktur mit zirkularer Polarisation  $p_0$  in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  führten zur Eigenwellenbedingung, die das Verschwinden der Eigenwellen mit dem Index  $m = -p_0$  aus dem Spektrum der Antennenstruktur über alle Ordnungen  $n = 1, 2, \dots, \infty$  verlangt. Das Besondere an dieser Forderung ist, dass der Index  $m = -p_0$  lediglich die azimutale Abhängigkeit der Antennenfernfelder anspricht<sup>9</sup>. Gesucht sind demnach Antennenstrukturen, deren azimutale Abhängigkeit der Fernfeldcharakteristik diesem bedingten Spektrum entsprechend steuerbar ist.

Aus dem Bereich der Funkpeilung sind die symmetrischen Mehrarmantennen bekannt, deren Fernfeldcharakteristiken zur Feststellung des Einfallswinkels eines Funksignals über den Azimutwinkel gesteuert werden können. Diesbezüglich werden in einer von Deschamps und Dyson vorgestellten Arbeit [Des71] zur winkelkonstanten Spiralantenne die Eigenschaften symmetrischer Mehrarmantennen diskutiert. Danach besteht ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen der definierten Anregung einer bestimmten Anzahl an Armen und dem die Eigenwellenbedingung erfüllenden Antennenspektrum. Im Folgenden werden daher die für diese Arbeit wichtigsten Ergebnisse der Veröffentlichung vorgestellt.

<sup>9</sup> Das elektr. Fernfeld ändert sich für  $m = -p_0$  nur im Exponentialterm  $e^{j \cdot m \cdot \varphi}$ , der Wert der Funktion  $L_{nmp}(\vartheta)$  bleibt wegen der Abhängigkeiten  $m \cdot p_0$  und  $|m|$  unbeeinflusst von dieser Forderung.

### 2.2.1 Eigenwellen symmetrischer Mehrarmantennen

Im Zentrum der Betrachtungen steht die in Abbildung 2.6 skizzierte  $N$ -armige Antenne, deren Konturen  $C$  bei einer Drehung um die gemeinsame Achse  $A$  und den azimutalen Winkel  $\Phi$  auf sich selbst abgebildet werden

$$A^\Phi\{C\} = C \quad \text{mit} \quad \Phi = \frac{2 \cdot \pi}{N} \quad \text{und} \quad N = 2, 4, 6, \dots \quad (2.49)$$

Mit dem Operator  $A^\Phi$  wird die Rotation um die Achse  $A$  und den azimutalen Winkel  $\Phi$  gekennzeichnet. Der Ausschluss ungerader Armzahlen  $N$  ist in der nicht realisierbaren Anregung dieser Antennen mittels symmetrischer Speisetzwerke begründet [Cor90].

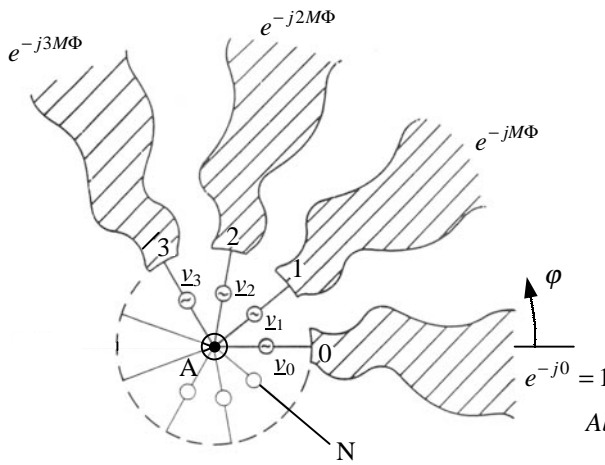


Abb. 2.6:  $N$ -armige Antennenstruktur mit Spannungsquellen

Die Anregung der Arme durch sternförmig zur Achse  $A$  angeordnete Spannungsquellen erfolgt auf einem gegenüber der Wellenlänge kleinen Kreisring mit dem Vektor

$$\vec{\underline{V}}^N = (\underline{v}_0, \underline{v}_1, \underline{v}_2, \dots, \underline{v}_{N-1}). \quad (2.50)$$

Als  $N$ -Leitersystem verfügt die Antenne über  $(N-1)$  linear unabhängige Anregungsvektoren, deren Linearkombinationen jeden beliebigen Speisevektor nachbilden können. Um die Eigenvektoren zur Anregung der Mehrarmantennen von den Eigenwellen der betrachteten Fernfelder eindeutig zu unterscheiden, werden diese im Folgenden als Anregungsmoden bzw. Moden bezeichnet. Werden innerhalb eines Modens betragsgleiche Quellenspannungen  $v_0$  und entsprechend der Rotationssymmetrie progressive Phasenregungen gewählt, die den  $k$ -ten Arm mit  $e^{-j \cdot k \cdot M \cdot \Phi}$  gewichten, dann ist mit

$$\vec{\underline{V}}_M^N = v_0 \cdot (1, e^{-j \cdot M \cdot \Phi}, e^{-j \cdot 2 \cdot M \cdot \Phi}, \dots, e^{-j \cdot (N-1) \cdot M \cdot \Phi}) \quad \text{mit} \quad M = 1, 2, \dots, N-1 \quad (2.51)$$

die gewünschte Steuerung der azimutalen Abhängigkeit der Fernfeldcharakteristik durch Variation des Phasenparameters  $M$  möglich. Zu beachten sind die Mehrdeutigkeiten in der Anregung, da die Speisephasen nur für  $N$  diskrete Werte der Winkelkoordinate  $\varphi$  vorgegeben sind. Der Mode  $\vec{\underline{V}}_M^N$  ist dadurch nicht vom Mode  $\vec{\underline{V}}_{M+\nu \cdot N}^N$  zu unterscheiden, wenn die Differenz zwischen den Moden ein ganzzahliges Vielfaches der Armzahl ist

$$\vec{\underline{V}}_M^N = \vec{\underline{V}}_{M+\nu \cdot N}^N \quad \text{mit} \quad \nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.52)$$

Um den Zusammenhang zwischen der modalen Anregung  $\vec{V}_M^N$  und den Antennenfernfeldern zu verdeutlichen, wird die Mehrarmantenne nach Abb. 2.6 um ihre Achse  $A$  und den Winkel  $\Phi$  gedreht. Die Antennenkontur wird aufgrund ihrer Symmetrie auf sich selbst abgebildet und die Fernfelder erfahren für einen ortsfesten Beobachter eine Phasenverschiebung um den Wert  $M \cdot \Phi$ , da alle Spannungsquellen bezogen auf die nicht gedrehte Antenne um  $M \cdot \Phi$  in der Phase verschoben werden. Die Komponenten des elektromagnetischen Feldes  $\underline{F}_M = (\underline{E}_M, \underline{H}_M)$  werden also mit  $e^{j \cdot M \cdot \Phi}$  multipliziert

$$A^\Phi \{ \underline{F}_M \} = \underline{F}_M \cdot e^{j \cdot M \cdot \Phi}. \quad (2.53)$$

In dem Spektrum der betrachteten Mehrarmantenne sind demnach nur Eigenwellen einer ganz bestimmten azimutalen Abhängigkeit enthalten, die im Weiteren näher untersucht werden.

Ist die Armzahl einer im Mode  $\vec{V}_M^N$  angeregten Mehrarmantenne unendlich ( $N = \infty$ ), existieren nur Feldkomponenten  $\underline{F}_M$  mit der azimutalen Abhängigkeit  $e^{j \cdot M \cdot \varphi}$ , da die Speisephasen kontinuierlich zur Winkelkoordinate  $\varphi$  auftreten. Nach Gl. (2.34) setzt sich das Spektrum dieser Antenne nur aus Eigenwellen mit dem Index  $m = M$  zusammen, so dass für  $M = p_0$  die Eigenwellenbedingung erfüllt wird.

Reale Mehrarmantennen haben hingegen eine endliche Armzahl, so dass deren Speisung im Mode  $\vec{V}_M^N$  gemäß Gl. (2.52) mehrdeutig ist. Konsequenterweise strahlen symmetrische Mehrarmantennen mit endlicher Armzahl ( $N \ll \infty$ ) und Anregung im Mode  $\vec{V}_M^N$  ein Feld als Überlagerung von Eigenwellen mit der azimutalen Abhängigkeit  $e^{j \cdot (M + v \cdot N) \cdot \varphi}$  ab. Diesem Antennenspektrum entspricht die formale Schreibweise

$$\underline{C}_{mp} = 0 \quad \text{für} \quad m \neq M + v \cdot N \quad (2.54)$$

für die komplexen Gewichtungskoeffizienten der Eigenwellen.

Betrachtet man als einfachste Struktur eine symmetrische Mehrarmantenne mit  $N = 2$  Armen, dann strahlt diese bei Anregung mit dem einzig möglichen Mode  $\vec{V}_1^2 = (1, -1)$  ein Eigenwellenspektrum der azimutalen Abhängigkeit  $e^{j \cdot (1 + v \cdot 2) \cdot \varphi}$  ab, so dass der Index  $m$  folgende Werte annimmt:

$$m = \dots, -7, -5, -3, -1, 1, 3, 5, 7, \dots \quad (2.55)$$

Zirkulare Polarisation<sup>10</sup>  $p_0$  in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  verlangt jedoch das Verschwinden der Eigenwellen mit dem Index  $m = -p_0$  aus dem Antennenspektrum, weshalb die Mehrarmantenne mit  $N = 2$  Armen die Eigenwellenbedingung Gl. (2.45) nicht erfüllt.

Eine Antenne aus  $N = 4$  Armen regt bei Speisung im Mode  $\vec{V}_M^4$  ein Fernfeld der azimutalen Abhängigkeit  $e^{j \cdot (M + v \cdot 4) \cdot \varphi}$  an. Den drei linear unabhängigen Anregungsmoden können in diesem Fall die nachstehenden Eigenwellenspektren zugeordnet werden:

<sup>10</sup>Links- bzw. rechtszirkulare Polarisation liegt für  $p_0 = -1$  bzw.  $1$  vor.



$$\begin{aligned}
M = 1: & \quad m = \dots, -7, -3, 1, 5, 9, \dots \\
M = 2: & \quad m = \dots, -6, -2, 2, 6, 10, \dots \\
M = 3: & \quad m = \dots, -5, -1, 3, 7, 11, \dots
\end{aligned} \tag{2.56}$$

Demnach regt der Mode  $\vec{V}_1^4$  bzw.  $\vec{V}_3^4$  nur eine der relevanten Eigenwellen  $|m|=1$  an, so dass die 4-armige Antenne die Eigenwellenbedingung erfüllt und somit in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  über einen Punkt zirkularer Polarisation verfügt. Das Feld des Modes  $\vec{V}_2^4$  verfügt über keine Eigenwellen  $|m|=1$  und weist somit eine Nullstelle in Hauptstrahlungsrichtung auf.

Allgemein erfüllen alle Mehrarmantennen mit Armzahlen  $N \geq 4$  die Eigenwellenbedingung für bestimmte Anregungsmoden, nur steigt mit der Armzahl auch der Aufwand zur Realisierung der für die Anregung erforderlichen Speisetzwerke.

### 2.2.2 Resultierende Antennenstrukturen

Auf der Suche nach einer planaren Antennenstruktur mit zirkularer Polarisation in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  werden die 4-armigen Antennenstrukturen favorisiert. Im Mode  $\vec{V}_1^4$  oder  $\vec{V}_3^4$  angeregt, erfüllen sie die Eigenwellenbedingung, so dass in Hauptstrahlungsrichtung ein Punkt zirkularer Polarisation vorliegt. Sie stellen daher eine Art Minimalanordnung in Bezug auf Realisierungsaufwand und zirkulare Polarisation in Hauptstrahlungsrichtung dar.

In Abschnitt 2.1.3 wurden die geometrischen Abmessungen der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Antennenstrukturen auf maximal eine Wellenlänge beschränkt. Damit konnten nach Ludwig die Ordnungszahlen der Eigenwellen, die 99,9% zur abgestrahlten Leistung beitragen, auf  $n \leq 3$  beziffert werden. Aufgrund von Eigenschaften der zugeordneten Legendre Funktionen  $P_n^{|m|}$  existieren aber nur Eigenwellen mit  $|m| \leq n$ , so dass aus dem Spektrum der 4-armigen Antenne nach Gl. (2.56) die Eigenwellen mit dem Index  $|m|=3$  als wesentliche Störterme im Achsenverhältnis  $AR$  außerhalb der Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  auftreten. Einem möglichst kleinen Achsenverhältnis  $AR$  in einem großen Winkelbereich um die Hauptstrahlungsrichtung entspricht damit der Forderung, die Eigenwellen mit dem Index  $|m|=3$  zu unterdrücken. Eine derartige Eigenwellenunterdrückung kann jedoch weder durch die gewählte Anregung, noch durch die Symmetrie der Antenne erreicht werden. Sie ist deshalb keine Eigenschaft aller symmetrischen 4-Armantennen, sondern ist speziell von der gewählten Armkontur abhängig.

Bisher blieb die Armkontur völlig unbeachtet, weil die Anforderungen an symmetrische Mehrarmantennen mit zirkularer Polarisation in Hauptstrahlungsrichtung einzig die Anzahl der Arme und deren modale Anregung betreffen. Es ist daher irrelevant, welche Kontur die 4-armige Antenne hat, wenn nur zirkulare Polarisation in Hauptstrahlungsrichtung gefordert wird. Die Auswirkungen bestimmter Armkonturen auf die Polarisationsreinheit 4-armiger Antennen über den Elevationswinkel  $\vartheta = 0^\circ$  hinaus sind Gegenstand des nachfolgenden Kapitel 3, in dem die Bandbreite der Antennenstruktur berücksichtigt wird.

## 3 Breitband-Antennen

Die Bandbreite einer Antenne kann als der Frequenzbereich definiert werden, für den sie im Hinblick auf eine bestimmte Kenngröße einen vorgegebenen Standard einhält [Bal97]. Üblicherweise wird die Eingangsimpedanz der Antenne als Kenngröße herangezogen, wobei in Abhängigkeit von der Anwendung auch Richtcharakteristik, Polarisation und Gewinn mit in die Bandbreitenbestimmung eingehen können.

Für Antennen mit großer Bandbreite wird die relative Bandbreite über das Verhältnis

$$(f_{\max}/f_{\min}):1 \quad (3.1)$$

definiert, wobei  $f_{\max}$  die höchste und  $f_{\min}$  die niedrigste Frequenz kennzeichnet. Daraus ergibt sich für die angestrebte Bandbreite von 10 - 20 GHz ein Verhältnis von 2:1, für das in der Literatur häufig der Begriff Oktave verwendet wird.

Anknüpfend an die bisherigen Ergebnisse beschäftigt sich dieses Kapitel mit der Frage: Welche planaren Konturen 4-armiger Antennen verfügen über eine Bandbreite von mindestens einer Oktave? Die gesuchten Armkonturen sollen außerdem ein kleines Achsenverhältnis  $AR$  in einem großen Winkelbereich um die Hauptstrahlungsrichtung ermöglichen. Darüber hinaus sollen Fehler in der Anregung nur geringen Einfluss auf die Strahlungscharakteristik besitzen. Diese Eigenschaft, nur eine Auswahl des aus Anregung und Symmetrie ermittelten azimutalen Eigenwellenspektrums abzustrahlen, wird im Folgenden als Eigenselektivität der Antennen bezeichnet.

### 3.1 Frequenzunabhängige Antennen

Die Definition der relativen Bandbreite beinhaltet die Freiheit zur Vorgabe des von einer bestimmten Kenngröße einzuhaltenden Standards. Um bei gegebener Bandbreite nun nicht den Standard den charakteristischen Kenngrößen bestimmter Antennenstrukturen zu unterwerfen, ihn quasi den Gegebenheiten anzupassen, werden in Abschnitt 3.1.1 Prinzipien frequenzunabhängiger Antennen und in Abschnitt 3.1.2 selbstkomplementäre Strukturen, deren Eingangsimpedanzen frequenzunabhängig sind, betrachtet. Daraus resultieren Anforderungen an die Antennenkonturen, deren Auswirkungen auf die 4-armigen Antennen in Abschnitt 3.2 diskutiert werden.

#### 3.1.1 Prinzipien der Frequenzunabhängigkeit aller Antennenkenngrößen

Werden alle Maße einer verlustlosen Antenne um den Faktor  $K$  vergrößert, bleibt die Strahlungscharakteristik und die Eingangsimpedanz unverändert, wenn die Wellenlänge ebenfalls um dem Faktor  $K$  erhöht wird. Auf dieser als Skalierung bekannten Methode basiert die von Rumsey im Jahre 1957 veröffentlichte Arbeit über das allgemeine Prinzip frequenzunabhängiger Antennen, deren Konturen einzig über Winkel definiert werden [Rum57].

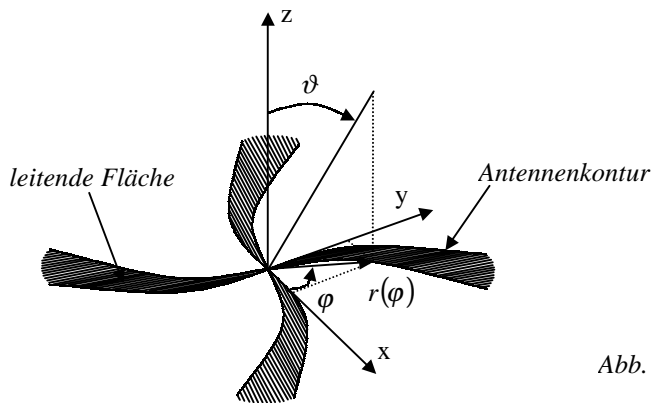


Abb. 3.1: Koordinatensystem mit leitender Antennenstruktur in der  $xy$ -Ebene

Im Hinblick auf die gesuchten Antennenstrukturen werden zur Erläuterung der von Rumsey vorgestellten Theorie die Kurven in der  $xy$ -Ebene betrachtet, die sich bei einer Skalierung auf sich selbst abbilden. Solche Kurven können die Konturen einer planaren Antenne festlegen, die beispielsweise im Zentrum der in Abb. 3.1 dargestellten Anordnung gespeist wird. Antennen dieser Art verlaufen von einem räumlichen Ausdehnungspol, in Abb. 3.1 der Koordinatenursprung, bis ins Unendliche. Die charakteristischen Eigenschaften dieser Antennen bleiben bei der Umskalierung bezüglich einer anderen Wellenlänge unverändert. Die Folge ist eine Antennenstruktur, deren geometrische Form in jedem Betrachtungsmaßstab unverändert ist. Damit liegt die Vermutung nahe, dass die Skalierung einer Translation und Rotation der Kurvenverläufe entspricht. Die Möglichkeit der Translation scheidet jedoch durch die Fixierung des gemeinsamen Ausdehnungspols im Koordinatenursprung aus. Das Problem reduziert sich damit auf eine der Skalierung äquivalenten Rotation

$$K \cdot r(\varphi) = r(\varphi + \xi). \quad (3.2)$$

Mit  $r(\varphi)$  ist der polare Konturenradius in Abhängigkeit vom azimutalen Winkel  $\varphi$  gekennzeichnet,  $K$  ist der Skalierungsfaktor und  $\xi$  der äquivalente Rotationswinkel in azimutaler Richtung. Folglich ist  $K$  eine Funktion von  $\xi$ , beide sind aber unabhängig von der Winkelkoordinate  $\varphi$ . Daraus können die Beziehungen

$$r(\varphi) \cdot \frac{dK}{d\xi} = \frac{\partial r(\varphi + \xi)}{\partial \xi} \quad (3.3)$$

und

$$K \cdot \frac{dr(\varphi)}{d\varphi} = \frac{\partial r(\varphi + \xi)}{\partial \varphi} \quad (3.4)$$

abgeleitet werden. Die Selbstähnlichkeit der betrachteten Antennenstrukturen bewirkt außerdem, dass ein beliebiger radialer Strahl aus dem Koordinatenursprung die Tangenten der Armkonturen immer unter demselben Winkel schneidet

$$\frac{\partial r(\varphi + \xi)}{\partial \xi} = \frac{dr(\varphi + \xi)}{d(\varphi + \xi)} = \frac{\partial r(\varphi + \xi)}{\partial \varphi}. \quad (3.5)$$

Ineinander Einsetzen der obigen Gleichungen führt auf den Zusammenhang

$$r(\varphi) \cdot \frac{dK}{d\xi} = K \cdot \frac{dr(\varphi)}{d\varphi}, \quad (3.6)$$

der durch einfache Umformung in

$$\frac{dr(\varphi)}{d\varphi} = a \cdot r(\varphi) \quad \text{mit} \quad a = \frac{1}{K} \cdot \frac{dK}{d\xi} \quad (3.7)$$

deutlich die Lösungsfunktionen der polaren Konturterme

$$r(\varphi) = r_0 \cdot e^{a\varphi} \quad \text{mit} \quad r_0 = \text{const.} \quad (3.8)$$

in Form winkelkonstanter Spiralen gemäß Abb. 3.2 erkennen lässt. Die Bezeichnung winkelkonstante Spirale beruht auf der bereits erwähnten Tatsache, dass der Schnittwinkel  $\psi$  zwischen einem beliebigen radialen Strahl und einer beliebigen Tangente der Armkontur für eine vorgegebene Wachstumsrate  $a$  konstant ist. Dieser Winkel  $\psi$  steht mit der Wachstumsrate  $a$  in folgender Beziehung:

$$\tan(\psi) = \frac{1}{a}. \quad (3.9)$$

Wegen ihres exponentiellen Wachstums wird die winkelkonstante Spirale auch logarithmische Spirale genannt. Mit  $r_0 = e^{a\varphi_0}$  folgt die von Rumsey vorgestellte Schreibweise

$$r(\varphi) = e^{a(\varphi+\varphi_0)} \quad \text{mit} \quad \varphi_0 = \text{const.} \quad (3.10)$$

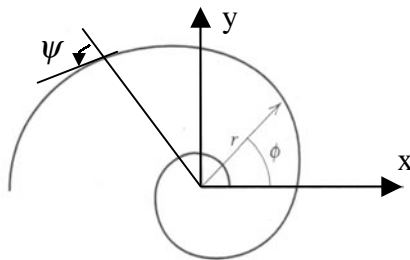


Abb. 3.2:  
Winkelkonstante Spirale mit  $r_0=0,311$  cm  
und  $a=0,221$

Die Konturen planarer, frequenzunabhängiger Antennen sind demnach winkelkonstante Spiralen, die sich nicht durch feste geometrische Längen beschreiben lassen. Die Eigenschaften dieser Antennen sind frei von Resonanzen, so dass der Energietransport auf den Spiralarmlen reinen Wanderwellencharakter besitzt.

Zunächst erscheint es möglich, acht Konturenverläufe für die in Abb. 3.1 dargestellte Anordnung durch unterschiedliche Kombinationen der Parameter  $a$  und  $\varphi_0$  zu erzielen. Für unterschiedliche Wachstumsraten  $a$  überlappen sich jedoch die Konturen im Bereich kleiner Radien, so dass die Speisepunkte im Zentrum über einen Ring kurzgeschlossen werden. Es sind daher acht unterschiedliche Anfangswinkel  $\varphi_0$  bei ansonsten identischer Wachstumsrate  $a$  für die Konturterme erforderlich. Ein Beispiel

zur Geometrie vierarmiger, winkelkonstanter Spiralantennen mit einheitlicher Wachstumsrate und unterschiedlichen Anfangswinkeln zeigt die Abbildung 3.3. Mit  $\delta_N$  sind die aus den entsprechenden Anfangswinkeln resultierenden Öffnungswinkel der Spiralarme gekennzeichnet.

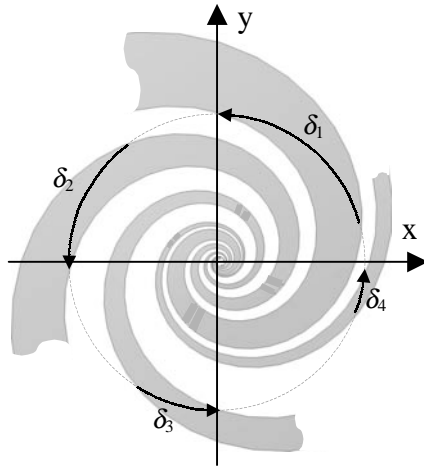


Abb. 3.3:  
Geometrie einer vierarmigen, winkelkonstanten  
Spiralantenne mit einheitlicher Wachstumsrate  $a$   
und unterschiedlichen Öffnungswinkeln  $\delta_N$

Bei winkelkonstanten Antennen, deren Ausdehnungen sich von einem Pol bis ins Unendliche erstrecken, ist eine Änderung der Betriebsfrequenz äquivalent zur Rotation der Antenne in der  $xy$ -Ebene. Die Eingangsimpedanz der Spiralarme ist konstant für alle Wachstumsraten  $a$ . Des Weiteren bleibt deren Strahlungscharakteristik unverändert über der Frequenz, wenn die Wachstumsrate  $a$  endlich ist. Ein bemerkenswertes Phänomen, da die auf die Wellenlänge bezogene Apertur mit steigender Frequenz größer wird, die Strahlungscharakteristik davon jedoch unbeeinflusst bleibt.

Neben den planaren Spiralantennen sind natürlich auch dreidimensionale Gebilde denkbar. Die Herleitung der in Gl. (3.11) angegebenen Konturterme räumlicher Antennenstrukturen mit frequenzunabhängigem Verhalten ist aber sehr viel umfangreicher, weshalb an dieser Stelle auf die Arbeit von Rumsey verwiesen wird [Rum57].

$$r(\varphi) = e^{a(\varphi + \varphi_0)} \cdot F(\vartheta) \quad (3.11)$$

Im Endeffekt ist der Übergang von planaren zu räumlichen Antennenstrukturen durch die Einführung der einzig vom Elevationswinkels  $\vartheta$  abhängigen Funktion  $F(\vartheta)$  charakterisiert. Eine bekannte Anordnung ist die in Abb. 3.4 dargestellte kegelförmige, winkelkonstante Antenne.

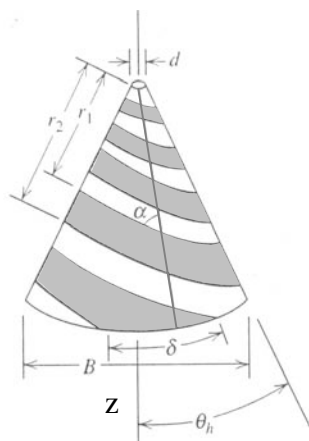


Abb. 3.4: Kegelförmige, winkelkonstante Spiralantenne

Bei Rumsey bezieht sich die Selbstähnlichkeit der betrachteten Antennen auf ein wertekontinuierliches Frequenzspektrum. Im Gegensatz dazu werden bei DuHamel und Isbell feste geometrische Längen der Antennenstrukturen im Verhältnis  $1/\tau$  wertediskret auf sich selbst abgebildet, so dass die Eigenschaften der resonanten Strukturen bei den Frequenzen  $f$  und  $\tau \cdot f$  dieselben sind [DuH57]. Wird diese Skalierung  $N$  mal wiederholt, so sind die charakteristischen Eigenschaften bei den Frequenzen  $f \cdot \tau^N$  identisch. In Abhängigkeit von  $\ln f$  besteht die Periodizität  $\ln \tau$ . Je geringer  $\tau$  vom Wert eins abweicht, desto weniger schwanken die Antenneneigenschaften über der Frequenz. Diese quasi frequenzunabhängigen Antennen werden logarithmisch-periodische bzw. log-periodische Antennen genannt. Ein typischer Vertreter planarer Antennenformen ist in Abb. 3.5 dargestellt.

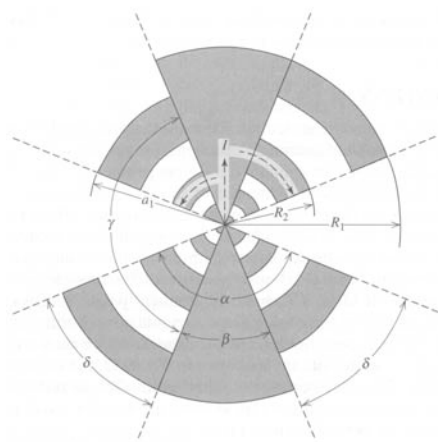


Abb. 3.5: Planare, log-periodische Antenne

Die in der Praxis erzielbaren Bandbreiten winkelkonstanter Antennen werden mit 40:1 und die von log-periodischen Antennen mit 20:1 angegeben [Dys61]. Prinzipiell ist eine Bandbreite von einer Oktave demnach mit beiden Antennentypen leicht realisierbar. Dennoch ist die begründete Auswahl eines Antennentyps möglich, wenn die eingangs gestellte Forderung nach einem geringen Achsenverhältnis  $AR$  in einem großen Winkelbereich um die Hauptstrahlungsrichtung betrachtet wird.

Bei monofrequenter Analyse sind nach Johnson [Joh84] und Kraft [Kra88] für ein minimales Achsenverhältnis  $AR$  in einem großen Winkelbereich um die Hauptstrahlungsrichtung Kreisringe vom Umfang  $\lambda$  mit einem reinen Wanderwellenstrombelag erforderlich. Der Umfang von einer Wellenlänge hat die Ausbildung zweier Strommaxima entgegengesetzten Vorzeichens zur Folge, die durch zwei parallele Elementardipole gleicher Phase angenähert werden können. Mit diesem Modell kann das hohe Maß an zirkularer Polarisationsreinheit durch die dem Wanderwellenstrombelag äquivalente Rotation der Dipole um den Kreismittelpunkt erklärt werden. Als breitbandige Umsetzung der Kreisringe schlagen beide Autoren Spiralantennen vor, deren strahlende Zonen, unter den in Abschnitt 3.2.3 näher erläuterten Umständen, durch genau diese Kreisringe vom Umfang der jeweiligen Wellenlänge  $\lambda$  repräsentiert

werden<sup>1</sup>. Bestätigt werden diese Aussagen durch eigene Untersuchungen zu resonanten Anordnungen im Vergleich mit kreisförmigen Wanderwellenstrukturen [Kle02]. Aus diesem Grund wird im weiteren Syntheseverfahren nur das Konzept der winkelkonstanten Spiralantennen für den gesuchten Einzelstrahler verfolgt und nicht das der log-periodischen Antennen.

### 3.1.2 Prinzip der frequenzunabhängigen Eingangsimpedanz planarer Strukturen

Das Prinzip winkelkonstanter Antennen gewährleistet zwar die Frequenzunabhängigkeit der Eingangsimpedanz, macht jedoch keine Aussagen über den Wert dieser für die Anpassung an ein Speisetzwerk wichtigen charakteristischen Kenngröße. Die analytische Berechnung der Eingangsimpedanzen winkelkonstanter Spiralantennen ist äußerst aufwendig und bisher in der Literatur ausschließlich für Dünndrahtstrukturen vorgestellt [Nak87]. Hingegen gehört die mit numerischen Rechenverfahren ermittelte Eingangsimpedanz strahlender Strukturen zu den am häufigsten angezweifelt Kenngrößen, da programmspezifische Aspekte wie beispielsweise die Modelldiskretisierung und Quellenwahl die Eingangsimpedanz maßgeblich beeinflussen. Aus diesem Grund wird unabhängig von den bisherigen Betrachtungen zur Frequenzunabhängigkeit, welche die Gesamtheit der charakteristischen Eigenschaften einer Antenne betreffen, also die Strahlungscharakteristik ebenso wie die Eingangsimpedanz, der von Deschamps veröffentlichte Grundsatz über die Frequenzunabhängigkeit der Eingangsimpedanz selbstkomplementärer Strukturen vorgestellt [Des59]. Dieser Grundsatz legt in Abhängigkeit von der Armzahl und dem Anregungsmodus den frequenzunabhängigen Wert der Eingangsimpedanz winkelkonstanter Spiralantennen und deren Öffnungswinkel  $\delta$  fest, ohne die elektromagnetischen Kenngrößen der Anordnungen explizit zu berechnen.

Deschamps Veröffentlichung knüpft an die Untersuchungen von Booker [Boo46] an, der unter Verwendung des Babinetschen Prinzips die in der Literatur gängige Beziehung

$$Z \cdot Z' = \left( \frac{\eta}{2} \right)^2 \quad (3.12)$$

zwischen den Impedanzen zweier komplementärer Strukturen herleitet. Darin kennzeichnet  $\eta = 120 \cdot \pi \Omega$  den Freiraumwellenwiderstand. Bei den beiden beliebig geformten Strukturen handelt es sich um ebene Eintoranordnungen, deren ideal leitende Flächen aus unendlich dünnem Material bestehen. Als komplementär werden diese bezeichnet, weil jede der Strukturen durch Vertauschen ihrer leitenden und ihrer nichtleitenden Flächen in die jeweils andere übergeht. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.6

---

<sup>1</sup> Anordnungen aus zwei gekreuzten Dipolen verfügen über einen vergleichsweise kleinen Winkelbereich mit geringem  $AR$ , weil der Öffnungswinkel der Hauptstrahlungskeule in der H-Ebene etwa 50% größer ist als der Öffnungswinkel in der E-Ebene.

in Form einer 2-armigen winkelkonstanten Spiralantenne mit der Eingangsimpedanz  $Z$  und der komplementären Schlitzantenne mit der Eingangsimpedanz  $Z'$  skizziert.



Abb. 3.6: 2-armige winkelkonstante Spiralantenne und komplementäre Schlitzantenne

Selbstkomplementär ist darüber hinaus nun eine Anordnung, die durch Vertauschen ihrer leitenden und ihrer nichtleitenden Flächen invers auf sich selbst abgebildet wird. Im Gegensatz zur Komplementarität setzt die Selbstkomplementarität unendliche Ausgedehtheit beider Antennenanordnungen zwingend voraus. Die beiden selbstkomplementären Eintoranordnungen einer 2-armigen winkelkonstanten Spiralantenne entstehen durch die in Abbildung 3.7 dargestellte Rotation der in der  $xy$ -Ebene liegenden Armkonturen  $C$  um den Koordinatenursprung mit dem Winkel  $\varphi = 90^\circ$ . Der Öffnungswinkel ist damit auf  $\delta = 90^\circ$  festgelegt. Es ist leicht nachvollziehbar, dass die Eingangsimpedanzen  $Z$  und  $Z'$  selbstkomplementärer Strukturen identisch sind und ausgehend von Bookers Beziehung für Eintoranordnungen einen Wert von

$$Z = Z' = \frac{\eta}{2} = 60 \cdot \pi \text{ Ohm} \quad (3.13)$$

annehmen.



Abb. 3.7: Selbstkomplementäre Eintoranordnungen einer 2-armigen winkelkonstanten Spiralantenne

Ist die im Allgemeinen frequenzabhängige Eingangsimpedanz einer Eintoranordnung bekannt, kann mit Gl. (3.12) die Eingangsimpedanz der komplementären Struktur bestimmt werden. Im Gegensatz dazu ist zur Ermittlung der Eingangsimpedanzen selbstkomplementärer Eintoranordnungen nach Gl. (3.13) kein a priori Wissen



erforderlich. Die Eingangsimpedanzen bedingen einander nicht mehr, sondern sind reellwertig und unabhängig von der Frequenz festgelegt.

Deschamps erweitert diese Betrachtungen zur Eingangsimpedanz auf symmetrische Mehrarmantennen, zu denen auch die  $N$ -armige winkelkonstante Spiralantenne gemäß Abbildung 3.8 gehört. Die  $N$  Arme werden durch sternförmig zur Achse  $A$  angeordnete Spannungsquellen auf einem gegenüber der Wellenlänge kleinen Kreisring mit den linear unabhängigen Moden  $\vec{V}_M^N$  angeregt<sup>2</sup>. Für die vom Anregungsmodus abhängige Eingangsimpedanz eines Antennenarmes der Originalstruktur und seines Komplements leitet Deschamps die Beziehung in Gl. (3.14) ab.

$$Z_M \cdot Z'_M = \left( \frac{\eta}{4 \cdot \sin(M \cdot \pi/N)} \right)^2 \quad M \neq 0 \quad (3.14)$$

In Form einer Polstelle für  $M=0$  ist die nicht berücksichtigte amplituden- und phasengleiche Anregung aller Antennenarme charakterisiert.

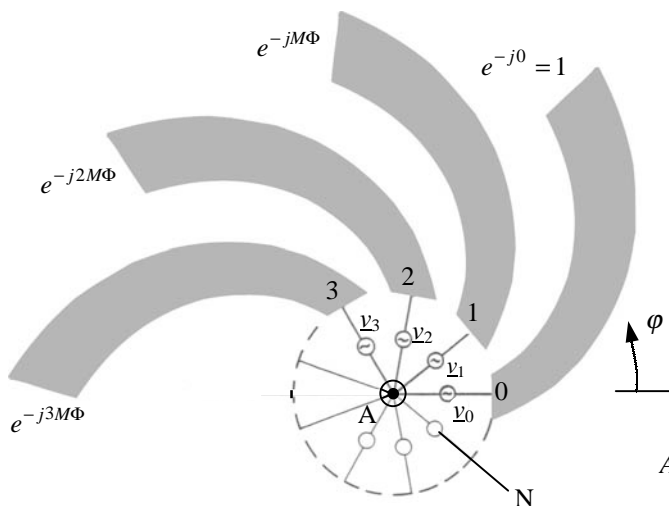


Abb. 3.8:  $N$ -armige winkelkonstante Spiralantenne (Originalstruktur)

Handelt es sich bei den Mehrarmantennen um selbstkomplementäre Strukturen, beträgt also der Öffnungswinkel der winkelkonstanten Spiralantennen  $\delta = \pi/N$ , dann gilt:

$$Z_M = Z'_M = \frac{\eta}{4 \cdot \sin(M \cdot \pi/N)} \quad \text{für } M \neq 0. \quad (3.15)$$

Bei Strukturen mit ungerader Armzahl  $N$  tritt ein von  $N$  abhängiger Minimalwert der Eingangsimpedanz für zwei der  $(N-1)$  Anregungsmoden auf. Für eine gerade Armzahl existiert nur eine minimale Eingangsimpedanz von  $30 \cdot \pi$  Ohm. Die Eingangsimpedanz von  $60 \cdot \pi$  Ohm zwischen beiden Armen einer selbstkomplementären Eintoranordnung nach Gl. (3.13) korrespondiert mit der Serienschaltung des Minimalwertes von  $30 \cdot \pi$  Ohm, da die Generatoren der Mehrarmantennen auf eine virtuelle Masse im Zentrum

<sup>2</sup> Entsprechend Abschnitt 2.2.1 kennzeichnet der Index  $N$  die Armzahl und  $M$  einen der  $N-1$  linear unabhängigen Anregungsmoden der Mehrarmstruktur; siehe Seite 19, Gl. (2.51).

bezogen werden. Aus Gl. (3.15) geht weiter hervor, dass die Generatoren einer 4-armigen, winkelkonstanten und selbstkomplementären Spiralantenne, die im Mode  $M = 1$  oder  $M = 3$  gespeist wird, eine Eingangsimpedanz von 133,3 Ohm sehen. Der Öffnungswinkel dieser Antenne beträgt  $\delta = 45^\circ$ .

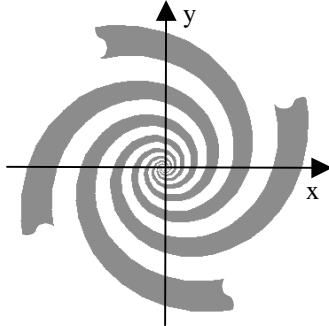


Abb. 3.9:  
*Unendlich ausgedehnte, selbstkomplementäre,  
vierarmige, winkelkonstante Spiralantenne*

Aus den Ergebnissen der letzten Abschnitte liegt mit der unendlich ausgedehnten, selbstkomplementären, 4-armigen, winkelkonstanten Spiralantenne nun eine planare Struktur vor, welche die gesuchten Eigenschaften wie maximale zirkulare Polarisationsreinheit und Bandbreite aufweist. Die Struktursynthese ist damit beendet. Der nächste Abschnitt 3.2 bildet unter Berücksichtigung der endlichen geometrischen Abmessungen eines praktischen Designs den Übergang zur Antennenanalyse.

### 3.2 Planare Spiralantennen

Als Ausgangspunkt für das Design einer frequenzunabhängigen Antenne dient entsprechend der Struktursynthese der vorangegangenen Abschnitte die winkelkonstante Spiralantenne. Diese muss unendlich ausgedehnt sein und kann deshalb nicht in einem praktischen Design realisiert werden<sup>3</sup>. Nach der für reale Antennen erforderlichen Begrenzung der geometrischen Abmessungen, werden entgegen dem Syntheseergebnis in der Literatur häufig auch archimedische Spiralantennen favorisiert. Beispielsweise spricht Kraft [Kra88] bei seinen Untersuchungen zur Erzeugung hoher zirkularer Polarisationsreinheit mit Dünndrahtstrukturen von einem insgesamt schlechteren Verhalten der winkelkonstanten Spiralantennen im Vergleich zu den archimedischen Spiralantennen, was er auf die exponentielle und damit erheblich schnellere Aufweitung der Spirale zurückführt. Bei Gschwendtner [Gsc01] erzielten die archimedischen Spiralantennen höhere Bandbreiten bezüglich der Eingangsimpedanz und des Achsenverhältnisses im Vergleich zu den winkelkonstanten Spiralantennen, obwohl die Strukturen beider Spiraltypen planar und selbstkomplementär ausgeführt werden.

Welche der beiden endlichen Spiralgeometrien unter Berücksichtigung der im Rahmen dieser Arbeit an die Einzelstrahler gestellten Anforderungen und der technologischen

---

<sup>3</sup> Sind die Antennen nicht unendlich ausgedehnt, haben sie letztendlich eine frequenzabhängige charakteristische Länge.

Realisierbarkeit letztendlich die besseren Antenneneigenschaften aufweist, ist Gegenstand von Kapitel 4. Die dort durchgeführten Parameterstudien setzen jedoch die Kenntnis der grundlegenden Begriffe und Bildungsgesetze beider Spiralgeometrien voraus, weshalb diese in Abschnitt 3.2.1 für die winkelkonstanten Spiralantennen vertieft und in Abschnitt 3.2.2 für die archimedischen Spiralantennen vorgestellt werden.

Ein wesentliches Problem beim Entwurf des spiralförmigen Einzelstrahlers, egal ob archimedisch oder winkelkonstant, ist zu bestimmen, ob und bei welchen Geometrieparametern sich die charakteristischen Eigenschaften der endlichen Struktur im ausreichendem Maße den der unendlichen annähern. Dazu müssen die Strahlungsvorgänge der Spiralantennen bekannt sein, die mit dem Bändermodell nach Burdine [Bur55] im Abschnitt 3.2.3 erklärt werden.

In den folgenden Betrachtungen werden ausschließlich 4-armige Spiralantennen berücksichtigt, die stets in einer Ebene liegen und deren Normale die  $z$ -Achse ist. Zur Beschreibung der Geometrie in der Ebene dienen kartesische Koordinaten  $(x, y)$  oder Polarkoordinaten  $(r, \varphi)$ . Kenngrößen im Fernfeld der Antennen werden in Kugelkoordinaten  $(r, \vartheta, \varphi)$  angegeben.

Eine Spiralantenne lässt sich durch das Bildungsgesetz charakterisieren, mit dem ihre Geometrie erzeugt wird. Dieses Gesetz ist in Polarkoordinaten gegeben und beschreibt den Radius  $r$  in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$ . Die im Rahmen dieser Arbeit behandelten Funktionen  $r(\varphi)$  der Spiralgeometrien sind stetig und streng monoton, so dass die Zuordnung

$$(r(\varphi), \varphi) \rightarrow (x, y) = (r \cdot \cos(\varphi), r \cdot \sin(\varphi)) \quad (3.16)$$

eindeutig ist.

### 3.2.1 Winkelkonstante Spiralantennen

Die Konturen einer winkelkonstanten Spiralantenne sind formal durch Gl. (3.8) gegeben. Ihre Geometrie ist symmetrisch und besteht aus vier Spiralarmlen, die in einem Winkelversatz von  $\Phi = \pi/2$  ineinander gewunden sind. Damit wird die innere Kontur  $r_{i,n}(\varphi)$  und die äußere Kontur  $r_{a,n}(\varphi)$  des  $n$ -ten Spiralarms durch den Zusammenhang

$$\begin{aligned} r_{i,n}(\varphi) &= r_0 \cdot e^{a\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{\pi}{2}n\right)} \\ r_{a,n}(\varphi) &= r_0 \cdot e^{a\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{\pi}{2}n + \delta\right)} \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (3.17)$$

bestimmt. Das Vorzeichen der Wachstumsrate  $a$  gibt den Wicklungssinn der Spiralantenne an, ihr Betrag bestimmt die Wicklungsdichte. Die Wachstumsrate der Spirale in Abbildung 3.10 ist positiv, daher nimmt der Radius der Spirale in mathematisch positiver Richtung zu. Für einen bestimmten Winkel  $\varphi$  legt der Öffnungswinkel  $\delta$  den radialen Versatz zwischen der inneren und der äußeren Kontur eines Spiralarms fest. Bei der in Abbildung 3.10 dargestellten Anordnung handelt es

sich um eine selbstkomplementäre Spiralantenne, deren Öffnungswinkel  $\delta = \pi/4$  beträgt. Der Anfangswinkel  $\varphi_0 > 0$  beschreibt die Lage der gesamten Antennenanordnung relativ zur Abszisse des kartesischen Koordinatensystems.

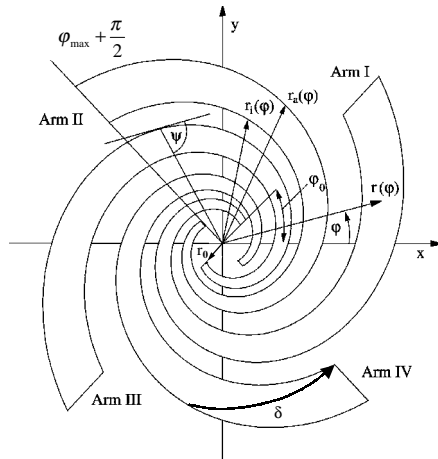


Abb. 3.10:  
Geometrie einer selbstkomplementären, vierarmigen, winkelkonstanten Spiralantenne

Im praktischen Aufbau wird die endliche Ausdehnung der Spiralgeometrie durch einen konstanten Anfangsradius  $r_0$  der Innenkontur und den begrenzten Definitionsbereich

$$\varphi_0 + \frac{\pi}{2} \cdot n \leq \varphi \leq \varphi_{\max} + \frac{\pi}{2} \cdot n \quad (3.18)$$

des polaren Winkels  $\varphi$  erreicht. Damit ergibt sich für die Enden der Spiralarms mit  $r_0$  eine innere und mit  $\varphi_{\max}$  eine äußere Begrenzung.

Die Länge eines winkelkonstanten Spiralarms wird in dieser Arbeit als die Länge seiner Mittellinie definiert und ist durch ein Kurvenintegral nach Gl. (3.19) bestimmt.

$$L_w = \left[ a^{-2} + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \cdot (\bar{r}(\varphi_{\max}) - \bar{r}(\varphi_0)) \quad (3.19)$$

Mit  $\bar{r}(\varphi_{\max})$  ist der mittlere Spiralarmsradius an der äußeren und mit  $\bar{r}(\varphi_0)$  der an der inneren Begrenzung des polaren Winkelbereiches gekennzeichnet.

### 3.2.2 Archimedische Spiralantennen

Die im Jahr 1954 erstmalig veröffentlichte archimedische Spiralantenne stammt von Turner [Tur55], einem Ingenieur der amerikanischen Luftwaffe, der aus Platzgründen die Arme eines Dipols in Form einer Spirale aufwickelte. Obwohl ihm einige der anerkanntesten Fachleute auf dem Gebiet der Antennentechnik davon abrieten, führte er Experimente mit diesem völlig neuen Antennentyp durch. Die Ergebnisse waren umwerfend. Das Fernfeld der Spiralantenne war zirkular polarisiert, zudem verhielten sich die Eingangsimpedanz und die Richtcharakteristik in dem betrachteten Frequenzbereich nahezu frequenzunabhängig.

Entsprechend der Nomenklatur zur winkelkonstanten Spiralantenne wird die Armkontur des  $n$ -ten Spiralarms der in Abbildung 3.11 dargestellten 4-armigen archimedischen

Spiralantenne durch die nachstehende Gl. (3.20) beschrieben.

$$\begin{aligned} r_{i,n}(\varphi) &= r_0 + a \cdot \left( \varphi - \varphi_0 - \frac{\pi}{2} \cdot n \right) \\ r_{a,n}(\varphi) &= r_0 + a \cdot \left( \varphi - \varphi_0 - \frac{\pi}{2} \cdot n + \delta \right) \quad \text{für } n = 0, 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (3.20)$$

Die archimedische Spiralantenne besitzt mit der Armbreite  $w = a \cdot \delta$  eine feste geometrische Größe und gehört somit nicht zu den frequenzunabhängigen Antennen. Allerdings ändert sich bei kleiner Wachstumsrate  $a$  der Schnittwinkel  $\psi(\varphi)$  zwischen einem radialen Strahl aus dem Koordinatenursprung und der Tangente an die Spiralkontur nur gering über der polaren Koordinate  $\varphi$ , so dass die elektromagnetischen Eigenschaften der archimedischen Spiralantenne sich denen der winkelkonstanten Spiralantenne annähern.

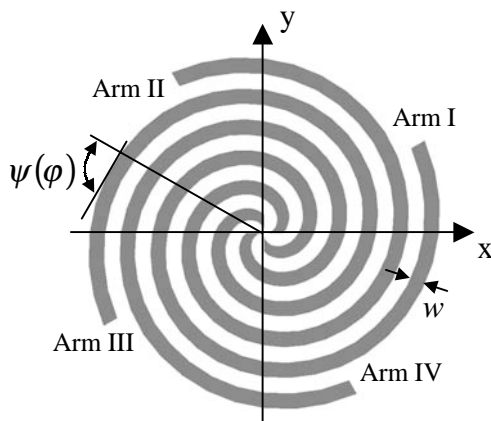


Abb. 3.11:  
Geometrie einer selbstkomplementären, vierarmigen, archimedischen Spiralantenne

Für die Enden der Spiralarms ergibt sich auch bei der archimedischen Spiralantenne mit  $r_0$  eine innere und mit  $\varphi_{\max}$  eine äußere Begrenzung. Im Gegensatz zur winkelkonstanten Spiralantenne wird die innere Begrenzung der archimedischen Spiralantenne nicht alleine durch die technologisch noch realisierbaren Strukturen bestimmt, sondern ebenso durch die feste Armbreite  $w$ . Je kleiner der gewünschte Anfangsradius  $r_0$  der Innenkontur einer archimedischen Spiralantenne ist, desto schmaler muss zwangsläufig die Armbreite  $w$  ausfallen, damit sich die Arme im Spiralzentrum nicht überlappen. Wird die archimedische Spiralantenne zudem selbstkomplementär ausgeführt, ist die Armbreite zusätzlich von der Wachstumsrate abhängig. Die feste Armbreite der archimedischen Spiralantenne hat also feste Abhängigkeiten in ihrem Parameterraum zur Folge.

Die mittlere Armlänge der archimedischen Spiralantenne berechnet sich zu [Dub77]:

$$\begin{aligned} L_w &= \frac{\bar{r}(\varphi_{\max})}{2 \cdot a} \cdot \sqrt{\bar{r}^2(\varphi_{\max}) + a^2} + \frac{a}{2} \cdot \ln \left[ \bar{r}(\varphi_{\max}) + \sqrt{\bar{r}^2(\varphi_{\max}) + a^2} \right] \\ &\quad - \frac{\bar{r}(\varphi_0)}{2 \cdot a} \cdot \sqrt{\bar{r}^2(\varphi_0) + a^2} - \frac{a}{2} \cdot \ln \left[ \bar{r}(\varphi_0) + \sqrt{\bar{r}^2(\varphi_0) + a^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Wiederum kennzeichnet  $\bar{r}(\varphi_{\max})$  den mittleren Spiralaradius an der äußeren und  $\bar{r}(\varphi_0)$  den an der inneren Begrenzung des polaren Winkelbereiches.

### 3.2.3 Strahlende Zonen und Anregungsmoden

Im Folgenden wird mit dem Bändermodell nach Burdine [Bur55] erklärt, wieso sich die frequenzunabhängigen Eigenschaften einer endlichen Spiralantenne auf ein begrenztes Frequenzspektrum reduzieren, für das die Antenne sogenannte strahlende Zonen ausbildet. Des weiteren werden vom Bändermodell grundlegende Dimensionierungsrichtlinien für die geometrischen Abmessungen einer in einem definierten Frequenzbereich betriebenen Spiralantenne abgeleitet.

Das Bändermodell geht auf Burdine zurück, der die archimedische Spiralantenne als aufgerollte Übertragungsleitung betrachtet. Insbesondere für kleine Wachstumsraten  $a$  und große äußere Begrenzungen  $\varphi_{\max}$  lässt sich dieses Abstrahlungsmodell auch auf die winkelkonstanten Spiralantennen übertragen, da die Geometrien im Kleinen ähnlich sind.

Betrachtet wird der Sendefall einer vierarmigen Spiralantenne im freien Raum, der aufgrund der Reziprozität der Antennenanordnung keine Einschränkung der Allgemeinheit darstellt. Gemäß den Ausführungen zur symmetrischen Mehrarmantenne verfügen diese Spiralantennen als Vierleitersysteme nach Gl. (2.51) über drei linear unabhängige Moden

$$\begin{aligned} M = 1: \quad \underline{\vec{V}}_1^4 &= v_0 \cdot (1, e^{-j90^\circ}, e^{-j180^\circ}, e^{-j270^\circ}) \\ M = 2: \quad \underline{\vec{V}}_2^4 &= v_0 \cdot (1, e^{-j180^\circ}, e^{-j0^\circ}, e^{-j180^\circ}) \\ M = 3: \quad \underline{\vec{V}}_3^4 &= v_0 \cdot (1, e^{-j270^\circ}, e^{-j180^\circ}, e^{-j90^\circ}), \end{aligned} \quad (3.22)$$

mit denen die Antennen im Spiralzentrum oder von außen angeregt werden können<sup>4</sup>. Die Voraussetzung für das Abstrahlen elektromagnetischer Energie ist die phasengleiche Strombelegung benachbarter Spiralarms in der sogenannten strahlenden Zone. Bei Speisung der Spiralarms mit einer nach Gl. (3.22) konstanten Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  zueinander, ist demnach eine elektrische Längendifferenz  $\Delta l$  unter den benachbarten Spiralarms beim Erreichen der strahlenden Zone erforderlich, damit das Kriterium der Phasengleichheit erfüllt wird. Der Zusammenhang zwischen Phasen- und elektrischer Längendifferenz wird von Burdine an einem beliebigen Punkt  $P(r, \varphi)$  einer eng gewickelten vierarmigen Spiralantenne durch die Ähnlichkeit der Spiralarmsverläufe mit Kreisbogensegmenten hergestellt. Danach beträgt die Längendifferenz der im Punkt  $P(r, \varphi)$  benachbarten Spiralarms annähernd einer Kreisbogenlänge von  $\Delta l = \pi \cdot r / 2$ .

---

<sup>4</sup> Die Anregung einer Spiralantenne im Spiralzentrum wird im Folgenden als Innenspeisung bezeichnet, entsprechend wird die Anregung an den äußeren Spiralarmsenden Außenspeisung genannt.

Hat die Längendifferenz  $\Delta l$  nun eine Phasendrehung im Strombelag von  $\Delta\Phi + k \cdot 2 \cdot \pi$  zur Folge

$$\Delta l = \frac{\pi \cdot r}{2} = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} \cdot \Delta\Phi + k \cdot \lambda \quad \text{mit } k = 0, 1, 2, \dots, \quad (3.23)$$

befinden sich die benachbarten Spiralarms in Phase. Durch Umformen der Gl. (3.23) ergeben sich als strahlende Zonen Kreisringe vom Umfang

$$U_{Str} = 2 \cdot \pi \cdot r = 4 \cdot \lambda \cdot \left( \frac{\Delta\Phi}{2 \cdot \pi} + k \right). \quad (3.24)$$

Mit  $k$  ist die Ordnung der strahlenden Zone gegeben, die für  $k=0$  auch erste strahlende Zone genannt wird. Die auf der Spiralstruktur in Wanderwellen geführte Energie gelangt in den strahlenden Zonen zur Abstrahlung.

Wird die in Abbildung 3.10 dargestellte Spiralanterie innen mit den Moden nach Gl. (3.22) angeregt, ergeben sich die nachstehenden Zuordnungen zwischen den Anregungsmoden und den strahlenden Zonen:

$$\begin{aligned} M = 1: & \quad U_{Str} = \lambda + 4 \cdot \lambda \cdot k = \lambda, 5 \cdot \lambda, 9 \cdot \lambda, \dots \\ M = 2: & \quad U_{Str} = 2 \cdot \lambda + 4 \cdot \lambda \cdot k = 2 \cdot \lambda, 6 \cdot \lambda, 10 \cdot \lambda, \dots \\ M = 3: & \quad U_{Str} = 3 \cdot \lambda + 4 \cdot \lambda \cdot k = 3 \cdot \lambda, 7 \cdot \lambda, 11 \cdot \lambda, \dots \end{aligned} \quad (3.25)$$

Den drei Anregungen sind der Modenzahl entsprechende erste strahlende Zonen zugeordnet, deren normierte Richtdiagramme<sup>5</sup> die durchgezogenen Kurvenverläufe in Abbildung 3.12 zeigen. Die rechtszirkulare Polarisierung (RHCP) ist darin schwarz und die linkszirkulare (LHCP) grau gekennzeichnet. Punktiert hinterlegt sind den Richtdiagrammen die ebenfalls normierten Beträge der Eigenwellenfunktionen  $L_{nm\pm 1}(\vartheta)$ , deren Indizes  $n = m$  mit der jeweiligen Modenzahl korrespondieren. Um bei konstanter Antennengeometrie nur die jeweils erste strahlende Zone des entsprechenden Modes anzuregen, wurde die zum Umfang der strahlenden Zone reziproke Frequenz variiert.

Im Vergleich zum allgemeinen Eigenwellenspektrum einer vierarmigen Antenne nach Gl. (2.56) ist in den Richtdiagrammen der Abbildung 3.12 deutlich die Eigenselektivität der Spiralanterren zu erkennen. Wenngleich die Approximation der Richtdiagramme durch ausgesuchte Eigenwellen, die auf einer Punktquelle im Koordinatenursprung basieren, eine starke Vereinfachung darstellt, werden gerade dadurch elementare Wirkprinzipien kleiner Spiralanterren mit geometrischen Abmessungen in der Größenordnung einer Wellenlänge sichtbar. Eine allgemein gültige Zuordnung bestimmter Eigenwellenspektren zu den strahlenden Zonen der Anregungsmoden ist damit nicht möglich.

---

<sup>5</sup> Die Richtdiagramme sind mit dem auf der Momentenmethode basierenden Feldsimulationsprogramm **Advanced Design System** (kurz: ADS) der Firma Agilent berechnet worden.

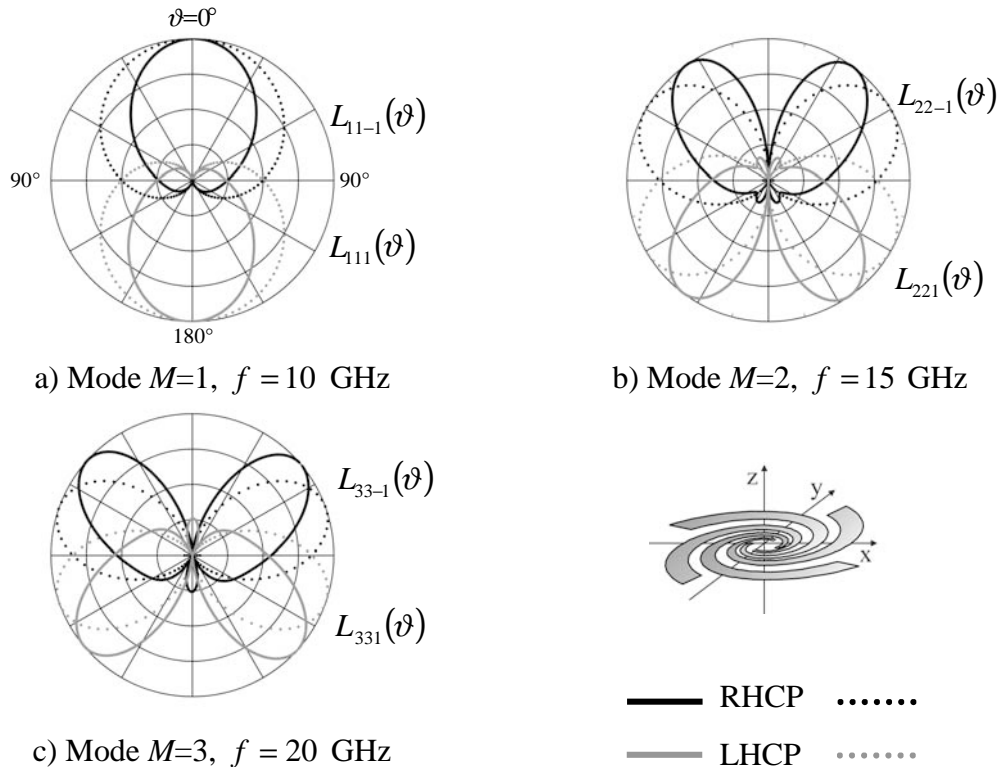


Abb. 3.12: Richtdiagramme einer 4-armigen, winkelkonstanten Spiralantenne in Abhängigkeit von der modalen Anregung im Spiralzentrum ( $r_{min}=0,2$  mm,  $r_{max}=11,94$  mm,  $a=0,31$  und  $\delta=0,25\pi$ )

Bei Speisung der Spiralantenne im Mode  $M = 1$  werden im Wesentlichen nur die Eigenwellen  $L_{1\pm 1}(\vartheta)$  angeregt (vgl. Abb. 2.1). Die Eigenselektivität der Antenne äußert sich hier in Form der unterdrückten Eigenwellen mit dem Index  $m = -3$ , die angesichts der geometrischen Antennenabmessungen von weniger als einer Wellenlänge laut Ludwig als wesentliche Störterme auftreten könnten<sup>6</sup>. Das in Abbildung 3.12 a) dargestellte Richtdiagramm ist somit in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  rechtszirkular und für  $\vartheta = 180^\circ$  linkszirkular polarisiert. Der geringere Öffnungswinkel bzw. höhere Gewinn des Richtdiagramms verglichen mit dem der Eigenwellen kann auf die im Gegensatz zur Punktquelle der Eigenwellen endliche Ausdehnung der Spiralarms zurückgeführt werden. Ein Phänomen, das ebenfalls in den Richtdiagrammen zum Mode  $M = 2$  und  $M = 3$  zu beobachten ist. Die Anregung strahlender Zonen höherer Ordnung ( $k > 0$ ) kann aufgrund der Radien- bzw. Frequenzwahl ausgeschlossen werden. Die bei  $f = 10$  GHz im Mode  $M = 1$  gespeiste Spiralantenne bildet daher nur eine strahlende Zone vom Umfang einer Wellenlänge aus, weshalb von der Anregung im  $\lambda$ -Mode gesprochen wird.

Für die im Mode  $M = 2$  angeregte Spiralantenne ergibt sich das in Abbildung 3.12 b) gezeigte Richtdiagramm. Die geometrischen Abmessungen der Antenne liegen bei  $f = 15$  GHz ebenfalls unter einer Wellenlänge, weshalb auch hier die relevanten

<sup>6</sup> siehe Seite 21, Abschnitt 2.2.2



Eigenwellen auf den Bereich  $|m| \leq 3$  reduziert werden können. In diesem Richtdiagramm dominieren die Eigenwellen  $L_{22\pm 1}(\vartheta)$ , wohingegen die nach Gl. (2.56) möglichen Eigenwellen mit dem Index  $m = -2$  unterdrückt werden. Die rückwärtigen Nebenzipfel im Richtdiagramm zur jeweiligen Polarisationsrichtung entstehen durch die nicht vollständig in der  $2\lambda$ -Zone abgestrahlte Energie der Wanderwelle, die daraufhin an den offenen Spiralarmendungen mit dem Reflexionsfaktor  $\underline{r} \cong 1$  reflektiert wird und erneut als Mode  $M = 2$  in der  $2\lambda$ -Zone, nun jedoch mit entgegengesetzter Polarisation, zur Abstrahlung gelangt. Hier zeigt sich die stetige Annäherung der Phasen benachbarter Spiralarms in einem Radienbereich, dessen Gesamtheit eine strahlende Zone repräsentiert. Denn im Gegensatz zur Anregung im  $\lambda$ -Mode ist der Bereich der  $2\lambda$ -Zone nicht ausreichend weit von den Spiralarmendungen entfernt, so dass sich ein Teil der Energie nicht von der Antenne lösen kann.

Erfolgt die Speisung der Antenne im Mode  $M = 3$ , äußert sich die Eigenselektivität der Spiralstruktur am deutlichsten. Denn den allgemeinen Ausführungen zum Eigenwellenspektrum vierarmiger Antennenstrukturen zur Folge, regen der Mode  $M = 1$  und  $M = 3$  gleichermaßen die relevanten Eigenwellen mit dem Index  $|m| = 1$  an. Im Richtdiagramm der Abbildung 3.12 c) überwiegen jedoch die Eigenwellen  $L_{33\pm 1}(\vartheta)$ . Die rückwärtigen Nebenzipfel im Richtdiagramm zur jeweiligen Polarisationsrichtung entstehen in diesem Fall durch die nicht vollständig in der  $3\lambda$ -Zone abgestrahlte Energie der Wanderwelle, die daraufhin an den offenen Spiralarmendungen mit dem Reflexionsfaktor  $\underline{r} \cong 1$  reflektiert wird und dadurch in den Mode  $M = 1$  konvertiert. Die in der Wanderwelle vorhandene Restenergie regt somit die Spiralantenne von außen im Mode  $M = 1$  an. Bei  $f = 20$  GHz ist die Spiralgeometrie groß genug, um neben der vollständigen  $\lambda$ -Zone im Spiralinneren auch die  $5\lambda$ -Zone im Ansatz auszubilden. Entsprechend der bisherigen Betrachtungsweise korrespondieren mit der  $5\lambda$ -Zone höhere Ordnungen  $n$  der Eigenwellen mit dem Index  $|m| = 1$ , so dass sich ein im Vergleich zur Abbildung 3.12 a) gebündelteres Richtdiagramm der Nebenzipfel ergibt, allerdings mit entgegengesetzter Polarisation.

Den bisherigen Beobachtungen zur Folge führt die erste strahlende Zone der von innen im Mode  $M = 1$  angeregten Spiralantenne zur gewünschten Richtcharakteristik. Bei vollständig ausgebildeter  $\lambda$ -Zone wird nahezu die gesamte Energie der eingespeisten Wanderwelle in eben dieser Zone abgestrahlt, so dass die Spiralarmendungen keinen nennenswerten Einfluß auf die Antenneneigenschaften haben. Damit ist ein Kriterium für die Dimensionierung endlicher Spiralstrukturen gefunden. Die Spiralgeometrie muss demnach die Ausbildung einer  $\lambda$ -Zone für das gesamte Betriebsfrequenzband unterstützen. Hieraus ergibt sich mit der reziproken Beziehung zwischen der Betriebsfrequenz und dem Umfang  $\lambda = 2 \cdot \pi \cdot r$  der strahlenden Zone eine grundlegende Dimensionierungsrichtlinie für den Innen- und Außenradius der Spiralantennen:

$$r_{\max, \min} = \frac{c_0}{2 \cdot \pi \cdot f_{\min, \max} \cdot \sqrt{\epsilon_{r, \text{eff}}}} \quad (3.26)$$

Der minimale Radius  $r_{\min}$  muss zudem klein gegenüber der kleinsten Betriebswellenlänge sein, um den Einfluss der Anregungszone auf die  $\lambda$ -Zone und damit auf die Eingangsimpedanz gering zu halten. Als Faustformel gilt laut Dubost [Dub77]:

$$r_{\min} < 0,05 \cdot \lambda_{\min} . \quad (3.27)$$

Der Außenradius einer Spiralanterie muss nach Gl. (3.26) so bemessen sein, dass die niedrigste Betriebsfrequenz noch eine strahlende Zone vom Umfang einer Wellenlänge ausbilden kann. Wird bei einer im Mode  $M = 1$  gespeisten Spiralanterie darüber hinaus auch die  $5\lambda$ -Zone angeregt, verschlechtern sich deren Strahlungseigenschaften. Als negatives Beispiel hierzu ist bei dem in Abbildung 3.13 dargestellten Richtdiagramm einer vierarmigen, winkelkonstanten Spiralanterie der Innenradius derart vergrößert worden, dass die im Mode  $M = 1$  bei  $f = 20$  GHz angeregte Antenne als erstes eine strahlende  $5\lambda$ -Zone ausbildet. Das Richtdiagramm weist eine unerwünscht starke Bündelung in Hauptstrahlungsrichtung sowie signifikante Nebenzipfel auf. Die im Vergleich zu den Eigenwellen  $L_{31\pm 1}(\vartheta)$  geringe Ausprägung der Nullstellen im Richtdiagramm beruht auf den an den Enden der Arme reflektierten Restenergien der Wanderwellen, die in den Mode  $M = 3$  konvertieren und damit von außen eine strahlende Zone vom Umfang  $3\lambda$  anregen. Um die Ausbildung einer  $5\lambda$ -Zone im gesamten Betriebsfrequenzband zu vermeiden, muss der Außenradius  $r_{\max}$  der Spiralgeometrie die Bedingung (3.28) erfüllen:

$$r_{\max} < \frac{5 \cdot c_0}{2 \cdot \pi \cdot f_{\max} \cdot \sqrt{\epsilon_{r,eff}}} . \quad (3.28)$$

Die erzielbaren Bandbreiten der Spiralanterien werden damit auf ein für diese Arbeit ausreichendes Verhältnis von 5:1 beschränkt.

