

# **Phasen- und aperturgesteuerte Antennen für Millimeterwellen mit integrierten Flüssigkristallsegmenten: Von metallischen zu voldielektrischen Strukturen**

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

## **Dissertation**

von

Master of Science

**Roland Reese**

geboren am 23.5.1990  
in Darmstadt, Deutschland

Referent: Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Christian Waldschmidt

Tag der Einreichung: 22.10.2019  
Tag der mündlichen Prüfung: 17.2.2020

D17  
Darmstadt 2019

Reese, Roland: Phasen- und aperturgesteuerte Antennen für Millimeterwellen mit integrierten Flüssigkristallsegmenten: Von metallischen zu volldielektrischen Strukturen  
Darmstadt, Technische Universität Darmstadt  
Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUPrints: 2020  
URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-115974  
Tag der mündlichen Prüfung: 17.2.2020  
Veröffentlicht unter CC BY-NC-ND 4.0 International  
<https://creativecommons.org/licenses/>

# Erklärungen laut Promotionsordnung

## **§ 8 Abs. 1 lit. c PromO**

Ich versichere hiermit, dass die elektronische Version meiner Dissertation mit der schriftlichen Version übereinstimmt

## **§ 8 Abs. 1 lit. d PromO**

Ich versichere hiermit, dass zu einem vorherigen Zeitpunkt noch keine Promotion versucht wurde. In diesem Fall sind nähere Angaben über Zeitpunkt, Hochschule, Dissertationsthema und Ergebnis dieses Versuches mitzuteilen.

## **§ 9 Abs. 1 PromO**

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Dissertation selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst wurde.

## **§ 9 Abs. 2 PromO**

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, 22.10.2019

---



# Kurzfassung

In dieser Arbeit werden zwei neuartige, voll-dielektrische, elektronisch steuerbare Antennen zur Strahlschwenkung im Millimeterwellenbereich (30 GHz bis 300 GHz) vorgestellt, die speziell für diesen Frequenzbereich synthetisierte, sehr verlustarme Flüssigkristalle nutzen. Dielektrische Wellenleiterkomponenten eignen sich aufgrund ihrer geringen Verluste bei sehr hohen Frequenzen gegenüber Hohlleiterkomponenten sehr gut für den Millimeterwellenbereich. In Verbindung mit Flüssigkristallkavitäten bzw. -segmenten können sehr effiziente steuerbare Komponenten realisiert werden. So erreichen die realisierten dielektrischen Phasenschieber einen aktuellen Bestwert in der Phasenschiebergüte von  $130^\circ/\text{dB}$  im W-Band (90 GHz bis 105 GHz).

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf dem Konzept und Entwurf des Leistungsteilernetzwerks. Zunächst wurde hierfür ein klassisches Hohlleiterleistungsteilernetzwerk mit mehreren kaskadierten Teilern entworfen, mit den erkennbaren Nachteilen eines hybriden Aufbaus der gesamten Gruppenantenne, der relativ schweren und großen Bauform sowie der zu erwartenden Verluste mit zunehmender Anzahl an Antennenelementen. Daher wurde ein aus der Photonik bekanntes Prinzip der Multimode-Interferenz für einen dielektrischen Teiler untersucht, der die gewünschte Leistungsteilung an den Ausgängen in einem Schritt, ohne Kaskadierung mehrerer Teiler, erreicht. Dieser dielektrische Multimode-Interferenz-Teiler erlaubt ein kompaktes und leichtgewichtiges Design und lässt sich einfach mit den Phasenschiebern und Stielstrahlern zu einer voll-dielektrischen Gruppenantenne integrieren. Das Funktionsprinzip, Theorie, Entwurf und Simulationsergebnisse sowohl des Multimode-Interferenz-Teiler als auch der gesamten steuerbaren, voll-dielektrischen Gruppenantenne wird anhand einer realisierten eindimensionalen  $1 \times 4$  sowie einer zweidimensionalen  $4 \times 4$  Gruppenantenne demonstriert und validiert. Darauf aufbauend wird eine steuerbare, voll-dielektrische Gruppenantennen vorgestellt.

Ein von der phasengesteuerten Gruppenantenne abweichendes, zweites Konzept, verwendet eine einzelne aperturgesteuerte Linsenantenne, bei der die Strahlschwenkung durch einen steuerbaren Permittivitätskontrast innerhalb des Linsenkörpers erfolgt. Für diesen steuerbaren Permittivitätsunterschied, wird wieder ein Flüssigkristall eingebracht, der je nach Orientierung durch ein elektrostatisches Feld im Linsenkörper zwei ausgewählte Regionen mit niedriger bzw. hoher Permittivität (z.B.  $\epsilon_{r,\perp} = 2,4$ ,  $\epsilon_{r,\parallel} = 3,4$ ) erzeugt. Der Schwenkwinkel wird dabei durch die elektrische Ausrichtung der höherpermittiven Region, d.h. der parallelen Orientierung des Flüssigkristalls, eingestellt.

Anders als bei der phasengesteuerten Gruppenantenne, benötigt die aperturgesteuerte Linsenantenne kein Leistungsteilernetzwerk und keine Phasenschieber. Die elektrische Ansteuerung der Flüssigkristalle ist prinzipiell einfacher, da nur zwei Spannungen benötigt

---

werden. Da sich außerdem die Fläche der beiden Permittiväten beliebig in ihrer Größe und Winkel einstellen lassen, ist eine Vielzahl an Abstrahlmodi möglich. Das Konzept, die Funktionalität und die Eignung dieser aperturgesteuerten Linsenantenne wurde zunächst mittels einer Parallelplattenleiterlinse und anschließend anhand einer volldielektrischen Linsenantenne im V-Band (50 GHz bis 75 GHz), jeweils mit einer vereinfachten Elektrodenanordnung, überprüft. Damit konnte neben dem diskreten Schalten der Antennenhauptkeule in drei vorgegebene Richtungen, auch die Strahlbreite elektronisch verändert und zwei Hauptkeulen gleichzeitig erzeugt werden. Letzteres demonstriert die Multibeamfähigkeit der vorgestellten Linsenantenne. Mit einer komplexeren Elektrodenanordnung kann sowohl die Strahlschwenkung in kleineren Winkelabständen bzw. kontinuierlich erfolgen als auch zunehmend mehr Antennenhauptkeulen gleichzeitig generiert werden.

# Abstract

In this work, two novel fully dielectric antennas for beam steering are presented for millimeterwave applications (30 GHz to 300 GHz), which use specially synthesized low-loss liquid crystals. The first approach uses a classical phased array approach, which uses rod antennas as antenna element, liquid crystal tunable phase shifters and a feed network. Dielectric waveguide components are well suited for millimeter waves, due to their low losses. Together with liquid crystal cavities, high efficient tunable components can be achieved. The realized phase shifter reached a new state-of-the-art Figure-of-Merit of  $130^\circ / \text{dB}$  at W-Band frequencies (90 GHz to 105 GHz).

One focus within the presented work is the design of the power divider networks for the phased array antenna, which has been designed in two technologies. One power divider network is designed as a classical cascaded metallic waveguide network, with apparent disadvantages of a hybrid design, such as the high weight, the large design and high losses, which increase with the number of antenna elements. Therefore, multimode interference known from photonics, is used for a fully dielectric power divider, which allows a power split in one single step, without cascading multiple dividers. This multimode interference divider, allows a compact and lightweight design and can be easily integrated with the dielectric phase shifters and rod antennas. By means of a planar  $1 \times 4$  and two dimensional  $4 \times 4$  antenna array, the concept is validated. Based on this, a fully dielectric tunable phased array is presented.

The second approach, diverges from the phased array approach and uses a single lens antenna with tunable aperture, in which beam steering is achieved by means of a tunable permittivity difference inside the lens body. For the tunable permittivity difference, LC is used, in order to form two regions of low and high permittivity (e.g.  $\epsilon_{r,\perp} = 2,4$ ,  $\epsilon_{r,\parallel} = 3,4$ ). Doing so, the steering angle is set by the direction of the region of high permittivity. In contrast to the phased array antenna, neither a power divider network nor phase shifters are necessary. In addition, the electric biasing of the LC is simplified because only two voltages are needed. Since the size and angle of the two permittivity regions can be arbitrarily chosen, multiple radiation modi are possible. This concept and functionality of this aperture tunable lens antenna is first investigated with a parallel plate lens antenna and subsequently with a fully dielectric lens antenna in the V-Band (50 GHz to 75 GHz), both using a simplified electrode network for the LC orientation. Besides the discrete switching of the steering angle in three distinct directions, also the beam width can be adjusted. At last, the generation of two antenna beams is also possible, showing the multibeam capabilities of the presented lens antenna. With an advanced electrode network, a finer resolution of the steering angle is possible as well as more antenna beams.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlage von Flüssigkristall-gesteuerten Antennen</b>	<b>7</b>
2.1	Steuerbare Gruppenantennen . . . . .	7
2.2	Anisotropes Verhalten von Flüssigkristallen . . . . .	8
2.3	Anisotrope Materialeigenschaften . . . . .	12
2.4	Steuerung von Flüssigkristallen . . . . .	13
2.4.1	Elektrische Ansteuerung . . . . .	15
2.4.2	Konzepte für steuerbare Millimeterwellenkomponenten . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Dielektrische Wellenleiter und Antennen</b>	<b>21</b>
3.1	Optischer Ansatz für Planare Dielektrische Wellenleiter . . . . .	22
3.2	Marcatis Näherungsverfahren . . . . .	24
3.3	Leitungsübergange auf Dielektrische Wellenleiter . . . . .	26
3.4	Dielektrische Antennen . . . . .	28
3.4.1	Stielstrahler . . . . .	28
3.4.2	Linsenantennen . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Steuerbare dielektrische Phasenschieber in Gruppenantennen</b>	<b>35</b>
4.1	Entwurf des Phasenschiebers . . . . .	36
4.2	Steuerbare Gruppenantenne . . . . .	41
4.2.1	Leistungsteilernetzwerk . . . . .	41
4.2.2	Elektrische Ansteuerung . . . . .	42
4.3	Realisierung und Hochfrequenz-Charakterisierung . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Volldielektrische Gruppenantennen mit integriertem Leistungsteiler</b>	<b>53</b>
5.1	Multimode-Interferenz . . . . .	54
5.2	Planare Gruppenantenne . . . . .	60
5.3	Zweidimensionale Gruppenantenne . . . . .	71
5.4	Flüssigkristall-gesteuerte, volldielektrische planare Gruppenantenne zur Strahlschwenkung . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Linsenantenne mit steuerbarer Apertur</b>	<b>87</b>
6.1	Konzept . . . . .	88
6.2	Voruntersuchung an einer nicht-steuerbaren Linseantenne . . . . .	91

6.3	Rekonfigurierbare Linsenantenne . . . . .	97
6.3.1	Entwurf der Elektroden . . . . .	98
6.3.2	Entwurf des Elektrodennetzwerks . . . . .	102
6.3.3	Realisierung und HF-Charakterisierung . . . . .	107
6.4	Volldielektrische Linsenantenne . . . . .	115
6.4.1	Elektrodennetzwerk der volldielektrischen Linsenantenne . . . . .	116
6.4.2	Realisierung und HF-Charakterisierung . . . . .	119
6.5	Vergleich der Linsenantennen . . . . .	122
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>125</b>
<b>A</b>	<b>Anhang Messaufbauten</b>	<b>131</b>
<b>B</b>	<b>Anhang Phasenverläufe</b>	<b>135</b>
<b>C</b>	<b>Zeichnungen</b>	<b>137</b>
<b>D</b>	<b>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>145</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>149</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>169</b>

# 1 Einleitung und Motivation

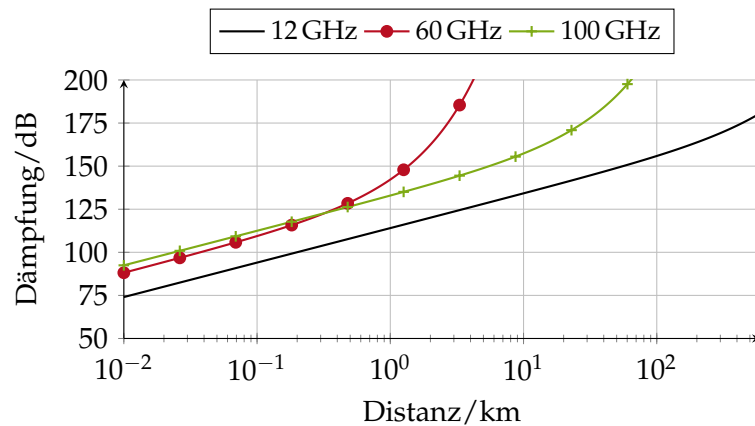
Die Forschungs- und Entwicklungsfelder der Hochfrequenztechnik sowie der Antennentechnik sind heute wie damals von den Ansprüchen moderner Funkssysteme und Sensoren geprägt. Einen Großteil der Anstrengung kommt der kabellosen Datenübertragung, wie der Mobilfunk- oder Satellitenkommunikation zu. Dies liegt vor allem daran, dass in Zukunft immer höhere Datenraten zu erwarten sind. Sei es die Übertragung von hochauflösenden Videos über 4K hinaus oder die Möglichkeit von latenzarmen Videokonferenzen. Innerhalb der Mobilfunksysteme zeigte sich in den letzten zwei Jahrzehnten die Entwicklung von GSM über UMTS bis zu LTE [RM12]. Dabei hat sich in dieser Entwicklung die Datenrate von 53,6 kbit/s auf bis zu 300 Mbit/s erhöht. Für den kommenden Mobilfunkstandard 5G sind Datenraten von 10 Gbit/s zu erwarten. Weiterhin wird die Entwicklung zukünftiger Mobilfunkkommunikationen durch das Internet-der-Dinge motiviert, bei dem eine Vielzahl an Sensoren miteinander verbunden sind.

Um den genannten Anforderungen hoher Datendurchsätze gerecht zu werden, können unterschiedliche Ansätze verfolgt werden. So können komplexere Kodier- bzw. Modulationsverfahren verwendet werden, um bei gleichen verfügbaren Bandbreiten und Übertragungsfrequenzen die Datenrate zu erhöhen. Hierbei werden hohe Anforderungen an Fehlerkorrektur und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis gestellt, um fehlerfreie Übertragung sicherzustellen.

Nach dem *Shannon-Theorem* kann bei gegebenem Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $S/N$  und Bandbreite  $B$  eine maximale Bitrate

$$C = B \log_2 \left( 1 + \frac{S}{N} \right) \quad (1.1)$$

erreicht werden. Daraus lässt sich ableiten, dass hohe Datenrate mit hohen absoluten Bandbreiten erreicht werden können. Dabei muss aber berücksichtigt werden, dass mit größerer Bandbreite die Rauschleistung steigt und deshalb die Bandbreite nicht beliebig groß gewählt werden darf. Eine hohe absolute Bandbreite lässt sich am einfachsten durch eine hohe Übertragungsfrequenz erreichen, weswegen zunehmend der Millimeterwellenbereich (mmW-Bereich) von 30 bis 300 GHz erforscht wird [Rap+13]. Dieser Frequenzbereich eignet sich außerdem für zukünftige Funkdienste, da ein Großteil der Frequenzbänder noch nicht in Nutzung ist. So wurden in den letzten Jahren bereits 60 GHz WLAN und Drahtlose HDMI Systeme vorgestellt [Tec13; Gil+08]. Aufgrund der möglichen hohen Bandbreiten ist der mmW-Bereich auch für die Erschließung von Breitbandanschlüssen (Last-Mile) an entlegene Punkte oder für 5G Backhaul Netzwerken gut geeignet [Wei+14b; Deh+14]. Zu den oben genannten Möglichkeiten gibt es auch zahlreiche Sensor- bzw. Radarsysteme die



**Abbildung 1.1:** Berechneter Verlauf der Freiraumdämpfung inklusive der Absorption durch Gase nach [ITU16].

in dem mmW-Bereich etabliert wurden. Prominentestes Beispiel sind dabei Kfz-Radare, die heutzutage als mmW-Radar bei 77 GHz Langstreckenradaren benutzt werden [Has+12]. Im Vergleich zu optischen Systemen haben radarbasierte Sensoren den Vorteil, dass sie deutlich robuster gegenüber Strömungen sind und deshalb auch bei schlechten Witterungsbedingungen noch funktionieren.

Bei allen Funksystemen mit hoher Übertragungsfrequenz  $f_c$  ist die einhergehende steigende Freiraumdämpfung,  $\alpha_{fs} \sim (\frac{f_c}{c_0})^2$  und die atmosphärische Dämpfung herausfordernd. Dabei entsteht die atmosphärische Dämpfung vor allem aufgrund von Resonanzen von Sauerstoff- und Wassermolekülen. In Abbildung 1.1 ist der Verlauf der Freiraumdämpfung inklusive der Absorptionen durch Gas nach [ITU16] aufgetragen. Daran erkennt man, dass im mmW-Bereich eine höhere Dämpfung von ca. 15 dB bei einer Distanz von 1 km auftritt. Um der Problematik der hohen Dämpfung zu begegnen, kann die Sendeleistung erhöht werden. Da aber die mögliche Leistungsaufnahme beispielsweise bei Basisstationen begrenzt ist, ist eine beliebige Erhöhung der Sendeleistung nicht möglich. Neben der Möglichkeit einer höheren Sendeleistung, kann die Empfängerempfindlichkeit der Detektoren erhöht werden. Dabei sind aber nur kleine Bandbreiten möglichen, um den Rauschpegel zu reduzieren. Hochdirektive Antennen mit schmaler Hauptkeule eignen sich zur Kompensation der Dämpfungen, da sie einen hohen Antennengewinn besitzen. Dabei hängt der Antennengewinn mit der Halbwertsbreite (*engl. half power beamwidth, HPBW*) in Azimuth sowie Elevation und dem Antennenwirkungsgrad  $\eta$  näherungsweise gemäß

$$G = \eta \cdot D = \eta \frac{4\pi}{\text{HPBW}_{\text{az}} \cdot \text{HPBW}_{\text{el}}} \quad (1.2)$$

zusammen. Daraus folgt, dass der Antennengewinn über eine Verringerung der Hauptkeulenbreite erhöht werden kann. Da hierdurch aber nur eine kleine Ausleuchtung realisiert werden kann, kann eine Funkverbindung mit einer bewegten Mobilstation nicht ohne Weiteres aufrecht erhalten werden. Bei Richtfunkstrecken ist außerdem eine optimale

---

mechanische Ausrichtung der Antennen zueinander notwendig.

Steuerbare Antennen hingegen, die in der Lage sind ihre Abstrahlungsrichtung nachzuführen, ermöglichen eine dauerhafte Verbindung zwischen Basis- und Mobilstation und fehlerhafte Ausrichtungen können kompensiert werden.

Ein gängiger Ansatz ist die mechanische Nachführung der Antenne mit Hilfe von Elektromotoren. Versehen mit zwei Motoren kann so die Antenne in Azimuth und Elevation bewegt werden. Problematisch ist die Größe, Gewicht und die wartungsintensiven Komponenten der Motoren, die eine kosteneffiziente Integration der Antennen erschweren. Eine Alternative stellen hierbei elektronisch schwenkbare Antennen dar. Diese können flach realisiert werden und bieten somit auch die Möglichkeit in vorhandene Karosserien oder Gehäuse integriert zu werden. Da diese Art von Antennen eine Nachführung der Hauptkeule erreichen ohne ihre Position mit Hilfe von mechanischen Komponenten zu ändern, sind diese Antennen in der Regel wartungsfrei. Ein bekannter Ansatz ist die Verwendung von Gruppenantennen, bei denen jedes Antennenelement mit einem Phasenschieber versehen ist [PZ02a; PZ02b]. Werden die einzelnen Antennen mit unterschiedlichen Phasen angesteuert kann damit die Abstrahlungsrichtung eingestellt werden.

Der heutige Stand der Forschung und Entwicklung zeigt mehrere Möglichkeiten auf solche Antennen bzw. Phasenschieber zu realisieren, die in aktive und passive Technologien unterteilt werden. Zu den aktiven Technologien gehören halbleiterbasierte Komponenten, die als (*monolithic microwave integrated circuit*, MMIC) realisiert werden. Hierbei sind Siliziumgermanium und Galliumarsenid basierte Halbleiter für mmW-Anwendung relevant [KMR09; Kay+14]. Da diese mit hohen Leistungen betrieben werden können und MMIC sehr klein entworfen werden können, sind steuerbaren Komponenten auf dieser Basis am weitesten verbreitet. Problematisch ist aber hingegen die hohe Leistungsaufnahme, die unter anderem aufgrund der hohen Ruhestrome entsteht. Hierbei ist bei hochintegrierten Antennen ein ausgeklügeltes Kühlsystem notwendig. Zu der hohen Leistungsaufnahme und Temperaturproblematik kommt hinzu, dass halbleiterbasierte Komponenten prinzipbedingt eine hohe Nichtlinearität aufweisen und somit Intermodulationsprodukte aufweisen.

Eine andere Möglichkeit steuerbare Antennen zu realisieren, sind passive Komponenten auf Basis von funktionalen Materialien oder mikroelektromechanischer Systeme (MEMS) [Bro98; Ste+08]. MEMS können als miniaturisierte Schalter betrachtet werden, die beispielsweise mittels Durchschalten unterschiedlicher langer Leitungselemente die Phasenverschiebung einstellen können. MEMS haben den großen Vorteil einer schnellen Schaltzeit, können aber oft nur zwischen diskreten Phasenverschiebungen umschalten. Zudem sorgt der komplexe Fertigungsprozess für hohe Kosten und die mechanischen Schalter können ermüden.

Funktionale Materialien, wie Barium-Strontium-Titanat (BST)[Mau+18; Nik+16; De +14] und Flüssigkristalle (*engl. liquid crystal*, LC) [Mau+18] können benutzt werden, um kontinuierlich die elektrische Länge eines Wellenleiters und somit die Phasenverschiebung einzustellen. Dies liegt daran, dass diese Materialien eine kontinuierlich einstellbare Permittivität aufweisen, die hauptsächlich von einem extern angebrachten elektrischen Feld abhängt. Vergleicht man BST und LC, zeigt nur LC geringe Verluste im mmW-Bereich, um steuerbare Antennen effizient umsetzen zu können. So wurden verschiedene steuerbare Antennen bzw. Phasenschieber mit Hilfe der Flüssigkristalltechnologie erfolgreich im Labor

realisiert [Wei17; Gab15; Kar14; Kar+12]. Fokus dieser Arbeiten war der Frequenzbereich von 10 bis 30 GHz für die Anwendung in der Satellitenkommunikation. In [Jos18a] wurden erstmals LC-basierte Hohlleiterphasenschieber im W-Band vorgestellt.

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit dem Ziel, steuerbare Antennen im mmW-Bereich auf Basis von Flüssigkristallen zu entwerfen und zu untersuchen. Dabei liegt ein Fokus auf dielektrische Wellenleiter, da diese zum einen geringe Verluste und zum anderen eine einfache Integration von Flüssigkristallen im Frequenzbereich bieten [Ree+17a; Jos+18; Jos18a; Jos+16]. Ein weiterer Vorteil ist, dass aufgrund ihrer elektrisch offenen Bauweise eine einfache Implementierung des notwendigen Elektrodensystems für die LC-Ausrichtung gewährleistet ist. Dielektrische Wellenleiter sind zudem leicht und lassen sich prinzipiell mit kosteneffizienten Verfahren, wie beispielsweise 3D-Drucken oder Spritzgussverfahren herstellen. Um dabei die genannten Vorteile voll ausschöpfen zu können, liegt das Hauptaugenmerk auf voll-dielektrischen Antennen. Das bedeutet, dass auf metallische Komponenten weitestgehend verzichtet wird.

Die vorliegende Dissertation ist wie folgt aufgebaut. Kapitel 2 diskutiert die essentiellen Grundlagen der Flussigkristalltechnologie und präsentiert den Stand der Technik für Millimeterwellenkomponenten. In Kapitel 3 werden die notwendigen Grundlagen für dielektrische Wellenleiter sowie dielektrische Antennen besprochen. Dazu wird das optische Näherungsverfahren und *Marcatilis* Ansatz für dielektrische Wellenleiter präsentiert.

In dieser Arbeit werden drei unterschiedliche Antennen basierend auf zwei Konzepten entwickelt und miteinander verglichen. Ein Konzept verfolgt einen klassischen Ansatz einer steuerbaren Gruppenantenne während im anderen Konzept eine einzelne steuerbare Linsenantenne vorgestellt wird.

In Kapitel 4 wird für das erste Konzept ein LC-gefüllter dielektrischer Wellenleiter als Phasenschieberelement für eine  $1 \times 4$  Gruppenantenne aus Stielstrahlern für das W-Band vorgestellt. Für die Gruppenantenne wird ein hybrider Ansatz mit einem Leistungsteiler in Hohlleitertechnik gewählt, um die einzelnen Phasenschieber bzw. Antennen speisen zu können. Für die Ansteuerung wird ein vereinfachtes Elektrodensystem entworfen, damit die Anzahl an Steuerspannungen reduziert werden kann. Aufgrund des hybriden Ansatzes ist die Gruppenantenne aus einer Vielzahl an Teilkomponenten hergestellt, was Fertigungstoleranzen und deshalb parasitäre Abstrahlungen und Welligkeiten im Antennendiagramm verursacht.

Um diesem Problem zu begegnen, wird in Kapitel 5 das aus der Photonik bekannte Prinzip der Multimode-Interferenz verwendet, um eine Gruppenantenne voll-dielektrisch umsetzen zu können. Da diese Antennen aus Kunststoff besteht ist sie besonders leicht und lässt sich als einzelne Komponente herstellen. Anhand mehrerer Demonstratoren, eindimensionaler sowie zweidimensionaler Gruppenantennen wird das Interferenzprinzip erfolgreich umgesetzt. Anhand einer LC-gefüllten Gruppenantenne wird anschließend ein Labor-demonstrator einer voll-dielektrischen steuerbaren Gruppenantenne entwickelt. Die Vorteile der einfacheren Fertigung zeigen sich in einer Reduktion der Welligkeit im Vergleich zu dem hybriden Ansatz und einer bessere Ausprägung des Antennendiagramms.

In Kapitel 6 wird das zweite Antennenkonzept vorgestellt. Die präsentierte Antenne stellt ein neuartiges Konzept einer steuerbaren Antenne vor, bei der keine Leistungsteiler oder

---

Phasenschieber notwendig sind. Strahlschwenkung wird durch zwei unterschiedliche Permittivitäten innerhalb einer halbkreisförmigen Apertur erzielt, da sich so eine elektromagnetische Welle entlang der höheren Permittivität ausbreitet und damit abgelenkt werden kann. Mit Hilfe eines Materials mit steuerbarer Permittivität, wie beispielsweise LC, kann die Richtung der höheren Permittivität und somit die Abstrahlrichtung eingestellt werden. Das vorgestellte Konzept wird mit einer LC gefüllten Parallelplattenleiterlinse im V-Band untersucht. Für diesen Demonstrator wird eine Elektrodenstruktur für die LC-Ausrichtung entwickelt, die aus einer Filterstruktur besteht, um parasitäre Wellenausbreitungen auf den Elektroden zu verhindern. Zur Demonstration wird dabei ein vereinfachtes Elektrodensystem entwickelt, welches nur diskrete Abstrahlmodi einstellen kann aber die Integration erleichtert. Die Einsatzfähigkeit der Linsenantenne wird durch Messungen bestätigt, aber parasitäre Effekte der Elektroden sind nicht komplett unterdrückt, weshalb im Weiteren eine voll-dielektrische Linsenantenne vorgestellt wird. Aufgrund der voll-dielektrischen Bauweise können die Elektroden von außen zugeführt werden und eine Beeinflussung der elektromagnetischen Welle wird vermieden. Beide Linsenantennen werden anschließend miteinander verglichen und die Vorteile der voll-dielektrischen Linsenantenne hervorgehoben.



## 2 Grundlage von Flüssigkristall-gesteuerten Antennen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen steuerbarer Antennen vorgestellt. Dabei liegt der Fokus auf Gruppenantennen und den dazugehörigen Flüssigkristall-gesteuerten Phasenschiebern.

### 2.1 Steuerbare Gruppenantennen

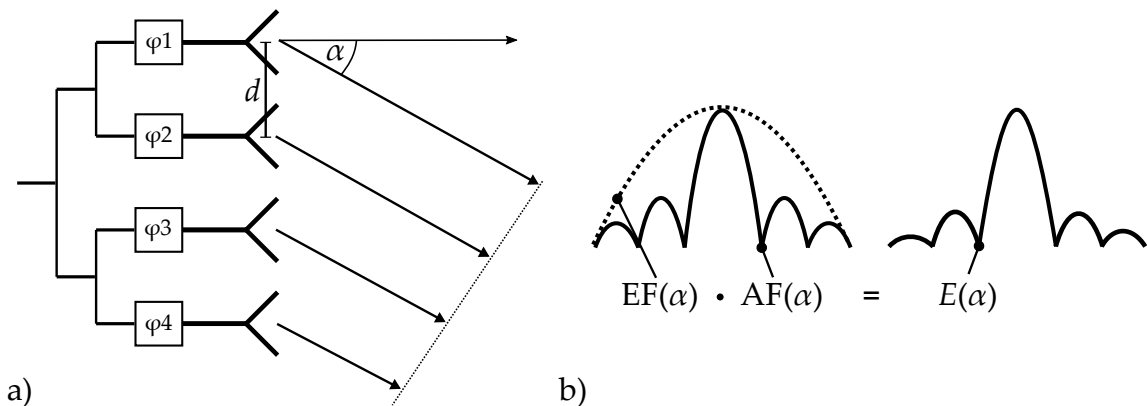
Wie in der Einleitung, vgl. Kapitel 1 beschrieben, stellen elektronisch steuerbare Gruppenantennen eine wichtige Möglichkeit der Strahlschwenkung dar. Da sie auf mechanische Komponenten verzichten und die Strahlschwenkung elektronisch eingestellt wird, können sie kompakt und wartungsfrei realisiert werden [PZ02a; PZ02b]. Mit aktiven Komponenten können außerdem schnelle Schaltzeiten unterhalb von Millisekunden erreicht werden. Grundlage für Gruppenantennen ist die in Abbildung 2.1 dargestellte Anordnung. Im Allgemeinen bestehen Gruppenantennen aus  $N$  Antennenelementen, die räumlich angeordnet sind und durch ein Leistungsteilernetzwerk gespeist werden. Im einfachsten Fall sind die Antennenelemente, deren Abstrahlverhalten durch den Elementfaktor (engl. *Element Factor*, EF) beschrieben ist, linear mit einem Antennenabstand  $d$  zueinander in einer Ebene angeordnet, vgl. Abbildung 2.1 a). Das Abstrahlverhalten der Gruppenantenne  $E(\alpha)$  ist dabei durch den Elementfaktor (engl. *Element Factor*, EF) und den Gruppenfaktor (engl. *Array Factor*, AF) gemäß

$$E(\alpha) = \text{EF}(\alpha) \cdot \text{AF}(\alpha) \quad (2.1)$$

definiert, vgl. Abbildung 2.1 b). Der AF beschreibt die räumliche Anordnung und die Anregung der einzelnen Antennenelemente. Dabei ist für eine lineare Gruppenantenne, vgl. Abbildung 2.1 a) der AF durch

$$\text{AF}(\alpha) = \sum_{n=0}^N a_n e^{jn(\beta_0 d \cos \alpha + \varphi_n)}, \quad (2.2)$$

mit den Anregungskoeffizienten  $a_n$  sowie Phasenwinkel  $\varphi_n$  an jedem einzelnen Antennenelement und der Freiraumausbreitungskonstante  $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ , beschrieben [Vol07; Bal05]. Im Falle einer gleichförmigen Anregung ist  $a_n = 1$ .



**Abbildung 2.1:** a) Prinzipieller Aufbau einer steuerbaren Gruppenantenne bestehend aus vier Antennen. Mit steuerbaren Phasenschiebern  $\varphi_n$  lässt sich die Phasenbelegung und dementsprechend der Abstrahlwinkel  $\alpha$  einstellen. b) Die Abstrahlung der Gruppenantenne  $E(\alpha)$  ist durch Multiplikation von AF und EF definiert.

Aus Gl. (2.2) lässt sich ableiten, dass durch Änderung der Phasenverteilung mittels der Phasenschieber der Schwenkwinkel  $\alpha$  verändert werden kann. Dabei kann das Phaseninkrement  $\Delta\varphi$  zwischen den Phasenschiebern für einen geforderten Schwenkwinkel  $\alpha$  mit

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d \sin \alpha. \quad (2.3)$$

berechnet werden. Hierbei ist  $\lambda_0$  die Freiraumwellenlänge. Mit steuerbaren Phasenschiebern kann so das Phaseninkrement und die Abstrahlungsrichtung eingestellt werden. Wichtig ist außerdem einen möglichst kleinen Antennenabstand  $d \leq \lambda_0/2$  zu wählen, um das Auftreten einer parasitären Hauptkeule (engl. *Grating lobes*), die mit größerem Schwenkwinkel in ihrer Amplitude steigt, zu vermeiden [Vol07]. Allerdings führen kleine Abstände zu stärkeren Verkopplungen der Antennenelemente. Daher muss ein Kompromiss von Verkopplung und Antennenabstand gewählt werden

Flüssigkristalle eignen sich aufgrund ihrer besonders niedrigen Verluste für steuerbare Phasenschieber im mmW-Bereich. Aus diesem Grund werden im Folgenden essentielle Grundlagen von Flüssigkristallen beschrieben und LC-Komponenten diskutiert.

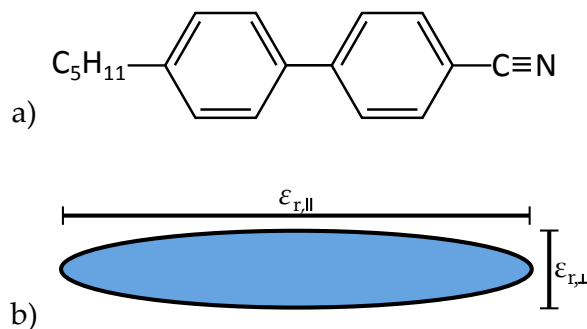
## 2.2 Anisotropes Verhalten von Flüssigkristallen

Flüssigkristalle stellen eine besondere Materialfamilie dar, da sie innerhalb der isotropen flüssigen und der festen kristallinen Phase mehrere Mesophasen aufweisen. Ihre größte Anwendung finden LC heutzutage in der Verwendung in flachen Flüssigkristall-Displays, da sie eine optische Anisotropie bzw. Doppelbrechung besitzen und so in einem steuerbaren Polarisator verwendet werden. Eine Anisotropie in der Permittivität kann auch für

steuerbare Komponenten im Mikrowellen- und Millimeterwellenbereich genutzt werden. Die wichtigste Eigenschaft von LC, die Anisotropie, bildet sich in der flüssigkristallinen nematischen Mesophase aus. In dieser Phase zeigen die LC-Moleküle eine Richtungsabhängigkeit, wie in einem Kristall, verhalten sich aber gleichzeitig wie eine Flüssigkeit. So zeigen alle Moleküle in der nematischen Phase in eine bestimmte Vorzugsrichtung, bilden aber keine Gitterstruktur wie in einem Kristall.

Es werden zwischen diskusförmigen diskotischen und stäbchenförmigen calamitischen LC unterschieden, die des Weiteren in temperaturabhängige thermotrope und lyotrope LC eingeteilt werden. Im Gegensatz zu den temperaturabhängigen thermotropen LCs werden bei den lyotropen LCs Lösungsmittel verwendet um das gewünschte Verhalten des Materials einzustellen [Hil94]. In dieser Arbeit werden ausschließlich thermotrope calamitische LCs verwendet. Für ein tieferes Verständnis sei auf [YW14; CHH98; GP95] verwiesen.

Die grundlegende Struktur und Form eines calamitischen LC-Moleküls ist anhand von Pentylcyanobiphenyl (5CB) in Abbildung 2.2 zu sehen. Charakteristisch ist die stäbchenförmige Molekülform, die durch ein Fresnel-Ellipsoid angenähert werden kann. 5CB hat eine Seitenlänge von 5 nm sowie eine Kantenlänge von 2 nm [YW14].

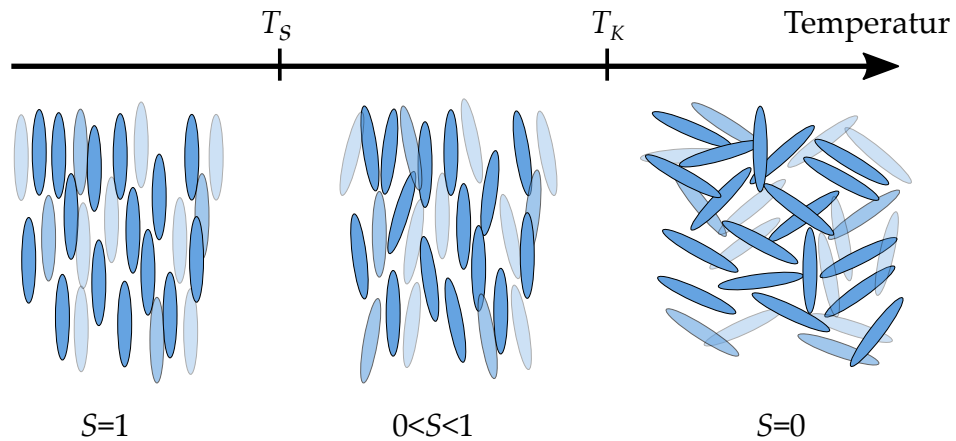


**Abbildung 2.2:** a) Grundlegende Strukturformel eines LC-Moleküls anhand des Beispiels von Pentylcyanobiphenyl (5CB). b) Vereinfachte Darstellung eines LC-Moleküls.

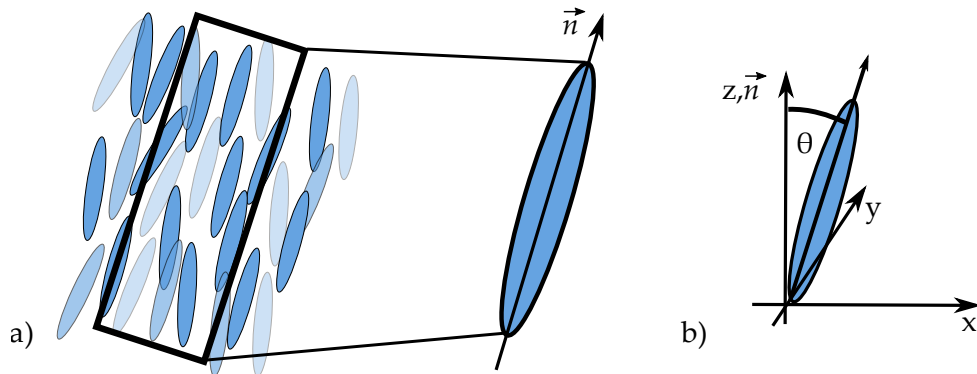
Die in dieser Arbeit verwendeten calamitischen LC sind thermotrop, das heißt, dass die Materialphasen temperaturabhängig sind. In der wichtigsten Phase, der nematischen Phase, neigen die stäbchenförmigen Moleküle dazu, sich parallel zueinander auszurichten. Diese Phase liegt zwischen der Schmelztemperatur  $T_S$  und der Klärtemperatur  $T_K$  vor. Unterhalb  $T_S$  liegt ein kristalliner Feststoff vor, während LC bei Temperaturen oberhalb des Klärpunktes flüssiges isotropes Verhalten aufweist.

Das Temperaturverhalten lässt sich mit dem Anordnung der stäbchenförmigen Moleküle anschaulich verdeutlichen, siehe Abbildung 2.3. Unterhalb der Schmelztemperatur bildet sich eine Gitterstruktur aus, die mit steigender Temperatur auseinanderbricht und letztlich in einer isotropen Anordnung der Moleküle resultiert.

Zusätzlich ist in Abbildung 2.3 der Ordnungsparameter  $S$  angegeben werden, der die Ausrichtung der Moleküle in den unterschiedlichen Materialphasen beschreibt. Dieser gibt den Ordnungsgrad der LC-Moleküle an und nimmt Werte zwischen  $S = 1$  für einen



**Abbildung 2.3:** Darstellung der Temperaturabhängigkeit von LC mit Angabe des Ordnungsparameters  $S$ .



**Abbildung 2.4:** a) Darstellung des LC-Direktors, der entlang der Vorzugsrichtung aller Moleküle in einem Einheitsvolumenelement zeigt. b) Abweichung eines Moleküls  $\theta$  von einem Direktor  $\vec{n}$  der in  $z$ -Richtung zeigt.

Feststoff und  $S = 0$  für eine Flüssigkeit an. Um hierbei die Vorzugsrichtung der Moleküle zu beschreiben, wird der LC-Direktor  $\vec{n}$  benutzt, der einen Einheitsvektor gemäß Abbildung 2.4 darstellt und in dem die Richtung aller LC-Moleküle in einem Einheitsvolumenelement gemittelt wird.

Hierbei beschreibt der Winkel  $\theta$  die Abweichung eines Moleküls zur Vorzugsrichtung bzw. dem LC-Direktor  $\vec{n}$ . Der zweite räumliche Winkel  $\phi$  wird hierbei vernachlässigt, da dieser aufgrund der Rotationssymmetrie keinen Einfluss auf den Ordnungsparameter hat. Der Ordnungsparameter kann über das zweite Legendre Polynom beschrieben werden, da dieser die uniaxiale Charakteristik  $\vec{n} = \|\vec{n}\|$  der stäbchenförmigen Moleküle berücksichtigt.

Mit dieser Vereinfachung ergibt sich der Ordnungsparameter nach [YW14] zu

$$S = \left\langle \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \right\rangle = \frac{\int_0^\pi \frac{1}{2} (3 \cos^2(\theta) - 1) f(\theta) \sin(\theta) d\theta}{\int_0^\pi f(\theta) \sin(\theta) d\theta}. \quad (2.4)$$

$f(\theta)$  beschreibt hierbei die Wahrscheinlichkeit, dass ein Molekül eine Abweichung  $\theta$  entlang eines Raumwinkelements  $d\Omega$  aufweist. So errechnet sich der Ordnungsparameter zu  $S = 0$  für perfekt zueinander ausgerichtete Moleküle  $\theta = 0$ , was einer Kristallstruktur entspricht. Im isotropen Fall nehmen die Moleküle jede mögliche Position ein. Somit ergibt sich eine konstante Wahrscheinlichkeit, dass ein Molekül einen bestimmten Winkel  $\theta$  einnimmt,  $f(\theta) = \text{const.}$  womit  $S = 1$ . Der Ordnungsparameter kann auch negative Werte annehmen, was einer senkrechten Ausrichtung der Moleküle in Bezug auf  $\vec{n}$  entspricht.

Für ein tieferes Verständnis des Ordnungsparameters, insbesondere der Temperaturabhängigkeit thermotroper LCs, kann die Landau-de-Gennes Theorie [GP95] sowie die Maier-Saupe Theorie [MS59; Mai60] verwendet werden. In Letzterer werden elastische Kräfte, wie beispielsweise Van-der-Waals Kräfte betrachtet. Zur Berechnung wird das nematische Potential [YW14] gemäß

$$V(\theta) = -\nu S \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \quad (2.5)$$

benutzt, welches die Interaktion der Moleküle untereinander mit Hilfe der Interaktionskonstante  $\nu$  beschreibt. Es ist proportional zum Ordnungsparameter  $S$ , was dazu führt, dass das Potential mit dem Grad der Unordnung sinkt. Unter Verwendung einer Wahrscheinlichkeitsverteilung  $f(\theta)$ , die mit einer Boltzmannverteilung beschrieben wird [YW14],

$$f(\theta) = \frac{e^{V(\theta)/k_B T}}{\int_0^\pi e^{-V(\theta)/k_B T} \sin(\theta) d\theta} \quad (2.6)$$

kann man den Ordnungsparameter gemäß

$$S = \frac{1}{Z} \int_0^\pi \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) e^{V(\theta)/k_B T} \sin(\theta) d\theta \quad (2.7)$$

numerisch berechnen. Die Funktion  $Z$  ist die Auftrennungsfunktion eines Einzelmoleküls und ist definiert durch

$$Z = \int_0^\pi e^{-V(\theta)/k_B T} \sin(\theta) d\theta. \quad (2.8)$$

Die numerische Berechnung des Ordnungsparameters ist schematisch in Abbildung 2.5 zu sehen. Beide Übergänge zwischen der kristallinen und nematischen Phase sowie der nematischen und isotropen Phase sind gezeigt. Es zeigt anschaulich, dass der Wechsel von einer in die andere Materialphase rapide übergeht und der Ordnungsparameter  $S$  in der festen sowie flüssigen Phase konstant ist. In der nematischen Phase hingegen zeigt sich eine Temperaturabhängigkeit mit Werten des Ordnungsparameters zwischen  $0,4 < S < 0,8$ .

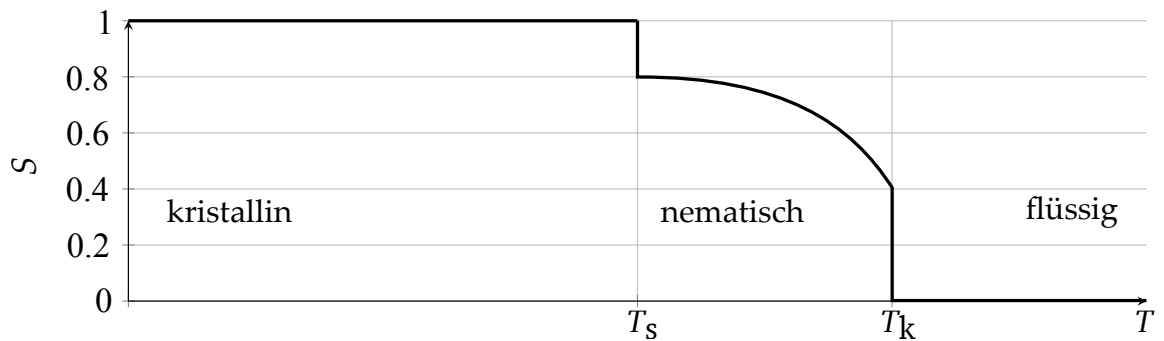


Abbildung 2.5: Verlauf des Ordnungsparameters nach Gl. (2.7).

### 2.3 Anisotrope Materialeigenschaften

Aufgrund der stäbchenförmigen Struktur der Moleküle zeigt ein Flüssigkristall anisotropes elektrisches  $\Delta\epsilon_r$  sowie anisotropisches magnetisches  $\Delta\mu_r$  Verhalten. Zur Ausnutzung der dielektrischen Anisotropie, die bei der Auslegung von HF-Komponenten entscheidend ist, ist die Polarisierbarkeit der Moleküle von großer Bedeutung, da bei Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes Dipolmomente in den Molekülen erzeugt werden. Um dabei die Polarisierbarkeit zu beschreiben, sei auf Herleitungen mit Hilfe von Tensoren in [YW14] verwiesen. Die dielektrische Verschiebungsdichte wird durch einen Tensor der Permittivität gemäß

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overset{\leftarrow}{\epsilon}_r \vec{E} \quad (2.9)$$

beschrieben. Die dielektrische Anisotropie zeigt sich an der kurzen bzw. langen Achse eines LC-Moleküls, was zu zwei Extremen der Permittivität führt. Dabei haben LC für Mikrowellenanwendungen eine positive Anisotropie,  $\Delta\epsilon_r = \epsilon_{r,\parallel} - \epsilon_{r,\perp}$ . Steht das elektromagnetische Feld senkrecht zum Direktor, erfährt es eine Permittivität  $\epsilon_{r,\perp}$  bzw. eine Permittivität  $\epsilon_{r,\parallel}$ , wenn das elektromagnetische Feld parallel zum Direktor steht. Dieses Verhalten lässt sich anhand des Permittivitätstensors veranschaulichen. Angenommen der LC-Direktor, siehe Abbildung 2.4, ist perfekt parallel zur z-Achse des Moleküls ausgerichtet, vereinfacht sich der Tensor zu

$$\overset{\leftarrow}{\epsilon}_{r,z} = \begin{pmatrix} \epsilon_{r,\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{r,\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{r,\parallel} \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Da der LC-Direktor jede beliebige Ausrichtung einnehmen kann, wird der Permittivitäts-

tensor durch eine Rotationsmatrix  $\mathbf{R}$  erweitert [YW14; Mue07]. Diese ist durch

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi & -\sin \phi & \sin \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi & \cos \phi & \sin \theta \sin \phi \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

unter Verwendung von Kugelkoordinaten beider Raumwinkel  $\theta$  und  $\phi$ , beschrieben. Der Tensor  $\overleftrightarrow{\varepsilon}_r$  ändert sich hiermit zu

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}_r = \mathbf{R} \varepsilon_{r,z} \mathbf{R}^{-1}. \quad (2.12)$$

## 2.4 Steuerung von Flüssigkristallen

Die makroskopischen Eigenschaften und Wechselwirkungen mit statischen und harmonischen elektromagnetischen Feldern eines LC-Volumens bzw. des LC-Direktors wird durch die Kontinuumstheorie beschrieben [GP95; YW14]. Hierbei werden zum einen die Summe aus elektrischen und magnetischen Feldenergien sowie zum anderen mechanische Oberflächen- sowie Verformungsenergien berücksichtigt. Die Grundlage dieser Betrachtung ist die Summe aller Enthalpien bzw. Gibbsenergien, gegeben durch

$$W_f = \iiint_V df = \iiint_V df_{\text{elastisch}} + df_{\text{magnetisch}} + df_{\text{elektrisch}} + df_{\text{Verankerung}}. \quad (2.13)$$

Bei Betrachtung der Kontinuumstheorie wird nur die Rotation der Moleküle berücksichtigt und nicht transversale Bewegungen. Wie bereits erwähnt, neigen die LC-Moleküle zu einer parallelen Ausrichtung untereinander, was einen energieminimalen Zustand beschreibt. Bei kleinsten Störungen in einem LC-Volumen können drei verschiedene Verformungsarten auftreten, die in Abb. 2.6 schematisch dargestellt sind.