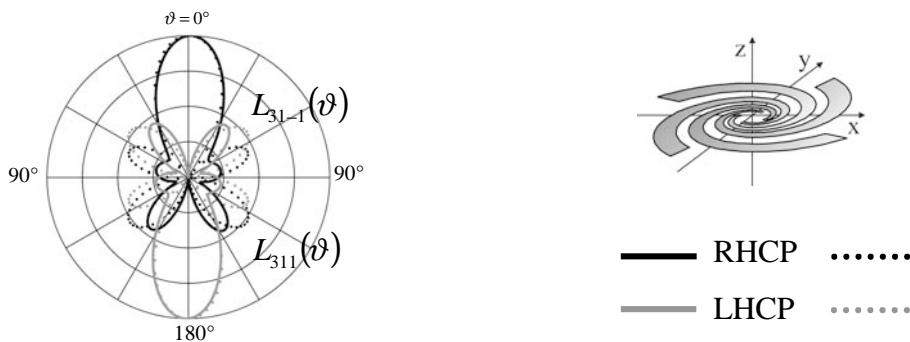


Abb. 3.13: Richtdiagramm der  $5\lambda$ -Zone einer 4-armigen, winkelkonstanten Spiralanterie bei Anregung im Spiralzentrum ( $r_{\min}=2,95$  mm,  $r_{\max}=11,94$  mm,  $a=0,31$  und  $\delta=0,25\pi$ )

Prinzipiell sind zwei unterschiedliche Wicklungssinne der Spiralarms möglich. Unabhängig von dem gewählten Wicklungssinn charakterisiert in dieser Arbeit der Mode  $M = 1$  die Anregung, bei der sich eine erste strahlende Zone vom Umfang einer Wellenlänge ausbildet, egal ob die Speisung von innen oder von außen erfolgt. Dazu müssen die Quellen eine Phasendifferenz von  $\Delta\Phi = -90^\circ$  vom Speisepunkt eines beliebigen Spiralarms in Stromflussrichtung zum Speisepunkt des nächsten Spiralarms

besitzen. Für die Polarisationsrichtung der im  $\lambda$ -Mode gespeisten Spiralantenne gilt: Der Drehsinn der in Achsrichtung zirkular polarisierten Abstrahlung entspricht dem vom Speisepunkt betrachteten Wicklungssinn der Spirale in Ausbreitungsrichtung [Mei92]. Die so definierte Polarisationsrichtung im Fernfeld der Antenne wird im Folgenden auch Kopolarisation genannt. Die unerwünschte und zur Kopolarisation orthogonale Feldkomponente wird als Kreuzpolarisation bezeichnet.

Der vorgestellte Strahlertyp zeigt noch eine wesentliche Eigenschaft, er besitzt nämlich bei Anregung im Mode  $M = 1$  zwei ausgezeichnete Hauptstrahlungsrichtungen, von denen jedoch nur eine erwünscht ist. Die Abstrahlung in den rückwärtigen Halbraum kann beispielsweise durch eine der Spiralantenne hinterlegte Grundmetallisierung verhindert werden. Eine solche Antennenanordnung stellt ein Fünfleitersystem dar, mit den linear unabhängigen Moden der Gl. (3.22), erweitert um den Mode  $M = 4$  bzw. Anregungsvektor  $\vec{V}_4^5 = v_0 \cdot (1, 1, 1, 1)$ . Diesem zusätzlichen Mode sind entsprechend Gl. (3.24) die strahlenden Zonen  $U_{Str} = 0 \cdot \lambda + 4 \cdot \lambda \cdot k = 0, 4 \cdot \lambda, 8 \cdot \lambda, \dots$  mit  $k = 0, 1, 2, \dots$  zugeordnet. Mit dem Mode  $M = 4$  korrespondieren die Eigenwellen mit dem Index  $m = 0$ , deren Richtdiagramme nach Abbildung 2.1 nicht zur gewünschten Strahlungscharakteristik beitragen. Unter der Voraussetzung einer modal reinen Anregung ist somit auch bei der Spiralantenne über Grundmetallisierung der Mode  $M = 1$  zur Anregung der  $\lambda$ -Zone unter Berücksichtigung aller bisher genannten Dimensionierungsrichtlinien maßgebend.

Der Einfluss einer Grundmetallisierung auf die charakteristischen Kenngrößen einer Spiralantenne ist ein Kernthema dieser Arbeit, das im Abschnitt 4.2 der Parameterstudie aufgegriffen und im Kapitel 5 ausführlich behandelt wird. Dabei wird je nach Problemstellung zwischen zwei Modellvorstellungen unterschieden: Zum einen stellt die Spiralantenne mit Grundmetallisierung eine Art Mikrostreifenleitungs-Antenne dar und zum anderen kann die Grundmetallisierung als rückwärtiger Reflektor betrachtet werden.

### 3.2.4 Strahlungseigenschaften

Die Anregungsmoden der Spiralantenne stehen im engen Zusammenhang mit deren Strahlungseigenschaften, insbesondere mit deren Strahlungscharakteristiken. Zur Veranschaulichung werden im Folgenden die mit dem numerischen Feldsimulator ADS berechneten Strahlungscharakteristiken einer im  $\lambda$ -Mode angeregten 4-armigen, winkelkonstanten Spiralantenne mit und ohne Grundmetallisierung vorgestellt. Die Antennenstruktur hat einen Innenradius von  $r_{\min} = 0,2$  mm, einen Außenradius von  $r_{\max} = 11,94$  mm und eine Wachstumsrate von  $a = 0,31$ . Mit einem Öffnungswinkel von  $\delta = 0,25 \cdot \pi$  ist die betrachtete Strahlergeometrie selbstkomplementär. Der Wicklungssinn für die im Spiralzentrum angeregte Antenne ist in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  rechtshändig, so dass die kopolare Fernfeldkomponente im Winkelbereich  $0^\circ \leq \vartheta < 90^\circ$  rechtszirkular polarisiert ist. Für die der Hauptstrahlungsrichtung entgegengesetzte Raumrichtung  $\vartheta = 180^\circ$  ist die Spiralantenne linkshändig gewickelt, entsprechend ist die Kopolarisation im Winkelbereich  $90^\circ < \vartheta \leq 180^\circ$  linkszirkular.

In Abbildung 3.14 sind die Richtcharakteristiken der a) rechtszirkularen und b) linkszirkularen Fernfeldkomponenten der im Freiraum bei  $f = 15 \text{ GHz}$  angeregten Spiralantenne dargestellt. Die auf den Maximalwert der Kopolarisationen normierten Feldwerte sind linear über den Kugelkoordinaten  $\vartheta$ ,  $\varphi$  abgetragen. Die Richtcharakteristiken zeigen eine ausgeprägte Rotationssymmetrie, deren  $\varphi$ -Schnitte mit der entsprechenden Polarisation im Richtdiagramm der Abbildung 3.12 a) übereinstimmen.

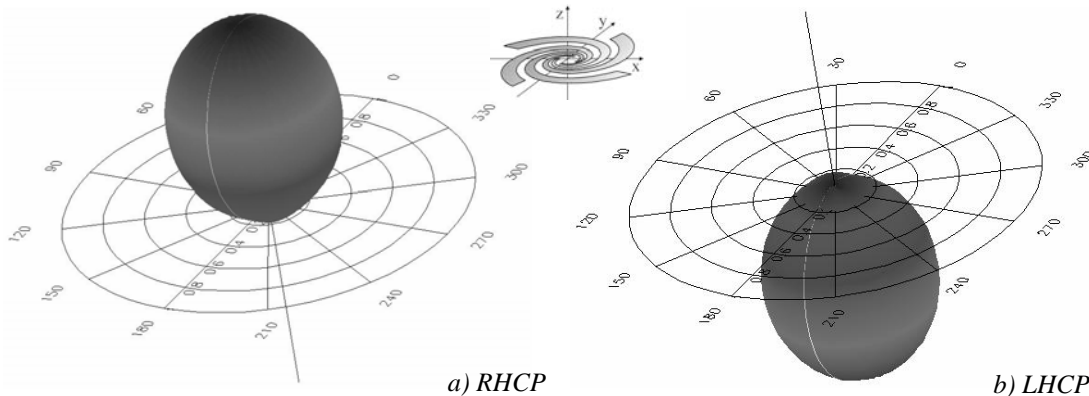


Abb. 3.14: Zirkulare Fernfeldkomponenten einer im  $\lambda$ -Mode angeregten 4-armigen, winkelkonstanten Spiralantenne im Freiraum ( $r_{\min}=0,2 \text{ mm}$ ,  $r_{\max}=11,94 \text{ mm}$ ,  $a=0,31$  und  $\delta=0,25\pi$ )

Wird die Spiralantenne bei  $f = 15 \text{ GHz}$  im Abstand von  $d = \lambda/4$  über einer Grundmetallisierung angebracht, ergeben sich die Strahlungscharakteristiken der zirkularen Fernfeldkomponenten nach Abbildung 3.15. Das Zustandekommen der in diesem Fall rechtszirkularen Kopolarisation in Abbildung 3.15 a) und der linkszirkularen Kreuzpolarisation in Abbildung 3.15 b) werden zunächst allgemein mit dem Modell einer Spiralantenne über rückwärtigem Reflektor erklärt. Die in den rückwärtigen Halbraum abgestrahlten Felder werden an der ideal leitenden und unendlich ausgedehnten Grundmetallisierung mit dem Faktor  $\underline{r} = -1$  reflektiert, so dass die Felder eine Phasendrehung von  $\Delta\Phi_{\text{ref}} = 180^\circ$  erfahren. Zudem legen die reflektierten Felder von

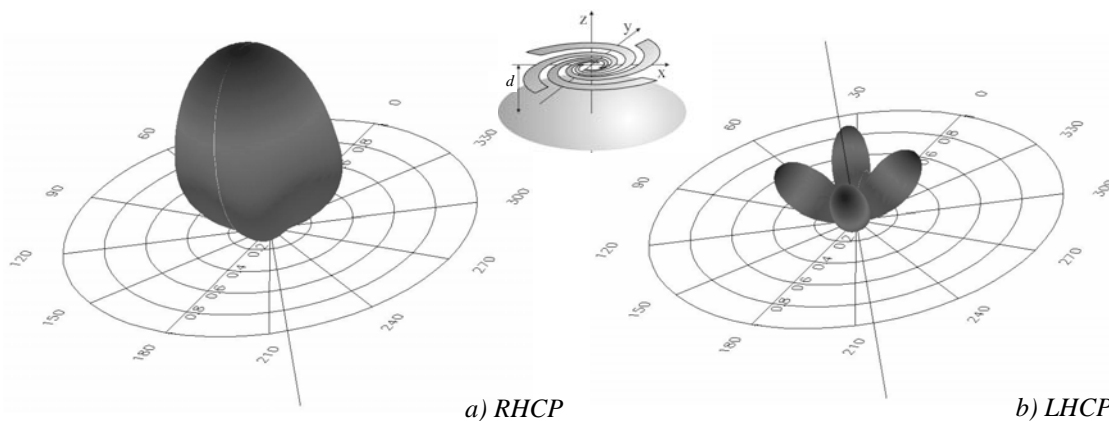


Abb. 3.15: Zirkulare Fernfeldkomponenten einer im  $\lambda$ -Mode angeregten 4-armigen, winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung ( $r_{\min}=0,2 \text{ mm}$ ,  $r_{\max}=11,94 \text{ mm}$ ,  $a=0,31$ ,  $\delta=0,25\pi$  und  $d=\lambda/4$ )

der Spiralebene zur Grundmetallisierung und wieder zur Spiralebene eine Strecke von  $2 \cdot d = \lambda/2$  zurück, die eine Phasendrehung von  $\Delta\Phi_{weg} = 180^\circ$  bewirkt. Aus der Summe der Phasendrehungen  $\Delta\Phi_{ges} = \Delta\Phi_{ref} + \Delta\Phi_{weg}$  resultiert für  $d = \lambda/4$  eine konstruktive Überlagerung der direkt in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  abgestrahlten Felder und der reflektierten Felder. Für die reflektierten Feldanteile gilt außerdem, dass sich mit ihrer Ausbreitungsrichtung auch die Polarisationsrichtung umkehrt.

Die Abbildung 3.15 a) zeigt also die kopolare Strahlungscharakteristik der Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung im Abstand von  $d = \lambda/4$ , die durch die Überlagerung der in Abbildung 3.14 a) bzw. b) dargestellten kopolaren Fernfeldkomponenten des oberen bzw. unteren Strahlungshalbraumes einer im Freien angeordneten Spiralantenne entsteht. Die konstruktive Überlagerung der Fernfeldkomponenten hat theoretisch eine Gewinnsteigerung von  $\Delta G = 3\text{ dB}$  zur Folge, wodurch die normierte Strahlungscharakteristik der Abbildung 3.15 a) schmaler im Vergleich zur ebenfalls normierten Strahlungscharakteristik der Abbildung 3.14 a) ausfällt. Die Überlagerung der rückwärtigen Nebenzipfel aus Abbildung 3.14 a) und b) tragen nur einen geringen Feldanteil zur Kreuzpolarisation der Abbildung 3.15 b) bei. Hier versagt das einfache Modell der Grundmetallisierung als idealer Reflektor. Die Wechselwirkung zwischen der Grundmetallisierung und der Spiralantenne bewirken, dass im Gegensatz zur Spiralantenne im Freiraum ein nennenswerter Teil der in den Wanderwellen geführten Energie nicht mehr in der  $\lambda$ -Zone zur Abstrahlung gelangt. Stattdessen wird die Restenergie an den offenen Enden der Spiralarms reflektiert und in den Mode  $M = 3$  konvertiert. Dieser findet bei der gewählten Spiralgeometrie eine  $3\lambda$ -Zone vor, die im Wesentlichen die kreuzpolarisierten Fernfeldkomponenten der Abbildung 3.15 b) abstrahlt.

Mit dieser Feststellung ist außer der Antennensynthese auch die grundlegende Analyse einer vierarmigen Spiralantenne im Freiraum und über Grundmetallisierung abgeschlossen. Die im folgenden Kapitel durchgeführte Parameterstudie dient dem bewertenden Vergleich von winkelkonstanten und archimedischen Spiralantennen.

## 4 Archimedische versus winkelkonstante Spiralantennen

Die bisherigen Betrachtungen weisen unter Berücksichtigung der im Rahmen dieser Arbeit an zukünftige Gruppenantennen formulierten Anforderungen die planaren vierarmigen Spiralantennen als optimale Einzelstrahler aus. Als Armkonturen der möglichst selbstkomplementären Strukturen werden theoretisch die winkelkonstanten Spiralen und in der Literatur häufig die archimedischen Spiralen favorisiert<sup>1</sup>. In diesem Kapitel wird daher der Frage nachgegangen: Welche der beiden Spiralgeometrien verfügt im Hinblick auf die gestellten Anforderungen und die Realisierbarkeit über die geeigneteren Antenneneigenschaften? Dazu werden die erzielbaren Impedanzbandbreiten und Strahlungseigenschaften beider Spiraltypen in Abhängigkeit ihrer Geometrieparameter bewertend verglichen. In Abbildung 4.1 sind die Variationsparameter der Spiralantennen den zu bewertenden Antennenkenngrößen gegenüber gestellt. Die Berechnung der in diesem Kapitel dargestellten Antennenkenngrößen erfolgt ausschließlich mit dem auf der Momentenmethode (MoM) basierenden numerischen Feldsimulator Advanced Design System (ADS) der Firma Agilent Technologies.

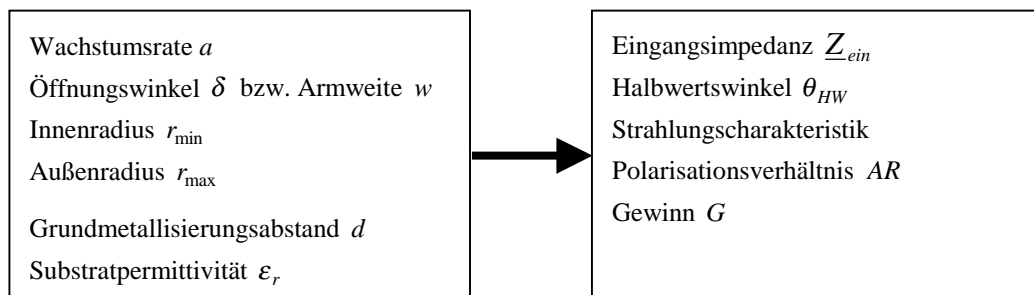


Abb. 4.1: Variationsparameter und Bewertungskenngrößen der Spiralantennen

Generell hat die Änderung eines Variationsparameters Einfluss auf sämtliche Kenngrößen einer Spiralantenne. Systemimmanente Störungen, wie sie durch eine der Spiralantenne hinterlegten Grundmetallisierung hervorgerufen werden, sind diesem Zusammenspiel zwischen Ursache und Wirkung noch zusätzlich überlagert. Aus diesem Grund erfolgt in Abschnitt 4.1 die Parameterstudie zunächst an Spiralantennen, die im Freiraum angeordnet sind. Die klar erkennbaren Abhängigkeiten erlauben abschließend die Beurteilung der in Abschnitt 4.2 untersuchten Spiralantennen über Grundmetallisierung.

Es soll an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen werden, dass die Anregung der Spiralantennen nach Abbildung 3.10 und 3.11 sowohl an den inneren als auch an den äußeren Spiralarmenden im Mode  $M = 1$  erfolgt. Bei den von innen angeregten Anord-

<sup>1</sup> Siehe Abschnitt 3.2, S.30

nungen sind die kopolaren Fernfeldkomponenten in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  somit rechtszirkular und die unerwünschten kreuzpolaren Komponenten linkszirkular polarisiert. Entsprechend umgekehrt ist die Zuordnung bei der Speisung von außen.

## 4.1 Spiralantennen im Freiraum

Im Folgenden werden die Impedanz- und der Strahlungseigenschaften winkelkonstanter und archimedischer Spiralantennen in Abhängigkeiten ihrer Variationsparameter dargestellt. Die Vorgehensweise zur Beurteilung beider Spiralantennentypen wird dabei ausführlich dokumentiert.

### 4.1.1 Variation der Geometrie-Parameter bei Innenspeisung der Antennen

**Wachstumsrate  $a$ :** Die Armlängen der Spiralantennen mit identischen Innen- und Außenradien sind unmittelbar von der Wachstumsrate  $a$  abhängig. Voruntersuchungen haben gezeigt, dass für die nach Gl (3.26) bemessenen Außenradien eine nicht zu vernachlässigende Restenergie an den Armenden der Spiralantennen reflektiert wird<sup>2</sup>. Aufgrund der resultierenden Stehwellen überlagert sich der Einfluss der Wachstumsrate  $a$  und der Armlänge  $L_w$  auf die Eingangsimpedanz  $Z_{ein}$  der Spiralarme. Aus diesem Grund werden die Untersuchungen zur Wachstumsrate mit Spiralantennen durchgeführt, an deren Armenden nahezu keine Restenergie reflektiert wird. Im Vorgriff auf die Ausführungen zum Einfluss von Innen- und Außenradius zeigen die Spiralantennen mit einem Innenradius  $r_{min} = 0,2$  mm und einem Außenradius  $r_{max} = 11,94$  mm dieses den unendlich ausgedehnten Spiralantennen ähnliche Verhalten im Betriebsfrequenzbereich von 10 bis 20 GHz. Der Einfluss der Wachstumsrate auf die Antenneneigenschaften wird daher für beide Spiraltypen mit genau diesem Innen- und Außenradius untersucht.

In Abbildung 4.2 sind die Momentanwerte der Stromverteilung auf den Armen einer im Mode  $M = 1$  von innen gespeisten winkelkonstanten Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  dargestellt. Da der Abstand der strahlenden  $\lambda$ -Zone von den äußeren Armenden bei der niedrigsten Betriebsfrequenz am geringsten ist, wurde die Simulation bei  $f_{min} = 10$  GHz durchgeführt. Der Zeitpunkt zur Aufnahme der Stromverteilung entspricht einer Speisephase des ersten Spiralarms von  $\omega \cdot t = 60^\circ$ , für die die vernachlässigbar kleinen Restströme im Spiralaußenbereich am deutlichsten zu erkennen sind. Der rechts in Abbildung 4.2 dargestellte Ausschnitt des Spiralantennenzentrums zeigt die strahlende  $\lambda$ -Zone in den Bereichen der Phasengleichheit benachbarter Spiralarme. Die beiden sich gegenüberliegenden Bereiche können durch zwei parallele Elementardipole gleicher Phase angenähert werden. In diesem Modell resultiert das zirkular

---

<sup>2</sup> Die Gl. (3.26) liefert für die untere Frequenzgrenze  $f_{min} = 10$  GHz den Außenradius  $r_{max} = 4,77$  mm und für die obere Frequenzgrenze  $f_{max} = 20$  GHz den Innenradius  $r_{min} = 2,40$  mm. Wird der Innenradius mit der strengeren Faustformel nach Gl. (3.27) berechnet, so ergibt sich ein Wert von  $r_{min} = 0,75$  mm. Die Radien werden hier wie im Weiteren zwischen dem Spiralzentrum und den Innenkanten der Spiralarme gemessen.

polarisiertes Strahlungsfeld der Spiralantenne durch die dem Wanderwellen-Strombelag äquivalente Rotation der Dipole um die Antennenachse.

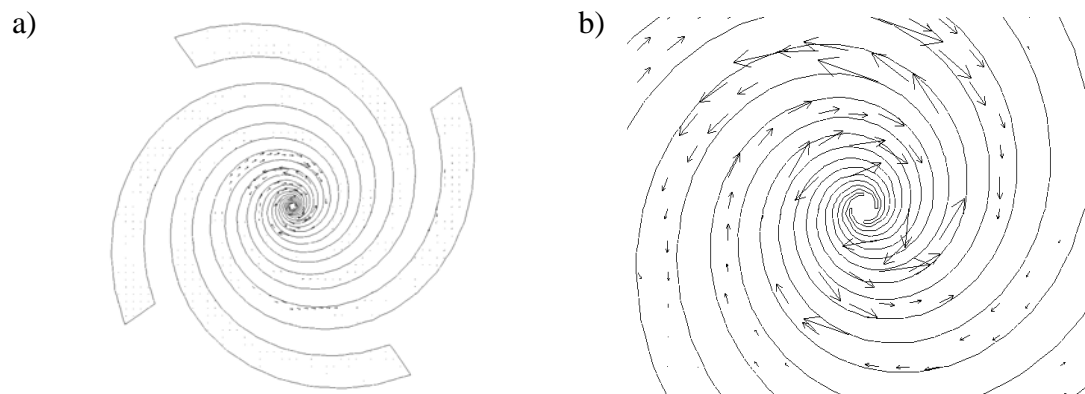


Bild 4.2: Stromverteilung auf einer 4-armigen, winkelkonstanten Spiralantenne bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $a=0,31$ ,  $\delta=0,25\pi$ ,  $f=10\text{GHz}$ )  
a) Gesamte Spiralantenne und b) Ausschnitt aus dem Spiralzentrum

Um eine gute Rotationssymmetrie der Strahlungscharakteristik zu erreichen, wird in der Literatur [Mei92] für die winkelkonstanten Spiralantennen empfohlen, diese eng und lang zu wickeln. Als Richtwert wird dort  $a < 0,13$  vorgeschlagen. An anderer Stelle [Stu98] wird ohne Begründung für die winkelkonstanten Spiralantennen ein optimaler Wert von  $a = 0,221$  genannt. Ausgehend von den unterschiedlichen Literaturangaben und stichprobenartigen Vorbetrachtungen wird die Wachstumsrate für die winkelkonstanten Spiralantennen in einem Wertebereich von  $a = 0,10$  bis  $0,50$  mit der Schrittweite  $\Delta a = 0,01$  variiert.

Für die Wachstumsrate archimedischer Spiralantennen lässt sich hingegen kein Vorgabewert in der Literatur finden. Sie könnte im Hinblick auf die Vergleichbarkeit beider Spiraltypen zum Beispiel an derselben Windungszahl einer bestimmten winkelkonstanten Spiralantenne und der entsprechenden archimedischen Spiralantenne definiert werden. Als Alternative zur identischen Windungszahl könnte auch dieselbe mittlere Armlänge der Vergleichbarkeit dienen. In beiden Fällen sind die Analogien in der Wachstumsrate beider Spiraltypen von den Innen- und Außenradien abhängig, so dass keine allgemein gültigen Äquivalenzbeziehungen entstehen. Im Rahmen einer Voruntersuchung erwies sich für die Wachstumsrate der archimedischen Spiralantennen der Wertebereich  $a = 0,20$  bis  $1,00$  mit der Schrittweite  $\Delta a = 0,01$  als sinnvoll.

Zunächst werden die Eingangsimpedanzen der Spiralarms in Abhängigkeit von der Wachstumsrate  $a$  über dem gesamten Betriebsfrequenzbereich betrachtet. Die Speisung der selbstkomplementären Antennen erfolgt von innen im Mode  $M = 1$ . Aufgrund der Rotationssymmetrie sind die zu einer bestimmten Antennenanordnung mit der Wachstumsrate  $a$  gehörenden Eingangsimpedanzen der vier Spiralarms identisch, weshalb im Weiteren nur die Eingangsimpedanz eines Spiralarms stellvertretend für alle dargestellt wird.



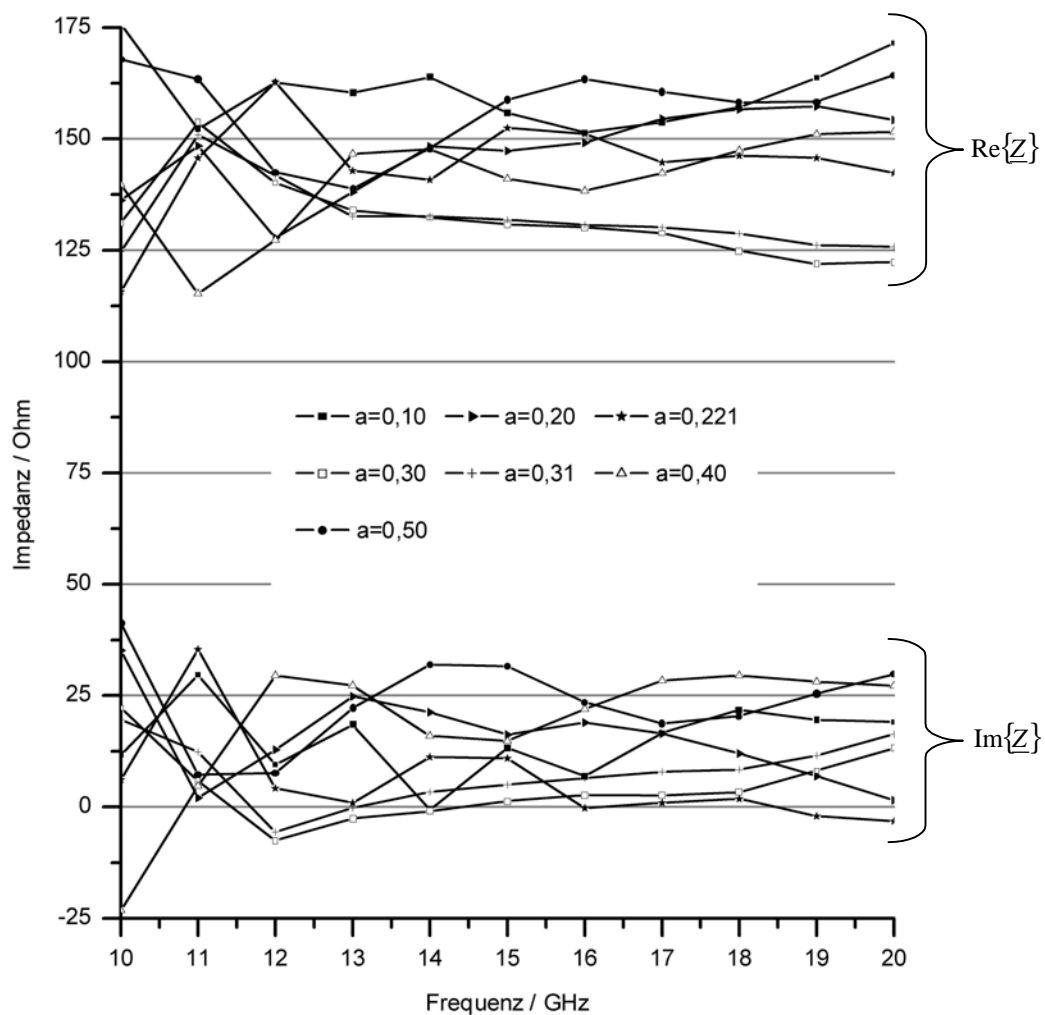


Abb. 4.3: Eingangsimpedanzen winkelkonstanter Spiralantennen in Abhängigkeit von der Wachstumsrate  $a$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

In Abbildung 4.3 sind die Eingangsimpedanzverläufe winkelkonstanter Spiralarme für eine den Variationsbereich der Wachstumsrate charakterisierende Auswahl dargestellt. Die Schwankungen des reellwertigen Anteils der Eingangsimpedanzen beschränken sich im Wesentlichen auf den Bereich zwischen  $125\ \Omega$  und  $175\ \Omega$ . Der vorwiegend induktive Imaginärteil der Eingangsimpedanz bewegt sich hauptsächlich im Bereich zwischen  $-10\ \Omega$  und  $35\ \Omega$ .

Eine Auswahl der von der Wachstumsrate abhängigen Eingangsimpedanzen archimedischer Spiralarme zeigt die Abbildung 4.4. Die Realteile weisen ein den winkelkonstanten Spiralantennen ähnliches Verhalten auf, wohingegen die Imaginärteile der Eingangsimpedanzen im Bereich zwischen  $-50\ \Omega$  und  $25\ \Omega$  liegen und überwiegend kapazitiven Charakter besitzen.

Die sichtbar schwierig zu beurteilenden Impedanzverläufe werden im Weiteren statistisch analysiert. Zu jeder Wachstumsrate des gesamten Variationsbereiches beider

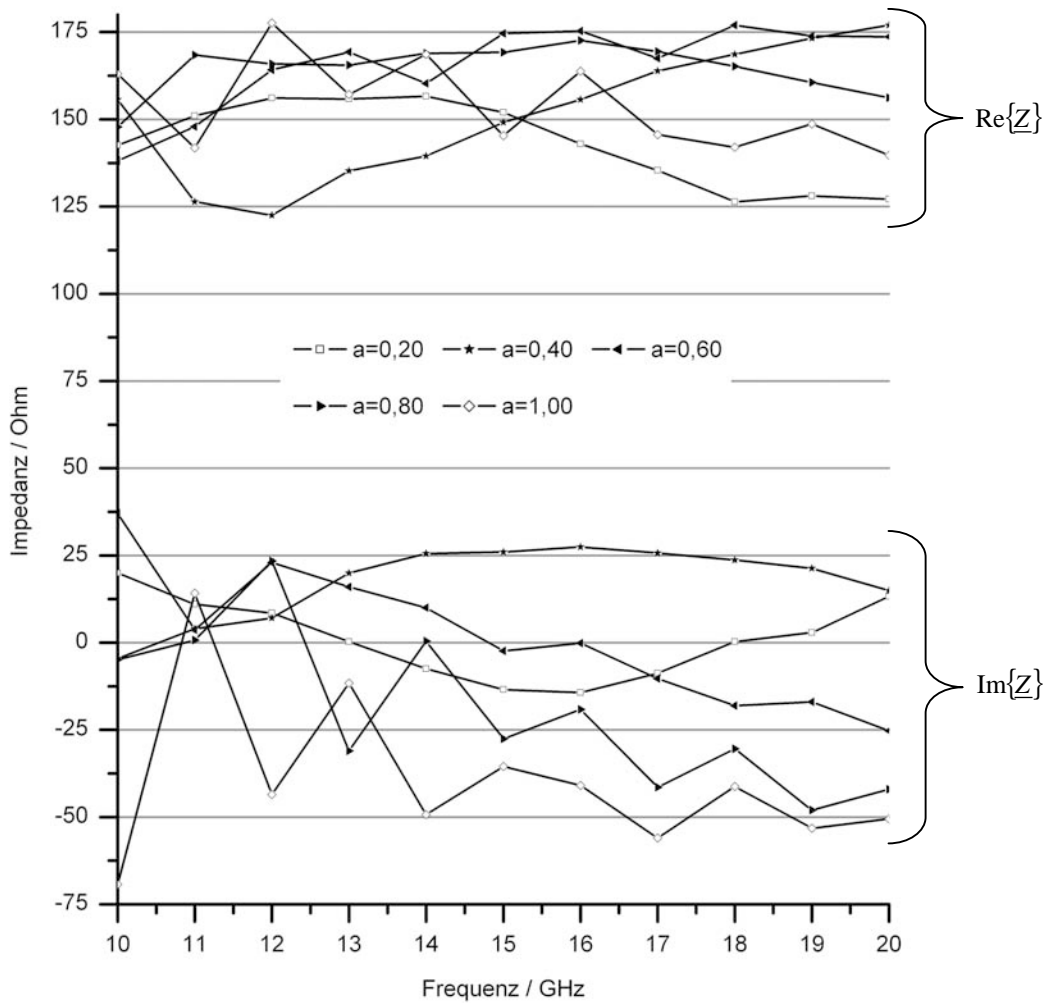


Abb. 4.4: Eingangsimpedanzen archimedischer Spiralantennen in Abhängigkeit von der Wachstumsrate  $a$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Spiralantennentypen wird zunächst der arithmetische Mittelwert  $\bar{Z}$  für den Realteil des entsprechenden Impedanzverlaufes bestimmt.

$$\bar{Z} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \text{Re}\{Z_i\} \quad (4.1)$$

Mit dem Buchstaben  $n$  ist die Anzahl der Stützstellen eines Kurvenverlaufes, also die Anzahl der simulierten Frequenzpunkte gekennzeichnet. Das Maß der Schwankungen einer Impedanzkurve um ihren Mittelwert wird durch die Standardabweichung  $z$  beschrieben.

$$z = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n (\text{Re}\{Z_i\} - \bar{Z})^2} \quad (4.2)$$

Die Standardabweichung wurde der mittleren Abweichung vorgezogen, um extreme Schwankungen stärker zu gewichten. Je geringer die Standardabweichung ausfällt,

desto konstanter ist der Realteil der Eingangsimpedanz über der Frequenz. Abschließend wird die auf den Mittelwert bezogene Standardabweichung  $z/\bar{Z}$  ermittelt, weil bei zum Teil gleichen Standardabweichungen die Mittelwerte stark voneinander abweichen. Für den um Null rangierenden Imaginärteil der Impedanzverläufe ist die auf den Mittelwert bezogene Analyse ungeeignet. Stattdessen wird der quadratische Mittelwerte  $Q$  des zu einer Wachstumsrate  $a$  gehörenden imaginären Impedanzverlaufes gebildet.

$$Q = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n (\text{Im}\{Z_i\})^2} \quad (4.3)$$

Die notwendige Anpassung der Spiralantenne an ein Speisetzwerk verlangt eine möglichst konstante und reellwertige Eingangsimpedanz der Spiralarms im gesamten Betriebsfrequenzbereich.

$$\text{Re}\{Z\} = \text{konst.} \quad \text{und} \quad \text{Im}\{Z\} = 0 \, \Omega \quad (4.4)$$

Hinsichtlich dieser Forderung werden die bezogenen Standardabweichungen und die quadratischen Mittelwerte der Impedanzverläufe zunächst getrennt über den Wertebereich der jeweiligen Wachstumsrate klassifiziert. Danach verfügt jeder Spiralantentyp über eine auf den Realteil und eine weitere, auf den Imaginärteil der Eingangsimpedanz bezogene Rangfolge der Wachstumsraten. Aus der Summe der beiden gleichgewichteten Platzierungen einer Wachstumsrate in diesen zwei Rangfolgen resultiert der im Weiteren ausschließlich betrachtete absolute Rang einer Wachstumsrate. Für die winkelkonstanten Spiralantennen zeigt Tabelle 4.1 die nach diesem Verfahren ermittelten und nach absteigendem Rang sortierten ersten fünf Wachstumsraten mit den entsprechenden statistischen Kenngrößen.

<b>Wachstumsrate <math>a</math></b>	0,31	0,30	0,32	0,10	0,24
Mittelwert $\bar{Z}/\Omega$	132,3	131,8	131,6	160,7	149,1
Standardabweichung $z/\Omega$	7,36	8,51	6,43	7,46	10,99
bezog. Standardabweichung $\frac{z}{\bar{Z}}/\%$	5,56	6,46	4,89	4,64	7,37
quadr. Mittelwert $Q/\Omega$	10,34	8,84	13,78	16,95	11,32

Tab. 4.1: Rangordnung der Wachstumsraten winkelkonstanter Spiralantennen hinsichtlich der auf die Eingangsimpedanzverläufe bezogenen statistischen Kenngrößen bezog. Standardabweichung und quadr. Mittelwert

In der Summe kommt demnach die winkelkonstante Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  dem geforderten Impedanzverhalten am nächsten. Der Mittelwert des Realteils von  $\bar{Z} = 132,3 \, \Omega$  stimmt sehr gut mit der in Abschnitt 3.1.2 theoretisch ermittelten Eingangsimpedanz von  $133,3 \, \Omega$  eines unendlich ausgedehnten, selbstkomplementären Spiralarms überein, wodurch die eingangs getroffene Radienwahl bestätigt wird.

In der Tabelle 4.2 sind für die archimedischen Spiralantennen die ersten fünf Wachstumsraten mit den statistischen Kenngrößen der Eingangsimpedanzverläufe wiedergegeben. Bei den archimedischen Spiralantennen liegen die bezogenen Standardabweichungen verglichen mit den quadratischen Mittelwerten in einem relativ kleinen Wertebereich eng beieinander, so dass bei geringfügigen Unterschieden im Wert der bezogenen Standardabweichungen ein erheblicher Abstand zwischen deren Rängen entsteht. Absolut gesehen rangiert dadurch trotz relativ hohem quadratischen Mittelwert

<b>Wachstumsrate <math>a</math></b>	0,60	0,20	0,30	0,70	0,50
Mittelwert $\bar{Z}/\Omega$	165,6	143,1	144,1	168,0	160,9
Standardabweichung $z/\Omega$	11,90	11,59	9,98	8,02	16,78
bezog. Standardabweichung $\frac{z}{\bar{Z}}/\%$	7,19	8,10	6,93	4,77	10,43
quadr. Mittelwert $Q/\Omega$	18,18	10,85	22,90	23,24	17,15

Tab. 4.2: Rangordnung der Wachstumsraten archimedischer Spiralantennen hinsichtlich der auf die Eingangsimpedanzverläufe bezogenen statistischen Kenngrößen bezog. Standardabweichung und quadr. Mittelwert

die Wachstumsrate  $a = 0,60$  auf dem 1. Platz. Ein Vergleich beider Spiraltypen bezüglich ihres Impedanzverhaltens favorisiert jedoch eindeutig die winkelkonstanten Spiralantennen, insbesondere die mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$ , deren konstantere Impedanzverläufe zudem weniger imaginärwertig sind.

Als nächstes werden die Halbwertswinkel  $\Theta_{HW}$  der archimedischen und winkelkonstanten Spiralantennen in Abhängigkeit von der Wachstumsrate untersucht. Bei den ausschließlich auf der Spiralachse liegenden Strahlungsmaxima beider Antennentypen kennzeichnet der Halbwertswinkel  $\Theta_{HW}$  den Winkel zwischen der Richtung des Strahlungsmaximums  $\vartheta(S_{\max}) = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  und der Richtung, in der die Strahlungsleistung halb so groß wie im betrachteten Maximum ist. Im Freiraum verhalten sich die simulierten Fernfeldcharakteristiken der archimedischen und winkelkonstanten Spiralantennen absolut spiegelsymmetrisch zur Spiralebene, so dass im Weiteren nur die auf die Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  bezogenen Halbwertswinkel angegeben werden (s. Abb. 3.14). Die zu den Spiralachsen vorhandene Rotationssymmetrie der Fernfeldcharakteristiken erlaubten zudem die auf den azimutalen Winkelbereich von  $\varphi = 0^\circ$  bis  $180^\circ$  beschränkte Darstellung der Halbwertsbreiten im Polardiagramm<sup>3</sup>.

Für die winkelkonstanten Spiralantennen zeigt die Abbildung 4.5 die Halbwertswinkel in Abhängigkeit ausgesuchter Wachstumsraten im Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz. Die Halbwertswinkel der Spiralantenne mit  $a = 0,10$  repräsentieren

<sup>3</sup> Aufgrund der rotationssymmetrischen Fernfeldcharakteristiken beider Spiraltypen ist die Halbwertsbreite  $\Theta_{HB}$  gleich dem doppelten Halbwertswinkel  $\Theta_{HW}$ .

stellvertretend das Verhalten der winkelkonstanten Spiralantennen mit Wachstumsraten  $a < 0,45$ . Im gesamten azimutalen Winkelbereich  $\varphi$  verlaufen die Halbwertswinkel nahezu kreisförmig und deckungsgleich zwischen  $\Theta_{HW} = 35^\circ$  und  $45^\circ$  über alle Frequenzpunkte. Neben den relativ großen Halbwertswinkeln der winkelkonstanten Spiralantennen werden dadurch auch die wohl geformten Strahlungscharakteristiken entsprechend Abbildung 3.14 dokumentiert. Die Halbwertswinkel der nach der Impedanzbetrachtung favorisierten Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  sind in Abbildung 4.5 b) dargestellt. Die Verläufe der Halbwertswinkel liegen mit Ausnahme der Betriebsfrequenz  $f = 10$  GHz dichter um den Wert  $\Theta_{HW} = 40^\circ$  zusammen. Für Wachstumsraten  $a \geq 0,45$  werden die Halbwertswinkel zwar größer, aber deren Verläufe zunehmend unruhiger und frequenzabhängig, wie die Abbildung 4.5 c) deutlich zeigt.

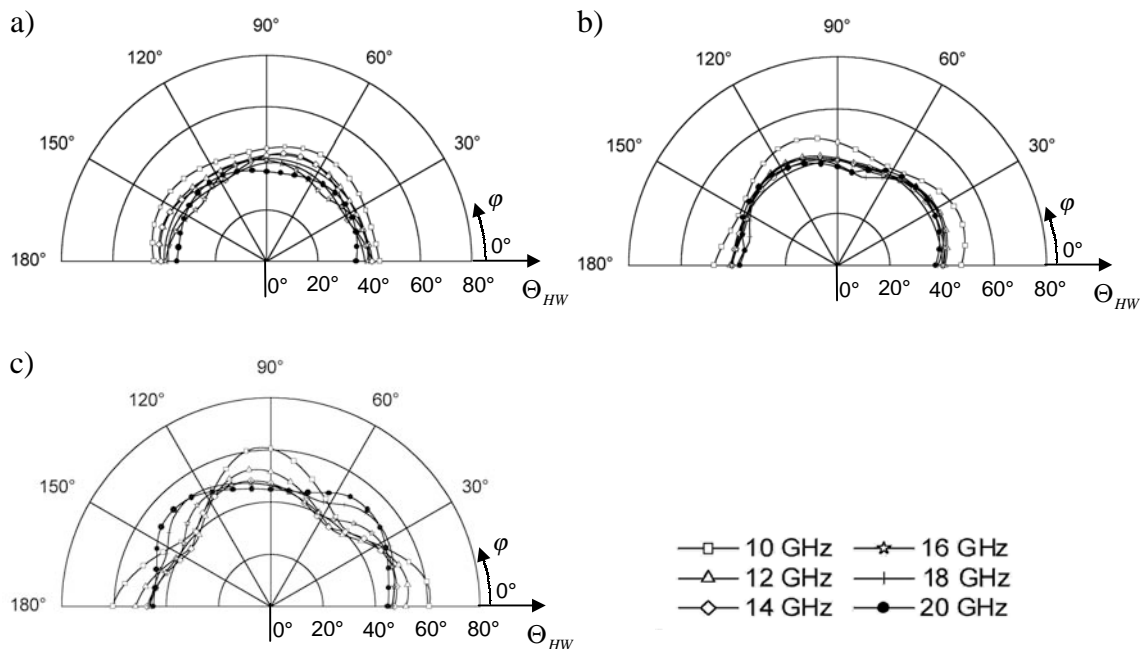


Abb. 4.5: Halbwertswinkelwinkelkonstanter Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Wachstumsraten a)  $a=0,10$ , b)  $a=0,31$  und c)  $a=0,50$

In Abbildung 4.6 sind die Verläufe der Halbwertswinkel archimedischer Spiralantennen für ebenfalls drei ausgesuchte Wachstumsraten dargestellt. Die kreisförmigen und eng beieinander liegenden Halbwertswinkelverläufe der Spiralantenne mit einer Wachstumsrate  $a = 0,20$  nach Abbildung 4.6 a) charakterisieren das typische Verhalten der archimedischen Spiralantennen mit Wachstumsraten  $a < 0,70$ . Die zwischen  $\Theta_{HW} = 35^\circ$  und  $40^\circ$  liegenden Halbwertswinkel dieser Spiralantenne korrespondieren mit beinahe kreissymmetrischen Strahlungscharakteristiken. Die Abbildung 4.6 b) zeigt die Halbwertswinkel der nach der Impedanzbetrachtung erstplatzierten archimedischen Spiralantenne mit einer Wachstumsrate  $a = 0,60$ . Bis auf den Anstieg der weiterhin kreisförmig verlaufenden Halbwertswinkel bei der Frequenz  $f = 10$  GHz auf etwa  $\Theta_{HW} = 45^\circ$ , sind keine nennenswerten Unterschiede zur Abbildung 4.6 a) zu erkennen.

Ähnlich wie bei den winkelkonstanten Spiralantennen, tritt auch bei den archimedischen Spiralantennen bei großen Wachstumsraten  $a \geq 0,7$  eine Entartung der Halbwerts-winkelverläufe und damit der Strahlungscharakteristiken auf. Exemplarisch zeigt die Abbildung 4.6 c) dieses Verhalten für die Wachstumsrate  $a = 1,00$ . Die Winkelverläufe nehmen eine rechteckige Form an, und die Lage der Ecken lässt die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Rotation der Strahlungscharakteristik über der Frequenz erkennen.

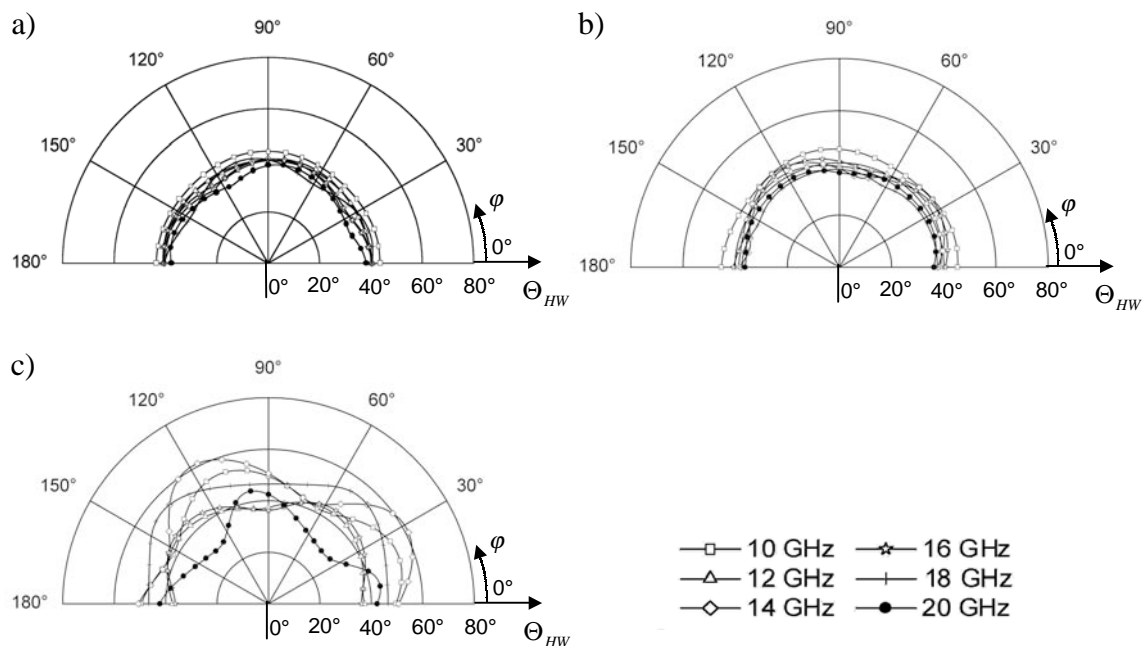


Abb. 4.6: Halbwertswinkel archimedischer Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Wachstumsraten a)  $a=0,20$ , b)  $a=0,60$  und c)  $a=1,00$

Bezüglich der Halbwertswinkel weisen die archimedischen Spiralantennen geringfügig bessere Kreissymmetrien auf, wohingegen die winkelkonstanten Spiralantennen leicht höhere  $\Theta_{HW}$ -Werte erzielen. Insgesamt sind die Unterschiede jedoch nicht so gravierend, als dass einer der beiden Spiralantennentypen hinsichtlich der Halbwertswinkel zu bevorzugen wäre.

Eine weitere zu untersuchende, charakteristische Eigenschaft der zirkular polarisierten Spiralantennen ist die Polarisationsreinheit. Sie wird wiederum in Abhängigkeit von der Wachstumsrate mit dem in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Achsenverhältnis  $AR$  untersucht. Der Einfluss der Wachstumsraten auf die Polarisation kann jedoch nicht anhand des Achsenverhältnisses in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  bestimmt werden, da alle simulierten Fernfelder der Spiralantennen in eben diese Richtung rein zirkular polarisiert sind und demzufolge ein Achsenverhältnis von  $AR = 1$  bzw.  $AR = 0$  dB aufweisen. Um die Qualität der Polarisation einer Spiralantenne in Abhängigkeit von der Wachstumsrate dennoch beurteilen zu können, wird eine dem Halbwertswinkel ähnliche Darstellung des Achsverhältnisses gewählt. Ausgehend von der zirkularen Polarisation in Hauptstrahlungsrichtung wird im Polardiagramm der Winkel gekennzeichnet, bei dem sich das Achsenverhältnis auf  $AR = 3$  dB verschlechtert hat. Aufgrund der

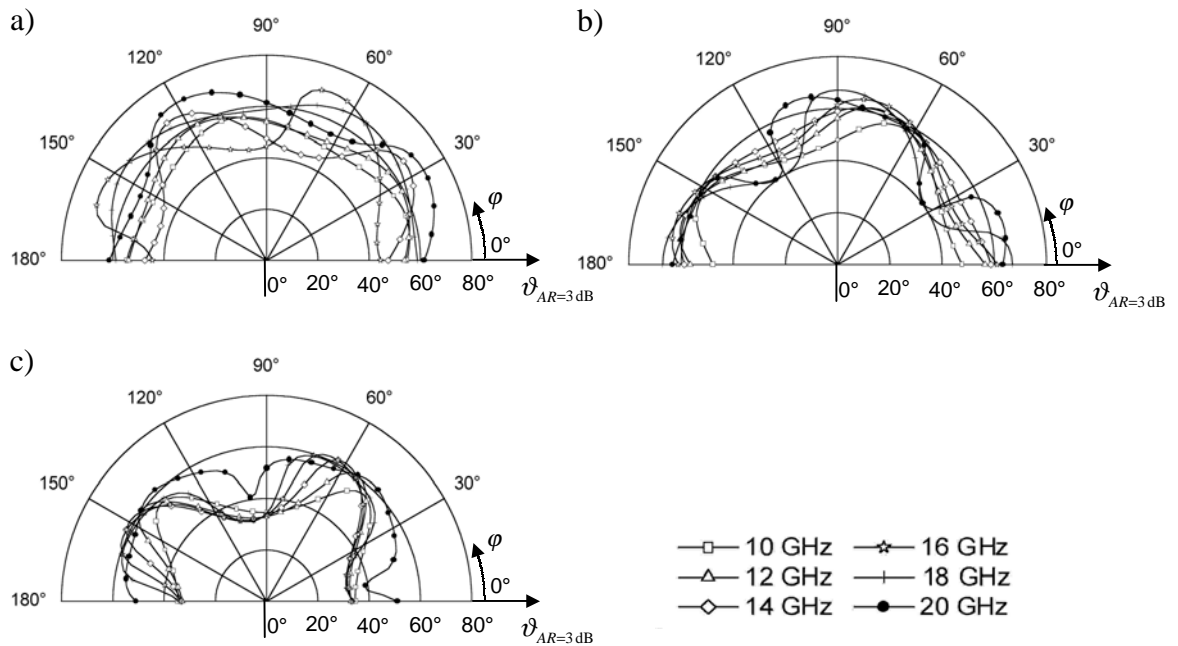


Abb. 4.7: 3dB-Achsenverhältnis winkelkonstanter Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Wachstumsraten a)  $a=0,10$ , b)  $a=0,31$  und c)  $a=0,50$

qualitativ bekannten Strahlungscharakteristiken der simulierten Spiralantennen ist die Behauptung zulässig, dass überall innerhalb des abgetragenen Winkelbereiches das Achsenverhältnis besser als 3 dB ist.

Die Achsenverhältnisse  $AR$  der simulierten winkelkonstanten und archimedischen Spiralantennen in Abhängigkeit der bereits beim Halbwertswinkel gewählten Wachstumsraten sind in Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 wiedergegeben. An der unteren

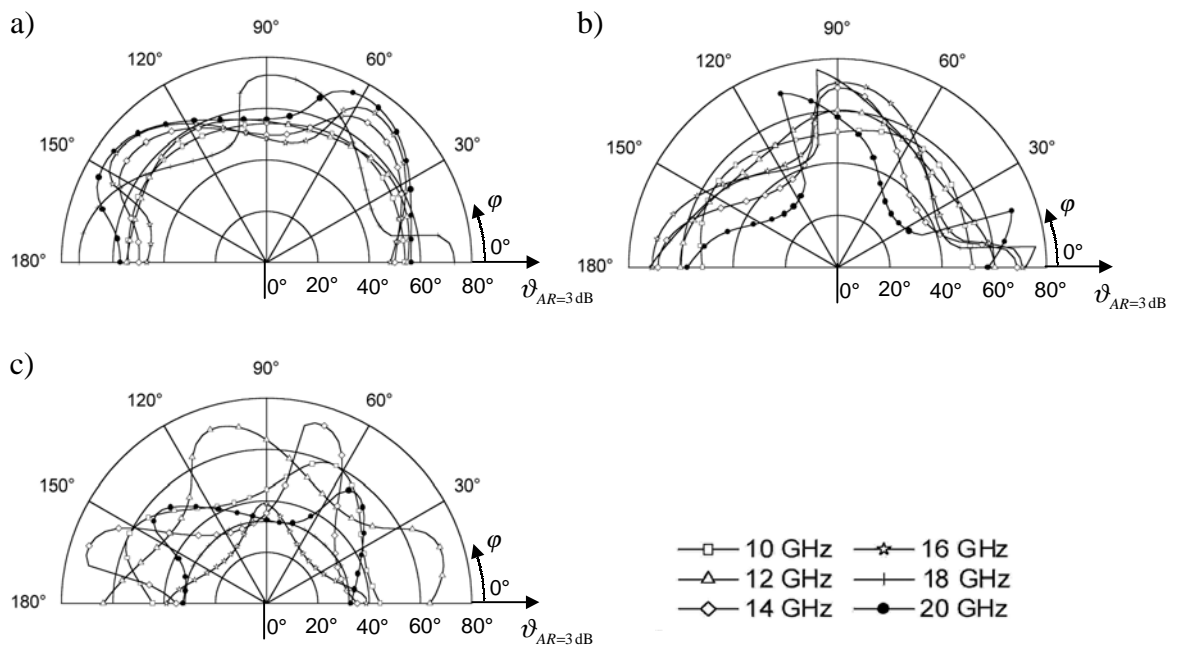


Abb. 4.8: 3dB-Achsenverhältnis archimedischer Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 - 20 GHz für die Wachstumsraten a)  $a=0,20$ , b)  $a=0,60$  und c)  $a=1,00$

Grenze der Variationsbereiche beider Wachstumsraten tritt ein Achsenverhältnis  $AR = 3$  dB im gesamten Betriebsfrequenzbereich erst für Elevationswinkel größer  $40^\circ$  auf. Diese Aussage gilt auch noch für die favorisierte winkelkonstante Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$ , wohingegen die archimedische Spiralantenne mit  $a = 0,6$  nur noch in einem Winkelbereich  $\vartheta < 30^\circ$  über einen  $AR$ -Wert besser 3 dB verfügt. Mit zunehmender Wachstumsrate verringern sich bei beiden Spiralantennentypen die erzielbaren Winkelbereiche mit einem 3 dB-Achsverhältnis, wobei die Winkelverläufe der archimedischen Spiralantennen stärker entarten. Damit sind die zunehmend unruhigeren und voneinander abweichenden Kurvenverläufe gemeint, wie sie die archimedische Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 1,0$  in Abbildung 4.8 c) aufzeigt.

Im gesamten Betriebsfrequenzbereich liegen die Gewinne der in der Simulation als verlustlos angenommenen archimedischen und winkelkonstanten Spiralantennen nahezu unabhängig von den Wachstumsraten zwischen  $G = 5$  dBi und 6 dBi, ebenso für die übrigen Variationsparameter der Freiraumbetrachtung, so dass an dieser Stelle auf deren grafische Darstellung verzichtet wird. Die Gewinne beziehen sich dabei auf die den Spiralantennen zugeführte Leistung, weshalb die gleichen Gewinnwerte implizit für identische Strahlungsleistungen stehen.

**Öffnungswinkels  $\delta$  bzw. Armbreite  $w$ :** Der Wunsch, eine Aussage über den Wert der Eingangsimpedanz  $Z_{in}$  der Spiralarme treffen zu können, führte auf die Selbstkomplementarität der Spiralantennen. Erfüllt wird diese nur von unendlich ausgedehnten Antennenanordnungen, weshalb im Rahmen der Parameterstudie auch der Einfluss des Öffnungswinkels  $\delta$  bzw. der Armbreite  $w$  auf die Antenneneigenschaften endlicher Anordnungen untersucht wird. Nun beeinflussen diese beiden Variationsparameter den mittleren Spiralarmradius und damit, wie bereits die Wachstumsrate, die Armlänge der Spiralantennen. Um auch den Einfluss des Öffnungswinkels bzw. der Armbreite auf die Antenneneigenschaften unter Vermeidung unnötiger Überlagerungseffekte zu untersuchen, wird für die Spiralantennen auch hier ein Innenradius von  $r_{min} = 0,2$  mm und ein Außenradius von  $r_{max} = 11,94$  mm zugrunde gelegt.

Aufgrund der Ergebnisse zum Einfluss der Wachstumsraten auf die Impedanz- und Strahlungseigenschaften der Spiralantennen werden die Untersuchungen zum Öffnungswinkel  $\delta$  an winkelkonstanten Spiralantennen mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  und an archimedischen Spiralantennen mit der Wachstumsrate  $a = 0,6$  durchgeführt. Um eine einheitliche Darstellung der Antenneneigenschaften in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  für beide Spiralantennentypen zu erhalten, wird für die archimedischen Spiralantennen von der in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Umrechnung der Armbreite  $w = a \cdot \delta$  Gebrauch gemacht. Der Variationsbereich der Öffnungswinkel erstreckt sich vom dünndrahtähnlichen Wert  $\delta = 0,10 \cdot \pi$  bis annähernd zur Vollmetallisierung mit  $\delta = 0,40 \cdot \pi$ , die Schrittweite beträgt  $\Delta\delta = 0,05 \cdot \pi$ .

In Abbildung 4.9 sind die Eingangsimpedanzverläufe der von innen im Mode  $M = 1$  angeregten winkelkonstanten Spiralantennen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  dargestellt. Mit wachsendem Öffnungswinkel sinkt der zunehmend konstanter erschei-



nende Realteil der Impedanz merklich. Der Imaginärteil verhält sich, außer beim Öffnungswinkel  $\delta = 0,10 \cdot \pi$ , eher entgegengesetzt. Die statistische Analyse der Eingangsimpedanzverläufe in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel ergibt, dass die selbstkomplementäre Spiralantenne mit  $\delta = 0,25 \cdot \pi$  und den statistischen Kenngrößen entsprechend der Tabelle 4.1 den vordersten Platz in der Rangordnung der Öffnungswinkel einnimmt. Mit geringfügig schlechteren statistischen Kenngrößen folgen die winkelkonstanten Spiralantennen mit den Öffnungswinkeln  $\delta = 0,30 \cdot \pi$  und  $0,35 \cdot \pi$ . Das Impedanzverhalten bei sehr kleinen Öffnungswinkeln lässt deutlich erkennen, dass eine in Dünndrahtstruktur ausgeführte Spiralantenne dem Anforderungsprofil weniger genügt.

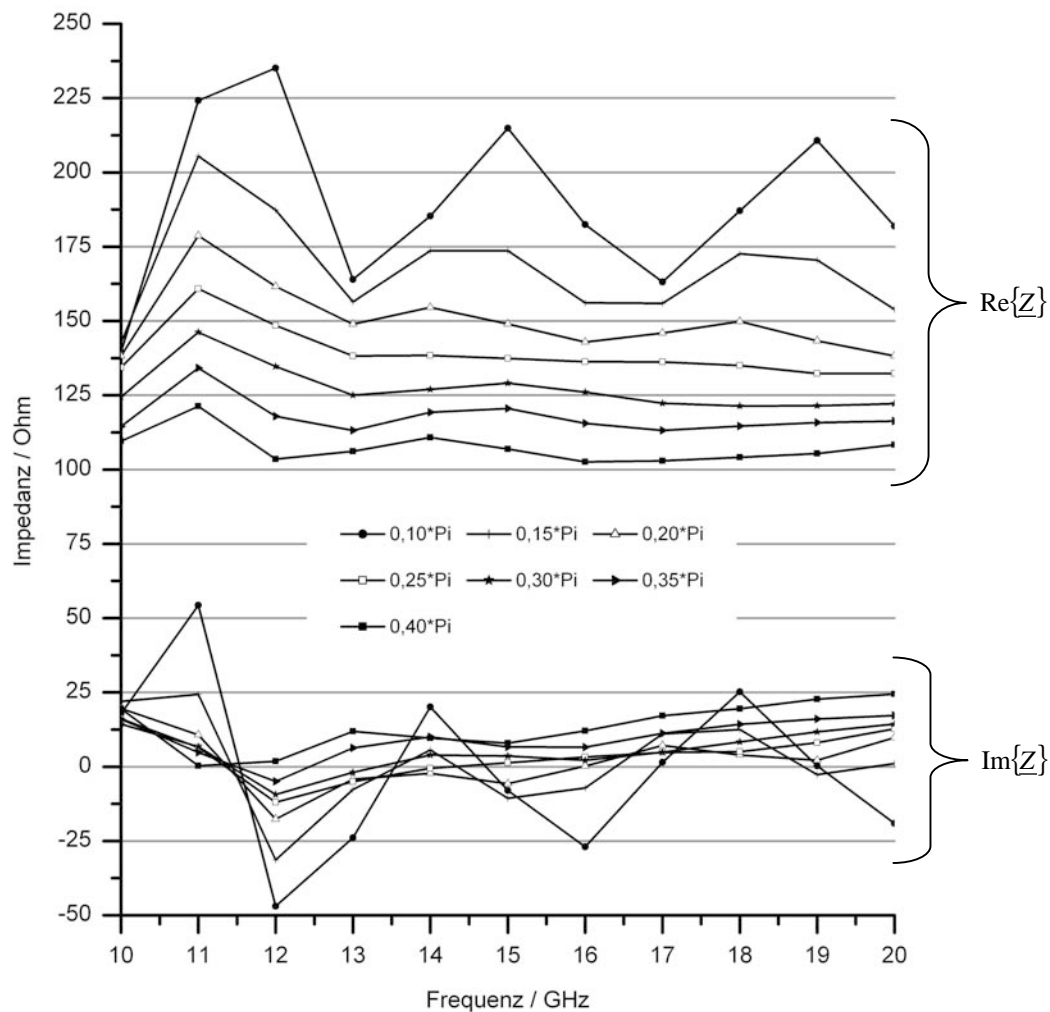


Abb. 4.9: Eingangsimpedanzen winkelkonstanter Spiralantennen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $a=0,31$ )

Das Impedanzverhalten der archimedischen Spiralantennen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel zeigt Abbildung 4.10. Der Realteil der Impedanzverläufe sinkt ähnlich dem der winkelkonstanten Spiralantennen mit zunehmendem Öffnungswinkel, wohingegen die Imaginärteile nahezu unbeeinflusst bleiben. Dem gewünschten Impedanz-

verhalten entsprechend Gl. (4.4) kommt die archimedische Spiralantenne mit einem Öffnungswinkel von  $\delta = 0,15 \cdot \pi$  am nächsten. Mit ihrer auf den Mittelwert  $Z = 197,4 \Omega$  bezogenen Standardabweichung  $z/Z = 5,86 \%$  und dem quadratischen Mittelwert  $Q = 14,83 \Omega$  unterliegt sie jedoch der winkelkonstanten Spiralantenne mit dem Öffnungswinkel  $\delta = 0,25 \cdot \pi$ . In der auf das Impedanzverhalten bezogenen Rangordnung folgen auf die archimedische Spiralantenne mit den Öffnungswinkel  $\delta = 0,15 \cdot \pi$  die Spiralantennen mit  $\delta = 0,10 \cdot \pi$  und  $0,20 \cdot \pi$ . Die archimedischen Spiralantennen tendieren bezüglich der geforderten Impedanzeigenschaften also eher zur Dünndrahtstruktur.

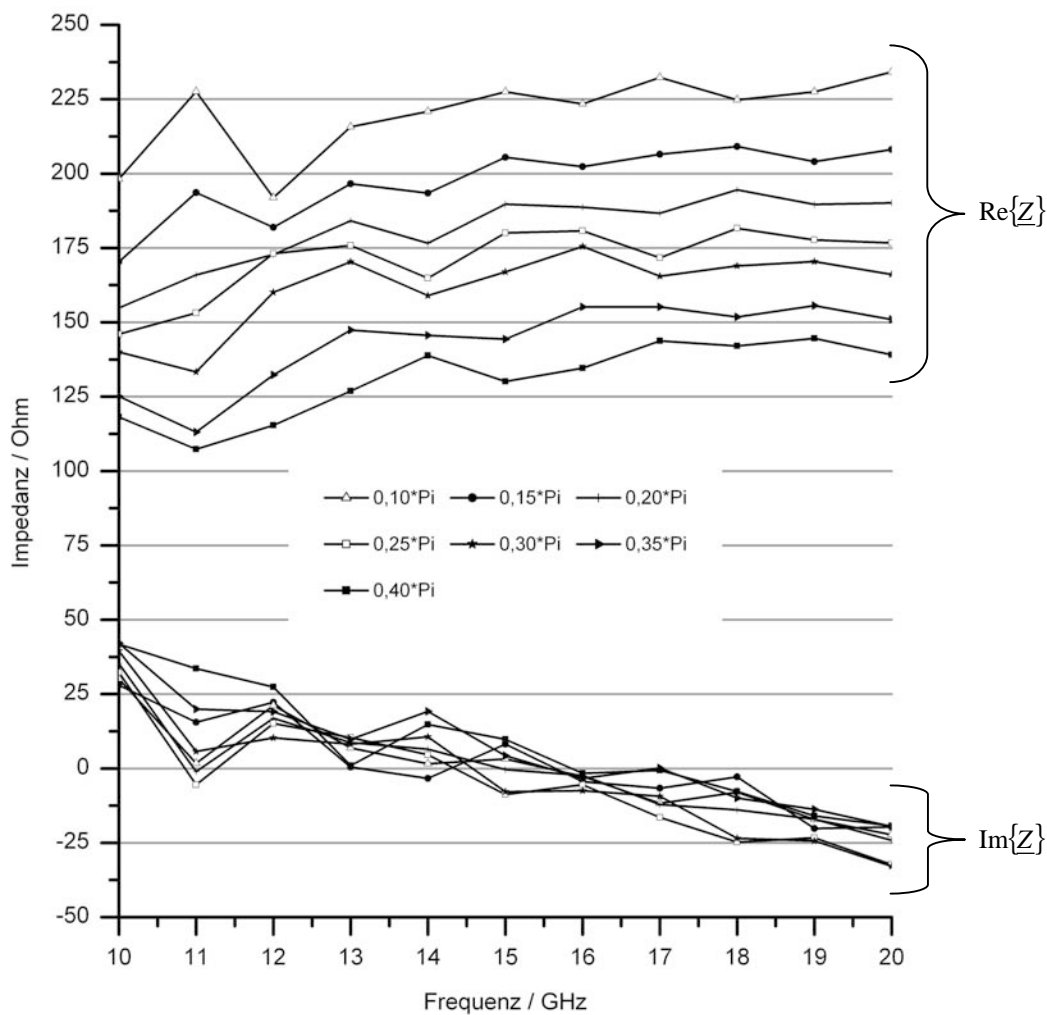


Abb. 4.10: Eingangsimpedanzen archimedischer Spiralantennen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $a=0,6$ )

Die Verläufe der Halbwertswinkel in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel zeigt für die winkelkonstanten Spiralantennen Abbildung 4.11 und für die archimedischen Spiralantennen Abbildung 4.12. Beide Spiralantennentypen weisen für den Öffnungswinkel  $\delta = 0,25 \cdot \pi$  einen nahezu kreissymmetrischen und frequenzunabhängigen Halbwertswinkel von etwa  $\Theta_{HW} = 40^\circ$  auf. Für die von der Selbstkomplementarität abweichenden

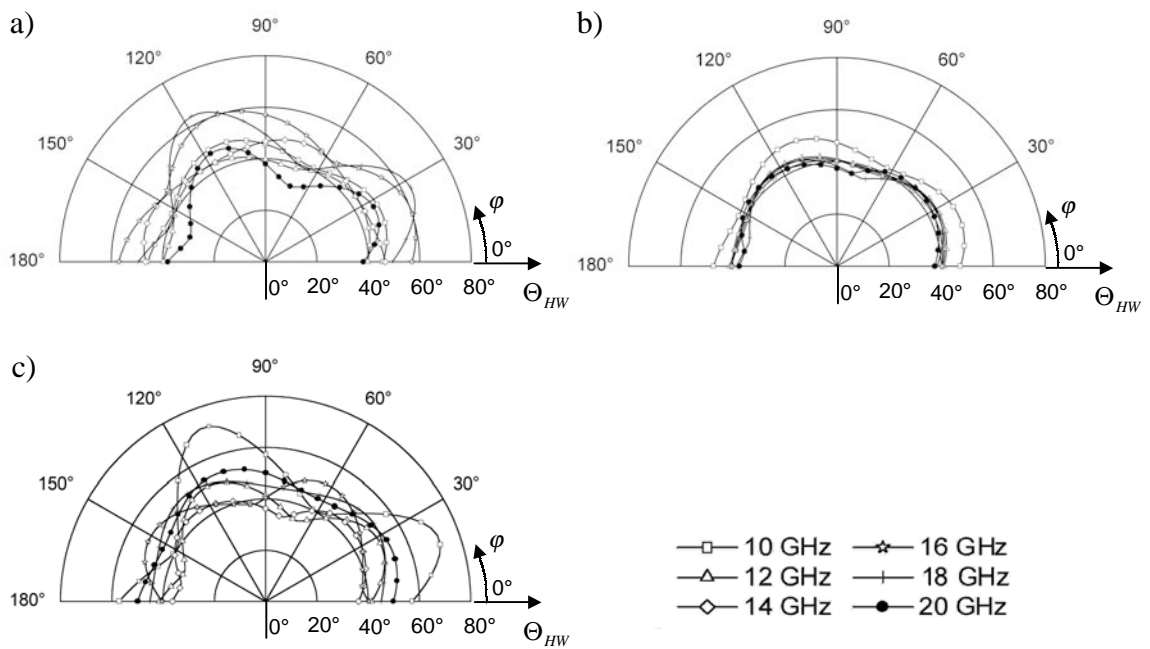


Abb. 4.11: Halbwertswinkel winkelkonstanter Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Öffnungswinkel a)  $\delta=0,10$ , b)  $\delta=0,25$  und c)  $\delta=0,40$

Öffnungswinkel verlieren die Halbwertswinkelverläufe der archimedischen Spiralantennen geringfügig ihre Kreissymmetrie, wohingegen die der winkelkonstanten Spiralantennen deutlich entarten. Damit verbunden ist eine nicht zu vernachlässigende Frequenzabhängigkeit der Strahlungscharakteristiken winkelkonstanter Spiralantennen für Öffnungswinkel  $\delta \neq 0,25 \cdot \pi$ . Bei den winkelkonstanten Spiralantennen zeichnen sich für den Öffnungswinkel  $\delta = 0,25 \cdot \pi$  die in Abbildung 4.7 b) dargestellten Verläufe

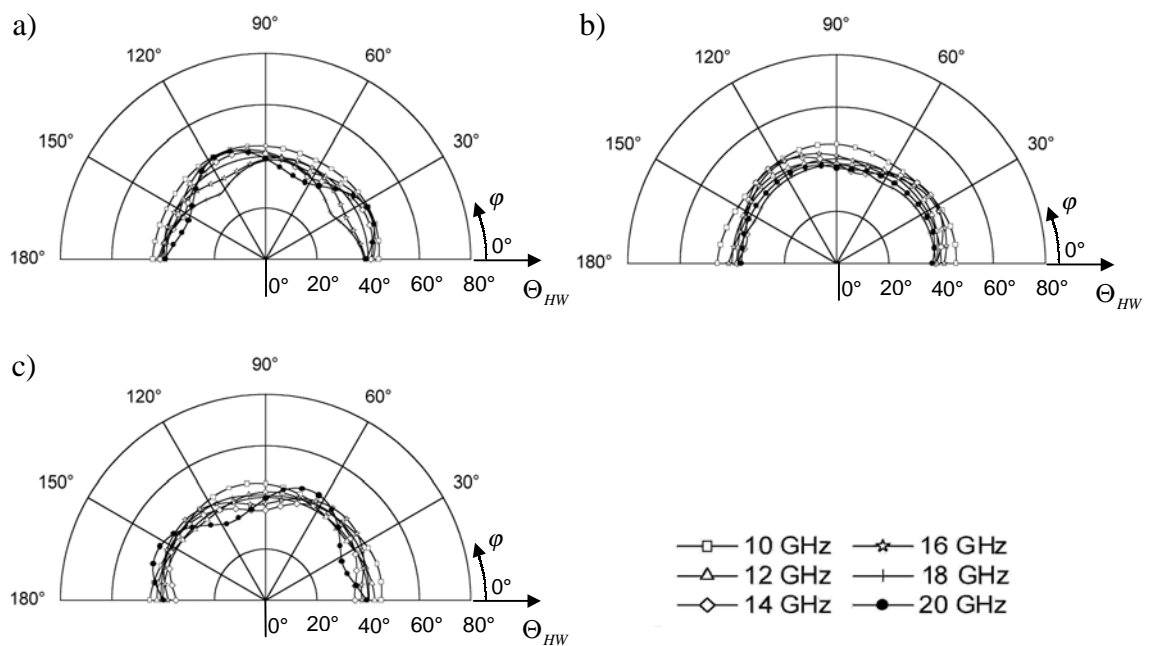


Abb. 4.12: Halbwertswinkel archimedischer Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Öffnungswinkel a)  $\delta=0,10$ , b)  $\delta=0,25$  und c)  $\delta=0,40$

der 3dB-Achsenverhältnisse in einem Winkelbereich außerhalb von  $\vartheta = 40^\circ$  ab. Für Öffnungswinkel  $\delta < 0,25 \cdot \pi$  verringert sich der Bereich der 3dB-Achsenverhältnisse bei den Frequenzen  $f = 18$  GHz und 20 GHz auf Elevationswinkel um  $30^\circ$ , auf die sich umgekehrt auch die Winkelverläufe für Öffnungswinkel  $\delta > 0,25 \cdot \pi$  bei den Frequenzen  $f = 10$  GHz und 12 GHz zusammenziehen. Die Winkelverläufe zum 3dB-Achsenverhältnis der archimedischen Spiralantennen in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  ähneln, mit Ausnahme der zu den Frequenzen  $f = 18$  GHz und 20 GHz gehörenden Verläufe, den in Abbildung 4.8 b). Ausgehend vom Öffnungswinkel  $\delta = 0,10 \cdot \pi$ , treten 3dB-Achsenverhältnisse zunächst im gesamten Betriebsfrequenzbereich nur für Elevationswinkel größer  $40^\circ$  auf. Mit zunehmendem Öffnungswinkel zieht sich der Winkelverlauf des 3dB-Achsenverhältnisses anfangs nur bei 20 GHz auf den für  $\delta = 0,25 \cdot \pi$  in Abbildung 4.8 b) dargestellten Bereich um  $30^\circ$  zusammen. Nimmt der Öffnungswinkel weiter zu, zieht sich auch der Winkelverlauf bei 18 GHz auf den Elevationsbereich um  $30^\circ$  zurück. Ein möglicher Grund, warum die Polarisationsreinheit im Bereich größerer Elevationswinkel bei steigender Frequenz und zunehmendem Öffnungswinkel abnimmt, ist die Ausbildung radialer Stromkomponenten auf den breiter werdenden Spiralarmlen.