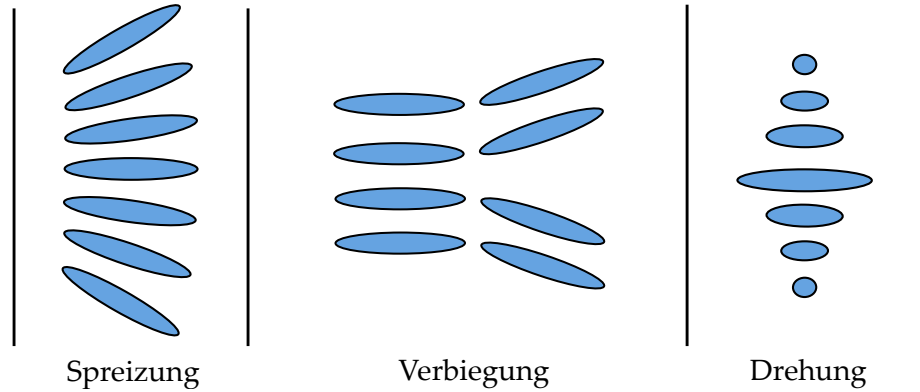
Diese Verformungen, Spreizung, Drehung und Biegung genannt, werden dabei durch die *Frank-Oseen-Energiedichte* gemäß

$$f_{\text{elastisch}} = 0.5K_{11} (\nabla \cdot \vec{n})^2 + 0.5K_{22} (\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + 0.5K_{33} (\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2 \quad (2.14)$$

beschrieben [GP95].  $K_{11}$ ,  $K_{22}$  und  $K_{33}$  sind die *frankschen* Elastizitätskonstanten und sind hauptsächlich durch den verwendeten Flüssigkristall, sowie Temperatur und Ordnungsparameter definiert.

Die Oberflächenenergiedichte, siehe Gleichung 2.15, hat ihren Ursprung aus der Wechselwirkung der LC-Moleküle mit einer Oberfläche. Sie wird durch

$$f_{\text{Verankerung}} = -0.5K_{24} (\nabla \cdot ((\nabla \cdot \vec{n}) \vec{n} + \vec{n} \times \nabla \times \vec{n})), \quad (2.15)$$



**Abbildung 2.6:** Grundlegende Verformungsarten von LC-Molekülen.

mit einer weiteren Elastizitätskonstante  $K_{24}$ , beschrieben [GP95]. Prominentestes Beispiel für eine Verankerung ist die Verwendung einer geriebenen Nylon- bzw. Polyimidschicht (Verankerungsschicht) [Kar14]. Diese Schicht wird in der Regel aufgeschleudert und anschließend und in einer definierten Richtung mechanisch durch Reiben behandelt. Dadurch entsteht eine gerichtete Rauigkeit, an der sich die Moleküle ausrichten. Dies wird benutzt, um eine Vorausrichtung der Moleküle zu erreichen.

Das Hauptinteresse in der Verwendung von Flüssigkristallen in optischen Bauteilen sowie Mikrowellenkomponenten liegt in der starken Wechselwirkung mit elektrischen und magnetischen Feldern, die zur Aussteuerung bzw. Umorientierung der Moleküle führt. Betrachtet man ein hochfrequentes elektrisches Feld getrennt von einem quasi-statischen E-Feld, wird mit Letzterem der LC ausgerichtet und hierdurch die Permittivitätsänderung für das hochfrequente Feld realisiert.

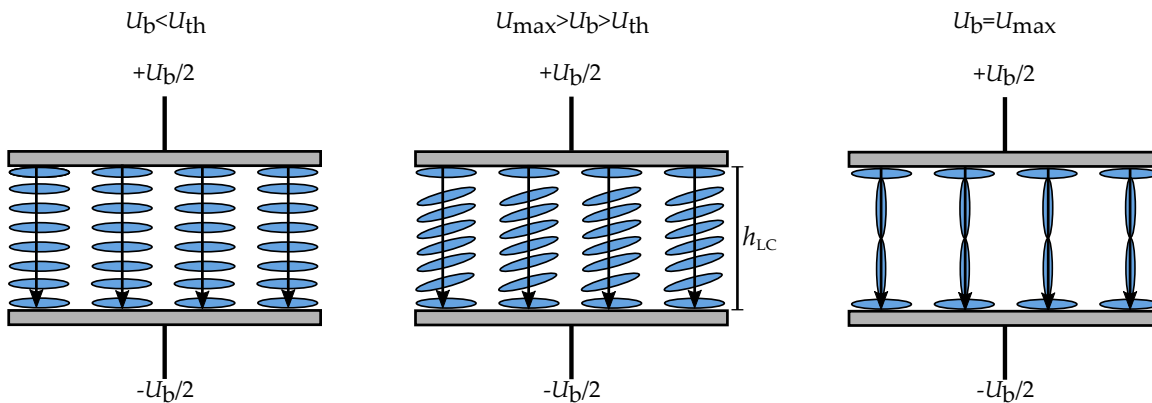
Die eingebrachte Energie durch elektrische sowie magnetische Felder,  $f_{\text{Feld}} = f_{\text{elektrisch}} + f_{\text{magnetisch}}$ , ist beschrieben durch

$$df_{\text{Feld}} = -0.5\epsilon_0\vec{E}^2 \left[ \epsilon_{r,\perp} + \Delta\epsilon_r(\vec{E} \cdot \vec{n})^2 \right] - 0.5\mu_0\vec{H} \left[ \mu_{r,\perp} + \Delta\mu_r(\vec{H}^2 \cdot \vec{n})^2 \right]. \quad (2.16)$$

Wird das LC-Volumen durch ein elektrisches oder magnetisches Feld durchsetzt, wird ein energieminimaler Zustand erreicht, indem sich die LC-Moleküle bzw. der Direktor parallel zum einfallenden Feld ausrichten [GP95; YW14].

Dabei ist die Anisotropie  $\Delta\epsilon_r$  frequenzabhängig und muss für den Gleichspannungsfall und für die HF-Anwendung getrennt betrachtet werden. Bei der Entwicklung von LC ist deswegen auch eine hohe Anisotropie im Gleichspannungsfall wichtig, um schnelle Steuerzeiten erreichen zu können.

Für die magnetische Ansteuerung können Dauermagnete sowie Elektromagnete verwendet werden. Beide Arten von Magneten spielen eine Rolle wenn sehr homogene Felder gefordert sind, weswegen diese vor allem in Labormessungen, wie beispielsweise der Materialcharakterisierung, genutzt werden [Wei17; Gäb15; Göl10]. Bei beiden Magnetarten ist eine mechanische Ausrichtung der Magnete nötig um die Richtung der LC-Moleküle verändern



**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung eines LC-gefüllten Parallelplattenkondensators. Ist die angelegte Spannung  $U_b$  höher als die Schwellwertspannung  $U_{th}$  beginnt eine parallele Ausrichtung der LC-Moleküle entlang des E-Feldes. Bei  $U_{max}$  sind die Moleküle voll ausgerichtet.

zu können. Sie sind außerdem zu groß und schwer um sie kompakt in Komponenten integrieren zu können. Hinzu kommt, dass hohe Ströme für hohe magnetische Feldstärken notwendig sind, um den LC vollständig ausrichten zu können. Aus diesem Grund ist für den Einsatz in steuerbaren Mikrowellenkomponenten die Ausrichtung mittels elektrischer Felder relevant.

### 2.4.1 Elektrische Ansteuerung

Die Ausrichtung mittels elektrischer Felder lässt sich anhand eines LC-gefüllten Parallelplattenkondensators veranschaulichen, siehe Abbildung 2.7. Durch die Oberflächenverankerung an den metallischen Elektroden sind die LC-Moleküle parallel zu diesen ausgerichtet. Wird eine Spannung angelegt, richten sich die Moleküle allmählich parallel zu den E-Feldlinien aus, sobald die Schwellwertspannung  $U_{th}$  überschritten wird. Dieser Übergang wird auch als *Freedericksz-Transition* beschrieben [YW14]. Wird die Spannung kontinuierlich erhöht, richten sich die Moleküle immer stärker entlang der Feldlinien aus bis  $U_{max}$  erreicht wird und eine vollständige parallele Ausrichtung vorliegt. Lediglich eine sehr dünne Schicht der LC-Moleküle an der Oberfläche verbleibt und ist aufgrund der Oberflächenverankerung parallel zu den Platten ausgerichtet. Zwischen den beiden extremen Spannungen kann die Ausrichtung bzw. der Winkel des LC-Direktors beliebig eingestellt werden, weswegen die Permittivität kontinuierlich in Abhängigkeit der Spannung eingestellt werden kann.

Die Schwellwertspannung, auch *Freedericksz-Spannung* genannt, kann unter der Annahme eines unendlich ausgedehnten Parallelplattenkondensators und somit eines homogenes und konstanten E-Feldes durch

$$U_{th} = \pi \sqrt{\frac{K_{11}}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon_r}}, \quad (2.17)$$

mit der frankschen Elastizitätskonstanten  $K_{11}$ , bestimmt werden [YW14; CHH98]. Aufgrund der unterschiedlichen Ausrichtung der Moleküle mit Hilfe des angelegten E-Feldes ändert sich die relative Permittivität innerhalb des Kondensators. Unterhalb  $U_{\text{th}}$  stehen die Moleküle senkrecht zu den Feldlinien, was zu einer effektiven relativen Permittivität  $\epsilon_r \approx \epsilon_{r,\perp}$  führt. Mit Erhöhen der Spannung  $U_b$  auf  $U_{\text{max}}$  ändert sich die Permittivität auf  $\epsilon_r \approx \epsilon_{r,\parallel}$ . Zwischen den beiden extremen Zuständen kann die Permittivität mit verändern der Spannung kontinuierlich eingestellt werden und liegt zwischen  $\epsilon_{r,\perp} \leq \epsilon_r \leq \epsilon_{r,\parallel}$ . Anhand des Plattenkondensators in Abb. 2.7 lässt sich auch die Schaltzeit, also die Zeit, die die Moleküle benötigen, um zwischen der senkrechten und parallelen Ausrichtung zu wechseln, abschätzen. Nach [YW14; CHH98] lässt sich die Schaltgeschwindigkeit durch

$$\tau_{\text{AN}} = \frac{\gamma_{\text{rot}}}{\epsilon_0 \Delta \epsilon (E_b - E_{\text{th}})} = \frac{\gamma_{\text{rot}} h_{\text{LC}}^2}{K_{ii} \pi^2} \frac{1}{\left(\frac{U_b}{U_{\text{th}}}\right)^2 - 1} \quad (2.18)$$

mit dem Rotationsviskositätskoeffizienten  $\gamma_{\text{rot}}$ , den Elastizitätskonstanten  $K_{ii}$  und der Höhe der LC-Schicht  $h_{\text{LC}}$ , berechnen. Wird nach einer parallelen Ausrichtung der LC-Moleküle der Kondensator spannungsfrei gesetzt, richten sich die LC-Moleküle wieder senkrecht aus. Dabei wird die Schaltzeit mit

$$\tau_{\text{AUS}} = \frac{\gamma_{\text{rot}} h_{\text{LC}}^2}{K_{ii} \pi^2} \quad (2.19)$$

beschrieben. Die Elastizitätskonstanten hängen hierbei von der jeweiligen LC Mischung ab und können somit gezielt auf die jeweiligen Anwendungen angepasst werden. Anhand Gleichung 2.18 und 2.19 zeigt sich, dass bei einem Einschalten der Spannung, die LC-Ausrichtung schneller erfolgt als die mechanische Rückführung mittels der Verankerungsschicht in die senkrechte Grundrichtung .

#### 2.4.2 Konzepte für steuerbare Millimeterwellenkomponenten

Für die Auslegung für HF-Komponenten ist eine Charakterisierung der LC-Mixturen notwendig. Um den Verlustwinkel genau vermessen zu können, werden dabei resonatorbasierte Methoden verwendet [Wei17; Gäb15; Göl10]. In Tabelle 2.1 werden die dielektrischen Materialeigenschaften, der in dieser Arbeit verwendeten LC-Mischungen, zusammengefasst. Die Werte sind für eine Frequenz von 19 GHz bei Raumtemperatur gegeben.

Neuste Messungen einer resonatorbasierten Materialcharakteristik bei 60 GHz zeigen nur leichte Verringerungen der Anisotropie und des Verlustwinkels [Pol+19]. Terahertz-Spektroskopie Messungen zeigen zusätzlich nahezu konstantes Verhalten der Materialparameter bis zu mehreren Terahertz [Wei+13b].

Anhand zwei unterschiedlicher HF-Wellenleiter kann die Integration der Flüssigkristall-technologie und insbesondere die elektrische Ansteuerung anschaulich dargestellt werden.

**Tabelle 2.1:** Zusammenstellung der dielektrischen Materialeigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Mikrowellen Flüssigkristalle. Die Werte sind für 19 GHz angegeben.

LC	$\epsilon_{r,\parallel}$	$\epsilon_{r,\perp}$	$\tan \delta_{\parallel}$	$\tan \delta_{\perp}$
GT3-23001	3,28	2,46	0,004	0,014
GT5-26001	3,27	2,39	0,002	0,007
GT7-29001	3,53	2,45	0,006	0,012

LC-steuerbare Wellenleiter spielen vor allem als Phasenschieber für steuerbare Gruppenantennen eine ausgeprägte Rolle [Kar14; Kar+12; Gäb15; Wei+13a; Mau+18], weil sich die elektrische Länge und somit die Phasenverschiebung durch die steuerbare Permittivität einstellen lassen.

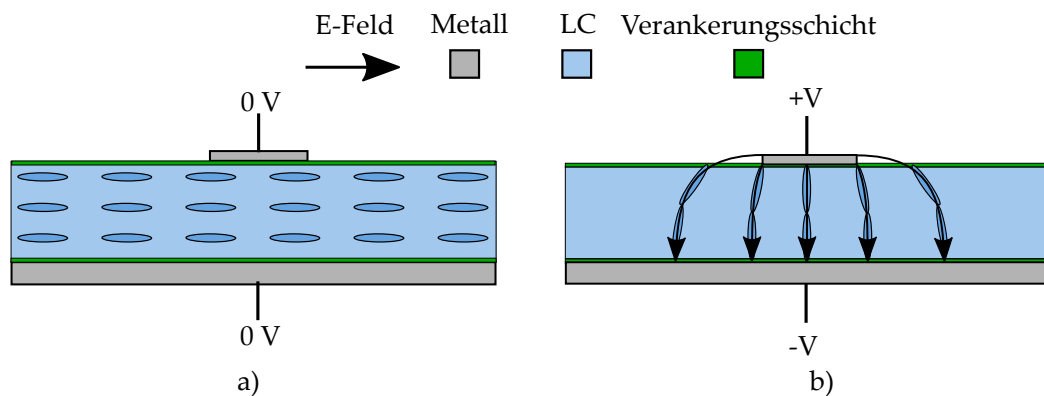
Anhand der zwei unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten in einem Wellenleiter  $\beta_{\perp}$  und  $\beta_{\parallel}$  errechnet sich die differentielle Phasenverschiebung bei physikalischer Länge  $l$  mit

$$\Delta\varphi_{\max} = \varphi_{\perp} - \varphi_{\parallel} = (\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}) l = \Delta\beta l. \quad (2.20)$$

Ein großer Vorteil von LC ist die kontinuierlich einstellbare Permittivität, sodass sich die Phasenverschiebung und deshalb der Schwenkwinkel einer Gruppenantenne kontinuierlich einstellen lassen. Bei der Auslegung von Phasenschieber ist die Phasenschiebergüte (engl. *Figure of Merit*, FoM) ein wichtiges Bewertungskriterium. Es ist definiert durch das Verhältnis von maximaler Phasenverschiebung und Einfügeverluste (engl. *Insertion loss*, IL)

$$\text{FoM} = \frac{\Delta\varphi_{\max}}{\text{IL}_{\max}}. \quad (2.21)$$

In Abbildung 2.8 ist das Prinzip einer mit LC-gefüllten steuerbaren Mikrostreifenleitung zu sehen. Wichtig ist diese Art von Phasenschieber vor allem für planare Strukturen und wird, obwohl in dieser Arbeit nicht relevant, der Vollständigkeit halber gezeigt. LC wird hierbei als steuerbares Substrat der Mikrostreifenleitung verwendet, ist also zwischen der Massefläche und der Signalleitung eingefügt. Durch Aufbringen der Massefläche sowie der Signalleitung auf jeweils ein Trägersubstrat kann ein anschließend geriebener Polyimidfilm aufgetragen werden, der zu einer senkrechten Vorausrichtung der LC-Moleküle führt. Mittels Abstandshalter werden beide Trägersubstrate auf Abstand gehalten und bilden somit Platz für die LC-Schicht [Mue07]. In den Arbeiten [Göl10; Kar14] konnte gezeigt werden, dass sehr dünne LC-Schichten im Bereich von 100  $\mu\text{m}$  mittels kleiner Abstandshalter in SU8 bzw. Mikroperlen realisiert werden können. Hierbei wurden die entsprechenden Metallisierungen auf Glasträger aufgebracht und diese auf den Abstandshaltern verklebt. Wird eine Spannung zwischen Masse und Signalleitung angelegt, kommt es zu einer Umorientierung der LC-Moleküle und somit zur parallelen Ausrichtung. Wird die Spannung wieder allmählich reduziert, richten sich die Moleküle wieder entlang der Polyimidschicht aus und orientieren sich bei null Volt wieder senkrecht zum HF-Feld aus. Durch Verwendung der

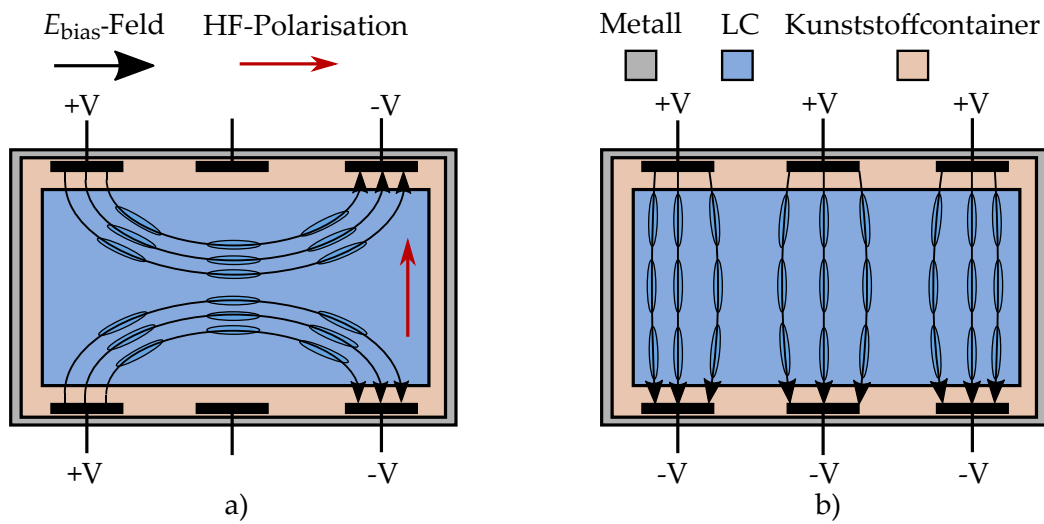


**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung einer mit LC-gefüllten Mikrostreifenleitung. a) Senkrechte Ausrichtung des LCs. b) Parallele Ausrichtung des LCs.

mechanischen Vorausrichtung und dem elektrischen Steuerfeld können beide Permittivitätszustände senkrecht und parallel erreicht werden. Dazwischen kann jeder Permittivitätswert und somit die Phasenverschiebung kontinuierlich in Abhängigkeit der Spannung eingestellt werden.

Obwohl dieser Phasenschieber planar und kompakt realisiert werden kann, steigen die Verluste mit höheren Frequenzen aufgrund der zunehmenden ohmschen Verluste an. Dem gegenüber sind Hohlleiter-basierte LC-Phasenschieber verlustärmer und wurden erfolgreich im Ka-Band umgesetzt [Gäb15; Wei17]. Kernelement ist ein mittig eingebrachter Kunststoffcontainer, der den LC enthält, siehe Abbildung 2.9. Bei diesem Phasenschieber kann keine Vorausrichtung mit Hilfe eines Polyimidfilms benutzt werden. Es ist also eine vollelektrische Ansteuerung notwendig. Im Vergleich zu Mikrostreifenleitungen sind die hohen Steuerspannungen aufgrund der großen LC Kavität und großen Elektrodenabständen problematisch. Die große LC-Höhe resultiert auch in längeren Steuerzeiten, siehe Gleichung (2.18).

Wie in Abbildung 2.9 zu sehen, werden für die elektrische Ansteuerung mehrere Elektroden in den Hohlleiter eingefügt, die durch eine Isolierschicht beispielsweise ein dünnes Substrat von der metallischen Wand isoliert sind. Damit lässt sich zum einen ein paralleles E-Feld, sowie zum anderen ein Quadrupolfeld für die senkrechte Ausrichtung erzeugen. Da die Elektroden in dem Wellenleiter platziert sind, kommt es zu einem Überkoppeln des HF-Feldes auf die Elektroden und eine Mikrostreifenleitungsmode breitet sich aus. Um dies zu verhindern, können die Elektroden als periodische Filterstrukturen realisiert werden, die ein Ausbreiten einer HF-Mode unterdrücken [Wei+13a].



**Abbildung 2.9:** Schematische Darstellung eines LC-gefüllten Hohlleiterphasenschiebers. Mindestens vier Elektroden sind für die LC-Ausrichtung notwendig. a) Quadrupol für die senkrechte Ausrichtung des LC. b) Parallele Ausrichtung des LC.

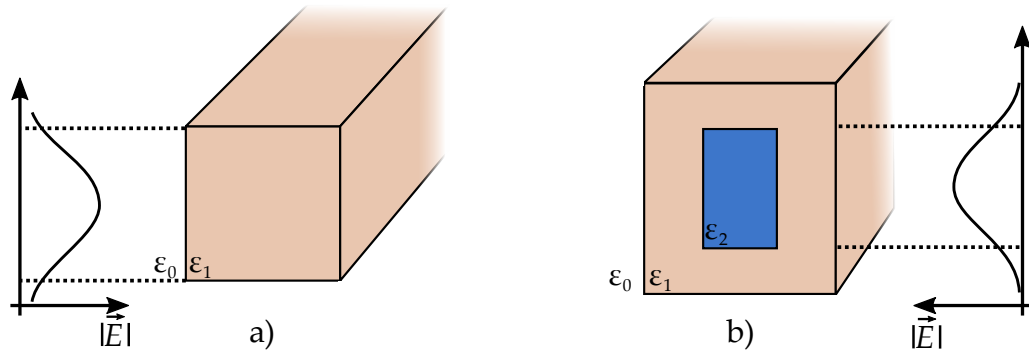


### 3 Dielektrische Wellenleiter und Antennen

In diesem Kapitel werden wichtige Grundlagen dielektrischer Wellenleiter vorgestellt. Sie sind vor allem als Lichtwellenleiter aus der Optik bekannt und sind dort von sehr großer Bedeutung, da sie die einzige Möglichkeit bieten, Licht in einem Kabel zu führen [Rei12]. Dielektrische Wellenleiter können in unterschiedlichen Formen verwendet werden. Dazu gehören zylindrische, elliptische oder rechteckige Querschnitte [YS08], wobei in dieser Arbeit ausschließlich rechteckige Wellenleiter verwendet werden, da sie einfacher zu fräsen sind und die Implementation von LC-Kavitäten einfacher zu realisieren ist. Hinzu kommt, dass sie polarisationsstabiler sind.

Im Vergleich zu metallischen Wellenleitern, wie planaren Mikrostreifenleitungen oder Hohlleitern, wird eine elektromagnetische Welle in DW allein durch Verwendung eines Dielektrikums geführt. Das heißt, dass keine metallischen Strukturen bzw. Berandungen genutzt werden. Dies ist für den Millimeterwellenbereich bzw. Terahertzbereich von besonderer Bedeutung, da keine metallischen Verluste auftreten, die, insbesondere aufgrund der Oberflächenrauigkeit und der sinkenden Eindringtiefe des elektrischen Stroms, mit der Frequenz steigen. Weitere Vorteile sind außerdem das geringe Gewicht und die Möglichkeit kostengünstige Herstellungsmethoden wie 3D-Drucken [Wei+16; Hon+18] oder Spritzgussverfahren verwenden zu können. So wurden zahlreiche Komponenten und Systeme in diesem Frequenzbereich auf Basis dielektrischer Wellenleiter in den letzten Jahren umgesetzt [NZ14; Ree+17a; Gei+17b; Jos+16; DH18b; DH18a; Lio+01; Gen+14]. Dazu zählen auch dielektrische Stielstrahler [Pou+10; Riv+17; KML82], voll-dielektrische Schalter (engl. *Single Pole Double Throw*, SPDT) [Jos18a; Jos+18]. Des Weiteren wurden hybride Mess- und Sensorsysteme entwickelt [Gei+17a; Wei03; Ric06; Sun13], die metallische Hohlleiter mit dielektrischen Wellenleitern verknüpfen.

Die zwei für diese Arbeit wichtigsten dielektrischen Wellenleitertypen sind in Abbildung 3.1 mit dem charakteristischen E-Feldverlauf dargestellt. Bei der Subwellenlängenfaser handelt es sich um einen dielektrischen Wellenleiter, der nur aus einem einzelnen dielektrischen Kern besteht, während bei der Stufenindexfaser dieser Kern von einem zweiten Dielektrikum niedrigerer Permittivität ummantelt ist. Charakteristisch ist die Ausprägung einer Oberflächenwelle, die als evaneszenter Feldanteil außerhalb des Kerns propagiert. Im Falle der Subwellenlängenfaser klingt das evaneszente Feld außerhalb des Kerns ab, weshalb Subwellenlängenfasern verlustärmer als Stufenindexfasern sind. Denn in Stufenindexfasern klingt das evaneszente Feld im dielektrischen Mantel ab, was aber dazu führt, dass kein Feldanteil außerhalb des Mantels auftritt. Dies führt aber im Vergleich dazu, dass Stufenindexfasern robuster gegenüber äußerlichen Störungen sind [YS08].



**Abbildung 3.1:** a) Subwellenlängenfaser: Der evaneszente Feldanteil propagiert außerhalb des einzelnen dielektrischen Kerns. b) Stufenindexfaser: Der evaneszente Feldanteil klingt im Mantel ab. Es gilt  $\epsilon_2 > \epsilon_1 > \epsilon_0$ .

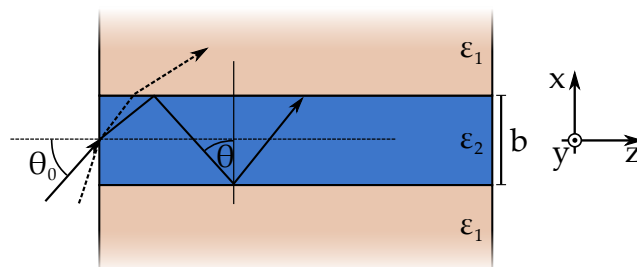
### 3.1 Optischer Ansatz für Planare Dielektrische Wellenleiter

Für das grundlegende Verständnis der dielektrischen Wellenführung kann der optische bzw. geometrische Ansatz nach Abbildung 3.2 verwendet werden [YS08; Rei12]. Hierfür wird ein in y-Richtung unendlich ausgedehnter planarer dielektrischer Wellenleiter mit einem dielektrischen Kern  $\epsilon_2$  und Mantel  $\epsilon_1$  angenommen.

Wird ein Strahl in den planaren Wellenleiter eingefügt kommt es zu einer Totalreflexion an der Grenzschicht, wenn die Tangentialkomponente des einfallenden Wellenvektors größer als die Wellenzahl der Welle im Mantel gemäß

$$\beta = \sqrt{\epsilon_2} k_0 \sin \theta > \sqrt{\epsilon_1} k_0 \quad (3.1)$$

ist. Hierbei ist  $k_0$  die Wellenzahl im Freiraum. Daraus folgt, dass  $\epsilon_2 > \epsilon_1$  gelten muss. Weitere Bedingung für eine Totalreflexion lässt sich aus dem *Snelliusschem Brechungsgesetz* ableiten



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des geometrischen Ansatzes planarer dielektrischer Wellenleiter mit unendlicher Ausdehnung in y-Richtung mit  $\epsilon_2 > \epsilon_1$ .

[Rei12]. Hieraus folgt, dass es zu einer Totalreflexion an der Grenzschicht kommt wenn der Einfallswinkel  $\theta$  auf der Grenzschicht oberhalb eines kritischen Winkels

$$\sin \theta > \sin \theta_{\text{krit}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \quad (3.2)$$

liegt.

Ein in den Wellenleiter einfallender Strahl erfüllt die Reflexionsbedingung wenn nach [Rei12]

$$\theta_0 < \sqrt{\varepsilon_2} \sqrt{1 - \sin^2 \theta} = \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \text{NA}, \quad (3.3)$$

mit der sogenannten numerischen Apertur NA, erfüllt ist. Somit erhöht sich der Akzeptanzwinkel mit steigenden Permittivitätsunterschied zwischen Kern und Mantel. Eine eingeprägte elektromagnetische Welle propagiert durch den planaren Wellenleiter aufgrund der Mehrfachreflexionen an der oberen und unteren Grenzschicht. Somit kann die Welle durch eine Superposition zweier ebener Wellen, also der jeweiligen Welle die durch die Reflexion an der oberen und unteren Seite entstehen, beschrieben werden. Nach [Rei12] ist die Superposition beschrieben durch

$$e^{-j(\sqrt{\varepsilon_2}k_0(\pm x \cos \theta + z \sin \theta) - \omega t)} = e^{-j(\pm x \sqrt{\varepsilon_2}k_0 \cos \theta)} e^{-j(\beta z - \omega t)}. \quad (3.4)$$

Aufgrund der Reflexion an der Grenzschicht von niedriger und hoher Permittivität kommt es zu einer Phasenverschiebung der reflektierten Welle. Um hierbei eine Wellenausbreitung zu erreichen, ist entscheidend, dass die Phasenverschiebung ein Vielfaches von  $2\pi$  ist, um konstruktive Überlagerung aufgrund der Superposition beider Wellen zu gewährleisten. Kommt es zu einer konstruktiven Überlagerung bildet sich eine stehende Welle bzw. Mode, mit einem Gaußprofil in x-Richtung aus. Damit sich die Mode ausprägt, ist konstruktive Überlagerung beider Wellen gefordert, womit sich die Modenbedingung zu

$$-4\sqrt{\varepsilon_2}k_0b/2 \cos \theta + \varphi_1(\theta) + \varphi_2(\theta) = -2m\pi \quad m = 0,1,2,\dots, \quad (3.5)$$

mit den Phasenverschiebungen aufgrund der Totalreflexion  $\varphi_1(\theta), \varphi_2(\theta)$ , ergibt [Rei12]. Aufgrund der Frequenzabhängigkeit kann eine normierte Frequenz V gemäß

$$V = \frac{2\pi b/2}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} = b/2k_0\text{NA} = \frac{b\omega}{2c_0} \cdot \text{NA} \quad (3.6)$$

verwendet werden. Mit dem dimensionslosen Parametern

$$u = b/2\sqrt{k_0^2\varepsilon_2 - \beta^2} \quad v = b/2\sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_1} \quad (3.7)$$

gilt  $V^2 = u^2 + v^2$ . Nach [Rei12] ergibt sich somit für TE polarisierte Wellen die Anzahl ausbreitungsfähiger Moden zu

$$M = \lfloor \frac{V}{\pi/2} \rfloor + 1, \quad (3.8)$$

wobei mit den eckigen Klammern die im Argument enthaltene natürlich Zahl angenommen wird. Im Fall der Grundmode ist nur die Ausbreitung einer einzelnen Mode relevant, was durch die Bedingung  $V < \pi/2$  erfüllt wird. Mittels Gl. 3.6 kann nun die Größe des dielektrischen Wellenleiters für eine Monomoden-Ausbreitung mit

$$\lambda_0 > \lambda_{0,c} = 2b \cdot NA \quad (3.9)$$

berechnet werden [Rei12].

Basierend auf der Annahme, dass sich die Welle als Superposition zweier ebener Wellen beschreiben lässt, siehe Gl. 3.4, kann nach [Rei12], die Feldverteilung in der Kernregion  $|x| < b/2$  mit

$$E_{\text{Kern}} = E_0 \cos(ux')e^{-j\beta z} \quad m = 0,2,4,\dots \quad (3.10)$$

$$E_0 \sin(ux')e^{-j\beta z} \quad m = 1,3,5,\dots \quad (3.11)$$

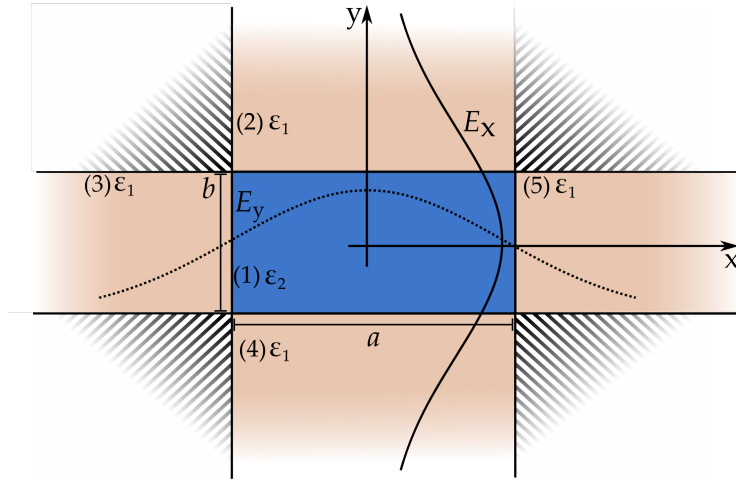
und der normierten Koordinate  $x' = 2x/b$  beschrieben werden. Für  $|x| > b/2$  ist der Feldverlauf durch ein evaneszentes Abklingen gemäß

$$E_{\text{Mantel}} = E_0 e^{-c|x'|} e^{-j\beta z} \quad (3.12)$$

beschrieben mit dem Parameter  $c$  als Abklingkonstante.

## 3.2 Marcatilis Näherungsverfahren

Im vorherigen Kapitel wurde ein planarer dielektrischer Wellenleiter mit unendlicher transversaler Ausdehnung in Bezug zur elektromagnetischen Welle angenommen. Im Falle rechteckiger dielektrischer Wellenleiter mit endlicher Ausdehnung gibt es keine geschlossene mathematische Formulierung, weswegen ein Näherungsverfahren zur Berechnung von Marcatili präsentiert wurde [Mar69]. Im Vergleich zu zylindrischen oder elliptischen Strukturen gibt es keine analytische Beschreibung, da es nicht gelingt eine analytische Beschreibung der Stetigkeit der Felder an den Kanten der rechteckigen Querschnittsfläche des dielektrischen Wellenleiters zu formulieren. Aus diesem Grund werden Vereinfachungen in Betracht gezogen, die in der Zeichnung in Abbildung 3.3 gezeigt sind. Das Problem wird auf zwei orthogonal zueinander liegende planare Wellenleiter reduziert, die eine entweder in x- oder y-Richtung polarisierte Welle führen. Aus Abschnitt 3.1 folgt, dass der größte Anteil der Welle im höherpermittiven Kern geführt wird und die Felder außerhalb exponentiell abklingen. Aus diesem Grund entsteht nur ein geringer Fehler, wenn die schattierten Bereiche in der Analyse nicht berücksichtigt werden. Somit können die Felder an den Grenzschichten einfach durch die Stetigkeitsbedingungen mit einbezogen werden. Die Moden, die sich innerhalb des rechteckigen dielektrischen Wellenleiters ausbreiten sind Hybridmoden, d.h. sie besitzen eine magnetische sowie eine elektrische Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung von Marcatilis Näherungsverfahren. Die schraffierten Bereiche werden nicht berücksichtigt, was die Berechnung auf zwei orthogonal zueinander liegende planare dielektrische Wellenleiter reduziert. Es gilt  $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ .

Sie werden nach ihrem größten Anteil der Polarisation des elektrischen Feldes entweder  $E_{nm}^x$ - bzw.  $E_{nm}^y$ -Mode genannt. Die Hochstellung gibt hierbei die Richtung des E-Feldes an während im Index die Anzahl der Feldmaxima in beiden Richtungen beziffert wird. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im Folgenden die  $E_{nm}^y$  Mode beschrieben. Basierend auf der Helmholtz-Gleichung lässt sich das E-Feld, welches das dominante Feld ist, in den 5 Regionen, siehe Abbildung 3.3, durch

$$E_y^{(1)} = A_1 \cos(k_{x1}x + \alpha) \cos(k_{y1}y + \gamma), \quad (3.13)$$

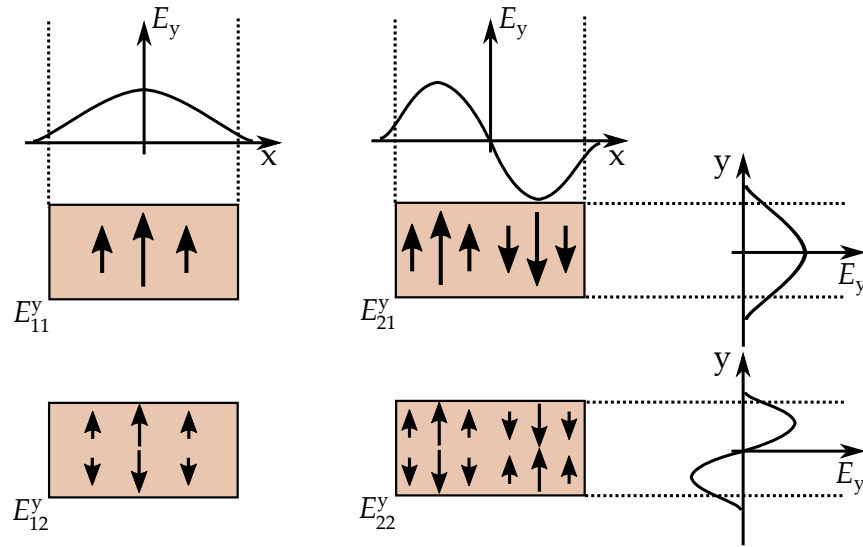
$$E_y^{(2,4)} = A_{2,4} \cos(k_{x2,4}x + \alpha) \exp(\pm k_{y2,4}y), \quad (3.14)$$

$$E_y^{(3,5)} = A_{3,5} \cos(k_{y3,5}y + \gamma) \exp(\pm k_{x3,6}x), \quad (3.15)$$

mit  $k_i = \omega^2 \mu \varepsilon_i = k_{x,i}^2 + k_{y,i}^2 + \beta^2$ ,  $i = 1, 2, 3, 4, 5$ , beschreiben [YS08]. Die Konstanten  $A_i$  sind beliebig gewählt und  $\alpha$  und  $\gamma$  geben die Position der Feldminima und -maxima an. Basierend auf dem kontinuierlichen Feldübergang der in [YS08] beschrieben ist lassen sich transzendente Gleichungen

$$k_y b = m\pi - 2 \tan^{-1} \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{k_y}{\sqrt{k_1^2 - k_2^2 - k_y^2}} \right) \quad (3.16)$$

$$k_x a = n\pi - 2 \tan^{-1} \left( \frac{k_y}{\sqrt{k_1^2 - k_2^2 - k_x^2}} \right) \quad (3.17)$$



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung unterschiedlicher Moden eines rechteckigen DW. In den gezeigten Modenprofilen liegt stets eine y-Polarisation  $E_{nm}^y$  vor.

herleiten, mit  $(m,n)$ -ten Mode. Nach [YS08] folgt schlussendlich für die Ausbreitungskonstante im Kern (Region 1)

$$\beta = \sqrt{k_1^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (3.18)$$

In Abbildung 3.4 sind einige  $E_{nm}^y$  Moden schematisch dargestellt. Allen Moden ist ein evaneszenter Feldanteil außerhalb des Wellenleiters gemeinsam.

Trotz der hinreichend genauen Berechnung mit Hilfe von Marcatis Näherungsverfahren spielen numerische Simulationen, wie mit CST Studio Suite, die größte Rolle in der Auslegung dielektrischer Wellenleiter. Problematisch ist vor allem die Verwendung relativ niedrigerer Permittivitäten ( $\epsilon_r < 3$ ), da der Fehler durch die schwächere Feldfokussierung und somit größerer evaneszenter Feldanteile zunimmt. Aus diesem Grund werden die ermittelten Größen bzw. die Auslegung der dielektrischen Wellenleiter mit Simulationen überprüft und weiter optimiert. Dabei spielen vor allem die Feldverteilungen innerhalb sowie außerhalb des Kerns eine Rolle, die stark von der Geometrie sowie der Permittivität abhängen.

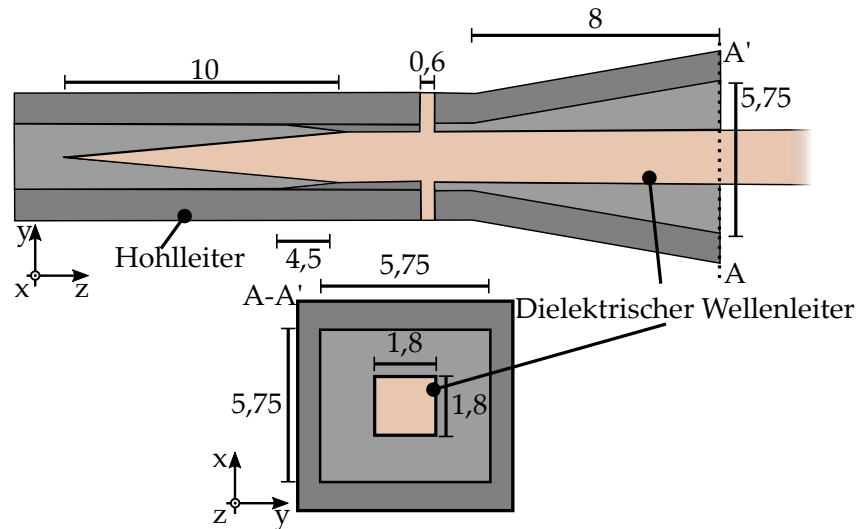
### 3.3 Leitungsubergange auf Dielektrische Wellenleiter

Für die Charakterisierung dielektrischer Wellenleiter oder zur Einbettung in komplexere Systeme sind oftmals Leitungsubergange nötig. Dies ist zudem auch darin begründet, dass

die Integration von Detektoren in dielektrischen Wellenleiter schwierig zu realisieren ist, siehe [YSB82]. In [Ric06; DSV18] werden Konzepte vorgestellt, um dielektrische Wellenleiter in planare Strukturen zu integrieren. So haben beispielsweise Schlitzleitungen den Vorteil, dass ein dielektrischer Kern direkt in den Schlitz platziert werden kann, während bei Mikrostreifenleitungen ein Teil der Streifenleitung auf den dielektrisch Kern weitergeführt werden muss. Bei beiden beschriebenen Möglichkeiten kommt es zu Herausforderungen in der Herstellung, da bei beiden in [Ric06] vorgestellten Leitungsübergängen die Qualität der Übergänge stark von Fertigungstoleranzen abhängen. Entscheidend ist die exakte Platzierung des Dielektrikums bzw. die Position der überlappenden Mikrostreifenleitung.

Mit wenig Aufwand verbunden und am effizientesten ist die Anpassung von dielektrischen Wellenleitern an Rechteckhohlleiter [YS08], da beide Moden,  $E_{11}^{x,y}$  und  $TE_{10}$ , gleich polarisiert sind und sich in ihrem Feldbild ähneln. Die einfachste Realisierung ist das Einfügen des Dielektrikums in einen offenen Hohlleiter, wie es in [Pou+10; Riv+17] umgesetzt wurde. Aufgrund des abrupten metallischen Übergangs ist dies nur hinreichend effektiv wenn hochpermittive Dielektrika mit  $\epsilon_r \approx 9$  verwendet werden, da es sonst an der metallischen Kante zu Leckwellen kommt und parasitäre Abstrahlungen entstehen. Um dies zu verhindern und eine gute Modenanpassung zu erreichen, wird der Hohlleiter ähnlich wie bei einem Hornstrahler aufgeweitet [YS08]. In Abbildung 3.5 ist ein Leitungsübergang von WR10 auf Subwellenlängenfaser aus Rexolite ( $\epsilon_r = 2,53$ ) für das W-Band zu sehen, der in zahlreichen Arbeiten verwendet wurde [Ree+17a; Jos18a; Jos+18; Jos18b]. Der Übergang ist schrittweise aufgebaut und besteht aus unterschiedlichen Tapern bzw. Verjüngungen, um Impedanzanpassung sowie Modenanpassung zu erreichen. So wird zum einen das eingefügte Dielektrikum in einer Ebene angespitzt, um Reflexionen im Hohlleiter zu vermeiden, zum anderen aber auch die Breite des Hohlleiters verringert, um eine Ausbreitung höherer Moden, aufgrund der veränderten cutoff-Frequenz, zu unterdrücken. Mit der Verwendung des Horns wird eine Erzeugung einer Leckwelle, die parasitäre Abstrahlungen erzeugt, verringert, da die evaneszenten Feldanteile der Welle nicht gestört werden [Jos18b]. So verringert sich die prozentuale Abstrahlung im Vergleich zu einem einfachen offenen Rechteckhohlleiter in Simulationen von 30% auf 1%.

In [Jos+18; Jos18a] wird beschrieben, dass mit dem in Abbildung 3.5 gezeigten Leitungsübergang in Back-to-Back Messungen eine Transmission  $|S_{21}| \approx -0,7$  dB mit einer Eingangsreflexion  $|S_{11}| \leq -15$  dB im gesamten W-Band erreicht wird.



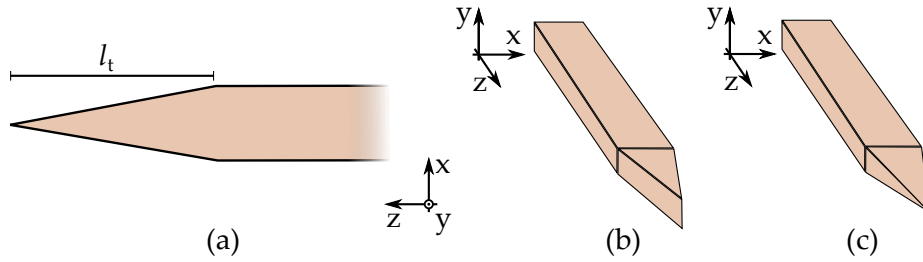
**Abbildung 3.5:** Prinzipielles Konzept eines Leitungsübergangs von WR10 auf Subwellenlängenfaser. Mehrere Taper werden verwendet, um zum einem Impedanzanpassung und zum anderen Modenanpassung zu erreichen. Das verwendete Horn reduziert vor allem Leckwellen, die sonst zu einer parasitären Abstrahlung führen. Dimensionen in mm. Eine detaillierte Zeichnung des Übergangs ist in Anhang C zu finden.

## 3.4 Dielektrische Antennen

Um eine dielektrisch geführte Welle in den Freiraum abzustrahlen, gibt es unterschiedliche Antennenkonzepte wie Stielstrahler und Linsen, die in dieser Arbeit verwendet werden. Je nachdem welche Anforderungen an die Antenne gestellt werden, bieten sich Stielstrahler für Gruppenantennenkonzepte und Linsen als einzelne hochdirektive Antenne an, da Stielstrahler im Allgemeinen ein breites Abstrahlverhalten haben und Linsen gute Bündelungseigenschaften aufweisen.

### 3.4.1 Stielstrahler

Die einfachste Realisierung ist das abrupte Abschneiden eines dielektrischen Wellenleiters ähnlich wie bei einem offenen Rechteckhohlleiter [AYN03]. Problematisch ist die schlechte Anpassung und die Überlagerung von den evaneszenten Wellenanteilen und der im Kern geführten Welle. Infolgedessen kommt es zu einer starken Welligkeit im Abstrahlverhalten und zu einem niedrigen Antennengewinn. Dielektrische Stielstrahler hingegen haben eine gute Abstrahlcharakteristik und erreichbare Bandbreite, da sie hauptsächlich durch eine Verjüngung bzw. Taper des Wellenleiters eine gute breitbandige Anpassung in den Freiraum erreichen. In der Literatur wurden Stielstrahler intensiv behandelt, [Vol07; KML82], und finden in Gruppenantennen Verwendung [Pou+10; Riv+17].



**Abbildung 3.6:** Grundlegende Darstellung linearer Stielstrahler. (a) Querschnitt. (b) Einfach verjüngter Taper. (c) Zweifach verjüngter Taper.

Das prinzipielle Aussehen linearer Stielstrahler ist in Abbildung 3.6 für einen einfachen bzw. zweifachen Taper zu sehen. Bei einem einfachen Taper kann die Verjüngung in jeweils einer Polarisations Ebene erfolgen. Im Vergleich zu einem zweifachen Taper hat ein einfacher Taper den Vorteil einer besseren mechanischen Stabilität, was vor allem bei Millimeterwellen und den damit einhergehenden kleinen Dimensionen eine Rolle spielt.

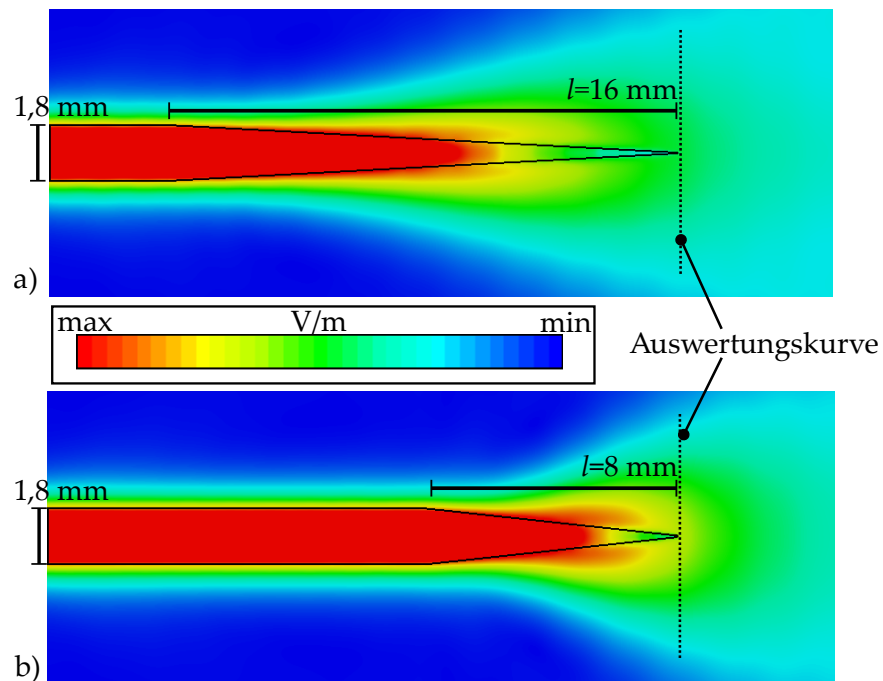
Vorteil eines linearen Tapers im Vergleich zu beispielsweise exponentiellen Verläufen ist der einfache Entwurf, der nur durch die Länge  $l_t$  definiert ist. Durch den Taper nähert sich die Phasengeschwindigkeit der geführten Welle kontinuierlich an die Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  an und wird so an den Freiraum abgegeben. Stielstrahler zählen zu den Aperturantennen. Es kann eine virtuelle Apertur an der Stielstrahlerspitze angenommen werden. Anhand der Feldsimulation, siehe Abbildung 3.7, für zwei Stielstrahlerlängen bei 90 GHz, wird die virtuelle Apertur verdeutlicht. Bei einer Taperlänge von 16 mm ist die Feldverteilung durch eine Zunahme der evaneszenten Feldanteile deutlich breiter als bei 8 mm. Die simulierte E-Feldstärke entlang der Stielstrahlerspitze ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Hier wird nochmals deutlich, wie sich die Feldverteilung eines langen Stielstrahlers im Vergleich zu einem kurzen Stielstrahler verbreitert. Mit der Fourierintegration entlang dieser virtuellen Apertur, wie im allgemeinen bei Aperturantennen typisch, lässt sich das Abstrahlverhalten berechnen. Dadurch wird direkt ersichtlich, dass die Direktivität mit zunehmender Stielstrahlerlänge steigt.