**Innenradius  $r_{\min}$ :** Die Dimensionierungsrichtlinie nach Gl. (3.26) gibt für den Innenradius  $r_{\min} = 2,40$  mm vor, damit sich bei einer im Mode  $M = 1$  gespeisten vierarmigen Spiralantenne eine strahlende Zone vom Umfang einer Wellenlänge auch bei der oberen Grenze der Betriebsfrequenz  $f_{\max} = 20$  GHz ausbilden kann. Darüber hinaus schlägt Dubost mit Gl. (3.27) einen noch kleineren Innenradius von  $r_{\min} = 0,75$  mm vor, um einen möglichst geringen Einfluss der Speisezone auf die strahlende  $\lambda$ -Zone und damit auf die Eingangsimpedanz zu erhalten. Unter Berücksichtigung dieser Innenradien erfolgen die Untersuchungen der Antenneneigenschaften für die winkelkonstanten Spiralantennen mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  und für die archimedischen Spiralantennen mit der Wachstumsrate  $a = 0,60$  in einem Radienbereich von  $r_{\min} = 0,10$  mm bis 3,00 mm. Beide Spiralantennentypen sind selbstkomplementär und verfügen über einen unveränderten Außenradius von  $r_{\max} = 11,94$  mm.

Die Eingangsimpedanzverläufe der winkelkonstanten Spiralantenne in Abhängigkeit einiger ausgesuchter Innenradien zeigt Abbildung 4.13. Für die Radien  $r_{\min} = 0,10$  mm und 0,20 mm verlaufen die Real- und Imaginärteile beider Eingangsimpedanzen im gesamten Betriebsfrequenzbereich nahezu konstant. Bemerkenswert ist dieses Verhalten bei den höheren Frequenzen, deren  $\lambda$ -Zonen dichter am Anregungsbereich liegen. Die Spiralarmlängen zwischen dem Ort der Anregung und dem Auftreten der  $\lambda$ -Zonen reichen demnach bei beiden Innenradien aus, um die am Speiseort angeregten Feldstörungen bis zu den  $\lambda$ -Zonen in ausreichendem Maße zu bedämpfen. Mit steigendem Innenradius  $r_{\min} > 0,20$  mm nimmt der Einfluss der Speisezone auf das Impedanzverhalten merklich zu, wie die Verläufe bereits bei dem von Dubost vorgeschlagenen Innenradius  $r_{\min} = 0,75$  mm zeigen. Erfolgt die Anregung in der zur Frequenz  $f_{\max} = 20$  GHz gehörenden  $\lambda$ -Zonen beim Innenradius  $r_{\min} = 2,40$  mm, verschlechtert sich das Impedanzverhalten selbst bei niedrigeren Frequenzen merklich. Die elektrischen Längen der Spiralarmlen reichen nicht mehr aus, um die angeregten Feldstörungen zu

bedämpfen, denn gerade bei den niedrigen Frequenzen sind die Impedanzverläufe der Spiralantennen mit Innenradien  $r_{\min} > 0,20$  mm besonders unruhig.

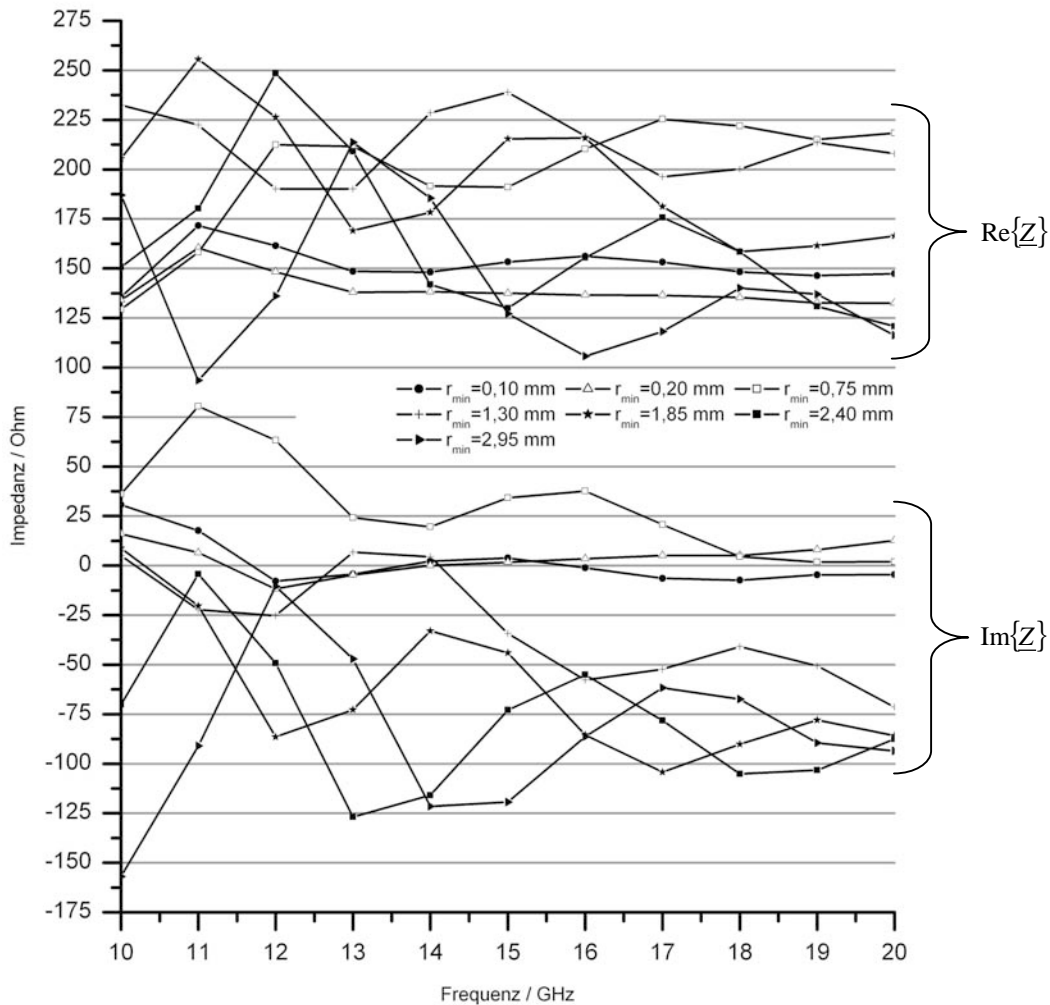


Abb. 4.13: Eingangsimpedanzen winkelkonstanter Spiralantennen in Abhängigkeit vom Innenradius  $r_{\min}$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\max}=11,94$  mm,  $a=0,31$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Nach der statistischen Analyse der Verläufe aus Abbildung 4.13 zeigt die winkelkonstante Spiralantenne mit dem Innenradius  $r_{\min} = 0,20$  mm und den statistischen Kenngrößen nach Tabelle 4.1 das beste Impedanzverhalten. Die Spiralantenne mit dem Innenradius von  $r_{\min} = 0,10$  mm hat eine fast identische, bezogene Standardabweichung, der quadratische Mittelwert des Imaginärteils hingegen ist knapp 50% größer.

In Abbildung 4.14 sind die Eingangsimpedanzverläufe der archimedischen Spiralantenne in Abhängigkeit der bereits für die winkelkonstante Spiralantenne ausgewählten Innenradien dargestellt. Abgesehen von den erheblich größeren Impedanzschwankungen der Real- und Imaginärteile im unteren Frequenzbereich, ist der Einfluss der Innenradien auf das Impedanzverhalten der archimedischen Spiralantennen vergleichbar mit dem auf das Impedanzverhalten der winkelkonstanten Spiralantennen.

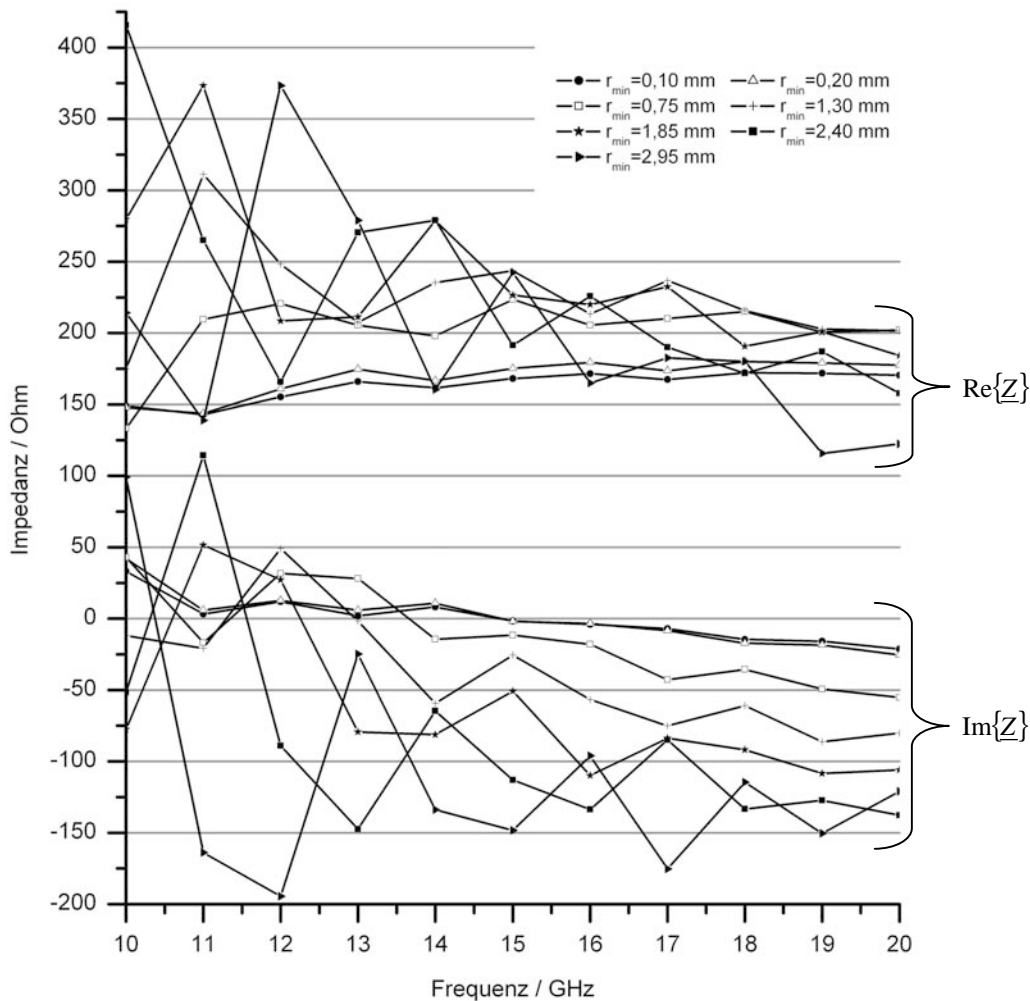


Abb. 4.14: Eingangsimpedanzen archimedischer Spiralantennen in Abhängigkeit vom Innenradius  $r_{\min}$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $a=0,6$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Unter den archimedischen Spiralantennen kommt die mit einem Innenradius von  $r_{\min} = 0,10\text{mm}$  dem geforderten Impedanzverhalten am nächsten. Ihre auf den Mittelwert  $Z = 163,3\Omega$  bezogene Standardabweichung  $z/Z = 5,85\%$  des Realteils und ihr quadratischer Mittelwert  $Q = 14,48\Omega$  des Imaginärteils der Eingangsimpedanz fallen jedoch schlechter aus, als die in Tabelle 4.1 zur Wachstumsrate  $a = 0,31$  aufgelisteten statistischen Kenngrößen der winkelkonstanten Spiralantenne mit einem Innenradius von  $r_{\min} = 0,20\text{mm}$ .

Für einen Innenradius  $r_{\min} \leq 0,20\text{mm}$  wird das Achsenverhältnis  $AR = 3\text{dB}$  bei den winkelkonstanten Spiralantennen entsprechend Abbildung 4.7 b) erst für Elevationswinkel  $\vartheta > 40^\circ$  überschritten, während dies bei den archimedischen Spiralantennen nach Abbildung 4.8 b) bereits für Winkel  $\vartheta > 30^\circ$  geschieht. Mit zunehmendem Innenradius wird der Winkelbereich mit einem Achsenverhältnis  $AR \leq 3\text{dB}$  bei beiden Spiralantennentypen erheblich kleiner und frequenzabhängiger.

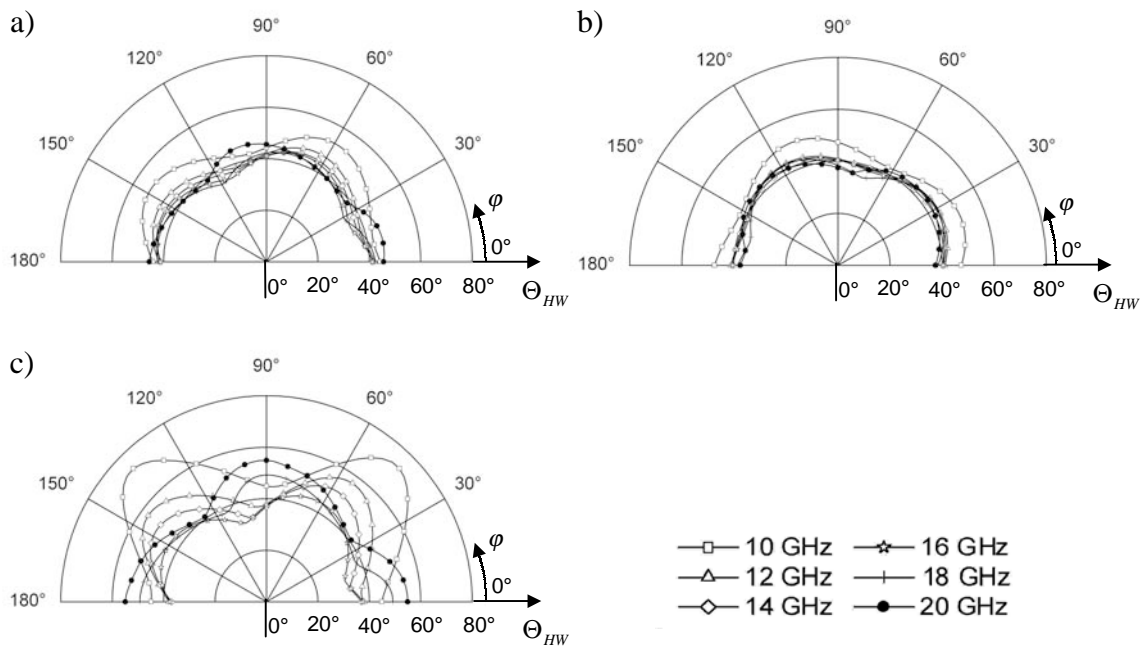


Abb. 4.15: Halbwertswinkel winkelkonstanter Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Innenradien a)  $r_{min}=0,10$ , b)  $r_{min}=0,20$  und c)  $r_{min}=0,75$

Die Halbwertswinkelverläufe beider Spiralantennentypen korrespondieren sehr gut mit deren Impedanzverhalten, wie die Abbildung 4.15 für die winkelkonstanten Spiralantennen und Abbildung 4.16 für die archimedischen Spiralantennen erkennen lässt. Bei größeren Innenradius als  $r_{min} = 0,20$  mm entarten die Halbwertswinkelverläufe zunehmend und damit auch die entsprechenden Strahlungscharakteristiken.

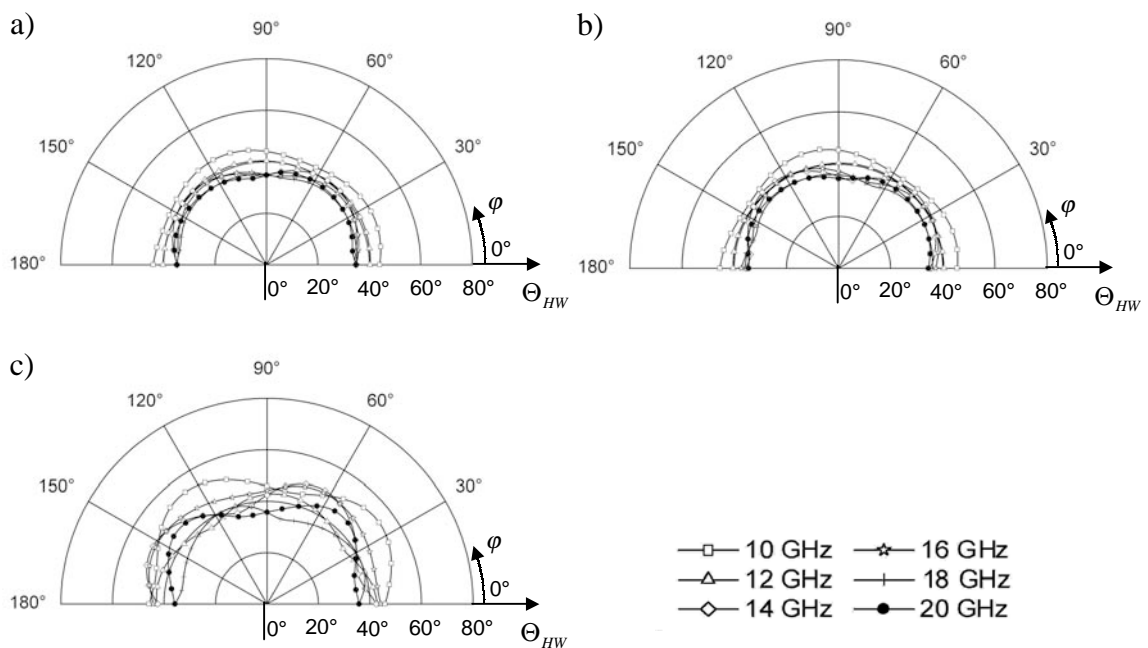


Abb. 4.16: Halbwertswinkel archimedischer Spiralantennen im Frequenzbereich von 10 – 20 GHz für die Innenradien a)  $r_{min}=0,10$ , b)  $r_{min}=0,20$  und c)  $r_{min}=0,75$

Insgesamt schneiden auch bei den Betrachtungen zum Innenradius die winkelkonstanten Spiralantennen besser als die archimedischen Spiralantennen ab. Während die archimedischen Spiralantennen mit abnehmendem Innenradius über zunehmend bessere Eigenschaften verfügen, zeichnet sich bei den winkelkonstanten Spiralantennen mit  $r_{\min} = 0,20$  mm ein optimaler Innenradius ab. Interessant ist, dass die geforderten Impedanz- und Strahlungseigenschaften erst für wesentlich kleinere Innenradien erfüllt werden, als es die Dimensionierungsrichtlinie Gl. (3.26) bzw. die Formel von Dubost Gl. (3.27) vorgibt.

**Außenradius  $r_{\max}$ :** Zum Abschluss der Parameterstudie der im Freiraum angeordneten Spiralantennen wird der Außenradius variiert. Der Variationsbereich erstreckt sich vom Radius  $r_{\max} = 4,77$  mm bis 14,32 mm. Dies sind die zur  $\lambda$ - und  $3\lambda$ -Zone gehörenden Radien bei der Betriebsfrequenz  $f_{\min} = 10$  GHz. Innerhalb dieser Bereichsgrenzen liegen die Radien  $r_{\max} = 7,16$  mm und 9,55 mm der  $3\lambda$ -Zonen für die obere Frequenzgrenze  $f_{\max} = 20$  GHz und die Betriebsmittelfrequenz  $f = 15$  GHz. Der Radius  $r_{\max} = 11,94$  mm des Variationsbereiches dokumentiert den Einfluss einer zusätzlich zur  $\lambda$ -Zone sich im Ansatz ausbildenden  $5\lambda$ -Zone bei der Frequenz  $f_{\max} = 20$  GHz. Unter Berücksichtigung dieser Außenradien erfolgen die Untersuchungen der Antenneneigenschaften für die winkelkonstanten Spiralantennen mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  und für die archimedischen Spiralantennen mit der Wachstumsrate  $a = 0,60$ . Beide Spiralantennentypen sind selbstkomplementär und verfügen über einen konstanten Innenradius von  $r_{\min} = 0,20$  mm.

Die Abhängigkeit der Eingangsimpedanz vom Außenradius ist in Abbildung 4.17 für die winkelkonstante Spiralantenne und in Abbildung 4.18 für die archimedische Spiralantenne dargestellt. Die Impedanzverläufe beider Spiralantennentypen zeigen für den Außenradius  $r_{\max} = 4,77$  mm eine sehr starke Frequenzabhängigkeit, die mit zunehmendem Außenradius geringer wird. Die Ursache für die Frequenzabhängigkeit sind reflektierte Restenergien an den Armenden der Spiralantennen. Aufgrund der Reflexionen bilden sich auf den Spiralarmlen neben den reinen Wanderwellen auch stehende Wellen aus, deren frequenzabhängiges Wellenbild die Eingangsimpedanz der Spiralarmlen entsprechend beeinflusst. Ab einem Außenradius von  $r_{\max} = 11,94$  mm sind die reflektierten Restenergien vernachlässigbar klein, was sich in den nahezu horizontalen Impedanzverläufen widerspiegelt. Darüber hinaus machen sich die allmählich ausbildenden  $5\lambda$ -Zonen nicht störend bemerkbar. Im Hinblick auf den möglichen Einsatz des Einzelstrahlers in einer Gruppenantenne sollte der Außenradius  $r_{\max} = 11,94$  mm jedoch nicht überschritten werden. Die statistischen Kenngrößen dieser bereits analysierten Spiralantennengeometrien sind der Tabellen 4.1 und 4.2 zu entnehmen.

Der Mode  $M = 1$  der von innen angeregten Spiralantennen konvertiert durch die Reflexion an den Armenden in den Mode  $M = 3$ . Die Strahlungscharakteristik einer im Mode  $M = 3$  angeregten Spiralantenne ist in Abbildung 3.12 c) dargestellt. Bei den Spiralantennen mit Außenradien  $r_{\max} \leq 9,55$  mm überlagert sich nun das primäre Fernfeld des Modes  $M = 1$  mit dem sekundär aus der Reflexion resultierenden Fernfeld



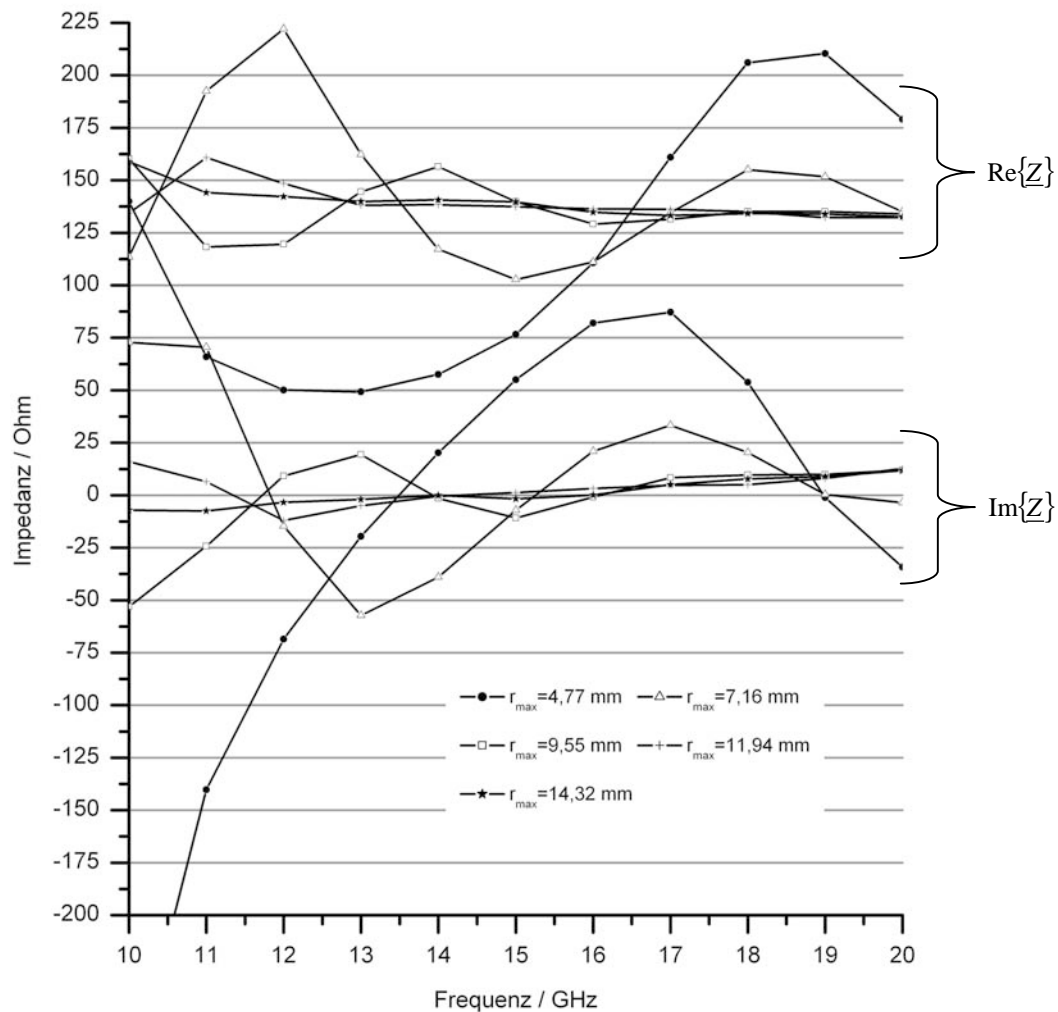


Abb. 4.17: Eingangsimpedanzen winkelkonstanter Spiralantennen in Abhängigkeit vom Außenradius  $r_{\max}$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2$  mm,  $a=0,31$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

des Modes  $M = 3$  (s. Abb. 3.15). Für den Außenradius  $r_{\max} = 4,77$  mm überwiegt noch der Fernfeldanteil des Modes  $M = 3$  gegenüber dem des Modes  $M = 1$ , so dass die maximalen Feldstärken nicht in Richtung der Spiralachse auftreten. Mit zunehmenden Außenradius nimmt der Fernfeldanteil des Modes  $M = 1$  zu und der des Modes  $M = 3$  ab. Die gewohnten, kreissymmetrischen Verläufe der Halbwertswinkel im Polarogramm stellen sich für beide Spiralantennentypen ab einem Außenradius von  $r_{\max} \geq 9,55$  mm ein. Für einen Außenradius von  $r_{\max} = 11,94$  mm und den entsprechenden Halbwertswinkelverläufen nach Abbildung 4.15 b) und Abbildung 4.16 b) genügen sowohl die winkelkonstante als auch die archimedische Spiralantenne dem Anforderungsprofil.

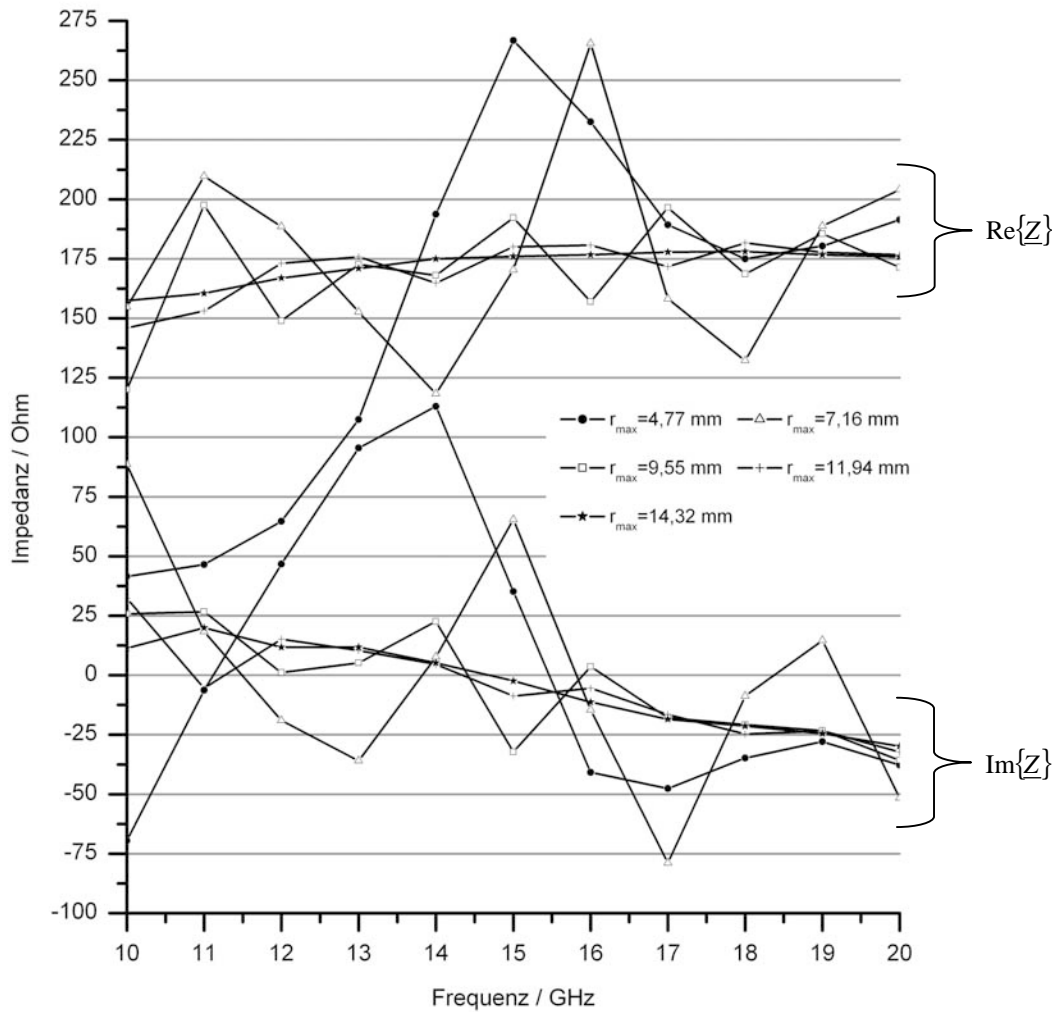


Abb. 4.18: Eingangsimpedanzen archimedischer Spiralantennen in Abhängigkeit vom Außenradius  $r_{\max}$  bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,2 \text{ mm}$ ,  $a=0,6$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

#### 4.1.2 Auswertung und Fazit

In diesem Abschnitt werden die Impedanz- und Strahlungseigenschaften der von innen im Mode  $M=1$  gespeisten und im Freiraum untersuchten vierarmigen, winkelkonstanten und archimedischen Spiralantennen insgesamt bewertet und im Zusammenhang mit den Literaturangaben diskutiert.

Die selbstkomplementäre, vierarmige, winkelkonstante Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a=0,31$  zeigt hinsichtlich aller Variationsparameter die absolut besten Eigenschaften im Vergleich beider Spiralantennentypen. Die in der Literatur angegebenen Richtwerte  $a < 0,13$  [Mei92] und  $a = 0,221$  [Stu98] für die Wachstumsraten der winkelkonstanten Spiralantennen können nicht bestätigt werden, auch nicht die laut Gschwendtner [Gsc01] im Vergleich beider Spiralantennentypen besseren Impedanzeigenschaften und Achsenverhältnisse der selbstkomplementären, archimedischen Spiralantennen. Die beobachteten Impedanzverläufe und Strahlungseigenschaften in

Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  bestätigen jedoch die Aussage von Kraft [Kra88] bezüglich der in Dünndrahtstruktur ausgeführten Spiralantennen. Die Eigenschaften der archimedischen Spiralantennen sind dann zwar besser als die der winkelkonstanten Spiralantennen, insgesamt jedoch schlechter als die der selbstkomplementären, winkelkonstanten Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$ .

Theoretisch sollte das Impedanz- und Strahlungsverhalten winkelkonstanter Spiralantennen für Öffnungswinkel  $\delta \neq 0,25 \cdot \pi$  frequenzunabhängig sein. In der Simulation erweisen sich die von der Selbstkomplementarität abweichenden Strukturen jedoch als stark frequenzabhängig, was auf die endlichen Geometrieabmessungen zurückzuführen ist. In diesem Zusammenhang ist der Abschnitt 3.1.2 über das Prinzip der frequenzunabhängigen Eingangsimpedanz planarer Strukturen doppelt nützlich. Zum einen liefert er einen in der Simulation nahezu exakt bestätigten Vorhersagewert der Eingangsimpedanz selbstkomplementärer, winkelkonstanter Spiralarms von  $133,3 \Omega$  und zum anderen wirken sich die - eine konstante Eingangsimpedanz postulierende - Selbstkomplementarität und das Winkelprinzip unabhängig voneinander positiv auf die endlichen Spiralgeometrien aus.

Die erzielbaren Impedanz- und Strahlungseigenschaften der Spiralantennen mit einem nach der Dimensionierungsrichtlinie Gl. (3.26) bestimmten Außenradius bzw. nach Gl. (3.27) bestimmten Innenradius erfüllen nicht das Anforderungsprofil. Erst für wesentlich kleinere Innenradien weisen die Spiralantennen dem Anforderungsprofil entsprechende Eigenschaften auf. Während sich bei der winkelkonstanten Spiralantenne im Betriebsfrequenzbereich  $f = 10 \text{ GHz}$  bis  $20 \text{ GHz}$  ein optimaler Innenradius von  $r_{\min} = 0,20 \text{ mm}$  abzeichnet, ist dieser für die archimedischen Spiralantennen so klein wie möglich zu wählen. Die alleinige Ausbildung einer  $\lambda$ -Zone scheint kein hinreichendes Dimensionierungskriterium zu sein, vielmehr müssen die elektrischen Längen zwischen dem Ort der Speisung und der strahlenden  $\lambda$ -Zone so groß gewählt sein, dass die am Speiseort angeregten Feldstörungen genügend stark bedämpft sind. Ähnlich ist die Forderung nach einer  $\lambda$ -Zone zur Dimensionierung der Außenradien auch zu schwach. Hier sind Außenradien  $r_{\max} \geq 11,94 \text{ mm}$  erforderlich, damit keine störenden Restenergien das Impedanz- und Strahlungsverhalten negativ beeinflussen. Die Auswirkung der  $5\lambda$ -Zonen auf die Antenneneigenschaften ist in Gegenwart voll ausgebildeter  $\lambda$ -Zone vernachlässigbar.

## 4.2 Spiralantennen über Grundmetallisierung

Die im Freiraum angeordneten winkelkonstanten und archimedischen Spiralantennen strahlen ohne zusätzliche Maßnahmen symmetrisch zu beiden Seiten der Antennenebene. Im Rahmen dieser Arbeit ist die bidirektionale Strahlungscharakteristik hinsichtlich der geplanten Mehrlagenstruktur aus Spiralantenne und Speisernetzwerk jedoch nicht erwünscht. Zur Unterdrückung der rückwärtigen Strahlung werden die Spiralantennen für gewöhnlich mit einem absorbergefüllten Hohlraum hinterlegt, wodurch die Strahlungseigenschaften im vorderen Halbraum und das Impedanzverhalten dem der

Freiraumspiralantennen entspricht. Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode ist die in der Größenordnung der Antennendurchmesser liegende Hohlräumtiefe, die eine hohe Integration von Speisetzwerk und Antenne behindern. Weitere Nachteile sind die Halbierung des Antennenwirkungsgrades und die relativ hohen Herstellungskosten der absorbergefüllten Hohlräume. Eine andere Möglichkeit die beidseitige Abstrahlung zu vermeiden, bietet eine den Spiralantennen hinterlegte Grundmetallisierung. Zum einen ermöglicht diese Alternative eine kostengünstige Realisierung der Spiralantennen in Mikrostreifenleitertechnik und zum anderen die hohe Integration von Speisetzwerk und Antenne in einer Mehrlagenstruktur. Inwieweit sich die Grundmetallisierung auf die Eigenschaften beider Spiralantennentypen auswirkt, ist Gegenstand der nachfolgenden Untersuchungen. Ausgehend von dem in Abschnitt 4.1 gewonnenen Basiswissen werden im Folgenden nur noch die durch die Grundmetallisierung hervorgerufenen Veränderungen der Antenneneigenschaften aufgezeigt.

#### 4.2.1 Variation der Geometrie-Parameter bei Innenspeisung der Antennen

Durch eine der Spiralantenne im konstanten Abstand  $d$  hinterlegte Grundmetallisierung entsteht im vorderen Strahlungshalbraum eine frequenzabhängige Interferenz zwischen direkten und an der Grundmetallisierung reflektierten Wellenfeldern. Erfüllen die Abstände zwischen der als Reflektor betrachteten Grundmetallisierung und der eigentlichen Spiralantenne die Bedingung nach Gl. (4.5), dann ist die Interferenz in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  theoretisch maximal konstruktiv.

$$d = \frac{\lambda}{4} + n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.5)$$

Im betrachteten Betriebsfrequenzbereich  $f = 10$  GHz bis 20 GHz wird diese Bedingung jedoch nicht gleichzeitig von wenigstens zwei Frequenzen erfüllt. Aus diesem Grund erfolgen die Untersuchungen zum Einfluss der Variationsparameter auf die Spiralantennen zunächst mit einem konstanten Grundmetallisierungsabstand von  $d_m = \lambda_m/4$  bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m = 15$  GHz.

Um die Wirkungen der Grundmetallisierung auf die Antennenkenngrößen beurteilen zu können, wurden die winkelkonstante Spiralantenne und archimedische Spiralantenne zunächst mit denselben Geometrieparametern simuliert, wie sie zum jeweils untersuchten Variationsparameter<sup>4</sup> der im Freiraum angeordneten Spiralantennen verwendet wurden. Die Anregung der Spiralantennen erfolgte von innen im Mode  $M = 1$  über einer im Feldsimulator ADS ausschließlich zur Verfügung stehenden, unendlich ausgedehnten Grundmetallisierung. Anschließend wurden die Simulationsergebnisse entsprechend der in Abschnitt 4.1.1 ausführlich dokumentierten Vorgehensweise zur Beurteilung der Spiralantennen auf Basis der statistisch analysierten Impedanzverläufe und den grafischen Darstellungen der Strahlungseigenschaften ausgewertet. Danach

---

<sup>4</sup> Variationsparameter: Wachstumsrate, Öffnungswinkel, Innen- und Außenradius

haben wiederum bei den winkelkonstanten Spiralantennen die mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  und bei den archimedischen Spiralantennen die mit der Wachstumsrate  $a = 0,60$  die geeignetsten Antenneneigenschaften bezüglich des gestellten Anforderungsprofils. Der optimale Öffnungswinkel  $\delta = 0,25 \cdot \pi$  beider Spiralantennen entspricht dem der Selbstkomplementarität. Die Impedanzverläufe dieser beiden Spiralantennen sind in Abbildung 4.19 gegenübergestellt.

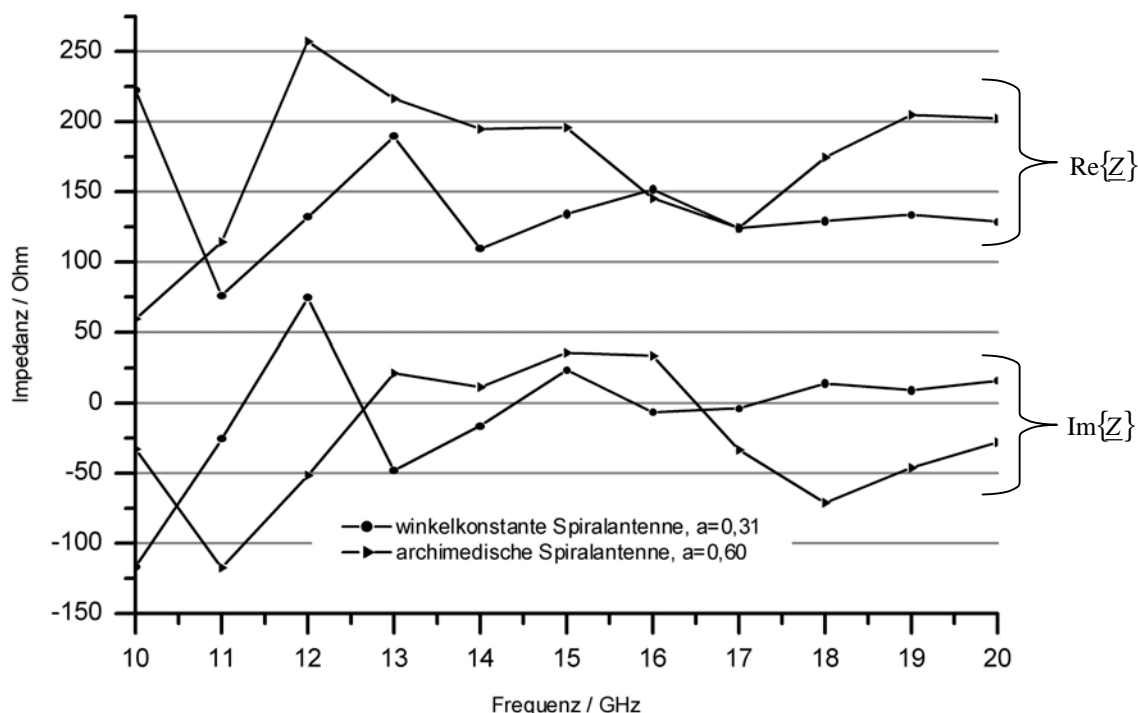


Abb. 4.19: Eingangsimpedanz winkelkonstanter und archimedischer Spiralantenne über Grundmetallisierung bei Anregung von innen im Mode 1 ( $d=5\text{mm}$ ,  $r_{\min}=0,20\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Im Vergleich zu den im Freiraum angeordneten Spiralantennen fallen die Impedanzschwankungen im Real- und Imaginärteil wesentlich stärker aus, wohingegen die Mittelwerte nahezu unverändert bleiben. In der Tabelle 4.3 sind die statistischen Kenngrößen der Impedanzverläufe nach Abbildung 4.19 für beide Spiralantennentypen aufgelistet. Die Ursache für das veränderte Impedanzverhalten ist die Ausbreitung von gebundenen bzw. geführten Leitungswellen zwischen den Spiralarmlen als Oberleiterstruktur und der Grundmetallisierung. Diese Leitungswellen gelangen nur unwesentlich zur Abstrahlung, so dass sie an den offenen Armenden reflektiert werden, wodurch sich der Stehwellenanteil auf den Spiralarmlen erhöht. Mit der stehenden Welle ist eine frequenzabhängige Eingangsimpedanz, also eine Verschlechterung der Anpassung im Speisepunkt der Antenne verbunden. Insbesondere im unteren Betriebsfrequenzbereich, für den der auf die Wellenlänge bezogene Abstand zwischen Spiral- und Grundmetallisierungsebene kleiner wird, ist der Anteil an geführten Leitungswellen höher, wodurch die Konstanz der Antenneneingangsimpedanz nachteilig herabgesetzt wird.

Spiralantenne	winkelkonstant	archimedisch
Wachstumsrate $a$	0,31	0,60
Mittelwert $\bar{Z}/\Omega$	139,2	171,8
Standardabweichung $z/\Omega$	36,89	53,37
bezog. Standardabweichung $\frac{z}{\bar{Z}}/\%$	26,51	31,1
quadr. Mittelwert $Q/\Omega$	46,25	51,87

Tab. 4.3: Statistische Impedanzkenngrößen der winkelkonstanten und archimedischen Spiralantenne über Grundmetallisierung bei Anregung von innen im Mode 1 ( $d=5\text{mm}$ ,  $r_{\min}=0,20\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $f=10\text{-}20\text{GHz}$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Den Einfluss der Grundmetallisierung auf die Halbwertswinkel der favorisierten Spiralantennen zeigt die Abbildung 4.20. Die frequenzabhängige Interferenz zwischen den direkt abgestrahlten und den reflektierten Wellenfeldern äußert sich in ebenso frequenzabhängigen Winkelverläufen. Ähnlich den Spiralantennen im Freiraum verlaufen die erzielbaren Halbwertswinkel allesamt in einem Elevationswinkelbereich  $\Theta_{HW} > 35^\circ$ . Die Bereichsobergrenzen der Halbwertswinkel liegen jedoch weit über den der Spiralantennen im Freiraum. Der Grund hierfür ist die außerhalb der Betriebsmittelfrequenz zunehmend destruktive Feldüberlagerung in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$ , deren Feldstärkewert als Referenz für die teilweise zunehmend konstruktiven Feldüberlagerungen im Elevationswinkelbereich  $\vartheta > 0^\circ$  herangezogen wird.

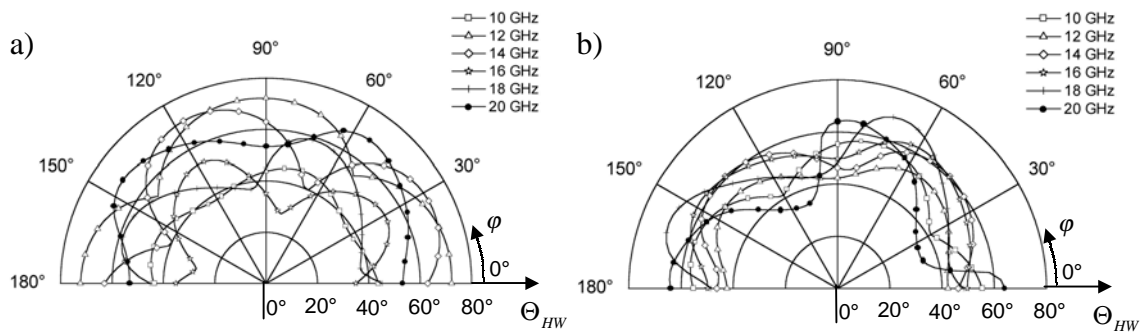


Abb. 4.20: Halbwertswinkel a) winkelkonstanter und b) archimedischer Spiralantenne über Grundmetallisierung bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,20\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $d=5\text{mm}$ ,  $f=10\text{-}20\text{GHz}$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Mit der Reflexion der geführten Leitungswellen an den Spiralarmenden konvertiert deren Energie in den Anregungsmodus  $M = 3$ , wodurch die kreuzpolaren Feldanteile angehoben werden. Es ist daher nicht verwunderlich, dass die in Abbildung 4.21 dargestellten Winkelbereiche mit einem Achsenverhältnis  $AR \leq 3\text{dB}$  für beide Spiralantennentypen kleiner als die der Freiraumanordnungen sind. Im gesamten Betriebsfrequenzbereich treten sowohl für die winkelkonstante Spiralantenne als auch für die archimedische Spiralantenne Achsenverhältnisse  $AR > 3\text{dB}$  für Elevationswinkel  $\vartheta > 15^\circ$  auf.

Die Gewinne beider als verlustlos angenommenen Spiralantennen liegen im gesamten Betriebsfrequenzbereich zwischen 7 dB und 9 dB.

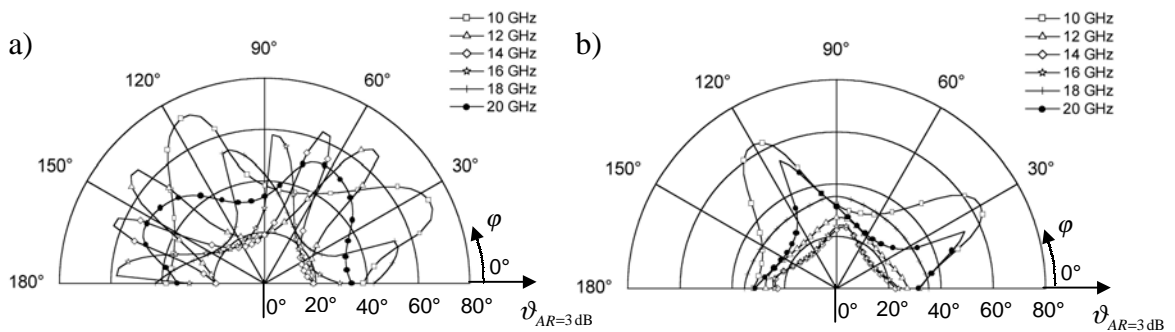


Abb. 4.21: 3dB-Achsenverhältnis a) winkelkonstanter und b) archimedischer Spiralantenne über Grundmetallisierung bei Anregung von innen im Mode 1 ( $r_{\min}=0,20\text{mm}$ ,  $r_{\max}=11,94\text{mm}$ ,  $d=5\text{mm}$ ,  $f=10\text{-}20\text{GHz}$ ,  $\delta=0,25\pi$ )

Bisher wurde die Grundmetallisierung in einem festen Abstand  $d_m = \lambda_m/4$  bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m = 15\text{GHz}$  zu den Spiralantennenebenen angeordnet. In einer weiteren Parameterstudie wurde untersucht, inwieweit der Grundmetallisierungsabstand die Antenneneigenschaften der beiden favorisierten Spiralantennentypen beeinflusst. Für Abstände  $d \ll \lambda$  ist der Anteil geführter Leitungswellen derart groß, dass beinahe keine Energie mehr abgestrahlt wird. In diesem Fall ist für die Spiralantenne mit Grundmetallisierung eher das Modell einer am Ende offen betriebenen Mikrostreifenleitung zutreffend, deren Strahlungsverhalten parasitären Charakter besitzt. Wird die Grundmetallisierung dann schrittweise bis zu einem Abstand  $d = 3 \cdot d_m$  von der Spiralebene entfernt, verbessert sich für  $d > \lambda_m/4$  zwar das Impedanzverhalten beider Spiralantennentypen, die Strahlungseigenschaften werden jedoch gravierend schlechter. Dies äußert sich vor allem in der Ausbildung störender Nebenzipfel.

Abschließend zur Untersuchung der von innen gespeisten Spiralantennen kann die Aussage getroffen werden, dass mit den hier zugrunde gelegten Bewertungskriterien insgesamt die selbstkomplementäre, winkelkonstante Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  im Freiraum wie auch über Grundmetallisierung die besten Antenneneigenschaften aufweist. Der optimale Abstand der Grundmetallisierung beträgt  $d_m = \lambda_m/4$  bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m = 15\text{GHz}$ . Die Wahl für den zu realisierenden Einzelstrahler fällt daher auf diese Spiralantenne, deren Innenspeisung jedoch ein wesentliches Problem hinsichtlich der technologischen Realisierbarkeit aufwirft. Der Innenradius  $r_{\min} = 0,20\text{mm}$  und die Wachstumsrate  $a = 0,31$  korrespondieren mit der Armbreiten  $w_{\min} = 55\mu\text{m}$  im Spiralzentrum, die zur Anbindung eines Speisetzwerks mit Durchkontaktierungen, im Weiteren auch Vias genannt, viel zu schmal sind. Das am Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik vorhandene Werkzeug zur Herstellung von Durchkontaktierung in Mehrlagenstrukturen erfordert einen Mindestdurchmesser der Vias von  $0,80\text{mm}$ . Die konstante Armbreite von  $w = 0,47\text{mm}$  der favorisierten archimedischen Spiralantenne ist zwar größer, aber für dieses Kontaktierungswerkzeug ebenso unbrauchbar. Einen möglichen Ausweg

bietet die Außenspeisung der winkelkonstanten Spiralantenne, deren Armbreite bei einem Außenradius von  $r_{\max} = 11,94$  mm auf einen Wert von  $w_{\max} = 3,19$  mm anwächst. Die Außenspeisung der Spiralantenne im Mode  $M = 1$  birgt allerdings die Gefahr, dass die zuvor vernachlässigbaren Einflüsse der  $5\lambda$ -Zonen die Antenneneigenschaften nun maßgeblich verändern, wenn die Wanderwellen zuerst die unerwünschten  $5\lambda$ -Zonen anregen und anschließend nur noch mit einer Restenergie in der relevanten  $\lambda$ -Zone abstrahlen.

#### 4.2.2 Variation der Geometrie-Parameter bei Außenspeisung der Antennen

Die weiteren Untersuchungen befassen sich daher mit dem Einfluss des Spiralaußenradius auf die Eigenschaften der von außen gespeisten selbstkomplementären, winkelkonstanten Spiralantenne mit einer Wachstumsrate  $a = 0,31$  und dem Innenradius  $r_{\min} = 0,20$  mm. Der Variationsbereich der Außenradien erstreckt sich entsprechend Abschnitt 4.1 vom Radius  $r_{\max} = 4,77$  mm bis 11,94 mm. Der Grundmetallisierungsabstand beträgt  $d_m = 5$  mm, also eine Viertelwellenlänge bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m = 15$  GHz. Die in Abbildung 4.22 dargestellten Eingangsimpedanzen der von außen gespeisten Spiralantennen zeigen ein zur Abbildung 4.19 ähnliches Verhalten bezüglich der Abhängigkeiten von den Außenradien. Mit zunehmendem Außenradius werden die Impedanzschwankungen im Real- und Imaginärteil geringer, wenngleich die absoluten Werte weit über denen der entsprechenden Anordnung mit Innenspeisung liegen. Im Wesentlichen lässt sich dieses Impedanzverhalten der Spiralantennen mit Hilfe der strahlenden Zonen erklären. Bei einem Außenradius  $r_{\max} = 4,77$  mm ist gerade die Bedingung zur Ausbildung einer  $\lambda$ -Zone bei der niedrigsten Betriebsfrequenz erfüllt,

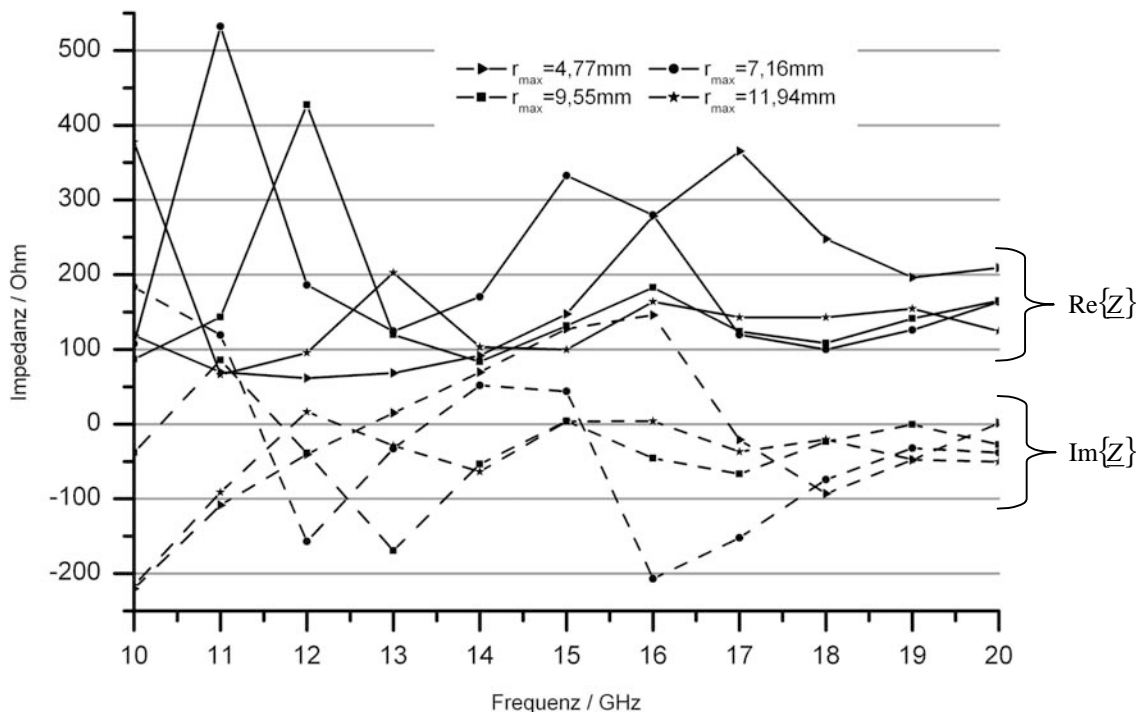


Abb. 4.22: Eingangsimpedanz winkelkonstanter Spiralantennen über Grundmetallisierung in Abhängigkeit vom Außenradius bei Anregung von außen im Mode 1 ( $r_{\min} = 0,20$  mm,  $d = 5$  mm,  $\delta = 0,25\pi$ )



d.h. im Betriebsfrequenzbereich  $f = 10$  GHz bis 20 GHz werden von außen unmittelbar nur die  $\lambda$ -Zonen angeregt. Diese sind jedoch nicht weit genug von den Speisepunkten entfernt, so dass der Einfluss der Anregung auf das Strahlungsverhalten und damit auf die Impedanz merklich ist. Ein Teil der eingespeisten Leistung kommt dadurch nicht zur Abstrahlung und wird im Spiralzentrum reflektiert. Die dort vom Mode  $M = 1$  in den Mode  $M = 3$  konvertierte Leistung der Wanderwellen findet jedoch keine  $3\lambda$ -Zone vor und verursacht somit einen höheren Stehwellenanteil und stärkere Impedanzschwankungen im Vergleich zu den von innen gespeisten Anordnungen. Die hauptsächlich in der relevanten  $\lambda$ -Zone abgestrahlte Leistung führt zu einem relativ konstanten Halbwertswinkelverlauf, wie die Abbildung 4.23 a) zeigt. Ab einem Außenradius von  $r_{\max} = 7,16$  mm finden die bei der höchsten Betriebsfrequenz im Spiralzentrum reflektierten Wanderwellen eine strahlende  $3\lambda$ -Zone vor, so dass mehr Leistung in die Seitenbereiche der Spiralantenne abgestrahlt wird. Dies äußert sich in Abbildung 4.23 b) durch die größeren Halbwertswinkel bei der Frequenz  $f_{\max} = 20$  GHz.

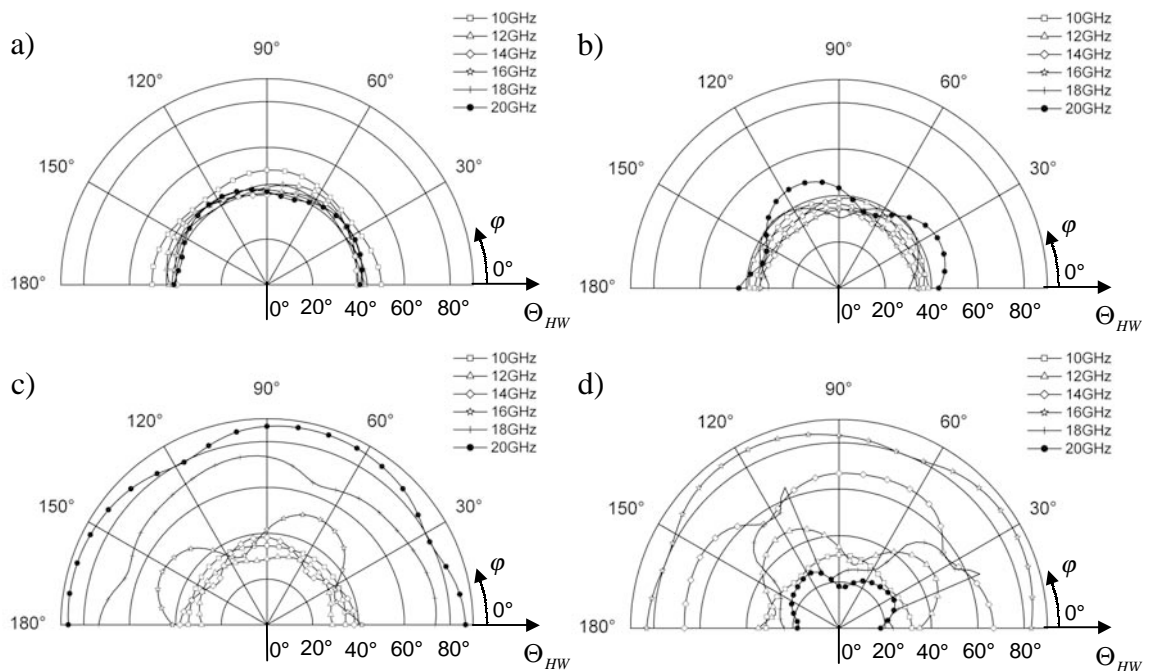


Abb. 4.23: Halbwertswinkel winkelkonstanter Spiralantennen über Grundmetallisierung in Abhängigkeit vom Außenradius a)  $r_{\max} = 4,77$  mm b)  $r_{\max} = 7,16$  mm c)  $r_{\max} = 9,55$  mm d)  $r_{\max} = 11,94$  mm bei Anregung von außen im Mode 1 ( $r_{\min} = 0,20$  mm,  $d = 5$  mm,  $f = 10$ -20 GHz,  $\delta = 0,25\pi$ )

Wird der Außenradius weiter auf einen Wert von  $r_{\max} = 9,55$  mm erhöht, bilden sich nun bis zur Betriebsmittelfrequenz  $3\lambda$ -Zonen aus. Der Impedanzverlauf wird zunehmend konstanter und reellwertiger, wie Abbildung 4.22 zeigt. Der Beitrag zur Strahlung über die  $3\lambda$ -Zonen stärkt die Fernfelder im Seitenbereich der Spiralantennen, wodurch die Halbwertswinkelverläufe entsprechend Abbildung 4.23 c) deutlich breiter werden. Allerdings führt die zum Fernfeld der  $\lambda$ -Zonen entgegengesetzte Polarisation der  $3\lambda$ -Zonen zu einer Verschlechterung der Achsenverhältnisse. Ab einem Außenradius von  $r_{\max} = 11,94$  mm kann sich bei der maximalen Betriebsfrequenz von 20 GHz eine

$5\lambda$ -Zone ausbilden, die zwar das Impedanzverhalten verbessert, den Halbwertswinkel bei eben dieser Frequenz aber verringert, da die  $5\lambda$ -Zone ihr Strahlungsmaximum in Hauptstrahlungsrichtung hat. Außerdem verbessert das kopolarisierte Fernfeld der  $5\lambda$ -Zone das Achsenverhältnis.

Insgesamt ist bei der von außen gespeisten Spiralantenne der Einfluss der  $3\lambda$ - und  $5\lambda$ -Zonen auf die Antenneneigenschaften gravierender als bei der Innenspeisung. Dadurch entsteht ein stark gegenläufiges Verhalten zwischen der Eingangsimpedanz und den Strahlungseigenschaften der Spiralantenne. Wird der Außenradius derart gewählt, dass sich im gesamten Betriebsfrequenzbereich lediglich die  $\lambda$ -Zonen ausbilden, dann verfügen die Fernfelder über eine hohe Polarisationsreinheit und kreissymmetrische, nahezu frequenzunabhängige Halbwertswinkelverläufe. Die Eingangsimpedanz hingegen zeigt stark frequenzabhängige Schwankungen, so dass der absolute Gewinn dieser Spiralantennen über der Frequenz stark variiert. Im Gegensatz dazu steigt bei den Spiralantennen mit einem größeren Außenradius, der die Ausbildung der  $3\lambda$ - und der  $5\lambda$ -Zonen unterstützt, die abgestrahlte Leistung. Die Konsequenz ist eine konstantere und reellwertigere Eingangsimpedanz der Spiralarms, wohingegen die Strahlungseigenschaften schlechter werden. Unter Berücksichtigung der Gruppentauglichkeit des Einzelstrahlers, wonach dessen geometrische Abmessungen eine Wellenlänge bei der höchsten Betriebsfrequenz möglichst nicht überschreiten sollten, stellt die winkelkonstante Spiralantenne mit einem Außenradius  $r_{\max} = 7,16 \text{ mm}$  eine Kompromisslösung dar. Die Strahlungseigenschaften dieser Antenne genügen den gestellten Anforderungen und zur Minderung der Eingangsimpedanzschwankungen wird im nächsten Abschnitt die Absorption der reflektierten Energie im Spiralzentrum mit einem Widerstandnetzwerk diskutiert.

Den Abschluss dieses Abschnitts soll die Betrachtung der Substratpermittivität  $\epsilon_r$  bei dem Entwurf der nominierten winkelkonstanten Spiralantenne bilden. Dabei wird auch die technologisch realisierbare Spiralarmbreiten berücksichtigt. In den bisherigen Simulationsmodellen wurde die Spiralantenne von einem Medium mit der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r = 1$  umgeben. Die beabsichtigte Herstellung der Spiralantenne über Grundmetallisierung auf der Basis kommerziell verfügbarer Substratmaterialien ist mit einer von Eins abweichenden relativen Dielektrizitätszahl verbunden, die eine Skalierung der geometrischen Abmessungen mit dem Faktor  $1/\sqrt{\epsilon_r}$  für den Grundmetallisierungsabstand bzw.  $1/\sqrt{\epsilon_{r,\text{eff}}}$  für die Spiralarmsradien erforderlich macht, wie im Weiteren noch erläutert wird. Da mit zunehmender Substratpermittivität  $\epsilon_r$  der unerwünschte Anteil der zwischen Spiral- und Grundmetallisierung geführten Wellen zunimmt, sollte das Substratmaterial über einen möglichst kleinen  $\epsilon_r$ -Wert verfügen. Dieser Forderung kommt das Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers mit einer Substratpermittivität  $\epsilon_r = 2,20$  am nächsten, zudem wirkt sich der äußerst geringe Verlustfaktor  $\tan \delta = 0,0009$  vorteilhaft auf die Bedämpfung der Wanderwellen aus.

Bei der Skalierung der geometrischen Abmessungen der Spiralantenne sind zwei Fälle zu unterscheiden. Der erste Fall betrifft den Grundmetallisierungsabstand, für den die Annahme der vollständig im Substrat befindlichen elektromagnetischen Wellenfelder getroffen wird, so dass der Skalierungsfaktor  $1/\sqrt{\epsilon_r} = 1/\sqrt{2,20}$  die Änderung der Wellenlängen berücksichtigt. Im zweiten Fall geht es um die Radien der Spiralantenne, deren Skalierung aufgrund des geschichteten Dielektrikums Substrat-Luft und dem damit verbundenen hybriden Charakter der Wanderwellen mit der sogenannten effektiven Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r,eff}$  erfolgen muss. Für eine einfache Mikrostreifenleitung mit der konstanten Breite  $w$  und der Substrathöhe  $d$  kann diese mit Hilfe einer einfachen Näherungsformel berechnet werden. Die Breite der Spiralarms weitet sich jedoch kontinuierlich auf, weshalb zur Berechnung der effektiven Dielektrizitätszahl eine der theoretischen Eingangsimpedanz von  $133,3 \Omega$  äquivalente, konstante Armbreite  $w_{eff}$  ermittelt wurde. Mit Hilfe des Programms MWI der Firma Rogers konnte die effektive Dielektrizitätszahl damit zu  $\epsilon_{r,eff} = 1,896$  bestimmt werden. Hinsichtlich der noch reproduzierbaren Leiterbreiten von  $w = 100 \mu\text{m}$  (mit dem am Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik verfügbaren fotolithografischem Ätzverfahren) resultiert aus der Skalierung ein Innenradius  $r_{\min,skaliert} = 0,37 \text{ mm}$ , ein Außenradius  $r_{\max,skaliert} = 5,20 \text{ mm}$  und ein Grundmetallisierungsabstand  $d_{skaliert} = 3,37 \text{ mm}$ . Dies gilt für die favorisierte winkelkonstante Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$ . Im nächsten Abschnitt werden die Antenneneigenschaften dieser Antenne vorgestellt und abschließend bewertet.

### 4.3 Auswertung und Fazit

Im Vergleich der beiden vierarmigen Spiralantennentypen verfügt die selbstkomplementäre, winkelkonstante Spiralantenne mit einer Wachstumsrate  $a = 0,31$  im Freiraum und mit Grundmetallisierung über die geeignetsten Impedanz- und Strahlungseigenschaften hinsichtlich des Anforderungsprofils. Für die Grundmetallisierung konnte der optimale Abstand  $d_{opt} = \lambda_m/4$  bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m$  ermittelt werden.

Die Anregung der favorisierten und später aufgebauten winkelkonstanten Spiralantenne erfolgt von außen im Mode  $M = 1$ , da die Armbreiten im Spiralzentrum für die Durchkontaktierungen zu schmal sind. Mit der Außenspeisung besteht außerdem die Möglichkeit, die Antenne in Mikrostreifenleitungstechnik in der Spiralebene anzuregen. Im Hinblick auf die technologisch realisierbaren Armbreiten von  $w = 100 \mu\text{m}$  ergeben sich für die auf dem Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers mit einer Substratpermittivität  $\epsilon_r = 2,20$  geätzte Spiralantenne die geometrischen Abmessungen<sup>5</sup>:

- Innenradius:  $r_{\min,skaliert} = 0,37 \text{ mm}$  bzw.  $r_{\min,unskaliert} = 0,51 \text{ mm}$
- Außenradius:  $r_{\max,skaliert} = 5,20 \text{ mm}$  bzw.  $r_{\max,unskaliert} = 7,16 \text{ mm}$
- GND-Abstand:  $d_{skaliert} = 3,37 \text{ mm}$  bzw.  $d_{unskaliert} = 5,00 \text{ mm}$

<sup>5</sup> Die Radien sind vom Spiralzentrum zu den Arminnenkanten gemessen.

Durch die Skalierung werden die Radien der Spiralantenne über Grundmetallisierung im Abstand  $d_m = \lambda_m/4$  bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m = 15$  GHz derart verringert, dass deren Außendurchmesser  $D_{Antenne} = 13,26$  mm wie gewünscht unterhalb einer Wellenlänge bei der höchsten Betriebsfrequenz liegt. Im übrigen erweist sich die selbstkomplementäre Struktur als äußerst vorteilhaft bezüglich ihrer Skalierung. Die Abbildung 4.24 zeigt die Eingangsimpedanzen der skalierten winkelkonstanten Spiralantenne mit einer Wachstumsrate  $a = 0,31$ , die ohne und mit Widerstandsnetzwerk im

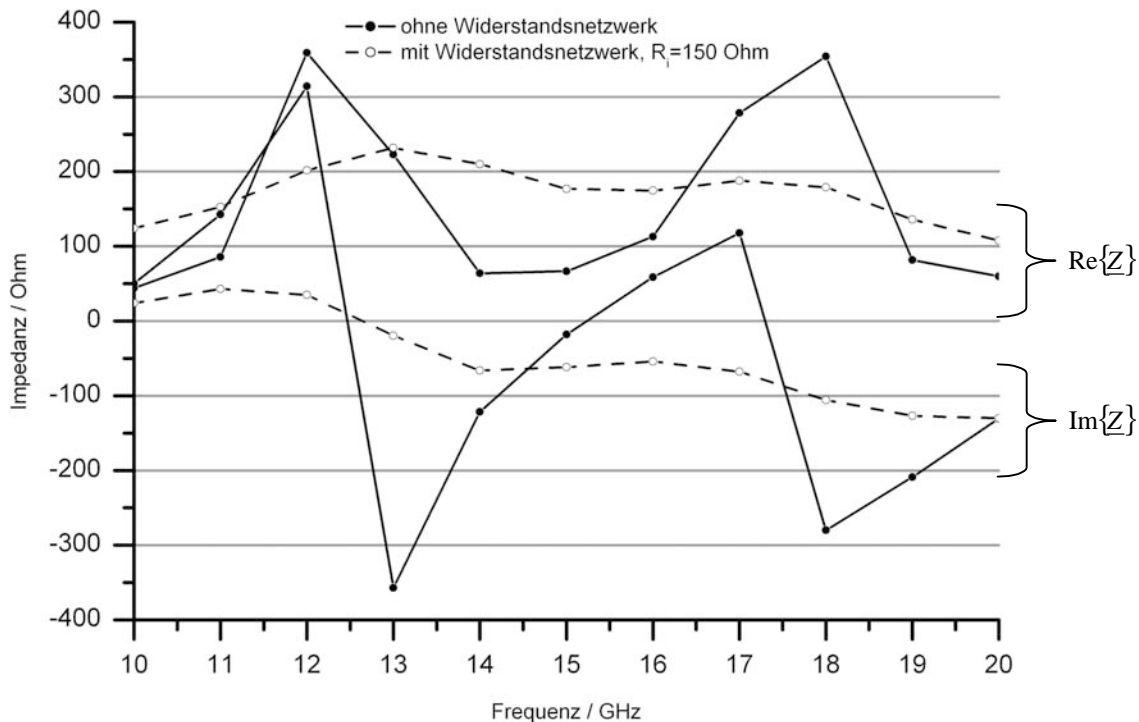


Abb. 4.24: Eingangsimpedanz der winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung ohne und mit Widerstandsnetzwerk im Spiralzentrum bei Anregung von außen im Mode 1 ( $a=0,31$ ,  $r_{min}=0,37$  mm,  $r_{max}=5,20$  mm,  $d=5$  mm,  $\delta=0,25\pi$ )

Mode  $M = 1$  von außen angeregt wird. Das sternförmige Widerstandsnetzwerk schließt die Spiralarms bezüglich der virtuellen Masse im Spiralzentrum mit konzentrierten  $150 \Omega$  Widerständen ab und zeigt, dass durch die Reflexionsminderung an den Spiralarmenden das Impedanzverhalten erheblich verbessert werden kann. In der Simulation ist die Modellierung der konzentrierten Widerstände problemlos möglich, für den praktischen Aufbau sind derart kleine Bauformen noch nicht kommerziell verfügbar. Aus diesem Grund handelt es sich bei dem Widerstandsnetzwerk eher um eine zukünftige Option zur Verbesserung der Impedanzeigenschaften. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Impedanzanpassung durch das später näher untersuchte Speisetzwerk und die geeignete Dimensionierung der Durchkontaktierung der Mehrlagenstruktur realisiert. In der Tabelle 4.4 sind dennoch die statistischen Kenngrößen der skalierten Spiralantenne mit und ohne Widerstandsnetzwerk aufgelistet.

winkelkonstante Spiralantenne	ohne Widerstände	mit Widerständen
Wachstumsrate $a$	0,31	0,31
Mittelwert $\bar{Z}/\Omega$	157,20	171,1
Standardabweichung $z/\Omega$	116,89	36,16
bezog. Standardabweichung $\frac{z}{Z}/\%$	74,35	21,13
quadr. Mittelwert $Q/\Omega$	195,52	76,27

Tab. 4.4: Statistische Impedanzkenngrößen der winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung ohne und mit Widerstandsnetzwerk im Spiralzentrum bei Anregung von außen im Mode 1 ( $a=0,31$ ,  $r_{\min}=0,37\text{mm}$ ,  $r_{\max}=5,20\text{mm}$ ,  $d=5\text{mm}$ ,  $\delta=0,25\pi$ ,  $f=10\text{-}20\text{ GHz}$ )

Die Halbwertswinkelverläufe der skalierten winkelkonstanten Spiralantenne a) ohne und b) mit Widerstandsnetzwerk sind in Abbildung 4.25 dargestellt. Beide Varianten verfügen über den gesamten Betriebsfrequenzbereich über einen Halbwertswinkel von mindestens  $\Theta_{HW} \geq 35^\circ$ . Wobei die Spiralantenne mit Widerstandsnetzwerk einen ruhigeren und nahezu kreissymmetrischen Halbwertswinkelverlauf besitzt.

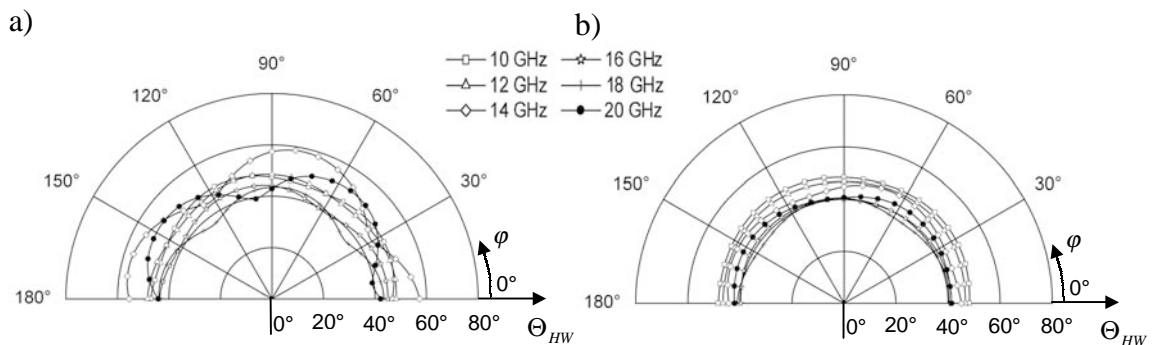


Abb. 4.25: Halbwertswinkel der winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung a) ohne und b) mit Widerstandsnetzwerk im Spiralzentrum bei Anregung von außen im Mode 1 ( $a=0,31$ ,  $r_{\min}=0,37\text{mm}$ ,  $r_{\max}=5,20\text{mm}$ ,  $d=5\text{mm}$ ,  $\delta=0,25\pi$ ,  $f=10\text{-}20\text{ GHz}$ )

Die Kopolarisation der Spiralantennen mit einem Wicklungssinn nach Abbildung 3.10 ist bei Anregung von außen im Mode  $M=1$  linkszirkular, entsprechend umgekehrt polarisiert ist die unerwünschte kreuzpolare Komponente. In Hauptstrahlungsrichtung verfügen beide simulierten Spiralantennen im gesamten Betriebsfrequenzbereich über eine Kreuzpolarisationsunterdrückung von mindestens 40 dB. Darüber hinaus dokumentiert die Abbildung 4.26 deren hohe Polarisationsreinheit auch in Bereichen großer Elevationswinkel. Hier zeigt sich die positive Wirkung der einzig sich ausbildenden  $\lambda$ -Zone.

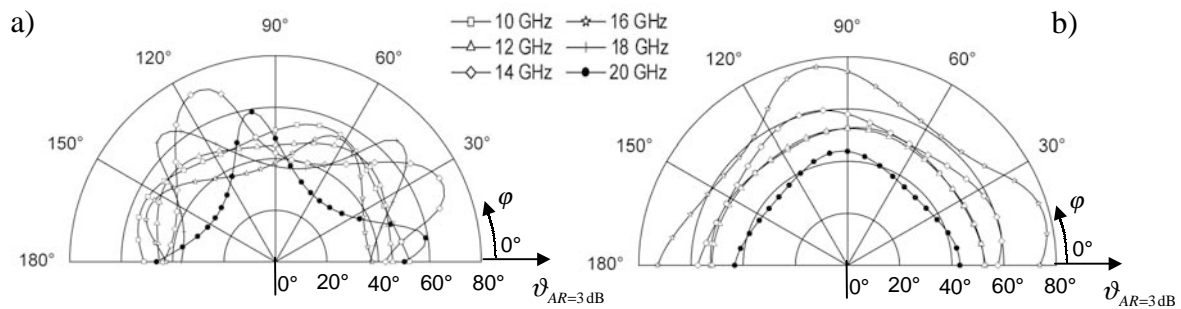


Abb. 4.26: 3dB-Achsenverhältnis der winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung a) ohne und b) mit Widerstandsnetzwerk im Spiralzentrum bei Anregung von außen im Mode 1 ( $a=0,31$ ,  $r_{min}=0,37\text{mm}$ ,  $r_{max}=5,20\text{mm}$ ,  $d=5\text{mm}$ ,  $\delta=0,25\pi$ ,  $f=10\text{-}20\text{ GHz}$ )

Der Einfluss der Grundmetallisierung auf die Antenneneigenschaften ist bisher am Impedanzverhalten am deutlichsten zu beobachten gewesen. Weitere Merkmale zeigen die im Folgenden diskutierten Spektraldarstellungen der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung, der abgestrahlten Leistung und des absoluten Antennengewinns. Um den Einfluss des rückwärtigen Metallschirmes auf die Strahlungseigenschaften der Antenne besser beurteilen zu können, werden in den Abbildungen 4.27 und 4.28 die Simulationsergebnisse der Spiralantenne über Grundmetallisierung ohne Widerstandsnetzwerk den Ergebnissen der im Freiraum angeordneten Spiralantenne gegenübergestellt.

In Abbildung 4.27 a) werden die normierten Strahlungsdichten der beiden Antennen in Hauptstrahlrichtung miteinander verglichen. Die Strahlungsdichte der Freiraumspirale nimmt ausgehend von einem lokalen Minimum von  $S(\vartheta_0, \varphi_0)/S_{max} = 0,125$  bei 10 GHz zu und erreicht bei 17 GHz einen globalen Maximalwert von  $S(\vartheta_0, \varphi_0)/S_{max} = 0,825$ . Die Simulationsergebnisse für die Spiralantenne mit einer rückwärtigen Grundmetallisierung verlaufen im gesamten Frequenzbereich oberhalb der Simulationskurve der Freiraumspirale. Bei der Betriebsmittelfrequenz 15 GHz beträgt die Zunahme der Strahlungsdichte durch die Verwendung eines Metallreflektors näherungsweise  $\Delta(S(\vartheta_0, \varphi_0)/S_{max}) = 0,241$ . Der Verlauf der abgestrahlten Leistung der Freiraumspirale nach Abbildung 4.27 b) entspricht näherungsweise der Kurvenform für die beobachtete Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung gemäß Abbildung 4.27 a). Das Maximum der abgestrahlten Leistung wird bei 17 GHz erreicht. Infolge der Reflexionen an der rückwärtigen Grundmetallisierung strahlt die Antenne mit Metallreflektor einen kleineren Leistungsanteil ab, als die Spiralantenne im Freiraum. Dies ist auf den Anteil geführter Leitungswellen zwischen den Spiralarmlen und der Grundmetallisierung zurückzuführen, die nicht zur Abstrahlung gelangen sondern das Stehwellenverhältnis an den Eingangstoren erhöhen. Die Strahlungsleistung nimmt ausgehend von  $P_{rad}/P_{rad,max} = 0,215$  bei 10 GHz auf einen Wert von  $P_{rad}/P_{rad,max} = 0,650$  bei 20 GHz zu.

Allgemein weisen die dargestellten Frequenzgänge der von außen angeregten Spiralantennen nach Abbildung 4.27 unerwünschte, frequenzabhängige Eigenschaften auf. Die Frequenzabhängigkeit ergibt sich unter anderem durch den technologisch bedingten

großen Innenradius der Spiralantennen und dem kleinen äußeren Spiralradius, der aus den oben genannten Gründen ausschließlich die Ausbildung der strahlenden  $\lambda$ -Zonen zur relevanten Leistungsabstrahlung erlaubt. Durch die Verwendung eines rückwärtigen Metallreflektors erfahren die Strahlungseigenschaften der Spiralantenne eine weitere, frequenzabhängige Veränderung.

In Abbildung 4.28 wird der Antennengewinn der beiden Antennenkonfigurationen verglichen. Der absolute Antennengewinn der Freiraumspirale steigt von 4,45 dBi bei 10 GHz auf einen Maximalwert von 7,32 dBi bei 17 GHz. Zu höheren Frequenzen hin

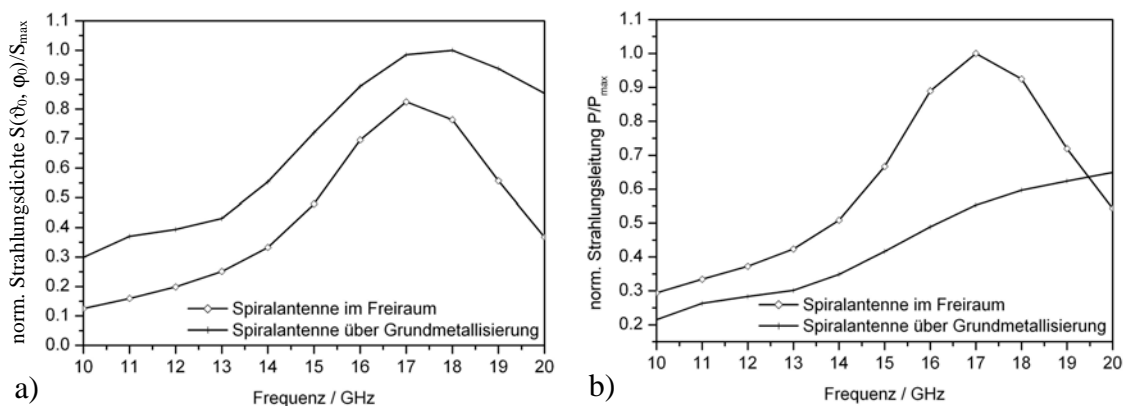


Abb. 4.27: Vergleich der normierten Kenngrößen a) Strahlungsdichte  $S(\vartheta_0, \varphi_0)$  in Hauptstrahlungsrichtung und b) abgestrahlte Leistung  $P_{\text{rad}}$  unter Verwendung eines planaren Metallreflektors im Abstand  $d = \lambda/4$  @ 15 GHz

fällt der Antennengewinn der betrachteten Anordnung leicht ab, so dass sich bei der oberen Frequenzgrenze von 20 GHz ein Wert von 6,48 dBi einstellt. Durch den rückwärtigen Metallschirm kann die Schwankungsbreite des Antennengewinns über der Frequenz sogar reduziert werden. Bei 10 GHz wird ein absoluter Antennengewinn von 9,56 dBi erreicht und bei 20 GHz ergibt sich ein Wert von 9,38 dBi. Bei der Betriebsmittelfrequenz, wenn der Abstand zwischen der Spiralebene und dem Metallreflektor genau einem Viertel der Betriebswellenlänge entspricht, ergibt sich eine Gewinnzunahme von 3,77 dBi bezogen auf das Simulationsmodell der Freiraumspiralantenne.

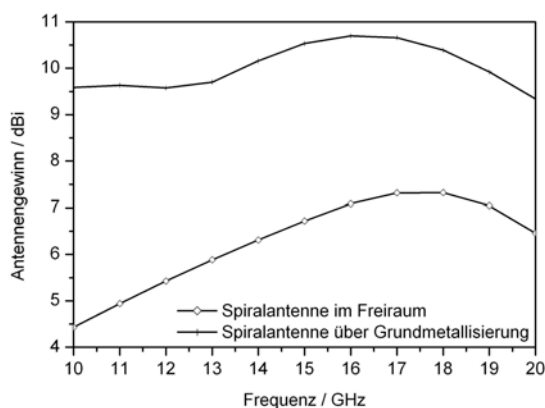


Abb. 4.28: Vergleich des absoluten Antennengewinns unter Verwendung eines planaren Metallreflektors im Abstand  $d = \lambda/4$  @ 15 GHz

Außer der frequenzabhängigen Beeinflussung der charakteristischen Impedanz- und Strahlungskenngrößen der Spiralantenne, die sich durch die Einführung einer rückwärtigen Grundmetallisierung ergeben, führt bereits die Außenspeisung aus den oben genannten Gründen zu einem verstärkt frequenzabhängigen Verhalten der Spiralantennen. Das folgende Kapitel 5 befasst sich daher mit der Minderung des Grundmetallisierungseinflusses unter dem Aspekt, auch das frequenzabhängige Verhalten gegenüber der im Freiraum angeordneten Spiralantenne zu reduzieren.



## **5 Minderung der Grundmetallisierungseinflüsse in planaren Antennenstrukturen**

Die Realisierung der in dieser Arbeit als Einheit betrachteten planaren Spiralantenne mit Speisetzwerk soll in einer Mehrlagenstruktur erfolgen. Die einfachste Umsetzung dieses Strukturkonzeptes stellt die in Mikrostreifenleitungstechnik aufgebaute Spiralantenne dar. Die Spiralmetallisierung wird dann von einem metallischen Reflektor unterlegt, der die Einkopplung der abgestrahlten Energie in das tieferliegende Speisetzwerk verhindert. Aus den vorangegangenen Kapiteln geht hervor, dass die ohnehin frequenzabhängigen Eigenschaften der endlichen Spiralantennen dadurch weiter verschlechtert werden. In diesem Kapitel wird daher der Frage nachgegangen: Wie kann der Einfluss der Grundmetallisierung auf die Strahlungseigenschaften der Spiralantenne gemindert werden? Neben dieser Analyse wird außerdem die Reduzierung der frequenzabhängigen Eigenschaften gegenüber einer im Freiraum angeordneten endlichen Spiralantenne angestrebt.

Die Ebene der Spiralmetallisierung teilt den Raum in einen vorderen Strahlungshalbraum mit der gewünschten, primären Strahlung und einen rückwärtigen Halbraum mit der unerwünschten, sekundären Strahlung. Eine unidirektional strahlende Spiralantenne erfordert die Unterdrückung der sekundären Strahlung in geeigneter Weise. In der Literatur werden diesbezüglich unterschiedliche Verfahren diskutiert, die im Allgemeinen auf dissipativen oder reflektiven Wirkprinzipien basieren. Die dissipativen Verfahren absorbieren das sekundäre Strahlungsfeld im rückwärtigen Strahlungshalbraum, während die reflektiven Verfahren ein Streufeld hervorrufen, das sich konstruktiv mit dem primären Strahlungsfeld überlagert. Eine rückwärtige Grundmetallisierung gehört zur Gruppe der reflektiven Verfahren, deren Wirkung auf eine geringe Bandbreite begrenzt ist. Ein bewertender Vergleich unterschiedlicher Verfahren unter Berücksichtigung der technologischen Realisierbarkeit hat zu dem Entschluss geführt, im Rahmen dieser Arbeit zur Minderung der Grundmetallisierungseinflüsse ein in dieser Form erstmals vorgestelltes Verfahren basierend auf der reflektiven Wirkungsweise frequenzselektiver Oberflächen zu verwenden [Kle02].

### **5.1 Frequenzselektive Oberflächen**

In elektrischen Schaltkreisen gehören Filter aus diskreten Elementen zu den fundamentalen elektrischen Baugruppen. Durch ihr Signalübertragungsverhalten ermöglichen sie die Unterdrückung oder Hervorhebung bestimmter Spektralbereiche. In der Mikrowellentechnik bieten frequenzselektive Oberflächen diese Möglichkeit zur gezielten Frequenzgangbeeinflussung in Übertragungssystemen. Eine Gruppenanordnung periodisch ausgerichteter Metallstrukturen auf einem Substratmaterial oder eine leitfähige Substratmetallisierung, in der sich periodisch wiederkehrende Aperturflächen befinden,

stellt eine frequenzselektive Oberfläche für allgemeine elektromagnetische Wellenfelder dar. Im englischen Sprachgebrauch wird eine solche Struktur als *Frequency Selective Structure* oder auch als *Frequency Selective Surface* bezeichnet (kurz: FSS).

Eine einzelne Struktur im Gruppenverbund einer FSS wird als Elementarzelle bezeichnet. Ihre Geometrie setzt sich räumlich periodisch fort. Bei Leiterplattenanwendungen werden die Geometrien der benötigten Strukturen durch fotolithografische Ätzverfahren hergestellt und sind daher fertigungstechnisch nahezu keinen Einschränkungen unterworfen. Eine Auswahl häufig verwendeter Elementarzellen frequenzselektiver Oberflächen kann der Abbildung 5.2 entnommen werden.

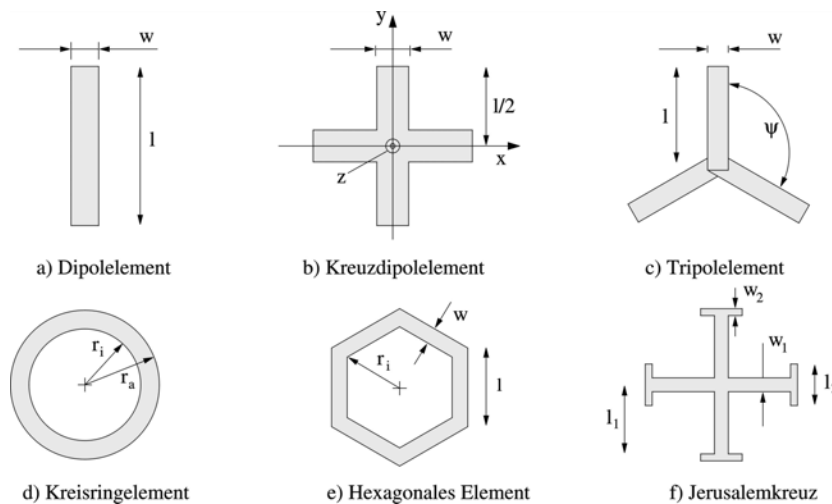


Abb. 5.1: Unterschiedliche Resonatorgeometrien frequenzselektiver Elementarzellen

Das Wirkprinzip der FSS basiert im Wesentlichen auf dem Filter- bzw. Reflexionsverhalten der durch ein äußeres elektromagnetisches Feld resonant angeregten Elementarzellen. Aufgrund des Resonanzeffektes gehören die frequenzselektiven Oberflächen zur Gruppe der resonanten Strukturen, deren geometrische Abmessungen der Elementarzellen in der Größenordnung der Wellenlänge  $\lambda$  des einwirkenden Wellenfeldes liegen müssen. Im Bereich der Mikrowellenfrequenzen von 3 GHz bis 30 GHz sind die erforderlichen Abmessungen leicht mit fotolithografischen Ätzverfahren realisierbar [Var97].

Die theoretische Behandlung frequenzselektiver Strukturen begründet sich in der Theorie der phasengesteuerten Gruppenantennen (engl.: Phased Array Antennas). Die analytische Beschreibung ist jedoch nur in Einzelfällen möglich, nämlich wenn die metallischen Randkonturen der Einzelresonatoren mit den Koordinatenlinien eines bekannten Koordinatensystems zusammenfallen. Bei beliebig geformten Einzelelementen muss auf numerische Berechnungsverfahren zurückgegriffen werden. Die Untersuchungen frequenzselektiver Strukturen erfolgen mit den auf der Momentenmethode basierenden Feldsimulationsprogrammen Advanced Design System (ADS) der Firma Agilent Technologies und CONCEPT II der Technischen Universität Hamburg-Harburg.

### 5.1.1 Resonatoren mit kreisförmiger Geometrie

Aufgrund des späteren Einsatzes der frequenzselektiven Struktur in einem Antennensystem mit zirkularer Polarisation, sind bestimmte Bedingungen an die Streufeld-eigenschaften der Elementarzellen zu stellen. Es muss überprüft werden, ob die verwendete Geometrie keine polarisationsselektiven Eigenschaften besitzt, damit die zirkulare Polarisationsreinheit der verwendeten Spiralantenne erhalten bleibt. Zu diesem Zweck sind die in Abbildung 5.1 dargestellten Elementarzellen unter CONCEPT II mit einem zirkular polarisierten Wellenfeld angeregt worden. Die Auswertung der Streufelder ergab, dass die kreisförmigen Resonatorgeometrien über die größtmögliche Polarisationsreinheit verfügen [Kle02]. Eine feldtheoretische Begründung, warum die kreisförmigen Resonatoren die geeignetsten Geometrien für den Einsatz in einem Antennensystem mit zirkularer Polarisation darstellen, wird im Anhang A.1 gegeben. Die Rotationssymmetrie des Kreisscheibenresonators und des Kreisringresonators lässt die Entartung zwischen zwei resonanten Eigenfeldverteilungen gleicher Ordnung mit orthogonalen Polarisationsrichtungen zu. Die zeitliche Verzögerung zwischen diesen Eigenfeldverteilungen entspricht der Anregung, so dass deren vektorielle Summe der Teilfelder ein zirkular polarisiertes Streufeld zur Folge hat.

Im Folgenden wird das Polarisationsverhalten eines Kreisringresonators betrachtet. Dazu wird von einem linearen und isotropen Raumgebiet mit den Materialeigenschaften  $\epsilon_r = \mu_r = 1$  ausgegangen. Der gesamte Raum wird von einer unendlich ausgedehnten und elektrisch ideal leitenden Metallebene in zwei Halbräume unterteilt. Für alle Betrachtungen gilt das in Abbildung 5.1 b) für die Kreuzdipolmetallisierung eingezeichnete Koordinatensystem. Die metallische Kreisringfläche befindet sich mit ihrem Zentrum an der Position  $(x, y, z) = (0, 0, 5 \text{ mm})$  und weist einen Außenradius  $r_a = 4,24 \text{ mm}$  auf. Der Innenradius wird zu  $r_i = 0,5 \cdot r_a$  gewählt, woraus sich eine Metallisierungsweite von  $w = 2,12 \text{ mm}$  ergibt. Der mittlere Radius der Kreisringmetallisierung  $r_m = (r_i + r_a)/2 = 3,18 \text{ mm}$  ist folglich so gewählt, dass der mittlere Umfang der Struktur  $2 \cdot \pi \cdot r_m$  für eine Frequenz von 15 GHz genau einer ganzen Wellenlänge  $\lambda$  des anregenden, zirkular polarisierten Wellenfeldes entspricht. Die Kreisringmetallisierung kann somit in zwei Resonanzen versetzt werden, die räumlich und in der Phase orthogonal zueinander sind.

Das Achsenverhältnis der zirkularen Streufeldkomponenten für  $f = 15 \text{ GHz}$  ist in Abbildung 5.2 a) in verschiedenen Schnittebenen dargestellt. Der Elevationswinkelbereich mit einem Achsenverhältnis besser 3 dB kann für alle Schnittebenen mit  $-55^\circ \leq \vartheta_{AR=3 \text{ dB}} \leq 55^\circ$  angegeben werden. Die betrachtete Oberleitermetallisierung verfügt über eine rotationssymmetrische Geometrie, die bei der Anregung mit einem zirkular polarisierten Wellenfeld auf eine rotationssymmetrische Verteilung der induzierten Oberflächenströme führen müsste, wie im Anhang A.1 gezeigt. Demnach besitzt eine rotationssymmetrische Oberleitermetallisierung eine Richtcharakteristik, die in allen Schnittebenen des Fernfeldes  $\varphi$  einen identischen Verlauf aufweisen müsste. Für die betrachteten Achsenverhältnisse gemäß Abbildung 5.2 a) werden geringfügig unterschiedliche Verläufe in den dargestellten Fernfeldebene beobachtet. Dieses Ergebnis

ist auf die endlich feine Diskretisierung des Simulationsmodells unter CONCEPT II zurückzuführen, mit der die Rotationssymmetrie der idealen Kreisringfläche nicht ausreichend angenähert wird. Dieselbe Begründung gilt für den Wert des Achsenverhältnisses in Hauptstrahlrichtung  $\vartheta = 0^\circ$ , wo gemäß dem Simulationsmodell keine Nullstelle registriert wird. Idealerweise würde ein in der Oberleitermetallisierung induzierter Kreisstrom aufgrund der Rotationssymmetrie der Anordnung jedoch auf die Ausprägung einer Nullstelle des Achsenverhältnisses in Hauptstrahlrichtung führen.

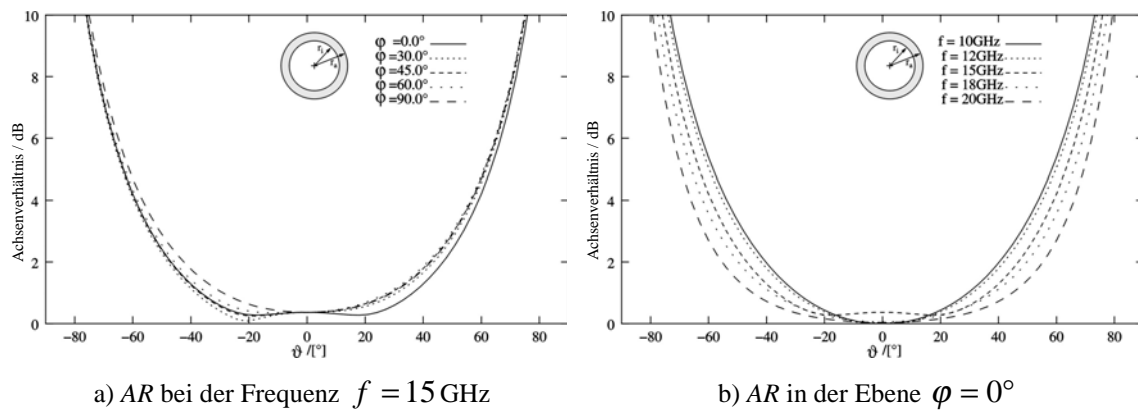


Abb. 5.2: Achsenverhältnis AR einer flächenhaften Kreisringmetallisierung für a) verschiedene  $\varphi$ -Schnittebenen und b) den Betriebsfrequenzbereich  $f = 10 - 20 \text{ GHz}$

Eine Vergrößerung der Frequenz des einwirkenden Wellenfeldes führt entsprechend Abbildung 5.2 b) auf eine Zunahme des Winkelbereiches, in dem eine ausreichende Polarisationsgüte vorliegt. Ausgehend von einem Wert des 3dB-Achsenverhältnisses von  $|\vartheta_{AR=3 \text{ dB}}| \geq 48^\circ$  bei 10 GHz, lässt sich bei 20 GHz ein Wert von  $|\vartheta_{AR=3 \text{ dB}}| \geq 62^\circ$  beobachten. Die Frequenzerhöhung bewirkt eine Anhebung der Stromdichtekonzentration im Bereich der Innenkante der Oberleitermetallisierung. Dadurch wird die effektive Fläche der Kreisringstruktur reduziert und es erfolgt eine Abnahme der Richtschärfe des Streufeldes. Im Bereich großer Elevationswinkel  $\vartheta$  ist die Zunahme der Kreuzpolarisation bei steigender Frequenz geringer als die Zunahme des kopolaren Fernfeldanteils, wodurch sich das 3 dB-Achsenverhältnis in diesen Winkelbereichen verbessert. Ebenso kann die Ausprägung radialer Stromkomponenten auf der Kreisringstruktur maximal unterdrückt werden, während sich der Winkelbereich des 3 dB-Achsenverhältnisses vergrößert. Diese Überlegung führt zu der Schlussfolgerung, dass die Verwendung von Kreisringresonatoren mit einer großen Metallisierungsweite nicht zweckmäßig ist. Für die Einhaltung einer hohen Polarisationsgüte in einem Antennensystem mit zirkularer Polarisierung ist die Anwendung kreisförmiger Ringresonatoren mit einer geringen Metallisierungsweite  $w = r_a - r_i$  vorzuziehen. Die nahezu fehlende radiale Ausdehnung eines kreisförmigen Stromfadens reduziert das Auftreten radialer Stromkomponenten maximal. Aus diesem Grund wird im Folgenden mit Kreisringresonatoren gearbeitet, die über eine sehr geringe Metallisierungsweite  $w$  verfügen.

### 5.1.2 Längsstrahler mit strahlungserregten Kreisringresonatoren

Unter einem Antennensystem wird die Zusammenfassung mehrerer Einzelantennen zu einer Gruppenanordnung verstanden. Fällt die Richtung der Hauptstrahlrichtung mit der Richtung der Hauptausdehnung des Antennensystems zusammen, wird die Gruppe als Längsstrahler bezeichnet. Die in den Elementen eines Längsstrahlers für das Zustandekommen einer bestimmten Richtcharakteristik erforderlichen Stromamplituden und Stromphasen können durch Strahlungskopplung erzeugt werden. Somit ist eine Bündelung der elektromagnetischen Energie in eine bestimmte Hauptstrahlungsrichtung möglich, während die Abstrahlung in andere Raumbereiche unterdrückt werden kann.

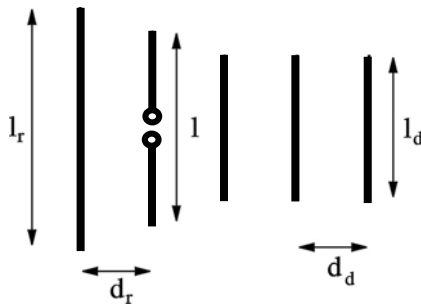


Abb. 5.3: Prinzipskizze einer Yagi-Uda-Antenne mit einem Reflektor- und drei Direktorelementen

Die wohl bekanntesten Längsstrahler sind die nach ihren Erfindern benannten *Yagi-Uda-Antennen*, bei denen ein gespeister Dipol oder Faltdipol mit passiven Einzelstrahlern so kombiniert wird, dass in einer Richtung maximale Strahlung und in der entgegengesetzten eine Unterdrückung der Abstrahlung auftritt<sup>1</sup>. Die passiven Dipolelemente der Yagi-Uda-Antennen werden in die Gruppe der Reflektoren und Direktoren unterteilt. Während die Direktorelemente in der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung der Antenne angeordnet werden, befinden sich die Reflektoren hinter dem Erreger der Gruppenanordnung. Zur Ausprägung einer Strahlungsrichtung müssen die Reflektorlängen  $l_r$  größer und die Direktorlängen  $l_d$  kleiner als die Länge  $l$  des bei Resonanz betriebenen Erregerdipols sein.

$$l_r > l > l_d \quad (5.1)$$

Demzufolge repräsentiert der Reflektordipol bei der Betriebsfrequenz der Antennengruppe ein induktives Element, da er für niedrigere Frequenzen resonant ist, der Direktor hingegen stellt eine kapazitive Impedanz dar, weil er für höhere Frequenzen resonant ist. Typische Abstände zwischen den Direktorelementen  $d_d$  betragen das 0,20 bis 0,35-fache der Betriebswellenlänge  $\lambda$ . Den optimalen Reflektorabstand  $d_r$  vom Erregerdipol für maximale Richtwirkung der Antennengruppe gibt Stutzman mit 0,15 bis  $0,25 \lambda$  an [Stu98].

Die Wirkung einzelner strahlungsgekoppelter Dipolelemente auf einen Erregerdipol lässt sich durch Kombination weiterer passiver Elemente in einer Gruppenkonfiguration

<sup>1</sup> Insbesondere im VHF- und UHF-Bereich des terrestrischen Rundfunks wurden Yagi-Uda-Antennen aufgrund ihres einfachen Aufbaus und der relativ großen erreichbaren Antennengewinne eingesetzt.

verbessern. Typische Auslegungsrichtlinien zum Aufbau von Yagi-Uda-Antennen mit einer großen Elementanzahl finden sich in der Literatur [Spi68]. Allgemein besitzt eine Yagi-Uda-Antenne eine Vielzahl von Parametern, deren Optimierung die gewünschten Strahlungseigenschaften annähert. Zu den wichtigsten Geometrieckenngößen zählen die Längen der Einzelemente  $l_i$ , die Interelementabstände  $d_i$  sowie die Anzahl  $N$  der Elemente des Antennensystems. Neben diesen Parametern wirken sich auch die Drahradien auf die charakteristischen Strahlungseigenschaften der Yagi-Uda-Antenne aus.

Eine Yagi-Uda-Antenne mit einer großen Anzahl an Einzelementen kann laut [Mei92] in zwei Bereiche unterteilt werden. Der erste Bereich umfasst den Erregerdipol samt Reflektor und wird Erregerzentrum genannt. Der zweite Bereich beinhaltet alle Direktorelemente und kann als Wellenleiterstruktur aufgefasst werden. Während das Erregerzentrum vor allem die Eingangsimpedanz der Gruppenantenne, das Vor-zu-Rückverhältnis und die Bandbreite bestimmt, ist die Wellenleiterstruktur für die Ausprägung der Richtwirkung verantwortlich. Maßnahmen, um die Yagiantenne breitbandig auszuführen, betreffen daher vornehmlich das Erregerzentrum. Durch die Verwendung mehrerer, gegeneinander verstimmter Reflektorstäbe kann eine Bandbreitenerhöhung ebenso erreicht werden, wie durch den Einsatz breitbandiger Erregerdipole (z.B. Faltdipole). Die Wellenleiterstruktur besitzt eine relativ große Bandbreite und weist Tiefpassverhalten auf. Der Tiefpasscharakter der Direktorenkette resultiert aus der Überlegung, dass die kurzgeschlossenen Dipolelemente für hohe Frequenzen zunehmend induktive Impedanzen in Richtung der Hauptstrahlrichtung des Antennensystems repräsentieren. Dadurch wird ihr Einfluss auf fortschreitende elektromagnetische Wellen zunehmend reflektiv. Infolge dessen werden hochfrequente Wellenanteile zunehmend in Richtung des Erregerdipols reflektiert und die Ausprägung einer Hauptstrahlrichtung der Gesamtanordnung wird reduziert. Die Yagi-Uda-Antenne nach Abbildung 5.3 stellt eine Wanderwellenstruktur dar. Entlang der Direktorenkette breitet sich eine Oberflächenwelle aus, deren Phasengeschwindigkeit  $v$  von den Elementabmessungen der Wellenleiterstruktur abhängig ist. Die längs der Struktur geführte Oberflächenwelle weist am Ende der Antenne über eine gewisse Querschnittsfläche eine ebene Phasenfront auf, durch die eine gerichtete Abstrahlung ermöglicht wird.

Die Idee zur Minderung der Grundmetallisierungseinflüsse auf die Spiralantenne basiert auf dem Gedanken, kreisförmige Ringresonatoren zur Beeinflussung der charakteristischen Strahlungseigenschaften zu verwenden, also eine Yagi-Uda-Antenne mit der Spiralantenne als Erreger und koaxial angeordneten Ringresonatoren als Reflektoren und Direktoren zu entwickeln. Die kreisförmigen Ringresonatoren befinden sich dabei mit ihren Mittelpunkten auf einer gemeinsamen Achse und sind parallel zueinander ausgerichtet. In einer CONCEPT II-Simulation wird zunächst das Prinzip der Strahlungskopplung in einem koaxialen Gruppenaufbau kreisförmiger Ringresonatoren untersucht. Dazu wird ein aktiver Erregering betrachtet, dessen Umfang bei der Frequenz  $f_0 = 15$  GHz einer Wellenlänge  $\lambda_0$  entspricht. Die Ringantenne hat aufgrund

ihres Radiuses  $r_e$  und der Ausbreitungskonstanten  $\beta = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon}$  einen normierten Geometrieparameter von  $\beta \cdot r_e = 1$ . Der Dünndrahtradius des Ringes wird zu  $0,0005 \cdot \lambda_0$  gewählt. Die Ringantenne wird punktuell von einem Generator mit der Spannung  $\underline{U}_0 = 1 \text{ V}$  gespeist.

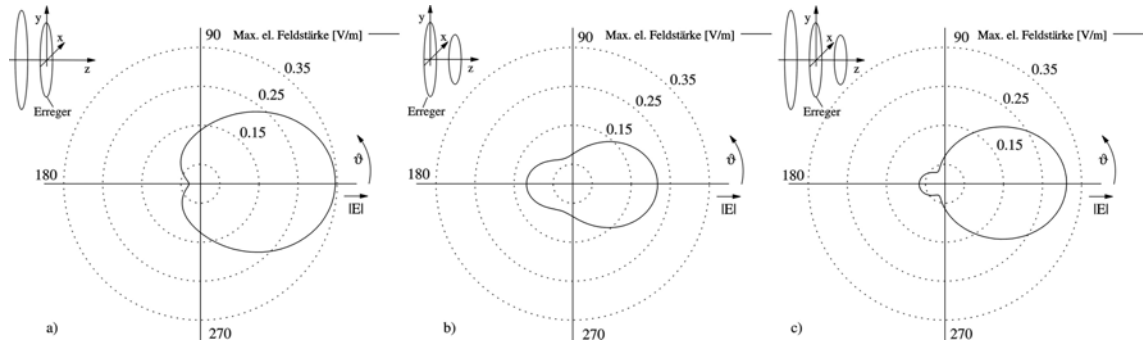


Abb. 5.4: Richtdiagramme einer kreisförmigen Ringantennen in der Ebene  $\varphi = 0^\circ$ . Der Umfang der aktiven Ringantenne beträgt  $\lambda_0$  bei 15 GHz.

- a) Mit einem Reflektor ( $\beta \cdot r_r = 1,08$ ,  $d_r = 0,15 \cdot \lambda_0$ )
- b) Mit einem Direktor ( $\beta \cdot r_d = 0,95$ ,  $d_d = 0,10 \cdot \lambda_0$ )
- c) Gesamtanordnung aus a) und b)

Die aktive Ringantenne wird in drei unterschiedlichen Konfigurationen entsprechend Abbildung 5.4 betrieben. Für die erste Untersuchung wird ein Reflektorelement im Abstand  $d_r = 0,15 \cdot \lambda_0$  mit dem normierten Geometrieparameter  $\beta \cdot r_r = 1,08$  parallel zum Erregerring angeordnet. Die Strahlungskopplung zwischen der aktiven Ringantenne und dem Reflektor im Nahfeld bewirkt eine gerichtete Abstrahlung der Gesamtanordnung. In Hauptstrahlrichtung beträgt die maximale elektrische Feldstärke  $|\vec{E}(\vartheta_0, \varphi_0)| \cong 0,345 \text{ V/m}$ . Der Antennenrichtfaktor erhöht sich ausgehend von einem Wert von  $D = 3,459 \text{ dBi}$  für die einzelne aktive Ringantenne auf einen Wert von  $D = 7,186 \text{ dBi}$ . Beim zweiten Modell wird die Erregerantenne mit einem Direktorelement  $\beta \cdot r_d = 0,95$  im Abstand  $d_d = 0,10 \cdot \lambda_0$  kombiniert. Die betrachtete Antennenanordnung besitzt eine gerichtete Abstrahlung in Hauptstrahlungsrichtung bei einem Vor-zu-Rückverhältnis von  $|\vec{E}(\vartheta = 0^\circ)| / |\vec{E}(\vartheta = 180^\circ)| \cong 1,813$  im dargestellten Horizontaldiagramm. Bei der dritten Simulationsanordnung wird die aktive Ringantenne mit dem Reflektor und dem Direktor der vorangegangenen Untersuchungen zu einer Gruppenantenne aus insgesamt 3 Einzelementen zusammengefügt. Die Verwendung einer Kombination aus Direktor und Reflektor führt zu einer weiteren Abnahme der Strahlungsenergie im rückwärtigen Strahlungshalbraum  $90^\circ < \vartheta < 270^\circ$ . Das Vor-zu-Rückverhältnis kann auf einen Wert von etwa 7,625 gesteigert werden. Der Antennenrichtfaktor der Anordnung erhöht sich auf  $D = 8,403 \text{ dBi}$ . Die prinzipielle Eignung der Ringresonatoren für eine Spiralantenne nach Yagi und Uda ist damit gegeben. Im folgenden Abschnitt werden daher konkrete Maßnahmen zur Minderung des Grundmetallisierungseinflusses auf die Strahlungseigenschaften der Spiralantenne mit Ringresonatoren als Reflektoren und Direktoren diskutiert.

## 5.2 Spiralantennen mit kreisförmigen Ringresonatoren

Der vorliegende Abschnitt beschreibt eine Möglichkeit zur Frequenzgangbeeinflussung der charakteristischen Strahlungseigenschaften der planaren, vierarmigen Spiralantenne über Grundmetallisierung durch Verwendung kreisförmiger Ringresonatoren. Entsprechend Abbildung 5.5 erfolgt der Aufbau der Resonatorgruppe koaxial entlang der Spiralachse. Die Metallisierungsebenen sind parallel zur Spiralebene angeordnet, deren Metallisierungsfläche ebenfalls parallel zum rückwärtigen Metallschirm ausgerichtet ist.

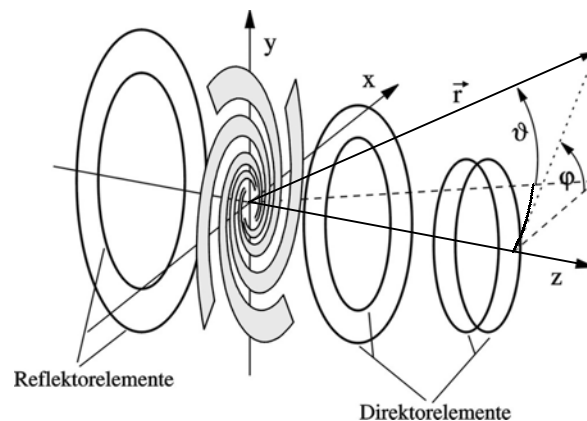


Abb. 5.5: Prinzipieller Aufbau eines Längsstrahlers bestehend aus einer Spiralantenne mit passiven, kreisförmigen Ringresonatoren

In Abschnitt 5.2.1 werden zunächst die Anforderungen an eine Gruppenanordnung aus Spiralantenne und kreisförmigen Ringresonatoren angegeben. Der Aufbau der Gruppenanordnungen zur breitbandigen Beeinflussung des Strahlungsverhaltens der in Kapitel 4 untersuchten Spiralantenne wird in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt. Außerdem werden dort die Geometrieigenschaften einer ausgewählten Resonatorgruppe optimiert, um die frequenzabhängigen Strahlungseigenschaften der Spiralantenne im Bereich um ihre Hauptstrahlrichtung auszugleichen.

### 5.2.1 Anforderungen an den Aufbau einer Gruppenanordnung

Die untersuchte Spiralantenne aus Kapitel 4 stellt eine Wanderwellenstruktur dar, die im freien Raum über einen Frequenzbereich von 10 bis 20 GHz annähernd konstante Strahlungseigenschaften aufweist. Der nachteilige Einfluss einer rückwärtigen Grundmetallisierung auf die Konstanz der Strahlungseigenschaften der Spirale soll durch Verwendung passiver Resonatorelemente kompensiert werden. Dazu wird die Spiralantenne als aktives Strahlerelement in einem Gruppenaufbau mit passiven, strahlungsgekoppelten Antennenelementen betrieben. Aufgrund der zirkularen Polarisation der Spiralantenne werden passive, kreisförmige Ringresonatoren zur Beeinflussung der Strahlungseigenschaften der Gruppenantenne eingesetzt. Der Aufbau erfolgt koaxial entlang der z-Koordinate eines kartesischen Koordinatensystems, die entsprechend Abbildung 5.5 mit der Achse der Spiralantenne zusammenfällt. Damit gehört diese neuartige Antennenanordnung zur Gruppe der Längsstrahler.



Allgemein verfügen die betrachteten Yagi-Uda-Antennen nach Abschnitt 5.1.2 aufgrund der resonanten Abmessungen der Einzelelemente und der verwendeten Dünndrahtstrahlen über eine im Vergleich zur Spiralantenne geringe Bandbreite. Durch Kombination einer größeren Anzahl passiver Ringelemente kann die Übertragungsbandbreite des Antennensystems jedoch gesteigert werden. Dazu werden die Reflektorelemente, welche sich zwischen der Grundmetallisierung und der Spiralebene befinden von ihren Abmessungen her größer als die kleinste vorkommende Frequenz  $f_{\min} = 10 \text{ GHz}$  zu wählen sein. Die Direktorelemente, welche sich zwischen der Spiralebene und dem freien Raum befinden, werden von ihren Abmessungen her kleiner als die höchste vorkommende Frequenz  $f_{\max} = 20 \text{ GHz}$  zu wählen sein. Bei kleinerer Wahl der Reflektorelemente besitzen diese ansonsten eine unerwünschte direktive Wirkung für niedrigere Frequenzen in Richtung des rückwärtigen Strahlungshalbraumes. Werden hingegen die Direktorelemente größer gewählt, besitzen diese eine reflektive Wirkung für höhere Frequenzen und reduzieren somit die Richtwirkung der Antennenkonfiguration im oberen Frequenzbereich. Durch eine geeignete Kombination mehrerer Reflektoren und Direktoren zu einer Multielementanordnung passiver Antennenelemente, soll eine Nivellierung der Frequenzabhängigkeit der Strahlungskenngrößen der Spiralantenne über Grundmetallisierung erreicht werden.

### 5.2.2 Variation der Geometrie-Parameter

Bei der Entwicklung einer vierarmigen Spiralantenne mit passiven Kreisringresonatoren nach dem Prinzip von Yagi und Uda existieren eine Vielzahl von Geometrieparametern, durch deren Optimierung das gewünschte Strahlungsverhalten der untersuchten Gruppenantenne angenähert werden kann. Die Freiheitsgrade auf Seiten der Resonatorgruppe sind durch die Anzahl der verwendeten Kreisringresonatoren  $N$ , deren mittlerer Radius  $r_m$  und der Metallisierungsweiten  $w$  bestimmt. Zur Erhöhung der Bandbreite kann eine größere Anzahl einzelner Resonatorebenen in Mehrlagenstruktur kombiniert werden [Var97]. Mit den Abständen  $d$  zwischen den Resonatorebenen und der rückwärtigen Grundmetallisierung ergeben sich weitere Freiheitsgrade im Design.

Die Variationsmöglichkeiten innerhalb des Parameterraums der Kreisringresonatoren sind derartig umfangreich, dass im Rahmen von Voruntersuchungen zunächst eine geeignete Basisanordnung bestimmt wurde [Kle02]. Diese wird nachstehend beschrieben und im Weiteren optimiert. Die Basisanordnung wird aus den in Abschnitt 4.2.2 genannten Gründen mit dem Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers realisiert, das nur in diskreten Schichtdicken<sup>2</sup> verfügbar ist. Die in ihrer Resonanzfrequenzen eng benachbarten Reflektorelemente müssen auf zwei Metallisierungsebenen aufgeteilt werden, um die entsprechend geringen Spaltmaße zwischen den Reflektorelementen realisieren zu können. Das zunächst einzelne Direktorelement liegt

---

<sup>2</sup> Substratschichtdicken:  $t = 127 \mu\text{m}$ ,  $254 \mu\text{m}$ ,  $381 \mu\text{m}$ ,  $508 \mu\text{m}$ ,  $787 \mu\text{m}$ ,  $1,575 \text{ mm}$ ,  $3,175 \text{ mm}$

in einer Metallisierungsebene oberhalb der eigentlichen Spiralantenne. Damit ergibt sich das in Abbildung 5.6 dargestellte Schichtenmodell der Antennenanordnung.

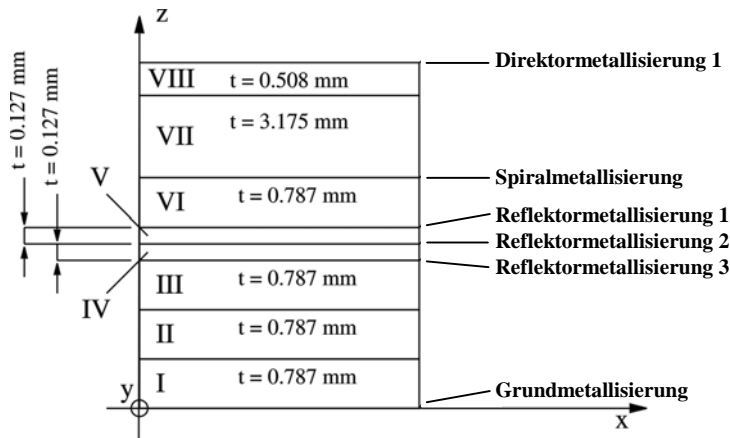


Abb. 5.6: Schichtenmodell der Basisanordnung

Die skalierte, winkelkonstante Spiralantenne nach Abschnitt 4.2.2 befindet sich im Abstand  $d = 3,402$  mm über der Grundmetallisierung und weicht damit nur  $31 \mu\text{m}$  vom theoretisch optimalen Wert  $\lambda/4|_{15\text{GHz}} = 3,371$  mm ab. Sämtliche Resonatorelemente verfügen über eine Ringweite  $w = 40 \mu\text{m}$  und sind bezüglich der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r = 2,2$  des verwendeten Substratmaterials skaliert. Drei Reflektoren mit den Resonanzfrequenzen 17,0 GHz, 19,0 GHz und 21,0 GHz werden in der Reflektormetallisierung 1 nach Abbildung 5.6 in einem Abstand  $d_r = 0,787$  mm unterhalb der Spiralmetallisierung angeordnet. Die Reflektormetallisierung 2 hat einen Abstand  $d_r = 0,914$  mm zur Spiralmetallisierung und besteht aus neun weiteren Reflektoren der Resonanzfrequenzen  $f_i = 10 \text{ GHz} + i \cdot 1 \text{ GHz}$  mit  $i = 0, 1, \dots, 6, 8$  und 10. Die alternierende Anordnung der Reflektorelemente im oberen Frequenzbereich gewährleistet ein minimales Spaltmaß zwischen den Reflektorringen von  $80 \mu\text{m}$ . Das Direktorelement mit der Resonanzfrequenz 16,42 GHz ist im Abstand  $d_d = 3,683$  mm oberhalb der Spiralmetallisierungsebene in der Direktormetallisierung 1 angeordnet. Die Reflektormetallisierung 3 ist in der Basisanordnung unbesetzt.

Ausgehend von der Basisanordnung wird mit den Erkenntnissen der Voruntersuchungen eine Parametervariation mit dem Ziel durchgeführt, die Eigenschaften der Spiralantenne über Grundmetallisierung zu verbessern. Die charakteristischen Strahlungskenngrößen der Basisanordnung werden im Rahmen der Parametervariation als Referenz angegeben, weshalb auf eine gesonderte Darstellung verzichtet wird. Die Antennenkenngrößen der Anordnungen aus Spiralantenne und Kreisringresonatoren werden mit dem Feldsimulator ADS berechnet. Dabei erfolgt die Speisung der winkelkonstanten Spiralantenne im Mode  $M = 1$  an den äußeren Enden der vier Spiralarme. Die Speisegeneratoren haben einen Innenwiderstand von  $R_i = 150 \Omega$  und verfügen über eine Spannungsamplitude von  $\hat{U}_0 = 10 \text{ V}$ .

**Variation der Resonatormetallisierungsweiten:** Der Einfluss der Metallisierungsweite  $w$  auf die Eigenschaften der Basisanordnung wird durch Variation des einzelnen Direktorelementes aufgezeigt, da der Direktor aufgrund seiner Lage das Strahlungsfeld

maximal beeinflusst und die Variation eines einzelnen Elementes eine eindeutige Zuordnung zwischen Ursache und Wirkung ermöglicht. Für einige ausgesuchte Metallisierungsweiten sind die Strahlungsdichtespektren in Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  in Abbildung 5.7 dargestellt. Entsprechend den statistischen Analysen der Impedanzverläufe in Kapitel 4 werden zur quantitativen Beurteilung der Strahlungsdichtespektren deren statistische Kenngrößen ermittelt und in der Tabelle 5.1 angegeben. Danach bestimmt Gl. (4.1) den arithmetischen Mittelwert  $\bar{S}$  und Gl. (4.2) die Standardabweichung  $s$  eines Strahlungsdichtespektrums. Als weitere Kenngröße wird die Schwankungsbreite  $\Delta S_{pp}$  aus der Differenz zwischen dem Maximalwert und dem Minimalwert eines Strahlungsdichtespektrums bestimmt.

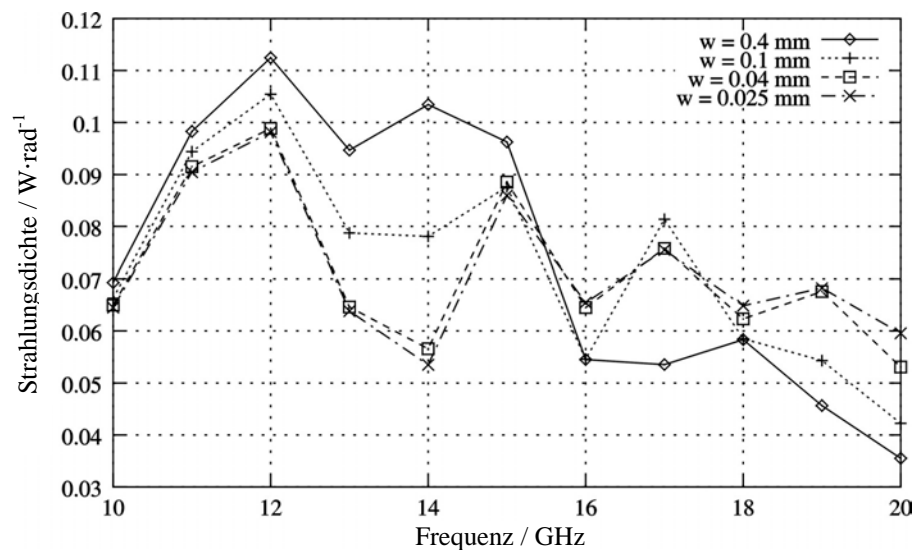


Abb. 5.7: Verlauf der Strahlungsdichte bei Variation der Direktormetallisierungsweite  $w$

Im Frequenzbereich von 12 GHz bis 15 GHz wird bei einer Verringerung der Metallisierungsweite des Direktorelementes eine kontinuierliche Abnahme der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung beobachtet. Für eine Direktormetallisierungsweite von  $w = 25 \mu\text{m}$  ergibt sich bei 14 GHz ein Minimum der Strahlungsdichte von  $S(\vartheta_0, \varphi_0) \cong 0,0542 \text{ W}/\Omega$ . Im oberen Frequenzbereich bewirkt die Reduktion der Metallisierungsweite eine Zunahme der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung. Insbesondere in dem Frequenzintervall von 18 GHz bis 20 GHz ergibt sich durch die Verwendung eines Dünndrahtdirektors mit  $w = 25 \mu\text{m}$  eine Anhebung der Strahlungsdichte, die bei 19 GHz auf ein lokales Maximum der Größe  $S(\vartheta_0, \varphi_0) \cong 0,0658 \text{ W}/\Omega$  führt.

$w/\text{mm}$	$\bar{S}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$\Delta S_{pp}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$s/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$
0,400	0,07472	0,07692	0,02558
0,100	0,07287	0,06319	0,01844
0,040	0,07167	0,04576	0,01432
0,025	0,07181	0,04465	0,01334

Tab. 5.1:

Statistische Kenngrößen der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung bei Variation der Direktormetallisierungsweite

Der arithmetische Mittelwert der Strahlungsdichte reduziert sich gemäß Tabelle 5.1 geringfügig vom Wert  $\bar{S} = 0,07472 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  bei einer Weite des Direktorelementes von  $w = 0,4 \text{ mm}$  auf  $\bar{S} = 0,07181 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  für den Dünndrahtdirektor mit  $w = 25 \mu\text{m}$ . Die Standardabweichung hingegen kann durch die Verringerung der Metallisierungsweite vom Wert  $s = 0,02558 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  auf  $s = 0,01334 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  nahezu halbiert werden. Entsprechend reduziert sich die Differenz zwischen dem Maximal- und Minimalwert der Strahlungsdichte von  $\Delta S_{pp} = 0,07692 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  auf  $\Delta S_{pp} = 0,04465 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ .

Die Reduktion der Strahlungsdichte für dünnere Direktorelemente im Frequenzbereich von 12 GHz bis 15 GHz kann auf die Abnahme der elektromagnetischen Verkopplung zwischen dem Strahlungsfeld der Spiralantenne und dem Direktorelement, gepaart mit einer Bandbreitereduktion des Direktorelementes, zurückgeführt werden. Während die Strahlungsdichte bei 15 GHz nur geringfügig von  $S(\vartheta_0, \varphi_0) \cong 0,0969 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  auf  $S(\vartheta_0, \varphi_0) \cong 0,0865 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  sinkt, wenn der Direktor mit einer Metallisierungsweite von  $w = 0,4 \text{ mm}$  durch einen Dünndrahtdirektor mit  $w = 25 \mu\text{m}$  ersetzt wird, ist die Abnahme der Strahlungsdichte insbesondere bei 14 GHz erheblich. Dem gegenüber deutet die Zunahme der Strahlungsdichte im oberen Frequenzbereich bei Verringerung der Metallisierungsweite auf eine Verminderung der reflektierten Wellenanteile in Richtung Grundmetallisierung hin.

Obwohl sich für das Direktorelement mit einer Metallisierungsweite  $w = 25 \mu\text{m}$  der konstanteste Verlauf des Strahlungsdichtespektrums in Hauptstrahlrichtung ergibt, wird für die weitere Optimierung ein Direktorelement mit  $w = 40 \mu\text{m}$  verwandt. Dieser Kompromiss beruht auf der grenzwertigen Reproduzierbarkeit einer Metallisierungsweite von  $w = 40 \mu\text{m}$  im photolithografischen Ätzprozess.

**Variation der Reflektoranordnung:** Die Optimierung der Reflektoranordnung setzt die Reflektorgruppe der Basisanordnung voraus, in der sich die Einzelresonatoren in der Reflektormetallisierung 1 und 2 befinden. Die Metallisierungsweite der Resonatorelemente beträgt  $w = 40 \mu\text{m}$ . Das Strahlungsdichtespektrum dieser Antennenanordnung (Modell 1) wird im Folgenden als Referenz verwendet.

In einer zweiten Antennenanordnung (Modell 2) wird das Reflektorelement für 10 GHz in die Reflektormetallisierung 3 nach Abbildung 5.6 verschoben. Gemäß Abbildung 5.8 bewirkt die Vergrößerung des Abstandes zwischen der Spiralmetallisierung und dem Einzelreflektor für 10 GHz eine leichte Anhebung der Strahlungsdichte im Frequenzbereich von 11 GHz bis 14 GHz. Entsprechend der statistischen Auswertung der Simulationskurve nach Tabelle 5.2 reduziert sich der arithmetische Mittelwert der Strahlungsdichte ausgehend vom Wert  $\bar{S} = 0,07167 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  auf  $\bar{S} = 0,07143 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  für das Modell 2. Auch die Werte der Standardabweichung und der Schwankungsbreite verschlechtern sich bezüglich des höheren Abstandes zwischen der Spiralmetallisierung und dem Einzelreflektor für 10 GHz.

In einer dritten Anordnung (Modell 3) wird der Reflektor mit der Resonanzfrequenz von 10 GHz in der Reflektormetallisierung 1 angeordnet. Die Verringerung des Abstandes zwischen diesem Reflektorelement und der Spiralmetallisierung auf einen Wert von

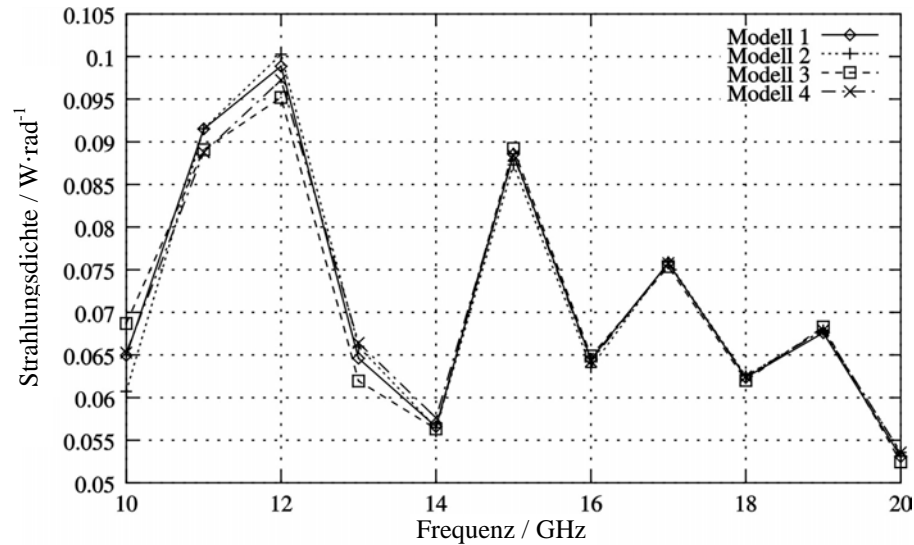


Abb. 5.8: Strahlungsdichtespektren bei Variation einzelner Reflektorabstände

$d_r = 0,787$  mm bewirkt eine Nivellierung des Strahlungsdichtespektrums. Für 10 GHz kann die Strahlungsdichte auf einen Wert von  $S(\vartheta_0, \varphi_0) \cong 0,069 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  angehoben werden. Im Frequenzbereich von 11 GHz bis 13 GHz wird eine Absenkung der Strahlungsdichte beobachtet, die eine Verminderung der Schwankungsbreite  $\Delta S_{pp}$  im unteren Frequenzbereich zur Folge hat. Insgesamt führt das Modell 3 zu einem arithmetischen Mittelwert von  $\bar{S} = 0,07122 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  und einer verbesserten Standardabweichung von  $s = 0,01360 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ . Der Strahlungsdichteverlauf oberhalb von 14 GHz bleibt durch die Abstandsvariation des Reflektorelementes für 10 GHz näherungsweise unbeeinflusst.