In [Vol07] sind Näherungsformeln angegeben mit denen sich der Antennengewinn sowie die HPBW für eine Länge  $l_t$  zwischen  $3\lambda_0$  und  $8\lambda_0$  mit

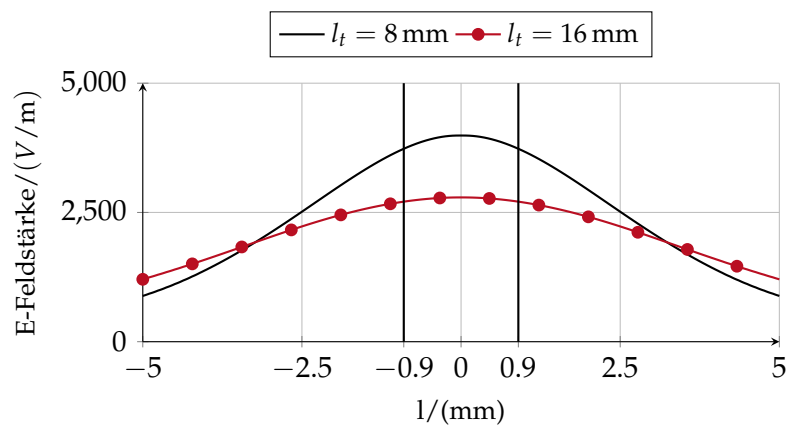
$$G \approx 10 \log \left( \frac{10l_t}{\lambda_0} \right) \quad \text{für } 3\lambda_0 < l_t < 8\lambda_0 \quad (3.19)$$

$$\text{HPBW} \approx 55^\circ \sqrt{\frac{\lambda_0}{l_t}}, \quad (3.20)$$

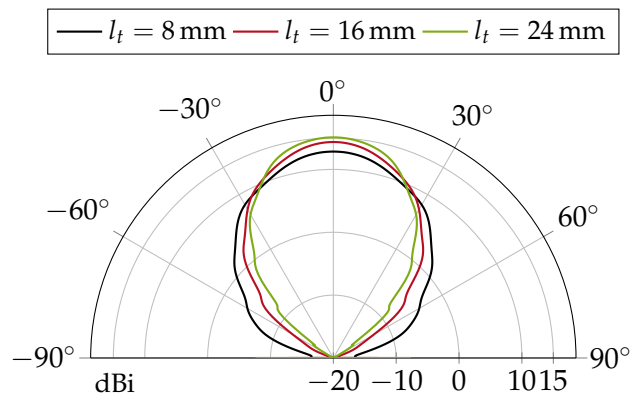
abschätzen lassen. In Abbildung 3.9 ist das Simulationsergebnis des Antennendiagramms unterschiedlicher Stielstrahlerlängen mit einfachem Taper zu sehen. In dieser Simulation



**Abbildung 3.7:** Feldsimulation zweier unterschiedlich langer Stielstrahler, a) 16 mm b) 8 mm. In der Darstellung ist das E-Feld bei 95 GHz gemittelt.



**Abbildung 3.8:** E-Feldverteilung an der Spitze der simulierten Stielstrahler entlang der Auswertungskurve in Abbildung 3.7. Die Linien geben die Kanten der Stielstrahler an.



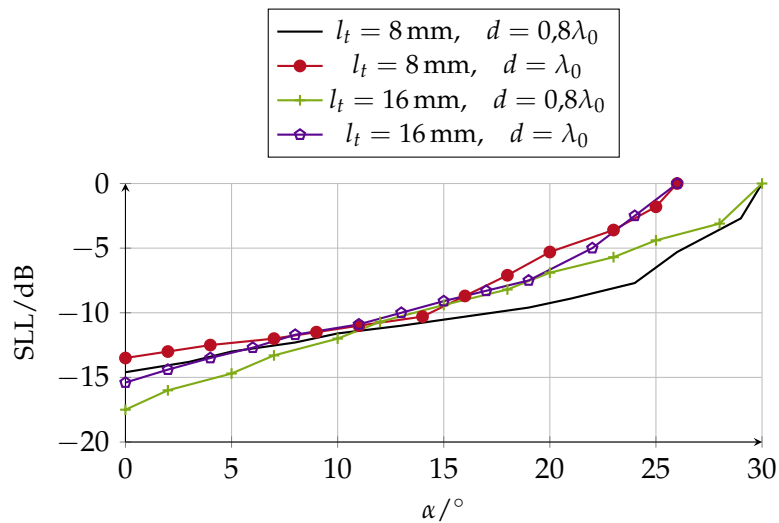
**Abbildung 3.9:** Simuliertes Richtdiagramm unterschiedlicher linearer Stielstrahlerlängen nach Abbildung 3.6. Gezeigt ist die H-Ebene bei 95 GHz.

wurde ein dielektrischer Wellenleiter aus Rexolite ( $\epsilon_r = 2,53$ ) mit einem quadratischen Querschnitt ( $1,8 \text{ mm} \times 1,8 \text{ mm}$ ) angenommen. Die Schätzungsformeln Gl. 3.19 und Gl. 3.20 spiegeln sich gut in den Simulationen wieder. Mit größerer Länge nimmt der Gewinn zu während die HPBW sinkt.

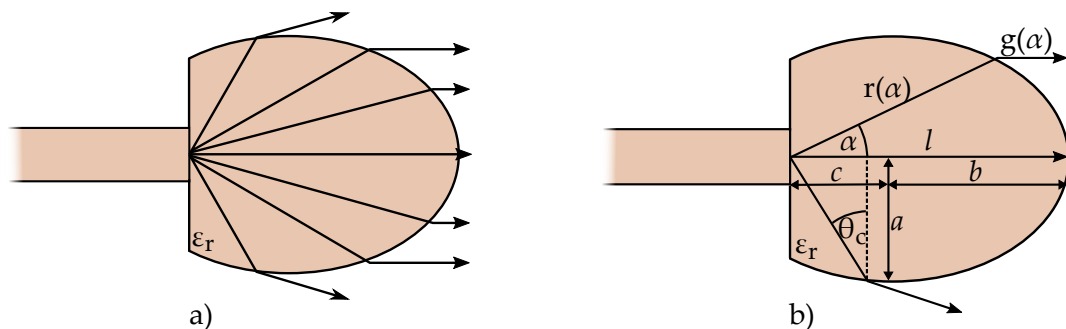
Inwieweit Stielstrahler für steuerbare Gruppenantennen geeignet sind, wird in Abbildung 3.10 deutlich. Dort ist das berechnete Nebenkeulenniveau (*engl. side lobe level, SLL*) in Abhängigkeit des Schwenkwinkels für eine  $1 \times 4$  Gruppenantenne bei 90 GHz aufgetragen. Der Stielstrahler, welches als Antennenelement herangezogen wurde, hat eine Taperlänge von jeweils  $l_t = 8 \text{ mm}$ ,  $16 \text{ mm}$  und eine Breite von  $1,8 \text{ mm}$ . Wird ein SLL von  $-8 \text{ dB}$  akzeptiert wird bei einem Antennenabstand von einer Freiraumwellenlänge  $\lambda_0$  ein Schwenkwinkel von  $16^\circ$  erreicht. Dieser kann auf  $22^\circ$  erhöht werden, wenn der Antennenabstand auf  $0,8\lambda_0$  reduziert wird. Um den Antennenabstand weiter zu verkleinern, sind schmalere Stielstrahler notwendig. Dies kann nur erreicht werden, indem höhere Permittivitäten verwendet werden, da so die Dimensionen der DW kleiner werden.

### 3.4.2 Linsenantennen

Der maximal erreichbare Gewinn von einzelnen Stielstrahlern ist begrenzt, da es ab einer Länge von über  $l_t < 8\lambda_0$ , vgl. Gl. (3.19) zu einer Sättigung bei der Ausprägung der evaneszenten Feldanteile kommt. Hinzu kommt außerdem die Problematik, dass Stielstrahler mit zunehmender Länge mechanisch instabiler werden, die Baugröße steigt, und somit die Herstellung schwieriger wird. Eine Alternative sind integrierte Linsenantennen (*engl. integrated lens antenna, ILA*) da sie wie Stielstrahler direkt durch einen dielektrischen Wellenleiter gespeist werden können [Gei+17a]. Sie haben in der Regel eine konvexe elliptische Form, wie in Abbildung 3.11 gezeigt [CNQ16]. Dabei wird eine vom Einspeisungspunkt sphärische Welle in eine ebene Welle mit konstanter Phasenfront überführt, was zu einer



**Abbildung 3.10:** Berechneter SLL in Abhängigkeit des Schwenkwinkels einer Gruppenantenne aus  $1 \times 4$  Stielstrahlern für zwei unterschiedliche Antennenabstände  $d$  und Taperlängen  $l$  bei 90 GHz.



**Abbildung 3.11:** Grundlegende Zeichnung einer integrierten Linsenantenne. a) Prinzipieller Strahlengang. b) Strahlenansatz zur Bestimmung der Linsengeometrie.

hohen Direktivität führt.

In Abbildung 3.11 ist eine integrierte Linsenantenne dargestellt, es ist gut zu erkennen, dass der Brennpunkt bzw. die Einspeisung, hier ein dielektrischer Wellenleiter, direkt mit dem Linsenkörper verbunden ist [PM04]. Bei herkömmlichen Linsen liegt stattdessen der Brennpunkt, in der Regel eine Hornantenne, außerhalb des Linsenkörpers und ist dementsprechend räumlich von der Linse getrennt. Das hat bei einer integrierten Linsenantennen den Vorteil einer besseren Integration von dielektrischem Wellenleiter und dem Linsenkörper, da dieser direkt mit der Linse verbunden werden kann [Gei+17a].

In Abbildung 3.11 a) ist anhand des Strahlengangs die Bündelungseigenschaft gut zu erkennen. Dabei müssen die Strahlen unter einem kritischen Winkel  $\theta_c = \sin^{-1}(1/\sqrt{\epsilon_r})$  zum Linsenrand liegen, um in eine ebene Phasenfront überzugehen. Die Berechnung der Linsen-

geometrie kann in guter Näherung für große Linsen,  $\lambda_{\text{eff}} \ll 2a$ , durch einen geometrischen Ansatz der Strahlengänge erfolgen [CNQ16]. Zur Bündelung ist zum einen gefordert, dass die elektrische Länge aller Strahlen gemäß

$$\sqrt{\varepsilon_r}r(\alpha) + g(\alpha) = \sqrt{\varepsilon_r}l \quad (3.21)$$

sowie die physikalische Länge

$$r(\alpha) \cos(\alpha) + l(\alpha) = l \quad (3.22)$$

gleich ist. Werden beide Gleichungen zusammengeführt, ist die Linsengeometrie durch

$$r(\alpha) = \frac{l(\sqrt{\varepsilon_r} - 1)}{\sqrt{\varepsilon_r} - \cos(\alpha)} \quad (3.23)$$

definiert, was in kartesischen Koordinaten einer Ellipse

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{z-d}{b}\right)^2 = 1 \quad (3.24)$$

umgerechnet werden kann. Anhand Gl. (3.23) zeigt sich das die Exzentrizität der Ellipse von der Permittivität abhängt. Das Verhältnis von kurzer zu langer Achse der Ellipse lässt sich anschließend nach [CNQ16] folgendermaßen beschreiben,

$$b = \frac{a}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_r}}} \quad (3.25)$$

$$c = b/\sqrt{\varepsilon_r}. \quad (3.26)$$

Der Parameter  $a$  kann hierbei beliebig gewählt werden, da er vor allem die erreichbare Direktivität bestimmt. Da es sich bei dem geometrischen Ansatz nur um eine Näherung handelt, ist es ratsam die berechneten Dimensionen anschließend mit einer Vollwellensimulation wie in CST Studio Suite zu überprüfen.

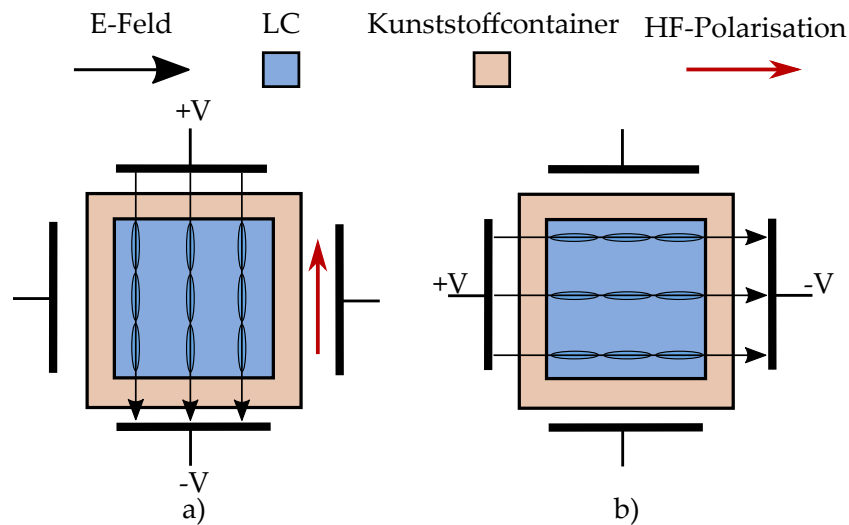


## 4 Steuerbare dielektrische Phasenschieber in Gruppenantennen

In Abschnitt 2.4.2 wurde der LC-gefüllte Hohlleiter als effizienter Wellenleiter für LC-Phasenschieber im Ka-Band beschrieben. In [Jos+13; Jos18a] wird ein LC-gefüllter Hohlleiter im W-Band vorgestellt, der gute Performanz mit einer gemittelten FoM von  $130^\circ/\text{dB}$  aufweist, aber nur magnetisch zu steuern ist. Problematisch sind die mit steigender Frequenz kleineren Dimensionen, die die Integration der Steuerelektroden erschweren. Zum einen müssen die Elektroden in den metallisch geschlossenen Hohlleiter eingebracht werden und zum anderen die Zuleitungen herausgeführt werden. Dabei muss eine Spaltbildung vermieden werden, um Diskontinuitäten in der Hohlleiterwand und damit verbundene mögliche Verluste zu minimieren. Die Strukturgröße der Elektroden und dementsprechend der Filterstruktur zur Unterdrückung parasitären Moden sinkt auch mit steigender Frequenz, womit auch an den Herstellungsprozess höhere Anforderungen gestellt werden. In [Jos+14; Wei+14a] werden elektrische Ansteuerkonzepte vorgeschlagen, die aber bislang nicht in Messungen validiert werden konnten.

Vielversprechende Alternative sind dielektrische Wellenleiter, da sie die elektromagnetische Welle, wie in Kapitel 3 beschrieben, ohne metallische Berandung führen. Damit können die Elektroden für die LC-Steuerung von außen angebracht werden, siehe Abbildung 4.1.

Voruntersuchungen für LC-gefüllte DW sind in [Ree+17a; Jos18a; Jos+18; Jos+16] veröffentlicht und wurden als Komponente in einem SPDT verwendet [Jos+18]. Die FoM liegt dabei für Subwellenlängenfasern bei  $60^\circ/\text{dB}$  [Jos18a; Jos+18] und für Stufenindexfasern bei  $100^\circ/\text{dB}$  [Ree+17a], womit die gute Verwendbarkeit von DW für mmW gezeigt wird. Da keine metallischen Verluste auftreten, kann durch geeignete Wahl des Dielektrikums eine verlustarme Übertragung gewährleistet werden. Für die elektrische Steuerung des LCs sind vier Elektroden nötig, die im Falle einer Subwellenlängenfaser einen gewissen Abstand zum Wellenleiter haben müssen. Dies liegt an dem evaneszenten Feldanteil der elektromagnetischen Welle, der so nicht gestört wird. Würde eine Metallfläche zu nah an dem Wellenleiter sein, käme es zu großen Abstrahlungseffekten. Bei einer Stufenindexfaser können die Elektroden direkt auf den Wellenleiter aufgebracht werden, da die Welle im Mantel abklingt [Ree+17a]. Aufgrund der guten Performanz soll anhand dieses Kapitels die Verwendbarkeit LC-gefüllter DW als Phasenschieberelement in einer  $1 \times 4$  Gruppenantenne im W-Band untersucht werden. Zu dem Gesamtentwurf der Gruppenantenne gehören die Auslegung des Phasenschiebers, der Antenne, der Entwurf des Leistungsteilernetzwerks und das Elektrodensystem zur Steuerung der LC-Phasenschieber.

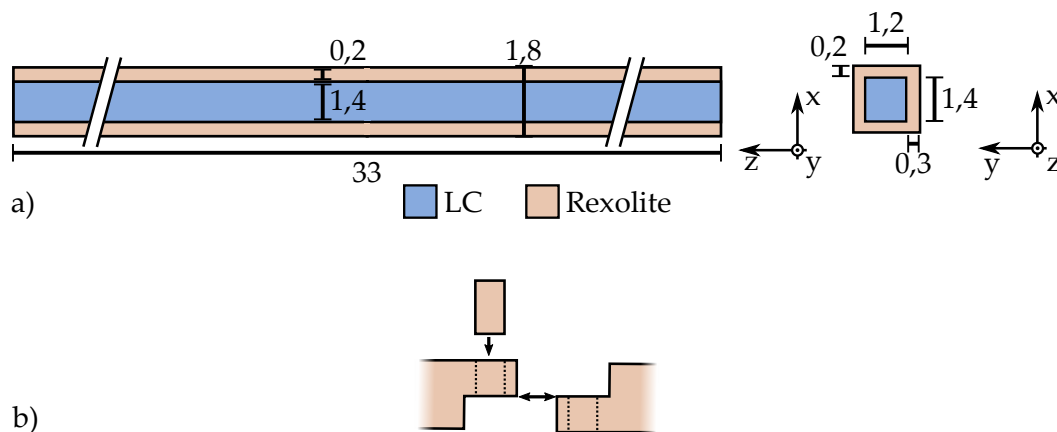


**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung eines LC-gefüllten dielektrischen Wellenleiters. Mit zwei Elektrodenpaaren lassen sich die a) parallele Ausrichtung sowie b) senkrechte Ausrichtung des LCs einstellen.

## 4.1 Entwurf des Phasenschiebers

Wichtigste Hauptkomponente der Gruppenantenne sind die Phasenschieber, die es ermöglichen einen steuerbaren Schwenkwinkel der Gruppenantenne einstellen zu können. Obwohl eine Stufenindexfaser eine hohe FoM aufweist, vgl. [Ree+17a] und [Jos+18], werden die Phasenschieber als kompaktere Subwellenlängenfaser entworfen. Dies ermöglicht kleinere Antennenabstände für die spätere Gruppenantenne und vereinfacht die Herstellung. Das grundlegende Design ist in Abbildung 4.2 dargestellt und basiert auf den Arbeiten in [Jos18a; Jos+18]. Für den DW wird Rexolite verwendet, ein spezieller Polystyrolkunststoff, der sich präzise zerspanen lässt und sehr gute HF-Parameter hat. Die relative Permittivität  $\epsilon_r = 2,53$  bleibt bis in sehr hohe Frequenzen konstant und die dielektrischen Verluste niedrig mit  $\tan \delta = 6 \cdot 10^{-4}$  [FB97; HS11; Lam96]. Der DW besitzt einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 1,8 mm und beinhaltet einen LC-Kern, um die Ausbreitungskonstante sowie die Phase einstellen zu können. Trotz der zwei vorhandenen Dielektrika handelt es sich nicht um eine Stufenindexfaser, da der Rexolitemantel mit einer Wandstärke von 0,2 mm bzw. 0,3 mm einen vernachlässigbaren Effekt hat und Feldanteile außerhalb des DW auftreten. Für die LC-Kavität wurde eine rechteckige Form von  $1,4 \times 1,2 \text{ mm}^2$  gewählt, um bessere Erhaltung der HF-Polarisation sicherzustellen.

Die Länge des Phasenschiebers wurde mit einer Reserve in Bezug zur maximal erreichbaren Phasenverschiebung entworfen. Das bedeutet, dass der Phasenschieber so entworfen wurde, dass mit einer vollen Ausnutzung der Anisotropie mehr als  $360^\circ$  erreicht werden können. Dies ist darin begründet, da für die spätere steuerbare Gruppenantenne ein vereinfachtes



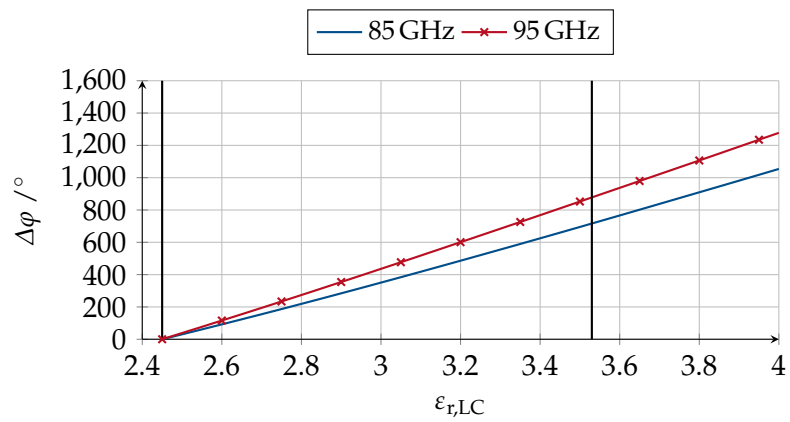
**Abbildung 4.2:** a) Schematische Darstellung des LC-gefüllten DW. Der DW hat eine quadratische Form mit einer Kantenlänge von 1,8 mm. b) Verbindungskonzept zweier DW.

Elektrodensystem verwendet wird, welches nur für eine parallele Ausrichtung des LCs sorgt. Da ein LC im ungesteuerten Zustand, aufgrund der höheren Anzahl an Freiheitsgraden der kurzen LC-Molekülachse mehr zu einer senkrechten Ausrichtung tendiert. Hinzu kommt, dass Verankerungseffekte an den vier Rexoliteflächen auftreten und eine senkrechtere Ausrichtung begünstigen.

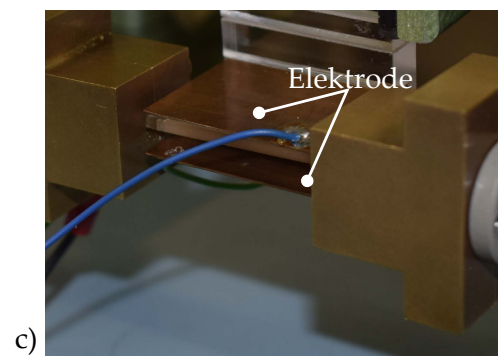
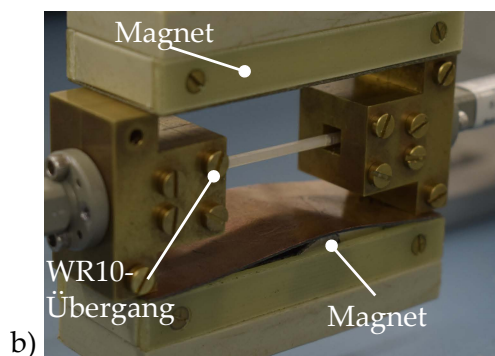
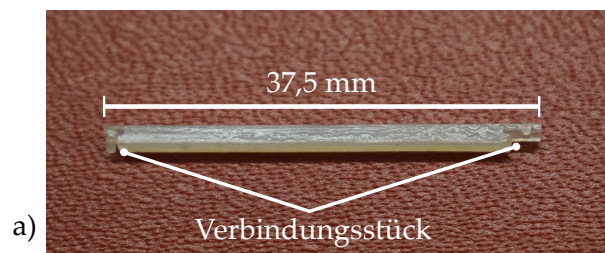
Aufgrund der Vereinfachung kommt es zu einer niedrigeren Steuereffizienz, d.h. die Effizienz, die ein LC-Bauteil mit gegebener Geometrie erreicht, da nicht der volle Permittivitätsbereich des LCs genutzt werden kann. Konsequenterweise muss der Phasenschieber deshalb länger ausgelegt werden. Abbildung 4.3 zeigt das Verhältnis von maximaler Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Permittivität eines 33 mm langen Phasenschiebers, vgl. Abbildung 4.2. Unter Annahme einer Anisotropie von  $\Delta\epsilon_r = 1.08$ , die durch den LC GT7-29001 gegeben ist, wird eine differentielle Phase von  $680^\circ$  bei 85 GHz erreicht.  $360^\circ$  Phasenverschiebung wird dabei schon mit einer Anisotropie von  $\Delta\epsilon_r = 0.6$  erreicht.

Für die Fertigung der Phasenschieber werden zwei Rexolitehälften verwendet, die mit einem UV-Kleber verklebt werden. Entlang der Klebestelle wird eine Klebenut berücksichtigt, um eine bessere Ausrichtung und Verbindung zu erreichen. An einer Stirnseite ist ein Loch für die Befüllung, welches nach der LC-Befüllung mit GT7-29001 mit Hilfe einer Spritze mit einem Epoxidkleber verschlossen wird. Abbildung 4.4 zeigt einen befüllten Phasenschieber und den Messaufbau für magnetische und elektrische Charakterisierung. Für die Vermessung werden WR10 auf DW-Übergänge, vgl. Kap. 3, benutzt. Für die Verbindung von zwei DW werden Laschen, die mit einem Rexolitestift verbunden werden, benutzt, vgl. Abbildung 4.2 b).

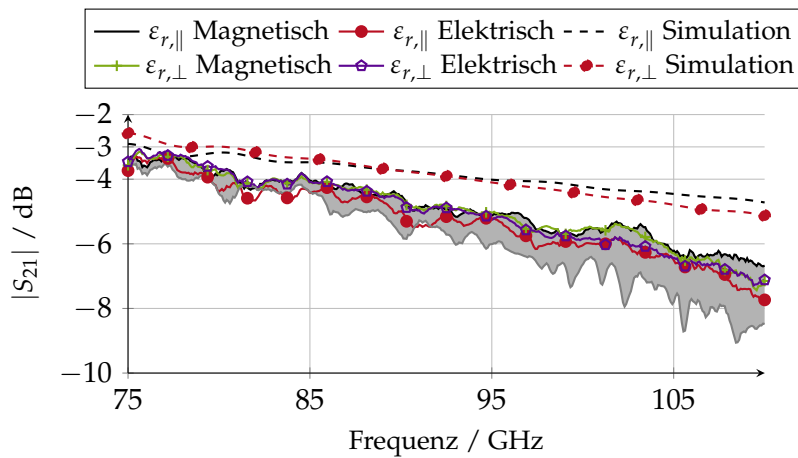
Für die magnetische LC-Ausrichtung werden Neodym-Magnete verwendet, die für die zwei extremen LC-Ausrichtungen per Hand platziert werden. Die elektrische LC-Ausrichtung wird mit zwei Metallplatten als Elektroden umgesetzt, die auch per Hand ausgerichtet



**Abbildung 4.3:** Simulierte Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  in Abhängigkeit von der Permittivität  $\epsilon_{r,LC}$  des LCs. Die Linien geben den Permittivitätsbereich des verwendeten LCs GT7-29001 an.



**Abbildung 4.4:** a) Gefertigter Phasenschieber. b) Magnetische und c) elektrische Charakterisierung des Phasenschiebers.

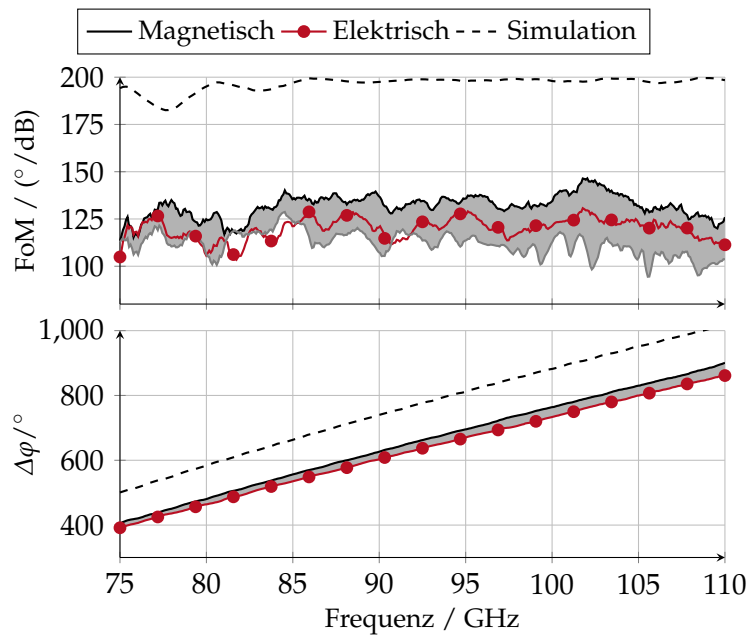


**Abbildung 4.5:** Vergleich von gemessenen und simulierten  $|S_{21}|$  für magnetische und elektrische Ausrichtung mit GT7-29001. Der graue Bereich gibt die Streuung aller gemessener Phasenschieber an.

werden. Dabei wird ein 1 kHz Rechtecksignal, das auf eine Steuerspannung von 500 V verstärkt wird, verwendet. Die hohe Spannung ist notwendig, da die Elektroden 6 mm voneinander entfernt sind, sodass sie die elektromagnetische Welle nicht beeinflussen. Insgesamt werden sechs Phasenschieber gemessen. Ein Vergleich von gemessenen und simulierten S-Parametern ist in Abbildung 4.5 dargestellt.  $|S_{11}|$  ist stets unter  $-10$  dB. Die graue Fläche zeigt den Wertebereich, in dem alle gemessenen Phasenschieber liegen. Es ist offensichtlich, dass die Abweichungen mit zunehmender Frequenz größer werden und auf 2 dB bei 110 GHz steigen. Unterhalb 95 GHz liegt die Abweichung bei unter 1 dB. Der Grund für die große Varianz der Phasenschieber liegt in den Toleranzen bei dem händischen Zusammenfügen. Diese entstehen durch die großen Klebestellen und Kleberückstände, die auch in die LC-Kavität gelangen. Diese Kleberückstände haben dementsprechend einen größeren Einfluss auf höhere Frequenzen und somit kleinen Wellenlängen, wodurch es zu Abstrahlungseffekten kommt. Es wurde auf eine Modellierung der Kleberückstände in der Simulation verzichtet, da zum einen der Verlustwinkel des Klebers unbekannt ist und zum anderen die genauen Dimensionen der Kleberückstände nicht ermittelbar sind.

Senkrechte und parallele LC-Ausrichtung führen trotz unterschiedlicher Verlustwinkel zu einem ähnlichen  $|S_{21}|$ , da sich das E-Feld mit höherer Permittivität im DW konzentriert und der evaneszente Feldanteil in der Luft sinkt. Die erreichte FoM und die maximale Phasenverschiebung sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Bei der Phasenverschiebung ist nur eine geringe Varianz zu erkennen. Die Simulation prognostiziert aber eine größere Phasenverschiebung, die im Vergleich bei der elektrischen Steuerung geringer ausfällt als bei magnetischer Steuerung des LCs. Dies liegt an dem metallischen WR10 Übergang der das statische E-Feld stört.

Die Unterschiede im  $|S_{21}|$  beeinflussen direkt die FoM, die im Mittel bei  $130$  °/dB liegt. Der höchste Wert liegt bei  $140$  °/dB bei 102,5 GHz. Tabelle 4.1 zeigt einen Vergleich von



**Abbildung 4.6:** Vergleich von gemessener und simulierter FoM und Phasenverschiebung mit GT7-29001. In grau ist die Streuung aller Phasenschieber gegeben.

passiven Phasenschiebern im W-Band. Anhand dieser Tabelle wird deutlich, dass mit dem hier vorgestellten Phasenschieber ein verlustarmer Phasenschieber realisiert werden konnte, der einen neuen Bestwert darstellt. Im Vergleich zu dem in [Jos+13] vorgestellten Hohlleiterphasenschieber ist die FoM auf einem gleichem Niveau. Dieser Phasenschieber konnte aber nur magnetisch gesteuert werden.

**Tabelle 4.1:** Vergleich von passiven Phasenschieber im W-Band. \* Nur magnetisch gesteuert.

Wellenleiter	Technologie	FoM /( $^{\circ}$ /dB)	$^{\circ}$ /mm	f/GHz	Referenz
Hohlleiter	LC	130 *	10	90–105	[Jos+13]
Hohlleiter	MEMS	14	-	90–105	[Psy+13]
Steg-Hohlleiter	LC	70	28	75–110	[Mue+06]
<i>Loaded-Line</i>	LC/MEMS	37	18	75–110	[Fri+11]
Subwellenlängenfaser	MEMS	104	11	80	[Chi+10]
Subwellenlängenfaser	<i>Nanotubes</i>	4	0.75	75–110	[Lio+17]
Subwellenlängenfaser	<i>Nanotubes</i>	-	0.75	75–110	[SLO19]
Subwellenlängenfaser	LC	60	5	90–110	[Jos18a]
Subwellenlängenfaser	LC	42	5	90–110	[Jos+16]
Dielektrischer Wellenleiter	LC	100	18	75–110	[Ree+17b]
<b>Subwellenlängenfaser</b>	<b>LC</b>	<b>130</b>	<b>22</b>	<b>85–110</b>	<b>Diese Arbeit</b>

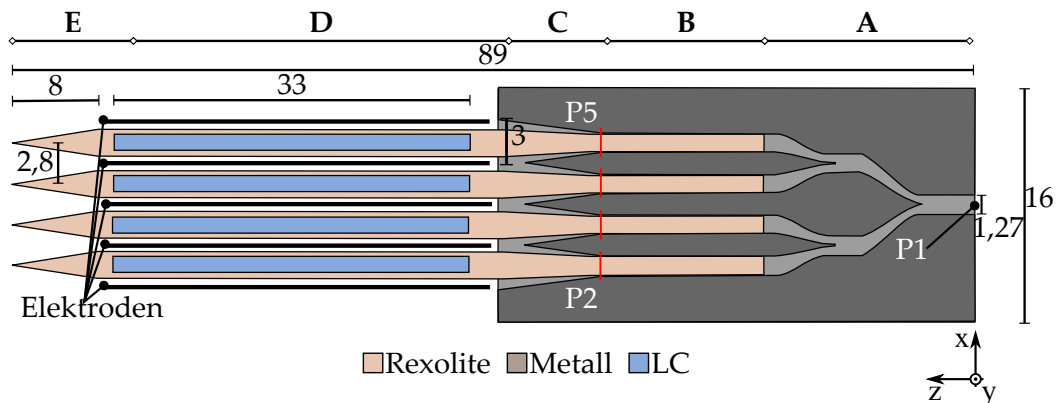
## 4.2 Steuerbare Gruppenantenne

Als Antennenelement sind die in Kapitel 3 beschriebenen Stielstrahler gut geeignet, da sie direkt mit dem Phasenschieber verbunden werden können. Als Taperlänge der Stielstrahler wird eine Länge von 8 mm gewählt, um ein breites Abstrahlverhalten zu erreichen. Die Halbwertsbreite beträgt bei 90 GHz  $45^{\circ}$  und der Antennengewinn ist 12 dBi. Für die Speisung der Phasenschieber sowie Antennenelemente ist ein Leistungsteilernetzwerk notwendig. In [Pou+10; Riv+17] werden dafür hohlleiterbasierte Leistungsteilernetzwerke für Stielstrahler vorgestellt. Sie zeigen eine gute Performanz sowie einfachen Aufbau und aus diesem Grund wird für diese Arbeit auf diese Vorarbeiten zurück gegriffen.

### 4.2.1 Leistungsteilernetzwerk

Das grundlegende Design der steuerbaren Gruppenantenne mit dem Leistungsteilernetzwerk ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Es besteht aus folgenden Elementen:

- **A** WR10-Leistungsteilernetzwerk in der E-Ebene
- **B** Dielektrischer Taper zur Impedanzanpassung
- **C** Hornübergang von Hohlleiter auf DW
- **D** Phasenschieber
- **E** Stielstrahler

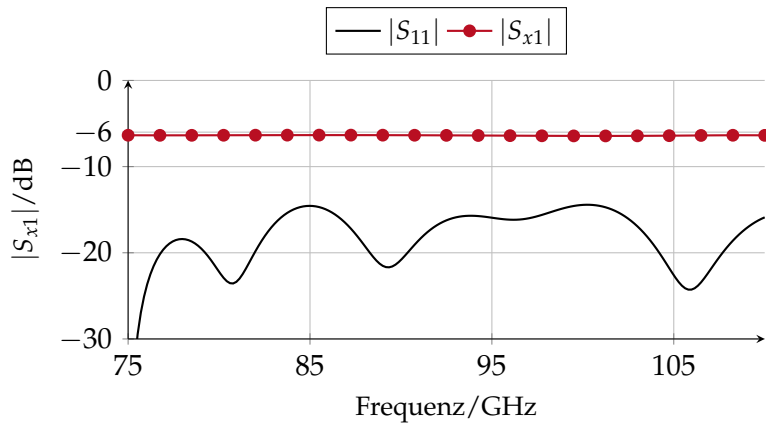


**Abbildung 4.7:** Prinzipieller Entwurf der steuerbaren Gruppenantenne. Angegeben sind die Ports (P1,...,P5) für die Simulation des Leistungsteilernetzwerks.

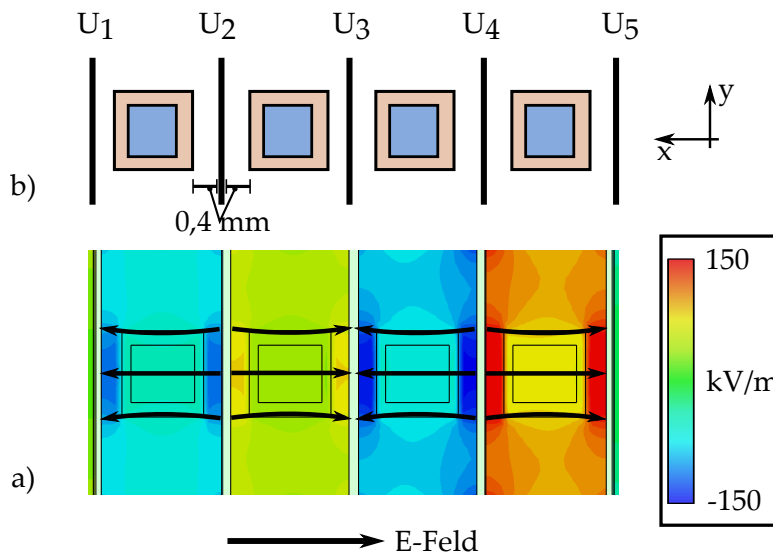
Das Leistungsteilernetzwerk **A** ist als *Corporate Feed Network* entworfen, das heißt die einzelnen Leistungsteiler werden kaskadiert. Der einzelne Leistungsteiler ist ein E-Ebene Teiler, der durch einen Metallsteg in der Mitte des Hohlleiters Leistungsteilung erreicht. Nach dem Metallsteg werden beide Hälften auf die WR10 Dimension aufgeweitet. Ein vergleichbares Design wird in[Riv+17] vorgestellt. Der Leitungsübergang von WR10 auf DW ist ähnlich aufgeweitet wie Kapitel 3 und besteht aus einer dielektrischen Taper **B** und einem Horn **C**. Innerhalb des Entwurfsprozesses der Gruppenantenne wird der Antennenabstand auf  $2,8 \text{ mm} \approx 0,8\lambda_0$  bei 90 GHz gewählt und der Leitungsübergang von WR10 auf DW angepasst. Aufgrund des kleinen Abstands kommt er zu einer Überlappung der Hörner. Entkopplung der nahe platzierten DW wird durch die Elektroden der Phasenschieber **D** sichergestellt. Abbildung 4.8 zeigt die simulierten S-Parameter des Leistungsteilernetzwerks. Die Position der Ports ist Abbildung 4.7 zu entnehmen. Die Vorwärtstransmission  $|S_{x1}|$  ist konstant bei  $-6,3 \text{ dB}$  und der  $|S_{11}|$  ist unter  $-15 \text{ dB}$  im gesamten W-Band.

#### 4.2.2 Elektrische Ansteuerung

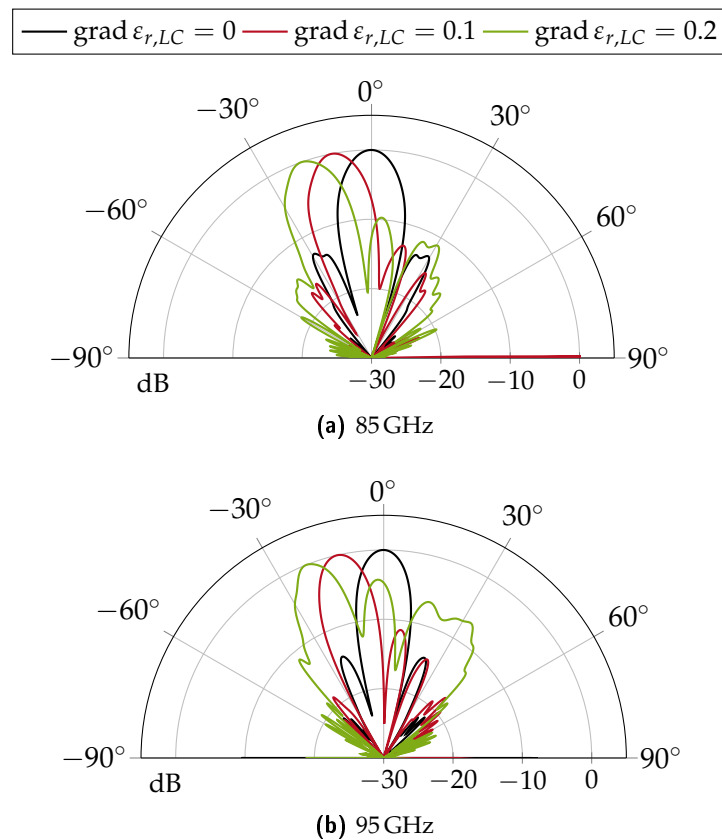
Wie eingangs erwähnt, besteht die elektrische Ansteuerung des LCs aus mehreren Metallplatten als Elektroden, die nur die parallele LC-Ausrichtung einstellen können. Dafür werden insgesamt fünf Elektroden und elektrische Potenziale, siehe Abbildung 4.9, bzw. vier Spannungen benötigt. Die Elektroden werden mittig zwischen den Phasenschiebern platziert und haben dementsprechend einen Abstand von  $0,4 \text{ mm}$  zum DW. Die Elektroden werden alternierend mit positivem bzw. negativem Potenzial angeschlossen. Um eine mögliche Feldverzerrung aufgrund des Dielektrikums zu verhindern, haben die Elektroden eine Gesamthöhe von  $3 \text{ mm}$ , um eine homogene Feldverteilung zu erhalten. Diese Höhe sorgt dafür, dass die Streufelder nicht innerhalb der LC-Kavität auftreten. Anhand einer Feldsimulation, siehe Abbildung 4.9, lässt sich die homogene Feldverteilung des Elektrodensystems zeigen. Aufgrund der Elektroden werden die nah platzierten DW entkoppelt



**Abbildung 4.8:** Simulation des Leistungsteilernetzwerks. Die Ports sind in Abbildung 4.7 dargestellt.  $|S_{x1}|$  mit  $x = \{2,3,4,5\}$ .



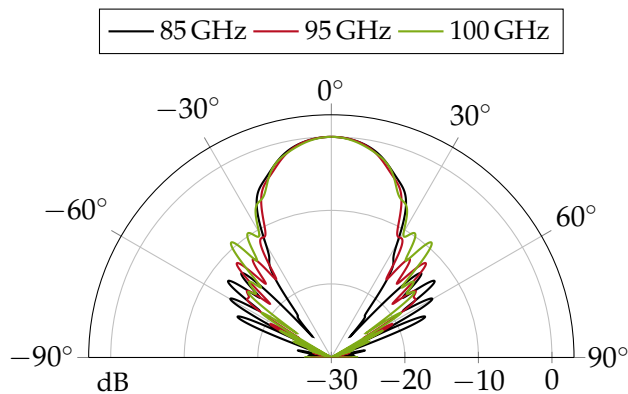
**Abbildung 4.9:** a) Anordnung der Elektroden. b) Simulation des statischen E-Feldes für eine Potentialverteilung von  $U_1 = 80 \text{ V}$ ,  $U_2 = -80 \text{ V}$ ,  $U_3 = 30 \text{ V}$ ,  $U_4 = -170 \text{ V}$  und  $U_5 = 70 \text{ V}$ .



**Abbildung 4.10:** Simulierte Antennendiagramme in der E-Ebene für drei Permittivitätsverläufe. Jedes Diagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.

und so ein Übersprechen verhindert. Wegen des engen Abstands sorgen die Elektroden aber für eine starke Wechselwirkungen mit der im DW geführten elektromagnetischen Welle. Abweichungen der Elektrodenposition in der Größenordnung eines zehntel Millimeters haben Auswirkung auf die Ausbreitungskonstante des DW und ändern das Phasenverhalten. Aus diesem Grund muss die Position der Elektroden in dem Zusammenbau der Gruppenantenne möglichst genau eingehalten werden.

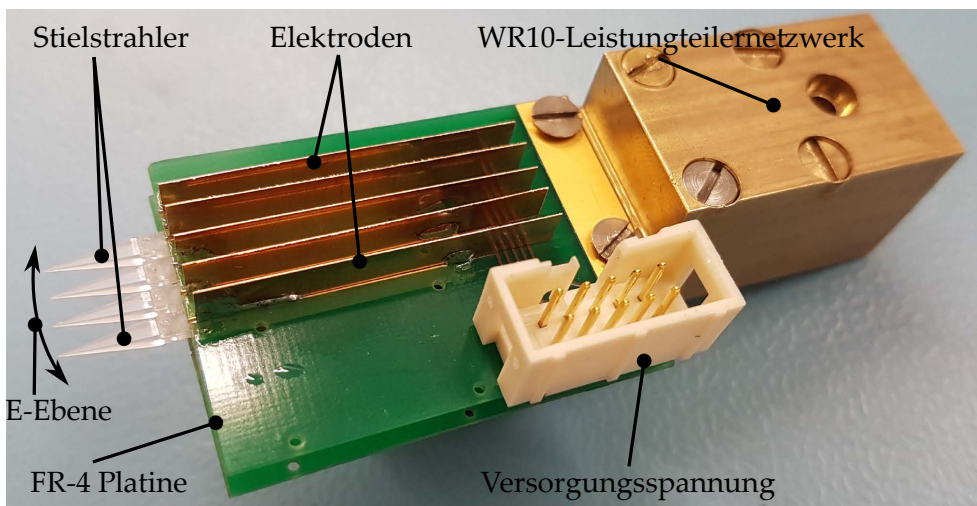
Um die Möglichkeiten der vorgestellten Gruppenantenne zu präsentieren, sind in Abbildung 4.10 simulierte Antennendiagramme dargestellt. In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, dass die Phasenverschiebung linear von der LC-Permittivität abhängig ist. Aus diesem Grund wurden in der Simulation unterschiedliche lineare Permittivitätsgradienten entlang der Phasenschieber analysiert. Diese sind  $\text{grad } \epsilon_{r,LC} = 0$ ,  $\text{grad } \epsilon_{r,LC} = 0,1$  und  $\text{grad } \epsilon_{r,LC} = 0,2$  und sorgen für einen Schwenkwinkel von  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  und  $25^\circ$ . Bei 95 GHz steigt das SLL aufgrund des großen Antennenelementabstands an. Die simulierte Antennendiagramme in der H-Ebene sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Hier zeigt sich ein breites Abstrahlverhalten, definiert durch das einzelne Abstrahlverhalten des Stielstrahlers.



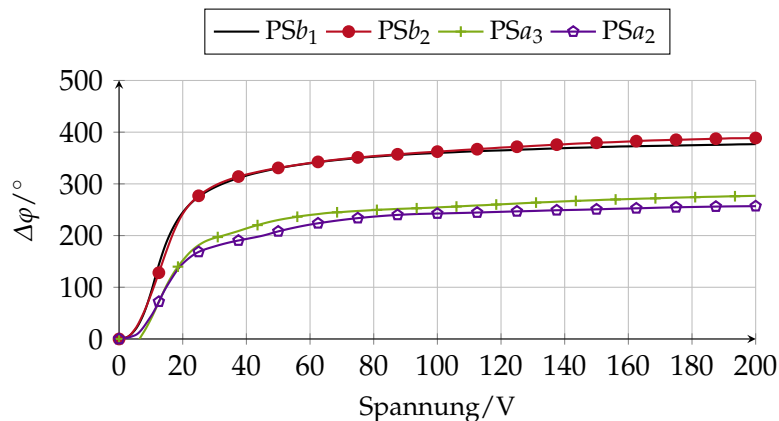
**Abbildung 4.11:** Simulierte Antennendiagramme in der H-Ebene. Jedes Diagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.

### 4.3 Realisierung und Hochfrequenz-Charakterisierung

Die realisierte steuerbare Gruppenantenne ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Sie besteht aus dem WR10 Leistungsteilernetzwerk, welches in Splitblock-Technik umgesetzt wurde, den Phasenschiebern und Stielstrahlern. Die Elektroden sind aus 0,2 mm dicken Messingplatten geschnitten und mit FR4 Platinen verlötet. Um die Phasenschieber genau in Position zu halten, werden kleine Abstandshalter aus Rohacell-Schaumstoff zwischen den Phasenschiebern und den Elektroden platziert. Für den Aufbau werden die Taper für den WR10 Übergang, Phasenschieber und Stielstrahler jeweils aus Einzelteilen mit den Verbindungslaschen und Rexolitestiften zusammengesteckt. Da ein vereinfachtes Elektrodensystem verwendet wird



**Abbildung 4.12:** Realisierte steuerbare Gruppenantenne.

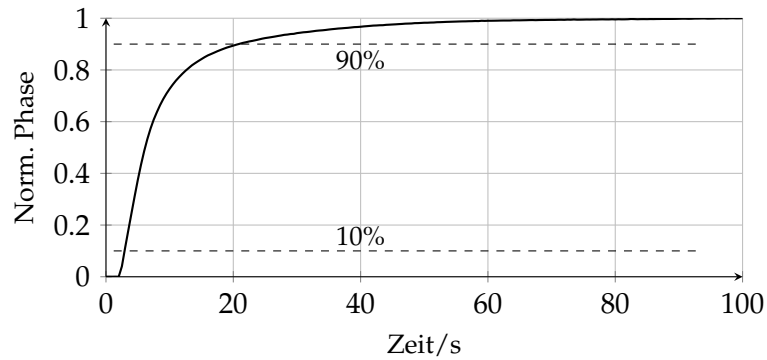


**Abbildung 4.13:** Vermessene  $\Delta\varphi/V$ -Kennlinie der vier verwendeten Phasenschieber mit GT7-29001. Jede Kennlinie ist individuell auf die Initialphase normalisiert.

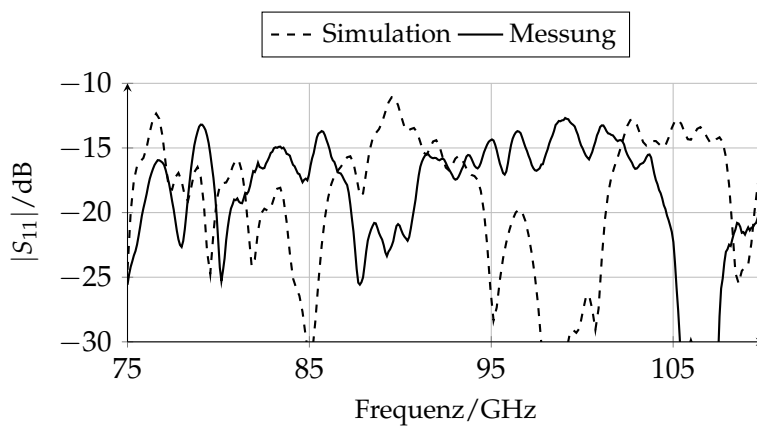
und von den beiden extremen LC-Ausrichtungen nur die parallele Ausrichtung eingestellt werden kann, werden die Phasenschieber einzeln charakterisiert. Dazu werden die Stielstrahler entfernt und ein weiterer WR10 auf DW Übergang an den jeweiligen Phasenschieber angeschlossen, siehe Anhang A. Darauf aufbauend wird die Spannung an dem jeweiligen Phasenschieber schrittweise erhöht,  $\angle S_{21}$  gemessen und die  $\Delta\varphi/V$ -Kennlinie berechnet. Diese Kennlinie für die vier verwendeten Phasenschieber ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Ab einer Spannung von ungefähr 70 V tritt ein Sättigungseffekt auf. Die größte Steigung bzw. Sensitivität liegt in einem Bereich von 0 V bis 40 V auf, da in diesem Bereich 70% der möglichen Phasenverschiebung eingestellt werden können.

Die vermessenen Phasenschieber kommen aus zwei unterschiedlichen Produktionschargen. Diesen Effekt sieht man in der Phasencharakteristik, da die maximale Phasenverschiebung der beiden Phasenschiebepaare eine Differenz von  $110^\circ$  aufweist. Eine Möglichkeit für diesen Unterschied kann im Fräsprozess der beiden Produktionschargen liegen, da sich die Eigenschaft des Fräskopfes ändert und somit eine andere Rauigkeit auf dem Rexolite entsteht. Dies hat einen Einfluss auf den ungesteuerten Zustand des LCs und der maximal erreichbaren Phasenverschiebung. Die zeigt sich auch in den Initialphasen der Phasenschieber, also der Phase die im ungesteuerten Zustand erreicht wird, siehe Anhang B. Aufgrund des vereinfachten Elektrodensystems unterscheiden sich die Steuerzeiten zwischen den beiden extremen LC-Ausrichtungen stark voneinander. Wird die maximale Steuerspannung von 200 V für die parallele Ausrichtung angelegt, wird diese in 17 s erreicht, siehe Abbildung 4.14. Da die senkrechte LC-Ausrichtung nur aufgrund der vergleichsweise schwachen Wechselwirkung der LC-Moleküle untereinander entsteht, sind dafür mehrere Minuten notwendig. Die gemessene sowie simulierte Eingangsreflexion  $|S_{11}|$  der gesamten Gruppenantenne zeigt Abbildung 4.15. Sie liegt im gesamten W-Band unterhalb  $-12,5$  dB und vernachlässigbare Effekte treten in Abhängigkeit der Steuerspannungen auf.

Für die Demonstration der Strahlschwenkung werden drei Spannungskonfigurationen, sie-



**Abbildung 4.14:** Gemessene Steuerzeiten von ungesteuerten Zustand auf parallele Ausrichtung eines Phasenschiebers.



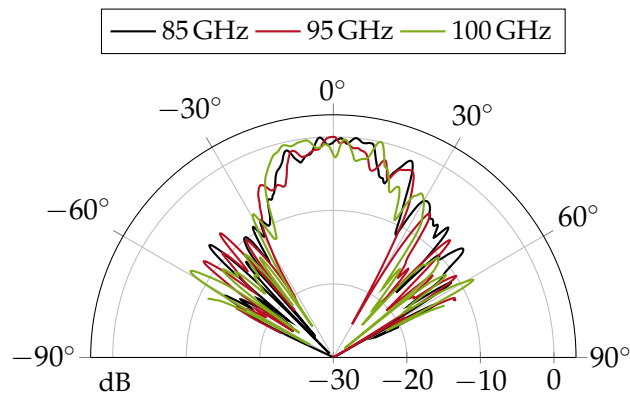
**Abbildung 4.15:** Vergleich von gemessenen und simulierten  $|S_{11}|$  der realisierten Gruppenantenne. Vernachlässigbare Effekte treten in Abhängigkeit der Steuerspannungen auf.

**Tabelle 4.2:** Spannungsverteilung für unterschiedliche Schwenkwinkel bei 85 GHz.

Schwenkwinkel	$ U_1 $	$ U_2 $	$ U_3 $	$ U_4 $	$ U_5 $
$0^\circ$	27 V	14 V	10 V	13 V	13 V
$-25^\circ$	0 V	28 V	18 V	2 V	12 V
$+15^\circ$	24 V	12 V	12 V	40 V	187 V

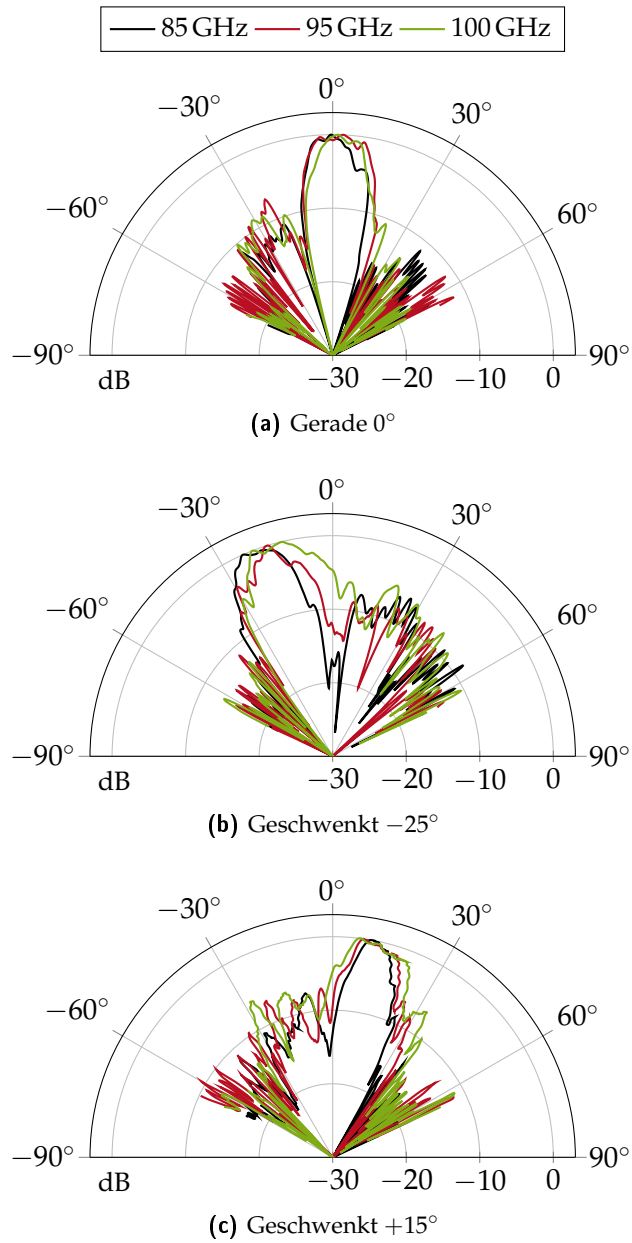
he Tabelle 4.2, für einen Schwenkwinkel von  $0^\circ$ ,  $+15^\circ$  und  $-25^\circ$  bei 85 GHz verwendet. Zu beachten ist, dass für diese Spannungskonfigurationen die jeweiligen ungesteuerten Zustände der Phasenschieber berücksichtigt und mit eingerechnet wurden, vgl. Anhang B.

Die Antennenmessungen werden mit dem flexiblen, dielektrischen Wellenleiter der Fa. Spinner durchgeführt, der in seinem Inneren einen flexiblen dielektrischen Wellenleiter aus HDPE beinhaltet [NZ14]. Dieser Messaufbau, abgebildet in Anhang A erlaubt eine sehr kosteneffiziente Fernfeldcharakterisierung, da keine Drehkopplung notwendig ist und es hierdurch zu keiner Bandbreitenbeschränkung kommt. Um die Kraftwirkung bzw. den Hebelarm möglichst gering zu halten, wird der flexible Wellenleiter knapp oberhalb des Drehtellers montiert. Mit mehreren Hohlleiterverzweigungen kann die Antenne in einer Höhe von knapp 40 cm montiert werden. Durch die zusätzlichen Hohlleiter kommt es zu einer Dämpfung von 4 dB. Von Nachteil ist nur die begrenzte Rotation von  $\pm 65^\circ$ , die durch den flexiblen Wellenleiter möglich ist. Die gemessenen Antennendiagramme sind in Abbildung 4.16 für die H-Ebene sowie in Abbildung 4.17 für die E-Ebene gezeigt. Strahl-schwenkung kann anhand der Diagramme in der E-Ebene demonstriert werden. Insgesamt kann eine hohe Welligkeit, die auf die Elektroden zurückzuführen ist, beobachtet werden. Brechungseffekte, die an den Kanten der Elektroden entstehen, überlagern sich mit der gewünschten Abstrahlung und führen dadurch zu Interferenzen und dadurch zu der sichtbaren Welligkeit. Hinzu kommt der modulare Aufbau mit zahlreichen Einzelkomponenten, der zu Diskontinuitäten führt. Diese verursachen zusätzlich parasitäre Abstrahlungen und begünstigen dadurch die Welligkeit. Für die Frequenz von 85 GHz, bei der die Phasen- bzw. Spannungsbelegung berechnet wurde, liegt der SLL zwischen  $-12$  und  $-7$  dB. Der Antennengewinn wurde mit einem 22 dBi Standard-Gain-Horn ermittelt und liegt zwischen 11,5 dBi für die ungeschwenkte Konfiguration und 9,1 dBi bei Strahl-schwenkung nach  $-25^\circ$ . Der gemessene Antennengewinn liegt dementsprechend 2 dB unter der Simulation, was aber schon durch die Messung der Phasenschieber zu erwarten war. Zusätzliche Verluste entstehen unter anderem durch den verwendeten UV-Kleber, der nicht in der Simulation berücksichtigt wurde. Die gemessene Antenneneffizienz beträgt 20%–30% und liegt im Schnitt 10% unterhalb der Simulation, vgl. Abschnitt 5.4.

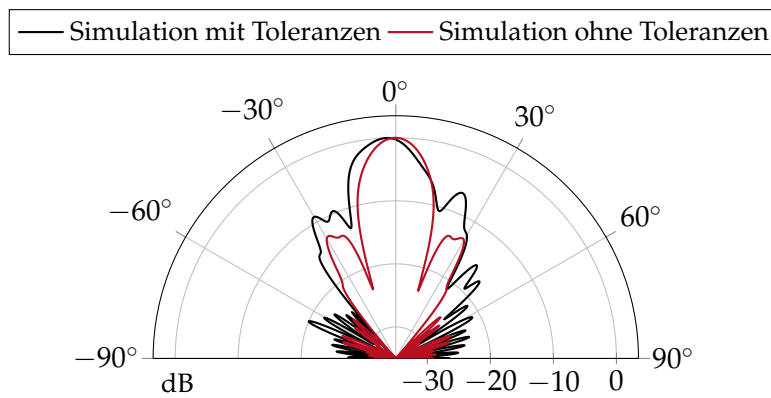


**Abbildung 4.16:** Gemessenes Antennendiagramm in der H-Ebene. Jedes Diagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.

Um den Einfluss der unterschiedlichen Fertigungstoleranzen besser analysieren zu können, wurde eine Versatzanalyse in einer Simulation berücksichtigt. Dazu wurden zahlreiche Komponenten wie beispielsweise die Elektroden, die Phasenschieber oder Antennen von ihrer idealen Position verschoben. Die Verschiebung der Komponenten wurde willkürlich gewählt hat aber nur eine maximale Abweichung von 5% von der ideal Position. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 4.18 dargestellt. In Bezug zur idealen Positionierung der Einzelkomponenten, entsteht eine Asymmetrie in dem Abstrahldiagramm, Nebenkeulen entstehen und die Hauptkeule ist nicht mehr deutlich ausgeprägt. Anhand dieser Simulation wird deutlich, wie sensitiv die vorgestellte Gruppenantennen auf Fertigungstoleranzen ist.



**Abbildung 4.17:** Gemessene Antennendiagramme in der E-Ebene. Jedes Diagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.



**Abbildung 4.18:** Simulation der Gruppenantenne mit Fertigungstoleranzen der einzelnen Komponenten. Jedes Diagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.



## 5 Volldielektrische Gruppenantennen mit integriertem Leistungsteiler

Im vorherigen Kapitel wurde eine steuerbare Gruppenantenne aus Stielstrahlern mit einem Hohlleiter-Leistungsteilernetzwerk beschrieben. Aufgrund der verwendeten Hohlleiter ist der Gewichtsvorteil von dielektrischen Wellenleitern hinfällig, da der verwendete Split-Block schwer und groß ist. Außerdem zeigte sich, dass der modulare Aufbau zu parasitären Effekten führt, da durch die zahlreichen Verbindungspunkte der DW Diskontinuitäten entstehen. Um diesem Problem zu begegnen, bietet sich ein integriertes Design an, um die Anzahl an Teilkomponenten zu reduzieren. Beispielsweise kann das Hohlleiternetzwerk mit Hilfe von galvanisierten Kunststoffen hergestellt und die DW als Kunststoffkomponente direkt integriert werden [Kon+09]. Problematisch ist aber der aufwändigere Herstellungsprozess und die metallischen Verluste aufgrund der Oberflächenrauigkeit, die durch den verwendeten Kunststoff entstehen. Diese steigen außerdem mit steigender Frequenz.

Um die Vorteile von DW, wie einer leichten Bauweise und niedrigen Verlusten beizubehalten, wird in diesem Kapitel ein Ansatz einer volldielektrischen Gruppenantenne verfolgt. Kernkomponente ist dabei das rein dielektrische Leistungsteilernetzwerk. Dafür können Y-Teiler verwendet werden, die eine Leistungsteilung durch eine Auftrennung eines DWs in zwei DW erreichen [Kuz85; Ogu85; RJ16]. Hierbei muss der Auftrennungswinkel zwischen beiden DW möglichst klein gehalten werden, um Verluste aufgrund von Abstrahlung zu vermeiden. Das hat zur Konsequenz, dass Y-Teiler groß sind. Verwendet man diese Art von Leistungsteiler in einem *Corporate Feed Network* fällt eine Gruppenantenne daher groß aus und die Verluste sind hoch, da lange DW nötig sind.

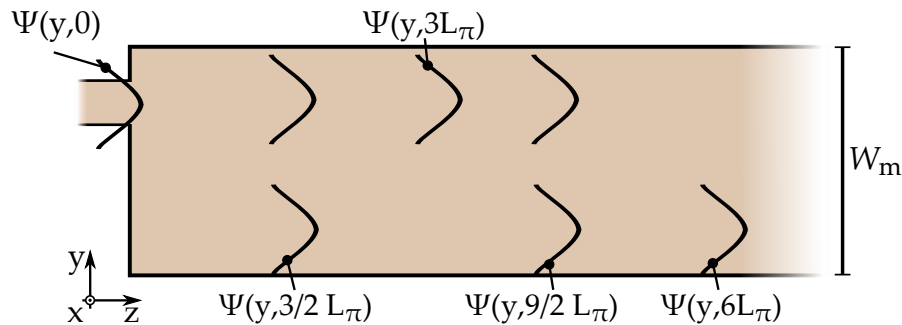
Eine Alternative ist das aus der Photonik bekannte Prinzip der Multimode-Interferenz (engl. *Multimode Interference, MMI*), da Leistungsteilung auf mehrere Ausgangsports in einem Schritt erfolgt. Das hat den großen Vorteil, dass keine Kaskadierung von einzelnen Leistungsteilern, wie bei Y-Teilern, notwendig ist und somit ein kompaktes und verlustarmes Design möglich ist. So wurden beispielsweise schon planare optische Leistungsteiler auf Basis der MMI mit 64 Ausgängen realisiert [RRP95]. In dem genannten Beispiel ist hervorzuheben, dass trotz der Vielzahl an Ausgängen nur eine Komponente verwendet wird. Zusätzlich zu den planaren Leistungsteilern wurden auch optische zweidimensionale MMI- Leistungsteiler realisiert [KY04]. Neben Leistungsteilern wurden auch optische MMI-Koppler bzw. 90° Hybride mit mehreren Ein- und Ausgängen vorgestellt [Pen+93].

In diesem Kapitel wird der Entwurf einer volldielektrischen Gruppenantenne mit integriertem dielektrischen Leistungsteiler auf Basis der MMI vorgestellt. Dazu wird im Folgenden das Interferenzphänomen näher beschrieben und eine planare sowie zweidimensionale

Gruppenantenne im W-Band entworfen. Darüber hinaus werden mehrere Kunststoffe mit unterschiedlichen Permittivitäten untersucht und ein Demonstrator einer mit LC steuerbaren volldielektrischen Gruppenantenne präsentiert.

## 5.1 Multimode-Interferenz

Im Allgemeinen beschreibt MMI die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem obermodigen Wellenleiter. Die erste Entdeckung dieses Phänomens wurde in [Tal36] beschrieben und in [UA75] in einen technischen Kontext gesetzt. Mathematische Beschreibungen wurden von Bachmann [BBM94] und Soldano [SP95] veröffentlicht. In den genannten Arbeiten wird MMI auch als *self-imaging* beschrieben, da es innerhalb des obermodigen Wellenleiters zu periodisch auftretenden Selbstabbildungen (engl. *self-imaging*) einer am Anfang des Wellenleiters eingepprägten Feldverteilung kommt. Zu diesem Phänomen kommt es, da sich die elektromagnetische Welle als Superposition aller sich ausbreitungsfähigen Moden ausbreitet und sich ein Interferenzmuster von mehreren Feldmaxima ausbildet. Im Folgenden wird ein planarer in  $y$ -Richtung obermodiger Wellenleiter, wie er in Abbildung 5.1 gezeigt ist, angenommen. Des Weiteren hat er eine Permittivität  $\epsilon_r$  und Breite  $W_m$ . Die elektromagnetische Welle propagiert in  $z$ -Richtung. An seiner Eingangssektion  $z = 0$



**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung eines obermodigen Wellenleiters mit der Permittivität  $\epsilon_r$  und Breite  $W_m$ . Das an der Eingangssektion anliegende Feldprofil  $\Psi(y,0)$  tritt mit der Länge  $L$  periodisch auf. Dabei kommt es zu mehreren Feldmaxima und einzelnen Wiederholungen des Feldprofils entlang des obermodigen Wellenleiters.

wird der Wellenleiter durch ein Feldprofil  $\Psi(y,0)$ , welches oftmals durch ein Gaußprofil beschrieben wird, angeregt. Dabei wird das Feldprofil als Überlagerung aller ausbreitungsfähigen Moden  $\psi(y)$  gemäß

$$\Psi(y,0) = \sum_{i=0}^{m-1} c_i \psi(y) \quad (5.1)$$

beschrieben.  $c_i$  sind die Anregungskoeffizienten jeder einzelnen Mode mit  $i = 0,1,\dots,m-1$ . Unter Annahme der zeitharmonischen Anregung der fortlaufenden Welle, lässt sich die

Superposition der Moden mit Hilfe eines Phasors durch

$$\Psi(y,z) = \sum_{i=0}^{m-1} c_i \psi_i(y) e^{j(\beta_0 - \beta_i)z} \quad (5.2)$$

beschreiben. Entscheidend ist, dass sich die Moden mit unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten ausbreiten. Die unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten lassen sich durch

$$\beta_i \simeq k_0 \sqrt{\epsilon_r} - \frac{(i+1)^2 \pi \lambda_0}{4 \sqrt{\epsilon_r} W_e^2}, \quad (5.3)$$

mit der effektiven Breite  $W_e$  annähern. Mit der effektiven Breite werden evaneszente Feldanteile außerhalb des Wellenleiters berücksichtigt ( $W_e > W_m$ ). Im Fall einer hohen Permittivität sinkt der evaneszente Feldanteil der Welle und  $W_e$  nähert sich der Breite des Wellenleiters an. Unter Verwendung der Kopplungslänge  $L_\pi$  zwischen der Grundmode sowie der nächsthöheren Mode

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \simeq \frac{4 \sqrt{\epsilon_r} W_e^2}{3 \lambda_0} \quad (5.4)$$

lässt sich der Abstand der Ausbreitungskonstanten der  $i$ -ten Mode zur Grundmode beschreiben

$$\beta_0 - \beta_i \simeq \frac{i(i+2)\pi}{3L_\pi}. \quad (5.5)$$

Von Interesse ist das Feldprofil an einer bestimmten Stelle im Wellenleiter  $z = L$ . Wird Gl. 5.5 in Gleichung 5.2 eingesetzt, folgt

$$\Psi(y,L) = \sum_i^{m-1} c_i \psi_i(y) e^{j\left(\frac{i(i+2)\pi}{3L_\pi}\right)L}, \quad (5.6)$$

womit deutlich wird, dass das Feldprofil im Wellenleiter durch die Anregungskoeffizienten  $c_i$  und den Phasenterm

$$e^{j\left(\frac{i(i+2)\pi}{3L_\pi}\right)L} \quad (5.7)$$

abhängt. Dabei gelten folgende Eigenschaften

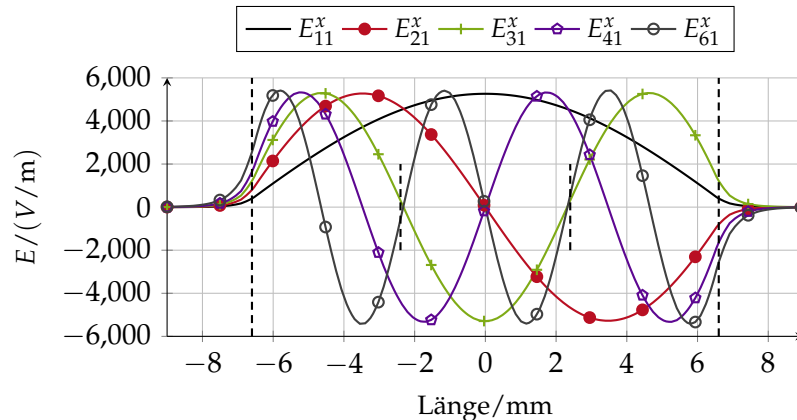
$$i(i+2) \begin{cases} \text{gerade für } i \text{ gerade} \\ \text{ungerade für } i \text{ ungerade} \end{cases} \quad (5.8)$$

$$\psi_i(-y) \begin{cases} \psi_i(y) \text{ für gerade} \\ -\psi_i(y) \text{ für ungerade.} \end{cases} \quad (5.9)$$

Es werden zwei Arten von Interferenz beschrieben, allgemeine Interferenz (engl. *General Interference*) und eingeschränkte Interferenz (engl. *Restricted Interference*). Im Fall der *General Interference* werden alle Moden an der Eingangssektion angeregt, unabhängig an welcher Stelle der obermodige Wellenleiter angeregt wird. Anhand Gleichung 5.6 sieht man, dass  $\Psi(y,L) = \Psi(y,0)$  ist, wenn gilt

$$e^{j\left(\frac{i(i+2)\pi}{3L\pi}\right)L} = (-1)^i \quad (5.10)$$

Das bedeutet, dass alle Moden eine Phasendifferenz von  $2\pi$  bzw.  $360^\circ$  durchlaufen haben, sodass sie die gleichen Bedingungen wie an der Eingangssektion erfüllen  $z = 0$  erfüllen. Darüber hinaus treten weitere Selbstabbilder bzw. einzelne Feldmaxima an Positionen  $L = p(3L\pi)$  mit  $p \in \mathbb{N}$  auf. Wird der Wellenleiter an fest definierten Positionen angeregt, kommt es zur *Restricted Interference*. Diese Art von Interferenz tritt auf, da durch die Einspeisungspositionen ausgewählte Moden angeregt werden. Es gibt drei mögliche Einspeisungspunkte, die zu der *Restricted Interference* führen. Dabei wird zwischen der symmetrischen Interferenz (engl. *Symmetric Interference*) und der gepaarten Interferenz (engl. *Paired Interference*) unterschieden. Bei Ersterer wird der Wellenleiter mittig angeregt  $y = 0$  und bei Zweiterer versetzt angeregt  $y = \pm W_e/6$ . Diese Charakteristik lässt sich anhand Abbildung 5.2 zeigen. Dort werden die unterschiedlichen Feldprofile der Grundmode sowie relevanter höherer Moden anhand eines 13,2 mm breiten Wellenleiters mit  $\epsilon_r = 2,5$  dargestellt. Wird der Wellenleiter beispielsweise mittig gespeist, werden zu der Grundmode



**Abbildung 5.2:** Mit CST Studio Suite simulierte Modenprofile eines 13,2 mm breiten Wellenleiters bei 95 GHz. Aus Gründen der Übersicht werden nur ausgewählte Modenprofile dargestellt. Die Einspeisungsposition für *Paired Interference* liegt bei  $W_e/6 = \pm 2,4$  mm.

$E_{11}^x$  nur die achsensymmetrischen Moden, hier  $E_{31}^x$ , angeregt. Da die anderen Moden an dieser Stelle eine Nullstelle besitzen werden diese nicht angeregt. Wird hingegen seitlich versetzt angeregt,  $y = \pm W_e/6$ , werden in diesem Beispiel nur die höheren Moden  $E_{21}^x$  sowie

$E_{41}^x$  angeregt. Durch die selektive Anregung bestimmter Moden ändert sich das Interferenzverhalten bezüglich des Auftretens der Selbstbilder bzw. Feldmaxima. Je nachdem welche Art von Interferenz angeregt wird, treten die Selbstbilder deutlich früher auf. Tabelle 5.1, entnommen aus [SP95], fasst die Unterschiede zusammen. So reduziert sich beispielsweise

**Tabelle 5.1:** Zusammenstellung der unterschiedlichen Interferenzphänomene und ihrer Eigenschaften nach [SP95]

Eigenschaft	General	Paired	Symmetric
Ein- und Ausgänge	$N \times N$	$2 \times N$	$1 \times N$
Erstes einfaches Selbstbild	$3L_\pi$	$L_\pi$	$3L_\pi/4$
Erstes $N$ -faches Selbstbild	$3L_\pi/N$	$L_\pi/N$	$3L_\pi/(4N)$
Anregungsbedingung	keine	$c_i = 0$ für $i = 2,5,8,\dots$	$c_i = 0$ für $i = 1,3,5,\dots$
Position der Eingänge	beliebig	$y = \pm W_e/6$	$y = 0$

die Länge der ersten Wiederholung und das Auftreten mehrerer Feldmaxima um  $3/4$ , wenn der Wellenleiter mittig angeregt wird.

Die Position der Feldmaxima ist je nach Auslegung des MMI Bauteils unterschiedlich und es kommt zu einem räumlichen Versatz der Feldmaxima. Wie von Bachmann beschrieben [BBM94] kommt es durch den räumlichen Versatz zu einer Phasenverschiebung der Feldmaxima. Unter Annahme sinusförmiger Modenprofile,

$$\psi_i(y) \simeq \sin(k_{yi}y), \quad (5.11)$$

kann mit Hilfe einer Fourierreihendarstellung die Phasenrelation berechnet werden. Grundlage für die Darstellung als Fourierreihe bildet außerdem die virtuelle Erweiterung der Feldverteilung  $\Psi_{\text{Eing.}}(y)$ , die mittig an der  $y$ -Achse gespiegelt wird. Nach [BBM94] ergibt sich unter den genannten Annahmen bei einem Abstand  $L = \frac{p}{N}3L_\pi$  eine Feldverteilung

$$\Psi(y,L) = \frac{1}{C} \sum_{q=0}^{N-1} \Psi_{\text{Eing.}}(y - y_q) e^{j\varphi_q} \quad (5.12)$$

mit

$$y_q = p(2q - N) \frac{W_e}{N} \quad (5.13)$$

$$\varphi_r = p(N - q) \frac{q\pi}{N}. \quad (5.14)$$

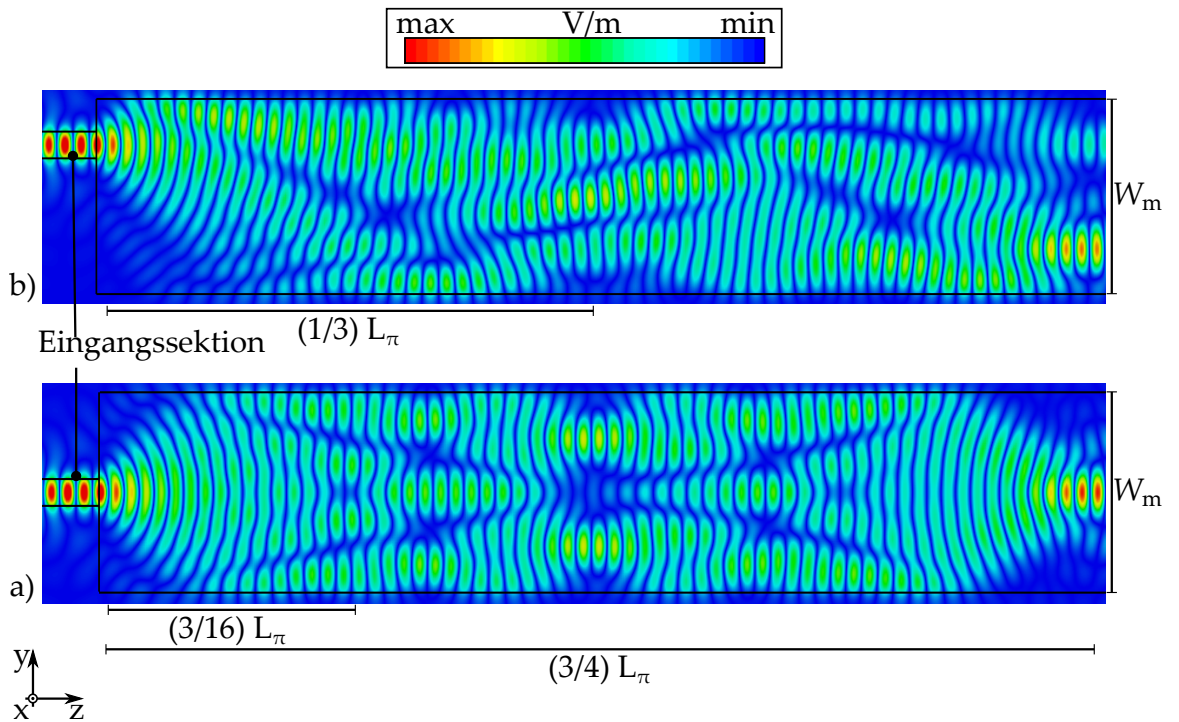
$C$  ist eine komplexe Normalisierungskonstante,  $p$  beschreibt die Periodizität der Feldmaxima in  $z$ -Richtung und  $q$  steht für die  $N$  Feldmaxima in  $y$ -Richtung. Kürzeste MMI-

Komponenten werden mit  $p = 1$  erreicht. Nach [BBM94] berechnet sich in diesem Fall die Phasenrelation im Falle eines MMI Bauteils mit  $N \times N$  Ein- und Ausgängen nach

$$\varphi_{rs} \begin{cases} = \frac{\pi}{4N}(s-1)(2N+r-s) + \pi & \text{für } r+s \text{ gerade} \\ = \frac{\pi}{4N}(r+s-1)(2N-r-s+1) & \text{für } r+s \text{ ungerade,} \end{cases} \quad (5.15)$$

wobei die Eingänge mit  $r$  und die Ausgänge mit  $s$  nummeriert sind. Herleitungen und Berechnungen für  $1 \times N$  Leistungsteiler sind in [PM97] beschrieben.

Für ein besseres Verständnis des MMI-Prinzips ist in Abbildung 5.3 die Feldsimulation von a) *Paired* sowie b) *Symmetric Interference* gezeigt. Die Simulation bei 90 GHz wurde mit Hilfe von CST Studio Suite durchgeführt. Die MMI-Sektion hat eine Breite von  $W_m = 13,2$  mm und eine relative Permittivität  $\epsilon_r = 2,5$ . Die Ausprägung der Feldmaxima und der Wiederholungen des Feldprofils von der Eingangssektion sowie die unterschiedlichen Längenrelation, wie in Tabelle 5.1 beschrieben, sind gut erkennbar.



**Abbildung 5.3:** Simulation des E-Feldes einer MMI-Sektion bei 95 GHz. Die MMI-Sektion hat eine Breite  $W_e = 13,2$  mm mit einer relativen Permittivität von  $\epsilon_r = 2,5$ . Zu sehen ist das Interferenzmuster einer a) *Paired Interference* sowie b) *Symmetric Interference*.  $L_\pi = 120$  mm.

Zwar kann die Kopplungslänge  $L_\pi$  mit Hilfe von Gleichung 5.4 bestimmt werden, aber aufgrund der relativ niedrigen Permittivität kommt es zu einem großen evaneszenten Feldanteil.

Aus diesem Grund lässt sich die genaue effektive Breite  $W_e$  mit dem in [SP95] angegebenen Formeln schwierig bestimmen. Es empfiehlt sich deshalb die genauen Ausbreitungskonstanten mit numerischen Feldsimulationen zu bestimmen und die Kopplungslänge numerisch zu berechnen. Anhand einer Simulation berechnet sich für die beschriebene MMI-Sektion eine Kopplungslänge von  $L_\pi = 120$  mm bei 95 GHz.

*Symmetric Interference* ist für die Auslegung von Leistungsteilern von besonderer Bedeutung. Die Feldmaxima treten in den kürzest möglichen Abständen auf und das Interferenzmuster ist achsensymmetrisch. Werden Subwellenlängefasern an der Position der Feldmaxima  $((3/16)L_\pi)$  angebracht, können diese abgeführt werden und das Eingangssignal wird aufgetrennt. Da theoretisch beliebig viele Feldmaxima in der MMI-Sektion erzeugt werden können, entfällt eine Kaskadierung mehrerer Bauelemente und die Auftrennung des Eingangssignal erfolgt in einem einzigen Schritt. Obwohl Y-Teiler eine vergleichsweise gute Leistungsteilung mit wenigen Verlusten aufweisen [RJ16], müssen diese für große Netzwerke zwangsläufig kaskadiert werden. Somit kann nur mit MMI Bauelementen eine äußerst kompakte Bauweise erreicht werden. Trotz der genannten Vorteile einer kompakten und leichten Bauweise ist MMI in der erreichbaren Bandbreite begrenzt. Dies liegt inhärent an dem Interferenzphänomen und der damit verbundenen Frequenzabhängigkeit [H W+01]. Unterhalb und oberhalb des gewünschten Frequenzbereichs kommt es zu weniger bzw. mehr auftretenden Feldmaxima. Dies liegt daran, dass sich die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden mit der Frequenz ändert. Hinzu kommt, dass sich die Kopplungslänge nach Gleichung 5.4 mit der Frequenz verändert und deshalb die physikalische Länge einer MMI-Sektion nur einen gewissen Bereich der Kopplungslänge zulässt. Anschaulich bedeutet das, dass die Position der Feldmaxima nicht mehr der Position der Subwellenlängefasern an der Ausgangsseite entsprechen und nicht mehr ausgekoppelt werden können. Im späteren Verlauf wird gezeigt, dass Bandbreiten von 15% mit MMI-Leistungsteilern erreicht werden können.

Bislang wurde eine Ausbreitung höherer Moden nur in einer Ebene betrachtet. Die MMI-Sektion kann aber auch so geformt sein, dass eine Ausbreitung höherer Moden horizontal wie vertikal möglich ist. Das bedeutet, dass MMI auch für einen zweidimensionalen Leistungsteiler verwendet werden kann, bei der die Aufteilung in einem Schritt realisiert wird. Wie in [KY04] beschrieben, lässt sich die Superposition der ausbreitungsfähigen Moden analog zu Gleichung 5.2 durch

$$\psi(x,y,z) = e^{-j\beta_{00}z} \sum_{l=0}^{L-1} \sum_{m=0}^{M-1} c_{lm} \psi_{lm}(x,y) e^{-j(\beta_{lm}-\beta_{00})z} \quad (5.16)$$

beschreiben. Der Index  $l,m$  steht für die  $l,m$ -nte Mode. Aufgrund der zweidimensionalen Modenausbreitung werden zwei Kopplungslängen  $L_{x,\pi}$  und  $L_{y,\pi}$  gemäß

$$L_{x\pi} \approx \frac{4\sqrt{\epsilon_r}w_{x\text{eff}}^2}{3\lambda_0} \quad L_{y\pi} \approx \frac{4\sqrt{\epsilon_r}w_{y\text{eff}}^2}{3\lambda_0} \quad (5.17)$$

beschrieben. Das weitere Kapitel ist wie folgt aufgebaut. Anhand eines planaren MMI-Teilers wird die Eignung des MMI-Konzepts für eine voll-dielektrische Gruppenantenne

mit vier Stielstrahlern untersucht. Aufbauend auf dieser ersten Untersuchung wird das Verhalten der vorgestellten Gruppenantenne bei Strahlschwenkung analysiert. Um kleinere Antennendimensionen erzielen zu können, werden unterschiedliche Materialien mit höherer Permittivität untersucht. Anschließend wird die sehr gute Eignung des MMI-Konzepts anhand einer zweidimensionalen volldielektrischen Gruppenantenne bestätigt.

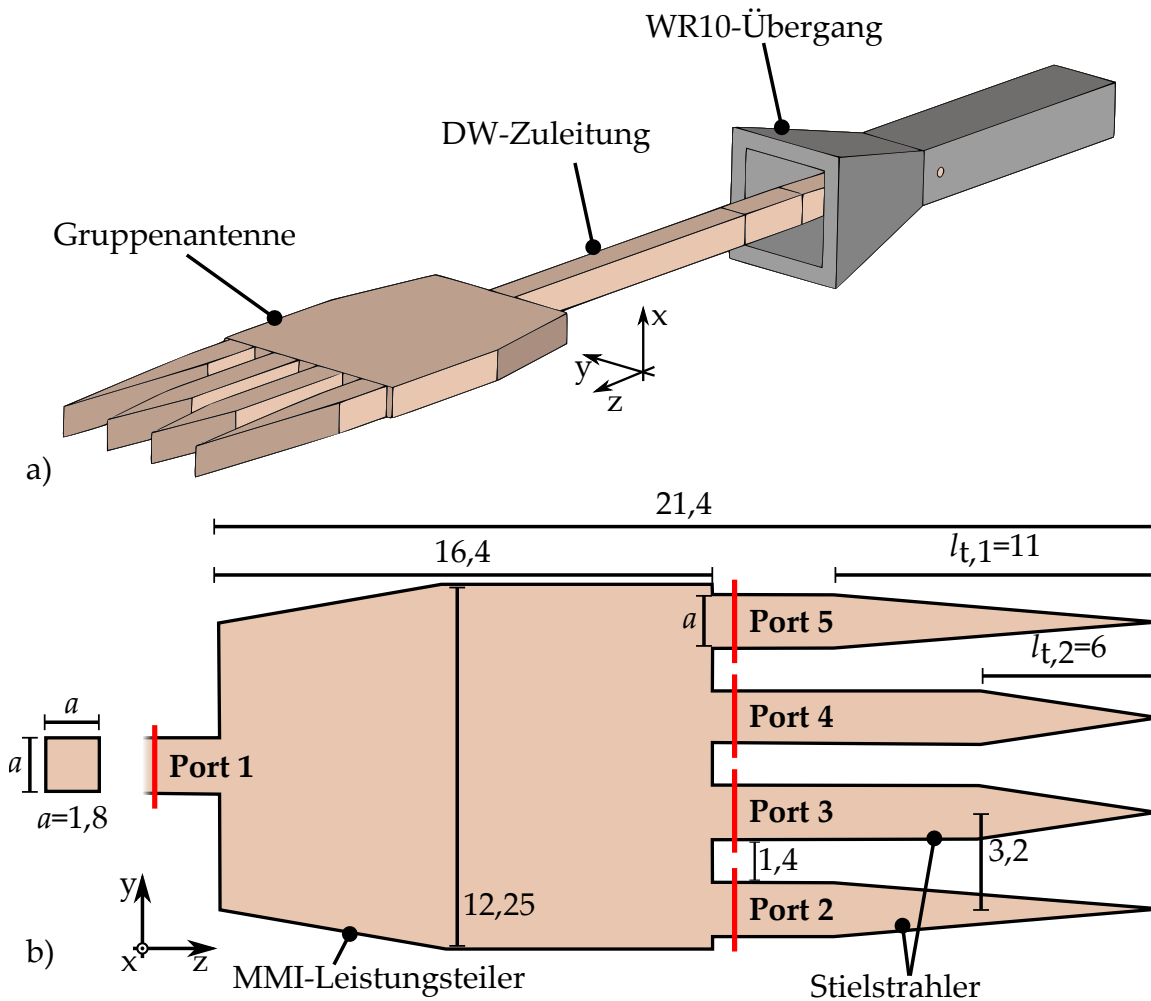
### 5.2 Planare Gruppenantenne

Die planare  $1 \times 4$  Gruppenantenne wird für das W-Band im Frequenzbereich 90 bis 105 GHz entworfen. Während des Antennendesigns müssen unterschiedliche Faktoren, wie beispielsweise Antennenabstand, Verkopplung sowie die Materialauswahl berücksichtigt werden. Insbesondere bei Letzterem spielt der Herstellungsprozess eine wichtige Rolle. Das CST Simulationsmodell sowie der Querschnitt der Gruppenantenne ist in Abbildung 5.4 a) beziehungsweise b) dargestellt. Für die spätere Messung ist ein WR10-auf-DW-Übergang (siehe Kapitel 3) mitberücksichtigt.

Als Dielektrikum wird, wie in Kapitel 4, Rexolite gewählt, da es die Eigenschaften eines präzisen Zerspanens und guten HF-Parametern verknüpft,  $\epsilon_r = 2,53$  und  $\tan \delta = 6 \cdot 10^{-4}$  [FB97; HS11; Lam96].

Wie in Abbildung 5.4 dargestellt, besteht die Gruppenantenne aus einer Subwellenlängenfaser als Zuleitung und einem MMI-Teiler, der die vier Stielstrahler über weitere Subwellenlängenfasern speist. Alle Subwellenlängenfasern haben einen quadratischen Querschnitt mit  $a = 1,8$  mm Kantenlänge, die eine  $E_{11}^x$ -Mode führen.

Die Breite des MMI-Teilers und der Antennenabstand sind im Hinblick auf eine mögliche Verkopplung der DW gewählt worden. Aufgrund ihrer elektrisch ungeschirmten Bauweise kann bei kleinen Abständen zwischen zwei DW, die elektromagnetischen Wellen in den jeweils benachbarten DW überkoppeln. Dies liegt vorrangig an den evaneszenten Felder die zu einer Verkopplung selbst relativ weit entfernter DW führen [Mar69]. Um einen optimalen Abstand zu bestimmen, wurde die Verkopplung anhand einer CST Simulation, siehe Abbildung 5.5, ermittelt. In dieser Simulation werden zwei mit Abstand  $g$  platzierte DW betrachtet und die Verkopplung  $|S_{21}|$ , (engl. *crossstalk*) in Abhängigkeit von  $g$  berechnet. In Abbildung 5.5 ist direkt ersichtlich, dass die Verkopplung mit kleinem Abstand steigt. Bei einem Abstand von 1,4 mm liegt die Verkopplung über 90 GHz unterhalb  $-15$  dB und sinkt auf  $-22,5$  dB bei 110 GHz. Mit der Breite der DW von 1,8 mm liegt der resultierende Antennenabstand (Mitte-Mitte) bei 3,2 mm also knapp einer Wellenlänge bei 95 GHz. Dementsprechend beträgt die Mindestbreite der MMI-Sektion 11,4 mm. Mit Hilfe von Gleichung 5.4 kann zunächst die Kopplungslänge  $L_\pi$  berechnet werden. Anschließend erfolgt mit Tabelle 5.1 die Bestimmung der Position der mehrfachen Feldmaxima. Die Gruppenantenne wird aufbauend auf den berechneten Dimensionen bezüglich des Nebenkeulenniveaus und gleichmäßiger Aufteilung an den Ports optimiert. Hauptparameter der Optimierung ist hierbei die Länge sowie Breite, die beide auf eine optimale Position der Feldmaxima in Bezug auf die Ausgänge angepasst werden. Als Resultat wird



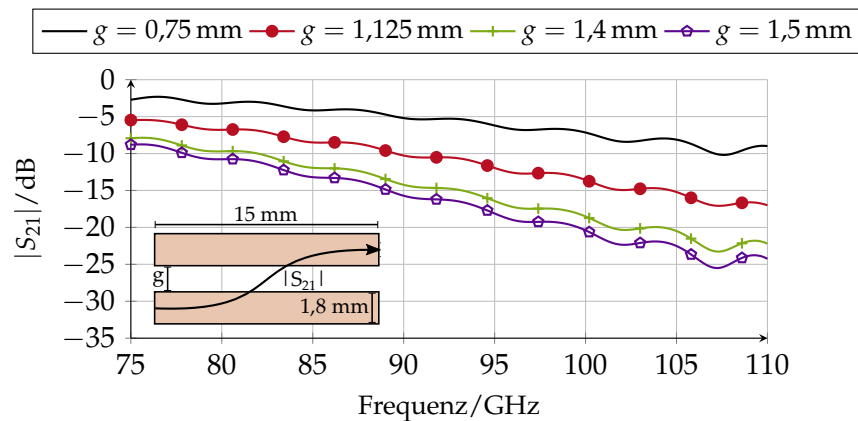
**Abbildung 5.4:** a) Simulationsmodell der voll-dielektrischen Gruppenantenne. b) Querschnitt der finalen Gruppenantenne mit Dimensionen in mm.

die MMI-Sektion 0,85 mm breiter als die Mindestbreite entworfen.

Außerdem kann das Abstrahlverhalten mit einer leicht angeschrägten MMI-Sektion verbessert werden, da so parasitäre abstrahlende Moden, die sich sonst mit der gewünschten Abstrahlung überlagern würden, unterdrückt werden. Damit wird das SLL um 1 dB verringert werden. Die resultierenden S-Parameter und das Übersprechen sind in Abbildung 5.6 und 5.7 dargestellt.

In einem Bereich von 95 bis 107,5 GHz wird eine nahezu gleiche Aufteilung erreicht. Bei 90 GHz wird noch eine akzeptable Differenz zwischen den Ports von 0,8 dB erreicht. Insgesamt kommt es zu einem zusätzlichen Verlust der Transmission von ungefähr 1,2 dB. Das Übersprechen liegt unter  $-20$  dB bis 100 GHz.

Von besonderem Interesse ist die Phasendifferenz zwischen den jeweils mittleren und

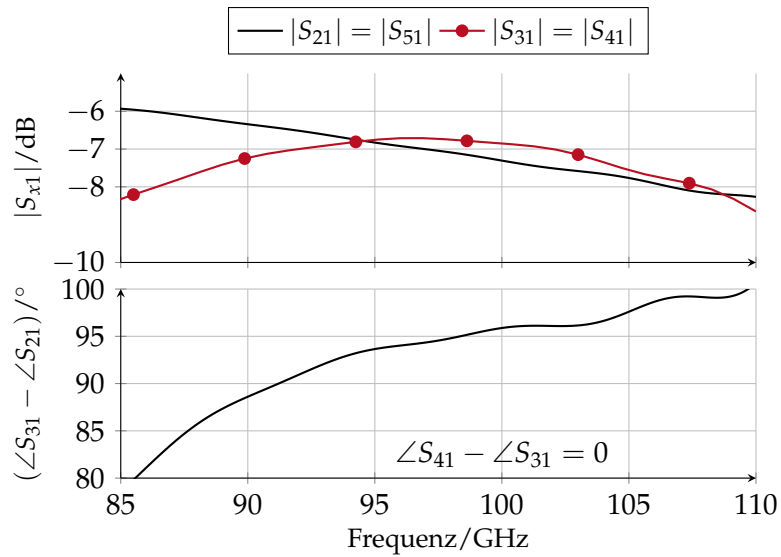


**Abbildung 5.5:** Mit CST Studio Suite simulierte Verkopplung zweier benachbarter DW in Abhängigkeit des Abstands  $g$ .