Modell	$\bar{S}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$\Delta S_{pp}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$s/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$
1	0,07167	0,04576	0,01432
2	0,07143	0,04671	0,01461
3	0,07122	0,04276	0,01360
4	0,07160	0,04367	0,01345

Tab. 5.2:

Statistische Kenngrößen der Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung bei Variation einzelner Reflektorabstände nach Abb. 5.8

Ausgehend von der Basisanordnung wird das Reflektorelement für 11 GHz in der Reflektormetallisierung 3 nach Abbildung 5.6 angeordnet. Das Strahlungsdichtespektrum dieser Anordnung (Modell 4) weist mit  $\Delta S_{pp} = 0,04376 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  entsprechend Tabelle 5.2 eine geringere Schwankungsbreite im Vergleich zur Basisanordnung (Modell 1) auf. Die Abbildung 5.8 zeigt bei den Frequenzen 11 GHz und 12 GHz eine Reduktion der Strahlungsdichte, die für 13 GHz und 14 GHz hingegen leicht angehoben werden konnte. Der arithmetische Mittelwert ändert sich laut Tabelle 5.2 nur geringfügig gegenüber dem Modell 1 und beträgt  $\bar{S} = 0,07160 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ . Die Standardabweichung verbessert sich auf einen Wert von  $s = 0,01345 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ .

Die Simulationsergebnisse nach Abbildung 5.8 und deren statistische Kenngrößen nach Tabelle 5.2 verdeutlichen den geringen Einfluss der Abstandsvariation einzelner Reflek-

torelemente auf den Frequenzgang der Strahlungsdichte. Um das Spaltmaß zwischen den Ringresonatoren aus fertigungstechnischen Gründen weiter zu erhöhen, wird daher eine gegenüber der Basisanordnung modifizierte Aufteilung der Reflektoren auf drei Metallisierungsschichten im Modell 5 angesetzt. Die Reflektorelemente für 17 GHz, 19 GHz und 21 GHz werden in der Reflektormetallisierung 2 nach Abbildung 5.6 angeordnet, während die Einzelreflektoren für 16 GHz, 18 GHz und 20 GHz um  $127 \mu\text{m}$  näher an die Spiralmetallisierung in der Reflektormetallisierung 1 angeordnet werden. Der Einzelreflektor für 10 GHz verbleibt in der Reflektormetallisierung 1 in einem Abstand  $d_r = 787 \mu\text{m}$  unterhalb der Spiralmetallisierung. Gemäß Abbildung 5.9 erfolgt durch diese Umordnung der Reflektorelemente im oberen Frequenzbereich eine

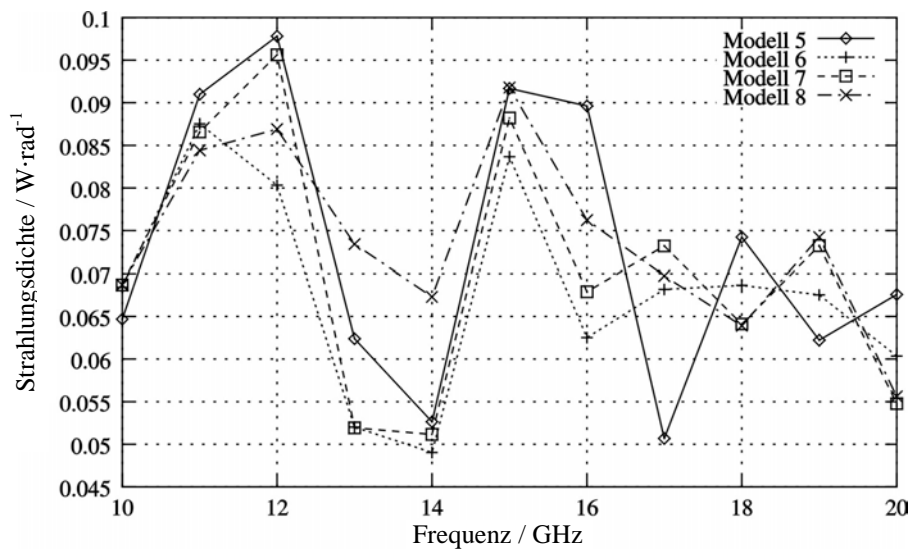


Abb. 5.9: Strahlungsdichtespektren bei Variation einzelner Reflektorabstände

Umkehrung der lokalen Minima und Maxima der Strahlungsdichte von 16 GHz bis 20 GHz. Der arithmetische Mittelwert wird entsprechend Tabelle 5.3 angehoben, die anderen statistischen Kenngrößen der Strahlungsdichte erfahren eine Verschlechterung. Dies ist insbesondere auf die Verminderung der Strahlungsdichte im Frequenzbereich von 13 GHz bis 14 GHz zurückzuführen, die sich durch die Modifikation der Reflektoranordnung gemäß dem Modell 5 ergibt.

Modell	$\bar{s}/W \cdot \Omega^{-1}$	$\Delta S_{pp}/W \cdot \Omega^{-1}$	$s/W \cdot \Omega^{-1}$
5	0,07313	0,04711	0,01597
6	0,06801	0,03848	0,01160
7	0,07048	0,04447	0,01425
8	0,07383	0,03618	0,01012

Tab. 5.3:

Statistische Kenngrößen der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung bei Variation einzelner Reflektorabstände nach Abb. 5.9

Wird das Reflektorelement für 11 GHz aus der Antennenanordnung entfernt, entsteht das Modell 6 der Abbildung 5.9. Diese Veränderung im Reflektoraufbau bewirkt eine unerwünschte Absenkung der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung im Frequenz-

bereich von 13 GHz bis 14 GHz, durch die der arithmetische Mittelwert gegenüber dem Modell 5 herabgesetzt wird. Der Verzicht auf das bei 11 GHz resonante Reflektorelement hat insgesamt eine geringere Strahlungsdichte für 11 GHz, 12 GHz, 15 GHz und 16 GHz gegenüber dem Modell 5 zur Folge, wodurch die statistischen Kenngrößen  $s$  und  $\Delta S_{pp}$  entsprechend Tabelle 5.3 verbessert werden. Für Frequenzen oberhalb von 16 GHz ergibt sich eine deutliche Glättung des Strahlungsdichtespektrums im Vergleich zu den Ergebnissen zum Modell 5.

Um eine weitere Verringerung der Strahlungsdichte im Frequenzbereich von 13 GHz bis 14 GHz zu vermeiden, wird das Reflektorelement für 11 GHz wieder in den Reflektoraufbau eingefügt und zusammen mit dem Reflektorelement für 12 GHz in die Reflektormetallisierung 1 nach Abbildung 5.6 verschoben, die Anordnung der übrigen Reflektorelemente entspricht der Basisanordnung. Mit diesem modifizierten Resonatoraufbau (Modell 7) lässt sich die Strahlungsdichte für Frequenzen 13 GHz und 14 GHz gemäß Abbildung 5.9 nicht signifikant steigern. Für Frequenzen oberhalb von 15 GHz wird jedoch eine Nivellierung des Strahlungsdichtespektrums erreicht, die nach Tabelle 5.3 eine Verbesserung der Standardabweichung und der Schwankungsbreite der Strahlungsdichte gegenüber dem Modell 5 zur Folge hat.

Mit Ausnahme der Reflektoranordnung Modell 6 weisen sämtliche bisher dokumentierten Strahlungsdichtespektren ein deutliches Maximum bei der Frequenz 12 GHz auf. Ursache hierfür ist die im Frequenzbereich um 12 GHz resonante Stromverteilung auf den endlichen Spiralarmen. Daraus resultiert in Abhängigkeit von der gewählten Metallisierungsebene für das Reflektorelement mit der Resonanzfrequenz 12 GHz ein erhöhter Einfluss auf die Strahlungsdichte in diesem Frequenzbereich. In der Anordnung nach Modell 8 wird der Reflektor für 12 GHz in die Reflektormetallisierung 2 nach Abbildung 5.6 verschoben und es wird ein zusätzlicher Reflektor für 11,5 GHz in den Gruppenaufbau in die Reflektormetallisierung 3 integriert. Gemäß der Simulationsergebnisse aus Abbildung 5.9 ergibt sich im Frequenzbereich von 13 GHz bis 14 GHz eine Anhebung der Strahlungsdichte um etwa  $0,0212 \text{ W}/\Omega$  gegenüber der Antennenanordnung nach Modell 7. Außerdem erscheint das gesamte Strahlungsdichtespektrum wesentlich nivellierter im Vergleich zu den vorangegangenen Anordnungen. Quantitativ schlägt sich dieses Verhalten in den statistischen Kenngrößen nieder, die laut der Tabelle 5.3 die geringste Standardabweichung und Schwankungsbreite aufweisen.

**Variation der Direktoranordnung:** In den Voruntersuchungen konnte die Strahlungsdichte im oberen Bereich des betrachteten Betriebsfrequenzbandes von 10 GHz bis 20 GHz am ehesten durch die Modifikation der Direktoranordnung angehoben werden. Im Weiteren soll durch die geeignete Wahl der mittleren Radien  $r_m$  weiterer Direktorelemente deren reflektive Wirkung für Frequenzen oberhalb der jeweiligen Resonanzfrequenz gemindert werden. Direktoren, deren mittlere Radien  $r_m$  so bemessen werden, dass die korrespondierenden Resonanzfrequenzen  $f_{res}$  oberhalb von 20 GHz liegen, stellen im gesamten Betriebsfrequenzband eine kapazitive Belastung des Antennensystems dar, von der eine direktive Wirkung für das elektromagnetische Strahlungsfeld der Spiralantenne ausgeht.

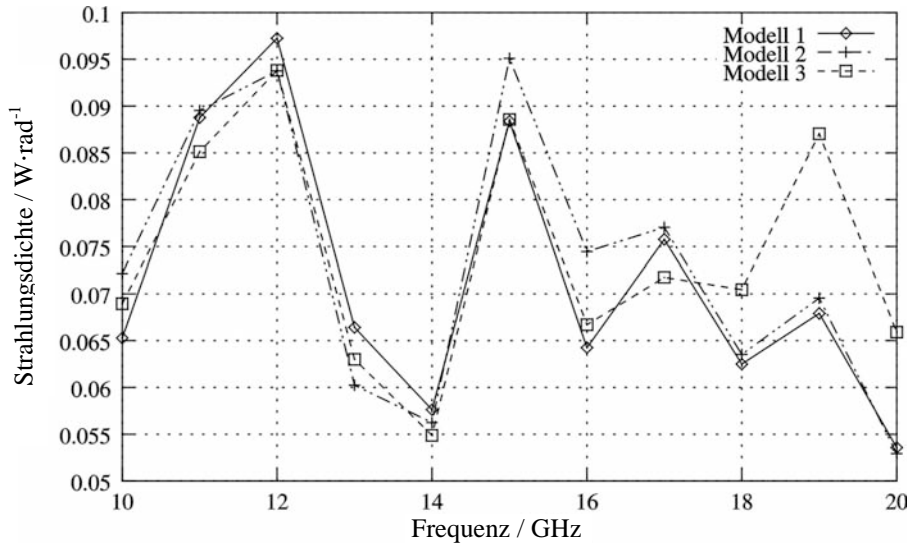


Abb. 5.10: Verlauf der Strahlungsdichte bei Variation der Direktoranordnung

Ausgehend von der Basisanordnung, dessen simuliertes Strahlungsdichtespektrum in Abbildung 5.10 als Referenzkurve Modell 1 angegeben ist, werden zur Verbesserung der direktiven Wirkung der Resonatorgruppe im oberen Frequenzbereich beim Modell 2 fünf Zusatzdirektoren eingefügt, deren mittlere Radien zu  $r_{m_i} = (0,5 + i \cdot 0,2)$  mm mit  $i = 0, \dots, 4$  bestimmt sind. Die Zusatzdirektoren verfügen über eine Metallisierungsweite  $w = 40 \mu\text{m}$  und befinden sich in einem Abstand  $d_d = 254 \mu\text{m}$  oberhalb der Spiralmetallisierung. Das Direktorelement für 16,42 GHz verbleibt in einem Abstand von 3,683 mm oberhalb der Spiralmetallisierung in der Direktormetallisierung 1 gemäß Abbildung 5.6.

Modell	$\bar{S}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$\Delta S_{pp}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$s/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$
1	0,07160	0,04367	0,01345
2	0,07313	0,04219	0,01401
3	0,07419	0,03893	0,01185

Tab. 5.4:

Statistische Kenngrößen der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung bei Variation der Direktoranordnung nach Abb. 5.10

Infolge der zusätzlichen Direktorelemente kann die Richtwirkung der Antennenanordnung im Frequenzbereich von 15 GHz bis 17 GHz gegenüber der Basisanordnung gesteigert werden. Für höhere Frequenzen ab 17 GHz ist der Einfluss der Direktoren gering, so dass die Strahlungsdichte nur geringfügig angehoben werden kann. Der arithmetische Mittelwert  $\bar{S}$  und die Standardabweichung  $s$  der Strahlungsdichte werden laut Tabelle 5.4 leicht angehoben, wohingegen sich die Schwankungsbreite des Strahlungsdichtespektrums verringert.

Die fünf Zusatzdirektoren werden für das Modell 3 zusammen mit dem Direktorelement bei 16,42 GHz in der Direktormetallisierung 1 angeordnet. Entsprechend der berechneten Werte für die Strahlungsdichte nach Abbildung 5.10 bewirkt die Erhöhung des Abstandes zwischen den Zusatzdirektoren und der Spiralmetallisierung eine Anhebung



der Simulationskurve im Frequenzbereich von 18 GHz bis 20 GHz, während die Strahlungsdichte für tiefere Frequenzen nahezu unbeeinflusst bleibt. Dadurch verbessert sich der arithmetische Mittelwert der Strahlungsdichte nach Tabelle 5.4 auf  $\bar{S} = 0,07419 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ , die Standardabweichung wird auf  $s = 0,01185 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  reduziert und die Schwankungsbreite kann auf  $\Delta S_{pp} = 0,03893 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  vermindert werden.

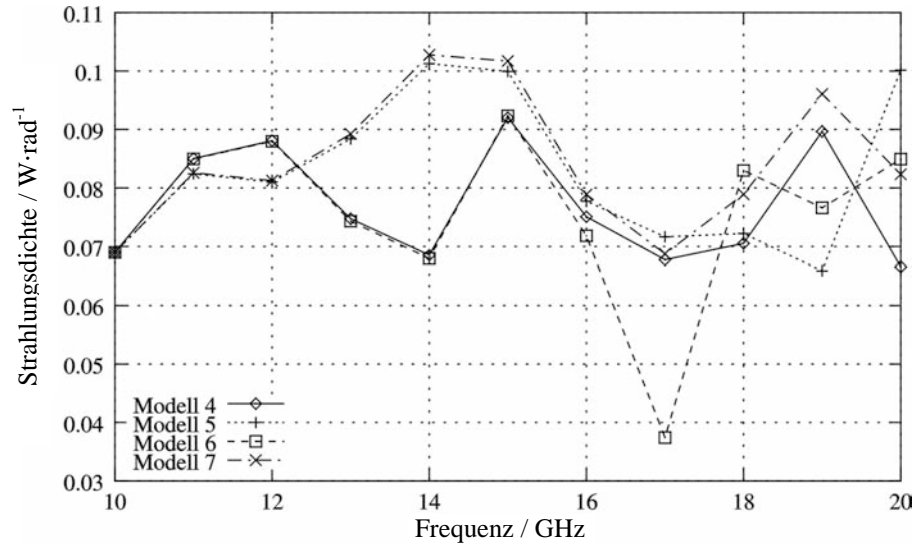


Abb. 5.11: Verlauf der Strahlungsdichte für unterschiedliche Resonatorgruppen

Die vorteilhafte Anhebung der Strahlungsdichte im oberen Frequenzbereich durch die Antennenanordnung nach Modell 3 und die Nivellierung der Strahlungsdichte im unteren Frequenzbereich durch das Modell 8 bei der Variation der Reflektoranordnung werden nun im Modell 4 gemeinsam genutzt. Die Resonatorgruppe verfügt über die fünf Zusatzdirektoren aus dem Modell 3 und einem Zusatzreflektor für 11,5 GHz entsprechend dem Modell 8. Gemäß Abbildung 5.11 zeichnet sich dieser Aufbau durch eine geringe Schwankungsbreite von  $\Delta S_{pp} = 0,02546 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  bei einem hohen arithmetischen Mittelwert der Strahlungsdichte von  $\bar{S} = 0,07699 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  und einer kleinen Standardabweichung von  $s = 0,00931 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  aus.

Modell	$\bar{S}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$\Delta S_{pp}/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$	$s/\text{W} \cdot \Omega^{-1}$
4	0,07699	0,02546	0,00931
5	0,08269	0,03537	0,01246
6	0,07548	0,05490	0,01426
7	0,08468	0,03398	0,01109

Tab. 5.5:

Statistische Kenngrößen der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung für unterschiedliche Resonatorgruppen nach Abb. 5.11

Bei einer Vertauschung der Metallisierungsebenen für die Reflektorelemente von 16 GHz bis 21 GHz geht die Simulationsanordnung 4 in das Modell 6 über. Die Reflektoren für 17 GHz, 19 GHz und 21 GHz werden in die Reflektormetallisierung 2 verschoben, während die Reflektoren für 16 GHz, 18 GHz und 20 GHz in der Reflektormetallisierung 1 nach Abbildung 5.6 angeordnet werden. Nach Abbildung 5.11 führt

die Umordnung der Reflektorelemente im Frequenzbereich von 18 GHz bis 20 GHz zu einer Nivellierung der Frequenzabhängigkeit der Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung. Das lokale Minimum bei 17 GHz beim Modell 4 wird durch die modifizierte Antennenanordnung des Modells 6 um etwa  $0,0346 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  abgesenkt. Aufgrund der Verschlechterung der Simulationsergebnisse, die sich durch die Modifikation der Reflektoranordnung ergeben, wird der Reflektoraufbau aus dem Modell 4 im Folgenden weiterverwendet.

Um eine Steigerung der Strahlungsdichte in den Frequenzbereichen von 13 GHz bis 14 GHz, 16 GHz bis 18 GHz und 20 GHz zu erreichen, wird die Resonatorgruppe um fünf Zusatzreflektoren zum Modell 5 erweitert. Die mittleren Radien der Zusatzreflektoren sind so bemessen, dass je ein Einzelreflektor für die Frequenzen 12,5 GHz, 13,5 GHz, 16 GHz, 18 GHz und 20 GHz in Resonanz versetzt wird. Die Zusatzreflektoren werden in der Reflektormetallisierung 3 nach Abbildung 5.6 angeordnet. Entsprechend Abbildung 5.11 ergibt sich durch die Modifikation der Resonatorgruppe im Frequenzbereich von 13 GHz bis 18 GHz eine Vergrößerung der simulierten Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung. Am Frequenzpunkt  $f = 20 \text{ GHz}$  kann die Strahlungsdichte ebenfalls angehoben werden. Gemäß Tabelle 5.5 wird der Mittelwert auf  $\bar{S} = 0,08269 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  angehoben. Die Standardabweichung und die Schwankungsbreite verschlechtern sich auf  $s = 0,01246 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  und  $\Delta S_{pp} = 0,03537 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ .

Das Modell 7 geht aus dem Modell 5 hervor, wenn die zusätzlichen Reflektoren für 18 GHz und 20 GHz aus der Resonatorgruppe entfernt werden und durch ein Reflektorelement bei der Frequenz 17 GHz in derselben Metallisierungsebene ersetzt werden. Entsprechend Abbildung 5.11 bewirkt der Verzicht auf die beiden Zusatzreflektoren eine weitere Anhebung der Strahlungsdichte im Bereich von 18 GHz bis 19 GHz. Der arithmetische Mittelwert des Strahlungsdichtespektrums kann auf  $\bar{S} = 0,08468 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  angehoben werden. Die Standardabweichung und die Schwankungsbreite reduzieren sich gegenüber dem Modell 5 auf  $s = 0,01109 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  bzw. auf  $\Delta S_{pp} = 0,03398 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ .

Für den praktischen Aufbau wird das Modell 7 aufgrund des höheren Mittelwertes der Strahlungsdichte und den vergleichbaren Kenngrößen  $s$  und  $\Delta S_{pp}$  dem Modell 4 vorgezogen. Für den Aufbau der Resonatorgruppe sind gemäß Abbildung 5.6 vier Metallisierungsebenen notwendig. Neben einer Direktorebene werden drei Reflektorebenen vorgesehen. Die Metallisierungsweite der Einzelresonatoren wird einheitlich zu  $w = 40 \mu\text{m}$  gewählt. Eine Übersicht der geometrischen Kenngrößen und der Resonanzfrequenzen der Einzelresonatoren des Endaufbaus nach Modell 7 zeigt die Tabelle 5.6.

Die nivellierende Wirkung der optimierten Resonatoranordnung auf die Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung kann den Richtdiagrammen der Abbildung 5.12 entnommen werden. Die Diagramme sind auf den jeweiligen Maximalwert der linkszirkularen Fernfeldstärke normiert, der für die Hauptstrahlrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  beobachtet wird. Entsprechend Abbildung 5.12 a) bewirkt die Anhebung der Frequenz eine Verschmälerung der kopolaren Antennencharakteristik. Die Zunahme der Richtschärfe wird durch

Direktoren 1 Res. Nr.	$r_m/mm$	$\epsilon_{r,eff}$	$f/GHz$	Reflektoren 2 Res. Nr.	$r_m/mm$	$\epsilon_{r,eff}$	$f/GHz$
1	0,50	1,6	75,44	1	1,61	2,2	20,00
2	0,70	1,6	53,89	2	1,79	2,2	18,00
3	0,90	1,6	41,91	3	2,01	2,2	16,00
4	1,10	1,6	34,29	4	2,14	2,2	15,00
5	1,30	1,6	29,02	5	2,30	2,2	14,00
6	1,69	1,6	16,42	6	2,47	2,2	13,00
7				7	2,68	2,2	12,00

Reflektoren 1 Res. Nr.	$r_m/mm$	$\epsilon_{r,eff}$	$f/GHz$	Reflektoren 3 Res. Nr.	$r_m/mm$	$\epsilon_{r,eff}$	$f/GHz$
1	1,53	2,2	21,00	1	1,89	2,2	17,00
2	1,69	2,2	19,00	2	2,38	2,2	13,50
3	1,89	2,2	17,00	3	2,57	2,2	12,50
4	2,38	2,2	13,50	4	2,92	2,2	11,00
5	2,57	2,2	12,50				
6	3,21	2,2	10,00				

Tab. 5.6: Mittlere Radien  $r_m$  und Resonanzfrequenzen  $f_{res}$  der Direktor- und Reflektormetallisierungen nach Abb.5.6

die Direktorelemente der Resonatorgruppe bewirkt, deren Einfluss zu höheren Frequenzen hin zunimmt. Für tiefe Frequenzen kann der Einfluss der Direktorelemente noch vernachlässigt werden. Demnach ergibt sich von 10 GHz bis 12 GHz eine näherungsweise identische Halbwertsbreite der Kopolarisation von  $\Theta_{HB} \cong 103^\circ$ . Bei 15 GHz kann ein Wert von  $\Theta_{HB} \cong 74^\circ$  angegeben werden, der sich bei Anhebung der Frequenz verringert und bei 18 GHz ein Minimum von  $\Theta_{HB} \cong 65^\circ$  erreicht.

Im Bereich großer Elevationswinkel  $\vartheta$  deutet sich bei zunehmender Frequenz die Ausprägung von Nebenmaxima der Kopolarisation an. Ein Teil der elektromagnetischen Energie, die für die Spiralantenne über Grundmetallisierung bei zunehmender Frequenz zu einer Anhebung der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung führt, wird durch die Verwendung der Resonatorgruppe in diesen Winkelbereichen abgegeben.

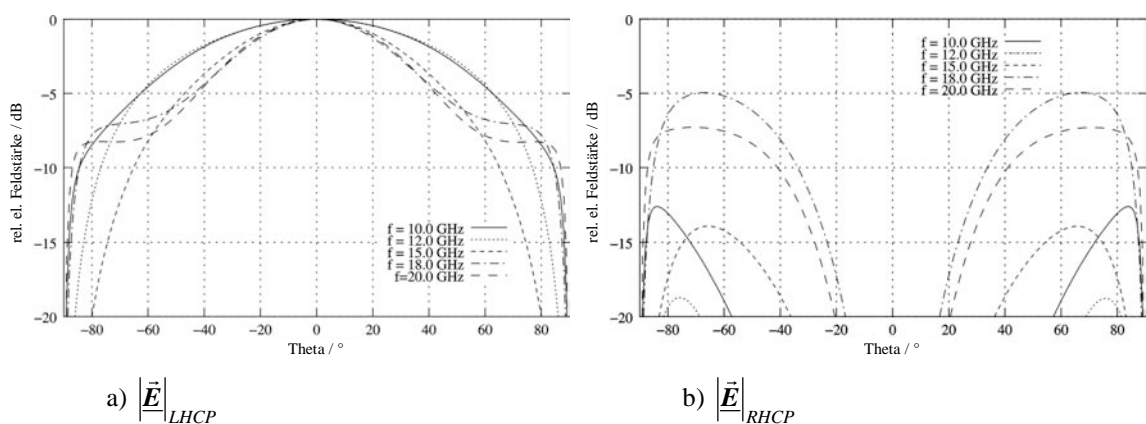


Abb. 5.12: Normierte Strahlungsdiagramme der zirkularen Fernfeldkomponenten in der Ebene  $\varphi = 90^\circ$  bei unterschiedlichen Frequenzen für die optimierte Antennenanordnung nach Modell 7

Die Reduktion der Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung erfolgt ebenfalls durch Vergrößerung des kreuzpolaren Fernfeldanteils im oberen Frequenzbereich des untersuchten Betriebsfrequenzbandes. Die Verläufe der Kreuzpolarisation sind frequenzabhängig und nehmen bei 18 GHz einen Maximalwert an. An den Winkelpositionen  $\vartheta \cong 68^\circ$  treten bei 18 GHz symmetrisch zur Hauptstrahlrichtung lokale Maxima der Kreuzpolarisation auf, deren Wert um etwa 5 dB unterhalb der maximalen Kopolarisation liegt. Für einen Winkelbereich von  $2 \cdot \vartheta = 68^\circ$ , symmetrisch zur Hauptstrahlrichtung, verläuft die kreuzpolare Fernfeldkomponente um mindestens 10 dB unterhalb der maximalen Kopolarisation.

### 5.3 Auswertung und Fazit

In diesem Abschnitt findet ein bewertender Vergleich zwischen der winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 4.3 und dem nach Abschnitt 5.2 optimierten Antennensystem unter Verwendung der in Tabelle 5.6 spezifizierten Resonatorgruppe statt. Die Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 wird dabei ohne Widerstandsnetzwerk betrieben.

Zunächst werden die Halbwertswinkel für die beiden Antennenanordnungen in Abhängigkeit von der Frequenz ausgewertet. Die Polardiagramme in Abbildung 5.13 geben die Ortskurven der Fernfeldaufpunkte  $(\vartheta, \varphi)$  wieder, für die eine Abnahme der Feldstärke um 3 dB bezogen auf das jeweilige Feldstärkemaximum beobachtet wird. Die unter Verwendung der Resonatorgruppe modifizierte Antennenanordnung weist entsprechend Abbildung 5.13 a) einen stark frequenzabhängigen Verlauf der Halbwertswinkel auf, die zu höheren Frequenzen hin erheblich über dem azimutalen Winkel variieren. Für Frequenzen unterhalb von 16 GHz bewirkt die Resonatoranordnung eine Anhebung des Halbwertswinkels, der bei der unteren Betriebsfrequenz von 10 GHz zwischen  $60^\circ \leq \Theta_{HW} \leq 75^\circ$  schwankt. Im Bereich hoher Frequenzen bewirkt die Direktormetallisierung eine Verringerung der Richtschärfe des Antennensystems, so dass bei den Frequenzen 18 GHz und 20 GHz der Halbwertswinkel zwischen  $35^\circ \leq \Theta_{HW} \leq 88^\circ$  variiert. Insgesamt jedoch wird im Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz ein Wert von  $\Theta_{HW} = 35^\circ$  nicht unterschritten. Gemäß Abbildung 5.13 b) verfügt die

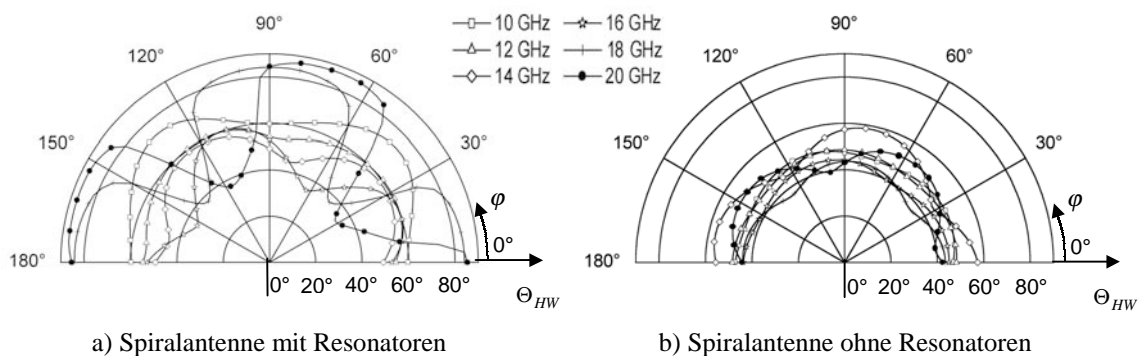


Abb. 5.13: Vergleich der Halbwertsbreiten für die Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 über Grundmetallisierung: a) mit und b) ohne Resonatoranordnung

Spiralantenne mit einer rückwärtigen Grundmetallisierung über einen nahezu frequenz-unabhängigen Halbwertswinkel von  $\Theta_{HW} \geq 35^\circ$ . Die Resonatorgruppe verursacht demzufolge einen unruhigeren Verlauf der Halbwertswinkel, ohne jedoch den Minimalwert  $\Theta_{HW} = 35^\circ$  der nur mit rückwärtiger Grundmetallisierung ausgestatteten Spiralantenne zu unterschreiten.

Die hohen Halbwertswinkel der Spiralantenne mit Resonatoranordnung von bis zu  $88^\circ$  bei 18 GHz und 20 GHz korrespondieren mit hohen kreuzpolaren Feldkomponenten, da der elektrische Feldvektor in diesem Elevationswinkelbereich annähernd nur noch eine Normalkomponente bezüglich der Grundmetallisierungsebene aufweist. Die Folge ist ein linear polarisiertes Feld in diesem Winkelbereich, was sich in den Verläufen der 3 dB-Achsenverhältnisse in Abbildung 5.14 a) widerspiegelt. Gegenüber der nur über Grundmetallisierung angeordneten Spiralantenne mit den 3 dB-Achsenverhältnissen nach Abbildung 5.14 b) kann mit der Resonatoranordnung im Frequenzbereich oberhalb von 16 GHz nur für Elevationswinkel  $\vartheta \leq 20^\circ$  ein Achsenverhältnis besser 3 dB erreicht werden. Für die Frequenzen  $10 \text{ GHz} \leq f \leq 14 \text{ GHz}$  wird unter Verwendung der optimierten Resonatorgruppe der Winkelbereich mit einem Wert  $AR \leq 3 \text{ dB}$  jedoch angehoben.

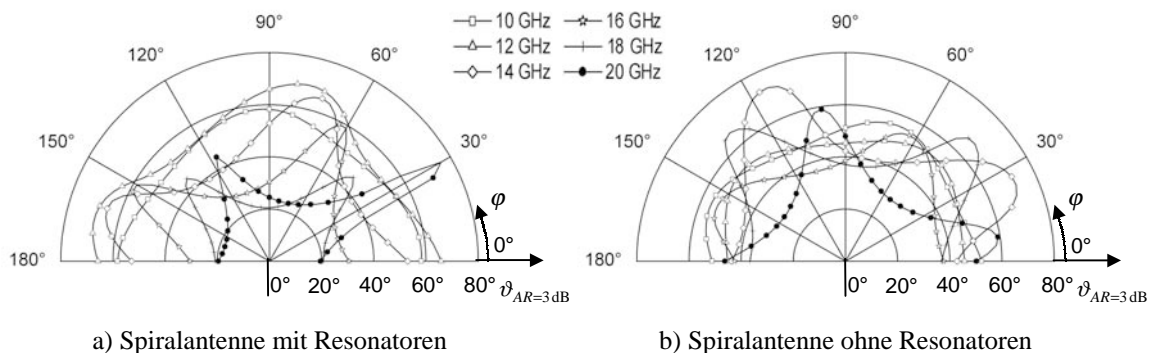


Abb. 5.14: Vergleich der 3 dB-Achsenverhältnisse für die Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 über Grundmetallisierung: a) mit und b) ohne Resonatoranordnung

Für das optimierte Antennensystem ist die Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung bereits bei der Variation der Direktoranordnung beurteilt worden. Danach ergibt sich unter Verwendung der Resonatoren ein geglätteter Verlauf um den Mittelwert  $\bar{S} = 0,08468 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ , bei einer Standardabweichung von  $s = 0,01109 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  und einer Schwankungsbreite der Simulationskurve von  $\Delta S_{pp} = 0,03398 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$ . Der berechnete Verlauf der Strahlungsdichte wird in Abbildung 5.15 a) dem Strahlungsdichtespektrum der Spiralantenne über Grundmetallisierung gegenüber gestellt. Der Mittelwert der Strahlungsdichte für die Spiralantenne über Grundmetallisierung von  $\bar{S} = 0,18143 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  wird nicht erreicht. Der Mittelwert für die modifizierte Anordnung beträgt 46.67 % der mittleren Strahlungsdichte für die Spiralantenne über Grundmetallisierung. Die Schwankungsbreite der Strahlungsdichte der Spiralantenne über Grundmetallisierung von  $\Delta S_{pp} = 0,27786 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  und die Standardabweichung

von  $s = 0,138314 \text{ W} \cdot \Omega^{-1}$  können jedoch deutlich reduziert werden. Die Schwankungsbreite wird durch die Einführung der Resonatorgruppe um 87,77 % reduziert, während sich die Standardabweichung der Simulationsergebnisse um 91,98 % verbessert.

Der Antennengewinn der beiden Gruppenantennen wird in Abbildung 5.15 b) verglichen. Für die Spiralantenne über einer rückwärtigen Metallebene wird bei 17 GHz ein maximaler Gewinn von 8,975 dBi erreicht. Das Gewinnminimum stellt sich bei 10 GHz ein und beträgt 5,293 dBi. Die Schwankungsbreite des Antennengewinns kann damit zu  $\Delta G_{pp} = 3,682 \text{ dBi}$  bestimmt werden, der Mittelwert beträgt  $\bar{G} = 7,749 \text{ dBi}$  und die Standardabweichung  $g = 1,098 \text{ dBi}$ . Unter Verwendung der kreisförmigen Ringresonatoren kann die Schwankungsbreite des Antennengewinns um 25,18 % auf  $\Delta G_{pp} = 2,755 \text{ dBi}$  reduziert werden. Der Mittelwert verringert sich um 14,14 % auf  $\bar{G} = 6,653 \text{ dBi}$ , während sich die Standardabweichung um 23,77 % auf  $g = 0,837 \text{ dBi}$  vermindert.

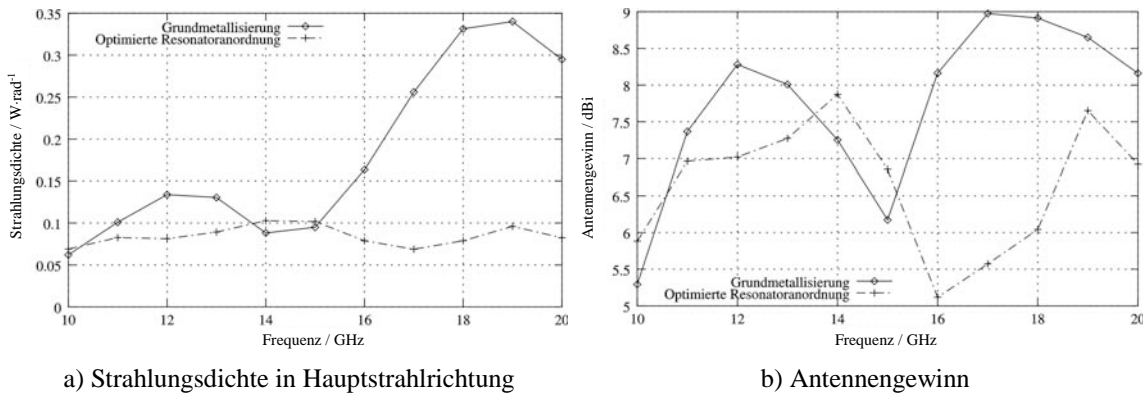


Abb. 5.15: Vergleich a) der Strahlungsdichten in Hauptstrahlrichtung und b) der Antennengewinne

Das optimierte Antennensystem nach Abschnitt 5.2 verfügt in einem Winkelbereich von etwa  $\vartheta < 40^\circ$  über annähernd konstante Strahlungseigenschaften. Innerhalb dieses Gebietes kann die Strahlungsdichte der modifizierten Antennenanordnung als annähernd frequenzunabhängig angesehen werden. Der Frequenzgang des Antennengewinns der Gruppenanordnung konnte im untersuchten Frequenzbereich ebenfalls nivelliert werden. Eine zirkulare Polarisationsreinheit der Antenne mit Ringresonatoren von  $AR \leq 3 \text{ dB}$  kann in einem Winkelbereich von  $\vartheta \leq 20^\circ$  gewährleistet werden. Es ist somit gelungen, eine Spiralantennenanordnung zu finden, die einen verminderten Grundmetallisierungseinfluss und die für einen Gruppenstrahler notwendige äußerst kleine Geometrie aufweist. Die messtechnische Verifizierung dieser mit Resonatoren nach dem Prinzip von Yagi und Uda modifizierten Spiralantenne über Grundmetallisierung erfolgt in Kapitel 7.

## 6 Speisetzwerk der Spiralantennen

Die Anregung der vierarmigen Spiralantennen erfolgte bisher mit den in der Spiralebene angeordneten Spannungsquellen der verwendeten Simulationsprogramme. Für einen realen Aufbau von Spiralantennen stehen diese natürlich nicht zur Verfügung; gleichwohl muss die Spiralantenne ausgehend von einem einzigen Speisetor mit Hilfe eines geeigneten Speisetzwerks im Mode  $M = 1$  angeregt werden. In diesem Kapitel wird daher ein Speisetzwerk vorgestellt, dessen planare Ausführung dem geplanten Aufbau der Spiralantennen in Mehrlagenstruktur entspricht und die messtechnische Überprüfung der Simulationsergebnisse ermöglicht.

### 6.1 Systemkonzept des Speisetzwerks

Das Speisetzwerk einer im Mode  $M = 1$  angeregten zweiarmigen Spiralantenne muss am Ausgang zwei amplitudengleiche und um  $180^\circ$  zueinander phasenverschobene Spannungen bereitstellen. Zu diesen in der Literatur als Symmetrierschaltungen (engl. Balun) bekannten Netzwerken wird in [Che91] eine ausführliche Übersicht gegeben. Ein bewertender Vergleich der unterschiedlichen Symmetrierschaltungen, deren Bandbreiten mindestens eine Oktave betragen, favorisiert den in Abbildung 6.1 skizzierten Ansatz von Rogers [Rog91], der sich zudem in die geplante Mehrlagenstruktur integrieren lässt. Die passive Schaltung besteht aus einem Leistungsteiler in Form eines zweistufigen Wilkinsonteilers und zwei als Phasenschieber fungierenden 3 dB-Kopplern, von denen einer am Koppel- und Transmissionstor kurzgeschlossen, der andere leerlaufend betrieben wird. Rogers erreicht mit dieser Art von Symmetrierschaltung Bandbreiten von 3,3:1. Zudem machen die ausschließlich passiven und linearen Komponenten der Symmetrierschaltung das Antennensystem aus Spiralantenne und Speisetzwerk sende- und empfangstauglich. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten sowie der Funktionsweise der gesamten Schaltung ist in der Arbeit von Hertel zu finden [Her99].

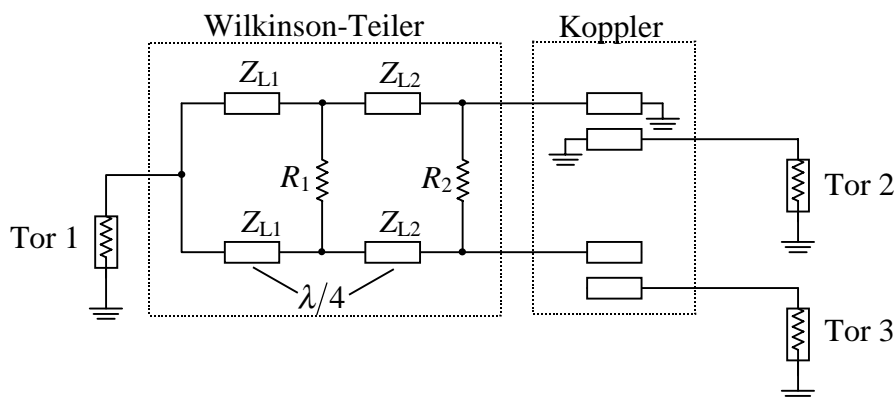


Abb. 6.1: Symmetrierschaltung nach Rogers in Streifenleitertechnik

Die von Rogers vorgeschlagenen Interdigital-Koppler mit einer Koppeldämpfung von 3 dB lassen sich nur mit hohem Aufwand realisieren, weil die elektrischen Verbindungen innerhalb der Interdigital-Koppler mit Bonddrähten sichergestellt werden muss [Lan69]. Werden die Interdigital-Koppler durch zwei TEM-Kantenkoppler ersetzt sind andererseits die erforderlichen Spaltbreiten von weniger als  $15 \mu\text{m}$  für eine Koppeldämpfung von 3 dB nicht genügend genau reproduzierbar. Mit TEM-Breitseitenkopplern hingegen ist eine 3 dB Koppeldämpfung möglich, jedoch mit dem Mehraufwand einer zusätzlichen Substratschicht [Hof82]. Bergmann [Ber01] hat in seiner Arbeit zwei 3 dB-Breitseitenkoppler nach dem Ansatz von Rogers realisiert. Als wesentliches Problem zeigte sich hierbei die Sicherstellung der Komplementarität von kurzgeschlossenem und leerlaufendem Koppler, da die störenden Streukapazitäten des leerlaufenden und die ebenso unerwünschte Induktivität des über Vias kurzgeschlossenen Kopplers kompensiert werden mussten.

Eine vielversprechende Alternative zur Kopplerbeschaltung nach Rogers bieten Schiffman-Phasenschieber [Sch58]. Diese setzen sich aus kantengekoppelten Leitungen zusammen, bei denen das eigentlich isolierte Leitungstor mit dem Transmissionstor kurzgeschlossen wird, so dass keine Leerläufe oder Massekurzschlüsse notwendig sind. Die Koppeldämpfung der Leitungen kann erheblich größer als 3 dB sein, wodurch die

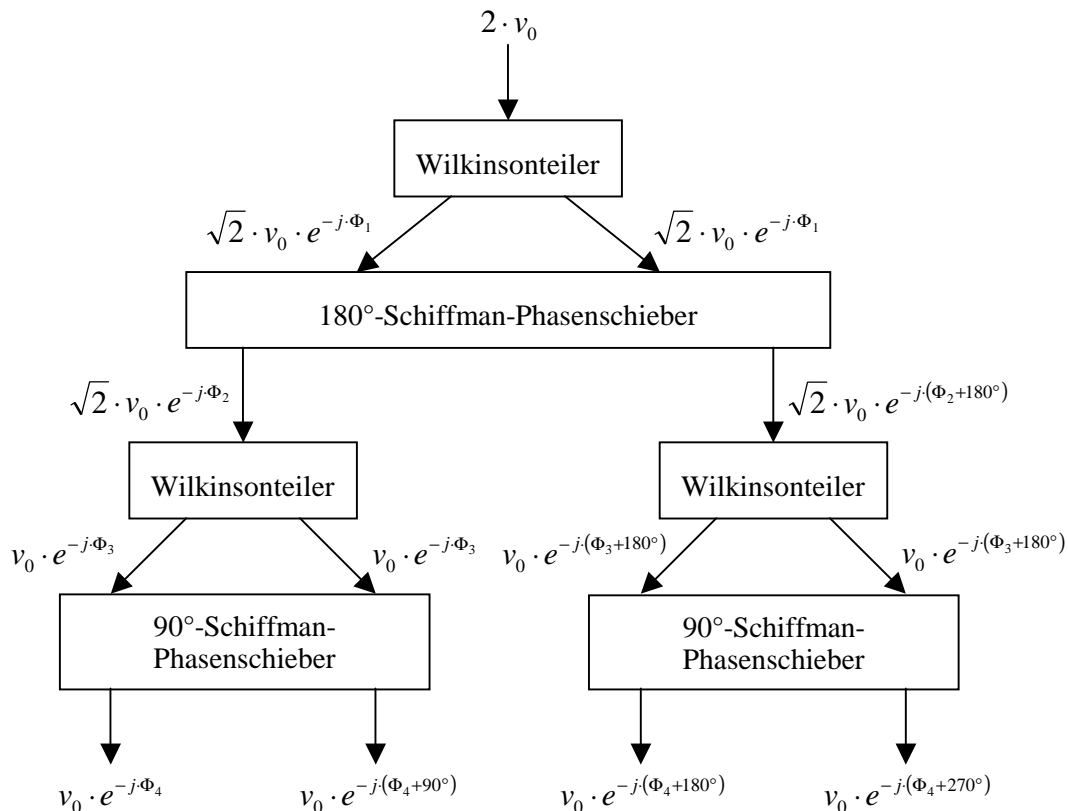


Abb. 6.2: Blockschaltbild des Speisetzwerks zur Anregung einer vierarmigen Spiralantenne im Mode  $M=1$  mit allen Signalpfaden gleichen Phasentermen  $\Phi_n$  ( $n = 1, 2, 3, 4$ ) und um die individuelle Phase der jeweiligen Komponente erweiterten Phasen.



Koppelspalte größer und damit einfacher zu fertigen sind. Zwischen den Leitungsenden eines Schiffman-Phasenschiebers ist bei entsprechender Dimensionierung eine nahezu beliebige Phasendifferenz breitbandig einstellbar. Aus diesen Überlegungen resultiert das in Abbildung 6.2 skizzierte Systemkonzept für das Speisetzwerk der vierarmigen Spiralantennen. Am Ausgang des 180°-Schiffman-Phasenschiebers sind die Spannungen zur Speisung der zweiarmigen Spiralantennen im Mode  $M = 1$  erkennbar, aus denen mit den nachgeschalteten Wilkinsonteilern und 90°-Schiffman-Phasenschiebern der Spannungsvektor  $\vec{V}_{-1}^4 = v_0 \cdot (1, e^{-j90^\circ}, e^{-j180^\circ}, e^{-j270^\circ})$  (siehe Abbildung 6.2) desselben Modes der vierarmigen Spiralantennen generiert wird. Im nachfolgenden Abschnitt werden die Komponenten des Speisetzwerks nach Abbildung 6.2 ausführlich beschrieben.

## 6.2 Komponenten des Speisetzwerks

Die Komponenten des Speisetzwerks werden in Streifenleitungstechnik realisiert. Die Streifenleitung, auch Triplate-Leitung genannt, ist im verlustlosen Fall ein TEM-Wellenleiter, dessen untere Grenzfrequenzen unerwünscht höherer Moden im Gegensatz zu anderen planaren Leitungsarten relativ groß sind. Die Grenzfrequenz des niedrigsten TE-Modes auf der Streifenleitung kann durch eine von Bahl und Garg [Bah78] bestimmte Formel berechnet werden:

$$f_{TE} = \frac{15}{d \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{1}{w/d + \pi/4} \cdot \text{GHz/cm}. \quad (6.1)$$

Mit  $w$  ist die Breite und mit  $d$  die Substrathöhe der in Abbildung 6.3 dargestellten Triplate-Leitung gekennzeichnet, deren Werte in die Gl. (6.1) in Zentimetern einzusetzen sind. Damit die Koppelspalte der mit der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$  des Substratmaterials skalierten Schiffman-Phasenschieber nicht zu klein werden, wird auch hier das Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers mit  $\epsilon_r = 2,2$  verwendet. Für die Berechnung der Frequenz  $f_{TE}$  gilt es, die Leiterbreite  $w$  über den Wellenwiderstand der Triplate-Leitung zu bestimmen. In einer Fallunterscheidung bezüglich dem Verhältnis von Leiterbreite  $w$  zur Substrathöhe  $d$  kann der Wellenwiderstand  $Z_L$  bei vernachlässigbarer Höhe  $b$  der Leitermetallisierung für  $0 < w/d \leq 0,56$  mit

$$Z_L = \frac{\eta}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_r}} \ln \left\{ 2 \cdot \coth \left( \frac{\pi \cdot w}{4 \cdot d} \right) \right\} \quad (6.2)$$

und für  $0,56 < w/d < \infty$  mit

$$Z_L = \frac{\eta \cdot \pi}{8 \cdot \sqrt{\epsilon_r} \cdot \ln \left\{ 2^{(\pi \cdot w / 2 \cdot d)} \right\}} \quad (6.3)$$

näherungsweise bestimmt werden [Hof83]. Wird der Wellenwiderstand zu  $Z_L = 50 \Omega$  angenommen, bei einer Substrathöhe von  $d/2 = 0,787 \text{ mm}$ , dann folgt aus Gl. (6.3) die Breite  $w = 1,3 \text{ mm}$  und somit  $f_{TE} = 39,8 \text{ GHz}$  als untere Grenzfrequenz des niedrigsten

TE-Modes der Streifenleitung. Im Laufe der Untersuchungen stellte sich heraus, dass die im Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz an den Leitungsdiskontinuitäten angeregten und aperiodisch bedämpften höheren Moden keinen wesentlichen Einfluss auf das Verhalten des Speisetzwerks besitzen.

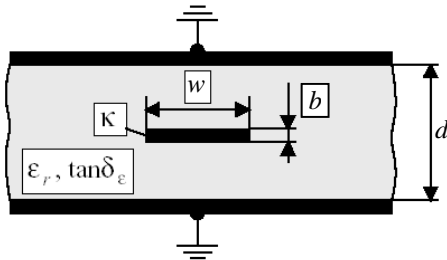


Abb. 6.3: Skizze einer Triplate-Leitung

Neben den hohen Grenzfrequenzen störender Moden hat die Triplate-Leitung weitere Vorteile. Zum einen mindert sie die Strahlungskopplung zwischen der Spiralantenne und dem Speisetzwerk und zum anderen wird für einen Gruppenstrahler aus Spiralantennen die Möglichkeit der zusätzlichen Implementierung eines Strahlformungsnetzwerkes in die Mehrlagenstruktur geschaffen.

### 6.2.1 Wilkinson-Leistungsteiler

Der von Wilkinson vorgeschlagene Leistungsteiler ist ein Dreitor, das nicht gleichzeitig verlustlos und allseitig angepasst sein kann [Mar95]. Um die Anpassung der Ausgangstore sicherzustellen, muss in den Leistungsteiler ein Widerstand entsprechend der Abbildung 6.4 eingefügt werden. Durch den im Abstand  $\lambda_m/4$  vom Verzweigungspunkt zwischen den Ausgangstoren 2 und 3 eingefügten Querwiderstand  $2 \cdot Z_L$  ist der Teiler an allen drei Toren angepasst und die Ausgangstore 2 und 3 sind bei der Betriebsmittelfrequenz  $f_m$  voneinander isoliert.

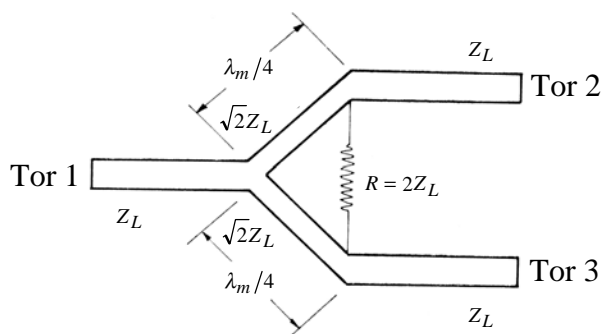


Abb. 6.4: Prinzipskizze eines einstufigen Wilkinsteilers

Eine am Eingangstor 1 eingespeiste Welle trifft im Verzweigungspunkt auf zwei parallel geschaltete Wellenwiderstände  $2 \cdot Z_L$ , die eine rückwirkungsfreie Leistungsaufteilung in Form einer Gleichtaktwelle bewirken. Der Querwiderstand ist somit stromlos und die Spannungen an den Ausgangstoren 2 und 3 sind phasen- und amplitudengleich. Das Verhalten der Schaltung bei der Einspeisung in umgekehrter Richtung wird mit dem Gleichtakt-Gegentakt-Prinzip analysiert. Bei Anregung der Ausgangstore mit einer

Gleichtaktwelle ist die Schaltung ebenfalls angepasst, weil  $Z_L$  am Eingangstor 1 wiederum aus zwei parallelen Wellenwiderständen  $2 \cdot Z_L$  erklärt werden kann. Die Gegentaktwelle hingegen wäre im Verzweigungspunkt kurzgeschlossen und somit nicht angepasst, würde sie nicht vom Querwiderstand  $2 \cdot Z_L$  im Abstand  $\lambda_m/4$  vom Verzweigungspunkt reflexionsfrei abgeschlossen werden. Also nur im Falle einer am Ausgang des Wilkinsonteilers angeregten Gegentaktwelle, beispielsweise durch unterschiedliche Impedanzen der Spiralarms hervorgerufen, weist die Schaltung Verluste auf. Dennoch sind die Spiralarms voneinander isoliert, weshalb sich der Wilkinsonteiler für diese Anwendung besonders eignet. Die Streumatrix des Wilkinsonteilers lautet gemäß der vorangegangenen Ausführungen:

$$[S] = \frac{-j}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (6.4)$$

Ein nach Abbildung 6.4 aufgebauter einstufiger Wilkinsonteiler verfügt theoretisch über eine Bandbreite von 1,44:1, bei einem eingangsseitigen Stehwellenverhältnis  $s \leq 1,22$  und einer Isolation der Ausgangstore von mehr als 20 dB. Cohn [Coh68] hat gezeigt, dass die Bandbreite des Wilkinsonteilers durch paarweises Hintereinanderschalten mehrerer Viertelwellenleitungen erhöht werden kann, wobei zwischen den Enden eines jeden Leitungspaars ein Querwiderstand eingefügt werden muss. Beim Entwurf einer Symmetrierschaltung nach Rogers konnte Hertel [Her99] nachweisen, dass für die hier geforderte Bandbreite von 2:1 ein dreistufiger Wilkinsonteiler hinsichtlich Eingangsreflexion und Isolation keine nennenswerten Vorteile gegenüber einem zweistufigen Wilkinsonteiler bietet. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein zweistufiger Wilkinsonteiler gemäß Abbildung 6.1 realisiert.

Die zur Berechnung der Querwiderstände benötigten Formeln finden sich für den zweistufigen Fall in [Coh68]:

$$R_1 = \frac{2 \cdot Z_{L1} \cdot Z_{L2}}{\sqrt{(Z_{L1} + Z_{L2}) \cdot (Z_{L1} - Z_{L2} \cdot \cot^2(\phi))}} \quad (6.5)$$

$$R_2 = \frac{2 \cdot R_1 \cdot (Z_{L1} + Z_{L2})}{R_1 \cdot (Z_{L1} + Z_{L2}) - 2 \cdot Z_{L1}} \quad \text{mit} \quad \phi = \frac{\pi}{2} \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \left( \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} \right) \right\}.$$

Die Wellenwiderstände  $Z_{L1}$  und  $Z_{L2}$  der zweistufigen Viertelwellenleitungen transformieren die Abschlussimpedanzen  $Z_L$  der Ausgangstore in die im Verzweigungspunkt erforderlichen Impedanzen  $2 \cdot Z_L$ . Detaillierte Tabellen zur Dimensionierung der Leitungstransformatoren findet man bei Young [You59]. Danach setzt sich der zweistufige Wilkinsonteiler aus den Wellenwiderständen  $Z_{L1} = 81,99 \Omega$  und  $Z_{L2} = 60,99 \Omega$  zusammen. Mit Gl. (6.5) findet man für die Querwiderstände  $R_1 = 98,01 \Omega$  und  $R_2 = 241,02 \Omega$ . Innerhalb einer Frequenzbandbreite von einer Oktave verfügt ein mit diesen Werten ausgelegter zweistufiger Wilkinsonteiler theoretisch über ein maximales VSWR von 1,1 am Eingangstor und 1,02 an den Ausgangstoren. Die Isolation zwischen den Ausgangstoren wird mit 27,3 dB angegeben.

Das mit dem Simulationsprogramm ADS berechnete Transmissions- und Reflexionsverhalten des zweistufigen Wilkinsonteilers zeigt die Abbildung 6.5. Entsprechend der später im Endaufbau implementierten Querwiderstände in Form von kommerziell verfügbaren SMD-Widerständen wurden deren Werte bereits in der Simulation zu  $R_1 = 100 \Omega$  und  $R_2 = 220 \Omega$  gewählt. Mit Ausnahme des Frequenzbereichs 12 GHz bis 14 GHz verlaufen die Transmissionsdämpfungen  $|\underline{S}_{21}|$  und  $|\underline{S}_{31}|$  vom Eingangstor zu den beiden Ausgangstoren zwischen 3,17 dB und 3,29 dB absolut deckungsgleich. Vermutlich beruht die Abweichung von maximal 0,01 dB zwischen den beiden Transmissionspfaden im Bereich von 12 GHz bis 14 GHz auf Unsymmetrien in der Diskretisierung des Simulationsmodells. Die Abweichungen vom theoretischen Transmissionswert  $-3$  dB beruhen auf geringfügige Fehlanpassungen, also Reflexionen am Eingang und den Ausgängen. Die Rückflussdämpfung  $|\underline{S}_{11}|$  am Eingangstor und die Isolation  $|\underline{S}_{23}|$  zwischen den Ausgangstoren ist im gesamten Frequenzbereich besser als 20 dB. Oberhalb von 13 GHz steigt die Reflexionsdämpfung am Eingang sogar auf über 25 dB. Inwieweit das Verhalten des Wilkinsonteilers den Anforderungen genügt, wird am Gesamtverhalten des Speisernetzwerks in Abschnitt 6.3 beurteilt.

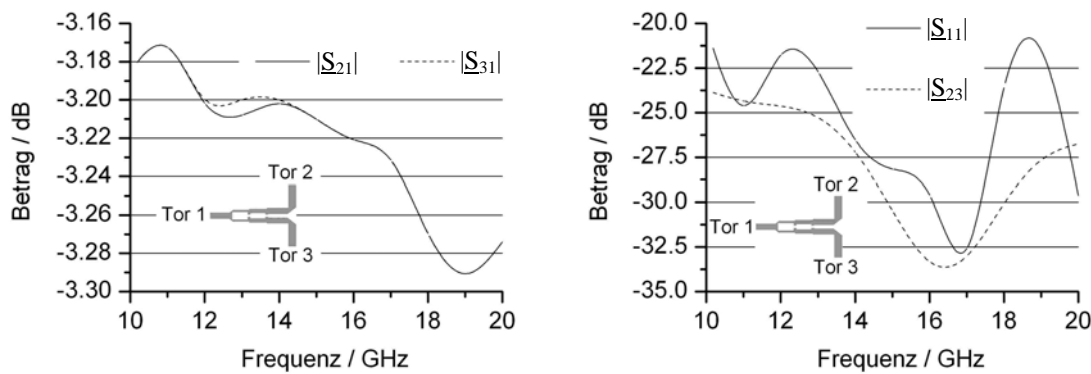


Abb. 6.5: Simuliertes Transmissions- und Reflexionsverhalten des zweistufigen Wilkinsonteilers

### 6.2.2 Schiffman-Phasenschieber

Der von Schiffman [Sch58] entwickelte und in Abbildung 6.6 dargestellte Phasenschieber besteht aus einer geraden Übertragungsleitung und zwei kantengekoppelten Leitungen gleicher Länge, die an einem Ende über eine idealerweise vernachlässigbare Leitungslänge verbunden sind. Unter anderem wird diese Schaltung auch als einfacher Schiffman-Phasenschieber bzw. Standard-Schiffman-Phasenschieber bezeichnet.

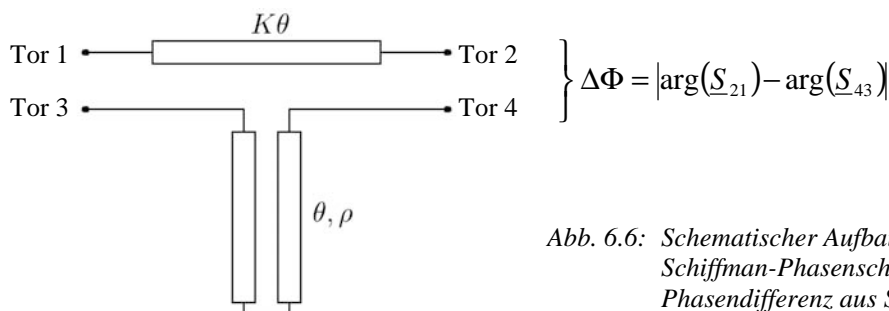


Abb. 6.6: Schematischer Aufbau des Standard-Schiffman-Phasenschiebers mit Phasendifferenz aus S-Parametern

Der von der Frequenz unabhängige Wellenwiderstand der gekoppelten Leitungen kann nach dem Gleichtakt-Gegentakt-Prinzip zu

$$Z_0 = \sqrt{Z_{0e} \cdot Z_{0o}} \quad (6.6)$$

bestimmt werden, wobei  $Z_{0e}$  den Gleichtakt-Wellenwiderstand und  $Z_{0o}$  den Gegentakt-Wellenwiderstand charakterisiert. Aus diesen beiden Wellenwiderständen kann der sogenannte Kopplungsgrad  $\rho$  gebildet werden

$$\rho = Z_{0e} / Z_{0o}, \quad (6.7)$$

woraus mit der elektrischen Länge  $\theta$  die Phase  $\Phi$

$$\cos(\Phi) = \frac{\rho - \tan^2(\theta)}{\rho + \tan^2(\theta)} \quad (6.8)$$

über dem gekoppelten Leitungsabschnitt folgt. Das logarithmische Kopplungsmaß  $k$  und der Kopplungsgrad  $\rho$  stehen dabei in folgender Beziehung:

$$k = -20 \cdot \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \text{ dB}. \quad (6.9)$$

Mit der Gl. (6.8) lautet die Phasendifferenz zwischen den Ausgängen der gleichphasig angeregten geraden Übertragungsleitung und des gekoppelten Leitungsabschnittes:

$$\Delta\Phi = K \cdot \theta - \cos^{-1} \left( \frac{\rho - \tan^2(\theta)}{\rho + \tan^2(\theta)} \right). \quad (6.10)$$

Die gewünschte Phasendifferenz kann durch die geeignete Wahl von  $\theta$ ,  $K$  und  $\rho$  eingestellt werden.

Der einfache Phasenschieber nach Schiffman aus Abbildung 6.6 hat den Nachteil, dass hohe Kopplungen benötigt werden, um die erforderliche Bandbreite zu erzielen. Da feste Kopplungen bzw. kleine Koppelspalte schwierig zu realisieren sind, haben Quirarte und Starskie [Qui93] den Phasenschieber unter anderem zu dem in Abbildung 6.7 dargestellten Doppel-Schiffman-Phasenschieber erweitert.

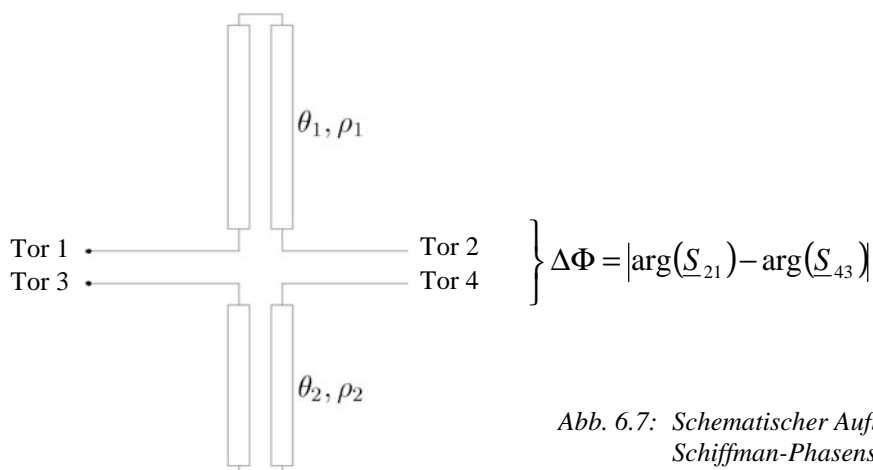


Abb. 6.7: Schematischer Aufbau des Doppel-Schiffman-Phasenschiebers mit Phasendifferenz, aus S-Parametern

Beim Doppel-Schiffman-Phasenschieber wird statt der geraden Übertragungsleitung ein zweiter gekoppelter Abschnitt hinzugefügt, so dass sich als Phasendifferenz

$$\Delta\Phi = \cos^{-1}\left(\frac{\rho_1 - \tan^2(\theta_1)}{\rho_1 + \tan^2(\theta_1)}\right) - \cos^{-1}\left(\frac{\rho_2 - \tan^2(\theta_2)}{\rho_2 + \tan^2(\theta_2)}\right) \quad (6.11)$$

mit  $\rho_1 = Z_{0e1}/Z_{0o1}$ ,  $\rho_2 = Z_{0e2}/Z_{0o2}$  und  $Z_0 = \sqrt{Z_{0e1} \cdot Z_{0o1}} = \sqrt{Z_{0e2} \cdot Z_{0o2}}$  ergibt. Der Doppel-Schiffman-Phasenschieber besitzt gegenüber dem Standard-Schiffman-Phasenschieber eine geringfügig kleinere Bandbreite, benötigt dafür jedoch kleinere Kopplungsgrade. Durch die geeignete Wahl der Parameter  $\rho_1, \theta_1, \rho_2$  und  $\theta_2$  kann nahezu jede Phasendifferenz zwischen  $0^\circ \leq \Delta\Phi \leq 360^\circ$  fest eingestellt werden.

**90°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber:** Im Rahmen einer Parameterstudie, mit dem Ziel einer möglichst konstanten Phasendifferenz von  $\Delta\Phi = 90^\circ$  im gesamten Betriebsfrequenzband, konnten die Kopplungsgrade einheitlich zu  $\rho_1 = \rho_2 = 1,931$  und die elektrischen Längen zu  $\theta_1 = 2,589$  rad und  $\theta_2 = 1,830$  rad bestimmt werden [Hen02]. Daraus folgen mit  $\theta_{1,2} = (2 \cdot \pi \cdot f_m / v) \cdot l_{1,2}$  die Längen  $l_1 = 5,554$  mm und  $l_2 = 3,925$  mm der kantengekoppelten Leitungsabschnitte. Das Kopplungsmaß berechnet sich nach Gl. (6.9) zu  $k_{1,2} = 10,03$  dB. Aus diesen Kenngrößen und dem Wellenwiderstand der Phasenschieber von  $Z_0 = 50 \Omega$  können die Spaltbreiten  $s_{1,2}$  und Leiterbreiten  $w_{1,2}$  des 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers mit Hilfe des Programms Microwave Design Computations der Firma Rogers (kurz: MWI-Rogers) ermittelt werden:  $s_{1,2} = 70 \mu\text{m}$ ,  $w_1 = 1,064$  mm und  $w_2 = 1,039$  mm. In Abbildung 6.8 ist der mit ADS simulierte Phasenverlauf des mit diesen geometrischen Kenngrößen dimensionierten Phasenschiebers über der Frequenz dargestellt. Danach weicht die Phase im gesamten Betriebsfrequenzbereich maximal um  $\pm 4,4^\circ$  vom Sollwert  $\Delta\Phi = 90^\circ$  ab; aus fertigungstechnischer Sicht ein ausreichendes Ergebnis, da bei einer Frequenz von 15 GHz und Verwendung des Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers eine Abweichung in der Leitungslänge von etwa 30  $\mu\text{m}$  mit einer Phasendrehung von  $1^\circ$  korrespondiert.

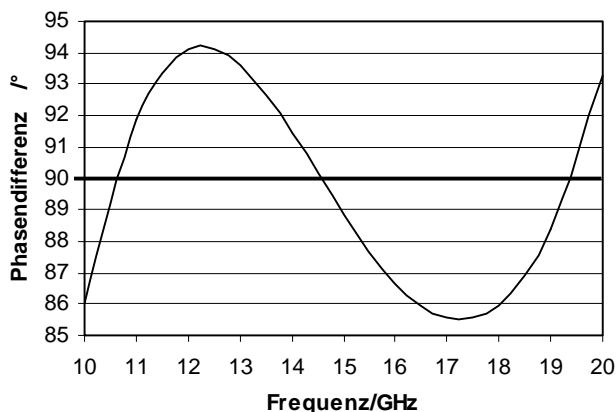


Abb. 6.8: Simulierter Phasenverlauf des 90°-Doppel-Schiffmann Phasenschiebers für:  $\rho_1 = \rho_2 = 1,931$ ,  $\theta_1 = 2,589$  und  $\theta_2 = 1,83$

Die Durchgangsdämpfungen beider Koppelpfade des 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers verlaufen in der Simulation annähernd deckungsgleich zwischen 0,1 dB und 0,3 dB.

**180°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber:** Die Optimierung der Parameter  $\rho_1, \theta_1, \rho_2$  und  $\theta_2$  des 180°-Doppel-Schiffmann-Phasenschiebers hat die nachstehend aufgelisteten geometrischen und charakteristischen Kenngrößen und den in Abbildung 6.9 gestrichelt dargestellten Phasenverlauf zum Ergebnis [Ber01]:

Kopplung:	$k = 9 \text{ dB}$
Spaltbreiten:	$s_{1,2} = 50 \text{ }\mu\text{m}$
Leiterbreiten:	$w_{1,2} = 0,70 \text{ mm}$
Kopplerlängen:	$l_1 = 3,018 \text{ mm}$ und $l_2 = 6,437 \text{ mm}$
Phasendifferenz:	$\Delta\Phi = 180^\circ \pm 15^\circ$ für $10 \text{ GHz} \leq f \leq 20 \text{ GHz}$ .