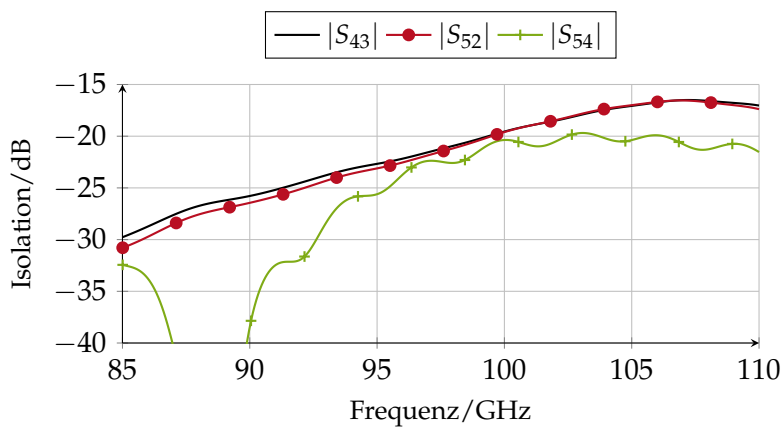
äußeren Ports. Aus Gleichung 5.15 aus Abschnitt 5.1 errechnet sich eine theoretische Phasendifferenz von  $\Delta\varphi = 90^\circ$ . Anhand der Simulation wird ersichtlich, dass die Phasendifferenz eine Frequenzabhängigkeit aufweist und im Bereich von 90 bis 100 GHz zwischen 90 und 95° liegt. Die Isolation ist unkritisch und liegt bis 100 GHz unter  $-20$  dB.

Für eine gerichtete Abstrahlung in Haupttrichtung ist diese Phasendifferenz nicht erwünscht, da alle Antennenelemente mit gleicher Phase abstrahlen müssen, um optimale Richtwirkung zu erzielen. Um die Phasendifferenz zu kompensieren, kommen unterschiedliche Herangehensweisen in Betracht. Beispielsweise können andere Permittivitäten in die einzelnen Antennen eingebracht werden, um die Ausbreitungskonstanten zu beeinflussen und somit die Phase zu kompensieren. Dies würde aber zu einer komplizierteren Herstellung führen, weswegen unterschiedlich lange Stielstrahler ( $l_{t,1}$  und  $l_{t,2}$ ) verwendet werden. Durch die unterschiedlich langen Taper verändert sich der Anteil der evaneszenten Felder entlang des Stielstrahlers, da die effektive Permittivität durch den veränderten Querschnitt beeinflusst wird. Hierdurch kann die Ausbreitungskonstante verändert und die Phasendifferenz somit kompensiert werden, da sich die elektromagnetische Welle unterschiedlich schnell ausbreitet. Abbildung 5.8 zeigt die Phasendifferenz an der Antennenspitze in Abhängigkeit der Taperlänge des Stielstrahlers. Als kürzeste Länge wurde 6 mm gewählt, um ein breites Abstrahlverhalten des einzelnen Stielstrahlers zu erzielen, siehe Kapitel 3. Die Stielstrahler werden nur einseitig getapert, um die Antenne beim späteren Fräsen nicht drehen zu müssen und so die Herstellung zu vereinfachen.

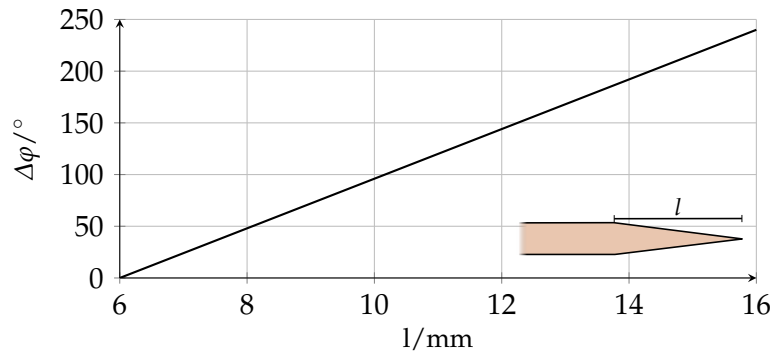
Der Effekt der Phasenkompensation wird in Abbildung 5.9 deutlich. Dort ist jeweils das simulierte Antennendiagramm mit Phasenkorrektur ( $l_{t,1} = 6$  mm,  $l_{t,2} = 11$  mm) und ohne Phasenkorrektur ( $l_{t,1} = l_{t,2} = 6$  mm) zu sehen. Im direkten Vergleich treten deutlich Nebenkeulen auf, wenn die Phase nicht kompensiert wird. Aufgrund der unterschiedlichen langen Stielstrahler kommt es zu einem Unterschied der Antennengewinne von 1,5 dB zwischen den inneren und äußeren Antennenelementen. Dies ist einer konkaven Amplitudenvertei-



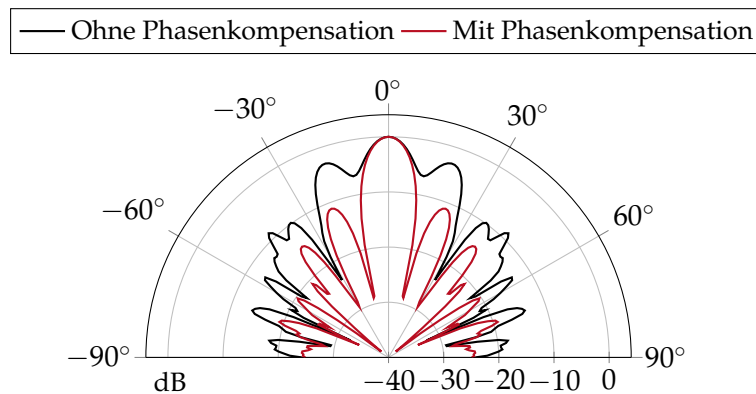
**Abbildung 5.6:** Simulierte S-Parameter des MMI-Teilers. Die Nummerierung der Ports, die in der Simulation benutzt werden sind in Abbildung 5.4 definiert.



**Abbildung 5.7:** Simuliertes Übersprechen des MMI-Teilers.



**Abbildung 5.8:** Simulierte Phasendifferenz an der Antennenspitze in Abhängigkeit der Taperlänge  $l$  des Stielstrahlers bei 95 GHz. Die Phase ist auf eine Länge von 6 mm normalisiert.

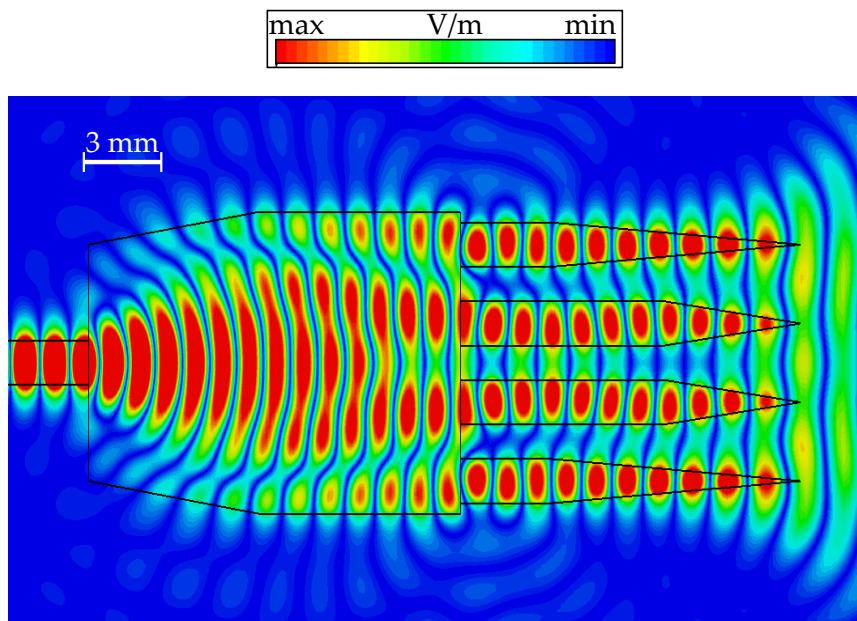


**Abbildung 5.9:** Simulierte Antennendiagramme mit und ohne Phasenkompensation bei 95 GHz.

lung gleichzusetzen und kann das SLL verschlechtern. Dies wird aber in Kauf genommen, da die Phasenkompensation die Richtwirkung stärker beeinflusst.

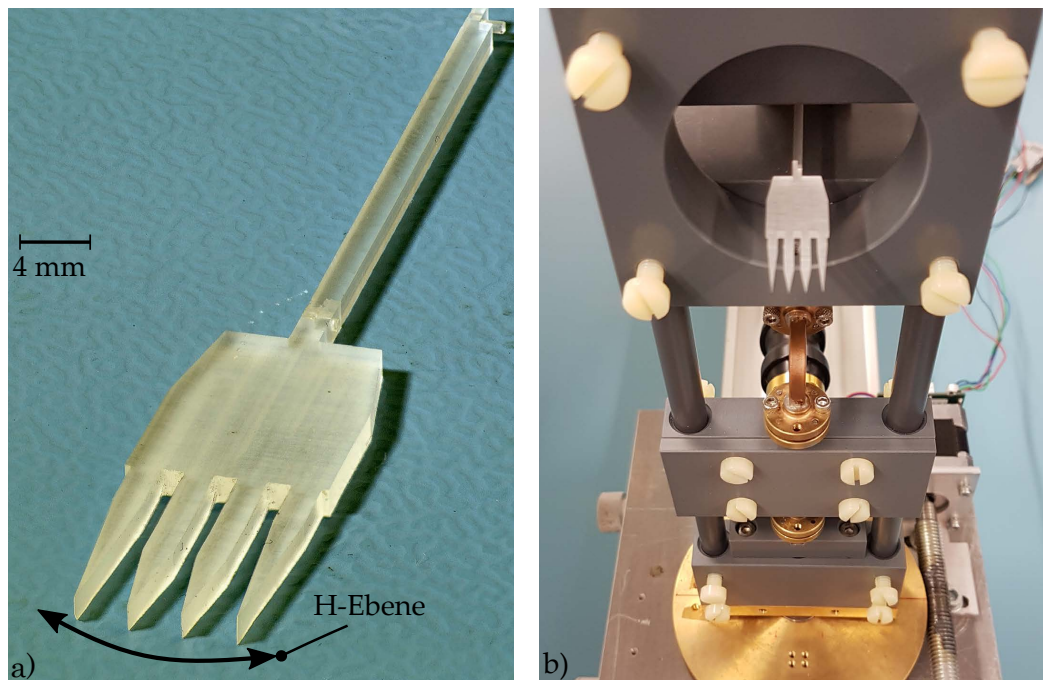
Das Prinzip der MMI-basierten volldielektrischen Gruppenantenne wird in Abbildung 5.10 anhand der Feldsimulation verdeutlicht. Die Subwellenlängenfaser links speist die MMI-Sektion in der sich vier Feldmaxima bilden. Diese werden dann wiederum an Subwellenlängenfaser ausgekoppelt, da sie an der gleichen Position wie die Feldmaxima positioniert sind. Erkennbar ist auch die Phasendifferenz an den Ports, die durch die unterschiedlich langen Stielstrahler kompensiert wird. Trotz der Optimierung in CST kommt es zu schwach ausgeprägten parasitären Abstrahlungen, die am Ende der MMI-Sektion entstehen und sich mit der gewünschten Abstrahlung überlagern.

Die gefertigte Gruppenantenne als auch der Messaufbau für die Fernfeldcharakterisierung ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Gut erkennbar ist, dass die Antenne, die aus einer Rexoliteplatte heraus gefräst wurde, als einzelnes Bauteil hergestellt worden ist. Da sie nur aus Kunststoff besteht, wiegt die Antenne nur 0,5 g. Für die Verbindung der Antenne mit dem



**Abbildung 5.10:** Simulierte E-Feldverteilung der voll-dielektrischen Gruppenantenne bei 95 GHz.

Messsystem, wird das in Kapitel 4 vorgestellte Verbindungskonzept verwendet. Die Fernfeldcharakterisierung erfolgt mit dem in Kapitel 4 vorgestellten Messaufbau aus flexiblen Wellenleiter und Hohlleiterzuführung. Die gemessenen sowie simulierten Antennendiagramme in H- und E-Ebene sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Ein Vergleich von Messung und Simulation der Antennenparameter, wie Eingangsreflexion  $|S_{11}|$ , Antennengewinn und SLL ist in Abbildung 5.13 zu finden. Die Messung in der H-Ebene ist nahezu deckungsgleich mit der Simulation, das SLL liegt unter  $-11$  dB im gewünschten Frequenzbereich von 90 bis 100 GHz. In dem gesamten Frequenzbereich ist die Gruppenantenne stets angepasst mit einer Eingangsreflexion  $|S_{11}| \leq -15$  dB. Für die Ermittlung des Antennengewinns wurde ein Standard Gain Horn mit einem mittleren Gewinn von 22 dBi verwendet. In dieser Messung zeigt sich, dass der Gewinn im Mittel 1 dB unter der Vorhersage der Simulation liegt. Dieser Unterschied kommt durch die Verbindungspunkte und die nicht perfekte Modellierung der Verluste zustande. So haben die Materialcharakterisierungen im W-Band eine Messtoleranz von 2 – 4% [FB97; HS11; Lam96]. Trotz der ungenauen Modellierung der Verluste weist die Gruppenantenne einen Gewinn von 16 bis 17 dBi auf. Der Kreuzpolarisationsentkopplung beträgt über alle Frequenzen gemittelt 24 dB. Hierbei ist aber zu beachten, dass der verwendete WR10 Übergang polarisationsselektiv ist. Aus diesem Grund ist eine Kreuzpolarisationsmessung der einzelnen Antenne nicht möglich und der Einfluss des WR10-Übergangs nicht vermeidbar. Anhand der Gruppenantenne aus Rexolite kann das MMI Konzept für eine voll-dielektrische Gruppenantenne sehr gut demonstriert werden. Aufgrund der relativ niedrigen Permittivität kann nur ein Antennenabstand von knapp einer Wellenlänge realisiert werden. Die einzige Möglichkeit, um diesen Abstand zu



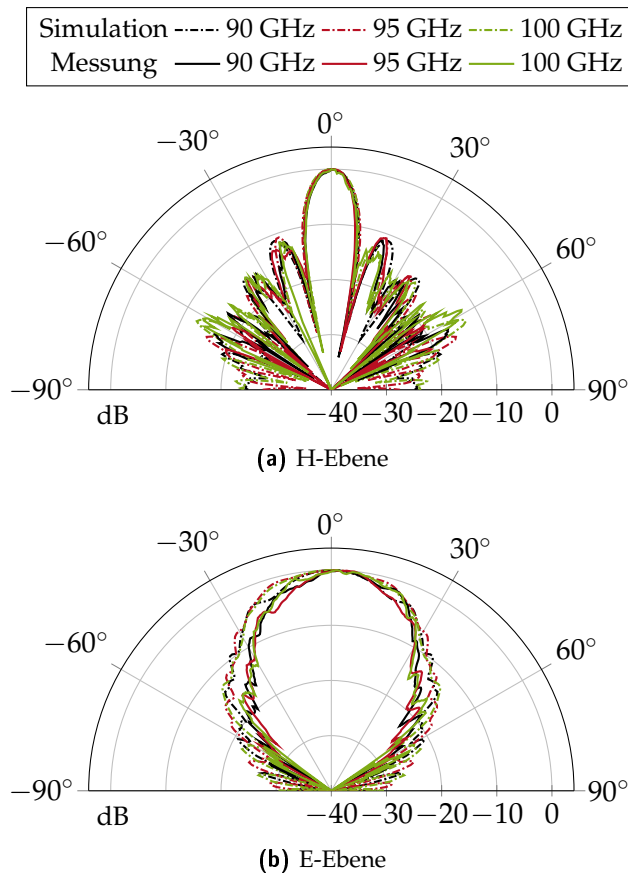
**Abbildung 5.11:** a) Gefertigter Labordemonstrator der volldielektrischen Gruppenantenne. b) Messaufbau für die Fernfeldcharakterisierung.

reduzieren, ist die Verwendung von Materialien mit höherer Permittivität, da sich so die effektive Wellenlänge verringert und somit MMI-Bauteile auch bei kleineren Dimensionen realisierbar sind. Herausfordernd ist die Materialauswahl. HF-Substrate zeigen große Verluste im W-Band auf und Keramiken sind schwierig zu bearbeiten. So ist beispielsweise das Zerspanen von Keramiken nicht ohne weiteres möglich.

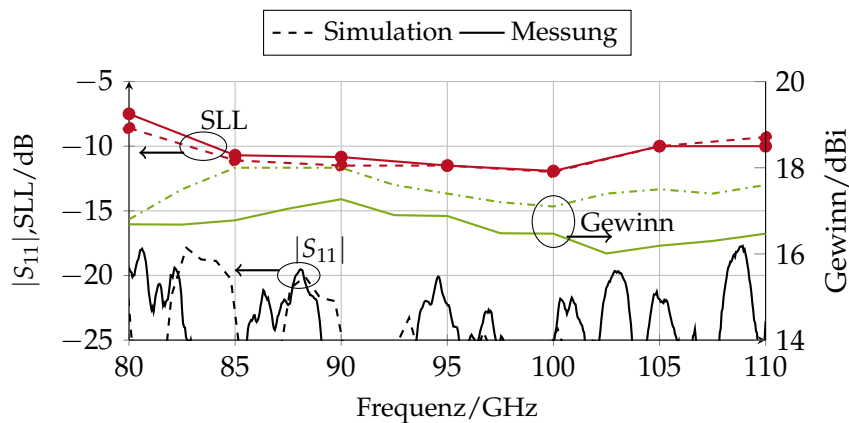
Die Firma Premix hat sich mit der Marke Preperm<sup>1</sup> auf Kompositkunststoffe für den HF-Bereich spezialisiert. Sie bietet diese Kompositkunststoffe in einem Permittivitätsbereich von  $2,55 < \epsilon_r < 25$  an, wobei sich im Folgenden auf die Materialien L300 und L440 beschränkt wird. Die Materialparameter sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Als Referenzmaterial ist nochmals Rexolite mit angegeben. Die maximale Permittivität wurde im Hinblick auf den verwendeten WR10-Übergang gewählt. Mit diesem Leitungsübergang können Subwellenlängenfasern aus L440 angeregt werden, ohne, dass höhere Moden im Hohlleiter entstehen. Auf einen Neuentwurf des Leitungsübergangs für noch höhere Permittivitäten wurde dabei verzichtet.

Der Entwurf der Gruppenantenne höherer Permittivität verläuft analog wie bei dem ersten Labordemonstrator. Durch die erhöhte Permittivität werden die Dimensionen der Subwel-

<sup>1</sup><https://www.preperm.com>



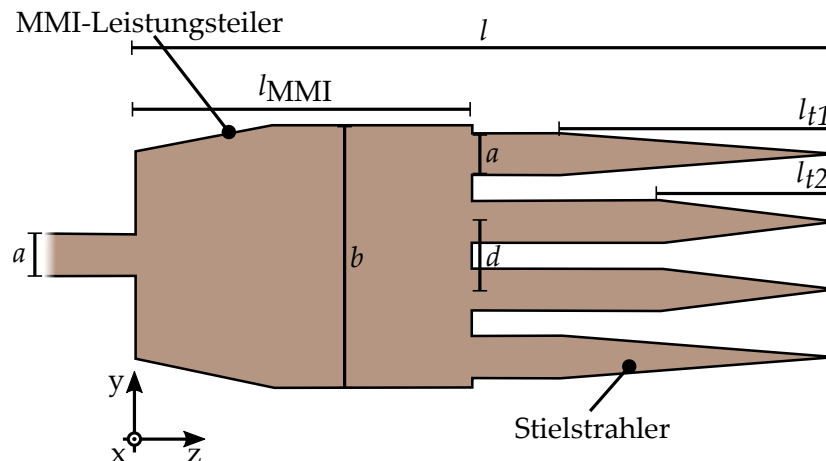
**Abbildung 5.12:** Gemessene und simulierte Antennendiagramme der voll-dielektrischen Gruppenantenne in der E- und H-Ebene. Jedes Antennendiagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.



**Abbildung 5.13:** Gemessene und simulierte Antennenparameter, wie Eingangsreflexion  $|S_{11}|$ , Antennengewinn und Nebenkeulenniveau (SLL).

**Tabelle 5.2:** Materialeigenschaften von Preperm, wie sie in der Simulation benutzt werden, Quelle: Premix. Rexolite ist als Referenzmaterial hinzugefügt.

Name	$\epsilon_r$	$\tan \delta$	@f (GHz)
Rexolite	2,53	0.0006	100
L300	3	0,0015	60
L440	4,4	0,006	22

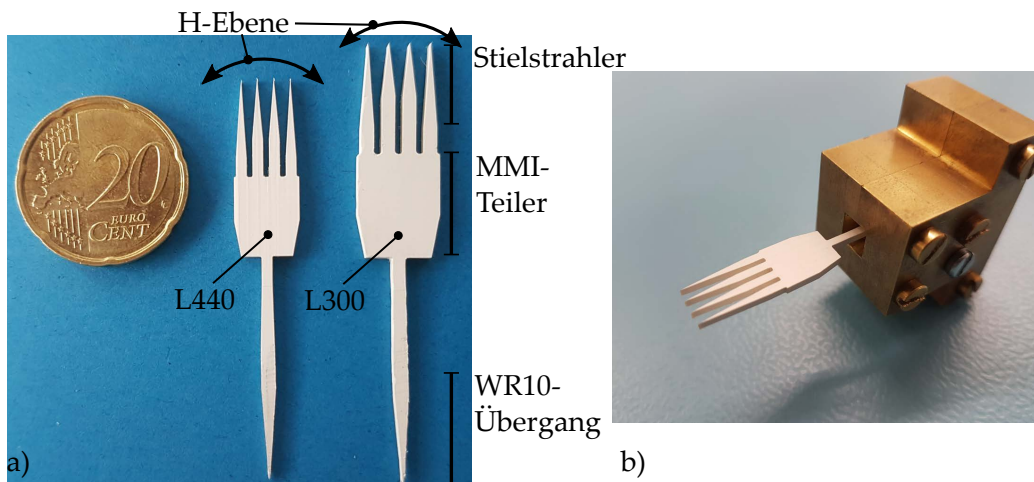


**Abbildung 5.14:** Querschnitt der volldielektrischen Gruppenantenne. Die Dimensionen für die unterschiedlichen Materialien sind in Tabell 5.3 zu finden.

lenlängenfaser angepasst, d.h. aufgrund der höheren Permittivität reduziert. Der Anteil der evaneszenten Felder nimmt ab, da sich das Feld mehr in dem DW konzentriert, wodurch ein kleinerer Abstand zwischen den Antennenelementen möglich wird, ohne die Verkopplung zu erhöhen. Das Simulationsmodell ist in Abbildung 5.14, mit allen relevanten Dimensionen in Tabelle 5.3, dargestellt. Preperm ist im Vergleich zu Rexolite ein relativ weicher thermoplastischer Kompositkunststoff, mit dem es schwer möglich ist feine Strukturen im Bereich von 0,5 mm zu fertigen. Außerdem kann es zu Verformungen während des Zerspanens kommen, die ein weiteres Ausrichten des Werkstoffes erschweren. Aus den genannten Gründen wurde im Gegensatz zu der Rexolite Antenne kein modularer Aufbau aus mehreren Einzelteilen gewählt und die Antenne als einzelnes Werkstück gefertigt.

**Tabelle 5.3:** Dimensionen der Gruppenantennen mit hohen Permittivitäten. Dimensionen in mm.

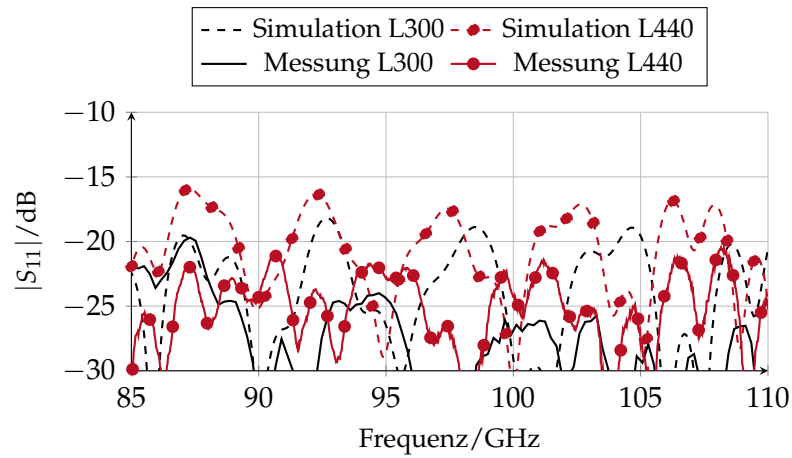
Material	$l$	$b$	$l_{\text{MMI}}$	$a$	$d$	$l_{t1}$	$l_{t2}$	$b \cdot l$
Rexolite	31,4	12,25	16,4	1,8	3,2	11	6	384,6
L300	27,9	10,9	13,4	1,65	2,7	11	7	304,1
L440	23,4	8,65	10,4	1,4	2,2	12,9	8	202,4



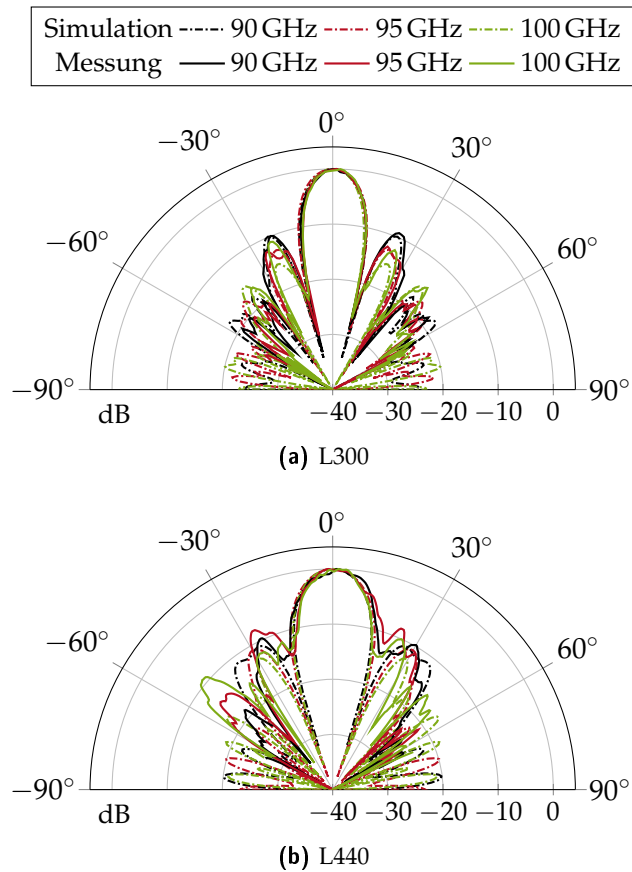
**Abbildung 5.15:** a) Gefertigter Labordemonstrator der voll-dielektrischen Gruppenantenne. b) Teil des Messaufbaus für die Fernfeldcharakterisierung.

Die Gruppenantenne mit dem Taper für die WR10-Impedanzanpassung und der Zuleitung sind zusammen hergestellt und bilden ein Bauteil, siehe Abbildung 5.15 a). Ein Vergleich von Messung und Simulation der Eingangsreflexion  $|S_{11}|$  ist in Abbildung 5.16 gegeben. Auffällig ist, dass die Messung einen niedrigeren  $|S_{11}|$  als die Simulation aufweist. In dieser Messung zeigt sich die Ungenauigkeit in der Herstellung. Die Tapersektionen im Hohlleiter unterliegen gewissen Toleranzen, da sie nachträglich von Hand bearbeitet wurden und füllen daher den Hohlleiter nicht komplett aus. Aus diesem Grund kommt es zu einer besseren Anpassung als in der Simulation prognostiziert. Die Fernfeldcharakterisierung ist in Abbildung 5.17 zu finden. Messung und Simulation im Falle von L300 stimmen gut überein während bei der Gruppenantenne aus L440 Abweichungen erkennbar sind. Im letzteren Fall treten höhere Nebenkeulen auf und das erste Minimum nach der Hauptkeule ist nicht ausgeprägt. Trotz allem konnte die Simulation die HPBW gut vorhersagen. Problematisch ist die Fabrikationsgenauigkeit, die mit höherer Permittivität mehr ins Gewicht fällt. Hinzu kommt die fehlerhafte Modellierung der Permittivität in der Simulation, da Charakterisierungen bei 60 GHz nur für L300 von Premix herausgegeben sind. Exakte Materialwerte im W-band sind zum Zeitpunkt der Dissertation nicht vorhanden. Der Antennengewinn wurde mit 16,2 dBi bei L300 und mit 13,9 dBi bei L440 bei 95 GHz gemessen. Die Kreuzpolarisationsentkopplung steigt im Vergleich zu der aus Rexolite gefertigten Gruppenantenne um 9 dB auf  $-15$  dB. Hauptgrund ist die Toleranz der Platzierung beider Antennen im WR10 Übergang.

Mit Verwendung von Materialien mit höherer Permittivität zeigt sich eine deutliche Reduktion der Baugröße sowie des Antennenabstands. Mit einer Permittivität von  $\epsilon_r = 4,4$  lässt sich ein Antennenabstand von  $2\lambda_0/3$  bei 95 GHz realisieren. Im Vergleich zu Rexolite ( $\epsilon_r = 2,53$ ) verringert sich die gesamte Antennenfläche um fast 50%. Dementsprechend, können Antennenabstände gewählt werden, die ein Entstehen von *grating lobes* verhindern.



**Abbildung 5.16:** Simulierte und gemessene Eingangsreflexion  $|S_{11}|$  der voll-dielektrischen Gruppenantennen mit hohen Permittivitäten.



**Abbildung 5.17:** Gemessene und simulierte Antennendiagramme in der H-Ebene. Jedes Antennendiagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.

## 5.3 Zweidimensionale Gruppenantenne

Wie in Abschnitt 5.1 kann eine Ausbreitung höherer Moden vertikal wie horizontal entstehen [KY04]. Somit bildet sich innerhalb eines obermodigen Wellenleiters ein zweidimensionales Interferenzmuster aus, welches für den Entwurf eines  $M \times N$  Leistungsteilers verwendet werden kann. An dieser Stelle ist hervorzuheben, dass auch in diesem Fall keine Kaskadierung benötigt wird und somit kompakte Leistungsteiler entworfen werden können. Dabei kommt es, genauso wie im planaren eindimensionalen Fall, zu Feldmaxima, die an Subwellenlängenfaser ausgekoppelt werde.

In diesem Abschnitt wird das MMI-Phänomen für zweidimensionale MMI-Leistungsteiler vorgestellt und darauf aufbauend eine zweidimensionale Gruppenantennen aus Stielstrahlern vorgestellt. Für den Labordemonstrator wird sich hierbei auf einen Teiler mit  $4 \times 4$  Ausgängen beschränkt. Aufgrund der vierfachen Anzahl an Ausgängen (vgl. Abschnitt 5.2), wird ein modularer Aufbau gewählt, um zum einen den MMI Leistungsteiler vermessen zu können und zum anderen die Gruppenantenne von Stielstrahlern zu realisieren.

Der Aufbau des zweidimensionalen MMI-Leistungsteilers ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Der Entwurfsprozess ist ähnlich zu dem eindimensionalen Fall, bis auf die Tatsache, dass zwei Kopplungslängen betrachtet werden müssen  $L_{x\pi}$  und  $L_{y\pi}$ , wobei im quadratischen Fall  $L_{y\pi} = L_{x\pi}$  angenähert werden kann. In Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, dass mit einem Abstand von 1,4 mm zwischen den DW eine ausreichende Entkopplung erreicht wird. Da der zweidimensionale Leistungsteiler später stirnseitig aus einem Werkstück zerspant wird, wird der Abstand der Ausgänge von Mitte zu Mitte auf 3,7 mm festgelegt, um genügend Platz für den Fräskopf sicherzustellen. Herausfordernd ist die vierfache Anzahl an Ausgängen. Anhand der eindimensionalen Gruppenantenne, vgl. Abschnitt 5.2, zeigte sich bereits, dass der MMI-Leistungsteiler nur eine begrenzte Bandbreite bietet in dem gleichmäßige Leistungsteilung erfolgt. Um im zweidimensionalen Fall eine gleichmäßige Leistungsaufteilung zu erreichen, wird hierbei die engl. *port imbalance* gemäß

$$\Delta_{\max,f} = \max_{i,j} \frac{|S_{21}(i,f)|}{|S_{21}(j,f)|} \quad i,j = 1,2,3,4 \quad i \neq j, \quad (5.18)$$

definiert, mit der die gleichmäßige Leistungsaufteilung für einen bestimmten Frequenzbereich optimiert werden kann. Abbildung 5.19 a) zeigt die für diese Untersuchung verwendete Portdefinition sowie die elektromagnetischen Symmetrieebenen, um die Rechenkomplexität der Simulation zu reduzieren. Wie im eindimensionalen Fall kommt es zu einer Phasenbelegung an den Ausgängen [KY04]. Die theoretischen Phasenunterschiede sind in Abbildung 5.19 b) dargestellt. Während die mittleren Ausgänge keine Phasenverschiebung haben, wächst die Phasenverschiebung von  $90^\circ$  auf  $180^\circ$  für die äußersten Ausgänge an den Ecken.

Das Ergebnis der Simulation bezüglich der *port imbalance* ist in Abbildung 5.20 zu finden. In dieser Simulation wird die Länge der MMI-Sektion  $l_{\text{MMI}}$ , vgl. Abbildung 5.18, betrachtet. Anhand dieser Simulation ist die Frequenzabhängigkeit der MMI gut zu erkennen. Mit einer

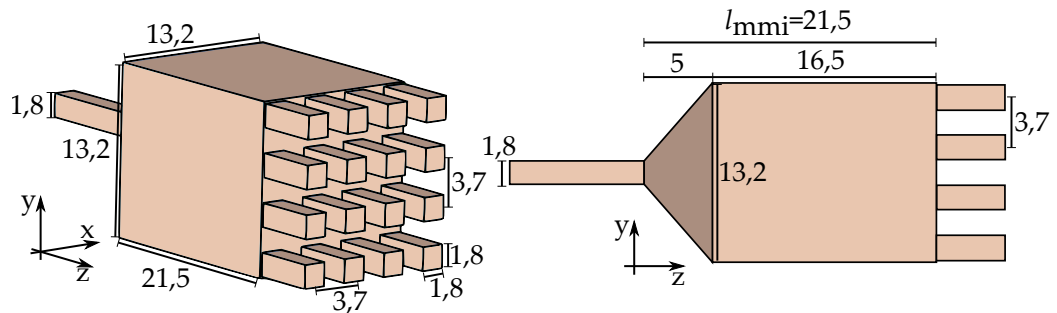


Abbildung 5.18: Darstellung des zweidimensionalen MMI Leistungsteilers. Dimensionen in mm.

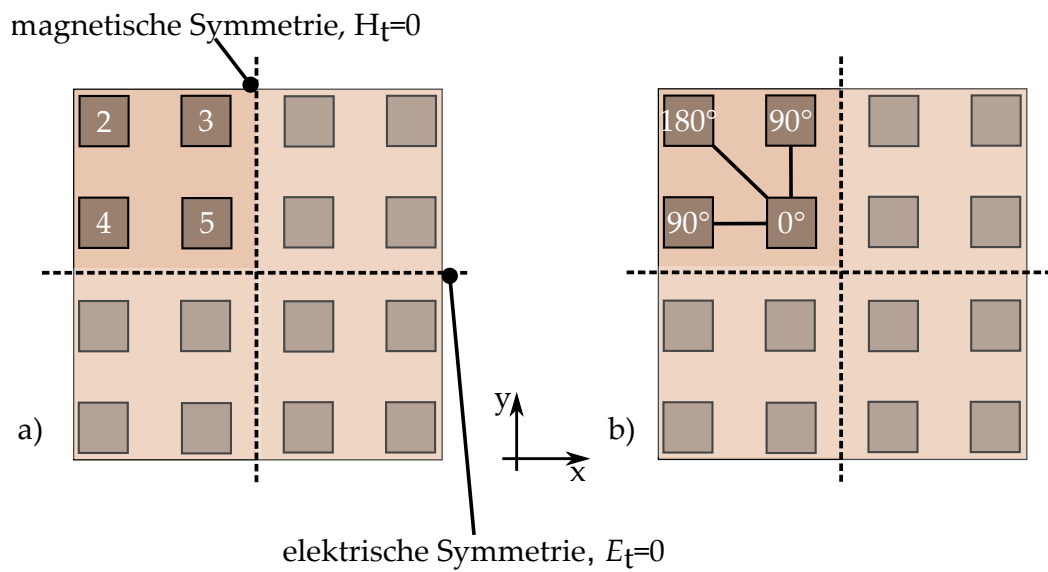
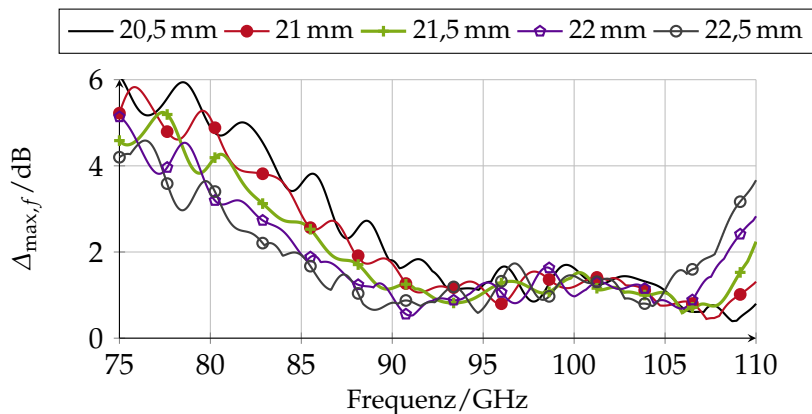


Abbildung 5.19: a) Portdefinition für die Bestimmung der *port imbalance* sowie für die spätere Messung. Zusätzlich sind die in der Simulation verwendeten Symmetrieebenen dargestellt. b) Theoretische Phasenbelegung an den Ausgängen.



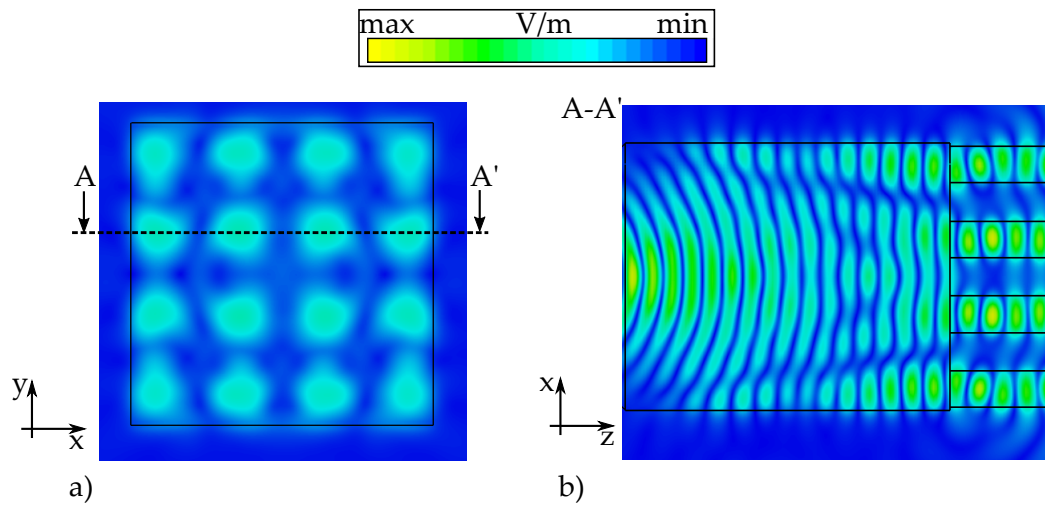
**Abbildung 5.20:** Simulierte *port imbalance*  $\Delta_{\max,f}$  für unterschiedliche Längen der MMI-Sektion  $l_{\text{MMI}}$ .

längeren MMI-Sektion verschiebt sich die Leistungsaufteilung zu niedrigeren Frequenzen. Betrachtet man beispielsweise die kürzeste und längste Länge bei 85 GHz kommt es zu einem Unterschied der *port imbalance* von 2 dB. Aufgrund der Ausbreitung höherer Anzahl der Feldmaxima bei höheren Frequenzen bzw. kleineren Anzahl an Feldmaxima steigt die *port imbalance*. Mit einer ausgewählten Länge von  $l_{\text{MMI}} = 21,5$  mm wird eine *port imbalance* von  $\Delta_{\max,f} \leq 1,6$  dB in einem Bereich von 87,5 bis 107,5 GHz erreicht.

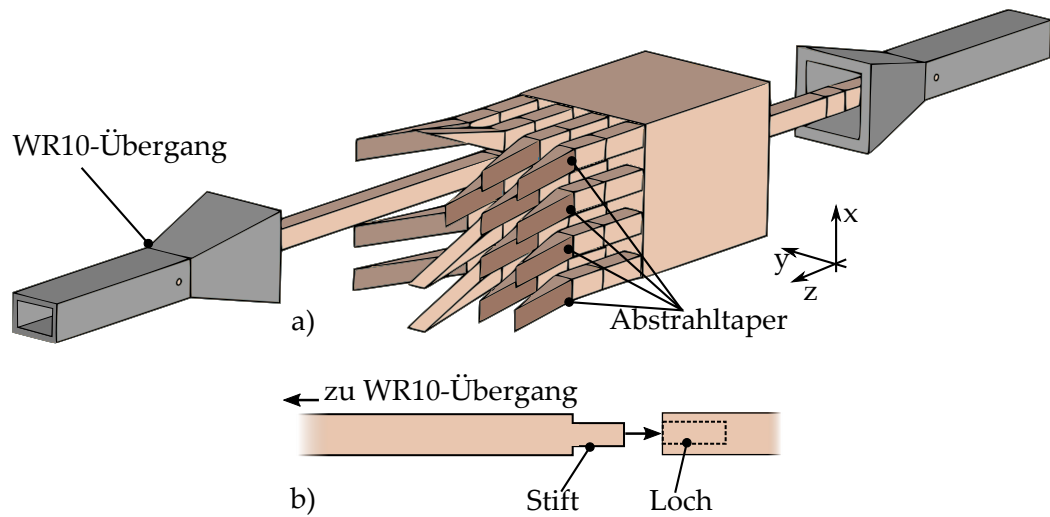
Die Simulation des E-Feldes für zwei unterschiedliche Querschnitte ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Die stirnseitig auftretenden 16 Feldmaxima sind gut zu erkennen, sowie vier Feldmaxima, die sich entlang einer Reihe bilden.

Wie zu Beginn dieses Abschnitts beschrieben, soll der MMI-Leistungsteiler als einzelne Komponente vermessen werden, um die gute Eignung des MMI-Konzepts für Leistungsteilung zu validieren. Hierfür muss ein Messkonzept entworfen werden, was es erlaubt jeden einzelnen Ausgang zu erreichen und einen definierten Wellenabschluss für die ungenutzten Ausgänge zu bieten. Herausfordernd ist vor allem letzterer Punkt aufgrund der elektrisch offenen Bauweise von DW und demzufolge unerwünschten Abstrahlungen, die durch Diskontinuitäten entstehen. Eine schematische Darstellung des Messaufbaus und des verwendeten modularen Konzepts ist in Abbildung 5.22 gezeigt. Für den modularen Aufbau wird eine Lösung mit einem Stift und ein Aufnahmeloche verwendet. Dies erlaubt ein einfaches Verbinden von zwei DW und dementsprechend eine einfache Lösung, um den Aufbau verändern zu können. Wichtigstes Kernelement ist der verwendete Abstrahl taper. Anstatt eines dämpfenden Dielektrikums oder einer schlecht leitenden Metallisierung auf dem DW wird ein angewinkelter Stielstrahler verwendet. Dieser sorgt dafür, dass die dielektrisch geführte Welle in einem festem Winkel abgestrahlt wird und es zu keinen Reflexionen kommt und zusätzlich ein Überkoppeln in den vermessenen Port verhindert wird. Dieses Konzept entspricht einer Freiraumlaster als reflexionsfreien Leitungsabschluss-

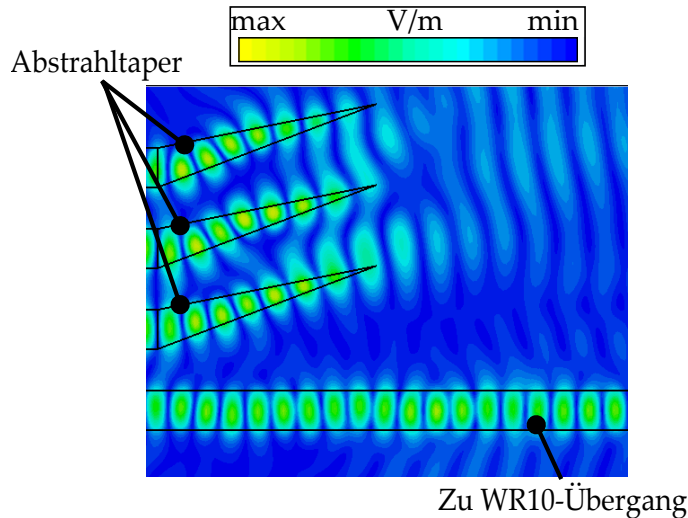
Dieses Prinzip wird in Abbildung 5.23 verdeutlicht. Mithilfe der Abstrahl taper wird die



**Abbildung 5.21:** Darstellung des simulierten E-Feldes bei 95 GHz. a) Stirnseitig am Ende der MMI-Sektion. b) Entlang des Querschnitts (A-A').



**Abbildung 5.22:** a) Simulationsmodell des späteren Messaufbaus. b) Konzept der Verbindung zweier DW mit Rexolitestift und Loch.

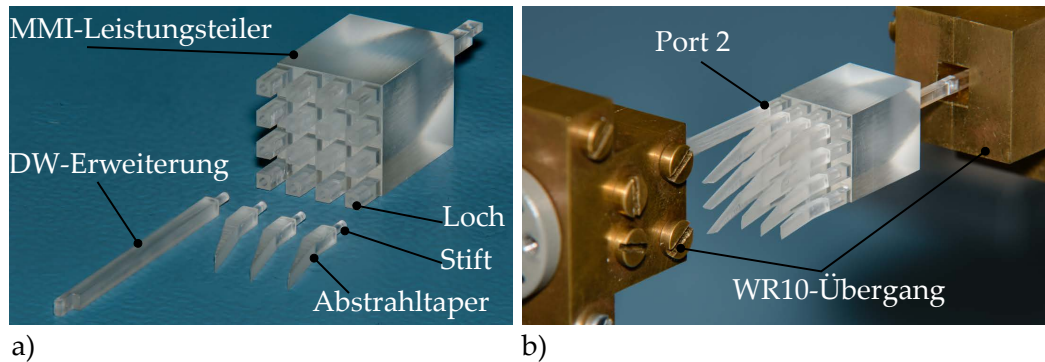


**Abbildung 5.23:** Darstellung des simulierten E-Feldes bei 95 GHz in der Region der Abstrahl taper. Die Entkopplung von vermessenen und ungenutzten Ausgängen ist gut zu erkennen.

dielektrisch geführte elektromagnetische Welle der nicht vermessenen Ausgänge weg von dem vermessenen Ausgang abgestrahlt. Der Winkel der Abstrahl taper beträgt  $30^\circ$  und wurde als Kompromiss aus guter Entkopplung von vermessenen und nicht vermessenen Ausgängen gewählt. Prinzipiell würde ein noch größerer Winkel zu einer besseren Entkopplung führen, da die geführte Welle jedoch zu steil auf die Grenzfläche von Rexolite und Luft einfällt (vgl. Snelliusches Brechungsgesetz in Kapitel 3), kommt es zu unerwünschten Abstrahlungen und die Entkopplung wird negativ beeinflusst.

Der gefertigte MMI-Leistungsteiler, die relevanten Einzelteile, die für die HF-Charakterisierung notwendig sind, sowie der Messaufbau sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Wie zu erkennen ist, ist der MMI-Leitungsteiler als einzelnes Bauteil hergestellt worden, in dem dieser stirnseitig aus einem Rexolitestab herausgefräst wurde. Mit den entworfenen Teilkomponenten kann der Messaufbau modular aufgebaut und jeder Port einzeln vermessen werden.

Die Messungen sowie die Simulation sind in Abbildung 5.25 für die Eingangsreflexion  $|S_{xx}|$  und in Abbildung 5.26 für die Transmissionen  $|S_{x1}|$  dargestellt. Ebenso wie in der Simulation wird sich auf einen Quadranten, also einem Viertel aller Ausgangsports, beschränkt, da alle anderen Ausgangsports durch die zwei Symmetrieebenen abgedeckt werden. Innerhalb der Messungen wurde verifiziert, dass sich alle nicht dargestellten Ausgangsports aufgrund der Symmetrien gruppenweise verhalten. Die Eingangsreflexion  $|S_{xx}|$  ist für alle Ports unkritisch und liegt stets unter  $-12$  dB. Die Transmissionen  $|S_{x1}|$  zeigen eine gute Übereinstimmung zur Simulation. Im Frequenzbereich von 85 bis 100 GHz sind Messungen und Simulation deckungsgleich, nur bei noch höheren Frequenzen kommt es zu einem Unterschied zwischen Messung und Simulation von 5 dB. Diese liegen jedoch außerhalb des gewünschten

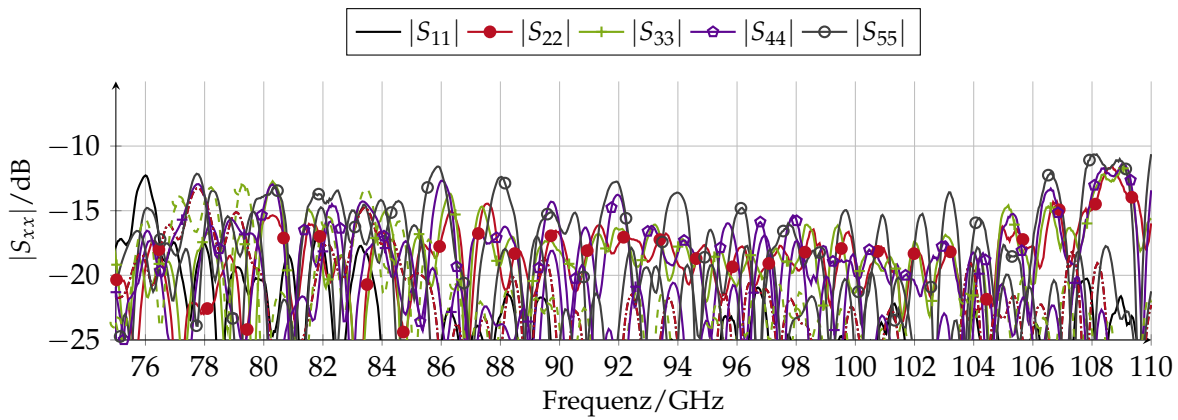


**Abbildung 5.24:** a) Gefertigter MMI Leistungsteiler sowie Teilkomponenten für die HF-Charakterisierung, b) Messkonfiguration für Port 2.