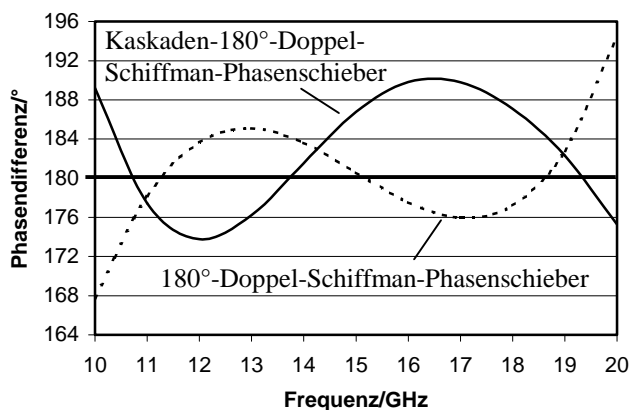


Abb. 6.9:  
Simulierter Phasenverlauf des:  
Kaskaden- und 180°-Doppel-  
Schiffman-Phasenschiebers

Im Vergleich zum 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber weicht die Phase mit bis zu 15° erheblich stärker vom hier gewünschten Sollwert  $\Delta\Phi = 180^\circ$  ab, außerdem sind die Koppelspalte geringer und damit schwieriger zu realisieren. Einen weiteren Nachteil stellen die qualitativ ähnlichen Phasenverläufe des 90°- und 180°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers über der Frequenz dar, weil sich dadurch die unerwünschten Phasenabweichungen im gesamten Speisernetzwerk aufsummieren.

Einen möglichen Ausweg aus dieser Problematik bietet eine neuartige und im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Kaskadenschaltung des zuvor betrachteten 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers. Der Phasenverlauf der Kaskadenschaltung ist in Abbildung 6.9 durchgezogen eingezeichnet und weicht maximal 10° vom Sollwert  $\Delta\Phi = 180^\circ$  ab. Außerdem ist der Phasenverlauf im betrachteten Frequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz qualitativ komplementär, so dass sich die Phasenabweichungen des gesamten Speisernetzwerks in wünschenswerter Weise kompensieren.

Entsprechend der prinzipiellen Phasenverläufe beider 180°-Phasenschieber nach Abbildung 6.10 erhöht sich durch die Kaskadierung die Betriebsbandbreite, die in diesem Fall eine Umkehrung des qualitativen Phasenverlaufes im betrachteten Frequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz in sich birgt. Eine genauere Erklärung aller Einzelheiten des dargestellten Verhaltens ist mit der hier vorgestellten Theorie nicht möglich, sondern stellt bereits eine eigenständige Problemstellung dar, die jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurde.

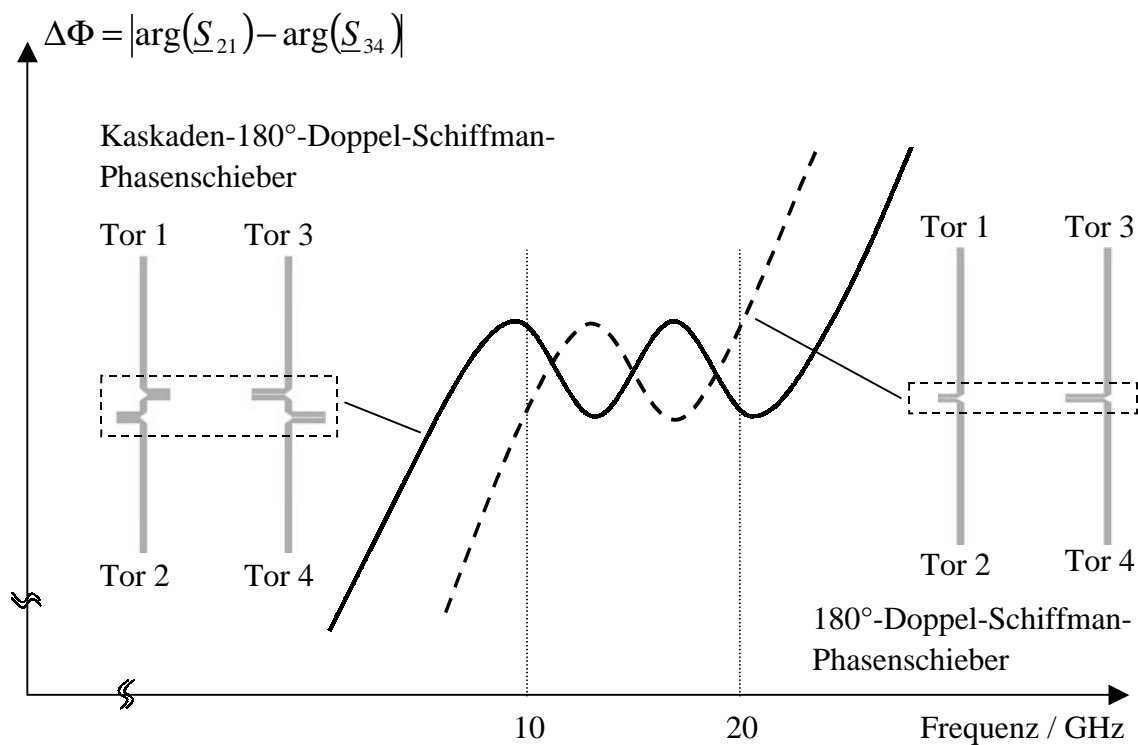


Abb. 6.10: Prinzipische Skizze der Phasenverläufe eines Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers und 180°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers

Die Durchgangsdämpfungen beider 180°-Phasenschieber steigen mit zunehmender Frequenz an und weisen ähnliche Verläufe mit Werten zwischen 0,15 dB und 0,80 dB auf. Das insgesamt bessere Verhalten des kaskadierten Phasenschiebers legt den Entschluss nahe, das Speisenetzwerk mit einem Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber zu realisieren.

### 6.3 Analyse des gesamten Speisenetzwerks

Im Folgenden werden die vorgestellten Komponenten zum gesamten Speisenetzwerk gemäß dem Blockschaltbild 6.2 verbunden und dessen Eigenschaften durch die mit ADS simulierten S-Parameter charakterisiert. In Abbildung 6.11 sind die Transmissionskoeffizienten der Ausgangstore 2, 3, 4 und 5 bezogen auf das Speisetor 1 über dem Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz dargestellt. Im Frequenzbereich von 10 GHz bis 15 GHz stimmen die Transmissionsdämpfungen aller Tore recht gut mit dem theoretischen Wert von 6 dB überein, was zum einen an der guten Anpassung des gesamten Netzwerkes an das Speisetor mit einer Rückflussdämpfung besser 15 dB liegt und zum anderen an der ebenfalls guten Anpassung der Komponenten untereinander. Oberhalb der Betriebsfrequenz von 15 GHz verschlechtert sich die Eingangsanpassung mit Rückflussdämpfungen um 10 dB, so dass die Transmission schlechter wird. Die stärkere Transmissionsdämpfung zu den Toren 2 und 3 im oberen Frequenzbereich



beruht zudem auf den dort physikalisch längeren Koppelabschnitten des Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers.

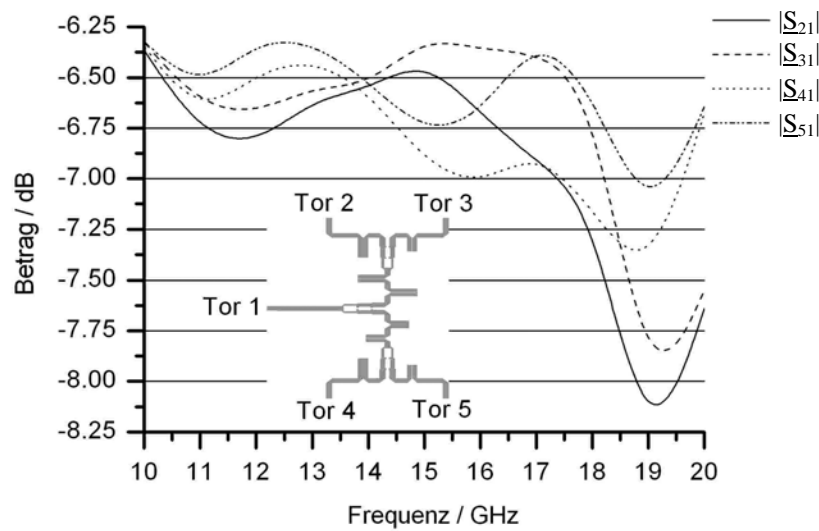


Abb. 6.11: Transmissionskoeffizienten vom Speisator 1 zu den Ausgangstoren 2, 3, 4 und 5 des gesamten Speisetzwerks

Die Rückflussdämpfung der Ausgangstore ist im gesamten Betriebsfrequenzband besser als 10 dB. Die Koppeldämpfungen zwischen den nach Abbildung 6.11 gegenüberliegenden Ausgangstoren ist größer als 30 dB und zwischen den auf einer Seite liegenden, nur über den Ausgang jeweils eines Wilkinsonteilers entkoppelten Ausgangstoren, immer noch besser als 15 dB.

Die relativen Phasen an den Ausgangstoren 3, 4 und 5 bezogen auf die Phase am Tor 2 zeigt die Abbildung 6.12. Im Mittel entsprechen die Phasenverläufe annähernd dem gewünschten Differenzwert von 90°. An dieser Stelle wird deutlich, dass die Bewertung

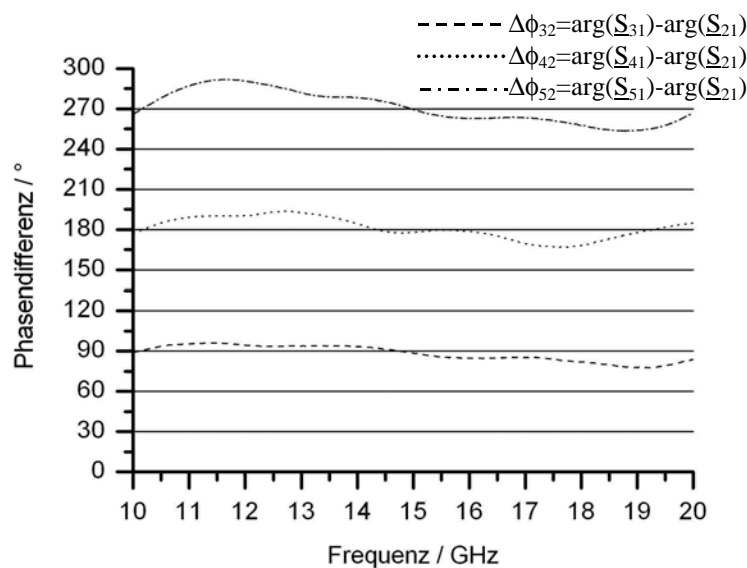


Abb. 6.12: Relative Phasen an den Ausgangstoren 3, 4 und 5 bezogen auf die Phase am Tor 2

der S-Parameter lediglich zeigt, dass das Speisetzwerk akzeptable Reflexions- und Transmissionseigenschaften aufweist, ohne jedoch die Qualität der Ausgangssignale als Speisevektor der Spiralantenne hinsichtlich ihrer modalen Reinheit zu beurteilen. Diese Beurteilung ist Gegenstand der nachfolgenden Betrachtungen.

Innerhalb der Betriebsbandbreite von 10 GHz bis 20 GHz soll der Mode  $M = 1$  möglichst rein am Ausgang des Speisetzwerks anstehen, um die gewünschten Strahlungseigenschaften der Spiralantenne zu gewährleisten. Eine Aussage über die modale Reinheit des Anregungsvektors  $\vec{\underline{S}} = (\underline{S}_{21}, \underline{S}_{31}, \underline{S}_{41}, \underline{S}_{51})^T$  der Spiralantennen in Form der simulierten Streuparameter am Ausgang des Speisetzwerks wird erreicht, wenn dieser als Linearkombination der vier linear unabhängigen Moden  $\vec{\underline{V}}_M^4$  ( $M = 1, 2, 3, 4$ ) nach Gl. (2.51) betrachtet wird:

$$\vec{\underline{S}} = \frac{1}{2 \cdot v_0} \cdot [\underline{V}] \cdot \vec{\underline{k}} \quad \text{mit} \quad [\underline{V}] = (\vec{\underline{V}}_1^4, \vec{\underline{V}}_2^4, \vec{\underline{V}}_3^4, \vec{\underline{V}}_4^4) \quad \text{und} \quad \vec{\underline{k}} = (k_1, k_2, k_3, k_4)^T. \quad (6.12)$$

Die Modenmatrix  $[\underline{V}]$  wird durch die Multiplikation mit  $(1/2 \cdot v_0)$  zur Basismatrix, und die Koeffizienten  $k_M$  des komplexen Koeffizientenvektors  $\vec{\underline{k}}$  gewichten die entsprechenden Moden nach Betrag und Phase. Die Pegel der einzelnen Moden bezogen auf die eingespeiste Leistung lassen sich im logarithmischen Maß daraus wie folgt bestimmen:

$$v_M^4 = 20 \cdot \log_{10}(|k_M|) \text{ dB}. \quad (6.13)$$

Die Pegeldarstellung der Moden ist eindeutig, da jedem Mode ein Speisevektor  $\vec{\underline{V}}_M^4$  zugeordnet ist, dessen Komponenten identische Amplitudenwerte und konstante Phasenbeziehungen aufweisen. Die Abbildung 6.13 zeigt die auf die eingespeiste Leistung bezogenen Pegelverläufe der Moden  $\vec{\underline{V}}_M^4$  ( $M = 1, 2, 3, 4$ ) am Ausgang des simulierten Speisetzwerks. Danach werden die unerwünschten Moden  $M = 2, 3, 4$  im gesamten Betriebsfrequenzbereich mit mindestens 25 dB im absolut ausreichenden

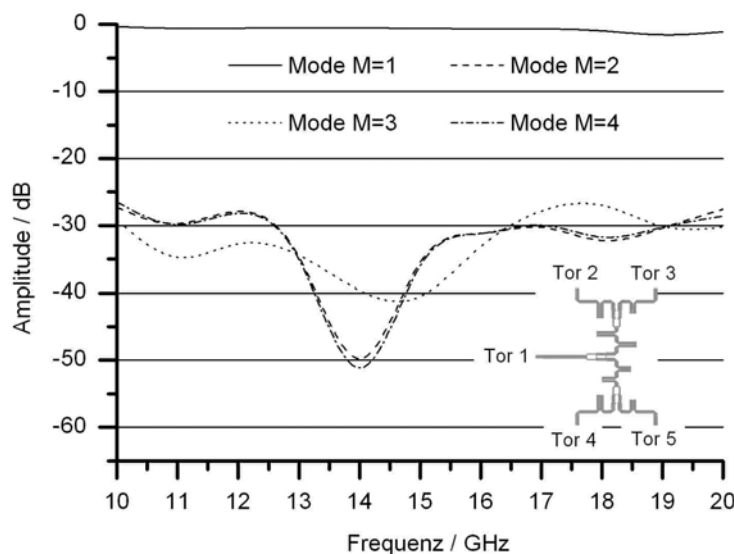


Abb. 6.13: Pegel der Moden  $M=1, 2, 3$  u.  $4$  am Ausgang des Speisetzwerks bezogen auf die am Eingang zur Verfügung stehende Leistung

Maße bedämpft, während der erwünschte Mode  $M = 1$  mit 1 dB bis 2 dB eine nur geringe Bedämpfung erfährt. Im Mittel wird 92% der am Eingang des Speisetzwerks zur Verfügung stehenden Leistung in den Mode  $M = 1$  umgesetzt, bezogen auf die am Ausgang zur Verfügung stehende Leistung sind es im Mittel sogar 99%.

Ob die in der Simulation erzielte hohe modale Reinheit des Speisetzwerks auch vom praktischen Aufbau erfüllt wird, ist Gegenstand von Kapitel 7. An dieser Stelle werden abschließend die das Speisetzwerk und die Spiralantenne in der hier betrachteten Mehrlagenstruktur verbindenden Übergänge charakterisiert.

Das für die vierarmigen Spiralantennen betrachtete Speisetzwerk wurde in 50  $\Omega$ -Triplate-Leitungstechnik entworfen. Die Leiterbahnen des Speisetzwerks liegen entsprechend Abbildung 6.3 mittig in einem Substrat mit der Höhe  $d = 1,574$  mm, das an der Ober- und Unterseite durchgehend metallisiert ist. In der geplanten Mehrlagenstruktur sollen die Leiterbahnen des Speisetzwerks nun über gut leitende Metallstifte, kurz Vias genannt, mit den Spiralarmen verbunden werden. Die mittleren Armimpedanzen können laut Tabelle 4.4 zu  $\bar{Z} \approx 157 \Omega$  ohne bzw.  $\bar{Z} \approx 171 \Omega$  mit reflexionsminderndem Widerstandsnetzwerk angegeben werden. Die Substrathöhe der nach Kapitel 4 als Mikrostreifenleitung ausgeführten Spiralantenne über Grundmetallisierung beträgt  $d_{skaliert} = 3,37$  mm. In einem bewertenden Vergleich der Transmissions- und Reflexionseigenschaften zwischen einer 50  $\Omega$ -Triplate-Leitung und einer 157  $\Omega$  Mikrostreifenleitung als Spiralarmersatz konnten für die zylinderförmigen Vias der Radius  $r_{Via} = 0,4$  mm und für die kreisrunden Grundmetallisierungsaussparungen der Radius  $r_{GND} = 1,0$  mm ausgemacht werden.

Die mit ADS simulierten Streuparameter dieser Anordnung sind in Abbildung 6.14 a) dargestellt. Die Reflexionsdämpfung verläuft im Frequenzbereich von 12,6 GHz bis 19,8 GHz unterhalb von 10 dB und erreicht bei 10 GHz ein Minimum von 8 dB. Die Transmissionsdämpfung nimmt nahezu linear von 1,6 dB bei 10 GHz auf 3,9 dB bei 20 GHz zu.

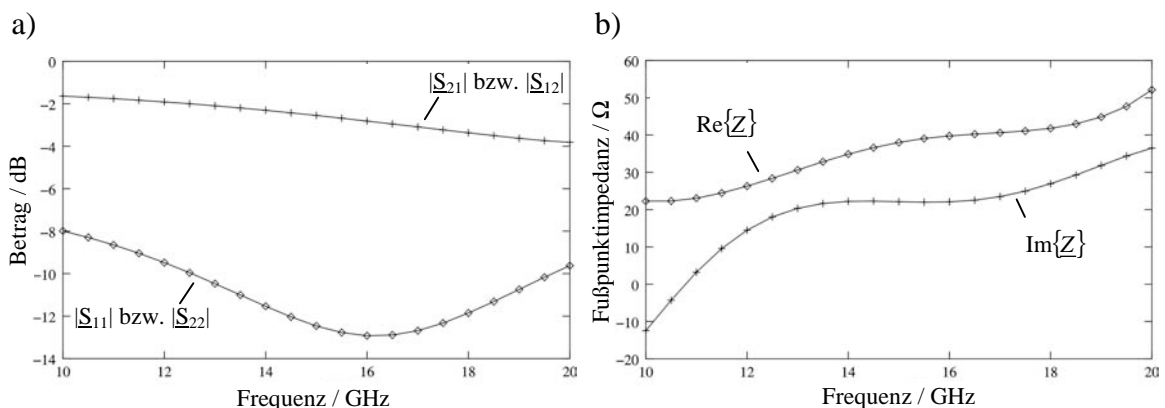


Abb. 6.14: Charakterisierung der Vias zwischen Speisetzwerk und Spiralantenne: a) Streuparameter der Vias und b) Fußpunktimpedanz am Übergang Triplate-Leitung – Mikrostreifenleitung.

Die gewünschte Abschlussimpedanz der Triplate-Leitungen von  $50 \Omega$  wird gemäß Abbildung 6.14 b) nur bedingt erfüllt. Die simulierte Fußpunktimpedanz am Übergang von der Triplate-Leitung auf das Via weist bei 10 GHz einen Realteil von  $23 \Omega$  auf und erreicht ab 19,5 GHz näherungsweise einen Wert von  $50 \Omega$ . Der Imaginärteil der Impedanz weicht erheblich von den gewünschten  $0 \Omega$  ab. Unterhalb von 10,75 GHz verhält sich die untersuchte Anordnung kapazitiv und erreicht im induktiven Bereich bei 20 GHz ein Betragsmaximum von  $37 \Omega$ .

Prinzipiell könnte der Übergang vom Speisetzwerk auf die Spiralarme durch entsprechende Anpassnetzwerke verbessert werden. Dem Nutzen steht jedoch ein verhältnismäßig hoher Aufwand gegenüber, da die Fehlanpassung letztendlich nur die Effizienz der Antenne mindert, nicht jedoch die modale Reinheit der Anregung. Diese Überlegungen haben zu dem Entschluss geführt, die Spiralantennen mit dem oben beschriebenen Speisetzwerk anzuregen.

## 7 Aufbau und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die aufgebauten Antennenanordnungen und deren Komponenten vorgestellt und die an ihnen gewonnen Messergebnisse mit denen aus der Simulation verglichen und bewertet.

### 7.1 Speisetzwerk der Spiralantennen

Das Speisetzwerk besteht aus planaren Leitungsstrukturen, die durch photolithografische Ätzverfahren hergestellt werden. Als Trägermaterial der 17,5  $\mu\text{m}$  starken Leitungsstrukturen wird das Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers verwendet, dessen elektromagnetische Eigenschaften durch die Stoffkenngrößen  $\epsilon_r = 2,2$  und  $\mu_r = 1,0$  bestimmt sind. Entsprechend der Spezifikation des Herstellers weist das Substratmaterial mit einem Verlustwinkel  $\tan(\delta) = 0,0009$  geringe dielektrische Verluste auf.

Die eigentlichen Triplate-Leitungen des Speisetzwerks werden nun durch zwei übereinander gelegte Mikrowellensubstrate *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Höhe  $d/2 = 0,787$  mm gebildet, auf deren Berührungsflächen das eine Mikrowellensubstrat die geätzten Leitungsstrukturen trägt und das andere komplett abgeätzt ist. Die Rückseiten beider Substrate sind vollständig kupferkaschiert und bilden die Grundmetallisierungsflächen der Triplate-Leitungen, wie sie beispielsweise Abbildung 6.3 zeigt.

Die im Wilkinsonteiler nach Abschnitt 6.2.1 zur allseitigen Anpassung erforderlichen Widerstände  $R_1 = 100 \Omega$  und  $R_2 = 220 \Omega$  werden in Form von herkömmlichen SMD-Widerständen der Baureihe 0402<sup>1</sup> in das Speisetzwerk eingelötet. Durch die äußerst kleinen Abmessungen dieser Baureihe können die Widerstände, deren parasitäre Effekte für diesen Anwendungsfall vernachlässigbar sind, in entsprechende Aussparungen im Deckelsubstrat der Triplate-Struktur integriert werden. Zur Abschätzung der parasitären Effekte hat Bergmann [Ber01] die Streuparameter einer 50  $\Omega$  Triplate-Leitung gemessen, deren Unterbrechung durch einen 50  $\Omega$  SMD-Widerstand überbrückt wurde. Die im Frequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz gemessenen Reflexions- und Transmissionsparameter dieser Anordnung wiesen nur geringfügige Abweichungen von den analytisch für einen idealen Widerstand von 50  $\Omega$  berechneten S-Parametern  $|\underline{S}_{11}| = |\underline{S}_{22}| = -9,54$  dB bzw.  $|\underline{S}_{12}| = |\underline{S}_{21}| = -3,52$  dB auf.

Für die Übergänge vom Speisetzwerk bzw. dessen Komponenten auf koaxiale Messleitungen wurden SMA-Steckverbinder<sup>2</sup> der Firma Rosenberger verwendet. In

---

<sup>1</sup> Abmessungen der SMD-Widerstände: (Länge  $\times$  Breite  $\times$  Höhe) = (1,00 mm  $\times$  0,50 mm  $\times$  0,35 mm)

<sup>2</sup> Typenbezeichnung: 32K901-600E3

Abbildung 7.1 ist der prinzipielle Aufbau der Übergänge dargestellt, bei denen der Innenleiter der Koaxialleitung durch eine Kontaktfahne auf den Streifenleiter übergeht. Die Höhe  $d = 1,574$  mm der Triplate-Leitung stimmt annähernd mit dem Außendurchmesser  $D = 1,5$  mm des koaxialen Steckverbinders überein, so dass die im Grundmode von beiden Leitertypen geführten TEM-Wellen die Systemgrenzen reflexionsarm passieren können. Die im Vorfeld gemessene Rückflussdämpfung des Steckverbinders beim Übergang einer  $50 \Omega$  Koaxialleitung auf eine  $50 \Omega$  Triplate-Leitung verlief nahezu linear ausgehend von 26 dB bei 10 GHz auf einen Wert von 16 dB bei 20 GHz.

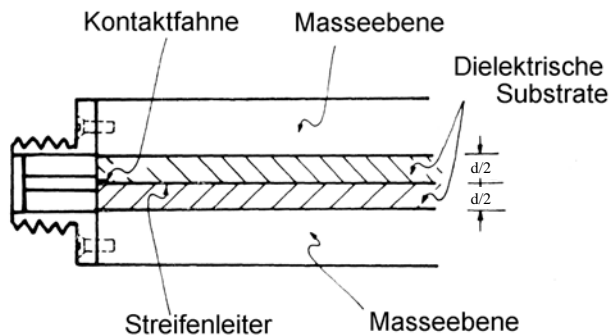


Abb. 7.1: Prinzipskizze des verwendeten Koaxial- auf Streifenleitung SMA-Steckverbinders im Querschnitt

Mit Masseebene sind in Abbildung 7.1 zwei im realisierten Messaufbau verwendete Messingblöcke gekennzeichnet, die zur Montage der Steckverbinder dienen und zudem miteinander verschraubt sind, um unerwünschte Lufteinschlüsse in der Triplate-Leitung zu verhindern.

Im Folgenden werden die mit dem automatischen Netzwerkanalysator (ANA) HP 8510 C der Firma Hewlett-Packard gemessenen Streuparameter des gesamten Speisernetzwerks und dessen Komponenten den simulierten Verläufen gegenübergestellt. Da der ANA nur für Messungen von Zweitoren ausgelegt ist, werden die restlichen Tore der jeweiligen Messanordnung mit  $50 \Omega$  Abschlusswiderständen versehen. Den gemessenen Verläufen der nachstehenden Diagramme sind die simulierten Verläufe gestrichelt hinterlegt, zudem kennzeichnet ein Stern in der Beschriftung die simulierten Streuparameter.

**Wilkinsonsteiler:** Die gemessene Rückflussdämpfung am Eingangstor 1 des Wilkinsonsteilers verläuft von 26 dB bei 10 GHz bis 16 dB bei 20 GHz und spiegelt damit deutlich das Reflexionsverhalten der verwendeten Steckverbinder wider, wie es auch bei den noch folgenden Komponenten beobachtet wird. Bei der Betriebsmittelfrequenz von 15 GHz wird mit einer Transmissionsdämpfung von 40 dB die theoretische Isolation zwischen beiden Ausgangstoren 2 und 3 annähernd erreicht. Abweichend von der Betriebsmittelfrequenz sinkt die Transmissionsdämpfung zwischen den Ausgangstoren symmetrisch auf etwa 18 dB bei 13 GHz bzw. 17 GHz, um zur unteren und oberen Grenzfrequenz hin wieder auf Werte größer 25 dB anzusteigen.

Das Transmissionsverhalten des realisierten Wilkinsonsteilers ist in Abbildung 7.2. dargestellt. Die gemessenen Leistungen an den Ausgangstoren 2 und 3 sind über den

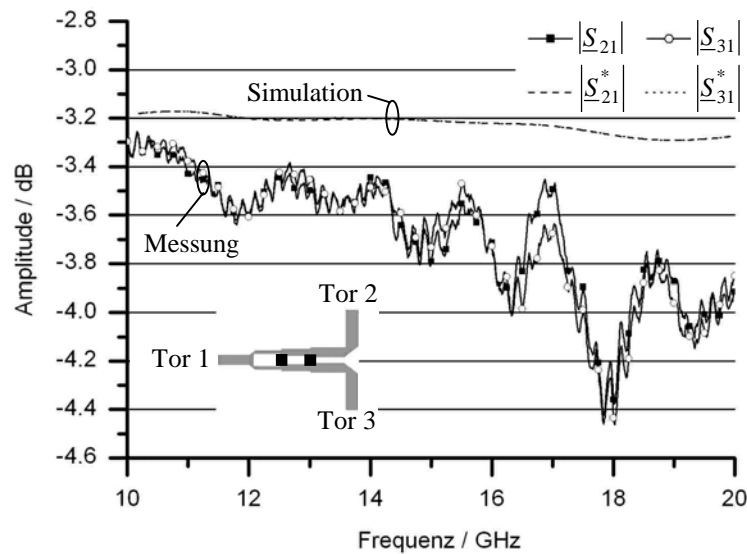


Abb. 7.2: Transmissionsverhalten des Wilkinsonsteilers

gesamten Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz nahezu identisch. Bei der unteren Betriebsfrequenz von 10 GHz liegen die gemessenen Transmissionsdämpfungen mit 3,3 dB etwa 0,1 dB unterhalb der simulierten Werte. Aufgrund der zunehmenden Rückflussdämpfung der verwendeten Steckverbinder steigt die gemessene Transmissionsdämpfung jedoch mit wachsender Frequenz auf bis zu 4,4 dB an.

Insgesamt ist das Verhalten des realisierten Wilkinsonsteilers zufriedenstellend, da die Ausgangstore 2 und 3 über nahezu identische Leistungspegel verfügen und nur geringfügig unterhalb des idealen 3 dB-Leistungsteilerpegels liegen. Zudem beträgt die gemessene Phasendifferenz zwischen den beiden Ausgangstoren maximal  $1^\circ$ .

**90°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber:** Damit der Phasenschieber über die errechneten Koppelpalte von  $70 \mu\text{m}$  verfügt, wurden Probeätzungen an Kammstrukturen vorgenommen, anhand derer die empfindlichen Systemparameter wie Belichtungszeiten, Ätzzuschläge und Ätzdauer im Herstellungsprozess ermittelt wurden. Die Reproduzierbarkeit der Koppelpalte mit der am Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik vorhandenen Laborätzmaschine JET 34d der Firma Bungard erwies sich jedoch als schwierig, so dass die realisierten Koppelpalte bis zu  $\pm 10 \mu\text{m}$  vom Sollwert abweichen. Bei den Kopplerlängen  $l_1 = 5,554 \text{ mm}$  und  $l_2 = 3,925 \text{ mm}$  beträgt die Abweichung maximal  $100 \mu\text{m}^3$ . Es ist daher nicht verwunderlich, dass die gemessenen Phasendifferenzen am Ausgang des aufgebauten 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers nicht die simulierte Toleranz von  $\pm 4,4^\circ$  um den Sollwert  $\Delta\Phi = 90^\circ$  erreichen. Nach Abbildung 7.3 beträgt die gemessene Abweichung von der gewünschten Phasendifferenz  $\Delta\Phi = 90^\circ$  maximal  $-10,5^\circ$  bei einer Frequenz von 16,4 GHz.

<sup>3</sup> Bei einer Frequenz von 15 GHz verursacht eine Abweichung der Leitungslänge von  $30 \mu\text{m}$  bereits einen Phasenfehler von  $1^\circ$ .

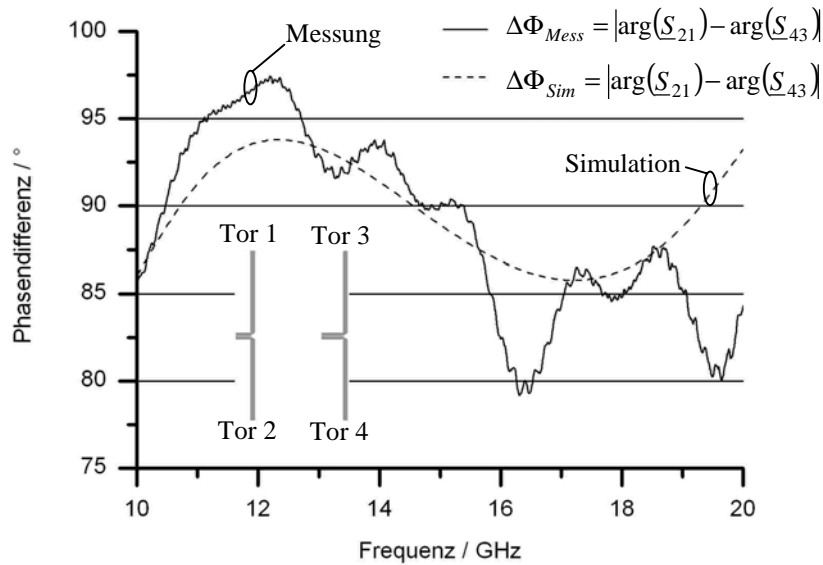


Abb. 7.3: Differenz-Phasenverlauf des 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers

Diese Toleranz ist jedoch akzeptabel, wie sich später beim Gesamtaufbau zeigen wird, da die in Abschnitt 6.2.2 beschriebene Phasenkompensation durch den Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber das Gesamtverhalten wesentlich verbessert.

Die gemessenen Transmissionsdämpfungen  $|S_{21}|$  und  $|S_{43}|$  zwischen den entsprechend in der Abbildung 7.3 gekennzeichneten Toren des skizzierten Layouts verlaufen nahezu deckungsgleich von 0,75 dB bei 10 GHz bis 1,5 dB bei 20 GHz. Im Vergleich zur Simulation ist die höhere Transmissionsdämpfung der gemessenen Verläufe auch hier hauptsächlich auf das Reflexionsverhalten der Steckverbinder zurückzuführen.

**Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber:** Dieser Phasenschieber setzt sich gemäß dem skizzierten Layout in Abbildung 7.4 aus zwei hintereinander geschalteten 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebern zusammen, deren Geometriekenngrößen und fertigungstechnischen Details mit den oben genannten übereinstimmen. In Abbildung 7.4 sind außerdem die gemessenen und simulierten Phasendifferenzen zwischen den beiden Ausgangstoren 2 und 4 über dem Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz grafisch dargestellt. Entsprechend dem Ergebnis aus Abschnitt 6.2 kehrt sich der Phasenverlauf um und die maximale Abweichung von der gewünschten Phasendifferenz  $\Delta\Phi = 180^\circ$  verdoppelt sich beinahe im Vergleich zum 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber auf einen Wert von  $+18,5^\circ$  bei einer Frequenz von 16,8 GHz. An dieser Stelle ist die aus den Verläufen resultierende Phasenkompensation im gesamten Speisernetzwerk gut zu erkennen, denn der Phasenfehler des 90°- und 180°-Phasenschiebers bei der Frequenz um 16,8 GHz beträgt in der Summe maximal  $8^\circ$ .

Die Transmissions- und Reflexionseigenschaften ähneln denen des 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschiebers, die dort getroffenen Aussagen können direkt übernommen werden.



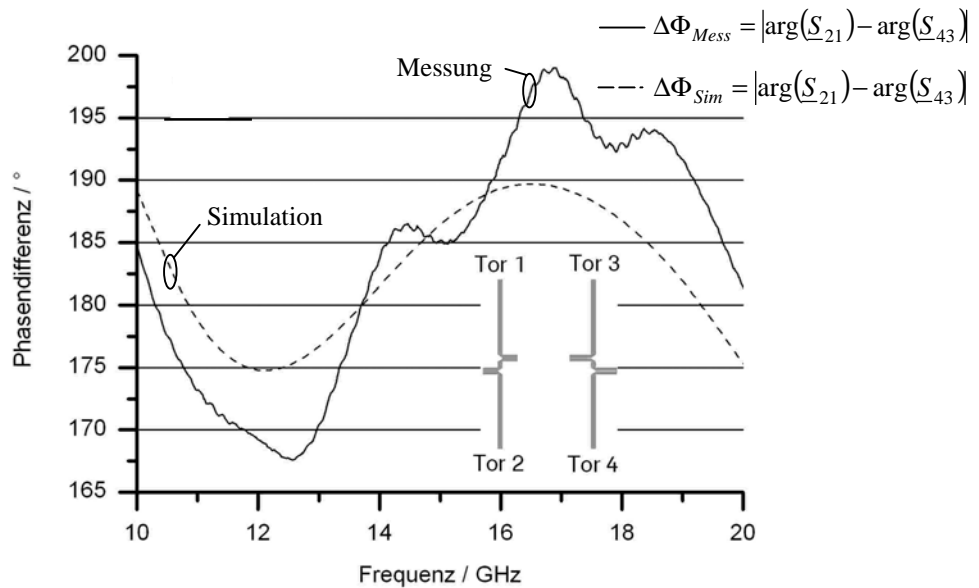


Abb. 7.4: Differenz-Phasenverlauf des Kaskaden-180°-Doppel-Schiffrman-Phasenschiebers

**Gesamtes Speisetzwerk:** Im Idealfall soll die am Eingangstor 1 des in Abbildung 7.5 skizzierten Layouts des Speisetzwerks verfügbare Leistung komplett als Mode  $M = 1$  an den Ausgangstoren 2, 3, 4 und 5 in Erscheinung treten. In vektorieller Schreibweise charakterisiert der Spannungsvektor  $\vec{V}_1^4 = v_0 \cdot (1, e^{-j90^\circ}, e^{-j180^\circ}, e^{-j270^\circ})$  den Mode  $M = 1$ , der über gleiche Amplitudenwerte an allen vier Ausgangstoren mit einer Phasendifferenzen von jeweils  $90^\circ$  verfügt. Mit  $2 \cdot v_0$  ist die Speiseamplitude am Tor 1 gekennzeichnet, die in dem hier realisierten  $50 \Omega$ -System demnach um 6 dB gemindert an allen Ausgangstoren anstehen sollte. Ähnlich den simulierten Streuparametern des gesamten Speisetzwerks aus Abschnitt 6.3 weichen auch die gemessenen Streuparameter vom Idealfall ab und lassen die Qualität des realisierten Speisetzwerks unmittelbar nicht erkennen, weshalb auf deren Darstellung an dieser Stelle verzichtet wird. Stattdessen wird die modale Reinheit am Ausgang des Speisetzwerks direkt anhand der aus den Streuparametern berechneten und in Abbildung 7.5 abgebildeten Pegelverläufen der Moden  $M = 1, 2, 3$  und  $4$  bezogen auf die am Eingang verfügbare Leistung dargestellt. Diese Darstellung ist eindeutig, da jedem Mode ein Anregungsvektor mit gleichen Amplitudenwerten und fest definierten Phasenbezügen zugeordnet ist. Die Pegelverläufe der Moden aus den simulierten Streuparametern sind der Übersichtlichkeit halber nicht in der Abbildung 7.5 enthalten, können aber der Abbildung 6.13 entnommen werden. Im Vergleich zum Simulationsergebnis sind die Pegel der unerwünschten Moden  $M = 2, 3, 4$  beim aufgebauten Speisetzwerk um etwa 5 dB gestiegen. Dennoch werden sie im gesamten Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz mit mindestens 20 dB bezogen auf die am Eingang verfügbare Leistung bedämpft, während der erwünschte Mode  $M = 1$  ähnlich dem Simulationsergebnis mit 1 dB bis 2 dB eine nur geringe Bedämpfung erfährt.

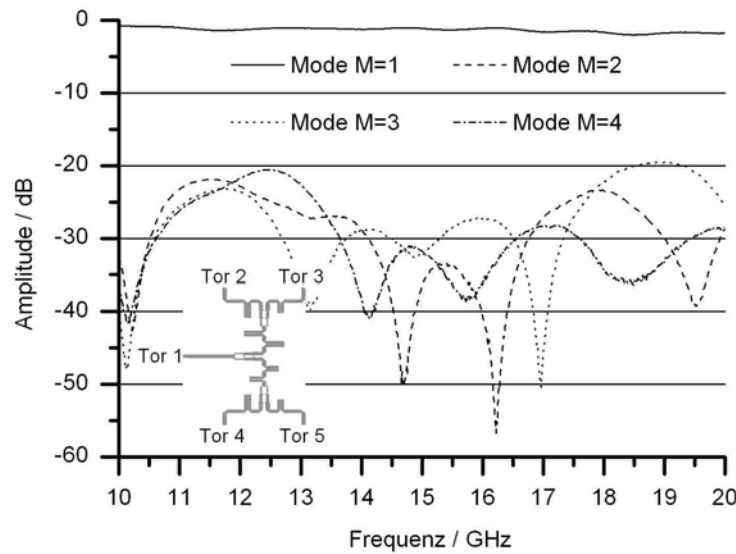


Abb. 7.5: Pegel der Moden  $M=1$ , 2, 3 u. 4 am Ausgang des Speisernetzwerks bezogen auf die am Eingang zur Verfügung stehende Leistung

Insgesamt resultiert aus den Messergebnissen, dass im Mittel 86% der am Eingang des Speisernetzwerks verfügbaren Leistung in den Mode  $M = 1$  umgesetzt werden. Das sind sechs Prozentpunkte weniger im Vergleich zum Simulationsergebnis. Der Grund hierfür sind Fehlanpassungen an den Übergängen der SMA-Steckverbinder auf die Triplate-Leitungen und innerhalb des realisierten Speisernetzwerks, denn die am Ausgang zur Verfügung stehende Leistung wird im Mittel zu 97,8% im Mode  $M = 1$  bereitgestellt. Die gemessenen Rückflussdämpfungen am Eingangstor und den Ausgangstoren, wie auch die gemessenen Transmissionsdämpfungen zwischen den Ausgangstoren, sind mit Werten besser 10 dB dennoch akzeptabel. Eine Verbesserung der Anpassung zwischen den SMA-Steckverbindern und den Triplate-Leitungen des Speisernetzwerks wurde nicht in Erwägung gezogen, da es sich um einen reinen Messaufbau handelt, dessen ausgangsseitige Steckverbinder beispielsweise in den später noch erörterten Antennenanordnungen durch Vias ersetzt werden.

Die ausgezeichnete Modenreinheit des Anregungsvektors am Ausgang des realisierten Speisernetzwerks bestätigt den gewählten Ansatz und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Gesamtschaltung. Die Qualität des Anregungsvektors wird maßgeblich durch den neuartigen Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber erreicht, der in Einheit mit dem 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber kompensierend auf den Phasenfehler am Ausgang des Speisernetzwerks wirkt.

In den nun folgenden Abschnitten werden die charakteristischen Strahlungskenngrößen der vierarmigen, winkelkonstanten Spiralantennen messtechnisch bestimmt und mit den Simulationsergebnissen der vorangegangenen Abschnitte verglichen.

## 7.2 Planare Spiralantennen

Die untersuchten Antennenanordnungen sind im fotolithografischen Ätzverfahren auf dem Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers mit der am Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik verfügbaren Laborätzmaschine JET 34d der Firma Bungard hergestellt worden. Das bereits beim Speisetzwerk angewandte Mikrowellenlaminat wurde im vorherigen Abschnitt ausführlich charakterisiert, der einzige Unterschied ist die hier von der Substratschichtdicke abhängige Stärke der Kupferkaschierung von 9,0  $\mu\text{m}$  bzw. 17,5  $\mu\text{m}$ .

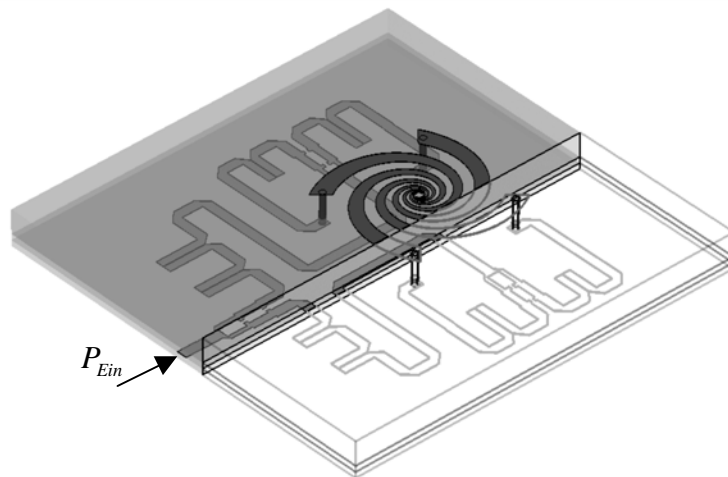


Abb. 7.6: Prinzipskizze zum Aufbau der Spiralantennen mit Speisetzwerk in Mehrlagenstruktur

Zum besseren Verständnis des mehrlagigen Aufbaus der Antennenanordnungen ist in Abbildung 7.6 eine Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung skizziert. Über einen SMA-Steckverbinder der Firma Rosenberger findet die Leistungsankopplung an das Speisetzwerk statt, das in Triplate-Leitungstechnik realisiert ist und die beiden untersten Substratlagen im Aufbau bildet. Von der Ebene der Triplate-Leitungen des Speisetzwerks wird die Spiralantenne über Vias an den äußeren Enden der Spiralarms angeregt. Die Vias haben einen Durchmesser von  $d_{\text{Via}} = 0,8\text{mm}$  und werden durch kreisförmige Aussparungen vom Durchmesser  $d_{\text{GND}} = 2,0\text{mm}$  durch die obere Massemetallisierung des Speisetzwerks geführt, die zugleich die rückwärtige Grundmetallisierung der Spiralantenne bildet. Entsprechend den theoretischen Vorbetrachtungen werden im Weiteren unterschiedliche Antennenanordnungen vermessen, bei denen außer für die Spiralarms auch weitere Metallisierungsebenen oberhalb des Speisetzwerks realisiert wurden. Diesbezüglich enthalten die nachfolgenden Abschnitte detaillierte Schichtenmodelle zum jeweiligen Messaufbau.

Um das schwierig zu reproduzierende Speisetzwerk und das Substrat mit der Spiralmetallisierung in den unterschiedlichen Antennenanordnungen wiederverwenden zu können, wurden die Mehrlagenstrukturen nicht verklebt, sondern mit entsprechendem Anpressdruck über eine Plexiglasscheibe auf einen Messingblock geschraubt. Die in Abbildung 7.6 nicht enthaltene Plexiglasscheibe bildet die oberste Lage im Schichten-

modell aller Antennenanordnung und verfügt über eine kreisförmige, zentrisch zur Spiralachse liegende Aussparung mit dem Durchmesser  $d_{Glas} = 40,0\text{mm}^4$ . Die Randkontur der Aussparung ist im Winkel von  $45^\circ$  angefast, um Beugungseffekte an den Kanten der Plexiglasscheibe zu reduzieren. Der Messingblock als unterste Lage aller Anordnungen wird außerdem zur Montage der Antenne in der echofreien Antennenmesskammer genutzt.

Die Richtcharakteristiken der Antennen wurden mit der am Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik vorhandenen sphärischen Nahfeldmessanlage der Firma Orbit aufgenommen, deren prinzipiellen Messaufbau die Abbildung 7.7 zeigt.

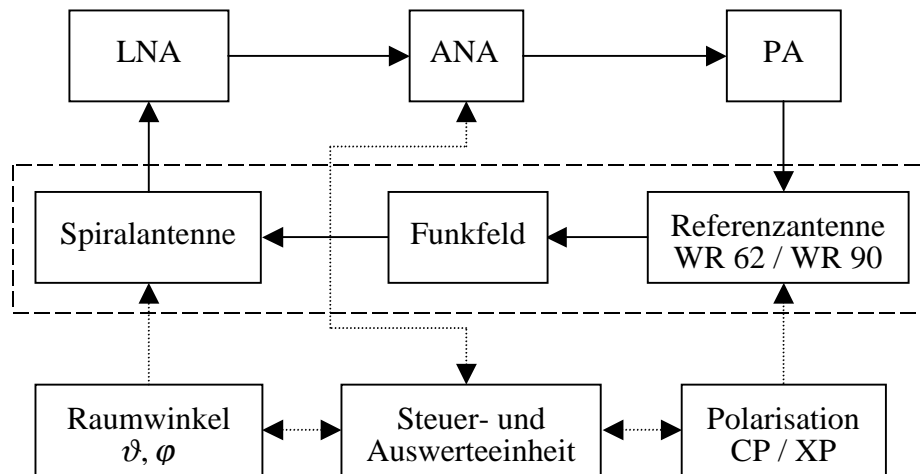


Abb. 7.7: Funktionsblöcke der sphärischen Nahfeldmessanlage mit HF-Signalfad (—), sowie Steuer- und Datenverbindungen (.....)

Die Steuer- und Auswerteeinheit regelt die Polarisationssebene der Referenzantenne und die Position der Spiralanterie in der echofreien Antennenmesskammer, gleichzeitig synchronisiert sie den als Signalquelle und –senke eingesetzten automatischen Netzwerkanalysator (ANA) HP 8510C der Firma Hewlett Packard. Da die Messdynamik des ANA bezüglich der Systemdämpfungen im gesamten Signalfad nicht ausreicht, wird dessen Ausgangssignal von dem Leistungsverstärker (PA) HP 8349B der Firma Hewlett Packard im Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz auf einen nominellen Pegel von 20 dBm angehoben. An den Leistungsverstärker ist die Referenzantenne angeschlossen, in deren Nahfeld sich die Spiralanterie als Messobjekt befindet. Für den von der Spiralanterie abgedeckten Frequenzbereich steht eine X-Band (8 GHz bis 12 GHz) und eine Ku-Band (12 GHz bis 18 GHz) Referenzantenne in Form von WR90- bzw. WR62-Hohlleiteröffnung zu Verfügung, so dass die Messungen auf das Frequenzspektrum von 10 GHz bis 18 GHz beschränkt sind. Die von der Spiralanterie aus dem Funkfeld aufgenommene Leistung wird dem Rauscharmen Verstärker (LNA) JS4 der Firma MITEQ zugeführt, um mit einer nominellen Pegelanhebung von 28 dB am ANA

<sup>4</sup> Die skalierte Spiralanterie nach Abschnitt 4.3 hat einen Außenradius von  $r_{\text{max,skaliert}} = 5,20\text{mm}$ .

einen für die Auswertung ausreichenden Signal-Rauschabstand zu gewährleisten. Abschließend wird mit den vom ANA an die Steuer- und Auswerteeinheit gelieferten Transmissionsparametern eine Nahfeld-Fernfeld-Transformation durchgeführt, in die auch Kalibrier- und Korrekturdaten der Messstrecke bzw. Referenzantenne eingehen, so dass am Ende die Fernfeldcharakteristik der Spiralantenne zur Verfügung steht. Der Gewinn der Spiralantenne ergibt sich aus den berechneten Fernfeldpegeln, wenn diese um den Gewinn der Verstärkerkette aus LNA und PA gemindert werden.

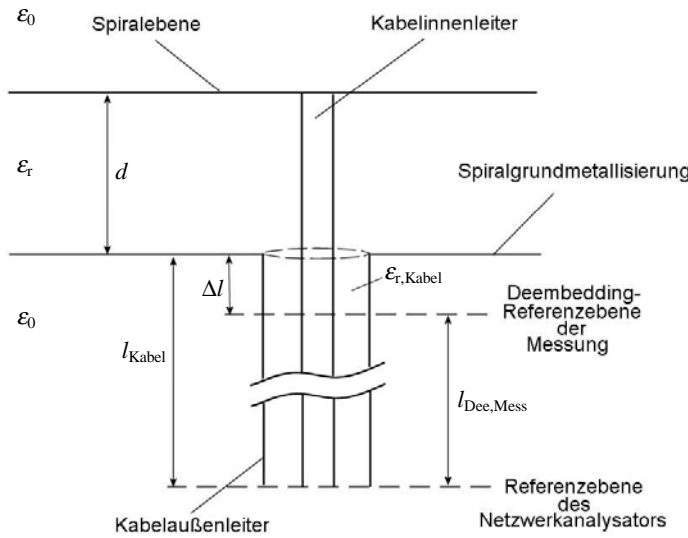
Bevor die Strahlungseigenschaften der aufgebauten Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 4.3 und der mit kreisförmigen Ringresonatoren nach Abschnitt 5.2 messtechnisch verifiziert werden, findet im folgenden Abschnitt 7.2.1 zunächst ein Vergleich zwischen den simulierten und gemessenen Armpedanzen der vierarmigen, winkelkonstanten Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 4.3 statt.

### 7.2.1 Eingangsimpedanz der Spiralarms

Beim Vergleich der aus den Streuparametern berechneten Spiralarmpedanzen aus Simulation und Messung sind die physikalischen Entsprechungen zwischen der mit dem automatischen Netzwerkanalysator vermessenen Antennenanordnung und dem Simulationsmodell wesentlich. Die Abbildung 7.8 zeigt Prinzipskizzen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mess- und Simulationsanordnung im Querschnitt. Die skalierte Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 befindet sich in beiden Fällen auf dem Mikrowellenlaminat *RT/duroid*<sup>®</sup> 5880 der Firma Rogers. Im Abstand der konfektionierten Materialstärke  $d = 3,127$  mm, die etwa der Höhe  $\lambda_{15\text{ GHz}} / (4 \cdot \sqrt{\epsilon_r}) = 3,369$  mm entspricht, befindet sich die rückwärtige Grundmetallisierung der Spiralantenne, oberhalb derer die Simulations- und Messanordnung identisch sind. Im Gegensatz zur Simulation ist die Messung der Streuparameter unmittelbar in der Ebene der Spiralantenne nicht möglich. Aus diesem Grund werden die vier äußeren Armden der Spiralantenne mit den Innenleitern ( $\varnothing 0,51$  mm) von Semi-Rigid-Kabeln des Typs *EZ86* verlötet. Der Wellenwiderstand dieses Kabeltyps beträgt  $50 \Omega$ . Um den Innenleiter herum verfügt die rückwärtige Grundmetallisierung, die galvanisch leitend mit dem Außenleiter ( $\varnothing 2,2$  mm) der Semi-Rigid-Kabel verbunden ist, über kreisrunde Aussparungen vom Durchmesser der Kabelisolation ( $\varnothing 1,68$  mm). Die Längen der Kabel wurden anhand von Längenmessungen mit dem ANA nahezu identisch zu  $l_{\text{Kabel}} = 67,84$  mm bestimmt. Ein wesentlicher Vorteil dieses Aufbaus ist, dass bei entsprechendem Deembedding der gemessenen Streuparameter die Spiralarmpedanzen unmittelbar in die Ebene des Speisetzwerks transformiert werden können. Dadurch besteht die Möglichkeit, eine Aussage über die im realen Betrieb herrschenden Anpassungsverhältnisse an den Ausgängen des in  $50 \Omega$ -Triplate-Leitungstechnik aufgebauten Speisetzwerks zu treffen. Darüber hinaus werden durch die Semi-Rigid-Kabel bzw. die daran angebrachten SMA-Steckverbinder reflexionsarme Übergänge auf die koaxialen Messleitungen des ANA realisiert. Im Simulationsmodell werden die Innenleiter der Semi-Rigid-Kabel durch Vias ersetzt, die über  $50 \Omega$ -Triplate-Leitungen an die virtuellen Quellen in den sogenannten Portebenen angeschlossen sind. Eine Leitung zwischen Via und virtueller

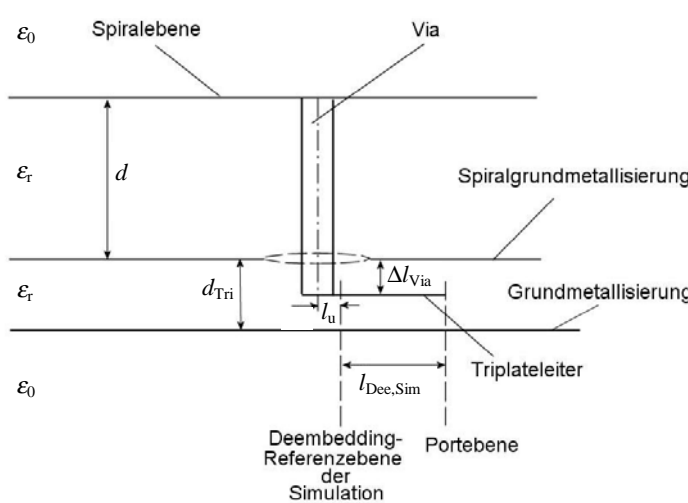
Quelle ist erforderlich, da die Quelle aus programmspezifischen Gründen nicht unmittelbar am Via positioniert werden kann. Die Triplate-Leitung bietet sich in diesem Fall an, da sie wie das Semi-Rigid-Kabel ein TEM-Wellenleiter ist. Die Grundmetallisierungen im Simulationsmodell sind wie in den vorangegangenen Abschnitten ebenfalls aus programmspezifischen Gründen unendlich ausgedehnt.

a) Messanordnung



Bezeichnung	Wert
$l_{Kabel}$	67,84 mm
$\Delta l$	0,84 mm
$l_{Dee,Mess}$	67,00 mm

b) Simulationsanordnung



Bezeichnung	Wert
$d_{Tri}$	1,00 mm
$\Delta l_{Via}$	0,50 mm
$l_u$	0,35 mm
$l_{Dee,Sim}$	1,40 mm

Abb. 7.8: Skizzen zur Geometrie der Mess- und Simulationsanordnung

Neben der Vergleichbarkeit der Messanordnung mit dem Simulationsmodell ist auch die Wahl der Referenzebenen entscheidend für die phasenrichtige Gegenüberstellung der S-Parameter bzw. Impedanzen. Beim Simulationsmodell regt der Übergang von der Triplate-Leitung auf das Via höhere Moden an, die erst im Abstand  $l_u = 0,35$  mm von der Symmetrieachse des Vias im ausreichenden Maße abgeklungen sind. Daraus resultiert für das Simulationsmodell eine Deembedding-Länge von  $l_{Dee, Sim} = 1,4$  mm,

so dass der Abstand von der Referenzebene zur rückwärtigen Grundmetallisierung der Spiralantenne mit etwa  $\Delta l \cong 0,84 \text{ mm}$  angegeben werden kann. Bei der Messanordnung korrespondiert mit diesem Grundmetallisierungsabstand eine Deembedding-Länge von  $l_{Dee,Mess} = 67 \text{ mm}$ .

Aufgrund der Rotationssymmetrie und der Reziprozität der Antennenanordnung kann die Messung auf die Streuparameter  $\underline{S}_{11}$ ,  $\underline{S}_{12}$  und  $\underline{S}_{13}$  beschränkt werden. Dazu werden die zwei Messleitungen des Automatischen-Netzwerk-Analysators mit jeweils zwei Toren der Messanordnung verbunden und die verbleibenden zwei Tore mit  $50 \Omega$  Widerständen abgeschlossen.

Die vier Armimpedanzen der Spiralantenne folgen aus den Mess- und Simulationsergebnissen, indem zunächst die Phasen der in Form von  $4 \times 4$  Matrizen abgelegten Streuparameter entsprechend den genannten Deembedding-Längen korrigiert werden:

$$[\mathbf{S}'] = [\mathbf{S}] \cdot e^{-j2 \cdot \beta \cdot l_{Dee,Sim \text{ bzw. } Mess}} \quad (7.1)$$

Anschließend werden die S-Matrizen über den formalen Zusammenhang

$$[\mathbf{Z}] = Z_{L0} \cdot \left( ([\mathbf{E}] + [\mathbf{S}']) \cdot ([\mathbf{E}] - [\mathbf{S}'])^{-1} \right) \quad (7.2)$$

in Impedanzmatrizen transformiert [Zin95]. Mit  $[\mathbf{E}]$  ist die Einheitsmatrix und mit  $Z_{L0}$  der Bezugswellenwiderstand gekennzeichnet, der entsprechend dem Wellenwiderstand der Semi-Rigid- und Triplate-Leitung zu  $Z_{L0} = 50 \Omega$  gewählt wurde.

In der Abbildung 7.9 sind die aus der Messung ermittelten Eingangsimpedanzen der vier Spiralarms der in der Simulation für alle Spiralarms identischen Eingangsimpedanz im Frequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz gegenübergestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass auch die Eingangsimpedanzen aus der Messung nahezu deckungsgleich verlaufen und eine erstaunlich gute Übereinstimmung zur Impedanz der Spiralarms aus der Simulation aufweisen. Diese Beobachtungen sind bemerkenswert, denn im Gegensatz zum unendlich ausgedehnten Substrat des Simulationsmodells basiert die Messanordnung auf einem rechtwinkligen Substrat mit den Kantenmaßen  $(15 \times 15) \text{ mm}$ . Bei einem äußeren Durchmesser der skalierten Spiralarms von  $D_{Antenne} = 13,26 \text{ mm}$  sind demnach die Beugungs- und Interferenzeffekte der Substratkanten vernachlässigbar klein. Des Weiteren strahlt die Simulationsanordnung in einen absolut reflexionsfreien Raum ab, während die vor die Messanordnung gestellten Mikrowellenabsorber nur bedingt äußere Störeinflüssen unterdrücken.

Insgesamt dokumentiert die Abbildung 7.9 zwei wesentliche Sachverhalte. Zum einen geht aus der guten Übereinstimmung zwischen den Spiralarmsimpedanzen aus Messung und Simulation hervor, dass auch die aus den Simulationsergebnissen der Parameterstudie im Kapitel 4 hervorgegangenen Eingangsimpedanzen richtig sind. Zum anderen resultiert aus der transformierenden Wirkung der Vias ein mittlerer Betrag der Spiralarmsimpedanzen von etwa  $65 \Omega$ , so dass keine Anpassnetzwerke an den Übergängen des in  $50 \Omega$ -Triplate-Leitungstechnik realisierten Speisetzwerks auf die Vias hinsichtlich einer mittleren Rückflussdämpfung von 18 dB erforderlich sind.

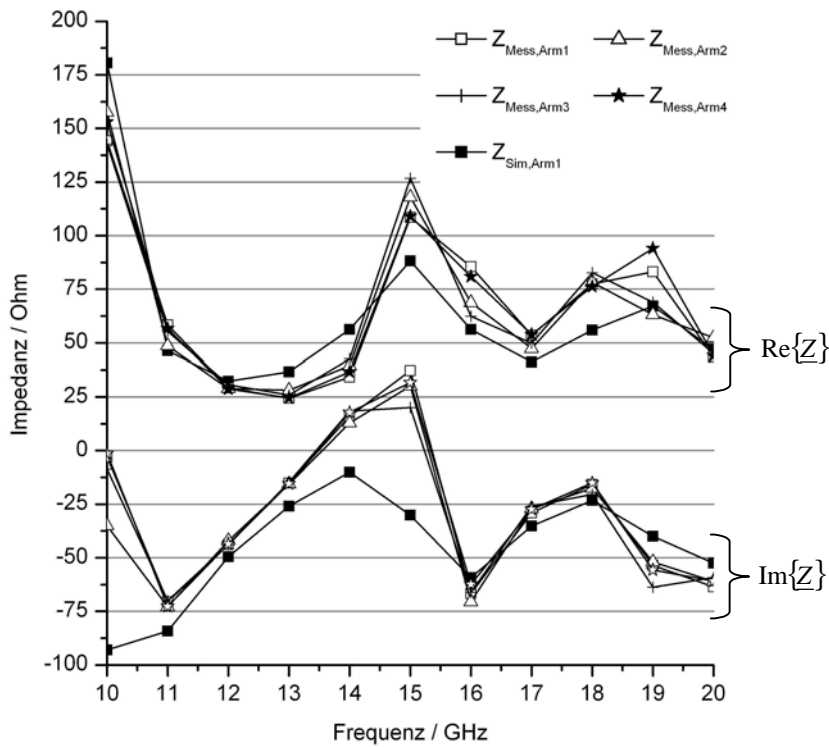


Abb. 7.9: Aus den Mess- und Simulationsergebnissen ermittelten Eingangsimpedanzen der Spiralarme

## 7.2.2 Spiralantenne über Grundmetallisierung

Zunächst wird eine Strahleranordnung betrachtet, in der sich die skalierte Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 in einem Abstand  $d \cong \lambda/4|_{15\text{ GHz}}$  über der oberen Grundmetallisierung des Speisernetzwerks befindet. Der prinzipielle Aufbau nach Abbildung 7.6 besteht aus den in Abbildung 7.10 skizzierten Substratschichten. Oberhalb der Grundmetallisierung des Speisernetzwerks befinden sich fünf weitere Substrate (Schicht I bis V), die beidseitig abgeätzt sind und über eine Gesamthöhe von  $t_{I \rightarrow V} = 2,615\text{ mm}$  verfügen. Die Substratschicht VI, auf deren Oberseite sich die Spiralmetallisierung befindet, verfügt über eine Materialstärke von  $t_{VI} = 0,787\text{ mm}$ , so dass die Spiralantenne in einem

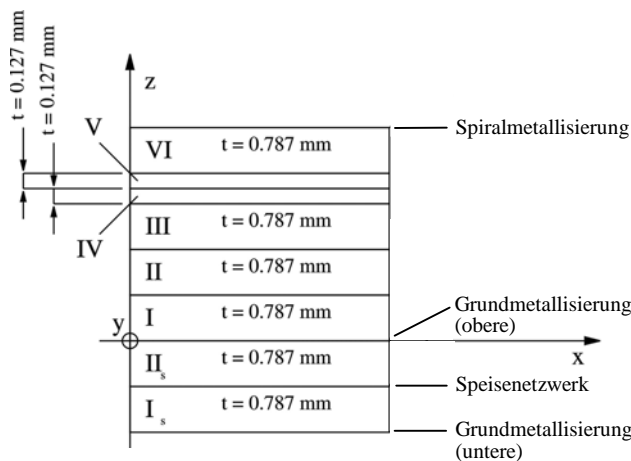


Abb. 7.10: Schichtenmodell der aufgebauten Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung



Abstand  $d = 3,402$  mm von einem ebenen Metallreflektor unterlegt ist. Dieser Abstand entspricht etwa der skalierten Höhe von  $\lambda_{15\text{ GHz}} / (4 \cdot \sqrt{\epsilon_r})_{\epsilon_r=2,2} \cong 3,369$  mm.

Die Abbildung 7.11 zeigt die Polardiagramme der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $|\vec{E}_{LHCP}|$  und  $|\vec{E}_{RHCP}|$  über dem Elevationswinkel  $\vartheta$  in den Schnittebenen  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  und  $90^\circ$  für die Frequenz  $f = 10$  GHz. Die Diagramme sind auf den jeweiligen Maximalwert der kopolaren elektrischen Feldstärke normiert. In der Ebene  $\varphi = 0^\circ$  tritt das Feldstärkemaximum der kopolaren Feldstärke  $|\vec{E}_{LHCP}|$  an der Winkelposition  $\vartheta = -9^\circ$  auf. Der kreuzpolare Fernfeldanteil an dieser Position beträgt  $|\vec{E}_{RHCP}| \cong -23,8$  dB bezogen auf den kopolaren Maximalwert. In der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  liegt der Pegel der Kopolarisation 0,3 dB und der Pegel der kreuzpolaren Komponente 26 dB unter dem Maximalwert der kopolaren Feldstärke. Die Halbwertsbreite, das sei hier der Winkelbereich in der die kopolare elektrische Feldstärke ausgehend vom Fernfeldmaximum in Hauptstrahlungsrichtung oberhalb von  $-3$  dB verläuft, beträgt gemäß Abbildung 7.11 a)  $\theta_{HB,LHCP} \cong 60^\circ$ . Fast im gesamten Winkelbereich  $\vartheta$  verläuft die kreuzpolare Fernfeldkomponente unterhalb von  $-20$  dB. Einzig im Winkelbereich von  $22^\circ < \vartheta < 46^\circ$  wird dieser Wert mit einem Maximum von  $-18,1$  dB bei  $\vartheta = 36^\circ$  überschritten. Das Achsenverhältnis  $AR$  der Polarisationsellipse ist in einem Winkelbereich von  $-60^\circ < \vartheta < 28^\circ$  besser 3 dB und bestätigt somit die in der Simulation erzielte Polarisationsreinheit der Anordnung.

Das Maximum der kopolaren Feldstärke  $|\vec{E}_{LHCP}|$  in der Ebene  $\varphi = 45^\circ$  liegt entsprechend Abbildung 7.11 b) bei  $\vartheta = 8^\circ$ . Die kreuzpolare Komponente verfügt bei diesem Elevationswinkel über einen normierten Pegel von  $|\vec{E}_{RHCP}| \cong -26,3$  dB. Entsprechend den Beobachtungen zur gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  für die Schnittebene  $\varphi = 0^\circ$ , liegt auch bei  $\varphi = 45^\circ$  der Pegel der Kopolarisation nur 0,3 dB und der Pegel der Kreuzpolarisation 26 dB unterhalb des Maximalwerts der kopolaren Feldstärke. Der kreuzpolare Pegel liegt mit Ausnahme der Winkelbereiche  $17^\circ < \vartheta < 38^\circ$  sowie  $56^\circ < \vartheta < 71^\circ$  insgesamt unterhalb von  $-20$  dB und verfügt bei  $\vartheta = 28^\circ$  über ein Maximum von  $-15,8$  dB. Der im Vergleich zum vorherigen  $\varphi$ -Schnitt zunehmende kreuzpolare Fernfeldanteil und die Abnahme des 3 dB-Achsenverhältnisses auf einen Winkelbereich von  $-34^\circ < \vartheta < 23^\circ$  ist auf die Geometrie des Messaufbaus zurückzuführen. Die Spiralantenne ist zentrisch auf einem rechtwinkligen Messingblock mit den Kantenmaßen  $(69 \times 69)$  mm befestigt. Über Schraubverbindungen

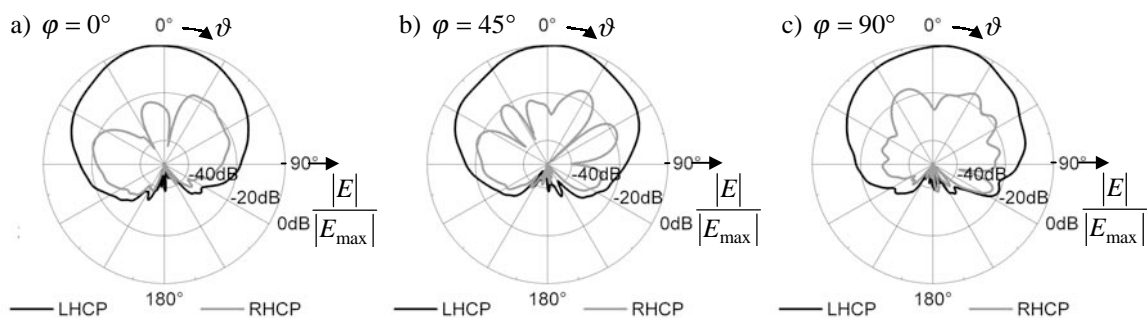


Abb. 7.11: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 10$  GHz

ist dieser Messingblock rückseitig mit dem Positionierturm der Antennenmesskammer verbunden, der das Messobjekt in den Raumrichtungen  $\vartheta$  und  $\varphi$  bewegt. Zur Reflexionsminderung und zur Unterdrückung von Beugungseffekten mit dem Positionierturm wird zwischen dem Antennenaufbau und dem Positionierturm eine Mikrowellenabsorptionsschicht mit den Kantenmaßen  $(300 \times 300 \times 20)$  mm angebracht, deren Seiten parallel zu den Kanten des Messingblocks orientiert sind. Der Mikrowellenabsorber ist starr mit dem Antennenaufbau verbunden und deckt die metallischen Flächen am Positionierturm vollständig ab. Für die Ebene  $\varphi = 45^\circ$  nehmen nun die Beugungseffekte am Messingblock zu, weil dessen Kanten in diesem Fall unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur E- bzw. H-Ebene der Referenzantenne verlaufen. Vor allem an den Ecken des rechtwinkligen Messingblocks führen die Beugungseffekte im Allgemeinen und im Bereich größerer Elevationswinkel im Besonderen zu unerwünscht höheren Feldverzerrungen. In den Schnittebenen  $\varphi = 0^\circ$  und  $90^\circ$  verlaufen die Kanten des Messingblocks parallel zur E- bzw. H-Ebene der Referenzantenne, weshalb deren Einfluss auf die Strahlungsdiagramme der Antennenanordnung in diesen Fällen geringer ist.