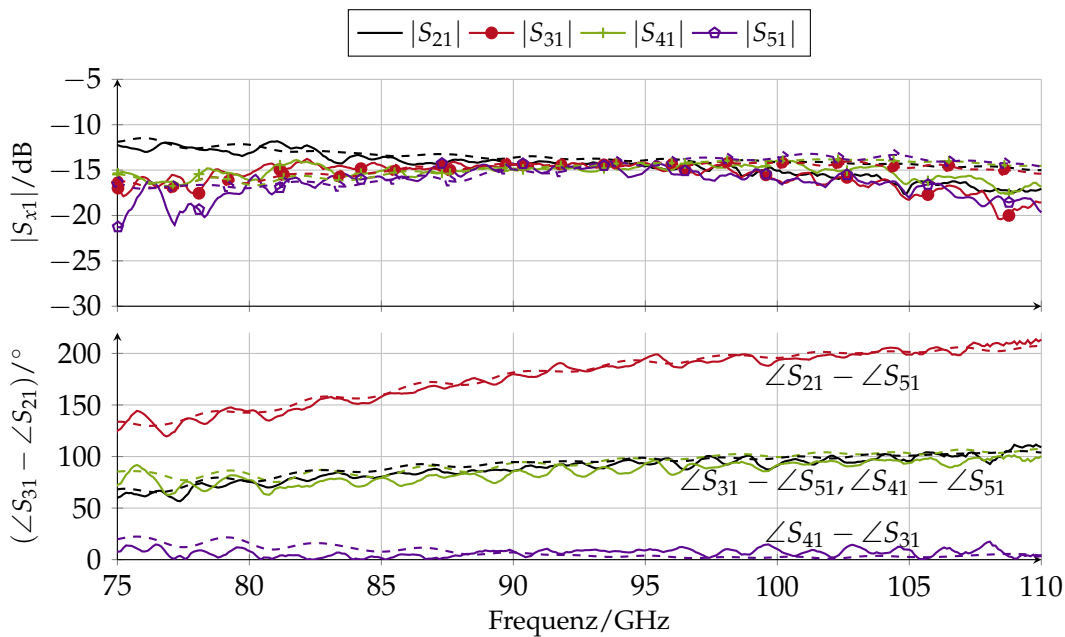
Frequenzbereichs von 90 bis 105 GHz. Zusätzlich ist die simulierte und gemessene Phase in Abbildung 5.26 aufgetragen. Hier zeigt sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung von Simulation und Messung und die theoretischen Phasenbelegungen von  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  werden erreicht. Jedoch zeigt sich in den Messungen eine Empfindlichkeit der Phasenmessung bezüglich der Ausrichtung der DW Erweiterung zu dem MMI-Leistungsteiler. Eine exakte Ausrichtung ist hierbei wichtig, da es sonst zu einem Messfehler der Phase kommt. Nachdem der zweidimensionale MMI-Leistungsteiler als einzelne Komponente entworfen und charakterisiert wurde, ist der nächste Schritt die Verwendung des Leistungsteilers in einer Gruppenantenne mit Stielstrahlern. Wie im eindimensionalen Fall werden unterschiedlich lange Stielstrahler verwendet, um die inhärente Phasendifferenz zu kompensieren und so eine hohe Richtwirkung zu erzielen. Die verwendete Konfiguration, siehe Abbildung 5.27, besteht aus drei Taperlängen 8,2 mm, 12 mm und 16 mm. Für die Verbindung von Stielstrahler und MMI-Leistungsteiler sind auch Stifte berücksichtigt, mit denen die Stielstrahler direkt eingesteckt werden können. Die fertig montierte Gruppenantenne ist in Abbildung 5.28 gezeigt. Mit den Stielstrahlern hat die komplette Gruppenantenne eine Gesamtlänge von 45,1 mm. Die gemessenen und simulierten Antennendiagramme in E- sowie H-Ebene sind in Abbildung 5.29 dargestellt. Wie zu erwarten zeigt die zweidimensionale Gruppenantenne eine gute Richtwirkung in beiden Polarisierungsebenen. Simulation und Messung der Antennendiagramme stimmen gut überein. Der Antennengewinn wurde innerhalb einer Vergleichsmessung mit einem 22 dBi Standard-Gain-Horn ermittelt und ist, wie auch der SLL, in Abbildung 5.30 dargestellt. Ein Vergleich der Antenneneffizienzen der ein- sowie zweidimensionalen Gruppenantenne ist in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Dabei wird die Antenneneffizienz  $\eta$  anhand der Definition

$$\eta = \frac{G}{D}, \quad (5.19)$$

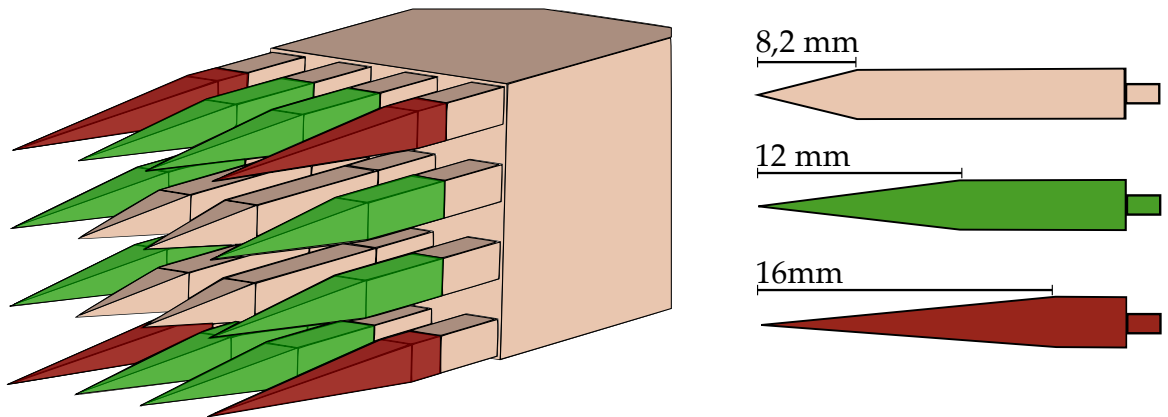
mit dem Antennengewinn  $G$ , berechnet. Dabei wird die Antennendirektivität  $D$  durch Näherungsformeln anhand der Halbwertsbreite der Hauptkeule bestimmt [Bal05].



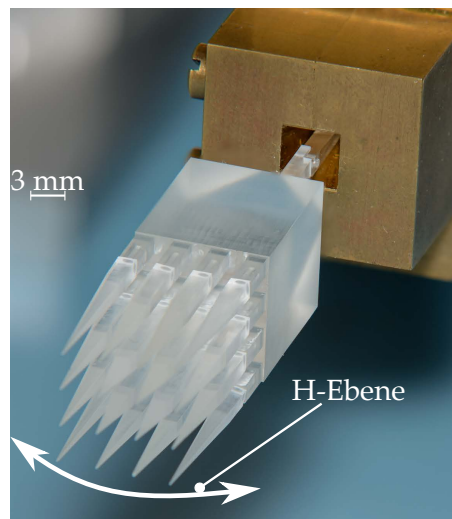
**Abbildung 5.25:** Gemessene Eingangsreflexionen  $|S_{xx}|$  eines Quadranten des MMI Leistungsteilers nach der Portdefinition in Abbildung 5.19. Die Simulation ist als gestrichelte Kurve mit angegeben.



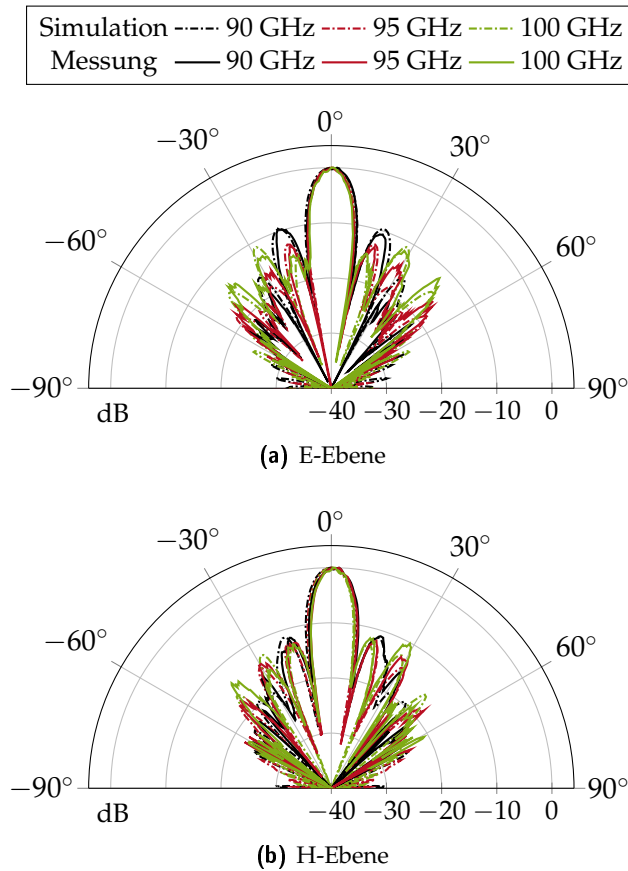
**Abbildung 5.26:** Gemessene Transmissionen  $|S_{x1}|$  sowie Phasendifferenzen. Aufgrund der zwei Symmetrieebenen ist nur ein Viertel also nur ein Quadrant dargestellt. Die Simulation ist als gestrichelte Kurve mit angegeben.



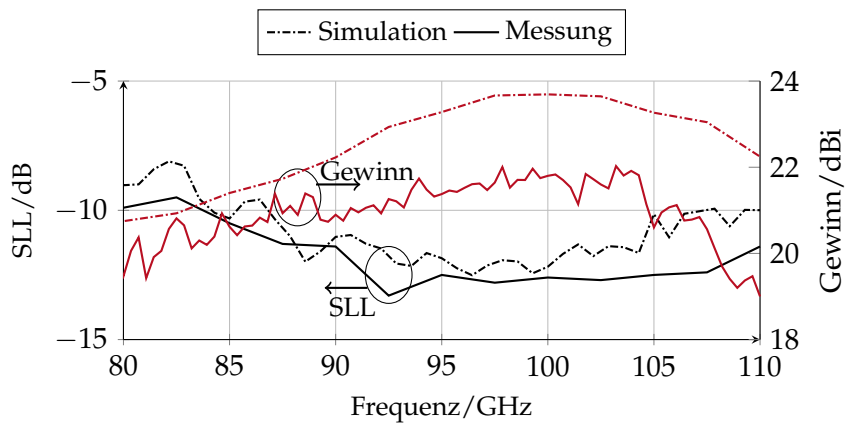
**Abbildung 5.27:** Schematische Anordnung der Stielstrahler und deren Längen, die in der Gruppenantenne verwendet werden.



**Abbildung 5.28:** Montierte zweidimensionale Gruppenantenne.



**Abbildung 5.29:** Gemessene und simulierte Antennendiagramme der zweidimensionalen Gruppenantenne in der E- und H-Ebene. Jedes Antennendiagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.



**Abbildung 5.30:** Gemessener und simulierter Antennengewinn und Nebenkeulenniveau (SLL) der zweidimensionalen Gruppenantenne.

Die gemessene Antenneneffizienz liegt im Schnitt 12% unter der Simulation. Zu beachten ist, dass der WR10-Übergang bei der Ermittlung der Effizienz mitberücksichtigt wurde. Das bedeutet, dass aufgrund der zusätzlichen Verluste, die Effizienz der alleinigen Gruppenantenne sinkt. So wird beispielsweise durch das Fräsen eine Oberflächenrauigkeit erzeugt, die zu höheren Verlusten in dem WR10-Übergang führt.

**Tabelle 5.4:** Vergleich der ermittelten Antenneneffizienzen der ein- sowie zweidimensionalen Gruppenantenne aus Rexolite.

	Eindimensional	Zweidimensional
Simulation	86%–87%	84%–86%
Messung	72%–74%	70%–72%

In Tabelle 5.5 ist ein Vergleich veröffentlichter Leistungsteiler und Gruppenantennen für Stielstrahler gegeben. Anhand dieser Tabelle ist direkt ersichtlich, dass mit den vorgestellten MMI-Leistungsteilern kompakte Designs für Gruppenantennen erzielt wurden. Vor allem zeigt das verwendete MMI-Phänomen seine Stärke bei zweidimensionalen Leistungsteilern, da die Leistungsaufteilung in einem Schritt erreicht wird. Die unterschiedlichen Antenneneffizienzen sind in der Literatur leider nicht verfügbar. Da die Gruppenantennen volldielektrisch umgesetzt wurden, sind sie besonders leicht. So beträgt das Gewicht der aus Rexolite gefertigten eindimensionalen Gruppenantenne 0,5 g bzw. 2 g für die zweidimensionale Gruppenantenne.

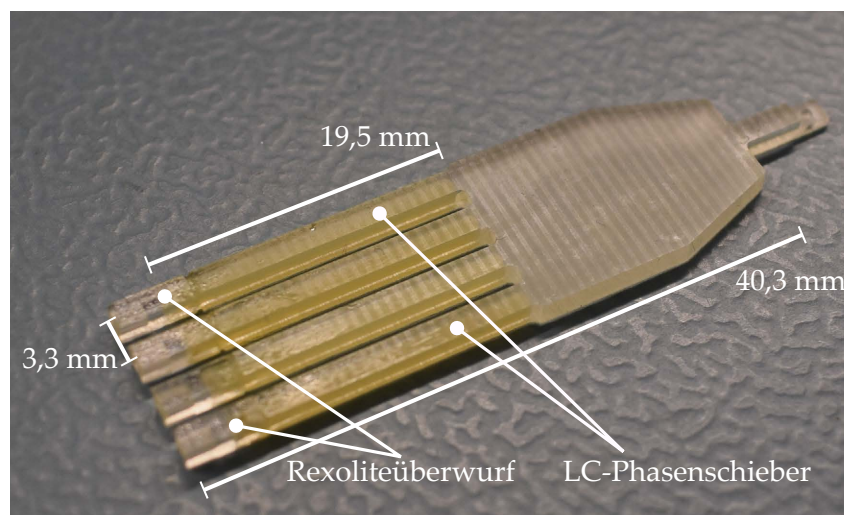
**Tabelle 5.5:** Vergleich von Stielstrahlergruppenantennen.

Dimension in $\lambda_0$ bei $f_0$	Technologie	1D/2D	Ausgänge	$f_0$ /GHz	Gewinn/dBi	Ref.
$16,75 \times 2,6 \times 4$	Hohlleiter	2D	16	100	23,5	[Riv+17]
$6,6 \times 9,2$	Hohlleiter	1D	8	250	-	[Cam+13]
$1,8 \times 2$	Hohlleiter	1D	2	90	-	[Pou+10]
$3,3 \times 3$	SIW	1D	8	10	15	[KFS12]
$4,9 \times 0,5$	Galvanisierter Kunststoff	1D	4	70	12	[Kah+17]
$13,4 \times 10$	Volldielektrisch	1D	40	350	20	[Wit+18]
$5,5 \times 4$	<b>Volldielektrisch</b>	<b>1D</b>	<b>4</b>	<b>100</b>	<b>17</b>	<b>Diese Arbeit</b>
$8,8 \times 4,4 \times 4,4$	<b>Volldielektrisch</b>	<b>2D</b>	<b>16</b>	<b>100</b>	<b>22,5</b>	<b>Diese Arbeit</b>

## 5.4 Flüssigkristall-gesteuerte, volldielektrische planare Gruppenantenne zur Strahlschwenkung

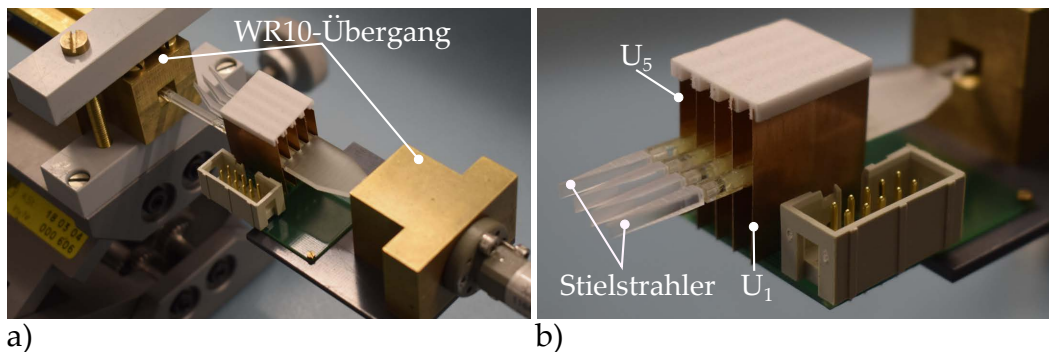
Aufbauend auf den Untersuchungen zu volldielektrischen MMI-Leistungsteiler kann, ähnlich zu Kapitel 4 eine elektronisch steuerbare Gruppenantenne realisiert werden. Dabei wird das metallische Hohlleiter-Leistungsteilernetzwerk durch einen MMI-Leistungsteiler ersetzt. Als Labordemonstrator wird die planare Gruppenantenne aus  $1 \times 4$  Stielstrahlern, vgl. Abschnitt 5.2, erweitert. Für eine elektronische Steuerung werden LC-Phasenschieber zwischen dem MMI-Leistungsteiler und den Stielstrahlern platziert und ein Elektroden-system aus mehreren Metallplättchen integriert. Analog zu Kapitel 4 wird nur die parallele LC-Ausrichtung durch elektrische Felder eingestellt, was den Vorteil einer reduzierten Elektrodenanzahl bietet. Aus diesem Grund muss die Polarisation des HF-Feldes um  $90^\circ$  gedreht werden, vgl. Abschnitt 5.2, damit die elektromagnetische Welle orthogonal zu den Elektroden steht. Dies ist bei MMI-Leistungsteilern problemlos möglich, da so anstatt  $E_{mn}^x$ -Moden,  $E_{mn}^y$ -Moden angeregt werden und zusätzlich die grundlegenden Dimensionen beibehalten werden können.

Der gefertigte MMI-Leistungsteiler mit den LC-Phasenschiebern ist in Abbildung 5.31 gezeigt. Der MMI-Leistungsteiler und die Phasenschieber sind aus einem Rexolitekörper gefertigt, um die Anzahl an Einzelkomponenten zu reduzieren. Dazu werden die LC-Kavitäten stirnseitig gebohrt, weshalb die realisierbare Länge der LC-Kavität aufgrund der Länge des Bohrers begrenzt ist. Deshalb liegt die realisierbare Dimension der LC-Kavität bei einem Durchmesser von 1,2 mm und einer Länge von 19,5 mm. Der Elektrodenabstand beträgt 3,2 mm. Nachdem der LC GT7-29001 mit einer Spritze in die Kavitäten eingebracht wurde, werden diese anschließend mit einem Kunststoffüberwurf aus Rexolite und einem



**Abbildung 5.31:** Mit LC gefüllte volldielektrische Gruppenantenne.

#### 5.4 Flüssigkristall-gesteuerte, voll-dielektrische planare Gruppenantenne zur Strahlschwenkung



**Abbildung 5.32:** a) Messaufbau zur Charakterisierung der  $\Delta\phi/V$ -Kennlinie. b) Elektrisch steuerbare Gruppenantenne.

Epoxidkleber versiegelt. Am Ende jedes Überwurfs ist ein weiteres Loch vorgesehen, um die Phasenschieber einzeln charakterisieren zu können. Dazu wird das Verbindungskonzept aus Abschnitt 5.3 verwendet und dementsprechend weitere DW mit Stift in das vorgesehene Loch eingesteckt.

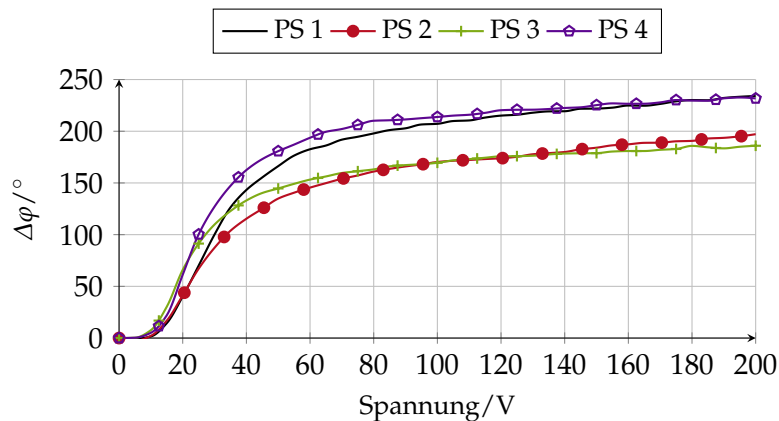
Abbildung 5.32 zeigt den Messaufbau und die zusammengesteckte Gruppenantenne. Hierbei wird das in Abschnitt 5.3 vorgestellte modulare Messkonzept mit Abstrahltern verwendet. Für die spätere Gruppenantenne werden die Stielstrahler in die Löcher gesteckt. Die Elektroden sind an eine Leiterplatte gelötet und werden durch Rohacell in Position gehalten.

Die  $\Delta\phi/V$ -Kennlinie der vier Phasenschieber ist in Abbildung 5.33 dargestellt. Auffällig ist, dass die inneren Phasenschieber  $40^\circ$  bis  $50^\circ$  mehr Phasenversatz als die äußeren Phasenschieber aufweisen. Aufgrund der händischen LC-Befüllung kann die LC-Menge und damit der erreichbare Phasenversatz variieren. Für den unausgesteuerten Zustand zeigen alle Phasenschieber die gleiche Initialphase, vgl. Appendix B. Die kleinen Unterschiede in Abhängigkeit der Spannung entstehen durch die nicht optimale Position der Elektroden, was zu Inhomogenitäten des E-Felds führt. Aufgrund der fertigungsbedingten begrenzten Länge der Phasenschieber beträgt die maximale Phasenverschiebung  $240^\circ$  anstatt der gewünschten  $360^\circ$  Phasenverschiebung.

Tabelle 5.6 fasst die genutzten Spannungsverteilungen für zwei Konfigurationen zusammen. 90 GHz wurde als untere Frequenz des MMI-Leistungsteilers für Phasenbelegung gewählt, um einen möglichst kleinen Antennenabstand zu erhalten.

Da die Initialphasen bei allen Phasenschiebern identisch sind, muss für einen Schwenkwinkel  $0^\circ$  keine Steuerspannungen angelegt werden, vgl. Anhang B. Die Phasenverschiebung, die inhärent durch den MMI-Leistungsteiler entsteht, wird durch die unterschiedlich langen Stielstrahler kompensiert.

In Abbildung 5.34 ist ein Vergleich von simulierten und gemessenen Antennendiagrammen dargestellt. Aufgrund der limitierten Länge und dem vereinfachten elektrischen Steuersystem ist nur ein begrenzter Schwenkwinkel von  $15^\circ$  möglich. Im Vergleich fällt auf, dass Simulation und Messung gut übereinstimmen und nur eine Verschiebung der Nebenkeulen



**Abbildung 5.33:** Vermessene  $\Delta\varphi/V$ -Kennlinie der vier Phasenschieber mit GT7-29001. Jede Kennlinie ist individuell auf den ungesteuerten Zustand normalisiert.

**Tabelle 5.6:** Spannungsverteilung für unterschiedliche Schwenkwinkel bei 90 GHz.

Schwenkwinkel	$U_1$	$U_2$	$U_3$	$U_4$	$U_5$
$0^\circ$	0 V	0 V	0 V	0 V	0 V
$-15^\circ$	10 V	-25 V	45 V	-110 V	12 V

auftritt. Insbesondere sind kaum Welligkeiten im Antennendiagramm erkennbar und der Großteil der Nebenkeulen liegt unter  $-10$  dB. Nur die erste Nebenkeule hat einen SLL von  $-8$  dB. Der Antennengewinn liegt zwischen 14 dBi für den ungeschwenkten Fall und 13 dBi bei Strahlschwenkung. Im direkten Vergleich zu der hybriden hohlleitergespeisten Gruppenantenne in Kapitel 4 zeigen sich einige Vorteile eines volldielektrischen Ansatzes. Am Auffälligsten ist die deutlich reduzierte Welligkeit im Antennendiagramm, was für die Reduktion der Einzelkomponenten spricht. Da weniger Diskontinuitäten entstehen, wie zum Beispiel an Verbindungsstellen, kommt es zu weniger parasitärer Abstrahlung. Mit dem vorgestellten MMI-Leistungsteiler werden diese reduziert und die LC-Phasenschieber können direkt integriert werden. Anhand des Labordemonstrator zeigt sich, dass die Elektroden trotz der ungeschirmten DW keinen großen Einfluss auf das Abstrahlverhalten haben. In Tabelle 5.7 ist ein Vergleich der ermittelten Antenneneffizienzen der hybriden Gruppenantenne, vgl. Kapitel 4, und der volldielektrischen Gruppenantenne gegeben. Auffällig ist, dass die Effizienzen in den Simulationen stark abweichen. Dies ist dem Hohlleiter-Leistungsteiler und der langen LC-Phasenschieber, die weit über  $360^\circ$  Phasenhub erreichen, geschuldet. So sind die LC-Phasenschieber bei der hybriden Gruppenantenne 13,5 mm länger. Dementsprechend ist zu erwarten, dass die Effizienz der volldielektrischen Gruppenantenne bei längeren Phasenschieber sinkt. Aufgrund der vereinfachten Elektrodenanordnung konnte nicht die volle Anisotropie bzw. Steuerbarkeit des LCs genutzt werden, da nur die parallele LC-Ausrichtung eingestellt werden konnte. Deshalb mussten die LC-Phasenschieber länger als prinzipiell notwendig ausgelegt werden, was zusätzliche Verluste erzeugt. Mit einer

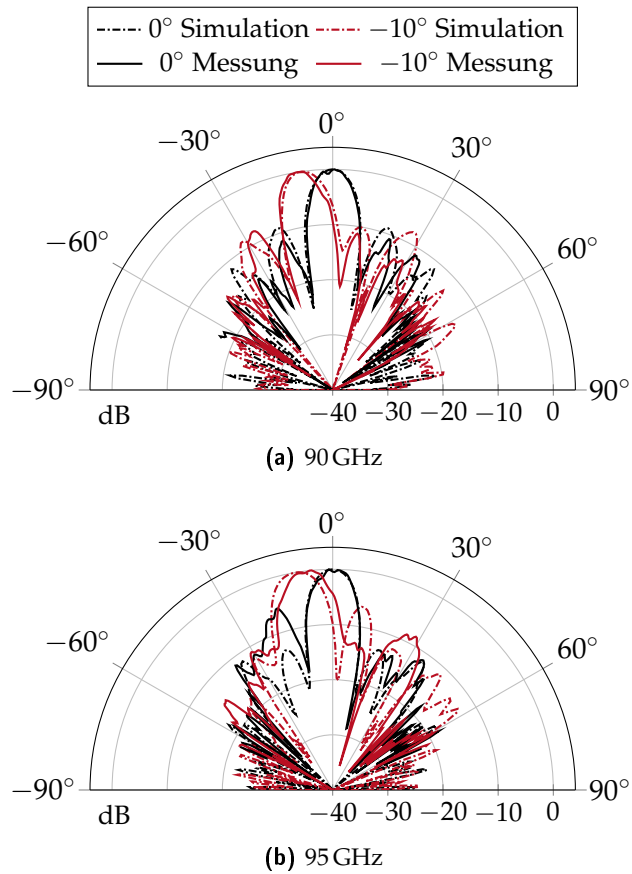
#### 5.4 Flüssigkristall-gesteuerte, voll-dielektrische planare Gruppenantenne zur Strahlschwenkung

vollelektrischen Ansteuerung kann deshalb die Länge sowie die Verluste reduziert werden, was noch kompaktere sowie effizientere Gruppenantennen erlaubt.

**Tabelle 5.7:** Vergleich der ermittelten Antenneneffizienzen der vorgestellten Gruppenantennen.

	Hybride Gruppenantennen	Voll-dielektrische Gruppenantennen
Simulation	35%–37%	66%–77%
Messung	20%–30%	52%–55%

Grund für das Auftreten von Nebenkeulen ist der große Antennenabstand. Um diese zu verhindern, müssen höhere Permittivitäten verwendet werden, die für eine Reduktion der gesamten Dimension sorgen. Herausfordernd ist dabei aber die präzise Fertigung der Kunststoffkomponenten und die zuverlässige Integration von LC. 3D-Druckverfahren oder Spritzgußverfahren kommen hierbei als Zukunftstechnologie in Betracht.



**Abbildung 5.34:** Gemessene und simulierte Antennendiagramme in der H-Ebene. Jedes Antennendiagramm ist individuell auf die Hauptstrahlrichtung normalisiert.

## 6 Linsenantenne mit steuerbarer Apertur

Mit dem im vorherigen Kapitel vorgestellten integrierten Leistungsteiler konnte eine sehr kompakte Gruppenantenne vorgestellt werden. Multimode-Interferenz ist aber, bedingt durch das Prinzip, nicht für jeden Wellenleiter geeignet. Beispielsweise für Mikrostreifenleitungen sind daher große Verteilnetzwerke notwendig [PZ02a; PZ02b]. Außerdem wird für jedes Antennenelement ein Phasenschieber benötigt, vgl. Kapitel 2. Aufgrund der großen Verteilnetzwerke und Phasenschieber entstehen deshalb hohe Verluste, die mit der Größe der Gruppenantenne steigen.

Für die Ansteuerung der Phasenschieber ist eine Ansteuerelektronik notwendig (engl. *Antenna Control Unit*), deren Komplexität mit der Anzahl der Phasenschieber steigt, da diese die notwendigen Konfigurationen, beispielsweise der Steuerspannungen zur gewünschten Strahlschwenkung einstellt. Hierbei kommt es nicht auf die verwendete Technologie an, die für die Phasenschieber verwendet werden, da aktive sowie passive Bauelemente unterschiedliche Versorgungsspannungen benötigen.

Auf Verteilnetzwerke kann verzichtet werden, wenn Reflectarray-Antennen verwendet werden, da die einzelnen Antennenelemente durch eine Feedantenne bestrahlt werden [HE07; CE16]. Da es sich aber um eine Reflektorantenne handelt, wird aufgrund der Feedantenne bzw. des Freistrahlaufbaus ein großer Bauraum in Anspruch genommen. Für Strahlschwenkung muss jedes Antennenelement mit einem Phasenschieber versehen werden.

Um die Verteilnetzwerke bei planaren Antennen zu vereinfachen, wurden *Beamforming Networks* (BFN) entwickelt, die außerdem eine Verkleinerung der Phasenschieber erzielen oder gänzlich auf sie verzichten. Das prominenteste Beispiel ist die Butler-Matrix, bei der die Phasenbelegung in Abhängigkeit des gewählten Eingangsports definiert ist [Fak+15]. So hat eine Butler-Matrix immer eine gerade Anzahl an Ein- und Ausgangsports, womit zwischen diskreten Winkelkonfigurationen geschaltet werden kann ohne Phasenschieber zu benötigen. In [MKV10; Tek+15; Man+13] werden schwenkbare Gruppenantennen auf Basis von Butler-Matrizen für den Millimeterwellenbereich vorgestellt. Eine andere Form eines BFN stellen Rotman-Linsen dar [SM08; W L+10; Che+08], bei denen eine Wellenausbreitung in einem Linsenelement ausgenutzt wird, um eine Phasenbelegung zu erreichen. Hierbei werden die Winkelkonfigurationen auch durch Wahl des Eingangsports bestimmt. Im Vergleich zu Butler-Matrizen haben Rotman-Linsen eine höhere Bandbreite [VSS14], benötigen aber einen großen Bauraum.

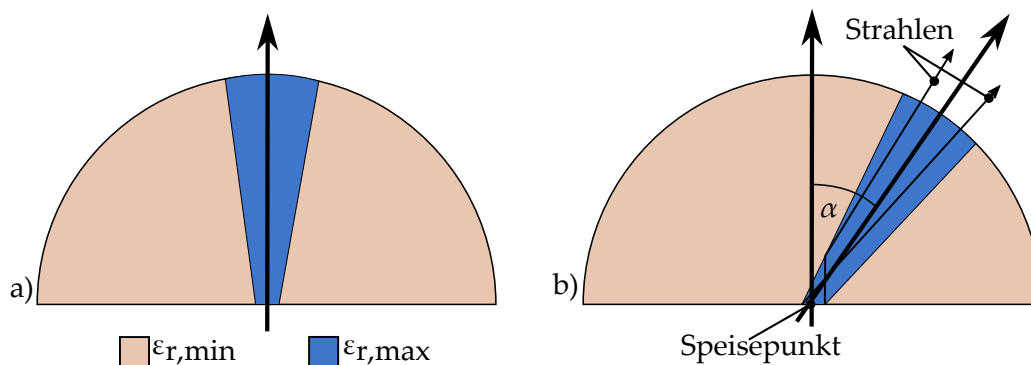
Anstatt ein BFN zu verwenden, kann eine Linsenantenne direkt mit mehreren Einspeisungspunkten versehen werden, da je nach Wahl des Eingangsports die elektromagnetische Welle durch die semielliptische Form der Linse in unterschiedliche Richtungen gebrochen wird [WEV01; Fil+97; Art+13; Art+13]. Anstatt eine semielliptische Linsengeometrie zu ver-

wenden kann die Geometrie durch kreisförmig platzierte Einspeisungspunkte vereinfacht werden [Ema+18; Man+18]. Dabei ist jeder Einspeisungspunkt mit einem Strahlbündelndem Element, wie beispielsweise einem Reflektor versehen, um die Abstrahlungsrichtung vorzugeben. Um eine bessere Kontrolle über das Abstrahlverhalten und eine kompaktere Bauform zu erhalten, können Lüneburg-Linsen verwendet werden [PC58; WL07; NFL18], die einen Permittivitätsgradienten innerhalb der Linse haben. Durch die besonderen Eigenschaften der genannten Linsenantennen werden keine Phasenschieber und Leistungsteiler benötigt da der Schwenkwinkel durch die Wahl des Einspeisungspunktes gegeben ist. Das Problem mehrerer Einspeisungspunkte bleibt aber deshalb bestehen und ein Schaltnetzwerk muss integriert werden, um den Schwenkwinkel einstellen zu können. Außerdem kann nur zwischen diskreten Schwenkwinkel geschaltet bzw. mehrere Einspeisungspunkte müssen integriert werden, um eine feine Auflösung des Winkels zu gewährleisten. In [CLF09] wird eine mechanisch verstellbare Linse für den Millimeterwellenbereich vorgestellt, die durch ein einzelnes Feedhorn bestrahlt wird. Durch die mechanische Verstellung wird der Schwenkwinkel eingestellt. Problematisch sind die wartungsintensiven mechanischen Komponenten sowie die Baugröße, die durch die Linsenhalterung und das Feedhorn bzw. Freistrahlaufbau bedingt sind.

In diesem Kapitel wird eine neuartige, elektrisch rekonfigurierbare Linsenantenne für die Anwendung zur Strahlschwenkung mit nur einem Einspeisungspunkt vorgestellt. Kernelement ist ein halbkreisförmiger Parallelplattenleiter der in seinem Inneren mit LC gefüllt ist. Aufgrund der Anisotropie des LCs kann eine Fläche höherer und niedriger Permittivität erzeugt werden und die elektromagnetische Welle daher innerhalb des Parallelplattenleiters abgelenkt werden. Die vorgestellte Antenne wird für das V-Band 50 bis 75 GHz entworfen, da so die Komplexität des Elektrodennetzwerks hinsichtlich der technologischen Realisierung reduziert wird. Zusätzlich wird ein voll-dielektrischer Ansatz des verwendeten Konzepts vorgestellt, der die Elektrodenintegration vereinfacht.

### 6.1 Konzept

In dem Forschungsfeld der *Transformation Optic* (TO) wird eine ortsabhängige Permittivität bzw. Permeabilität verwendet, um eine elektromagnetische Welle abzulenken und zu manipulieren. Besonderes Interesse in diesem Forschungsfeld liegt in der Verwendung von elektromagnetischen Tarnmechanismen und Linsen zur Strahlschwenkung [KSP11; PSS06; Rah+08; Yi+16]. Allgemein wird bei *Transformation Optics* zum einen eine anisotrope und zum anderen reelle Permittivität bzw. Permeabilität betrachtet, d.h. negative unphysikalische Werte der Permittivität und Permeabilität werden mit berücksichtigt. Diese unphysikalischen Werte können nur durch Metamaterialien realisiert werden [Dad+15; STL11]. Beispielsweise ist die in [Dad+15] vorgestellte Metamateriallinse mit einer speziell abgestimmten resonanten Struktur realisiert, um einen Permittivitätsgradienten einzustellen. In [Yi+16] wird eine *Transformation Optic*-Linse vorgestellt, die als perforierte Kunststofflinse realisiert wird. Aufgrund der unterschiedlichen Perforierungen kann eine ortsabhängige



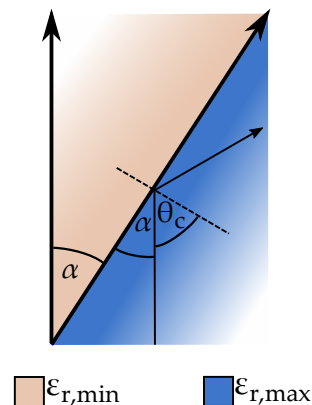
**Abbildung 6.1:** Prinzipielle Darstellung der rekonfigurierbaren Linsenantenne. In Abhängigkeit des Winkels  $\alpha$  der Fläche höherer Permittivität lässt sich der Schwenkwinkel einstellen.

Permittivität eingestellt werden und damit die EM-Welle abgelenkt werden. Bei den vorgestellten Antennen in [Yi+16; Dad+15] ist eine Rekonfiguration des Schwenkwinkels nicht möglich. Es kann nur ein fest definierter Schwenkwinkel realisiert werden.

Unter Verwendung von LC kann in einem Halbkreis ein Permittivitätsgradient eingestellt werden und somit der Strahl geschwenkt werden. Mit LC als steuerbares Material lässt sich der Verlauf der Permittivität beliebig einstellen und die elektromagnetische Welle abgelenkt werden. In der hier vorgestellten Linsenantenne wird zum Nachweis des Funktionsprinzips der elektronisch einstellbare Permittivitätsgradient vereinfacht. Das bedeutet, dass nur zwei Permittivitätswerte verwendet werden, gegeben durch die beiden extremen LC-Ausrichtungen. Die Fläche höherer Permittivität kann dabei als dielektrisches Sektorhorn betrachtet werden [Sin+92]. Das Prinzip der Linsenantenne ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Aufgrund der Steuerbarkeit des LC kann die Ausrichtung der Fläche höherer Permittivität eingestellt werden und dadurch der Schwenkwinkel verändert werden, da sich eine eingebrachte elektromagnetische Welle entlang der höheren Permittivität ausbreitet. Hierbei kommt es vorrangig zu einer Reflexion an der Grenzfläche zwischen hoher und niedriger Permittivität. Somit kann die Fläche, also die Antennenapertur, durch die die elektromagnetische Welle an den Freiraum abgestrahlt wird, entlang des Halbkreises eingestellt werden. Im Gegensatz zu klassischen Gruppenantennen wird der Schwenkwinkel durch die Anordnung der Antennenelemente (*engl. array factor*) und dem Abstrahlverhalten des einzelnen Antennenelements definiert (*engl. element factor*), vgl. Kapitel 2. Aus diesem Grund kommt es unumgänglich zu einer Reduktion des Antennengewinns bei Strahlschwenkung aufgrund des *element factors*.

Der theoretisch mögliche, maximale Schwenkwinkel der vorgestellten Linsenantenne ist direkt mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz verbunden, da der Permittivitätsunterschied entscheidend ist. Im Allgemeinen ist ein möglichst großer Unterschied erwünscht, um auch für große Winkel  $\alpha$  Totalreflexion  $\theta < \theta_c$  nach dem *Snelliusschen Brechungsgesetz* zu erzielen. Anhand einer vereinfachten geometrischen Überlegung, siehe Abbildung 6.2, lässt sich



**Abbildung 6.2:** Vereinfachte geometrische Überlegung für den theoretisch möglichen Schwenkwinkel  $\alpha$ .

der theoretische maximale Schwenkwinkel nach

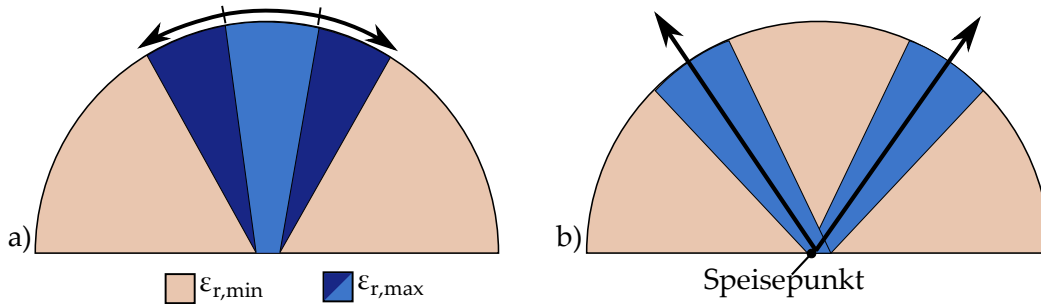
$$\alpha_{\max} = 90^\circ - \theta_c \quad (6.1)$$

mit

$$\theta_c = \arcsin \left( \frac{\sqrt{\varepsilon_{r,\min}}}{\sqrt{\varepsilon_{r,\max}}} \right) \quad (6.2)$$

abschätzen. Nimmt man beispielsweise gängige Permittivitätswerte für Mikrowellen-LCs,  $\varepsilon_{r,\min} = 2,4$  und  $\varepsilon_{r,\max} = 3,4$ , ist ein Winkel von  $\alpha = 30^\circ$  möglich. Bei dem vorgestellten Konzept handelt es sich aber um eine Betrachtung mit starken Vereinfachungen. Beugungseffekte und die kreisförmige Ausbreitung einer eingebrachten Welle werden nicht berücksichtigt. Das hat zur Folge, dass parasitäre Effekte nicht betrachtet werden. Aufgrund der kreisförmigen Ausbreitung und Beugungseffekte tritt die elektromagnetische Welle nicht immer im perfekten Winkel auf die Grenzfläche. Dadurch entstehen unerwünschte Transmissionen in den Bereich der niedrigeren Permittivität. Dies führt schlussendlich zu einer verminderten Wellenführung.

Wie eingangs beschrieben, kann die Fläche höherer Permittivität als dielektrisches Sektorhorn betrachtet werden [Sin+92]. Hierbei treten ähnliche Phänomene wie bei einem konventionellen Horn auf. In Abhängigkeit der Apertur kann ein maximaler Gewinn erzielt werden bzw. ein breiteres Abstrahlverhalten erreicht werden. Wie bei Hornantennen führt der Phasenfehler an der Apertur des dielektrischen Horns zu einer Gewinnreduktion bzw. breiten Abstrahlung. Bei der hier vorgestellten Antenne kann die Apertur mit dem LC eingestellt werden, siehe Abbildung 6.3 a). Des Weiteren besteht auch die Möglichkeit mehr als eine Fläche höherer Permittivität zu nutzen, siehe Abbildung 6.3 b), womit mehrere Antennenkeulen erzeugt werden können, da sich die elektromagnetische Welle aufteilt.



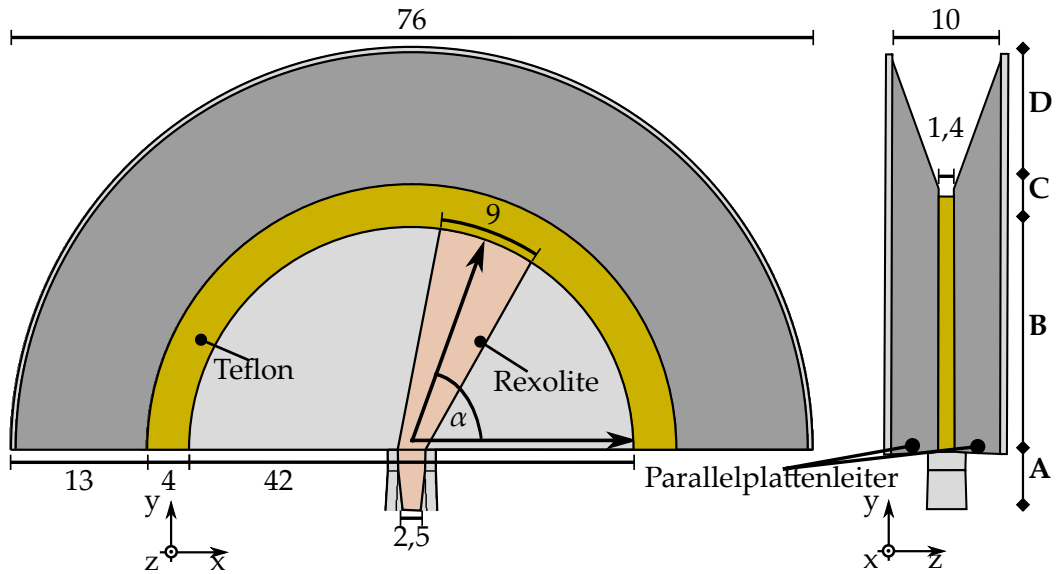
**Abbildung 6.3:** a) Die Größe der Apertur kann mit Hilfe des LCs eingestellt werden. b) Prinzipielle Konfiguration für die Formung von zwei Antennenkeulen.

## 6.2 Voruntersuchung an einer nicht-steuerbaren Linseantenne

Das vorgestellte Konzept wird in diesem Abschnitt anhand einer Voruntersuchung einer nicht-steuerbaren Antenne überprüft. Das grundlegende Design der Antenne hat Ähnlichkeit zu der *Lateral Wave Antenna*, beschrieben in [Tok+14] sowie der in [Man+18] vorgestellten Antenne. So besteht die Antenne aus einem halbkreisförmigen dielektrisch gefüllten Parallelplattenleiter (PPL) und einem ebenso halbkreisförmig angebrachten Horn. In [Tok+14] erfolgt die Einspeisung der Welle durch eine spezielle Struktur eines koplanaren Wellenleiters, der eine laterale Welle in dem PPL erzeugt. Die in [Tok+14] vorgestellte Antenne ermöglicht keine Rekonfigurierung des Schwenkwinkels, während in [Man+18] mehrere koaxiale kreisförmig angeordnete Einspeisungspunkte verwendet werden, um den Schwenkwinkel einzustellen. Eine weitere ähnliche PPL-Linse wird in [Bas+19] vorgestellt, die diskrete Rekonfigurierung des Schwenkwinkels durch Wahl der Einspeisung ermöglicht. Im Gegensatz zu der in [Man+18] vorgestellten Linse, wird die elektromagnetische Welle über eine gemeinsame Apertur abgestrahlt.

Im Gegensatz wird bei der hier beschriebenen Linsenantenne ein WR15 Hohlleiter verwendet und der PPL ist nur teilweise mit einem Dielektrikum gefüllt. Letzteres folgt direkt aus der Überlegung, dass zwei Flächen mit jeweils unterschiedlicher Permittivität notwendig sind und dementsprechend das Dielektrikum von Luft umgeben ist. Das bedeutet, dass die hohe Permittivität der parallelen LC-Ausrichtung durch ein einzelnes Dielektrikum ersetzt wird. Die niedrigere Permittivität, also senkrechte LC-Ausrichtung ist durch die Permittivität  $\epsilon_0$  gegeben. Als Dielektrikum wird, wie in den vorherigen Kapiteln, Rexolite verwendet. Das Design ist in Abbildung 6.4 dargestellt und ist wie folgt aufgeteilt:

- **A** Impedanzanpassung auf dielektrisch gefüllten Hohlleiter durch ein Rexolite Taper-element.
- **B** Parallelplattenleiter teilweise gefüllt mit einem Rexolitestück.

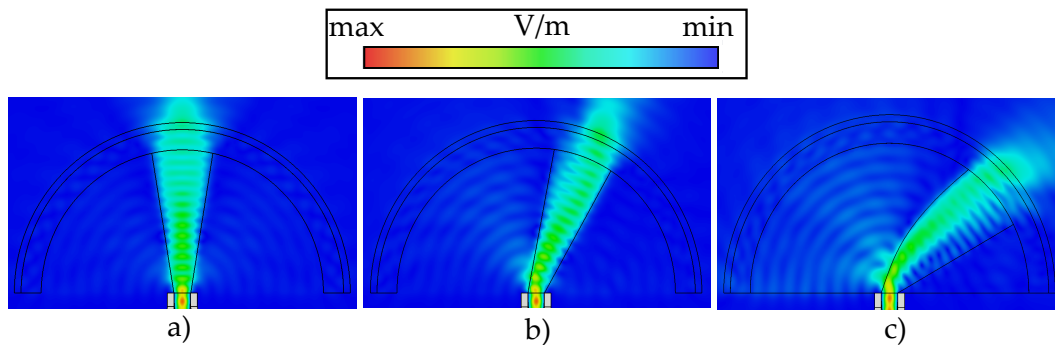


**Abbildung 6.4:** Design der nicht-steuerbaren Linsenantenne. Durch eine Winkelung des Rexolitestücks werden unterschiedliche Schwenkkonfigurationen erzielt.

- C Teflonbogen für bessere Impedanzanpassung und mechanische Stabilität.
- D Halbkreisförmiges Horn, um stärkere Bündelung des Abstrahlverhaltens zu erhalten.