Das Richtdiagramm in der Ebene  $\varphi = 90^\circ$  nach Abbildung 7.11 c) weist bezüglich der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  das Pegelverhalten der vorangegangenen Richtdiagramme auf, so dass die gemessene Hauptstrahlrichtung von  $\vartheta = 10^\circ$  nicht als Schielen der Antenne bezeichnet werden kann. Der geringere Einfluss des Messingblocks gegenüber der Schnittebene  $\varphi = 45^\circ$  führt zu einer Reduktion der Kreuzpolarpegel im Winkelbereich um die gemessene Hauptstrahlrichtung. Im gesamten primären Strahlungshalbraum  $-90^\circ < \vartheta < 90^\circ$  verläuft der Pegel der kreuzpolaren Fernfeldkomponente mindestens 16 dB unterhalb des kopolaren Feldstärkemaximums. Das Achsenverhältnis ist in dem Winkelbereich  $-72^\circ < \vartheta < 27^\circ$  besser als 3 dB und die Halbwertsbreite beträgt etwa  $\theta_{HB,LHCP} = 60^\circ$ .

Für die Betriebsmittelfrequenz von  $f = 15$  GHz sind die Antennenrichtdiagramme in Abbildung 7.12 dargestellt. In der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  liegt bei allen drei  $\varphi$ -Schnittebenen der Pegel der kopolaren Feldstärke  $|\vec{E}_{LHCP}|$  höchstens 0,5 dB unterhalb des jeweiligen Maximalwertes, während die Pegel der kreuzpolaren Komponenten  $|\vec{E}_{RHCP}|$  einen Mindestabstand von 28 dB aufweisen. Die gemessenen

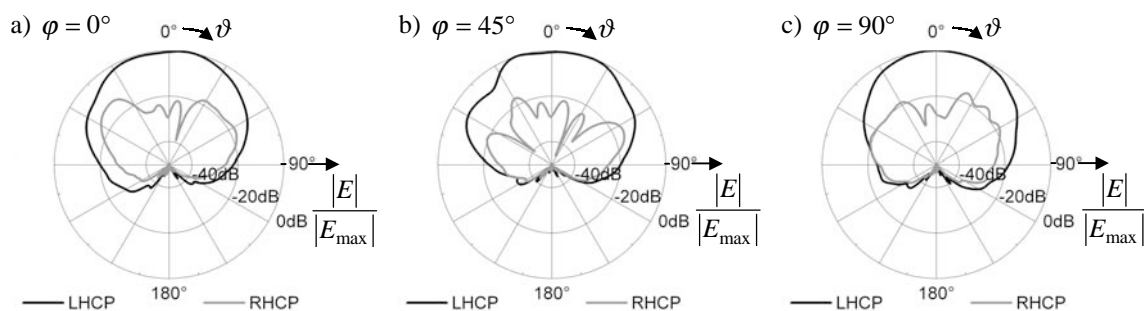


Abb. 7.12: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 15$  GHz

Halbwertsbreiten der Richtdiagramme aus Abbildung 7.12 betragen etwa  $\theta_{HB,LHCP} = 70^\circ$  und bestätigen sehr gut die in der Simulation erzielten Werte. Das Verhalten der Fernfeldkomponenten beim Elevationswinkel  $\vartheta = 0^\circ$  und die beobachteten Halbwertsbreiten bewirken, dass selbst bei der gemessenen Hauptstrahlungsrichtung von  $\vartheta = 10^\circ$  für die Schnittebene  $\varphi = 0^\circ$  nicht der Eindruck einer schielenden Antenne entsteht. Der Einfluss der Kanten des Messingblocks beim Ebenenschnitt  $\varphi = 45^\circ$  ist in der Abbildung 7.12 b) deutlich an den Einsattelungen im Winkelbereich um  $|\vartheta| = 45^\circ$  erkennbar. In den drei  $\varphi$ -Ebenen erstreckt sich der Winkelbereich mit einem Achsenverhältnis der Polarisationsellipse kleiner 3 dB von  $-35^\circ < \vartheta < 35^\circ$  und bestätigt somit die in der Simulation erzielte hohe Polarisationsreinheit dieser Antennenanordnung.

Die gemessenen Fernfelddiagramme für  $f = 18\text{ GHz}$  sind in Abbildung 7.13 dargestellt. Entgegen den bisher beobachteten quasi isotropen Strahlungsdiagrammen im primären Strahlungshalbraum weisen die kopolaren Fernfeldkomponenten  $|\vec{E}_{LHCP}|$  im Elevationswinkelbereich  $|\vartheta| > 30^\circ$  deutlich deformierte Pegelverläufe auf, die Halbwertsbreiten der drei Schnittebenen  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  und  $90^\circ$  erreichen dennoch zufriedenstellende Werte von  $\theta_{HB,LHCP} \geq 50^\circ$ . Durch die außerdem gestiegenen Pegel der kreuzpolaren Fernfeldkomponenten  $|\vec{E}_{RHCP}|$  verringert sich der Winkelbereich mit einem Achsenverhältnis der Polarisationsellipse kleiner 3 dB für alle  $\varphi$ -Schnitte auf einen Bereich von etwa  $-20^\circ < \vartheta < 10^\circ$ . Wesentliche Ursachen für die im Vergleich zu den niedrigeren Frequenzen schlechteren Strahlungsdiagramme sind die mit zunehmender Frequenz gravierenderen Einflüsse der Fertigungstoleranzen, insbesondere die der Durchkontaktierungen vom Speisetzwerk zur Spiralmetallisierung. Für die Schnittebene  $\varphi = 0^\circ$  liegt das Maximum der kopolaren Fernfeldkomponente bei  $\vartheta = -10^\circ$ , demgegenüber liegt in der eigentlich gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  der Pegel der Kopolarisation 1,5 dB und der Pegel der Kreuzpolarisation um 21,5 dB niedriger. In den Schnittebenen  $\varphi = 45^\circ$  und  $90^\circ$  fällt die gemessene Hauptstrahlungsrichtung mit  $\vartheta = -5^\circ$  bzw.  $3^\circ$  recht gut mit der gewünschten überein, so dass beim Elevationswinkel  $\vartheta = 0^\circ$  die kopolaren Fernfeldkomponenten nur 0,2 dB und die der kreuzpolaren Komponenten mindestens 20 dB unterhalb vom jeweiligen Maximalwert liegen.

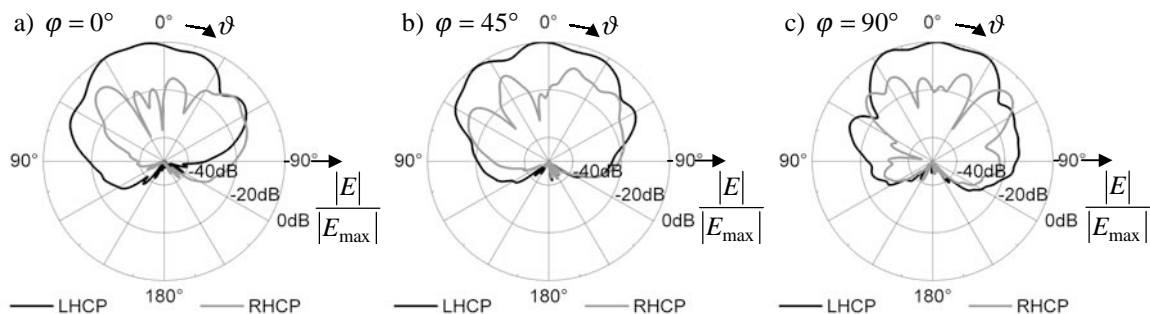


Abb. 7.13: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 18\text{ GHz}$

Im Folgenden werden die gemessenen und die simulierte Fernfelddiagramme der Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abbildung 7.6 bzw. 7.10 miteinander verglichen. Dabei sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die simulierte Antennenanordnung im Gegensatz zu den Betrachtungen der vorangegangenen Kapitel nun das Speisetzwerk beinhalten. Die normierten Fernfelddiagramme der Schnittebenen  $\varphi = 0^\circ$  und  $45^\circ$  sind für  $f = 10$  GHz in Abbildung 7.14 dargestellt. Bei der Modellierung der Spiralantenne unter ADS ist die Grundmetallisierung unendlich ausgedehnt, so dass der sekundäre Strahlungshalbraum im Simulationsmodell zwangsläufig strahlungsfrei ist. Die Fernfelddarstellungen beschränken sich daher auf den primären Strahlungshalbraum  $|\vartheta| \leq 90^\circ$ . Die Fernfelddiagramme der Abbildung 7.14 weisen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Werten der Simulation und den Ergebnissen der Messung auf. Die Differenz zwischen den kopolaren Fernfeldkomponenten  $|\vec{E}_{LHCP}|$  der Simulation und der Messung ist in einem Winkelbereich von  $-80 \leq \vartheta \leq 80$  geringer als 3 dB. In diesem Winkelbereich verlaufen die gemessenen Pegel der kreuzpolaren Komponenten  $|\vec{E}_{RHCP}|$  hauptsächlich unterhalb der entsprechenden Simulationswerte. Im Bereich der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  ist die messtechnisch ermittelte Kreuzpolarisationsunterdrückung etwa 10 dB besser als in der Simulation. Aufgrund der unendlich ausgedehnten Grundmetallisierung im Simulationsmodell weisen die Fernfelder beim Elevationswinkel  $\vartheta = 90^\circ$  eine Nullstelle auf, die beim Messaufbau mit den Kantenmaßen der Grundmetallisierung von  $(69 \times 69)$  mm natürlich nicht existiert. Es ist daher nicht verwunderlich, dass die simulierte und gemessenen Kurvenverläufe der kopolaren und kreuzpolaren Komponenten im Bereich großer Elevationswinkel  $|\vartheta| > 80^\circ$  deutlich voneinander abweichen. Die Beugungseffekte an den Kanten der endlichen Grundmetallisierung des Messaufbaus haben bei 10 GHz angesichts der guten Übereinstimmung der linkszirkularen Fernfeldkomponenten in Simulation und Messung keinen nennenswerten Einfluss auf die Kopolarisation. Die in der Messung schwankenden Pegel der rechtszirkularen Fernfeldkomponenten deuten hingegen auf ein vom Elevationswinkel abhängiges Interferenzverhalten des ohnehin geringen kreuzpolaren Feldanteils hin.

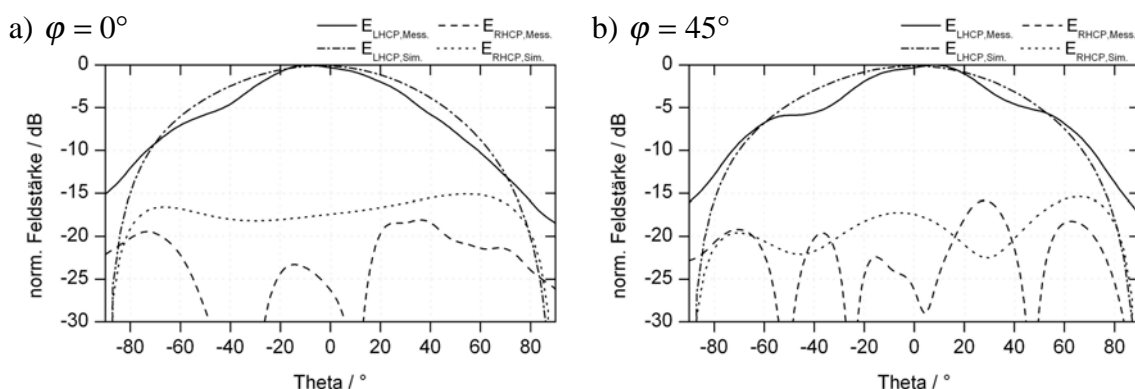


Abb. 7.14: Vergleich der gemessenen und der simulierten Fernfeldkomponenten für die  $\varphi$ -Schnittebenen a)  $\varphi=0^\circ$  und b)  $\varphi=45^\circ$  bei  $f = 10$  GHz

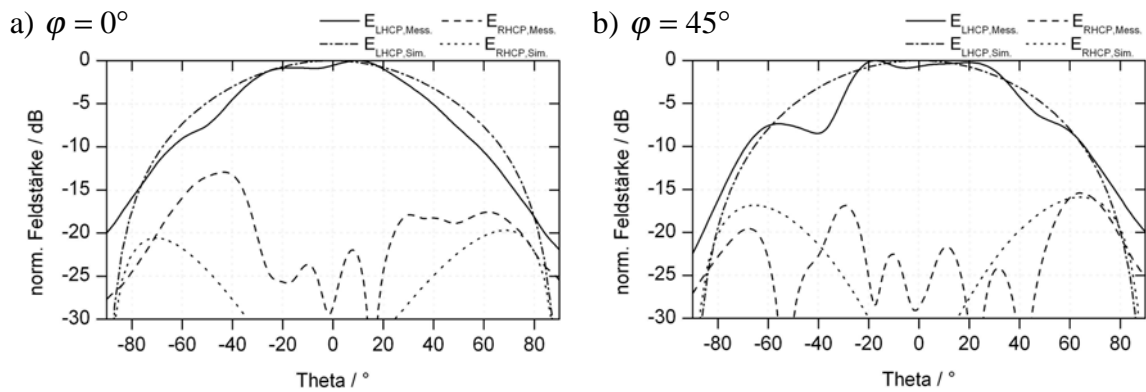


Abb. 7.15: Vergleich der gemessenen und der simulierten Fernfeldkomponenten für die  $\varphi$ -Schnittebenen a)  $\varphi=0^\circ$  und b)  $\varphi=45^\circ$  bei  $f = 15$  GHz

Die Abbildung 7.15 stellt die simulierten und gemessenen Fernfeldkomponenten beider Polarisationsrichtungen bei einer Frequenz von  $f = 15$  GHz gegenüber. Mit Ausnahme eines kleinen Winkelbereiches um  $\vartheta \cong -40^\circ$  für die Schnittebene  $\varphi = 45^\circ$  stimmen auch hier die gemessenen und die simulierten Pegel der kopolaren Feldkomponenten sehr gut überein. Die Einsattelungen der linkszirkular polarisierten Feldstärkeverläufe in der Schnittebene  $\varphi = 45^\circ$  spiegeln die bereits erwähnten Beugungseffekte der Messingblockkanten wider. Die messtechnisch ermittelten Kreuzpolarpegel im Winkelbereich um die gewünschte Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  liegen in beiden Diagrammen der Abbildung 7.15 zwar oberhalb der simulierten Verläufe, die Kreuzpolarisationsunterdrückung in diesem Winkelbereich ist mit über 20 dB dennoch sehr zufriedenstellend.

Entsprechend der Abbildung 7.16 zeigen die gemessenen Verläufe der linkszirkularen Fernfeldkomponenten bei einer Frequenz von  $f = 18$  GHz noch eine recht gute Übereinstimmung mit den Daten aus der Simulation, während die gemessenen Kreuzpolarisationspegel deutlich von den simulierten Verläufen abweichen. Es scheint als sei die modale Anregungsreinheit durch fertigungsbedingte Längendifferenzen der verwendeten Durchkontaktierungen vom Speisernetzwerk zur Spiralmetallisierung gestört. Insbesondere im Bereich hoher Frequenzen führen deren unterschiedliche Längen zur Abweichung der relativen elektrischen Phasenbezüge zwischen den vier Speiseströmen

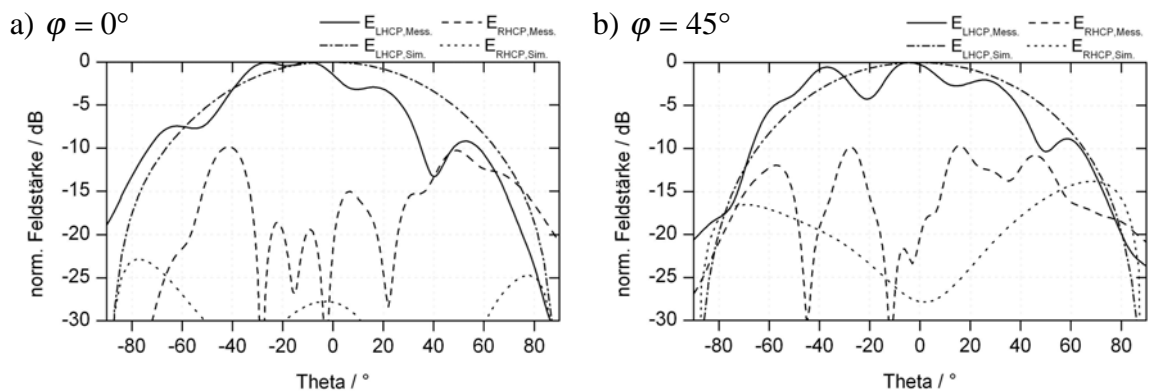


Abb. 7.16: Vergleich der gemessenen und der simulierten Fernfeldkomponenten für die  $\varphi$ -Schnittebenen a)  $\varphi=0^\circ$  und b)  $\varphi=45^\circ$  bei  $f = 18$  GHz

bezüglich des Modes  $M = 1$ , durch die unerwünschte Anregungsmoden  $M = 2, 3, 4$  begünstigt werden. Die Durchkontaktierungen verfügen laut dem Schichtenmodell nach Abbildung 7.10 über eine Länge von  $l_{Via} = 4,188$  mm, der eine elektrische Phasendrehung von  $\beta \cdot l = 50,29^\circ$  bei 10 GHz entspricht. Betragen die Fertigungstoleranzen der Durchkontaktierung  $\pm 0,25$  mm, variieren die Ausgangsphasen bei 10 GHz um  $9^\circ$ . Am Messbereichsende bei 18 GHz kann sich bereits eine unerwünschte elektrische Phasendifferenz von bis zu  $16^\circ$  zwischen den vier Eingangsströmen der Spiralantenne einstellen.

Die Eingangsanpassung der betrachteten Spiralantenne über Grundmetallisierung und der im Weiteren vorgestellten Antennenaufbauten ist im gesamten Messfrequenzbereich von 10 GHz bis 18 GHz besser 10 dB.

### 7.2.3 Spiralantenne mit rückwärtigem Mikrowellenabsorber

Im Wesentlichen können die Verfahren zur Minderung der Grundmetallisierungseinflüsse auf planare Antennen gemäß Kapitel 5 nach dem dissipativen und reflektiven Wirkprinzip unterschieden werden. Diesbezüglich liegt mit den theoretischen Betrachtungen zur frequenzselektiven Struktur aus kreisförmigen Ringresonatoren ein Schwerpunkt dieser Arbeit auf einem reflektiven Verfahren. Das Potenzial eines dissipativen Verfahrens in Form eines der Spiralantenne hinterlegten Mikrowellenabsorbers wird an dieser Stelle messtechnisch untersucht. Die Antennenanordnung entspricht prinzipiell wieder der Abbildung 7.6, deren Substratschichtung der Abbildung 7.17 entnommen werden kann. Das Besondere an dieser Anordnung ist der mit  $t_1 = 1,2$  mm äußerst dünne Absorberfilm Eccosorb SF (Schicht I) der Firma Cumming Corporation, der den sonst üblichen Absorberhohlraum der Tiefe  $\lambda/4|_{15\text{ GHz}}$  ersetzt. Das eingesetzte Produkt ist ein mit Eisenatomen dotiertes Silikonmaterial, welches bei der Frequenz von 15 GHz über eine Einfügedämpfung größer 30 dB verfügt. Innerhalb des Frequenzbereiches von 12 GHz bis 18 GHz ist die Einfügedämpfung gemäß den Angaben aus dem Datenblatt besser 15 dB.

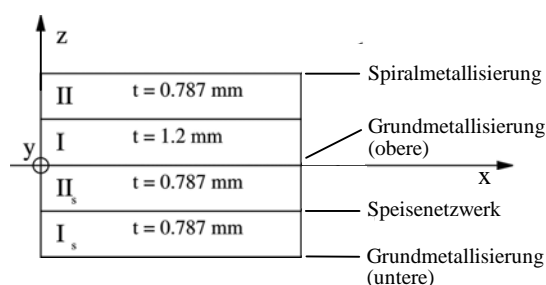


Abb. 7.17: Schichtenmodell der aufgebauten Spiralantenne mit rückwärtiger Absorberschicht

Die Messergebnisse zum Antennenaufbau gemäß Abbildung 7.17 sind im Folgenden zusammengetragen. Die Abbildung 7.18 zeigt die gemessenen Verläufe der Ko- und Kreuzpolarisation in den Fernfeldebene  $\varphi = 0^\circ, 45^\circ$  und  $90^\circ$  bei der Frequenz 10 GHz. Das Diagramm in der Schnittebene  $\varphi = 0^\circ$  weist mit  $\theta_{HB,LHCP} \cong 160^\circ$  eine große Halbwertsbreite der Kopolarisation auf, deren Abstand zur kreuzpolaren Komponente im entsprechenden Winkelbereich von  $-80^\circ < \vartheta < 80^\circ$  mindestens 3 dB beträgt.

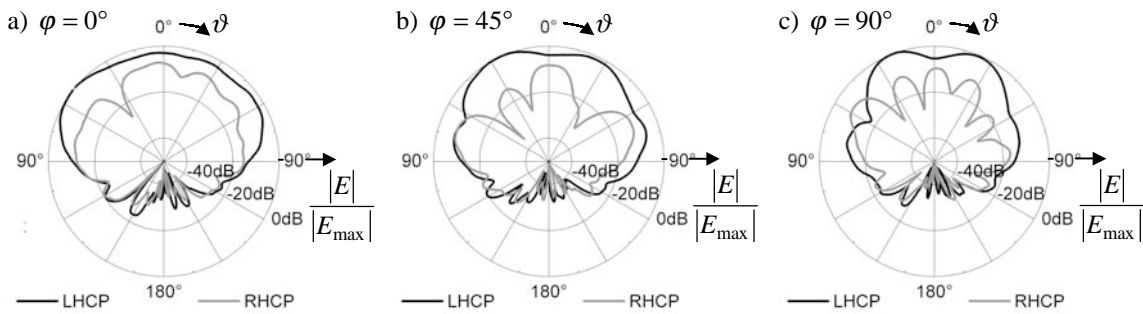


Abb. 7.18: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 10$  GHz

Gegenüber dem Richtdiagramm der Spiralantenne mit rückwärtigem Reflektor gemäß Abbildung 7.11 a) verfügt die Spiralantenne mit Mikrowellenabsorber im betrachteten Frequenzpunkt jedoch über eine erheblich geringere Kreuzpolarisationsunterdrückung. Auch die Fernfelddiagramme in den Ebenen  $\varphi = 45^\circ$  und  $90^\circ$  der Abbildung 7.18 b) und c) weisen im Vergleich zu den Diagrammen der Spiralantenne aus Abschnitt 7.2.2 einen erhöhten Pegel der kreuzpolaren Fernfeldkomponenten auf. Durch die Veränderung des Messaufbaus und die Einbringung einer Absorptionsschicht der Stärke  $t_1 = 1,2$  mm wird der Abstand zwischen der Spiralmetallisierung und deren rückwärtiger Grundmetallisierung deutlich reduziert. Ausgehend von einem Abstand  $d \cong \lambda/4|_{15\text{ GHz}}$  für den Antennenaufbau nach Abschnitt 7.2.2 wird die Höhe der Spiralantenne auf einen Wert von  $d \cong \lambda/7|_{15\text{ GHz}}$  herabgesetzt. Entsprechend den Ausführungen in Kapitel 4 erhöht der verminderte Grundmetallisierungsabstand den Anteil an gebundenen bzw. geführten Wellen, so dass die abgestrahlte Leistung geringer wird. Die damit verbundene Zunahme des Stehwellenverhältnisses auf den Spiralarmlen wird bei der Frequenz von 10 GHz nicht stark genug durch die Absorberschicht bedämpft. Die Konsequenz ist ein erhöhter Kreuzpolarpegel und folglich eine schlechtere Polarisationsreinheit. Insbesondere im Bereich um den Elevationswinkel  $\vartheta = 0^\circ$  können daher in den drei Diagrammen nach Abbildung 7.18 lokale Maxima der unerwünschten rechtszirkularen Polarisation beobachtet werden.

Bei den in Abbildung 7.19 dargestellten Richtdiagrammen der zirkular polarisierten Fernfeldkomponenten für die Messfrequenz von 15 GHz wird der bedämpfende Einfluss der Mikrowellenabsorptionsschicht sichtbar, da der kreuzpolare Fernfeldanteil in einem großen Winkelbereich geringer ist. Die daraus resultierenden besseren Achsenverhältnisse der Polarisationsellipsen liegen im Winkelbereich  $-30^\circ < \vartheta < 30^\circ$  für alle drei  $\varphi$ -Schnittebenen unterhalb von 3 dB. Die gewünschte Hauptstrahlrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  wird bei der Frequenz von 15 GHz sehr gut eingehalten. In der Ebene  $\varphi = 0^\circ$  liegt das gemessene kopolare Feldstärkemaximum bei  $\vartheta = -5^\circ$ . Für die Schnittebenen  $\varphi = 45^\circ$  und  $90^\circ$  weisen die Elevationswinkel  $\vartheta = -6^\circ$  bzw.  $-3^\circ$  in Richtung der maximalen linkszirkularen Feldstärke. Das rotationssymmetrische Verhalten der Strahlungscharakteristik äußert sich in einer nahezu symmetrisch zum Winkel  $\vartheta = 0^\circ$  verlaufenden Halbwertsbreite von  $\theta_{HB,LHCP} \cong 80^\circ$  in allen drei Diagrammen der Abbildung 7.19.

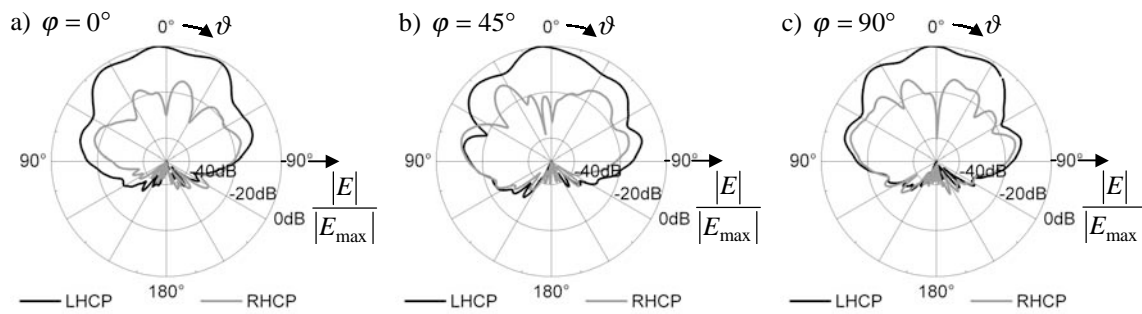


Abb. 7.19: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 15$  GHz

Erwähnenswert ist auch die gute Kreuzpolarisationsunterdrückung der vermessenen Antennenanordnung im Bereich des kopolaren Feldstärkemaximums. In den drei dargestellten Fernfelddiagrammen gemäß Abbildung 7.19 wird die unerwünschte Polarisation im Bereich der maximalen Kopolarisation um mindestens 20 dB unterdrückt. Für  $\varphi = 90^\circ$  ergibt sich sogar eine Kreuzpolarisationsunterdrückung von 40 dB in Richtung der maximalen Fernfeldstärke bei  $\vartheta = -3^\circ$ .

Ausgehend von der Betriebsmittenfrequenz des verwendeten Mikrowellenabsorbers bewirkt eine Erhöhung der Messfrequenz aus den oben genannten Gründen eine Verschlechterung der Polarisationsreinheit. Insbesondere abseits von der Frequenz, für die eine maximale Absorption des elektromagnetischen Feldes erreicht wird, führt der höhere Anteil geführter Leitungswellen zu einer verminderten Kreuzpolarisationsunterdrückung der untersuchten Antennenanordnung. Die Strahlungsdiagramme gemäß Abbildung 7.20 weisen daher erhöhte Pegel der kreuzpolaren Fernfeldkomponenten auf. Zudem äußern sich bei einer Frequenz von 18 GHz die Fertigungstoleranzen in gestiegenem Maße, so dass neben der Polarisationsreinheit dann auch die Halbwertsbreiten geringer sind.

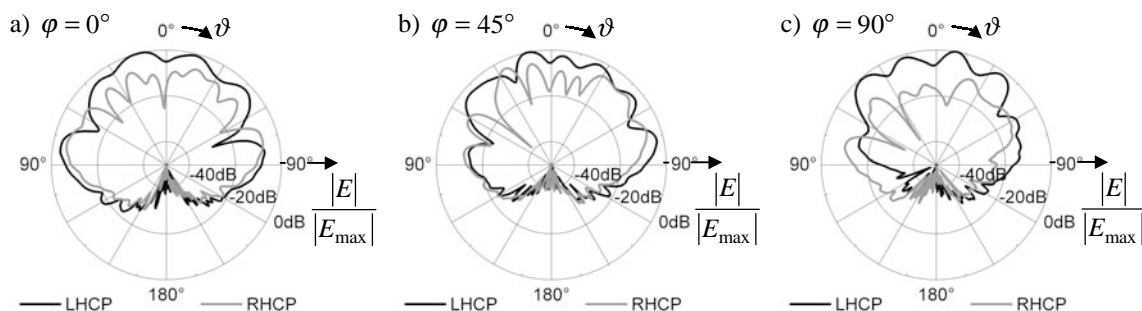


Abb. 7.20: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 18$  GHz

Insgesamt sind die Strahlungseigenschaften der in diesem Abschnitt untersuchten Spiralantenne mit rückwärtigem Mikrowellenabsorber schlechter als die der Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 7.2.2.



### 7.2.4 Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren

Anhand der in Abschnitt 5.2 als quasi Yagi-Uda-Antenne bezeichneten Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren wurde die Möglichkeit erläutert, das Strahlungsverhalten dieser Gruppenanordnung gegenüber dem der Spiralantenne nach Abschnitt 7.2.2 positiv zu beeinflussen. Das optimierte Simulationsmodell verfügt über die vierarmige Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 und drei Reflektor- bzw. eine Direktormetallisierungsebene gemäß Tabelle 5.6. Die Abstände zwischen den einzelnen Metallisierungsebenen wurden im Simulationsmodell an die verfügbaren Substratschichtdicken der Firma Rogers angepasst. Der Übergang vom Simulationsmodell auf die Messanordnung erfolgt gemäß dem Schichtenmodell nach Abbildung 7.21. Die Ringstrukturen der Reflektormetallisierungen 1 und 2 werden auf Substrate mit einer Materialstärke von  $t_{IV}$  bzw.  $V = 0,127$  mm und einer Kupferkaschierung von  $b = 9$   $\mu\text{m}$  geätzt. Die Reflektormetallisierung 3 befindet sich auf der Oberseite eines Substrates mit der Materialstärke  $t_{VI} = 0,787$  mm und einer Kupferkaschierung von  $b = 17,5$   $\mu\text{m}$ . Zwischen der Direktormetallisierung 1, mit den Substratkenngrößen  $t_{VIII} = 0,508$  mm bzw.  $b = 17,5$   $\mu\text{m}$ , und der Spiralmetallisierung befindet sich eine beidseitig abgeätzte Substratschicht der Stärke  $t_{VII} = 3,175$  mm.

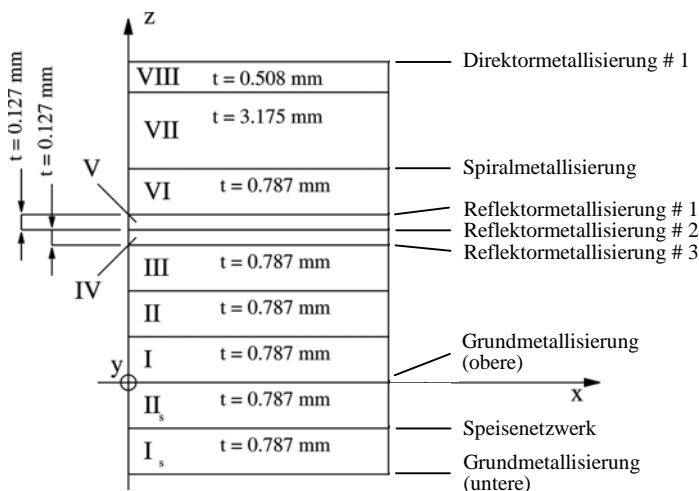


Abb. 7.21:  
Schichtenmodell der aufgebauten  
Spiralantenne mit kreisförmigen  
Ringresonatoren

Die messtechnisch ermittelten Fernfelddiagramme der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten für  $f = 10$  GHz sind in Abbildung 7.22 auf das jeweilige Feldstärkemaximum der Kopolarisation normiert dargestellt. Die drei  $\varphi$ -Schnittebenen zeigen eine sehr gute Diagrammsymmetrie des kopolaren Fernfeldes und eine hohe Kreuzpolarisationsunterdrückung in einem großen Elevationswinkelbereich. In der Ebene  $\varphi = 0^\circ$  weist die kopolare Feldstärke ein Maximum für  $\vartheta = -2^\circ$  auf und die zur gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  symmetrische Halbwertsbreite beträgt etwa  $\theta_{HB,LHCP} = 50^\circ$ . Das Achsenverhältnis in dieser Schnittebene verläuft in einem Winkelbereich von  $-57^\circ < \vartheta < 35^\circ$  unterhalb von 3 dB. Das kopolare Feldstärkemaximum in der Ebene  $\varphi = 90^\circ$  liegt bei  $\vartheta = 3^\circ$ , durch die leichten Einsattelungen im Pegelverlauf verringert sich die Halbwertsbreite jedoch auf  $\theta_{HB,LHCP} = 40^\circ$  und der Winkelbereich mit einem Achsenverhältnis besser 3 dB auf  $-20^\circ < \vartheta < 25^\circ$ . In der Diagonalebene  $\varphi = 45^\circ$  verstärken Beugungseffekte, hervorgerufen durch den in

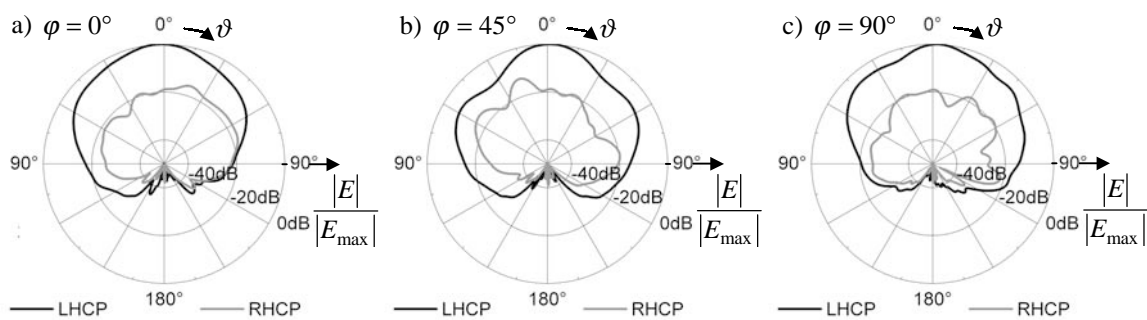


Abb. 7.22: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 10$  GHz

diesem Winkelbereich bereits geschilderten Einfluss der Kanten des Messingblocks, die Einsattelungen im Elevationswinkelbereich um  $|\vartheta| = 30^\circ$ , so dass für die Halbwertsbreite  $\theta_{HB,LHCP} = 35^\circ$  und das 3 dB-Achsenverhältnis  $-10^\circ < \vartheta < 20^\circ$  folgt. Wie bei den anderen Schnittebenen, stimmt auch hier das kopolare Feldstärkemaximum bei  $\vartheta = 2^\circ$  sehr gut mit der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  überein.

Bei einer Anhebung der Messfrequenz auf  $f = 15$  GHz sind auch in den Hauptebenen  $\varphi = 0^\circ$  und  $90^\circ$  Einsattelungen der kopolaren Fernfeldkomponenten im Winkelbereich um  $|\vartheta| = 45^\circ$  zu beobachten, in der Diagonalebene  $\varphi = 45^\circ$  kommt es über diesen Elevationswinkelbereich hinaus sogar zur Ausprägung von Nebenmaxima, wie die in Abbildung 7.23 dargestellten Fernfelddiagramme der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten zeigen. Die Strahlungseigenschaften können dennoch als zufriedenstellend bezeichnet werden, da in allen drei  $\varphi$ -Schnittebenen die Halbwertsbreite  $\theta_{HB,LHCP} \geq 40^\circ$  beträgt und die Kreuzpolarisationsunterdrückung besser 20 dB im Bereich um die gewünschte Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  ist. In der Fernfeldebene  $\varphi = 0^\circ$  bzw.  $\varphi = 45^\circ$  tritt das Maximum der Kopolarisation beim Elevationswinkel  $\vartheta = 8^\circ$  bzw.  $\vartheta = -1^\circ$  auf. Der Winkelbereich mit einem Achsenverhältnis besser 3 dB kann in beiden Ebenen mit  $-20^\circ < \vartheta < 10^\circ$  angegeben werden. Die Richtung maximaler Kopolarisation liegt in der Ebene  $\varphi = 90^\circ$  bei  $\vartheta = -2^\circ$ . Mit geringen Pegelüberschreitungen ergibt sich in dieser Ebene sogar ein Winkelbereich von  $-30^\circ < \vartheta < 35^\circ$ , für den das Achsenverhältnis der Polarisationsellipse besser als 3 dB ist.

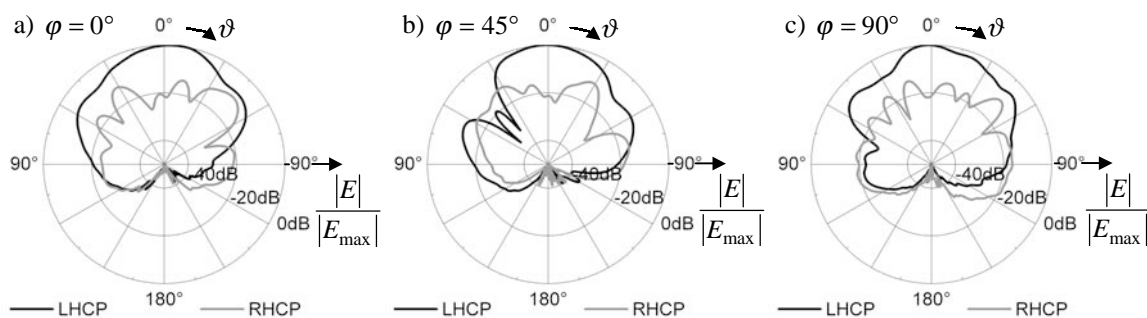


Abb. 7.23: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 15$  GHz

Die Zunahme der kreuzpolarisierten Fernfeldpegel und die Diagrammsymmetrien in den dargestellten Fernfeldebene nach Abbildung 7.23 b) beruhen zum einen auf fertigungsbedingte Abweichungen in den Metallisierungsweiten der Resonatorelemente<sup>5</sup>. Die Vermessung der kreisförmigen Ringstrukturen ergab eine Toleranz der Metallisierungsweite von bis zu 20  $\mu\text{m}$ . Für die Reflektormetallisierungsebenen 2 und 3, sowie für die Direktormetallisierungsebene 1 konnten mittlere Metallisierungsweiten von etwa 30  $\mu\text{m}$  erreicht werden, während die mittleren Metallisierungsweiten für die Reflektormetallisierungsebene 1 im Durchschnitt 20  $\mu\text{m}$  betragen. Zum anderen ist der Kreuzpolarpegel im Vergleich zu den Diagrammen der Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 7.2.2 gestiegen, weil die Spiralmetallisierung in dem vorliegenden Abschnitt ab der Frequenz von etwa 15 GHz die Ausbildung strahlender  $3\lambda$ -Zone ermöglicht. Die Ursache hierfür ist in dem Konzept des modularen Aufbaus der Antennenanordnungen mit den wiederverwendbaren Komponenten Speisetzwerk und Spiralmetallisierung begründet. Im Gegensatz zur Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 7.2.2 bildet die Spiralmetallisierung der Antennenanordnung gemäß der Abbildung 7.21 nicht die oberste Substratschicht. Für die in diesem Fall vollständig eingebettete Spiralmetallisierung ist die relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r = 2,2$  des verwendeten Substrats maßgeblich. Da die Spiralmetallisierung jedoch bezüglich der effektiven Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r,\text{eff}} = 1,896$  nach Abschnitt 4.2 skaliert wurde, also mit dem Freiraum als oberste Grenzschicht, sind die elektrischen Spiralarmlängen hier größer als bei den Anordnungen der vorangegangenen Abschnitte. Gemäß dem vereinfachten Abstrahlungsmodell der Spiralantennen nach Abschnitt 3.2.3 kann sich eine  $3\lambda$ -Zone nun ab einer Frequenz von 15,44 GHz ausbilden. Jedoch bewirken die stetigen Phasenbezüge in den strahlenden Zonen, dass die im Spiralzentrum reflektierten und in den Mode  $M = 3$  konvertierten Leistungsanteile bereits in Abbildung 7.23 b) ihre störende Wirkung zeigen. Wie sich später beim Vergleich der Mess- mit den Simulationsergebnissen zeigen wird, deutet bei den Simulationsergebnissen nichts auf den störenden Einfluss der sich bei höheren Frequenzen ausbildenden  $3\lambda$ -Zone hin. Diese Beobachtung war ausschlaggebend bei der Entscheidung, den Aufwand beim Aufbau der Antennenanordnungen durch die modulare Wiederverwendung einzelner Komponenten zu reduzieren. Im Vergleich zur Simulation scheint die aufgebaute Antennenanordnung jedoch weniger Leistung in der  $\lambda$ -Zone abzustrahlen, so dass die im Zentrum reflektierten Leistungsanteile die  $3\lambda$ -Zone unerwartet stark anregen.

Die Abbildung 7.24 zeigt die messtechnisch ermittelten Pegel der ko- und kreuzpolaren Empfangsfeldstärke für  $f = 18\text{GHz}$ . Die Anhebung der Messfrequenz führt entsprechend den obigen Ausführung zur Verschlechterung der Richtcharakteristik und der Kreuzpolarisationsunterdrückung außerhalb der gewünschten Hauptstrahlungsrichtung. In der Summe werden hiermit die in Abbildung 3.12 für die unterschiedlichen Anregungsmoden berechneten Richtdiagramme bestätigt, wonach die Felder beim

---

<sup>5</sup> Sollwert der Metallisierungsweite:  $w = 40\ \mu\text{m}$

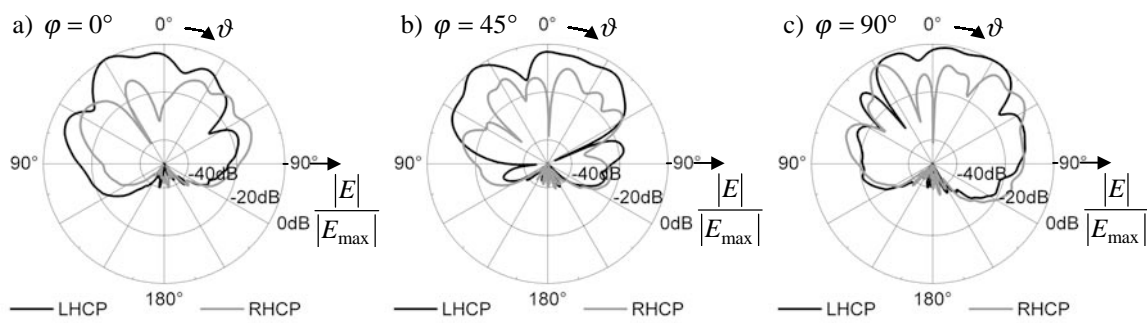


Abb. 7.24: Richtdiagramm der links- und rechtszirkularen Fernfeldkomponenten  $\vec{E}_{LHCP}$  bzw.  $\vec{E}_{RHCP}$  für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen bei  $f = 18$  GHz

Winkel  $\vartheta = 0^\circ$  einzig durch den Mode  $M = 1$  angeregt werden. Dies erklärt auch die hohe Kreuzpolarisationsunterdrückung von bis zu 40 dB in dieser Raumrichtung. In den Bereichen größerer Elevationswinkel steigt erwartungsgemäß der in der  $3\lambda$ -Zone vom störenden Mode  $M = 3$  angeregte rechtszirkularen Feldanteile. Das Achsenverhältnis  $AR$  der drei Richtdiagramme aus Abbildung 7.24 ist daher selbst unter Einbeziehung geringer Pegelüberschreitungen nur in kleinen Winkelbereichen von maximal  $10^\circ$  besser 3 dB. Ähnlich verhalten sich die mit  $\theta_{HB,LHCP} \leq 20^\circ$  ebenfalls nur geringen Halbwertsbreiten.

Im Folgenden werden die gemessenen und simulierten Fernfeldkomponenten  $|\vec{E}_{LHCP}|$  und  $|\vec{E}_{RHCP}|$  der Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren im Elevationswinkelbereich  $-90^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$  miteinander verglichen. Für die Frequenz  $f = 10$  GHz sind die entsprechenden Richtdiagramme der Ebenen  $\varphi = 0^\circ$  und  $45^\circ$  in Abbildung 7.25 dargestellt. Insbesondere die messtechnisch ermittelte Kreuzpolarisation wird gut durch die Simulationsergebnisse bestätigt. Prinzipiell ist die Kreuzpolarisationsunterdrückung der aufgebauten Antennenanordnung besser, als dies durch die Simulationsergebnisse zu erwarten war. Die schmalere Richtcharakteristiken der gemessenen Kopolarisation verringern jedoch die Halbwertsbreiten gegenüber den Simulationsergebnissen. Speziell in der Ebene  $\varphi = 45^\circ$  weichen die bereits diskutierten, lokalen Absenkungen des linkszirkularen Fernfeldpegels von den Simulationsergebnissen ab. Die Beugungseffekte der

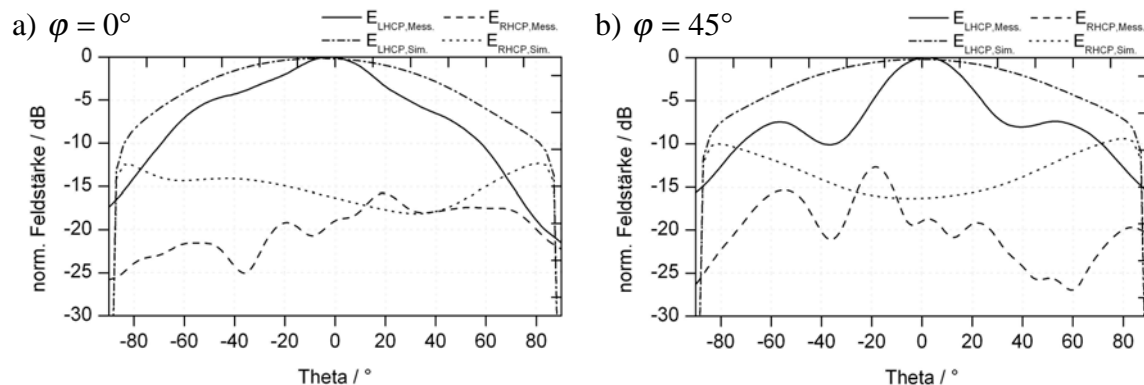


Abb. 7.25: Vergleich der gemessenen und der simulierten Fernfeldkomponenten für die  $\varphi$ -Schnittebenen a)  $\varphi = 0^\circ$  und b)  $\varphi = 45^\circ$  bei  $f = 10$  GHz

Messingblockkanten treten jedoch stärker in Erscheinung, als dies bei der Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung nach Abbildung 7.14 b) beobachtet werden konnte. Hierfür ist vermutlich die gestiegene Aufbauhöhe der Antennenanordnung gemäß dem Schichtenmodell verantwortlich. Die lokalen Minima der Kopolarisation in der Abbildung 7.25 liegen etwa 5 dB niedriger, als in der vergleichbaren Messung der Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung.

Die Abbildung 7.26 zeigt die normierten Beträge der gemessenen und simulierten Feldkomponenten beider Polarisationsrichtungen bei einer Frequenz von  $f = 15$  GHz. Hier zeigt sich ein ausgeprägtes Beugungs- und Interferenzverhalten der bei dieser Antennenanordnung angehobenen Feldanteile im Bereich großer Elevationswinkel. Der Verlauf der Kopolarisation nach Abbildung 7.26 b) bekräftigt diese Vermutung, denn nun interferieren die Feldanteile weitab von der Hauptstrahlungsrichtung  $\vartheta = 0^\circ$  entsprechend stärker mit denen in diesem azimutalen Winkelbereich an den Kanten des Messingblocks gebeugten Feldern. Die simulierten Werte der Kreuzpolarisation in der Ebene  $\varphi = 0^\circ$  liegen nach Abbildung 7.26 a) deutlich unter dem gemessenen Verlauf der Kreuzpolarisation. In der Fernfeldebene  $\varphi = 45^\circ$  führen die Interferenzeffekte zu einer Herabsetzung der gemessenen, kopolaren Feldstärke an den Winkelpositionen  $|\vartheta| \cong 50^\circ$  um bis zu 25 dB gegenüber dem Maximum der Kopolarisation.

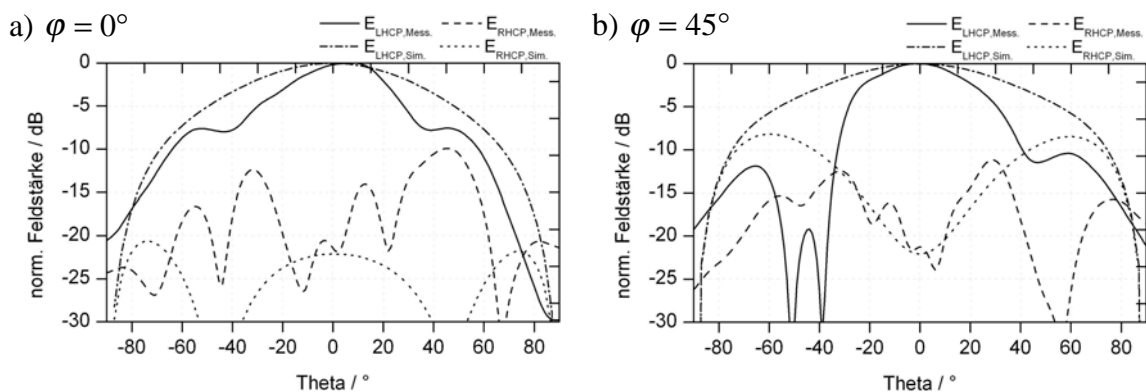


Abb. 7.26: Vergleich der gemessenen und der simulierten Fernfeldkomponenten für die  $\varphi$ -Schnittebenen a)  $\varphi=0^\circ$  und b)  $\varphi=45^\circ$  bei  $f = 15$  GHz

Die geringere Polarisationsreinheit der bei einer Frequenz von  $f = 18$  GHz vermessenen Antennenanordnung kann durch die Simulationsergebnisse nicht bestätigt werden. Zwar stimmen die Beträge der kreuzpolaren Fernfeldkomponenten aus Simulation und Messung entsprechend Abbildung 7.27 recht gut überein, nicht aber die kopolaren Pegel. Wie schon bei der Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung wirken sich bei 18 GHz die Fertigungstoleranzen erheblich stärker aus, die hinsichtlich der gestiegenen Komplexität des Antennenaufbaus mit kreisförmigen Ringresonatoren schwerwiegender sind.

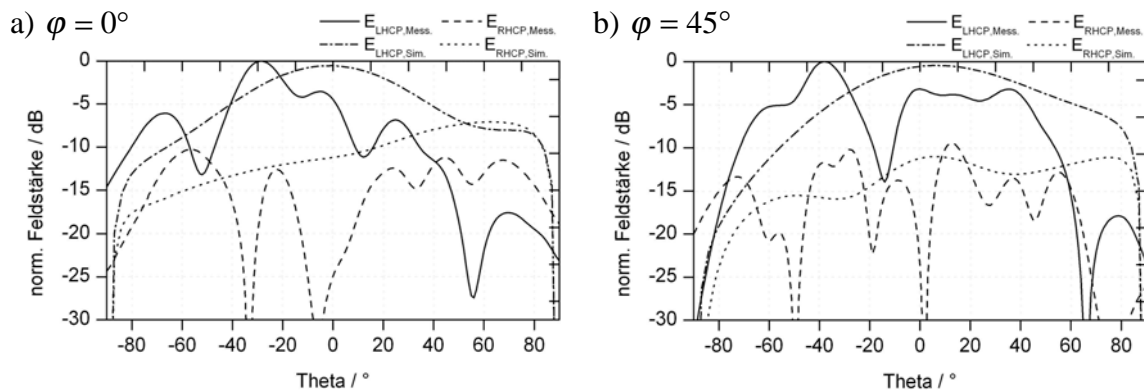


Abb. 7.27: Vergleich der gemessenen und der simulierten Fernfeldkomponenten für die  $\varphi$ -Schnittebenen a)  $\varphi=0^\circ$  und b)  $\varphi=45^\circ$  bei  $f = 18$  GHz

Insgesamt unterliegt auch die in diesem Abschnitt betrachtete Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren den gemessenen Strahlungseigenschaften der Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 7.2.2. Diese Aussage trifft auch dann noch zu, wenn der Vergleich ausschließlich für eine Betriebsfrequenz von 10 GHz erfolgt, also beide Antennenanordnungen eine einzige strahlende Zone vom Umfang  $\lambda$  ausbilden.

### 7.2.5 Frequenzgang charakteristischer Strahlungseigenschaften

Im folgenden Abschnitt werden die messtechnisch ermittelten Frequenzgangdiagramme ausgewählter Strahlungseigenschaften der drei aufgebauten Antennenanordnungen vorgestellt. Dazu sind die frequenzabhängigen Eigenschaften des ANA und der verwendeten Verstärkerelemente nach Abbildung 7.7 aus den Kenngrößen eliminiert worden. Die Abbildung 7.28 zeigt den Richtfaktor und den Antennenwirkungsgrad der drei Antennenkonfigurationen über der Messfrequenz von 10 GHz bis 18 GHz.

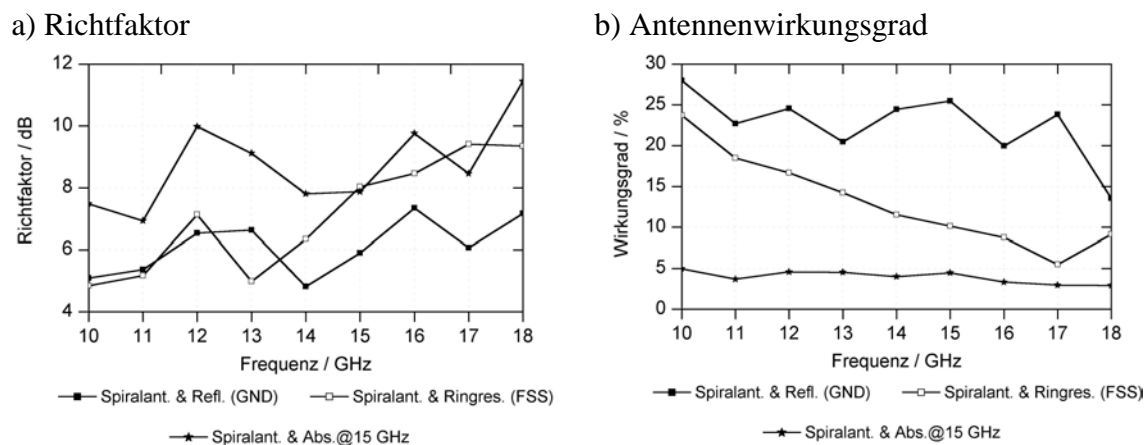


Abb. 7.28: Richtfaktor und Wirkungsgrad der aufgebauten Spiralantennen

Da bei der Spiralantenne mit rückwärtiger Mikrowellenabsorberschicht die Feldanteile in dem Bereich großer Elevationswinkel stärker bedämpft werden, weist diese

Anordnung mit Werten um 9 dB einen relativ hohen Richtfaktor auf. Die Spiralantenne mit den kreisförmigen Ringresonatoren besitzt entsprechend dem Prinzip der Yagi-Uda-Antennen eine größere Richtwirkung als die Spiralantenne über Grundmetallisierung, deren Verläufe sehr gut mit den Gewinnkurven aus den Simulationen nach Abbildung 5.15 b) korrespondieren. In den Simulationen sind die Anordnungen als verlustlos betrachtet worden, weshalb der angestellte Vergleich zulässig ist. Die Wirkungsgrade der drei Antennenanordnungen sind in Abbildung 7.28 b) dargestellt, darin enthalten sind auch die Verluste des Speisetzwerks. Bei der Spiralantenne nach Abschnitt 7.2.3 tritt bei einem Wirkungsgrad um 5% eindeutig die absorbierende Wirkung des rückwärtigen Mikrowellenabsorbers in den Vordergrund. Die beiden anderen Antennen zeigen im unteren Frequenzbereich mit Wirkungsgraden um 25% einen für Mikrostreifenleitungsantennen typischen Wert, der mit zunehmender Frequenz jedoch auf Werte um 20% für die Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung und 15% für die mit kreisförmigen Ringresonatoren sinkt. Ursache hierfür ist das Transmissions- bzw. Reflexionsverhalten der Durchkontaktierungen vom Speisetzwerk zu den äußeren Spiralarmendungen. Die mit steigender Frequenz zunehmend an den Durchkontaktierungen reflektierten Leistungsanteile fließen zurück ins Speisetzwerk, wo sie entweder in den Querwiderständen der Wilkinsonteiler absorbiert oder an den Antenneneingang weitergereicht werden.

Das in Abhängigkeit von der Frequenz beobachtete, gegenläufige Verhalten von Richtfaktor und Wirkungsgrad wirkt sich auf den gemessenen Antennengewinn der Spiralantenne über Grundmetallisierung und der mit kreisförmigen Ringresonatoren positiv aus, wie die in Abbildung 7.29 a) dargestellten Gewinn diagramme dokumentieren. Die Spiralantenne mit einer rückwärtigen Metallebene verfügt über einen nahezu konstanten Gewinn um 0 dB; diejenige mit Ringresonatoren zeigt einen Gewinn um  $-2$  dB im gesamten Betriebsfrequenzbereich. Die konstanten, hohen Verluste der Spiralantenne mit rückwärtigem Mikrowellenabsorber führen auf einen im Vergleich zu deren Richtfaktor qualitativ identischen Verlauf des Gewinns um  $-5$  dB. In gewisser Weise sind die in Abbildung 7.29 b) dargestellten Diagramme zur abgestrahlten Leistung der jeweiligen Antennenanordnung redundant. Sie zeigen jedoch deutlich, dass die abgestrahlte

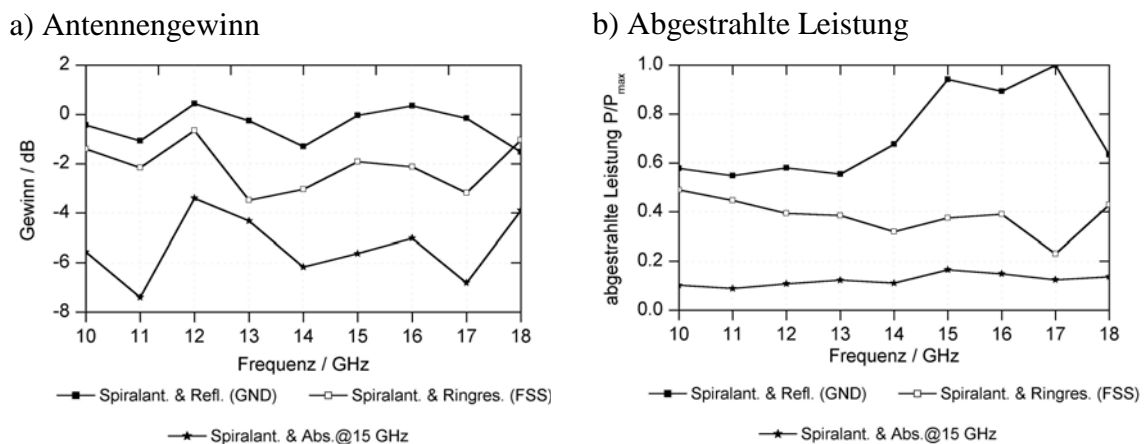


Abb. 7.29: Gewinn und abgestrahlte Leistung der aufgebauten Spiralantennen

Leistung der Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren einen konstanteren Verlauf im Vergleich zur Spiralantenne über Grundmetallisierung aufweist.

Werden hier der Antennenwirkungsgrad und –gewinn als maßgebliche Kenngrößen für einen bewertenden Vergleich der drei Anordnungen herangezogen, ist abermals die Spiralantenne über Grundmetallisierung der Spiralantenne mit kreisförmigen Ringresonatoren bzw. mit rückwärtigem Mikrowellenabsorber vorzuziehen.

### 7.3 Verkopplungseigenschaften der Spiralantennen

Wird eine einzelne Spiralantenne im Freiraum angeordnet und im Mode  $M = 1$  angeregt, dann sind die gegenseitig in den Spiralarms beeinflussten Ströme aufgrund ihrer rotationssymmetrischen Anordnung theoretisch bis auf einen Phasenversatz von  $\Delta\varphi = 90^\circ$  identisch. Mit den entsprechenden Speisephasen der Spannungsquellen resultiert daraus eine für alle Spiralarms identische Eingangsimpedanz. Bei einer im Freiraum angeordneten Gruppenantenne aus im Mode  $M = 1$  angeregten Spiralantennen sind die Eingangsimpedanzen der Arme eines Einzelstrahlers im Allgemeinen nicht mehr identisch, da der im Spiralarms beeinflusste Strom nun zusätzlich von den Strömen der Spiralarms aller anderen Einzelstrahler abhängig ist. Diese als Verkopplung bezeichnete Eigenschaft der Einzelstrahler beeinflusst neben der Eingangsimpedanz natürlich auch die Strahlungscharakteristik der gesamten Antennenanordnung. Vor dem Entwurf einer Gruppenantenne ist es daher sinnvoll, die Verkopplungseigenschaften des verwendeten Einzelstrahlers zu kennen bzw. zumindest abschätzen zu können. Diesbezüglich wurde im Rahmen dieser Arbeit eine umfangreiche Parameterstudie an Gruppenstrahlern aus zwei Spiralantennen über Grundmetallisierung nach Abschnitt 7.2.2 durchgeführt [Sch02]. Das Ziel der Parameterstudie war, eine

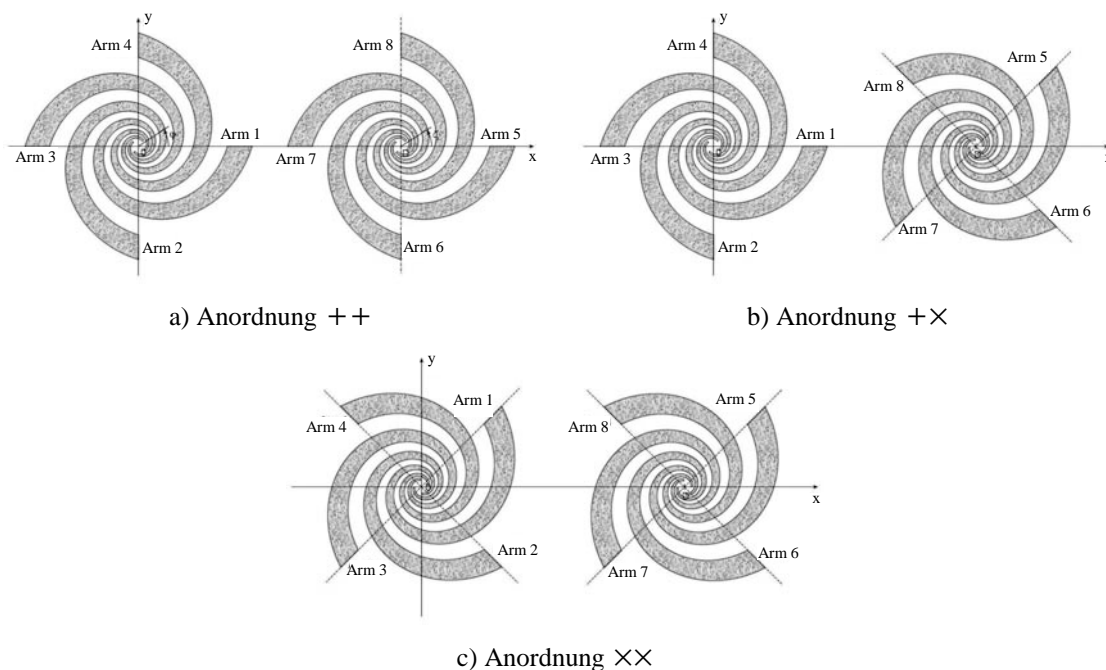


Abb. 7.30: Basisanordnungen aus zwei Spiralantennen in der Ebene



Anordnung der beiden Einzelstrahler zu finden, die einen möglichst großen Schwenkwinkel der primären Hauptstrahlungsrichtung, bei gleichzeitig geringem Einfluss der Verkopplung auf die Strahlungscharakteristik und Eingangsimpedanz, zulässt. Im Folgenden werden die Simulations- und Messergebnisse dieser Untersuchung zusammengefasst.

Im Prinzip gibt es unendlich viele Möglichkeiten zwei Spiralantennen in der Ebene zueinander anzuordnen, denn außer einer Abstandsänderung zwischen den beiden Einzelstrahlern kann jede Spiralantenne um ihre eigene Achse bzw. die der anderen gedreht werden. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Spiralantennen charakterisieren Drehungen in  $45^\circ$ -Schritten besonders aussagekräftige Anordnungen hinsichtlich der Verkopplungseigenschaften. Aus den damit möglichen Winkelvariationen resultieren lediglich drei voneinander unabhängige und in Abbildung 7.30 dargestellte Basisanordnungen für die durchgeführten Untersuchungen.

Unter Vernachlässigung der Verkopplung kann die primäre Hauptstrahlungsrichtung der Gruppencharakteristik theoretisch bis zu einem Winkel von

$$\vartheta_{\text{Grenz}} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{D} - 1\right) \quad (7.3)$$

geschwenkt werden, ohne dass unerwünschte sekundäre Hauptstrahlungsrichtungen im Elevationswinkelbereich von  $|\vartheta| \leq 90^\circ$  auftreten [Mai94]. Der sogenannte Grenzschenkwinkel hängt neben der Betriebswellenlänge  $\lambda$  entscheidend vom Abstand  $D$  der beiden Einzelstrahler ab. Der größtmögliche Grenzschenkwinkel wird gemäß Gl. (7.3) nur dann erreicht, wenn der Abstand zwischen den Einzelstrahlern so gering wie möglich ist. In der Tabelle 7.1 sind die realisierbaren Mindestabstände<sup>6</sup> der drei in Abbildung 7.30 skizzierten Basisanordnungen mit den bei der höchsten Betriebsfrequenz von 20 GHz kleinstmöglichen Grenzschenkwinkeln aufgelistet. Der betrachtete Einzelstrahler entspricht dabei der skalierten Spiralantenne über Grundmetallisierung nach Abschnitt 7.2.2.

Anordnung	Abstand $D_{\min}$ / mm	Winkel $\vartheta_{\text{Grenz}}$ / °
++	13,3	7,3
+×	12,0	14,5
×	10,5	25,4

Tab. 7.1: Mindestabstände zwischen den Einzelstrahlern der drei Basisanordnungen und kleinstmöglicher Grenzschenkwinkel ( $f=20$  GHz)

Der Tabelle 7.1 kann entnommen werden, dass die Anordnung  $\times\times$  über den größtmöglichen Grenzschenkwinkel aufgrund des geringsten Mindestabstandes verfügt.

<sup>6</sup> Bei diesem Abstand sind die am dichtesten benachbarten Armkanten beider Spiralantennen 0,5 mm voneinander entfernt.

Mit einem geringeren Mindestabstand steigen im Allgemeinen jedoch die in Gl. (7.3) vernachlässigten Verkopplungseffekte, wodurch die Spiralarmimpedanzen und die Strahlungseigenschaften der Anordnung  $\times\times$  unter Umständen unerwünscht stark im Vergleich zu den beiden anderen Basisanordnungen beeinflusst werden. Ein objektiver Vergleich der drei Basisanordnungen verlangt daher nach einem einheitlichen Mindestabstand, der sich in diesem Fall an der Anordnung  $++$  orientiert und im Hinblick auf eine messtechnische Verifizierung der Simulationsergebnisse zu  $D_{\min} = 14$  mm gewählt wurde. Bezüglich dieses Mindestabstandes wurden die aus den vorherigen Betrachtungen bekannten Antennenkenngrößen:

- Eingangsimpedanz der Spiralarme,
- Halbwertsbreite der Strahlungscharakteristik,
- 3 dB-Achsenverhältnis und
- Gewinn

aus den Simulationsergebnissen der drei Antenneanordnungen ermittelt. Die Hauptstrahlungsrichtung wurde dabei mit Hilfe der Speisephasedifferenzen von  $\Delta\Psi = 0^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$  zwischen den Einzelstrahlern variiert. Aus den grafischen Darstellungen der Frequenzgangkurven in [Sch02] geht deutlich hervor, dass bei einheitlichem Abstand der Spiralarmen von 14 mm die Anordnung  $\times\times$  die besten Impedanz- und Strahlungseigenschaften aufweist. Die Winkel der Halbwertsbreiten und 3 dB-Achsenverhältnisse dieser Anordnung sind in der  $90^\circ$ -Schnittebene (quer zur Strahlergruppe) im Vergleich zum Einzelstrahler nahezu unverändert und in der  $0^\circ$ -Schnittebene (längs zur Strahlergruppe) etwa halb so groß. Die Gewinnkurve der Anordnung  $\times\times$  liegt etwa 3 dB über der des Einzelstrahlers. Dieses Verhalten deutet auf eine äußerst geringe Verkopplung der Einzelstrahler in der Anordnung  $\times\times$  beim Abstand von  $D_{\min} = 14$  mm hin. Bestätigt wird diese Vermutung durch die in Abbildung 7.31 dargestellten Impe-

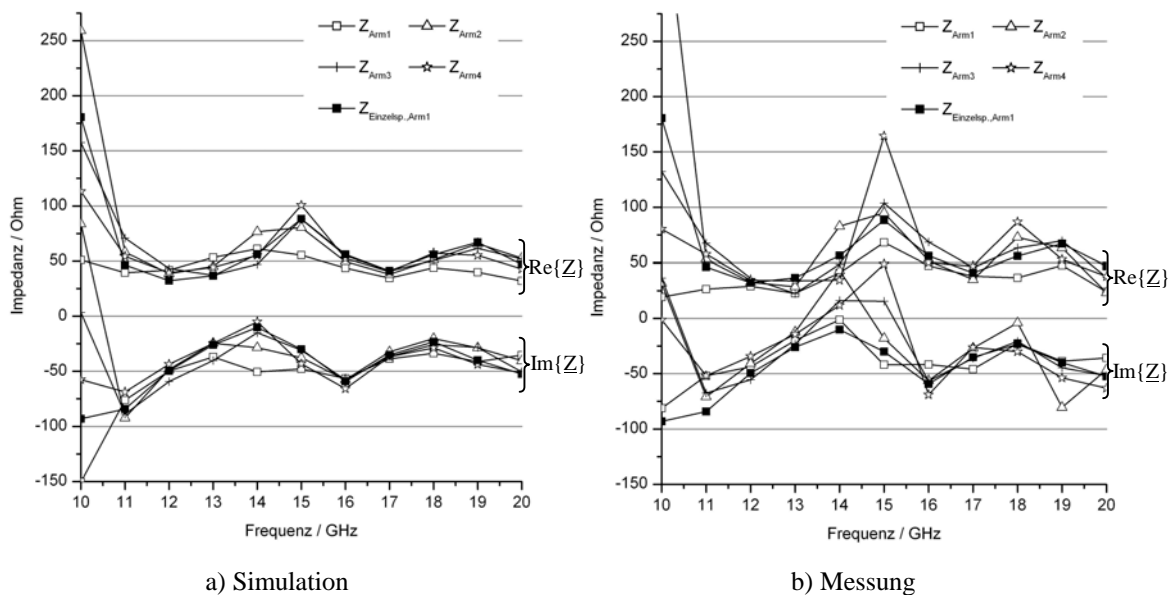


Abb. 7.31: Eingangsimpedanzen der Spiralarme eines Strahlers bei Anregung der Anordnung  $\times\times$  im Mode  $M=1$ , ohne Strahlschwenkung ( $\Delta\Psi=0^\circ$ ) und im Abstand  $D=14$  mm

danzverläufe einer Spiralantenne der Gruppenanordnung aus Simulation und Messung, denn die aus den S-Parametern der Simulation berechneten vier Spiralarmimpedanzen  $Z_{\text{Arm},n}$  weichen sowohl im Real- als auch im Imaginärteil nur geringfügig von der Armimpedanz  $Z_{\text{Einzelsp,Arm1}}$  einer einzeln im Raum angeordneten Spiralantenne ab. Selbst die aus den Messungen mit dem Verfahren gemäß Abschnitt 7.2.1 gewonnenen Impedanzen verlaufen in guter Übereinstimmung zur Impedanz des einzelnen Strahlers. Die vermessene Gruppenanordnung ist auf einem Substrat mit den Kantenmaßen  $(15 \times 29)$  mm realisiert worden.

Differenziertere Verkopplungsuntersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, da sie bereits eine eigenständige Problemstellung darstellen. Zudem ist mit der Anordnung  $\times \times$  das Ziel, eine Aussage zur geeigneten Gruppierung der Einzelstrahler treffen zu können, erreicht. Besonders erwähnenswert ist in diesem Zusammenhang, dass neben dem Außendurchmesser  $D_{\text{Antenne}} = 13,26$  mm auch der hinsichtlich der Verkopplungseigenschaften mögliche Mindestabstand der Spiralantennen geringer ist als die kleinste im betrachteten Betriebsfrequenzband vorkommende Wellenlänge  $\lambda|_{20 \text{ GHz}} = 15$  mm. Damit ist prinzipiell nachgewiesen, dass die Spiralantenne nach Abschnitt 4.3 für den Einsatz in planaren Gruppenantennen geeignet ist.

## 8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein zirkular polarisierter Breitbandstrahler für den Einsatz in planaren Gruppenantennen entwickelt, dessen Betriebsfrequenzbereich sich von 10 GHz bis 20 GHz erstreckt und somit den satellitengestützten Fernseh- und Radioempfang im X-Band, sowie die Nutzung breitbandiger Satellitendienste im Ku- und K-Band ermöglicht.

Zur Einhaltung der für moderne Dienstgütern erforderlichen Polarisationsreinheit wurden im Kapitel 2 feldtheoretische Betrachtungen zur Synthese planarer Antennenstrukturen mit zirkularer Polarisation in einer definierten Hauptstrahlungsrichtung durchgeführt. Hieraus resultiert eine Bedingung an das Eigenwellenspektrum des vom gesuchten Einzelstrahlers angeregten Fernfeldes, die für bestimmte Anregungsmoden von symmetrischen Mehrarmantennen mit einer Mindestanzahl von vier Armen erfüllt wird. Mit der Armzahl steigt der Aufwand zur Realisierung der für die Anregung erforderlichen Speisetzwerke, weshalb sich die vorliegende Arbeit ausschließlich mit vierarmigen Mehrarmantennen befasst. Dabei blieb die Armkontur zunächst völlig unbeachtet, weil die Anforderungen an symmetrische Mehrarmantennen mit zirkularer Polarisation in Hauptstrahlungsrichtung einzig die Armzahl und deren modale Anregung betreffen.

Die Auswirkungen bestimmter Armkonturen auf die Polarisationsreinheit vierarmiger Antennen in einem von der Hauptstrahlungsrichtung abweichenden Fernfeldaufpunkt sind Gegenstand der im Kapitel 3 fortgeführten Strahlersynthese. Dort resultiert aus den betrachteten Prinzipien frequenzunabhängiger Antennen und selbstkomplementärer Strukturen, deren Eingangsimpedanzen frequenzunabhängig sind, die unendlich ausgehende, selbstkomplementäre, vierarmige, winkelkonstante Spiralantenne als der Einzelstrahler mit dem gesuchten Maximum an zirkularer Polarisationsreinheit und Bandbreite.

Nach der für reale Antennen erforderlichen Begrenzung der geometrischen Abmessungen, werden - entgegen dem Syntheseergebnis - in der Literatur [Kra88, Gsc01] häufig auch die archimedischen Spiralantennen favorisiert, weshalb im Kapitel 4 ein bewertender Vergleich der im Freiraum und über Grundmetallisierung angeordneten vierarmigen, archimedischen und winkelkonstanten Spiralantennen durchgeführt wurde. Die ausführlichen Parameterstudien erlauben eine in der Literatur bisher nicht gegebene Klassifizierung ebener winkelkonstanter und archimedischer Spiralantennen für den Betrieb im sogenannten  $\lambda$ -Mode, unter Benennung der einheitlichen Geometrieparameter einer sowohl im Freiraum als auch über Grundmetallisierung optimalen winkelkonstanten Spiralantenne.

Die selbstkomplementäre, vierarmige, winkelkonstante Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$  zeigt hinsichtlich aller Variationsparameter die absolut besten Eigen-

schaften im Vergleich beider Spiralantennentypen. Die in der Literatur angegebenen Richtwerte  $a < 0,13$  [Mei92] und  $a = 0,221$  [Stu97] für die Wachstumsraten der winkelkonstanten Spiralantennen können nicht bestätigt werden, auch nicht die laut Gschwendtner [Gsc01] im Vergleich beider Spiralantennentypen besseren Impedanzeigenschaften und Achsenverhältnisse der selbstkomplementären, archimedischen Spiralantennen. Die beobachteten Impedanzverläufe und Strahlungseigenschaften in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel  $\delta$  bestätigen jedoch die Aussage von U. Kraft [Kra88] bezüglich der in Dünndrahtstruktur ausgeführten Spiralantennen. Die Eigenschaften der archimedischen Spiralantennen sind dann zwar besser als die der winkelkonstanten Spiralantennen, insgesamt jedoch schlechter als die der selbstkomplementären, winkelkonstanten Spiralantenne mit der Wachstumsrate  $a = 0,31$ .

Zur Unterdrückung der bidirektionalen Strahlungscharakteristik wurden die Spiralantennen in Mikrostreifenleitungstechnik realisiert. Durch die frequenzabhängige elektrische Weglänge zwischen der Spiral- und der Grundmetallisierung verschlechtern sich jedoch die Impedanz- und Strahlungseigenschaften der Spiralantennen. Um die störenden Grundmetallisierungseinflüsse zu mindern, wurde daher im Kapitel 5 ein in dieser Form erstmals vorgestelltes Verfahren basierend auf der reflektiven Wirkungsweise frequenzselektiver Strukturen verwendet. Im Prinzip handelt es sich bei dem entwickelten Antennensystem um eine Art Yagi-Uda-Antenne mit der Spiralantenne als Erreger und koaxial angeordneten Ringresonatoren als Reflektoren bzw. Direktoren. Die besondere Eignung der kreisförmigen Ringresonatoren als frequenzselektive Struktur beruht auf deren im positiven Sinn fehlenden Polarisationsselektivität, wie die feldtheoretischen Betrachtungen im Anhang zeigen.

Die bezüglich ausgewählter Geometrieparameter optimierte Gruppenanordnung aus Spiralantenne und kreisförmigen Ringresonatoren als Reflektoren bzw. Direktoren verfügt in der Simulation über ein im Vergleich zur Spiralantenne ohne frequenzselektive Strukturen verminderte Frequenzabhängigkeit der Strahlungsdichte in Hauptstrahlungsrichtung. Darüber hinaus verfügt die Gruppenanordnung über einen nivellierteren Frequenzgang des Antennengewinns bei einer vergleichbaren Halbwertsbreite der elektrischen Kopolarisation. Die optimierte Resonatoranordnung bewirkt eine Reduktion der Schwankungsbreite des Antennengewinns um 25,2%. Für die Strahlungsdichte in Hauptstrahlrichtung wird sogar eine Verminderung der Schwankungsbreite um 87,8% bezogen auf die Spiralantenne ohne frequenzselektive Struktur erzielt.

Die Anregung der vierarmigen, winkelkonstanten Spiralantennen im  $\lambda$ -Mode erfolgte gemäß Kapitel 6 mit einem in Triplate-Leitungstechnik realisierten Speisetzwerk. Die ausgezeichnete Modenreinheit des Anregungsvektors am Ausgang des realisierten Speisetzwerks bestätigt den gewählten Ansatz und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Gesamtschaltung. Die Qualität des Anregungsvektors wird maßgeblich durch den neuartigen Kaskaden-180°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber erreicht, der in Einheit mit dem 90°-Doppel-Schiffman-Phasenschieber kompensierend auf den Phasenfehler am Ausgang des Speisetzwerks wirkt.

Es wurden insgesamt drei Antennenanordnungen für den Betriebsfrequenzbereich von 10 GHz bis 20 GHz aufgebaut und deren Strahlungseigenschaften in einer echofreien Kammer gemessen. Neben der Spiralantenne über Grundmetallisierung und der mit kreisförmigen Ringresonatoren modifizierten Antennenanordnung wurde in einer dritten Anordnung der Raum zwischen der Spiral- und der Grundmetallisierung mit einer reflexionsmindernden Mikrowellenabsorptionsschicht gefüllt. Die messtechnisch ermittelten Fernfelddiagramme der drei Antennenanordnungen wurden im Kapitel 7 angegeben. Die Einflussfaktoren auf die Strahlungsdiagramme der Antennenaufbauten, die sich unter anderem durch die endlich ausgedehnte Grundmetallisierung, die Interferenzeffekte durch Kantenbeugung und die möglichen Speiseunsymmetrien des Spiralstrahlers durch die äußere Beschaltung ergeben, wurden bei der Auswertung der Diagramme erkannt und beurteilt.

Bei der Auswertung der messtechnisch ermittelten Frequenzgangdiagramme der abgestrahlten Leistung und des Antennengewinns stellte sich heraus, dass die Verläufe für die Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung bereits über nahezu konstante Eigenschaften verfügen, die durch die Verwendung der Resonatorgruppe nicht wesentlich verbessert werden konnten. Diese Beobachtung kann auf die mit zunehmender Frequenz erhöhte Transmissionsdämpfung der verwendeten Übergänge vom Speisetzwerk zur Spiralmetallisierung zurückgeführt werden, durch die sich eine Frequenzgangkompensation der ansteigenden Strahlungsleistung der Spiralantenne bei zunehmender Frequenz ergibt. In diesem Zusammenhang konnte für die Spiralantenne mit einer rückwärtigen Mikrowellenabsorptionsschicht der konstanteste Verlauf der abgestrahlten Leistung beobachtet werden, deren Werte jedoch aufgrund der Absorption der elektromagnetischen Feldenergie erheblich unterhalb den Verläufen der anderen Messaufbauten liegen.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass durch die koaxiale Anordnung kreisförmiger Ringresonatoren als Direktoren bzw. Reflektoren eine maßgebliche Möglichkeit zur Frequenzgangbeeinflussung der charakteristischen Strahlungskenngrößen zirkular polarisierter Antennenstrukturen besteht. Die Frequenzabhängigkeit der Strahlungsparameter der Spiralantenne, die sich durch die Verwendung einer ebenen Grundmetallisierung ergeben, lassen sich durch die Einführung einer Gruppenresonatoranordnung mindern. Aufgrund der Vielfalt veränderlicher Geometrieckenrößen der Einzelelemente besitzt das vorgeschlagene Verfahren zur Frequenzgangkompensation ausgewählter Antennenstrahlungsparameter ein Höchstmaß an Flexibilität zur Modifikation und Beeinflussung der charakteristischen Strahlungskenngrößen verschiedenster Antennenstrukturen.

Der mögliche Schwenkwinkel der Hauptstrahlungsrichtung und der auftretende Strahlungsschwund einer Gruppenantenne beruhen im Wesentlichen auf dem erzielbaren Mindestabstand und der Strahlungscharakteristik der Spiralantennen. Diesbezüglich erfüllt die realisierte winkelkonstante Spiralantenne mit einem Aperturdurchmesser von unter einer Wellenlänge bei der höchsten Betriebsfrequenz und den gemessenen, quasi

isotropen Strahlungsdiagrammen die an den Einzelstrahler gestellten Anforderungen. Aus den im Kapitel 7 untersuchten Gruppierungen zweier winkelkonstanter Spiralantennen geht eine hinsichtlich der Eingangsimpedanzen und Strahlungscharakteristiken nur geringe Verkopplungseigenschaften aufweisende geometrischen Anordnung der Einzelstrahler hervor.

In dieser Arbeit wurden ausschließlich linkszirkular polarisierte Antennenanordnungen aufgebaut, deren Polarisationsrichtungen sich jedoch durch Spiegeln der Spiral- und Speisenetzwerkgeometrien umkehren lassen, bei ansonsten unveränderten Impedanz- und Strahlungseigenschaften. Insbesondere die verhältnismäßig einfach aufgebaute Basisanordnung aus vierarmiger, winkelkonstanter Spiralantenne mit rückwärtiger Grundmetallisierung eignet sich daher für den Einsatz in einer für den breitbandigen Satellitenempfang von 10 GHz bis 20 GHz aus links- bzw. rechtszirkular polarisierten Einzelstrahlern aufgebauten Gruppenantenne.

## **Danksagung**

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Marquardt für die thematische Anregung zu dieser Arbeit und für die Unterstützung bei der Durchführung. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Garbe für die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kuchenbecker für die Übernahme des Vorsitzes.

Aufgrund des ausgesprochen guten Betriebsklimas, wegen der vielen interessanten Diskussionen und der tatkräftigen Unterstützung gilt mein Dank insbesondere den ehemaligen Kollegen am Institut für Hochfrequenztechnik.

Allen Mitarbeitern des Instituts und den Studenten, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten zur Durchführung der Arbeit beigetragen haben, gilt mein Dank für die gute und kreative Zusammenarbeit.

## Literaturverzeichnis

- [Abr72] M. Abramowitz; I. A. Stegun; *Handbook of Mathematical Functions*; New York; Dover Publications; 1972
- [Bah78] I. J. Bahl, R. Garg; *A Designer's Guide to Stripline Circuits*; Microwaves; Januar 1978; S. 90-96
- [Bal97] C. A. Balanis; *Antenna Theory*; John Wiley and Sons; New York; 1997
- [Ber01] M. Bergmann; *Entwurf und Aufbau eines Modeforming-Netzwerkes in Triplate-Leitungstechnik zur Speisung vierarmiger Spiralantennen*; Studienarbeit; Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik; Universität Hannover; 2001
- [Boo46] H. G. Booker; *Slot Aerials and Their Relation to Complementary Wire Aerials (Babinet's Principle)*, Journal of the IEE; Pt. III-A; May 1946; S.620-627
- [Bro89] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew; *Taschenbuch der Mathematik*; 24. Aufl.; BSB Teubner; Leipzig; 1989
- [Bur55] B. H. Burdine; *The Spiral Antenna*; MIT Research Laboratory of Electronics; Report No. 2; April 1955
- [Che91] T. H. Chen, K. W. Chang, H. Wang, G. S. Dow, L. C. T. Liu, S. B. T. Bui, T. S. Lin; *Broadband Monolithic Passive Baluns and Monolithic Double-Balanced Mixers*; IEEE MTT-S Digest; 1991; S. 861-864
- [Coh68] S. B. Cohn; *A Class of Broadband Three-Port TEM-Mode Hybrids*; IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques; Vol. 16; Februar 1968; S. 110-116
- [Cor90] R. G. Corzine, J. A. Mosko; *Four-Arm Spiral Antennas*; Artech House; Norwood; 1990
- [Des59] G. A. Deschamps ; *Impedance Properties of Complementary Multiterminal Planar Structures*; IRE Transactions on Antennas and Propagation; AP-7; December 1959; pp.S371-S378
- [Des71] G. A. Deschamps, J. D. Dyson; *The Logarithmic Spiral in a Single-Aperture Multimode Antenna System*; IEEE Trans. on Ant. and Prop.; Vol. AP-19; No. 1; 1971; S. 90-96
- [Dub77] G. Dubost, S. Zisler; *Breitband-Antennen: Theorie und Anwendung*; Oldenbourg Verlag; München; 1977



- [DuH57] R. H. DuHamel, D. E. Isbell; *Broadband Logarithmically Periodic Antenna Structures*; IRE Nat. Conv. Record 5; Pt. 1; 1957; p.119-128
- [Dys61] J. D. Dyson; *A Survey of the Very Wide Band and Frequency Independent Antennas – 1945 to the Present*; Journal of Research of the National Bureau of Standards – D. Radio Propagation; Vol. 66D; No. 1, January - February 1962; p.1-6
- [Eri01] A. Eriksson, P. Linn'er, S. Gevorgian; *Mode charts of electrically thin parallel-plate circular resonators*; IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.; Vol. 148; No. 1; February 2001; S. 51-55
- [Fis97] G. Fischer; *Ein Empfangssystem für den Satellitenrundfunk mit Adaption der Richtcharakteristik und der Polarisation*; Dissertation; Universität Paderborn; 1997
- [Gsc01] E. Gschwendtner; *Breitbandige Multifunktions-Antennen für den konformen Einbau in Kraftfahrzeugen*; Dissertation; Universität Fridericiana Karlsruhe; 2001
- [Hen02] A. Henke; *Bewertender Vergleich unterschiedlicher Modeforming-Netzwerke in Triplate-Leitungstechnik zur Speisung vierarmiger Spiralantennen*; Studienarbeit; Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik; Universität Hannover; 2001
- [Her99] J. Hertel; *Entwurf und Aufbau einer planaren Spiralantenne in Streifenleitertechnik*; Diplomarbeit; Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik; Universität Hannover; 1999
- [Hof82] R. K. Hoffmann, J. Siegel; *Microstrip Slot Coupler Design – Part I: S-Parameters of Uncompensated and Compensated Couplers*; IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques; vol. MTT-30; August 1982; S. 1205-1210
- [Hof83] R. K. Hoffmann, *Integrierte Mikrowellenschaltungen*, Springer-Verlag, Berlin, 1983
- [Jah60] E. Jahnke, F. Emde, F. Lösch; *Tafeln höherer Funktionen*; Teubner Verlag; Stuttgart; 1960
- [Joh84] R. C. Johnson, H. Jasik; *Antenna Engineering Handbook*; 2nd-ed.; McGraw-Hill, New York; 1984
- [Kle02] O. Klemp; *Breitbandige Reflexionsunterdrückung an der Grundmetallisierung planarer Spiralantennen in Mikrostreifenleitertechnik*; Diplomarbeit; Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik; Universität Hannover; 2002

- [Kno75] N. Knoppik; *Resonanzfrequenz und Gütefaktor von Resonatoren in unsymmetrischer Streifenleitungstechnik (Mikrostrip-Technik)*; Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1975
- [Kra88] U. R. Kraft; *Ein Beitrag zur Erzeugung von Zirkularpolarisation hoher Reinheit mittels planarer Drahtantennenstrukturen*; Dissertation; Technische Universität Berlin; 1988
- [Lan69] J. Lange; *Interdigital Stripline Quadrature Hybrid*; G-MTT international Symposium Digest; May 1969; S. 117-122
- [Lud71] A. C. Ludwig; *Near-Field Far-Field Transformation Using Spherical-Wave Expansion*; IEEE Transaction on Antennas and Propagation; Vol. AP 19; 1971; S.214-220
- [Mai94] R. J. Mailloux; *Phased Array Antenna Handbook*; Artech House; Boston-London; 1994
- [Mar95] J. Marquardt; *Bauelemente der Mikrowellentechnik*; Vorlesungsskript; Institut für Hochfrequenztechnik; Universität Hannover; 1995
- [Mar98] J. Marquardt; *Wellenausbreitung*; Vorlesungsskript, Universität Hannover, Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik, 1998
- [Mei92] H. Meinke, F. W. Gundlach; *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*; 5. Aufl.; Springer Verlag; Berlin/Heidelberg; 1992
- [Mül57] C. Müller; *Grundprobleme der mathematischen Theorie elektromagnetischer Schwingungen*; Springer Verlag; Berlin; 1957
- [Nak87] H. Nakano; *Helical and Spiral Antennas – A Numerical Approach*; Research Studies Press LTD.; England; Letchworth; 1987
- [Qui93] J. Quirarte, J. P. Starski; *Novel Schiffman Phase Shifters*; IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques; Januar 1993; S. 9-14
- [Ren03] D. Renner; *Kommunikation per Satellit schafft Wissensvorsprung*; ntz; Heft 2-3; 2003; S. 36-37
- [Rog91] J. Rogers, R. Bhatia; *A 6 to 20 GHz Planar Balun using a Wilkinson Divider and Lange Couplers*; IEEE MTT-S Digest; 1991; S. 865-867
- [Rum57] V. H. Rumsey; *Frequency Independent Antennas*; IRE Nat. Conv. Record 5; Pt. 1; 1957; p.114-118
- [Sch58] B. M. Schiffman; *A New Class of Broad-Band Microwave 90-Degree Phase Shifters*; IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques; April 1958; S. 232-237
- [Sch99] R. Schneider, J. Arnold; *Konzeptstudie – Aktive Antennen*; DLR Fördervorhaben 01 YB 9805 & 01 YB 9806; Bonn; Juni 1999

- [Sch02] M. Schultz; *Verkopplungseigenschaften vierarmiger Spiralantennen in Mikrostreifenleitungstechnik*; Studienarbeit; Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik; Universität Hannover; 2002
- [Sim93] K. Simonyi; *Theoretische Elektrotechnik*; 10. Aufl.; Johann Ambrosius Barth; Leipzig; Berlin; Heidelberg; Ed. Dt. Verl. der Wiss.; 1993
- [Spi68] E. Spindler; *Das große Antennenbuch*; VEB Verlag Technik; Berlin; 1968
- [Stu98] W. L. Stutzmann, G. A. Thiele; *Antenna Theory and Design*; 2nd Edition; John Wiley & Sons Inc., 1998
- [Tur55] E. M. Turner; *Spiral Slot Antenna*; Wright Air Development Center; Dayton; Ohio; Technical Note WCLR-55-8; June 1955
- [Var97] J. C. Vardaxoglou; *Frequency Selective Surfaces - Analysis and Design*; Research Studies Press Ltd.; John Wiley & Sons Inc.; 1997
- [Win86] C. v. Winterfeld; *On Polarization Effects in the Reconstruction of Wave-Parameters*; Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik; Bd. 40; 1986; S.175-179
- [You59] L. Young; *Tables for Cascaded Homogenous Quarter-Wave Transformers*; IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques; April 1959; S.233-237. Berichtigung in: IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques; März 1960; S. 243-244
- [Zin95] O. Zinke, H. Brunswig; *Hochfrequenztechnik*, 5. Aufl.; Springer; Berlin; 1995

# A Anhang

## A.1 Kreisförmige Resonatoren in Mikrostreifenleitungstechnik

Zunächst wird die offene Struktur eines Mikrostreifenleitungsresonators an seinen Rändern durch magnetische Kurzschlüsse begrenzt. Dieses übliche Resonatormodell ist in der Literatur [Kno75] unter dem Begriff Magnetisch-Wand-Modell bekannt: Die Mantelflächen des Volumens unterhalb der Oberleiterstruktur werden als magnetisch ideal leitende Wände charakterisiert. Die Einschränkung des unbegrenzten Resonatorvolumens auf ein geschlossenes Resonatormodell ermöglicht eine exakte Lösung des Eigenwertproblems, da die Beugungsfelder an den Kanten der Oberflächenmetallisierung vernachlässigt werden. Von diesem idealen Resonatormodell wird wegen der festgelegten Randbedingungen kein elektromagnetisches Feld abgestrahlt.

Aufgrund der festen geometrischen Abmessungen der resonanten Einzelelemente, lassen sich deren Feldverteilungen und Oberflächenströme in ein Eigenwellensystem zerlegen. Diese Eigenwellen sind die charakteristischen Lösungen der nachfolgend formulierten Gleichungssysteme. Die Orientierung der modalen Stromdichtevektoren auf der Oberleitermetallisierung eines Resonators ist entscheidend für die Polarisations-eigenschaften der aus seinem Streufeld resultierenden Fernfeldverteilung. Modale Stromverteilungen, die sich nachteilig auf die Reinheit der zirkularen Polarisation einer Antennenstruktur auswirken, müssen vermieden werden. Mit den modalen Feldansätzen für Kreisscheibenresonatoren im Abschnitt A.1.1 und Kreisringresonatoren im Abschnitt A.1.2 wird im Folgenden eine Begründung gegeben, warum die kreisförmigen Resonatoren diejenigen Geometrien darstellen, die für den Einsatz in einem Antennensystem mit zirkularer Polarisation am besten geeignet erscheinen.

### A.1.1 Feldlösungen und Eigenwellen der Kreisscheibenresonatoren

Es wird von den Maxwell'schen Gleichungen für zeitinvariante, isotrope, homogene, raumladungsfreie und nichtleitende Medien entsprechend [Mar98] ausgegangen. Den elektromagnetischen Wechselvorgängen im Resonatorraum wird eine harmonische Zeitabhängigkeit unterstellt, so dass die vektorielle Wellengleichung nach Gl. (A.1) die vollständige Lösung des Resonatoreigenwertproblems repräsentiert.

$$\Delta \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} + \beta^2 \cdot \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Die Größe  $\beta = \omega \cdot \sqrt{\mu \cdot \varepsilon}$  gibt die von den Materialeigenschaften des Resonatorraumes abhängige Ausbreitungskonstante des elektromagnetischen Feldes an.

Eine Lösung von Gl. (A.1) verlangt nach den charakteristischen Eigenwerten der Resonatoranordnung, die durch die Ausbreitungskonstanten  $\beta$  gegeben sind. Diese müssen unter Anwendung der elektromagnetischen Randbedingungen auf den Begrenzungsflächen des Resonatorvolumens bestimmt werden. Auf den elektrisch ideal leitenden Grund- und Deckelflächen ist eine orthogonale Orientierung der elektrischen Feldstärkevektoren  $\vec{E}$  zur Einhaltung der Randbedingungen notwendig. Ebenso erfordern die Randbedingungen für das magnetische Feld eine rechtwinklige Orientierung des magnetischen Feldvektors  $\vec{H}$  auf der magnetisch ideal leitenden Mantelfläche des Resonatorraumes. Unter Verwendung des allgemeinen Normaleneinheitsvektors  $\vec{e}_n$  lassen sich die oben genannten Forderungen mathematisch wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned}\vec{E} \times \vec{e}_n &= \vec{0} && \text{(elektrische Wand)} \\ \vec{H} \times \vec{e}_n &= \vec{0} && \text{(magnetische Wand)}\end{aligned}\quad (\text{A.2})$$

Die Geometrie des Kreisscheibenresonators ist in Abbildung A.1 gegeben. Der Resonatorraum besitzt die Höhe  $h$  und ist auf der Ober- und Unterseite durch ideal leitende, kreisförmige Metallisierungsflächen mit dem Radius  $r_0$  begrenzt. Innerhalb des Resonators charakterisieren  $\epsilon_r = \mu_r = 1$  dessen elektromagnetischen Materialeigenschaften. Für die nachfolgenden Berechnungen werden zweckmäßig Polarkoordinaten gewählt. Folglich lassen sich die Hüllflächen der Resonatoranordnung aus Koordinatenflächen mit  $r = \text{const.}$  und  $z = \text{const.}$  zusammensetzen.

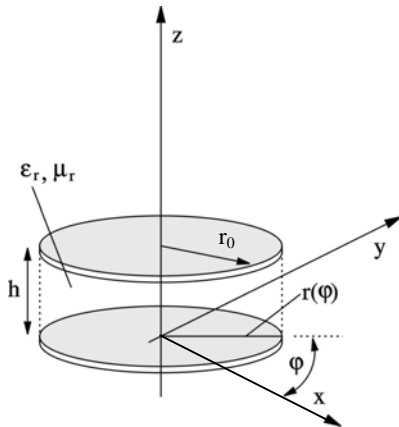


Abb. A.1: Festlegung des Koordinatensystems zur Berechnung kreisförmiger Scheibenresonatoren mit unendl. dünner Oberflächenmetallisierung

Die Wahl des Koordinatensystems ermöglicht somit eine analytische Auswertung der Wellengleichung (A.1) unter Verwendung des Ansatzes der Trennung der Veränderlichen. Zunächst soll die Lösungsgesamtheit des Gleichungssystems dadurch eingeschränkt werden, dass ausschließlich Kreisscheibenresonatoren mit geringer Bauhöhe  $h$  betrachtet werden sollen<sup>1</sup>. Die Bauhöhe des Resonatorelementes lässt sich dann

<sup>1</sup> In der Praxis stellt diese Forderung keine erhebliche Einschränkung dar, da die flächenhaft geätzten Oberleiterstrukturen vorwiegend größere Abmessungen aufweisen, als die Schichtdicke des verwendeten Substratmaterials.

qualitativ im Verhältnis zur Wellenlänge  $\lambda$  des elektromagnetischen Resonatorfeldes angeben:

$$h \ll \lambda. \quad (\text{A.3})$$

Demnach sind nur  $z$ -unabhängige Eigenschwingungen des Resonatorfeldes möglich, wobei die  $z$ -Koordinate die Ausbreitungsrichtung des elektromagnetischen Feldes im Resonatorraum beschreibt. Die Festlegung der elektrischen Randbedingungen nach Gl. (A.2) fordert das Verschwinden der transversalen Komponenten  $\underline{E}_r$  und  $\underline{E}_\varphi$  des elektrischen Feldes auf den Koordinatenflächen mit  $z=0$  und  $z=h$ . Unter Berücksichtigung von Gl. (A.3) kann diese Forderung nur dann erfüllt werden, wenn sich das elektrische Feld im gesamten Resonatorraum aus einer einzigen  $z$ -Komponente  $\underline{E}_z$  zusammensetzt und das magnetische Feld keine Longitudinalkomponenten besitzt. In Komponentenform lassen sich die elektromagnetischen Felder im Inneren des Resonatorraumes deshalb wie folgt darstellen:

$$\vec{\underline{E}} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \underline{E}_z \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{\underline{H}} = \begin{bmatrix} \underline{H}_r \\ \underline{H}_\varphi \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Eigenschwingungen, deren Feldanteile Gleichung (A.4) erfüllen, werden als transversalmagnetische Schwingungen bezeichnet. Analog zur Theorie der linearen Hohlleiter-elemente sind daher Bezeichnungen wie *TM*-Eigenwelle oder *TM*-Eigenmode für die Charakterisierung der Feldverteilung im Resonatorraum üblich.

Da die Feldgrößen  $\vec{\underline{E}}$  und  $\vec{\underline{H}}$  über die Maxwell'schen Gleichungen miteinander verknüpft sind, genügt die Berechnung jeweils einer dieser beiden Feldgrößen. Die andere Komponente kann dann leicht aus der Feldgröße bestimmt werden, für die Gleichung (A.1) explizit ausgewertet wurde. An dieser Stelle soll die elektrische Feldstärke näher betrachtet werden. Aufgrund der Eigenschaften des elektrischen Resonatorfeldes nach Gl. (A.4) lässt sich die vektorielle Wellengleichung nach Gl. (A.1) in eine skalare Differentialgleichung für  $\underline{E}_z$  überführen:

$$\left\{ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial^2 \varphi} + \beta^2 \right\} \cdot \underline{E}_z(r, \varphi, z) = 0. \quad (\text{A.5})$$

Unter Verwendung des Produktansatzes für die elektrische Feldstärkekomponente  $\underline{E}_z$  der Form  $\underline{E}_z = f(r) \cdot g(\varphi)$ , wobei die Funktionen  $f$  und  $g$  jeweils nur von einer Koordinate ( $r$  oder  $\varphi$ ) abhängig sind, lässt sich eine Lösung für Gl. (A.5) angeben, die der notwendigen Separationsbedingung entspricht:

$$\underline{E}_z = \underline{A} \cdot J_m(\beta \cdot r) \cdot \cos(m \cdot \varphi + \xi). \quad (\text{A.6})$$

Lösungen der Form von Gl. (A.6) sind in der Literatur weitgehend bekannt [Mei92]. Sie setzen sich multiplikativ aus Besselschen Funktionen zur Beschreibung der radialen Abhängigkeit, und aus trigonometrischen Funktionen zur Charakterisierung der azimutalen Abhängigkeit zusammen.  $\underline{A}$  stellt eine komplexwertige Normierungsgröße

der Feldgröße dar, der Winkel  $\xi$  gibt eine Rotation der Eigenfeldlösung im lokalen Koordinatensystem des Resonators nach Abbildung A.1 an.  $J_m(\beta \cdot r)$  kennzeichnet die Besselsche Funktion 1. Art der Ordnung  $m$ . Die Komponenten des magnetischen Resonanzfeldes lassen sich nun aus der zweiten Maxwellschen Gleichung  $\text{rot } \vec{E} = -j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}$  bestimmen:

$$\begin{aligned} \underline{H}_r &= \frac{m}{j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot r} \cdot \underline{A} \cdot J_m(\beta \cdot r) \cdot \sin(m \cdot \varphi + \xi) \\ \underline{H}_\varphi &= \frac{\beta}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot \underline{A} \cdot J'_m(\beta \cdot r) \cdot \cos(m \cdot \varphi + \xi) \\ \underline{H}_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Die Randbedingungen aus Gl. (A.2) fordern das Verschwinden der tangentialen magnetischen Feldstärke  $\underline{H}_\varphi$  auf der magnetisch ideal leitenden Mantelfläche  $r = r_0$  unabhängig von der Winkelkoordinate  $\varphi$ . Die charakteristische Gleichung, deren Wurzeln die gesuchten Lösungen des Eigenwertproblems sind, folgt somit zu:

$$J'_m(\beta_{m,n} \cdot r) = 0. \quad (\text{A.8})$$

Demnach lassen sich die Wellengleichungen (A.1) und (A.5) lösen, wenn die erste Ableitung der Besselfunktion der Ordnung  $m$  ihre  $n$ -te Nullstelle durchläuft. Aus diesem Grunde ist die Ausbreitungskonstante im Argument der Besselfunktion zweifach zu indizieren. Der erste Index von  $\beta_{m,n}$  gibt die Ordnung  $m$  der Besselfunktion an, der zweite Index charakterisiert die  $n$ -te Nullstelle. Aus der Proportionalitätsbeziehung zwischen der Ausbreitungskonstanten  $\beta_{m,n}$  und der zum  $TM_{m,n,0}$ -Schwingungstyp gehörenden Eigenkreisfrequenz  $\omega_{res\ m,n}$ , lassen sich die gesuchten Resonanzfrequenzen des Kreisscheibenresonators angeben:

$$f_{res\ m,n} = \frac{\beta_{m,n}}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu_0}}. \quad (\text{A.9})$$

Eine Übersicht der ersten zehn schwingungsfähigen Resonatoreigenwellen in Abhängigkeit der Größe  $\beta_{m,n}$  in aufsteigender Reihenfolge ist der Tabelle A.1 zu entnehmen. Neben der normierten Ausbreitungskonstanten sind ebenfalls die Eigenwellen Indizes  $m$  und  $n$  angegeben, die auf die jeweilige diskrete Feldlösung für das Resonanzfeld führen. In den letzten beiden Spalten sind die Anzahl der elektrischen Feldmaxima in azimuthaler Richtung und entlang eines Durchmessers durch den Kreisscheibenresonator angegeben. Die erste Zeile in Tabelle A.1 enthält den Trivialfall der Feldlösung für das Resonanzfeld: Der  $TM_{0,1,0}$  kennzeichnet die stationäre Lösung der Wellengleichung für das Resonatormodell. In diesem Fall besteht eine uniforme Verteilung des elektrischen Feldes zwischen den beiden Resonatormetallisierungsebenen und es finden keine zeitlichen Wechselvorgänge der elektromagnetischen Feldgrößen statt. Anders verhalten sich die Feldgrößen im Falle der  $TM_{1,1,0}$ -Resonanz mit einer normierten Ausbreitungskonstanten von  $\beta_{1,1} \cdot r_0 = 1,8412$ . Die  $TM_{1,1,0}$ -Resonanz ist die erste diskrete Eigenfeldverteilung im dünnen Kreisscheibenresonator und wird daher auch als Grundresonanz bezeichnet.

Nr.	Eigenwellentyp $TM_{m,n,0}$	$\beta_{m,n} \cdot r_0$	Eigenwellenindizes		Feldmaxima	
			azimutal	radial	azimutal	radial
1	$TM_{0,1,0}$	0	0	1	0	0
2	$TM_{1,1,0}$	1,8412	1	1	1	1
3	$TM_{2,1,0}$	3,0542	2	1	2	2
4	$TM_{0,2,0}$	3,8317	0	2	0	2
5	$TM_{3,1,0}$	4,2012	3	1	3	2
6	$TM_{4,1,0}$	5,3176	4	1	4	2
7	$TM_{1,2,0}$	5,3314	1	2	1	3
8	$TM_{5,1,0}$	6,4156	5	1	5	2
9	$TM_{2,2,0}$	6,7061	2	2	2	4
10	$TM_{0,3,0}$	7,0156	0	3	0	4

Tab. A.1: Modenindizes und Eigenwerte der ersten zehn Eigenschwingungen eines dünnen Kreisscheibenresonators

In Abbildung A.2 ist die mit dem auf der Momentenmethode basierenden Feldsimulator CONCEPT II berechnete Oberflächenstromverteilung der  $TM_{1,1,0}$ -Resonanz eines dünnen Kreisscheibenresonators in Mikrostreifenleitungstechnologie dargestellt. Die kreisförmige Oberleitermetallisierung hat einen Außenradius von  $r_0 = 5$  mm und befindet sich in einem Abstand  $h = 0,1$  mm über einer unendlich ausgedehnten, ideal elektrisch leitenden Metallfläche. Die Anordnung wird einem ebenen Wellenfeld mit linearen Polarisations-eigenschaften ausgesetzt, dessen Ausbreitungsvektor  $\vec{\beta}$  in negative  $z$ -Richtung weist. Der betrachtete Raumbereich ist durch lineare und homogene Stoffeigenschaften gekennzeichnet, mit den Materialparametern  $\epsilon_r = \mu_r = 1$ . Entsprechend Gl. (A.9) lässt sich die diskrete Eigenfrequenz  $f_{res\ m,n}$  der simulierten Resonatoranordnung im Fall der  $TM_{1,1,0}$ -Resonanz zu  $f_{res\ 1,1} = 17,57$  GHz bestimmen.

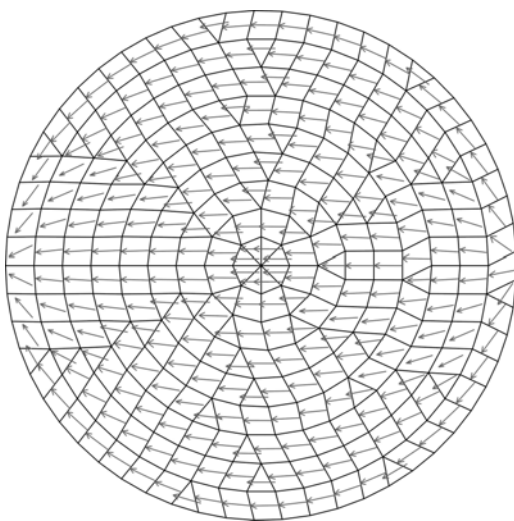


Abb. A.2: Modale Oberflächenstromverteilung der  $TM_{110}$ -Eigenlösung einer diskretisierten, kreisförmigen Oberleitermetallisierung nach CONCEPT II



### A.1.2 Feldlösungen und Eigenwellen der Kreisringresonatoren

Resonatoren in Mikrostreifenleitungstechnik, deren Oberleitermetallisierung eine Kreisringgeometrie beschreibt, bilden die Gruppe der Kreisringresonatoren. Die geometrischen Kenngrößen können Abbildung A.3 entnommen werden. Die rotations-symmetrischen Ober- und Unterleitermetallisierungen besitzen die Metallisierungsschichtdicke  $b$  und sind durch den Innenradius  $r_i$  und den Außenradius  $r_a$  vollständig beschrieben. Die Höhe des Resonatorvolumens wird mit  $h$  bezeichnet. Die Differenz zwischen Innen- und Außenradius ist durch die Ringweite  $w = r_a - r_i$  gegeben.

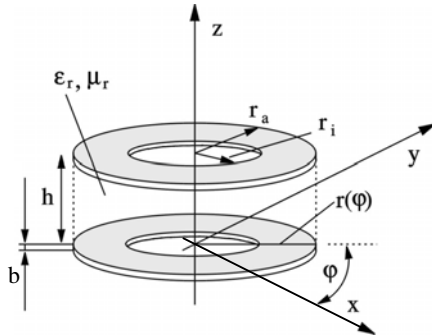


Abb. A.3: Geometrie eines kreisförmigen Ringresonators

Für die Berechnung des dünnen Kreisringresonators wird erneut von dem Magnetisch-Wand-Modell aus Abschnitt A.1.1 ausgegangen. Daher kann die Grundmetallisierung auf den Bereich beschränkt werden, der sich bei Projektion der Oberleitermetallisierung darauf ergibt. Der Resonator bildet ein abgeschlossenes Volumen, in dem aufgrund der festgelegten Randbedingungen keine Abstrahlung stattfindet. Wegen der veränderten Geometrie des Kreisringresonators im Vergleich zum Kreisscheibenresonator tritt eine Modifikation der Randbedingungen des betrachteten Randwertproblems auf. Die Bedingung für das magnetische Feld nach Gl. (A.2) muss gleichzeitig auf den Koordinatenflächen konstanten Radius mit  $r = r_i$  und  $r = r_a$  erfüllt werden. Das idealisierte Resonatormodell beschreibt das Volumen, welches sich nicht direkt unterhalb der Oberflächenmetallisierung befindet, als feldfreien Raum. Im Modell nach Abbildung A.3 wird das vom Metallring und dessen Projektion auf die unendlich ausgedehnte Grundmetallisierung entstandene Volumen als schwingungsfähiger Hohlraum angesehen. Dabei wird die Höhe des Modells nach Gl. (A.3) so gewählt, dass sich nur  $z$ -unabhängige Schwingungsmoden  $TM_{m,n,0}$  einstellen. Wie für den Kreisscheibenresonator kann der vollständige Feldansatz des Randwertproblems demzufolge aus der  $z$ -Komponente der elektrischen Feldstärke  $\underline{E}_z$  formuliert werden. Der resultierende Lösungsansatz lässt sich wie folgt darstellen:

$$\underline{E}_z = [\underline{A} \cdot J_m(\beta \cdot r) + \underline{B} \cdot N_m(\beta \cdot r)] \cdot [\underline{C} \cdot \cos(m \cdot \varphi + \xi) + \underline{D} \cdot \sin(m \cdot \varphi + \xi)]. \quad (\text{A.10})$$

In Gl. (A.10) ist  $N_m(\beta \cdot r)$  durch die Neumannfunktion der Ordnung  $m$  gegeben. Die Konstanten  $\underline{A}$ ,  $\underline{B}$ ,  $\underline{C}$  und  $\underline{D}$  sind die Entwicklungskoeffizienten des Feldansatzes deren Bestimmung über die Einhaltung der geltenden Randbedingungen des Resonatormodells erfolgt. Der Winkel  $\xi$  gibt die azimutale Rotation der Resonatoreigenlösung im zylindrischen Koordinatensystem an. Während die Lösung des Feldansatzes für den

Kreisscheibenresonator nach Gl. (A.6) ohne Verwendung der Neumannfunktion  $N_m(\beta \cdot r)$  erfolgt, ist diese für den Kreisringresonator zwingend erforderlich: Die Neumannfunktion liefert den Wert Null für verschwindende Argumente  $\lim_{r \rightarrow 0} (N_m(\beta \cdot r)) = 0$ . Zur Erhaltung der elektrischen Randbedingungen nach Gl. (A.2) würde der vollständige Feldansatz nach Gl. (A.10) für den Kreisscheibenresonator eine Singularität der  $z$ -gerichteten elektrischen Feldstärke an der Stelle  $r \rightarrow 0$  erzeugen. Aus dieser physikalischen Überlegung muss die Konstante  $B$  im Feldansatz des Kreisscheibenresonators zu Null gesetzt werden und darf nur im Lösungsansatz des Kreisringresonators enthalten sein, da die Ringstruktur den Fall  $r \rightarrow 0$  ausschließt. Solange der Winkel  $\xi$  in den trigonometrischen Funktionen zur Charakterisierung der azimuthalen Abhängigkeit der Feldlösungen enthalten ist, kann eine der Konstanten  $\underline{C}$  oder  $\underline{D}$  wahlweise zu Null gesetzt werden, ohne die Vollständigkeit der Feldlösung einzuschränken. Zusammenfassend lauten die Komponenten des elektrischen Feldes:

$$\begin{aligned} \underline{E}_r &= 0 \\ \underline{E}_\varphi &= 0 \\ \underline{E}_z &= [\underline{A} \cdot J_m(\beta \cdot r) + \underline{B} \cdot N_m(\beta \cdot r)] \cdot \cos(m \cdot \varphi + \xi). \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Analog zur Lösung für den Kreisscheibenresonator lässt sich die Lösung des magnetischen Feldvektors aus der ersten Maxwell'schen Gleichung bestimmen:

$$\begin{aligned} \underline{H}_r &= \frac{m}{j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot r} \cdot [\underline{A} \cdot J_m(\beta \cdot r) + \underline{B} \cdot N_m(\beta \cdot r)] \cdot \sin(m \cdot \varphi + \xi) \\ \underline{H}_\varphi &= \frac{m}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot [\underline{A} \cdot J'_m(\beta \cdot r) + \underline{B} \cdot N'_m(\beta \cdot r)] \cdot \cos(m \cdot \varphi + \xi) \\ \underline{H}_z &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Unter Verwendung der Randbedingungen nach Gl. (A.2) für das magnetische Feld muss die tangentielle magnetische Feldstärke  $\underline{H}_\varphi$  auf der Mantelfläche des Kreisringresonators an den Koordinatenlinien  $r = r_i$  und  $r = r_a$  verschwinden. Entsprechend Gl. (A.12) gilt diese Forderung als erfüllt, wenn die Systemdeterminante des linearen Gleichungssystems

$$\begin{aligned} [\underline{A} \cdot J'_m(\beta \cdot r_i) + \underline{B} \cdot N'_m(\beta \cdot r_i)] &= 0 \\ [\underline{A} \cdot J'_m(\beta \cdot r_a) + \underline{B} \cdot N'_m(\beta \cdot r_a)] &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

die nichttrivialen Lösungen der Eigenwertgleichung der Resonatoranordnung liefert. Diese charakteristische Gleichung des betrachteten Randwertproblems lautet wie folgt:

$$\det[J'_m(\beta_{m,n} \cdot r_a) \cdot N'_m(\beta_{m,n} \cdot r_i) - J'_m(\beta_{m,n} \cdot r_i) \cdot N'_m(\beta_{m,n} \cdot r_a)] = 0. \quad (\text{A.14})$$

Die Eigenwerte des Kreisringresonators sind durch die diskreten Eigenlösungen  $\beta_{m,n}$  von Gleichung (A.14) gegeben. Die charakteristischen Eigenfrequenzen der Anordnung lassen sich bei bekannten Ausbreitungskonstanten über Gl. (A.9) bestimmen.

Eriksson [Eri01] gibt eine Näherungslösung zur Berechnung der Resonanzfrequenzen dünner Kreisringresonatoren mit einem mittleren Radius  $r_m = (r_a + r_i)/2$  an. Die radiale Abhängigkeit der Eigenwellenindizes wird dabei zu  $n=1$  festgesetzt, so dass sich die Eigenwerte des vereinfachten Modells zu  $\beta_{m,1} = m/r_m$  berechnen. Mit einer effektiven Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{r,eff}$  des Mikrostreifenleitungsresonators ergeben sich die charakteristischen Resonanzfrequenzen dann zu:

$$f_{res\ m,1} = \frac{c_0 \cdot m}{\pi \cdot \epsilon_{r,eff} \cdot (r_i + r_a)} \quad (\text{A.15})$$

Unter Verwendung der Dünndrahtnäherung für einen Kreisringresonator mit vernachlässigbarer Metallisierungsweite, lässt sich mit dem mittleren Radius des Kreisringes,  $r_m = (r_a + r_i)/2 \cong r_i \cong r_a$  die Grundresonanz  $f_{res}$  angeben zu:

$$f_{res} = \frac{c_0}{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_{eff} \cdot r_m} \quad (\text{A.16})$$

Die Gleichung (A.16) gibt die Grundresonanz einer kreisringförmigen Dünndrahtantenne mit  $f_{res}$  an, deren Resonanzwellenlänge  $\lambda_{res}$  mit dem Schleifenumfang  $2 \cdot \pi \cdot r_m$  übereinstimmt.

Die Resonanzspektren kreisförmiger Ringresonatoren mit variabler Metallisierungsweite  $w$  sind gemäß den Ergebnissen von CONCEPT II - Simulationen in Abbildung A.4 dargestellt. Die Oberleitermetallisierung befindet sich in einer Höhe  $h = 5$  mm oberhalb einer unendlich ausgedehnten Metallebene mit ideal elektrischen Eigenschaften und wird von einem linear polarisierten Wellenfeld angeregt, dessen Ausbreitungsvektor  $\vec{\beta}$  in negative  $z$ -Achsenrichtung weist. Der elektrische Feldvektor des äußeren Wellenfeldes ist entlang der  $x$ -Achse des verwendeten, kartesischen Koordinatensystems orientiert. Der Außenradius der Oberleiterstruktur wird zu  $r_a = 5$  mm festgelegt. Durch

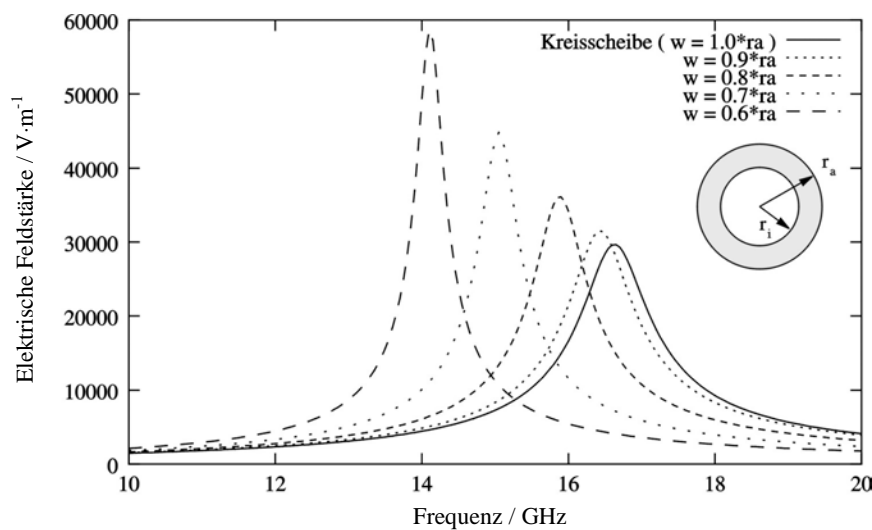


Abb. A.4: Maximale elektrische Feldstärkekomponente  $|\underline{\vec{E}}_z|$  unterhalb der Oberleitermetallisierung eines dünnen Kreisscheibenringresonators für unterschiedliche Metallisierungsweiten  $w = r_a - r_i$  nach CONCEPT II

die Wahl eines Feldaufpunktes an der Position  $(r_a, 0, 0)$  kann das  $z$ -gerichtete, elektrische Resonanzfeld unterhalb der Oberleitermetallisierung über der Frequenz beobachtet werden. Bei einer Reduktion der Metallisierungsweite des Kreisringresonators wird eine Abnahme der Resonanzfrequenz festgestellt, während die Resonanzgüte bei abnehmender Metallisierungsweite ansteigt. Ausgehend von dem Resonanzspektrum für den Kreisscheibenresonator ( $w = r_a$ ) verschiebt sich das Maximum des elektrischen Resonanzfeldes von 16,89 GHz unter Abnahme der Resonanzbandbreite zu 14,20 GHz für den Kreisringresonator mit einer Metallisierungsweite  $w = 0,6 \cdot r_a$ .

Der Kreisringresonator mit einer Metallisierungsweite von  $w = 0,6 \cdot r_a$  wird zu einer Gruppenanordnung aus vier Elementen kombiniert, die in einem quadratischen Gitterverbund angeordnet sind. Die Mittelpunkte der Oberleitermetallisierungen befinden sich in einem Abstand  $D_x = D_y = 10$  mm zueinander und sind entlang der  $x$ -Achse und der  $y$ -Achse eines kartesischen Koordinatensystems ausgerichtet. Das Zentrum der Resonatorgruppe fällt mit dem Koordinatenursprung zusammen. Die Anordnung wird von einem linkszirkular polarisierten, ebenen Wellenfeld angeregt, dessen Ausbreitungsvektor in negative  $z$ -Achsenrichtung weist.

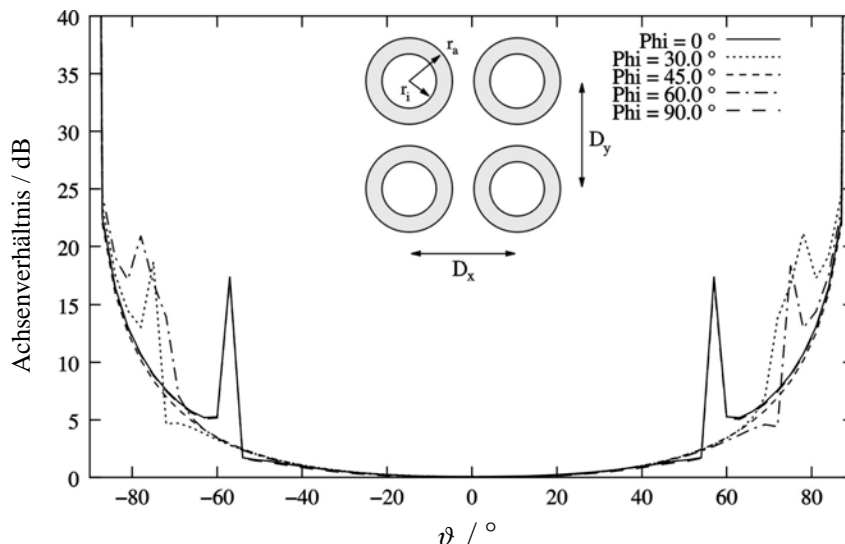


Abb. A.5: Achsenverhältnisse  $AR$  im Fernfeld der Resonatorgruppe für  $f = 18$  GHz in den  $\varphi$ -Schnittebenen:  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  und  $90^\circ$

In Abbildung A.5 sind die Achsenverhältnisse  $AR$  im Fernfeld der Resonatorgruppe für unterschiedliche  $\varphi$ -Schnittebenen angegeben. Aus den deckungsgleichen Diagrammverläufen für die Fernfeldebene  $\varphi = 0^\circ$  und  $90^\circ$  kann der Nachteil der Kombination mehrerer Einzelresonatoren zu einer frequenzselektiven Oberfläche abgelesen werden. Bedingt durch die Abstände zwischen den Elementarzellen  $D_x = D_y = 10$  mm wird an den Winkelpositionen  $|\vartheta| \cong 55,59^\circ$  eine Zunahme des Achsenverhältnisses auf ca. 18 dB festgestellt. Aufgrund der gegenseitigen Wechselwirkung zwischen den Elementen der Resonatorgruppe treten Feldverzerrungen an den Stellen auf, wo die Kanten der Oberleitermetallisierungen benachbarter Elemente einen geringen Abstand zueinander

aufweisen. An den benannten Winkelpositionen führt die Interferenz dieser Feldanteile zwischen den vier Einzelementen zu einer Verschlechterung der Polarisationsreinheit. Die simulierten Winkelpositionen mit einem erhöhten Anteil an linear polarisierten Fernfeldkomponenten stimmen gut mit den theoretischen Winkeln überein, die gemäß

$$\frac{D_{x,y}}{\lambda} = \frac{1}{1 + |\sin \vartheta|} \quad (\text{A.17})$$

zu einem Nebenmaximum der untersuchten Gruppenanordnung an den Positionen  $|\vartheta| = \arcsin(\lambda/D_{x,y} - 1) \cong 41,72^\circ$  in den Hauptebenen des Fernfeldes führen [Mai94]. In der Diagonalebene  $\varphi = 45^\circ$  des Fernfeldes werden gemäß Abbildung A.5 keine lokalen Maxima des Axialverhältnisses beobachtet, weil sich die Wirkung der Feldverzerrungen in dieser Ebene gerade kompensiert.

Für den Aufbau einer frequenzselektiven Oberfläche in einem Antennensystem mit zirkularer Polarisation sind die Effekte, die zu einer Reduktion der zirkularen Polarisationsreinheit führen, zu berücksichtigen. In diesem Zusammenhang sind insbesondere große Interelementarabstände  $D_x, D_y$  zu vermeiden, da diese eine Verminderung der Kreuzpolarisationsentkopplung in einem kleinen Winkelbereich um die Hauptstrahlrichtung bewirken.

### A.1.3 Anforderungen an passive Resonatorelemente für deren Einsatz in zirkular polarisierten Wellenfeldern

Die Rotationssymmetrie des Kreisscheibenresonators, sowie des Kreisringresonators lässt die Entartung zwischen zwei modalen Eigenfeldverteilungen gleicher Ordnung mit orthogonalen Polarisationsrichtungen zu, deren vektorielle Summe bei entsprechend zeitlicher Verzögerung der Teilfelder eine Feldverteilung mit zirkularen Polarisations-eigenschaften ergibt. Diese Eigenschaften rotationssymmetrischer Resonatorelemente sind für deren Einsatz als passive Filterelemente einer frequenzselektiven Struktur für zirkular polarisierte Wellenfelder notwendig, wenn die Polarisations-eigenschaften der Spiralantennen nicht negativ beeinflusst werden sollen.

Unter Annahme eines homogenen und isotropen Raumes kann eine zirkular polarisierte elektromagnetische Welle aus zwei zeitlich und räumlich orthogonalen Wellenfeldern mit linearer Polarisation superponiert werden. Es werden zwei linear polarisierte Wellenfelder dieser Art betrachtet, die sich in positive  $z$ -Richtung ausbreiten. Ihre vektorielle Darstellung mit der allgemeinen magnetischen Feldamplitude  $H_0$  lautet:

$$\vec{E}_1 = \eta \cdot H_0 \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot z)} \cdot \vec{e}_x \quad \vec{H}_1 = H_0 \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot z)} \cdot \vec{e}_y \quad (\text{A.18})$$

und

$$\vec{E}_2 = j \cdot \eta \cdot H_0 \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot z)} \cdot \vec{e}_y \quad \vec{H}_2 = -j \cdot H_0 \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot z)} \cdot \vec{e}_x \quad (\text{A.19})$$

Die zuvor gemachten Einschränkungen eines linearen Raumgebietes ermöglichen die Überlagerung der elektromagnetischen Feldkomponenten zu den resultierenden Feldstärken  $\vec{E}_{RHCP}$  und  $\vec{H}_{RHCP}$  entsprechend Gl. (A.20):

$$\vec{E}_{RHCP} = (\vec{e}_x + j \cdot \vec{e}_y) \cdot \eta \cdot H_0 \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot z)} \quad \vec{H}_{RHCP} = (\vec{e}_y - j \cdot \vec{e}_x) \cdot H_0 \cdot e^{j(\omega t - \beta \cdot z)}. \quad (\text{A.20})$$

Die so entstandene Felddarstellung beschreibt eine Wellenausbreitung mit ebenen Phasenfronten, deren Flächen von zwei räumlich orthogonalen Vektoren  $\vec{E}_{RHCP}$  und  $\vec{H}_{RHCP}$  aufgespannt werden, die bei konstanter Amplitude mit der Kreisfrequenz  $\omega$  rotieren.

Am Beispiel des Kreisscheibenresonators soll die Eigenschaft des Resonanzfeldes erläutert werden, Wellenfelder mit zirkularen Polarisierungseigenschaften zu erzeugen, die sich aus der Entartung zweier orthogonaler Eigenfeldverteilungen zusammensetzen. Die gewonnenen Ergebnisse sind dann auf andere Antennenstrukturen mit rotations-symmetrischer Geometrie übertragbar, da deren Strom- und Feldverteilungen ebenfalls Symmetrien bzgl. der Hauptachsen eines kartesischen Koordinatensystems aufweisen.

Entsprechend Gl. (A.7) lassen sich die modalen Komponenten  $\underline{H}_r$  und  $\underline{H}_\varphi$  des magnetischen Feldes des Kreisscheibenresonators darstellen als:

$$\underline{H}_r := C_r \cdot f(r) \cdot \sin(m \cdot \varphi) \quad \text{und} \quad \underline{H}_\varphi := C_\varphi \cdot g(r) \cdot \cos(m \cdot \varphi). \quad (\text{A.21})$$

Die Größen  $C_r$  und  $C_\varphi$  sind nur von der Frequenz und der betrachteten Eigenfeldlösung, bestimmt durch den Modenindex  $m$ , abhängig und stellen im monofrequenten Betrieb des Resonators konstante Ausdrücke dar. Der Winkel  $\xi$  ist in Gl. (A.21) zu Null gewählt worden. Das vektorielle Summenfeld ergibt sich daraus zu:

$$\vec{H}_1 := C_r \cdot f(r) \cdot \sin(m \cdot \varphi) \cdot \vec{e}_r + C_\varphi \cdot g(r) \cdot \cos(m \cdot \varphi) \cdot \vec{e}_\varphi. \quad (\text{A.22})$$

Da der Resonatorraum entsprechend Abschnitt A.1.1 als abgeschlossen behandelt wird, findet zwischen dem Resonanzfeld keine Wechselwirkung zu äußeren elektromagnetischen Feldern statt. Das magnetische Feld aus Gl. (A.22) charakterisiert somit eine eingeprägte Feldverteilung des Resonators.

Unter Verwendung des Zusammenhanges  $\vec{H}_1 \times \vec{e}_z$  kann die Feldeigenlösung  $\vec{H}_2$  des Kreisscheibenresonators bestimmt werden, die orthogonale Polarisierungseigenschaften zu der Originalverteilung des magnetischen Feldes  $\vec{H}_1$  besitzt.  $\vec{H}_2$  wird ebenfalls als ein eingepprägtes magnetisches Feld der Resonatoranordnung betrachtet.

Da beide Eigenlösungen dieselben Eigenwellenindizes  $m$  und  $n$  besitzen, sind ihre Feldanteile miteinander entartet. Die Orthogonalität der Felder  $\vec{H}_1$  und  $\vec{H}_2$  bewirkt, dass diese untereinander keine Energie austauschen können. Es findet somit keine elektromagnetische Verkopplung zwischen diesen Eigenlösungen statt.

Abschließend wird die Feldeigenlösung  $\vec{H}_2$  zeitlich um  $\pi/2$  gegenüber der Eigenlösung  $\vec{H}_1$  verzögert, was in der komplexen Rechnung einer Multiplikation mit

der imaginären Einheit  $j$  entspricht. Damit kann das resultierende Feld angegeben werden:

$$\underline{\vec{H}}_2 := j \cdot [C_\varphi \cdot g(r) \cdot \cos(m \cdot \varphi) \cdot \vec{e}_r + C_r \cdot f(r) \cdot \sin(m \cdot \varphi) \cdot \vec{e}_\varphi]. \quad (\text{A.23})$$

Im Folgenden werden die Feldanteile zu der resultierenden Feldverteilung des Kreisscheibenresonators überlagert. Das Summenfeld  $\underline{\vec{H}}_{res} = \underline{\vec{H}}_1 + \underline{\vec{H}}_2$  besitzt die Eigenschaften einer zirkular polarisierten Feldverteilung entsprechend der Zusammenhänge nach Gl. (20):

- Die magnetischen Felder der miteinander entarteten Eigenlösungen besitzen identische Amplituden:

$$|\underline{\vec{H}}_1| = |\underline{\vec{H}}_2| = \sqrt{[C_r \cdot f(r) \cdot \sin(m \cdot \varphi)]^2 + [C_\varphi \cdot g(r) \cdot \cos(m \cdot \varphi)]^2}. \quad (\text{A.24})$$

- Das Skalarprodukt der Feldanteile  $\underline{\vec{H}}_1$  und  $\underline{\vec{H}}_2$  ist Null. Somit sind die betrachteten Feldanteile orthogonal.
- Die elektrische Phasendifferenz zwischen den beiden Teilfeldern beträgt  $\Delta\Phi = 90^\circ$ .

Die abgeleiteten Eigenschaften des Summenfeldes gelten streng genommen nur für abgeschlossene Resonatorgeometrien entsprechend dem Resonatormodell aus Abschnitt A.1.1. Eine offene Resonatoranordnung, die über ihre Mantelflächen eine Wechselwirkung mit anderen elektromagnetischen Feldern zulässt, erfordert einen modifizierten Feldansatz für das Resonanzfeld. Zur Bestimmung der Eigenfeldverteilungen des Resonators sind die Randbedingungen aus Gl. (A.2) nicht mehr ausreichend und die Lösung der Wellengleichung (A.1) ist nur in Spezialfällen analytisch möglich. Näherungslösungen der Wellengleichung existieren in der Literatur [Kno75], häufig erfolgt die Berechnung offener Resonatoranordnungen jedoch mit numerischen Methoden unter Verwendung von rand- oder volumendiskretisierenden Verfahren.

An dieser Stelle genügt ein qualitatives Verständnis für die Feldverzerrungen, die beim Übergang einer geschlossenen Resonatoranordnung auf ein offenes Resonatormodell auftreten. Über die Kanten der Oberflächenmetallisierung bildet sich eine Streufeldverteilung aus, die im elektrischen Analogiemodell als konzentrierte Rand- oder Endkapazität modelliert werden kann. Die Streufelder ermöglichen die Abstrahlung des Feldes innerhalb des Resonatorvolumens und erlauben ebenfalls eine Einkopplung äußerer elektromagnetischer Feldanteile.

Die Streufeldverteilung besitzt für den Fall rotationssymmetrischer Oberflächenmetallisierungen über einer unendlich ausgedehnten Metallebene ebenfalls rotationssymmetrische Eigenschaften. Eine rotationssymmetrische Quellenfeldverteilung führt ebenfalls auf eine rotationssymmetrische Fernfeldverteilung des offenen Resonatormodells<sup>2</sup>. Die magnetischen Felder  $\underline{\vec{H}}_1$  und  $\underline{\vec{H}}_2$  können somit unter Vernachlässigung der Streufeldefekte als Reaktion des Resonators auf die Erregung mit einer Welle nach

---

<sup>2</sup> Da sich die Quellenfeldverteilung durch eine lineare Transformationsvorschrift auf der Fernfeldverteilung abbildet, werden die rotationssymmetrischen Eigenschaften des Quellenfeldes von der Fernfeldverteilung übernommen.

Gl. (A.20) interpretiert werden. Da die Gleichungen für  $\vec{H}_{res}$  und für  $\vec{H}_{RHCP}$  nach Gl. (A.20) formal übereinstimmen und beide eine zirkular polarisierte Feldverteilung beschreiben, übt die Resonatoranordnung keinen negativen Einfluss auf die Polarisations-eigenschaften einer äußeren Feldverteilung aus.

Für eine einwirkende Feldverteilung mit zirkularen Polarisations-eigenschaften nach Gl. (A.20) stellt ein Resonator mit rotationssymmetrischer Geometrie nach Abbildung A.3 folglich eine geeignete Filteranordnung dar, weil nur der Frequenzgang des wechselwirkenden Wellenfeldes beeinflusst wird, während die zirkulare Polarisations-reinheit erhalten bleibt.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Oliver Büchel  
Geburtstag, -ort: 26. Juli 1967, Buxtehude/Stade  
Familienstand: verheiratet, drei Kinder  
Eltern: Wolf und Karin Büchel, geb. Zander

## Schulbildung

1973 – 1977 Grundschole, Buxtehude  
1977 – 1979 Orientierungsstufe, Buxtehude  
1979 – 1983 Städt. Realschule, Geilenkirchen  
Abschluss: Fachoberschulreife  
1983 – 1986 Altes Gymnasium Flensburg, Flensburg  
Abschluss: allgemeine Hochschulreife

## Berufsausbildung

Sep 86 – Jan 90 Ausbildung zum Funkelektroniker an der Marinefernmeldeschole Mürwik, Flensburg  
Abschluss: Facharbeiterbrief

## Wehrdienst

Apr 90 – Mär 91 Grundwehrdienst im Sanitätszentrum, Nürnberg

## Praktikum

Apr 91 – Aug 91 Werkstudent bei der Firma Siemens, Erlangen

## Studium

Okt 91 – Nov 97 Universität Hannover, Studium der Elektrotechnik mit Schwerpunkt Hochfrequenztechnik  
Abschluss: Diplom-Ingenieur  
Okt 93 – Dez 94 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Hannover  
Mär 95 – Dez 96

## Beruflicher Werdegang

seit Dezember 1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Elektrotechnik und Hochfrequenztechnik (früher Inst. für Hochfrequenztechnik) der Universität Hannover