Der WR15 Hohlleiter ist mit Rexolite gefüllt, damit die z-polarisierte Welle direkt in der Fläche höherer Permittivität geführt wird. Das Rexolitestück ist verjüngt und der Hohlleiter in der Breite verkleinert, um einerseits Impedanzanpassung zu erreichen und andererseits höhere Moden zu unterdrücken. Im PPL wird die Welle somit im höherpermittiven Dielektrikum geführt. Um das Prinzip der Strahlschwenkung zu demonstrieren, werden drei unterschiedliche Konfigurationen mit jeweils drei Rexolitestücken mit  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\alpha = 30^\circ$  und  $\alpha = 70^\circ$  untersucht. Dabei wird Strahlschwenkung, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, durch Anwinkeln der Rexolitestücke erreicht. Am Ende des PPL sorgt ein Teflonbogen für eine Impedanzanpassung und für bessere mechanische Stabilität. Um eine höhere Richtwirkung und dementsprechend höheren Antennengewinn in yz-Ebene zu erhalten, wird die Welle über ein halbkreisförmiges Horn abgestrahlt. Simulationen zeigen im Mittel eine Erhöhung des Antennengewinns um 5 dB bis 6 dB, wenn das Horn an der Linse angebracht ist.

Mit  $\epsilon_{r,\min} = 1$  und  $\epsilon_{r,\max} = 2,53$  ergibt sich nach Gleichung 6.1 ein maximaler Schwenkwinkel von  $\alpha = 50^\circ$ . Aus diesem Grund wird für die Konfiguration von  $\alpha = 70^\circ$  eine gebogene Form des Rexolitestücks verwendet, damit sich der Einfallswinkel der Welle reduziert und die Welle im Rexolite geführt wird. In Abbildung 6.5 sind EM-Simulationen des E-Feldes dargestellt, um das Antennenprinzip zu verdeutlichen. Gut erkennbar ist, wie die Welle durch die Winkelung abgelenkt wird und sich so der Schwenkwinkel einstellt.

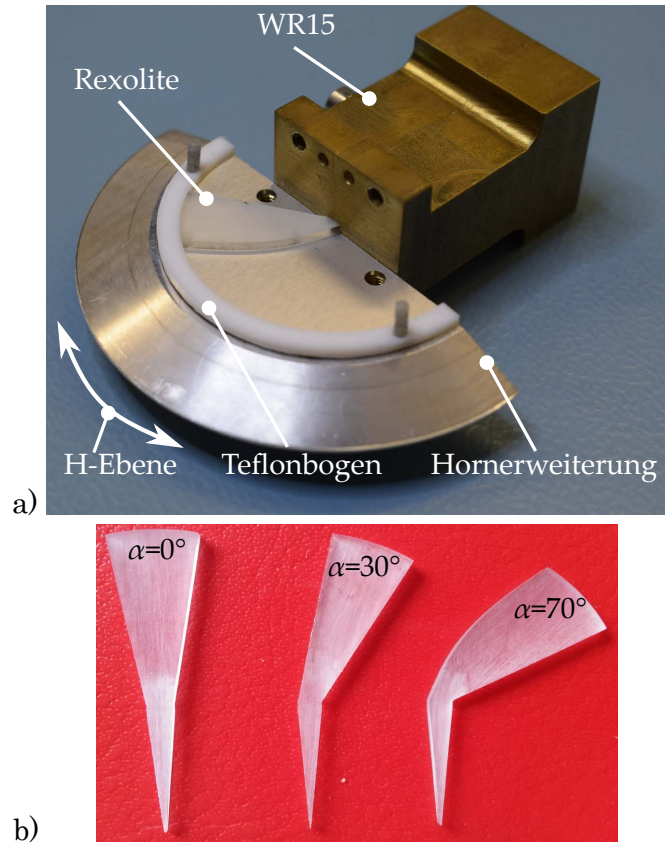


**Abbildung 6.5:** Simulation des E-Feldintensität bei 62,5 GHz für a)  $\alpha = 0^\circ$ , b)  $\alpha = 30^\circ$  und c)  $\alpha = 70^\circ$ .

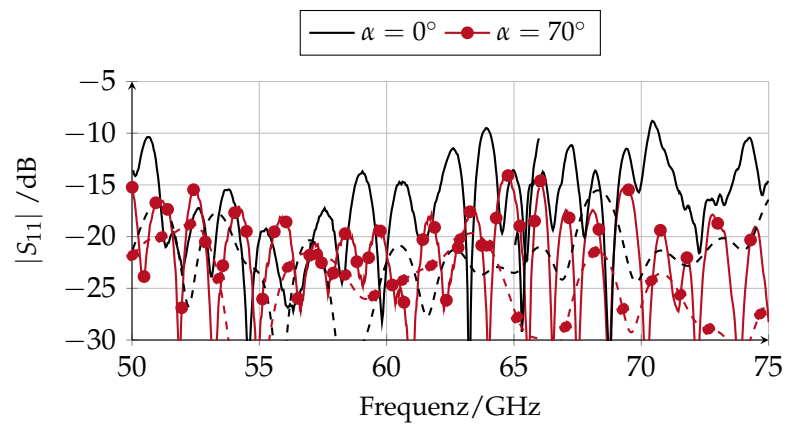
Des Weiteren zeigt sich die Wellenführung entlang des gebogenen Rexolitestücks, obwohl auch ein höherer Anteil an unerwünschter parasitärer Abstrahlung zu sehen ist.

Der gefertigte Labordemonstrator und die einzelnen Rexolitestücke sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Der PPL sowie die Hornerweiterung sind jeweils einzeln gefertigt und werden mit Kunststoffschrauben verbunden. Der WR15 Splitblock besitzt zwei Flansche, um zum einen einen WR15-Koaxialübergang anzuschließen und zum anderen den PPL mitsamt Horn anzubringen. Der Teflonbogen wird mit den Kunststoffschrauben in Position gehalten und dient ebenso als Positionshalter des jeweiligen Rexolitestücks.

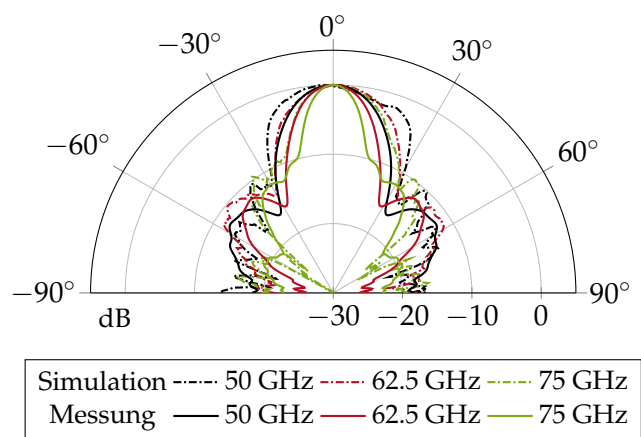
Abbildung 6.7 zeigt einen Vergleich von gemessener und simulierter Eingangsreflexion  $|S_{11}|$  für die beiden extremen Schwenkkonfigurationen. Um den gesamten Frequenzbereich von 50 bis 75 GHz abzudecken, mussten zwei verschiedene Netzwerkanalysatoren verwendet werden, die sich in einem Frequenzbereich von 65 GHz bis 67 GHz überlappen. Insgesamt zeigt sich in den Messungen eine höhere Reflexion, vor allem bei  $\alpha = 0^\circ$ . Jedoch liegt  $|S_{11}|$  unterhalb  $-10$  dB. In den Messungen zeigte sich, dass der modulare Aufbau der Antenne problematisch ist, da sich so leicht Spalte bilden können, die einen negativen Einfluss auf den  $|S_{11}|$ -Parameter haben. Bei einer Spaltbildung entstehen zusätzlich Diskontinuitäten im Wandstrom des PPL, die Verluste verursachen und damit den Antennengewinn schmälern. Die Antennendiagramme sind in Abbildung 6.8 für die E-Ebene und in Abbildung 6.9 für die H-Ebene zu sehen. Insgesamt stimmen Simulation und Messung gut überein und das Prinzip der Strahlschwenkung wird bestätigt. Die leichten Abweichungen in der E-Ebene sind durch den modularen Aufbau und das Auftreten von Spalten zu erklären. Da die Rexolitestücke für jede Konfiguration ausgewechselt werden müssen, kommt es zu Toleranzen der exakten Position. Dadurch kommt es zu den kleinen Abweichungen bezüglich des Schwenkwinkels. Das SLL ist fast immer unter  $-10$  dB, sogar bei der Konfiguration  $\alpha = 70^\circ$ . Der Antennengewinn wurde mit einem 25 dBi Standard-Gain-Horn ermittelt und liegt zwischen 14 und 17 dBi. Im Vergleich zu der Simulation ist der ermittelte Gewinn 2 dB niedriger.



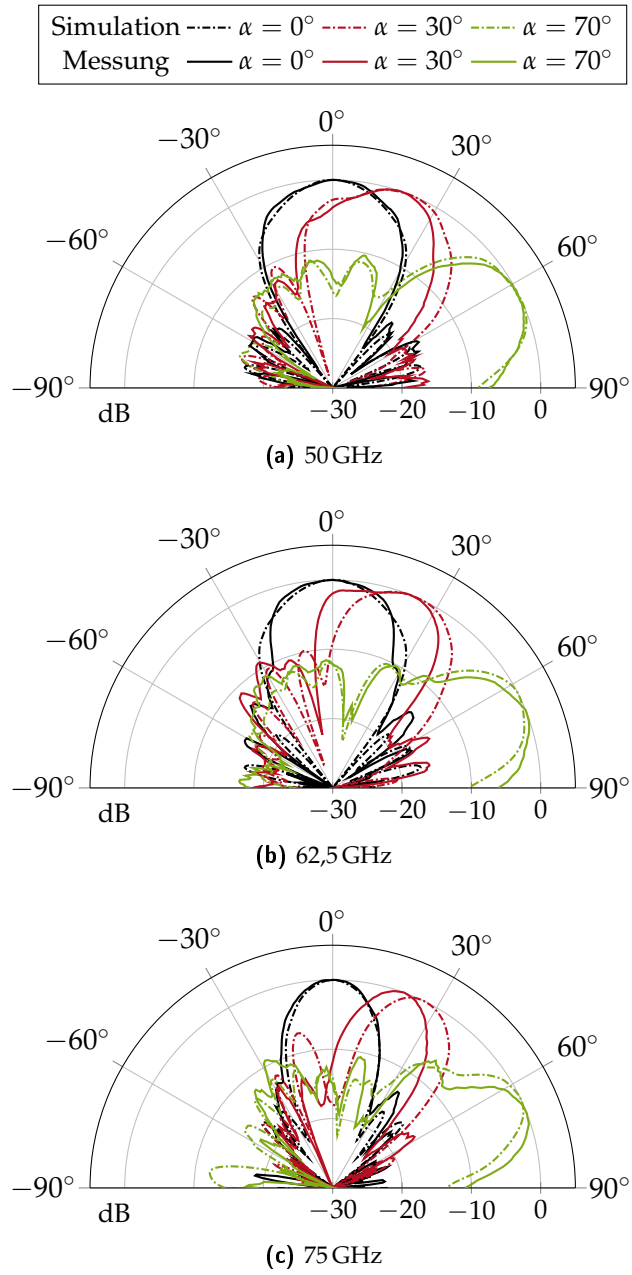
**Abbildung 6.6:** a) Gefertigter Labordemonstrator der nicht-steuerbaren Linsenantenne mit abgenommener oberer Hälfte des PPLs. b) Gefräste Rexolitestücke für die drei unterschiedlichen Winkelkonfigurationen.



**Abbildung 6.7:** Gemessene und simulierte (gestrichelt) Eingangsreflexion  $|S_{11}|$  der nicht-steuerbaren Linsenantenne für zwei Winkelkonfiguration  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = 70^\circ$ .



**Abbildung 6.8:** Gemessene und simulierte Antennendiagramme in der E-Ebene. Für dieses Diagramm wurde die Konfiguration  $\alpha = 0^\circ$  gewählt.

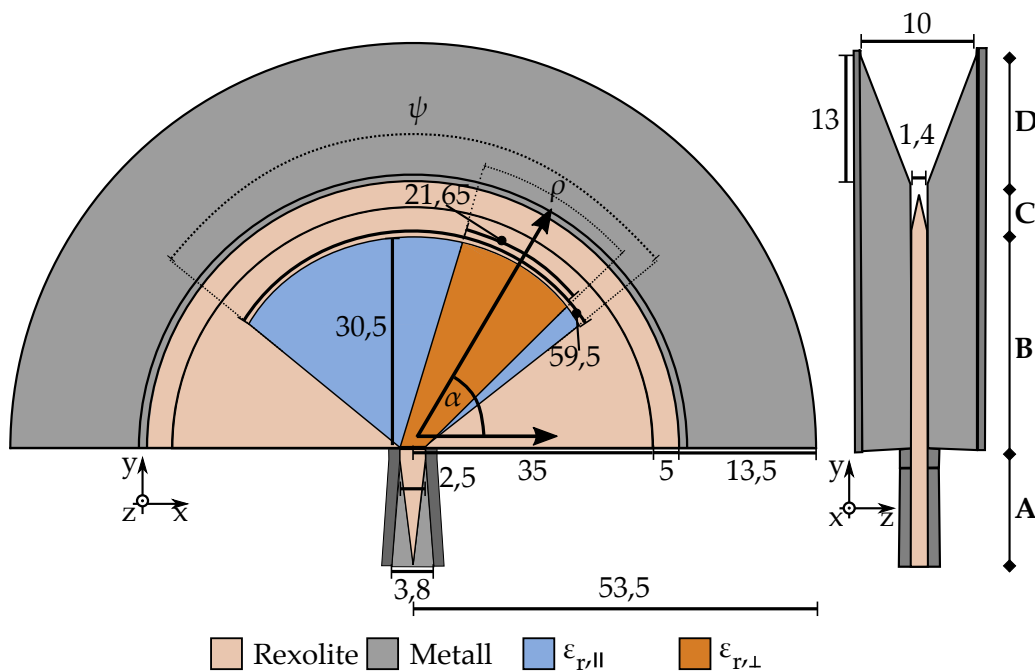


**Abbildung 6.9:** Gemessene und simulierte Antennendiagramm in der H-Ebene für drei Frequenzen.

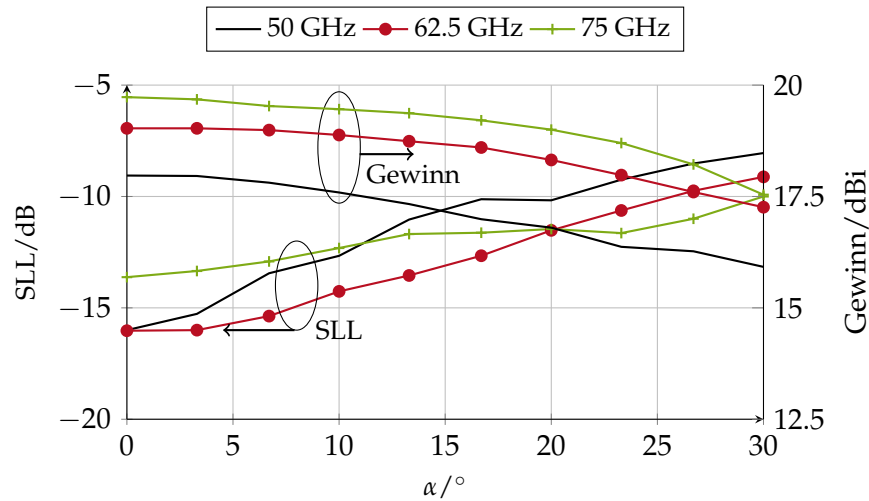
### 6.3 Rekonfigurierbare Linsenantenne

Anhand der Voruntersuchung konnte das Prinzip zur Strahlschwenkung validiert werden. Die Entwicklung zu einer Steuerbarkeit der Linsenantenne besteht nun darin ein steuerbares Dielektrikum, wie beispielsweise LC, zu verwenden und in den PPL einzubringen. Wichtigste Komponente ist das Elektrodennetzwerk, welches für die Ausrichtung des LCs notwendig ist. Aus diesem Grund wird dieser Entwurfsschritt gesondert beschrieben. Das Design der steuerbaren Linsenantenne ist dem der Voruntersuchung ähnlich, siehe Abbildung 6.10. Im direkten Vergleich ist der PPL komplett mit einem einzelnen Rexolitestück gefüllt (B), um bessere mechanische Stabilität und Ausrichtung des Rexolitestücks zu erreichen. Innerhalb dieses Stücks ist eine Kavität mit einem Öffnungswinkel von  $\Psi = 120^\circ$  vorgesehen, die den LC beinhaltet. Anstatt eines Teflonbogens wird ein Rexolitebogen C verwendet, da die Herstellungstoleranzen kleiner ausfallen und somit eine genauere Positionierung möglich ist. Für eine Impedanzanpassung wird der Rexolitebogen angespitzt. Zu den genannten Veränderungen wurde der Radius der Antenne vergrößert, um einen höheren Antennengewinn mit schmalerer HPBW zu erhalten. Dabei hat die Fläche höherer Permittivität dabei einen Öffnungswinkel von  $\rho = 40^\circ$ .

In Abschnitt 6.1 wurde abgeschätzt, dass mit gängigen LC-Parametern ein Schwenkwinkel von  $\alpha = 30^\circ$  erreicht werden kann. Bei der vorgestellten Antenne wird der LC GT3-23001



**Abbildung 6.10:** Design der steuerbaren Linsenantenne mit: **A** WR15 Anschluss, **B** dielektrisch gefülltem PPL, **C** Rexolitebogen und **D** halbkreisförmigem Horn. Dimensionen in mm.

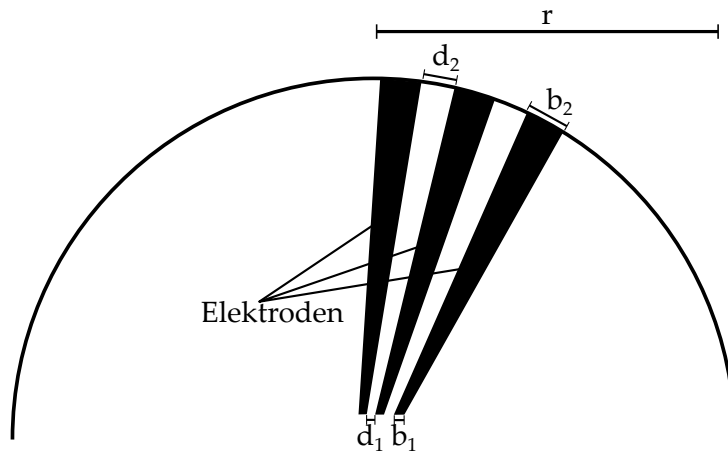


**Abbildung 6.11:** Simulierter Antennengewinn sowie SLL in Abhängigkeit des Schwenkwinkels  $\alpha$ .

verwendet, der die geforderten Permittivitätswerte erfüllt, vgl. Kapitel 2. Abbildung 6.11 veranschaulicht den simulierten Antennengewinn sowie den SLL in Abhängigkeit des Schwenkwinkels  $\alpha$ . Erkennbar ist, dass der Gewinn mit steigendem Winkel  $\alpha$  abnimmt. Bis zu einem Winkel von  $\alpha = 20^\circ$  zeigt sich ein linearer Abfall des Gewinns, der danach stärker abfällt. Hier zeigt sich die Grenze der theoretischen Betrachtung, da Beugungseffekte, die an der WR15 Einspeisung entstehen, nicht berücksichtigt werden konnten. Aufgrund dieser Effekte treten Anteile der elektromagnetischen Welle in unterschiedlichen Winkeln auf die Grenzschicht, was unerwünschte Abstrahlungen und dementsprechend den SLL erhöht. Deshalb steigt auch der SLL mit größerem Winkel  $\alpha$  deutlich an, liegt aber noch unter  $-8$  dB.

### 6.3.1 Entwurf der Elektroden

Für die Steuerung des LCs innerhalb des PPL ist ein Elektrodenetzwerk notwendig mit dem die Ausrichtung der Fläche höherer Permittivität verändert und damit der Schwenkwinkel eingestellt werden kann. Dazu ist ein Netzwerk notwendig, welches die zwei extremen Ausrichtungen des LCs einstellen kann. Dafür werden mehrere Elektrodenstreifen auf beiden Seiten des PPL angebracht, die entweder mit einem negativen oder positiven Potenzial belegt sind. Prinzipiell kann man als ersten Schritt annähern, dass diese Streifen radial vom Kreismittelpunkt ausgehen. Damit wären aber die Streifen nicht galvanisch voneinander getrennt und die kleinen Abstände in der Nähe des Mittelpunktes führen zu einer inhomogenen Feldverteilung. Eine homogene Feldverteilung ist vor allem im Bereich des LCs, also mittig im PPL, entscheidend, weswegen die Elektrodenabstände großen Einfluss haben. So resultiert ein prinzipieller Entwurf, wie er in Abbildung 6.12 dargestellt ist.

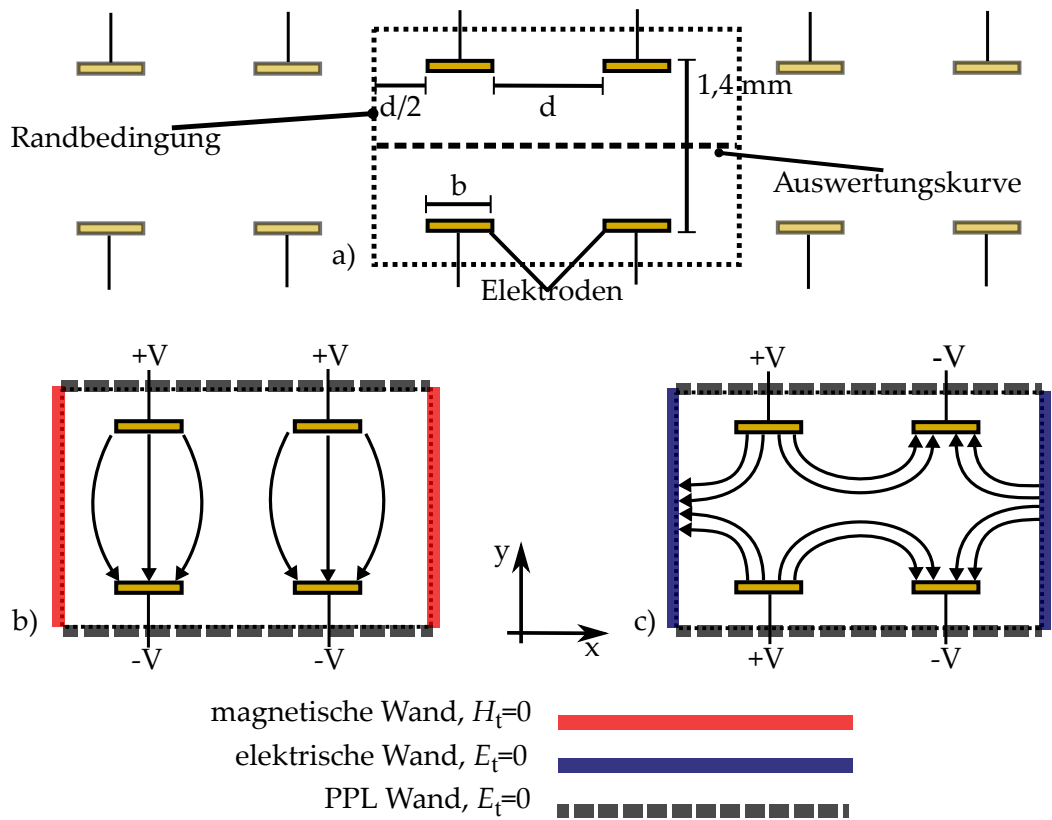


**Abbildung 6.12:** Prinzipielle Anordnung der Elektroden für die LC-Ausrichtung.

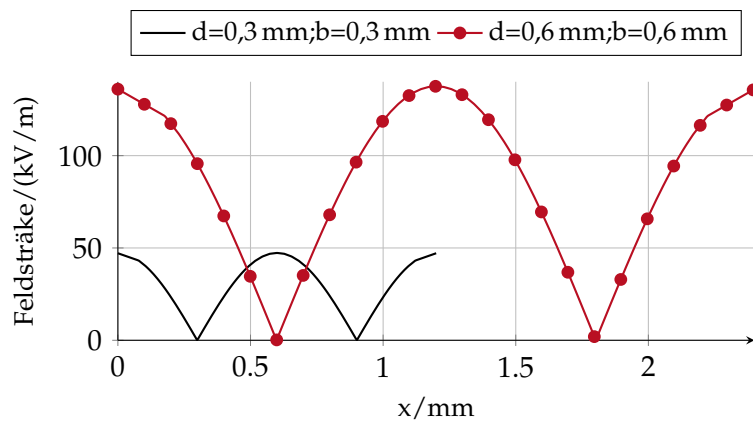
Um die einzelnen Dimensionen für eine homogene Feldverteilung besser analysieren zu können, wurde eine geometrische Elektrodenanordnung für die Simulation, siehe Abbildung 6.13, entwickelt. Ziel ist es einen Wertebereich der kleinsten sowie größten Dimensionen zu ermitteln, da sich die Dimensionen in Abhängigkeit des Radius  $r$  und der Anzahl der Elektrodenstreifen ändern. In dieser Anordnung werden jeweils zwei Elektrodenpaare in einem fixen Abstand von 1,4 mm, was dem Abstand der Metallplatten des PPL entspricht, gesetzt und in ihrer Breite  $b$  und dem Elektrodenabstand  $d$  variiert. Zwei Potenzialbelegungen sind relevant, einmal ein Quadrupol für die senkrechte Ausrichtung sowie gegenüberliegende Potenziale für die parallele Ausrichtung, siehe Abbildung 6.13. Für eine Vereinfachung der Simulation werden unterschiedliche Randbedingungen an den Seiten berücksichtigt, die zudem zu einer "virtuellen" Fortsetzung des E-Feldes führen. Im Falle einer parallelen Ausrichtung gilt eine magnetische Randbedingung, ( $H_t = 0$ ). Bei einer senkrechten Ausrichtung gilt eine elektrische Randbedingung, ( $E_t = 0$ ).

Die parallele Ausrichtung ist unkritisch und nur bei unpraktikablen Dimensionen der Elektroden treten Inhomogenitäten auf. Viel wichtiger ist der Quadrupol, da sich unabhängig von den Dimensionen eine feldfreie Zone zwischen Elektroden gleichen Potentials ausbilden. Um dies zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 6.14 den Vergleich der Feldstärke für zwei Dimensionspaare ( $d, b = 0,3$  mm und  $d, b = 0,6$  mm). Innerhalb der Simulation wird eine Potenzialdifferenz von 300 V angenommen. Es wird direkt offensichtlich, dass die Feldstärke mit größeren Dimensionen zunimmt, obwohl sich der prinzipielle Verlauf der Feldstärke nicht ändert.

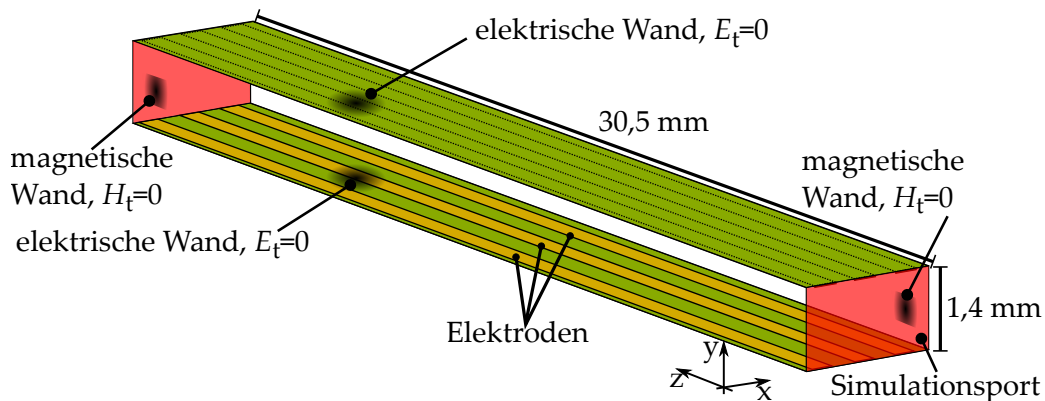
Bislang wurden nur gerade Elektrodenstreifen betrachtet, was dazu führen kann, dass sich unerwünschte TEM-Moden entlang der Elektroden ausbreiten können. Da in diesem Fall die Elektrode als Mikrostreifenleitung zu betrachten ist, kann eine elektromagnetische Welle in die Elektrode überkoppeln und die Welle wird nicht mehr im PPL-Mode geführt. Dieses Verhalten ist bei LC-Hohlleiterphasenschieber bekannt und wurde in den Arbeiten [Gäb15;



**Abbildung 6.13:** a) Schematische Darstellung der geometrischen Elektrodenanordnung für die Dimensionierung der Elektroden und zur Analyse der Feldstärke sowie Feldverteilung des E-Feldes. b) Konfiguration für die parallele LC-Ausrichtung. c) Konfiguration für die senkrechte LC-Ausrichtung.



**Abbildung 6.14:** Simulierte Feldstärke für die senkrechte LC-Ausrichtung für zwei Elektroden mit unterschiedlicher Dimensionierung entlang der Auswertungskurve in Abbildung 6.13.



**Abbildung 6.15:** HF-Simulationsmodell für die Auslegung der Filterstruktur der Elektroden.

Weil+13a; Weil17] analysiert. Kommt es zu einem Überkoppeln auf die Elektroden, steigen die Einfügeverluste und die Performanz der HF-Komponente sinkt, weswegen eine Entstehung von TEM-Moden auf den Elektroden vermieden werden muss. Beispielsweise kann durch eine Filterstruktur der Elektroden ein Tiefpassverhalten erzeugt werden, was zu einer Unterdrückung der parasitären Mikrostreifenleitungsmoden führt. Dieses Konzept wird in dieser Arbeit aufgegriffen und für das Elektrodennetzwerk adaptiert. Für die Auslegung der Filterstruktur wurde das in Abbildung 6.15 dargestellte HF-Simulationsmodell entwickelt. Eine exakte Nachbildung des PPLs ist aufgrund der offenen Berandung an den Seiten nicht möglich. Als Näherung werden in dem HF-Simulationsmodell elektrische und magnetische Randbedingungen berücksichtigt, die zu einer Anregung einer TEM-Welle mit konstanter Feldverteilung führen. Damit kann die PPL-Mode, die entlang eines Bogensegments im PPL auch eine nahezu konstante Feldverteilung hat, angenähert werden. Prinzipiell könnte auch ein Hohlleiter mit rein elektrischen Rändern betrachtet werden, die kosinusförmige E-Feldverteilung würde eine PPL-Mode, die konstante Feldverteilung aufweist, schlechter abbilden.

Zwischen den Elektroden ist in dem Simulationsmodell ein Dielektrikum platziert mit  $\epsilon_{r,\perp} < \epsilon_r < \epsilon_{r,\parallel}$ , um das Verkopplungsverhalten für die unterschiedlichen LC-Ausrichtungen zu ermitteln.

Mit einer fixen Höhe von 1,4 mm und einer Länge von 30,5 mm können in dem HF-Simulationsmodell Parameter wie Elektrodenabstand und Breite anhand des  $|S_{21}|$  analysiert werden. In der Simulation wird auch die Rahmenbedingung für die spätere Herstellung der Elektroden berücksichtigt. Diese werden auf einen 12  $\mu\text{m}$  dünnen Polyimidfilm aufgebracht und haben eine Kupferschichtdicke von 9  $\mu\text{m}$ .

In den Simulationen zeigt sich, dass zahlreiche Resonanzen für eine gerade Elektrodenstruktur entstehen, siehe Abbildung 6.17. Das Entstehen der parasitären TEM-Mikrostreifenmode ist außerdem abhängig von der Permittivität des Dielektrikums und steigt mit höherem  $\epsilon_r$ . Um diesem Problem zu begegnen, wurde die Filterstruktur aus Abbildung 6.16 entwickelt.

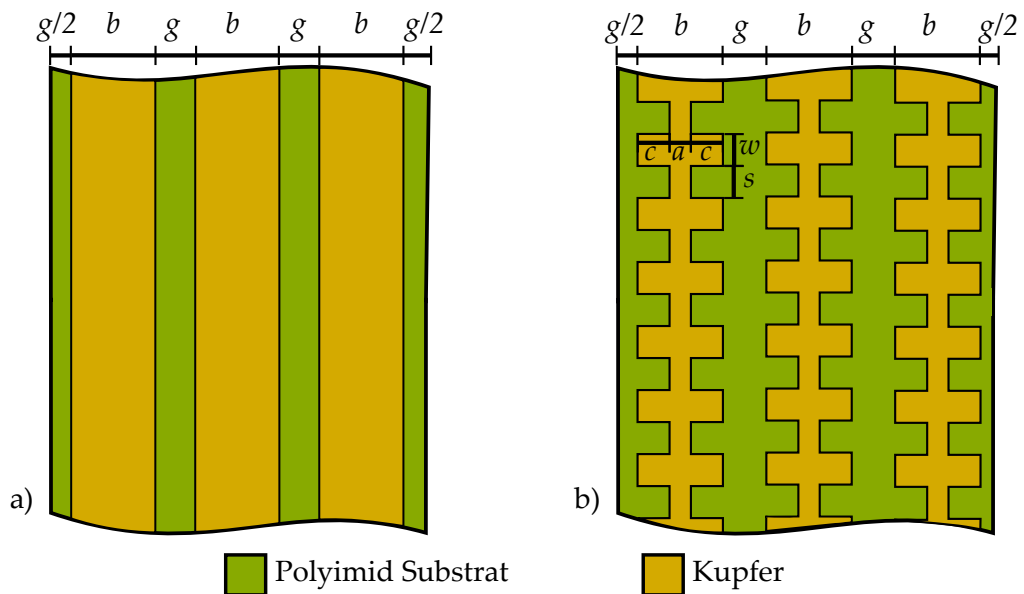
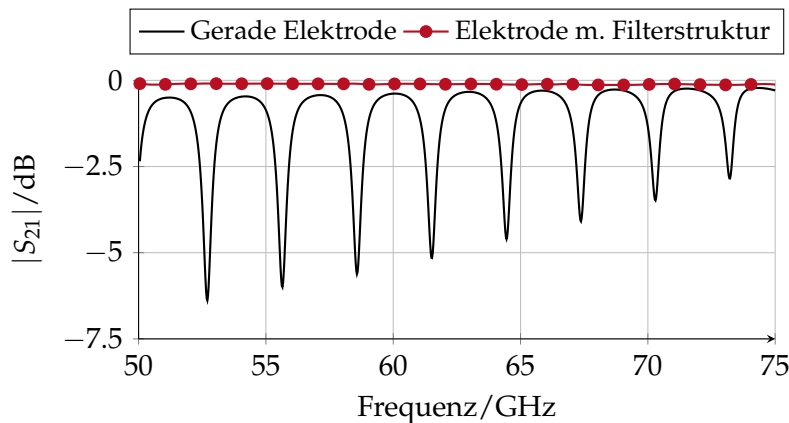


Abbildung 6.16: a) Gerade Elektroden. b) Elektroden mit Filterstruktur.

Diese besteht aus einer periodischen Rechteckstruktur mit einer Segmentlänge von  $100\ \mu\text{m}$  und erzielt eine konstante Unterdrückung der TEM-Mode entlang der Elektrode. Da sich für das spätere Elektrodennetzwerk die Breite jeder Elektrode mit dem Radius ändert, wird ein optimales Verhältnis von minimaler und maximaler Breite ermittelt. Dieses liegt bei einem Verhältnis von  $1/3$  bzw.  $a/3 + 2c/3 = b$ , siehe Abbildung 6.16. Der Elektrodenabstand  $g$  hat keinen nennenswerten Effekt auf die Verkopplung und  $|S_{21}|$  und kann dementsprechend auf die statische E-Feldverteilung optimiert werden. Das Resultat der entworfenen Filterstruktur ist in Abbildung 6.17 anhand des simulierten  $|S_{21}|$  dargestellt. Während sich bei einer geraden Elektrode zahlreiche Resonanzen ausbilden, werden diese durch die Filterstruktur komplett unterdrückt.

### 6.3.2 Entwurf des Elektrodennetzwerks

Mit den grundlegenden Dimensionen der Elektroden sowie der Filterstruktur für die Unterdrückung der Mikrostreifenleitungsmode kann nun das Elektrodennetzwerk entworfen werden. Um die Komplexität des Labordemonstrators zu reduzieren, werden Vereinfachungen des Elektrodennetzwerks berücksichtigt. Idealerweise besteht das Elektrodennetzwerk aus sehr feinen Elektroden, die unabhängig voneinander mit einem Potential belegt werden können, um den Schwenkwinkel entsprechend fein aufzulösen. Das hätte aber ein komplexes Ansteuersystem und zahlreiche Zuleitungen zur Folge. Wird auf eine feine Auflösung des Schwenkwinkels verzichtet, kann die Anzahl der Elektroden deutlich reduziert werden. Es sind dementsprechend weniger Zuleitungen notwendig. Um die Komplexität



**Abbildung 6.17:** Simulierter  $|S_{21}|$  des in Abbildung 6.15 dargestellten Simulationsmodells.

tät des Elektrodennetzwerks für eine Validierung des Konzepts zu reduzieren, wird ein Elektrodennetzwerk gewählt, welches nur drei diskrete Schwenkwinkel ermöglicht. Dabei kann für Strahlschwenkung diskret zwischen  $\alpha = -30^\circ, 0^\circ$  und  $30^\circ$  konfiguriert werden. Trotz dieser Vereinfachung kann anhand des Labordemonstrators, zusätzlich zur diskreten Strahlschwenkung, die Strahlbreite sowie die Ausprägung von zwei Antennenkeulen erfolgreich demonstriert werden, wie es in Abschnitt 6.1 beschrieben wurde. Alle realisierbare Abstrahlmodi sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

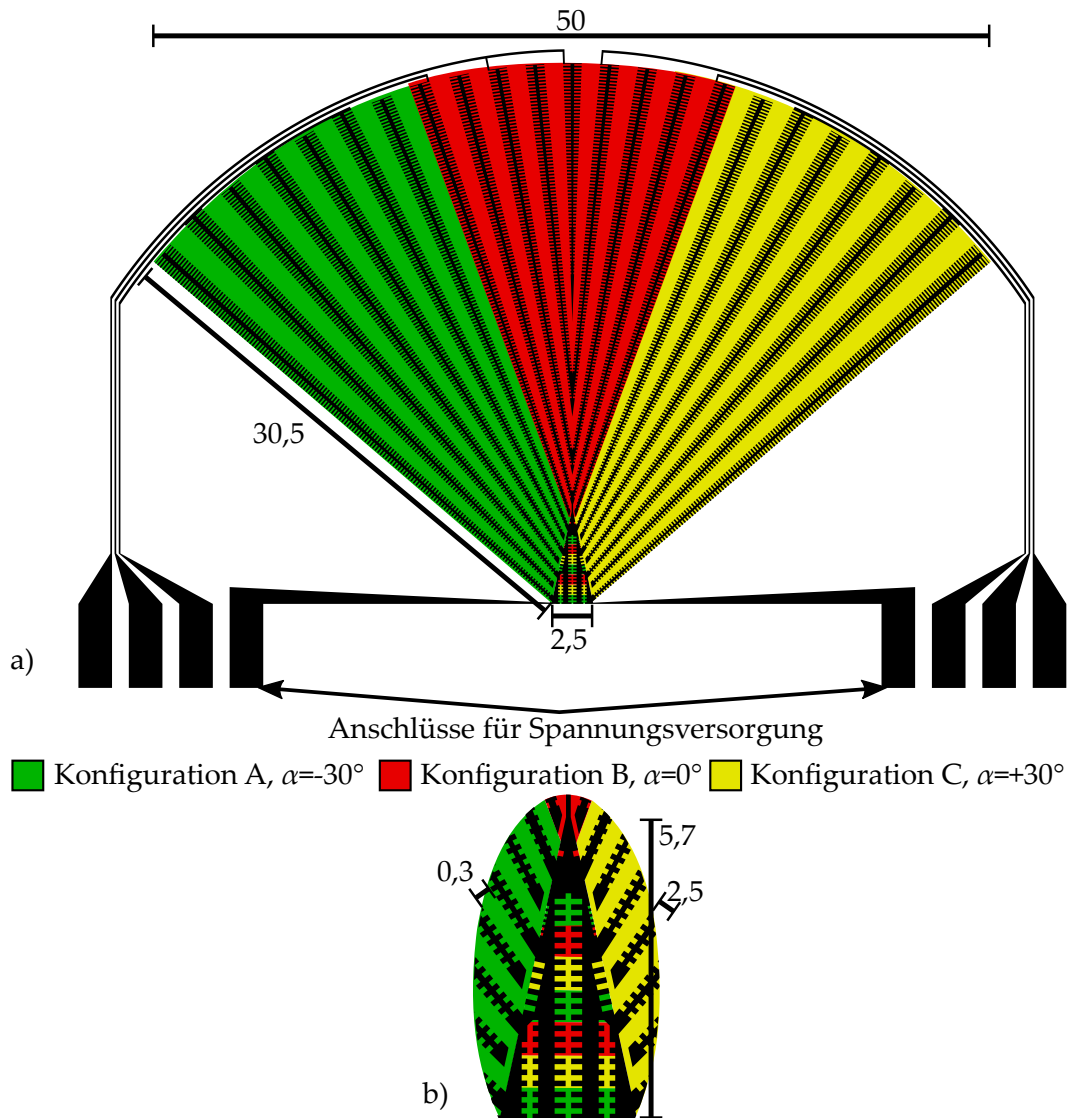
**Tabelle 6.1:** Zusammenfassung der Eigenschaften sowie Abstrahlmodi der vorgestellten Linsenantenne. Die Konfigurationen beziehen sich auf Abbildung 6.18.

Eigenschaft	Abstrahlmodus	Konfiguration
Strahlschwenkung	(1) geschwenkt $\alpha = -30^\circ$	A
	(2) schmal, direktional $\alpha = 0^\circ$	B
	(3) geschwenkt $\alpha = +30^\circ$	C
Justierung Keulenbreite	(4) breit $\alpha = 0^\circ$	A bis C
Mehrere Keulen	(5) Zweistrahl	A und C

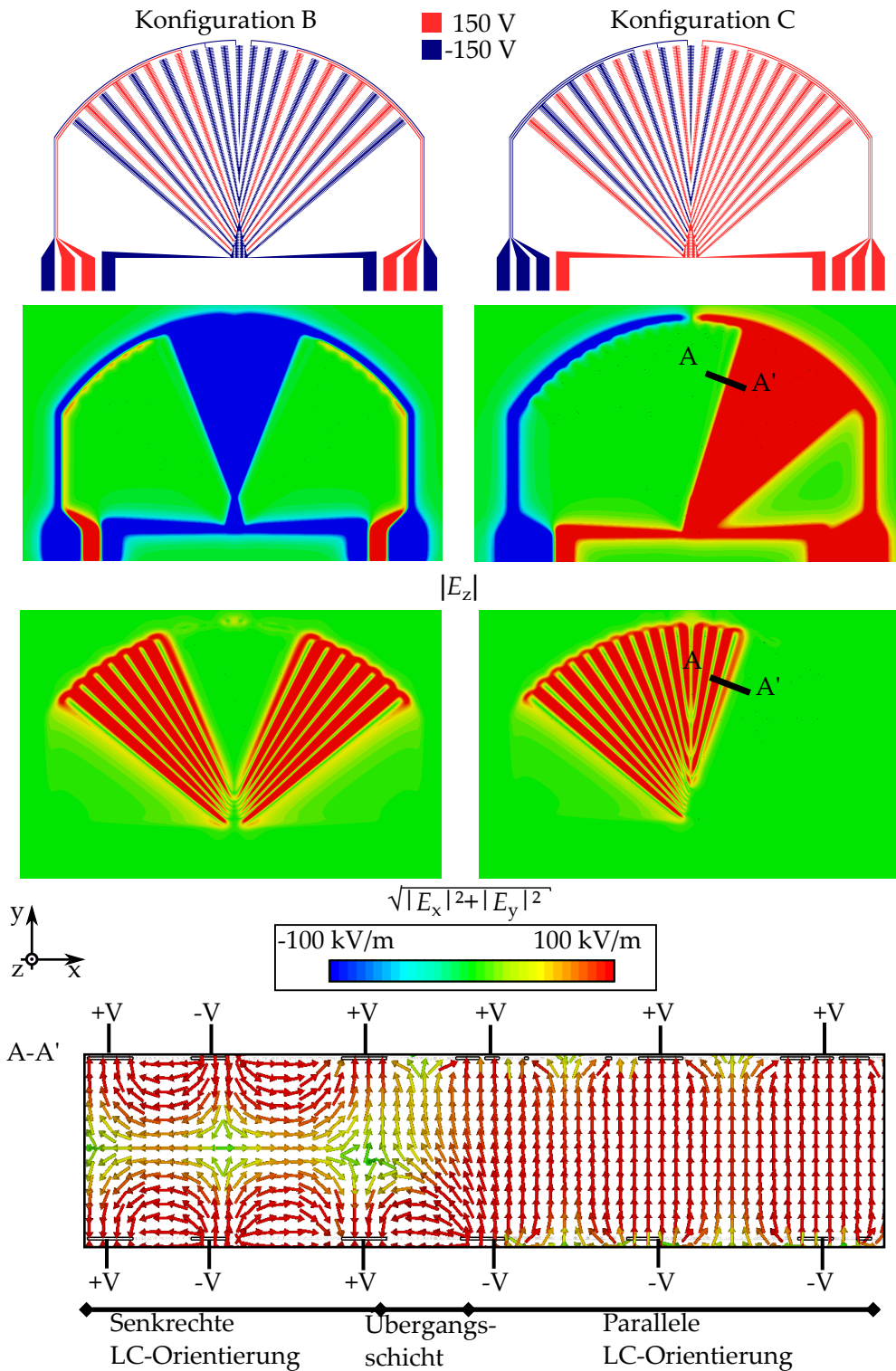
Anhand der in Abschnitt 6.3.1 beschriebenen Grenzen der Elektrodendimensionen wurde ein Java-basiertes Tool entwickelt, welches vollparametrisiert die Elektroden entlang eines Halbkreises anordnet. Die Filterstruktur der Elektroden, also die Rechteckkontur, ist auch parametrisiert einstellbar, was vor allem wichtig ist, um die Elektrodenstruktur innerhalb der festgelegten Grenzen, aus Abschnitt 6.3.1, zu entwerfen.

Aufgrund der Vereinfachungen des Labordemonstrators nur diskrete Abstrahlmodi zu verwenden, können mehrere Elektroden zusammengelegt werden und die Anzahl der Spannungsanschlüsse auf insgesamt 16 reduziert werden. Eine Ober-/Unterseite des Elektrodennetzwerks ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Das Elektrodennetzwerk besteht aus 25 Elektroden auf jeweils der Ober-/Unterseite, also insgesamt 50 einzelnen Elektroden.

Die farblichen Zonen stehen hierbei für die Konfigurationen der Potenzialbelegung für die parallele Ausrichtung des LCs mit denen die in Tabelle 6.1 beschriebenen Abstrahlmodi eingestellt werden. Daraus ist direkt ersichtlich, dass sich jede Konfiguration in einem gewissen Bereich oberhalb des Kreismittelpunkts überlappt. Das bedeutet, dass dort der LC immer parallel ausgerichtet werden muss. Um hier das Elektrodennetzwerk zusätzlich zu vereinfachen und die Komplexität der Ansteuerung zu reduzieren, kommt die komplette Fläche höherer Permittivität nur für die Schwenkkonfigurationen 1 und 3 ( $\alpha = \pm 30^\circ$ ) zuteil. Für Konfiguration B ( $\alpha = \pm 30^\circ$ ), wird eine Flächenreduktion der parallelen LC-Ausrichtung in Kauf genommen. Dies verschlechtert die Abstrahleigenschaft für  $\alpha = 0^\circ$  nur begrenzt, da die Welle dieser Konfiguration nicht abgelenkt wird und die Ausbreitungsrichtung der EM-Welle mit der Ausrichtung der höheren Permittivität übereinstimmt. Das Simulationsergebnis, des statischen E-Feldes des entwickelten Elektrodennetzwerks ist in Abbildung 6.19 dargestellt. In dieser Abbildung wird das E-Feld entlang einer Schnittebene mittig in dem PPL dargestellt. Beide Feldkomponenten, Tangential- wie Normalkomponente, sind für zwei Konfigurationen gezeigt. Dabei sorgt die Tangentialkomponente  $\vec{E}_t = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$  für die senkrechte Ausrichtung des LCs  $\varepsilon_{LC,\perp}$  und die Normalkomponente  $\vec{E}_n = E_z$  für die parallele Ausrichtung des LCs  $\varepsilon_{LC,\parallel}$ . Gut erkennbar ist die Feldhomogenität für die parallele LC -usrichtung sowie die reduzierte Fläche paralleler LC-Ausrichtung für Konfiguration 1 ( $\alpha = 0^\circ$ ). Die Tangentialkomponente, relevant für die senkrechte LC-Ausrichtung, zeigt aufgrund der verwendeten Quadrupolanordnung feldfreie Zonen. Dies bedeutet, dass der LC nicht komplett senkrecht ausgerichtet werden kann und somit die niedrigste Permittivität,  $\varepsilon_{r,\perp}$  nicht erreichbar ist. Außerdem bildet sich eine Übergangsschicht zwischen der parallel und senkrechten Ausrichtung, da ein Wechsel der Potenzialverteilung mit einer Feldinhomogenität einhergeht. Diese Übergangsschicht führt dazu, dass sich keine scharfe Abgrenzung zwischen den beiden Permittivitäten bildet und ein Verschmierungseffekt entsteht. Mithilfe der Felddarstellung der statischen Feldverteilung kann man abschätzen, dass die Übergangsschicht zwischen 0,5 bis 0,75 mm breit ist. Um die Auswirkung zu überprüfen, wurde in das Simulationsmodell ein linearer Permittivitätsgradient an der Grenzschicht von niedriger und hoher Permittivität eingefügt. Hierbei zeigte sich nur eine kleine Auswirkung im oberen V-Band, da die Breite der Übergangsschicht im Vergleich zur Wellenlänge ( $\lambda_{\text{eff}} = 2,5 \text{ mm}$  bei 75 GHz) stärker ins Gewicht fällt.



**Abbildung 6.18:** a) Ober-/Unterseite des entwickelten Elektrodenetzwerks. Jede Farbe gibt die parallele LC-Ausrichtung für eine Konfiguration wieder. b) Überlappungsbereich der unterschiedlichen Konfigurationen. In diesem Bereich ist der LC immer parallel ausgerichtet. Dimensionen in mm.



**Abbildung 6.19:** Simulationsergebnis der statischen Feldsimulation in CST Studio Suite für zwei Schwenkkonfigurationen. Zwischen dem Quadrupolfeld und dem parallel orientieren E-Feld entsteht eine Übergangsschicht.

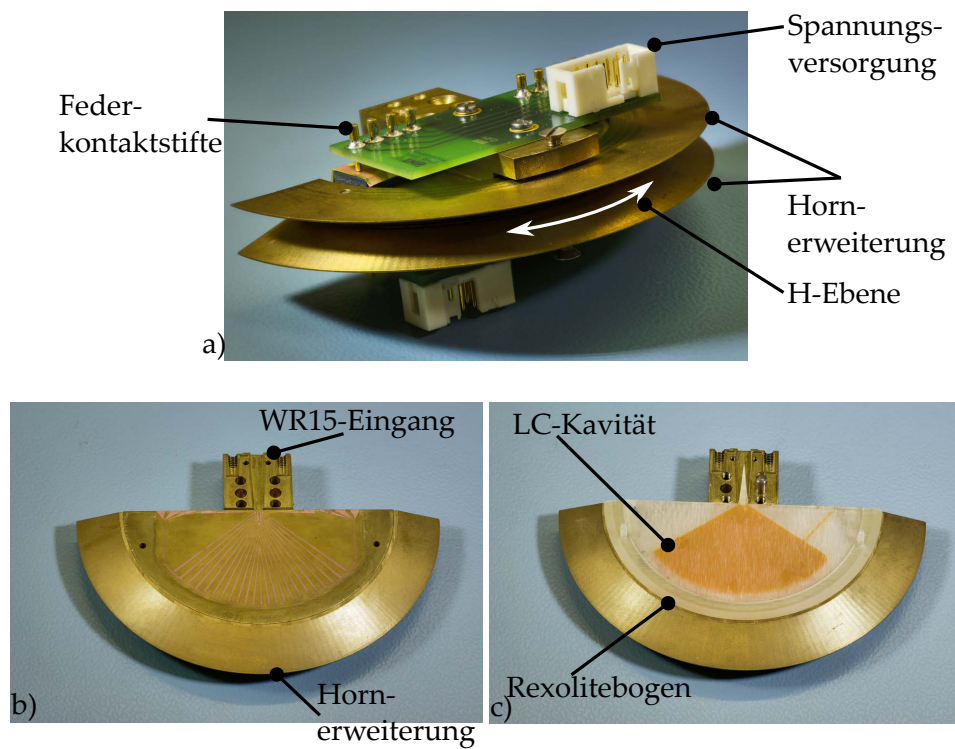
### 6.3.3 Realisierung und HF-Charakterisierung

Die realisierte Linsenantenne ist in Abbildung 6.20 zu sehen. Im Vergleich zur Voruntersuchung wurde die Anzahl an Bauteilen reduziert, um eine Spaltenbildung zu verhindern. Der PPL wird zusammen mit dem WR15-Teil aus zwei Hälften als Messing-Splitblock gefertigt. Die halbkreisförmige Hornerweiterung besteht aus zwei Teilen für die Ober- und Unterseite und wird an den Splitblock angeschraubt. Die LC-Kavität besteht aus zwei Rexolitehälften, die mit einem UV-Kleber verklebt werden. Großer Vorteil eines UV-Klebers ist, dass eine gute Positionierung möglich ist und nach Ausrichten der Bauteile der Kleber durch UV-Licht aushärtet. Der LC wird durch einen Befüllkanal und einer 0,5 mm dicken Kanüle in die Kavität eingebracht. Anschließend wird der Befüllkanal mit einem Epoxidkleber versiegelt. Die Rexolitekavität wird durch den Rexolitebogen, welcher mit Kunststoffschrauben verschraubt wird, in Position gehalten.

Die Elektroden sind auf DuPont AC 091200E mit einer Foliendicke von 12  $\mu\text{m}$  aufgebracht, siehe Abbildung 6.21, und werden mit einem Positionierungswachs auf die PPL-Wände geklebt. Dazu werden die zwei Messingblöcke erwärmt, sodass das Wachs schmilzt und die Polyimidfolien in Position gebracht werden können. Durch das Wachs entsteht eine zusätzliche Schicht von ca. 30  $\mu\text{m}$ . Diese Schichtdicke wurde in der Simulation der Filterstruktur, siehe Abschnitt 6.3.1, berücksichtigt und es zeigte sich keine Verschlechterung des  $|S_{21}|$ . In Abbildung 6.20 ist zu erkennen, dass die Folielektroden durch Federkontaktstifte an die Spannungsversorgung kontaktiert werden. Eine Detailaufnahme der Elektroden ist in Abbildung 6.21 gezeigt.

Die erste Messung der steuerbaren Linsenantenne, die durchgeführt wurde, ist die Messung der Eingangsreflexion in Abhängigkeit der Steuerzustände, siehe Abbildung 6.22. Für die Messung wurde der LC so gesteuert, dass sich der LC komplett parallel sowie senkrecht entlang der kompletten Fläche ausrichtet, also beide möglichen Extreme der Permittivität eingestellt sind. Hierbei zeigt sich keine Änderung des gemessenen  $|S_{11}|$  und auch keine Abhängigkeit von den anderen Konfigurationen. Der gemessene  $|S_{11}|$  zeigt im Vergleich zur Simulation eine Abweichung von ca. 15 dB, ist aber stets unter  $-10$  dB. Anhand der Messung ergab sich, dass die Eingangsreflexion sensibel auf mechanische Spannungen und somit leichte Dimensionsänderungen reagiert, die durch die Verschraubung entstehen. Da die Antenne zwei unterschiedliche Phasenzentren besitzt [Tok16], muss die Antenne für die Messung beider Polarisierungsebenen immer versetzt werden. Die Messung der E-Ebene, anhand man die Richtwirkung des Horns erkennt, ist in Abbildung 6.23 dargestellt. Hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Messung und Simulation.

Die gemessenen und simulierten Antennendiagramme in der H-Ebene sind in Abbildung 6.24 zusammengefasst. Aus Gründen der Übersichtlichkeit und Symmetrie ist nur eine geschwenkte Konfiguration gezeigt. Auffällig ist die zum Teil große Diskrepanz von Simulation und Messung, insbesondere im Fall einer Vollaussteuerung des LCs, d.h. Abstrahlmodus (4). Dies kann ein Hinweis sein, dass die Elektroden trotz der Filterstruktur, die elektromagnetische Welle beeinflussen. Da sich die Welle bei einem vollausgesteuerten LC



**Abbildung 6.20:** a) Zusammengebaute, steuerbare Linsenantenne. b) Blick auf die aufgebrachte Elektrodenstruktur. c) Blick auf die LC Kavität mit GT3-23001 sowie auf den Rexolitebogen.

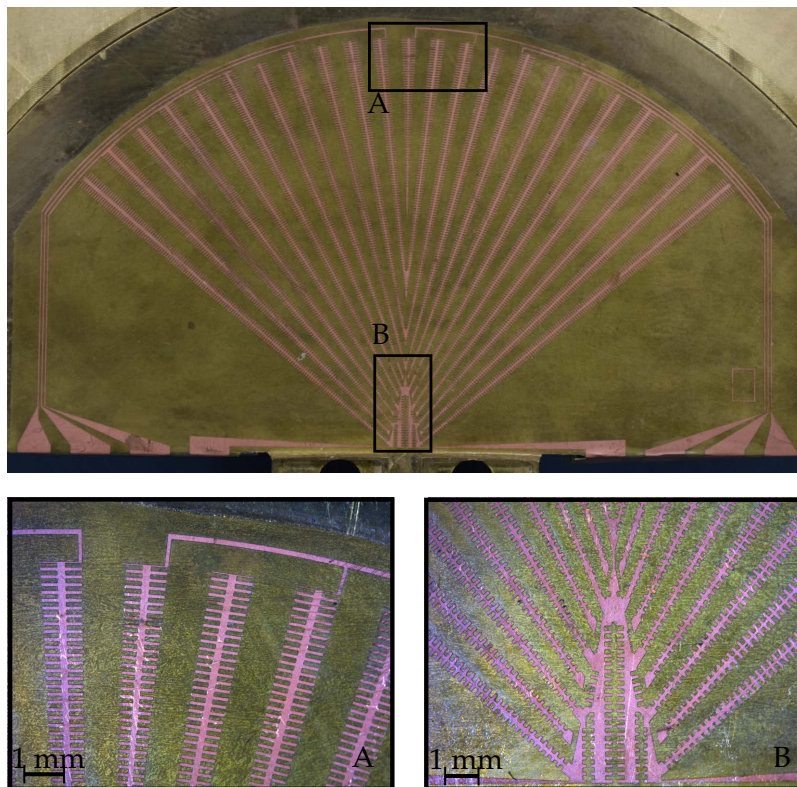


Abbildung 6.21: Detailaufnahme der aufgetragenen Elektroden.

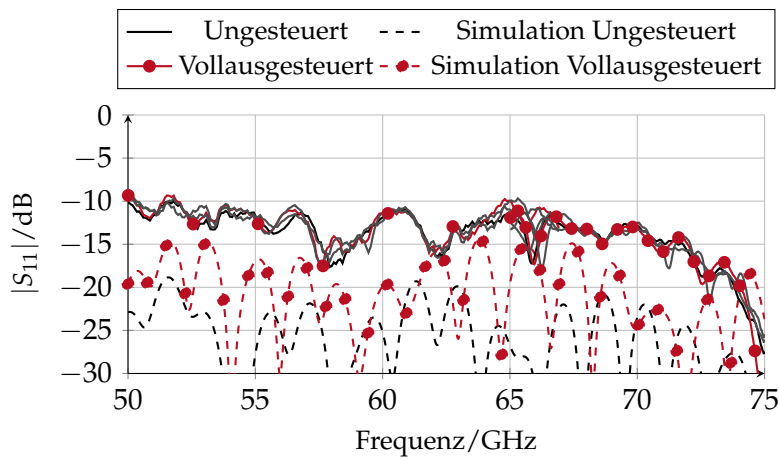
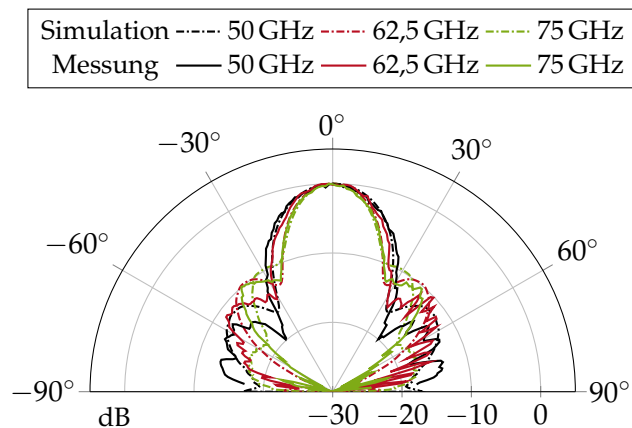


Abbildung 6.22: Simulierter und gemessener  $|S_{11}|$ . Gezeigt ist jeweils die vollausgesteuerte  $\epsilon_{r,LC} = \epsilon_{r,\parallel}$  sowie unausgesteuerte  $\epsilon_{r,LC} = \epsilon_{r,\perp}$  LC-Kavität. In grau sind alle gemessenen Konfiguration angegeben.



**Abbildung 6.23:** Vergleich von simulierten und gemessenen Antennendiagrammen in der E-Ebene. In dieser Messung wurde Abstrahlmodus (2) gewählt.

in einem breiten Winkel ausbreitet, zeigt sich eine mögliche Beeinflussung der Elektroden nur in diesem Abstrahlmodus. Um diesen Effekt zu überprüfen, wurde eine Simulation mit CST Studio Suite der gesamten Linsenantenne mit Elektrodensystem durchgeführt. Trotz eines sehr feinen Simulationsgitters, mit 150 Millionen Zellen, zeigte sich kein Effekt der Elektroden auf das Abstrahlverhalten.

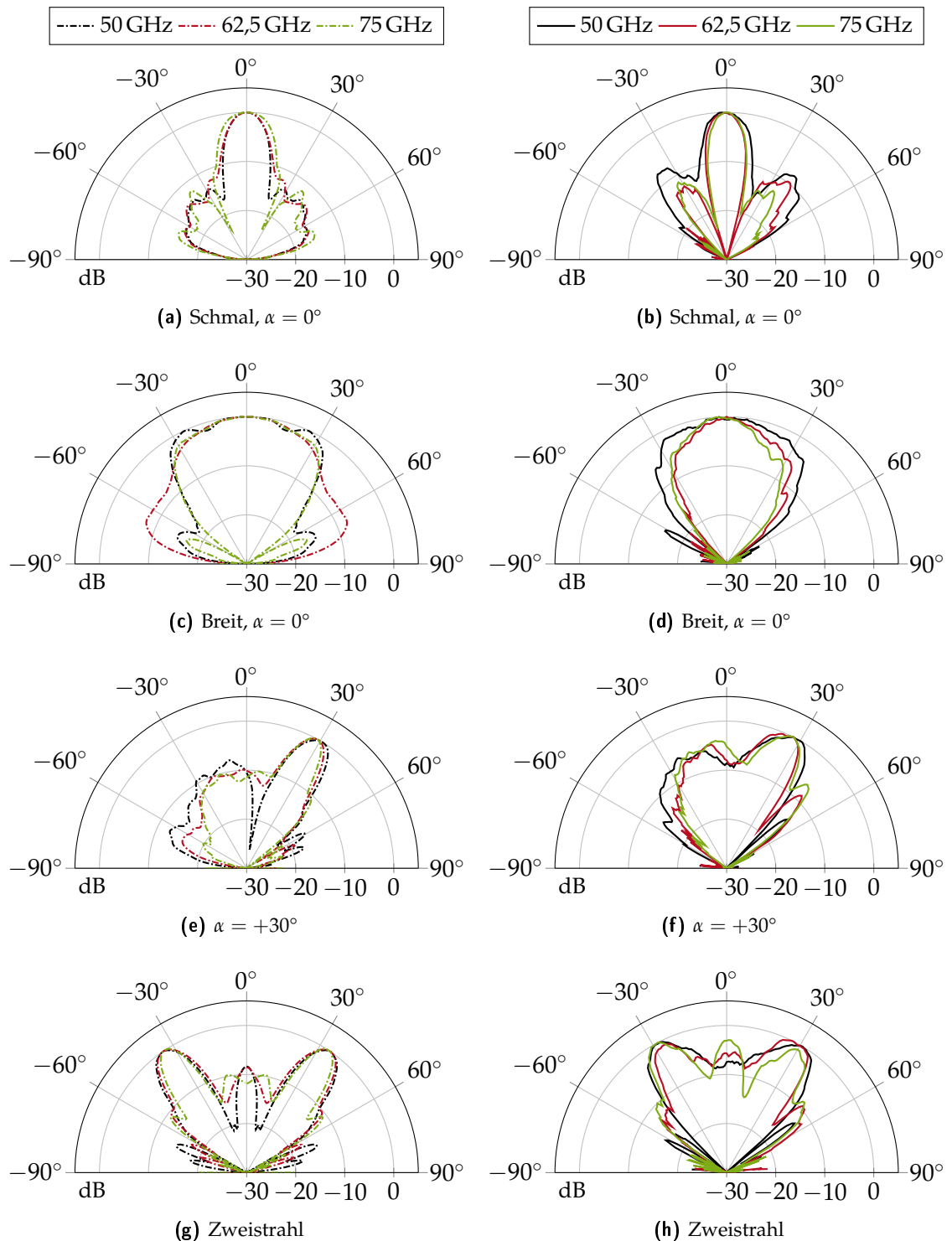
Zu dem genannten Effekt kommt ein allgemein höheres SLL sowie ein reduzierter Antennengewinn (Vergleichsmessung mit 25 dBi Standard-Gain-Horn), siehe Abbildung 6.25. Das erhöhte SLL, vor allem in geschwenkter Konfiguration, kann durch einen nicht komplett senkrecht ausgerichteten LC entstehen. Da sich deshalb die Permittivität ändert, kommt es zu einer Verkleinerung des möglichen Schwenkwinkels bzw. zu höherer Leckanteilen der abgelenkten Welle. Durch Toleranzen bei der Platzierung der beiden Elektroden kommt es zu Inhomogenitäten des Ansteuerfeldes. Zum einen beeinflussen die Inhomogenitäten die LC-Ausrichtung, sodass der LC nicht wie gewünscht vollständig ausgerichtet wird und dementsprechend die LC-Permittivität reduziert wird. Zum anderen wird die Übergangsschicht beeinflusst und der Verschmierungseffekt vergrößert, was die Ablenkung der EM-Welle verschlechtert. Aufgrund der allgemein kleinen Dimensionen der Elektroden, vor allem in Nähe der WR15-Einspeisung, kommt es außerdem zu parasitären Effekten, da die Welle nicht mehr ideal geführt wird.

Die Kreuzpolarisationsentkopplung ist inhärent sehr hoch da eine in  $x$ -Richtung polarisierte Welle erst ab 68 GHz im PPL ausbreitungsfähig ist. Hinzu kommt der WR15 als polarisationsselektives Element. In Messungen wurde eine Kreuzpolarisationsentkopplung von über 40 dB ermittelt.

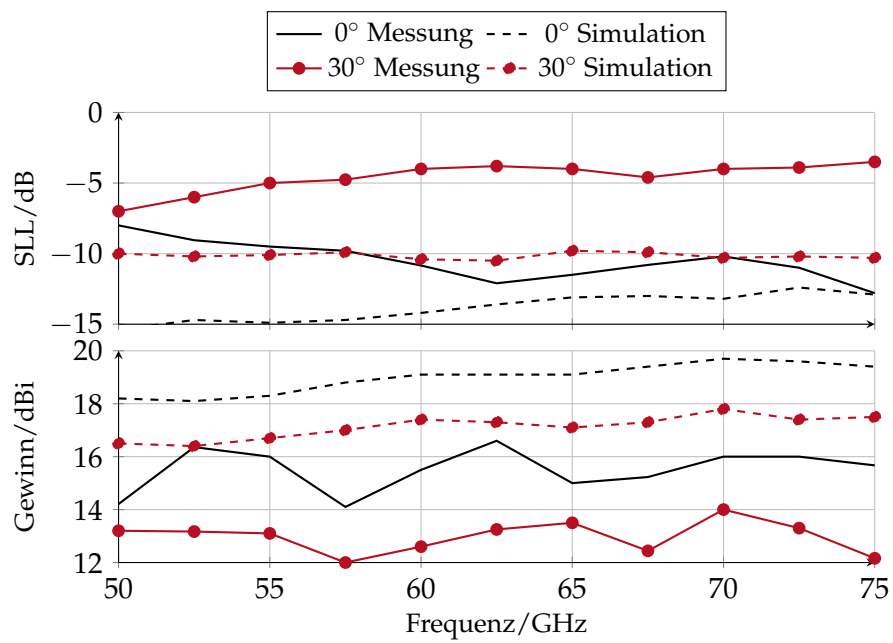
Insgesamt kann anhand der Messungen, trotz der Diskrepanzen, die große Vielseitigkeit der vorgestellten Linsenantenne demonstriert werden. Strahlschwenkung, Justierung der Strahlbreite und die Erzeugung mehrerer Hauptkeulen sind allein durch unterschiedliche Aussteuerungen des LCs mit einer einzelnen Antenne möglich. Hinzu kommt, dass sich das elektrische Ansteuersystem vereinfacht, da nur zwei Spannungen, die auf dem Elektro-

densystem verteilt werden, benötigt werden.

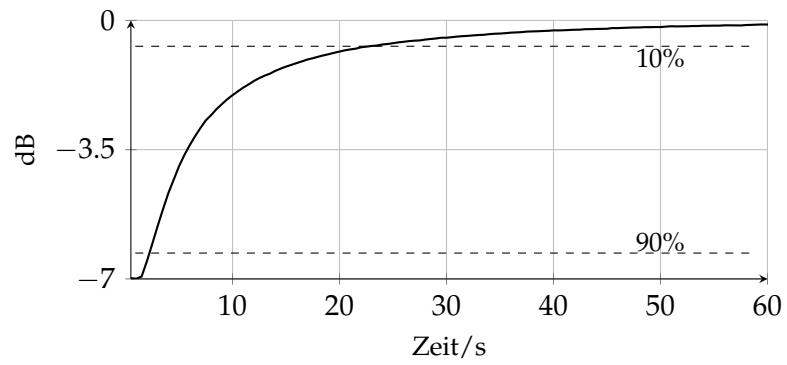
Die Schwenkzeit, also die Zeit, die die Moleküle für eine komplette Umorientierung benötigen, ist in Abbildung 6.26 angegeben. Für diese Messung wird die Linsenantenne mechanisch um  $30^\circ$  gedreht und zwischen Abstrahlmodus (A) und (C) ( $\alpha = -30^\circ$  auf  $\alpha + 30^\circ$ ) gewechselt und währenddessen der Empfangspegel über der Zeit aufgezeichnet. Die Schwenkzeit beträgt jeweils 11 s und 20 s. Der Unterschied entsteht durch die unterschiedliche Anisotropie der Permittivität bei niedrigen Frequenzen, hier 1 kHz und der damit verbundenen Zeit in der sich die LC-Moleküle neu ausrichten. Aufgrund der unterschiedlichen Permittivitäten kommt es auch zu einem Unterschied der elektrischen Energie im Dielektrikum. Dies ist der Grund, warum die Zeit der Umorientierung der LC-Moleküle aufgrund der Minimierung der Gibbs-Energie unterschiedlich lang ausfällt.



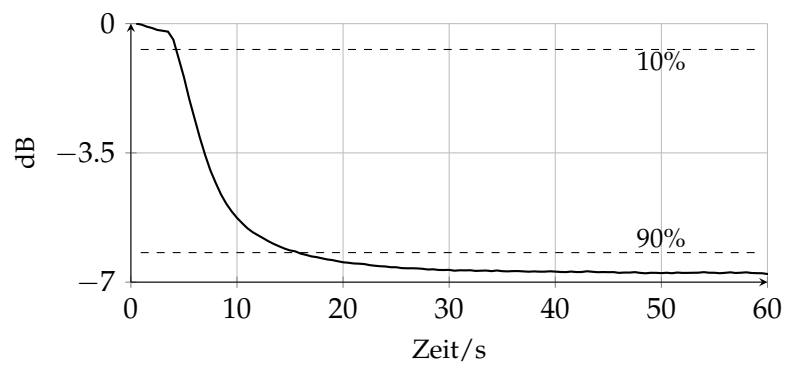
**Abbildung 6.24:** Vergleich von simulierten (links) und gemessenen (rechts) Antennendiagrammen unterschiedlicher Konfigurationen in der H-Ebene. Die Antennendiagramme wurden auf ihre Hauptstrahlrichtung normalisiert.



**Abbildung 6.25:** Vergleich von simulierten sowie gemessenem SLL und Antennengewinn der steuerbaren Linsenantenne.



(a)



(b)

**Abbildung 6.26:** Schwenkzeit der steuerbaren Linsenantenne. a) Strahlschwenkung von Abstrahlmodus (A) auf (C) . b) Strahlschwenkung von Abstrahlmodus (C) auf (A) . Zu sehen ist der auf Hauptstrahlrichtung normalisierte Empfangspegel.

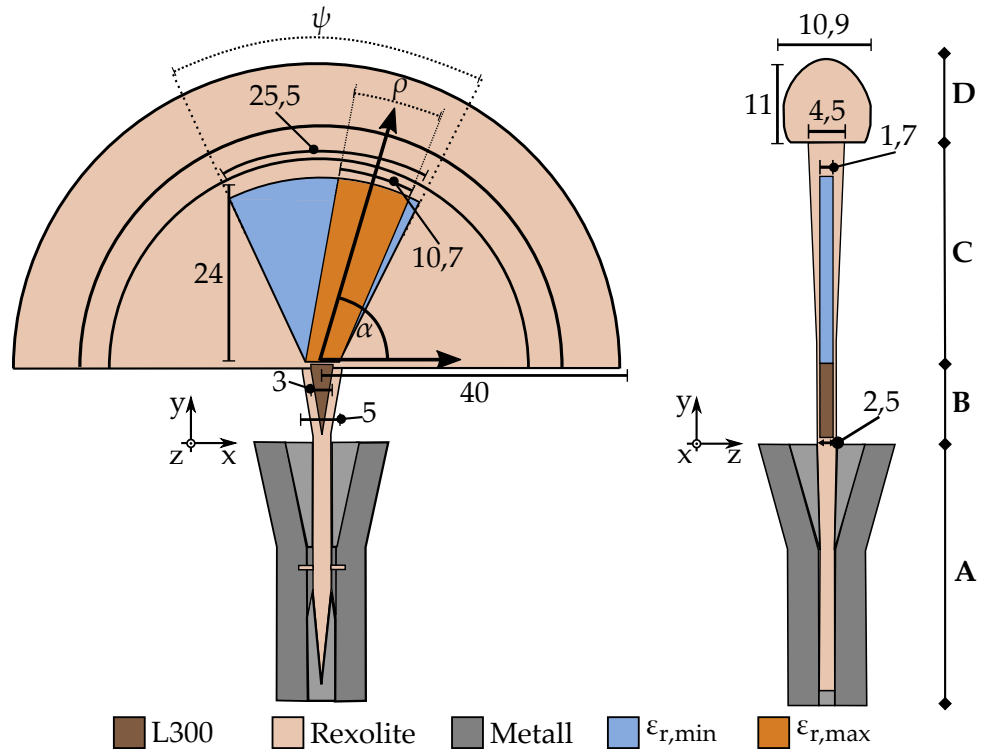
## 6.4 Volldielektrische Linsenantenne

Größte Herausforderung im Entwurfsprozess der rekonfigurierbaren Linsenantenne war das Elektrodendesign, um parasitäre HF-Moden im PPL zu unterdrücken. Trotz der entworfenen Filterstruktur, konnte ein Einfluss der Elektroden auf das Abstrahlverhalten nicht vermieden werden. In dem vorherigen Kapitel konnte gezeigt werden, dass sich die elektrische Ansteuerung von LC bei dielektrischen Wellenleitern aufgrund der elektrisch offenen Bauweise vereinfacht. Konsequenterweise bietet sich somit eine volldielektrische Linsenantenne an, um den Elektrodenentwurf zu vereinfachen bzw. ein Entstehen von parasitären HF-Moden zu verhindern. Darüber hinaus, hat ein volldielektrischer Ansatz weitere Vorteile: die Antenne wird leicht und er ermöglicht eine kosteneffiziente Fertigung [Gei+17a; Gei+17b; Kar+14].

Der prinzipielle Entwurf ist ähnlich wie der der PPL-Linse. Anstatt einer Hohlleiterspeisung wird ein einzelner DW zur Einspeisung wie in [Gei+17a; Gei+17b] verwendet. LC wird in einem halbkreisförmigen Kunststoffkörper eingebracht und sorgt für eine Rekonfigurierbarkeit. Abbildung 6.27 zeigt die schematische Darstellung der volldielektrischen Linse. Es ist direkt ersichtlich, dass, trotz der Ähnlichkeit zur PPL-Linse, einige Änderungen vorgenommen werden. Die volldielektrische Linsenantenne ist wie folgt aufgebaut:

- **A** Für die Vermessung wird ein Übergang von WR15-Hohlleiter auf DW benötigt.
- **B** Der Rexolite DW wird verbreitert und hat einen dielektrischen Kern aus Preperm L300.
- **C** Halbkreisförmiger Kunststoffkörper aus Rexolite mit LC-Füllung GT5-26001.
- **D** Semielliptische, integrierte Linse zur besseren Strahlbündelung.

Um die volldielektrische Linsenantenne vermessen zu können, muss ein WR15 Hohlleiter auf DW Leitungsübergang **A** entworfen werden. Dieser ist eine skalierte Version des WR10-Übergangs, vgl. Abschnitt 3.3. Aufgrund der niedrigeren Frequenzen von 50 bis 75 GHz wird der quadratische DW auf 2,5 mm Kantenlänge angepasst. Die Einspeisung der Linse wird durch einen verbreiterten DW mit dielektrischem Kern realisiert. Mit dem breiten DW und dem zusätzlichen dielektrischen Kern sinkt der evaneszente Feldanteil außerhalb des DW und das Feld konzentriert sich mehr im DW. Dies verhindert parasitäre Moden, die sich sonst vom DW lösen, abstrahlen und sich hierdurch mit der gewünschten Abstrahlung überlagern. Als Kernmaterial wird hierbei Preperm L300 ( $\epsilon_r = 3$   $\tan \delta = 0,0015$ ) verwendet. Im Rexolitekörper **C** befindet sich eine 1,7 mm dicke LC-Kavität. Die LC-Kavität hat einen gesamten Öffnungswinkel von  $\Psi = 60^\circ$  entworfen, sodass Schwenkwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = \pm 20^\circ$  erreicht werden können. Die Fläche höherer Permittivität hat dabei einen Öffnungswinkel von  $\rho = 25^\circ$  bei  $\alpha = \pm 20^\circ$  und  $\rho = 40^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$ . Bei Geradeausrichtung wird ein größerer Öffnungswinkel gewählt, da so das SLL bei gleichbleibender HPBW reduziert wird. Im vorigen Kapitel hat sich in den Messungen herausgestellt, dass die reduzierte Fläche höherer Permittivität bei  $\alpha = 0^\circ$  signifikant das Antennendiagramm

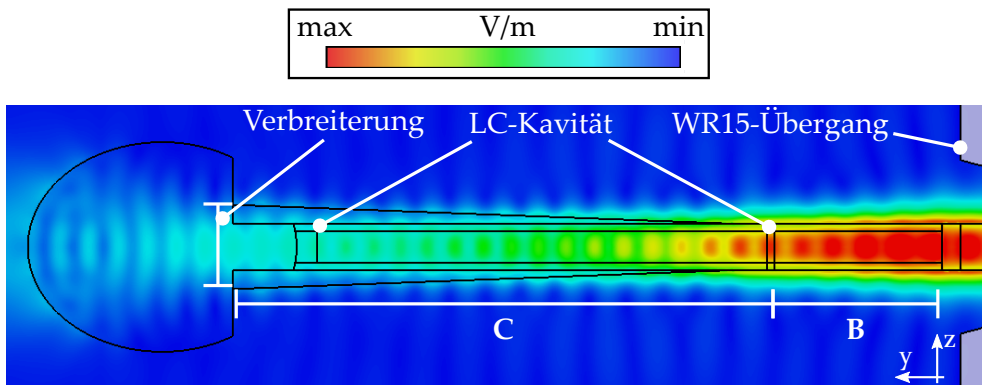


**Abbildung 6.27:** Schematische Darstellung der voll-dielektrischen Linsenantenne mit rekonfigurierbarer Apertur. Dimensionen in mm

beeinflusst, weswegen in diesem Fall die Konfiguration der Elektroden so gewählt wurde, dass sich ein breiterer Öffnungswinkel von  $40^\circ$  der Fläche höherer Permittivität ausbildet. Zur semielliptischen Linse **D** verbreitert sich der halbkreisförmige Rexolitekörper nochmals um parasitäre Abstrahlungseffekte zu minimieren. Der Effekt der beschriebenen Taper in **B** und **C** lässt sich am besten mit einer Feldsimulation darstellen, siehe Abbildung 6.28. Aufgrund des dielektrischen Kerns konzentriert sich das E-Feld mehr im DW und die Verbreiterung, die bis zur Linse reicht, sorgt für eine zusätzliche Reduktion unerwünschter Abstrahlungseffekte.

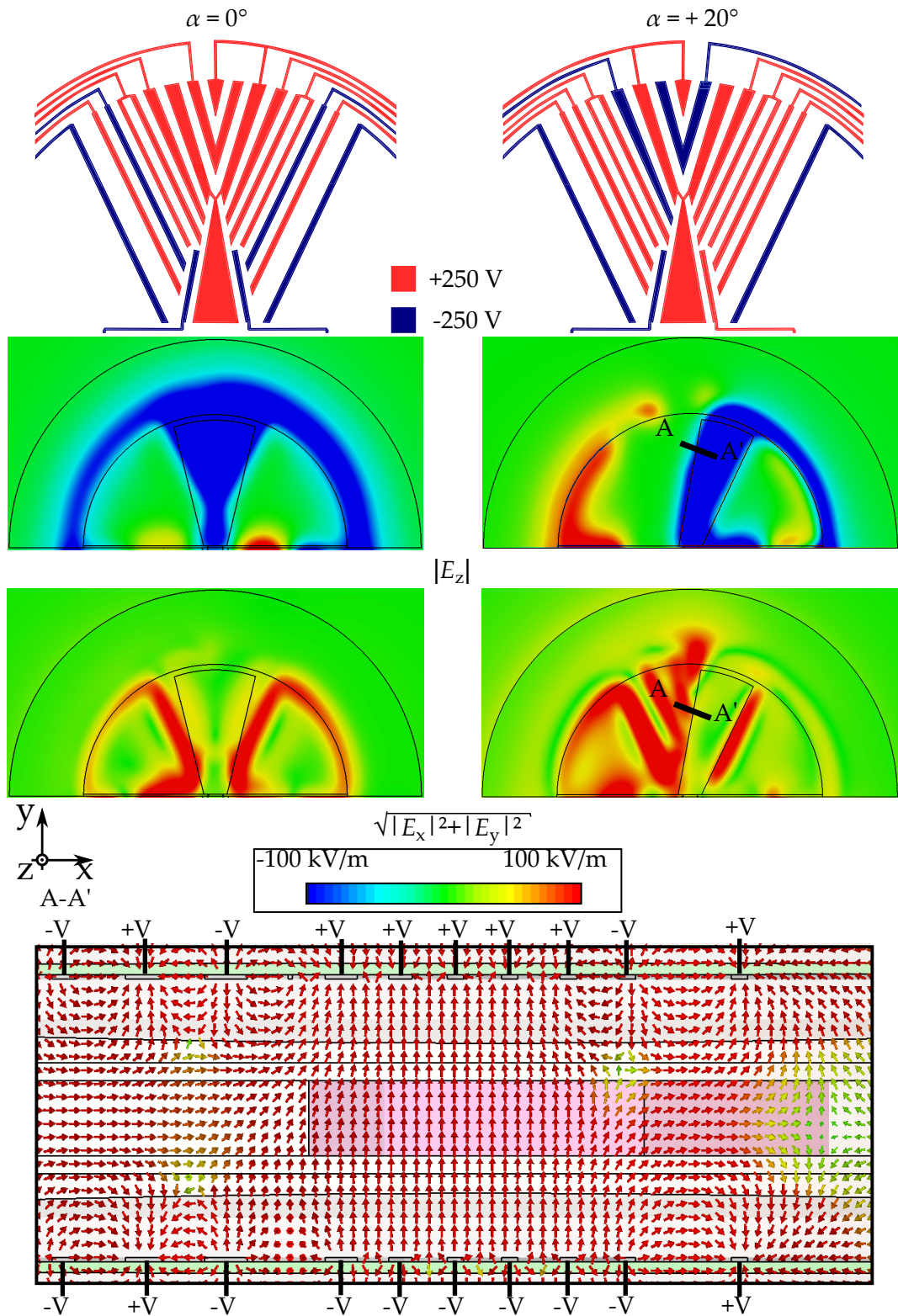
#### 6.4.1 Elektrodennetzwerk der voll-dielektrischen Linsenantenne

Für den Entwurf des Elektrodennetzwerks kann auf die Untersuchungen der PPL-Linse zurückgegriffen werden, siehe Abschnitt 6.3.1. Da die Vielseitigkeit des Antennenprinzips schon eingehend beschrieben wurde, wird sich bei der hier vorgestellten Linsenantenne auf Strahlschwenkung,  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = \pm 20^\circ$ , beschränkt. Aufgrund des evaneszenten Feldanteiles sind die beiden Elektrodensysteme jeweils 1 mm von der Unter- bzw. Oberseite

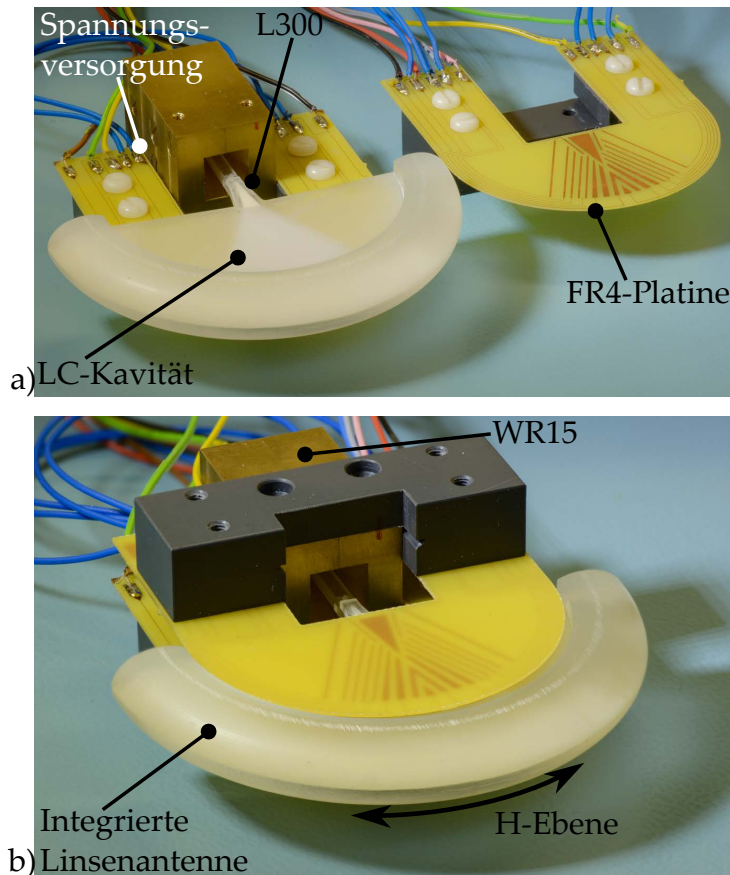


**Abbildung 6.28:** Simulation des gemittelten E-Felds bei 62,5 GHz. Erkennbar ist, wie sich aufgrund des dielektrischen Kerns bei **B** und der Verbreiterung des Rexolitekörpers am Ende von **C** das E-Feld im Dielektrikum konzentriert.

entfernt. Damit wird sichergestellt, dass die Elektroden keinen Einfluss auf die elektromagnetische Welle haben und so keine parasitären Effekte auftreten. Um trotz des größeren Elektrodenabstands eine ausreichend hohe Feldstärke für die LC-Ausrichtung zu erreichen, wird die Spannung an den Elektroden auf  $\pm 250$  V, also auf eine Spannungsdifferenz von 500 V, erhöht. Aufgrund des höheren Abstands von 6 mm der Elektroden zueinander, müssen die Dimensionen der Streifenelektroden angepasst werden, da sonst starke Feldverzerrungen, die auch durch das Dielektrikum entstehen, auftreten. Das entworfene Elektrodennetzwerk und die Simulation des statischen E-Feldes ist in Abbildung 6.29 dargestellt. Im Vergleich zu dem in Abschnitt 6.3.2 vorgestellten Elektrodennetzwerk, wird das Quadrupolfeld durch Potenzialbelegungen mit deutlich größerem Abstand realisiert, um eine möglichst homogene Feldverteilung für die senkrechte LC-Ausrichtung zu erhalten. Da es auch zu einem Überlappungsbereich der möglichen Schwenkwinkelkonfiguration kommt, wird wieder eine dreieckförmige Elektrode verwendet, die für eine dauerhafte parallele LC-Ausrichtung in diesem Bereich sorgt. Um am Rand des Dreiecks trotz des großen Elektrodenabstands die Verschmierungsschicht von der parallelen und senkrechten LC-Ausrichtung zu verkleinern, werden zwei Elektroden in der Nähe des Dreiecks platziert. Das Simulationsergebnis der statischen Feldsimulation ist in Abbildung 6.29 dargestellt. Das tangentielle E-Feld zeigt im Vergleich zur PPL-Linse größere feldfreie Zonen, die aber nicht ins Gewicht fallen, da diese weit genug von der gewünschten parallelen LC-Ausrichtung entfernt sind. Das E-Feld für die parallele LC-Ausrichtung lässt sich prinzipiell einstellen und auch die tangentialen Feldkomponenten für die senkrechte LC-Ausrichtung bilden sich aus. Nichtsdestotrotz zeigen sich tangentielle Feldkomponenten im Bereich der parallelen LC-Ausrichtung, die zu einer leichten Fehlansichtung des LCs führt.



**Abbildung 6.29:** Simulationsergebnis der statischen Feldsimulation in CST Studio Suite für zwei Schwenkkonfigurationen.

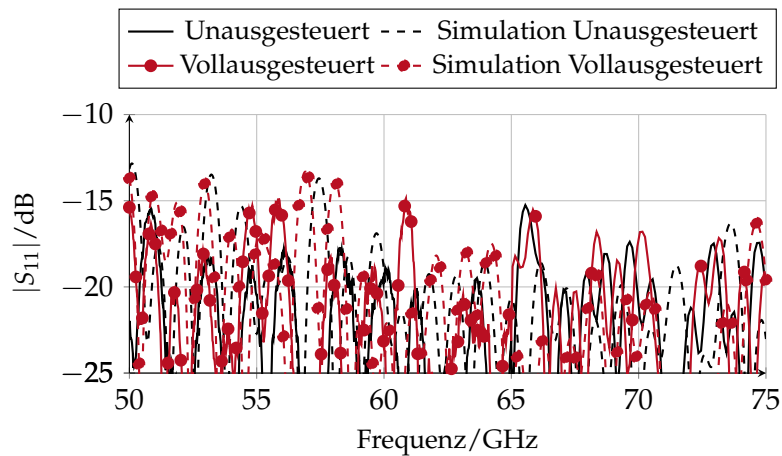


**Abbildung 6.30:** a) Teilkomponenten der volldielektrischen Linsenantenne. b) Zusammengebaute Linsenantenne mit dem LC GT5-25006.

#### 6.4.2 Realisierung und HF-Charakterisierung

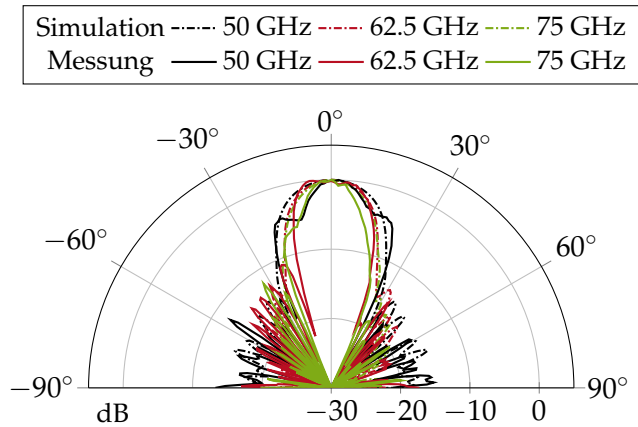
Die vorgestellte Antenne besteht aus zwei gefrästen Rexolitehälften und wird mit einem UV-Kleber verklebt. Dabei beinhalten die beiden Hälften den halbkreisförmigen Körper sowie jeweils eine Hälfte der zweiten semielliptischen Linse, die zur Gewinnerhöhung sorgt. Die zusammengebaute voll-dielektrische Linsenantenne ist in Abbildung 6.30 zu sehen. Die Elektroden sind auf Standard FR4-Leiterplatten aufgebracht und werden durch Abstandshalter aus Rohacell ( $\epsilon_r = 1,1$ ) in Position gehalten. Für die mechanische Stabilität der Leiterplatten sind diese mit dem WR15 auf DW Übergang, welcher als Splitblock realisiert wurde, verschraubt. Die Befüllung mit dem LC GT5-25006 erfolgt über einen Befüllkanal, der nach dem Befüllen mit einem gebräuchlichen Epoxidkleber verschlossen wird.

Anhand der S-Parametermessung, siehe Abbildung 6.31, zeigt sich eine gute Anpassung der Antenne,  $|S_{11}| < -12,5$  dB im gesamten V-Band. In dieser Messung wurde die LC-Kavität

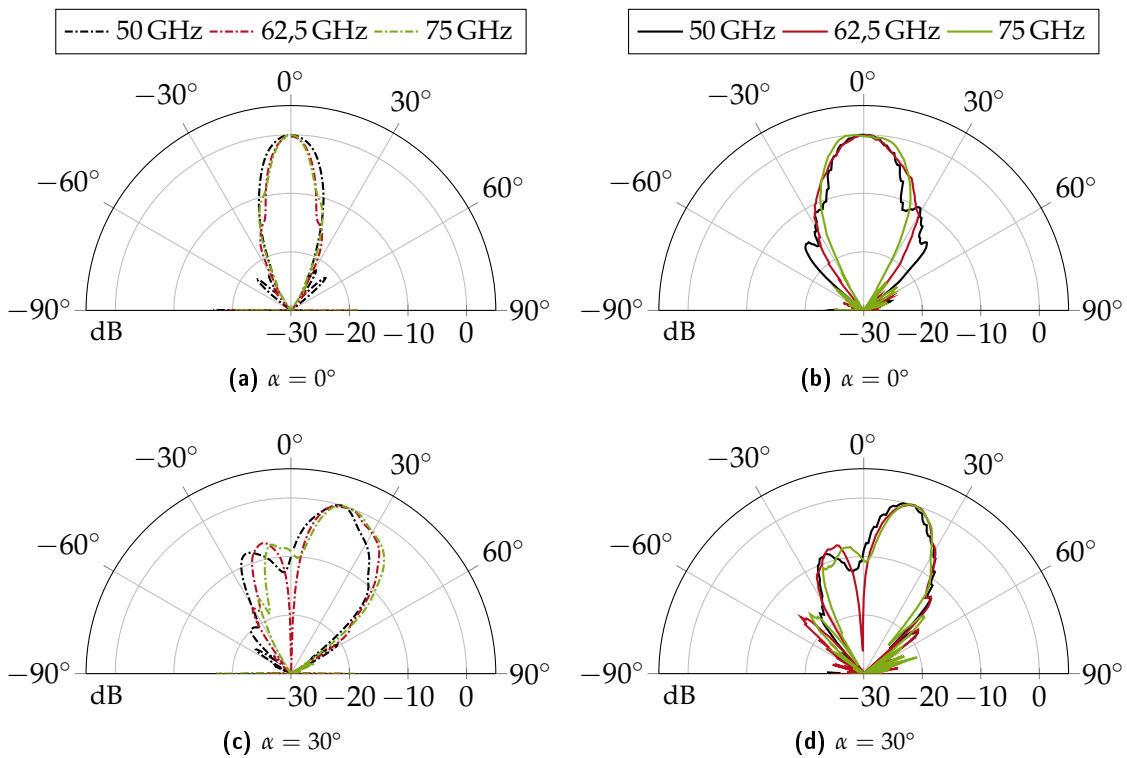


**Abbildung 6.31:** Vergleich von simulierter sowie gemessener Eingangsreflexion  $|S_{11}|$  der voll-dielektrischen Linsenantenne. Der Vergleich zeigt den ungesteuerten Zustand und die Vollaussteuerung.

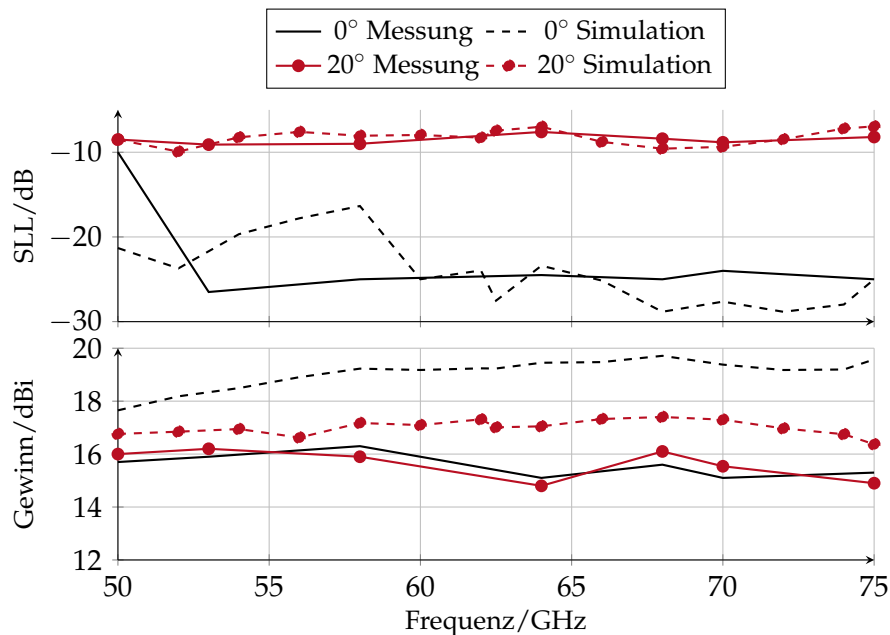
voll- bzw. ungesteuert vermessen. Hierbei zeigten sich nur kleine Unterschiede im  $|S_{11}|$ . Ein Vergleich von gemessenen und simulierten Antennendiagrammen der voll-dielektrischen Linsenantenne in der E-Ebene ist in Abbildung 6.32 gegeben. Hier zeigt sich die Bündelungseigenschaft der zweiten semielliptischen Linse. Simulation und Messung stimmen prinzipiell gut überein, nur leichte Nebenkeulen bilden sich im unteren Frequenzbereich. Die Antennendiagramme in der H-Ebene, in der der Schwenkwinkel in unterschiedliche Konfigurationen eingestellt werden kann, sind in Abbildung 6.33 zusammengefasst. In ungeschwenkter Konfiguration  $\alpha = 0^\circ$  tritt in der Messung eine größere Keulenbreite auf, da sich in diesem Fall der Effekt der Dreieckselektrode und der damit verbundenen Flächenvergrößerung bemerkbar macht. Die Fläche höherer Permittivität ist am Einspeisungspunkt verkleinert und die EM-Welle deshalb nicht optimal geführt, da eine Leckwelle entsteht. Insgesamt zeigt sich jedoch, dass die Messung gut mit der Simulation übereinstimmt. Im Vergleich zur PPL-Linse sind die Abweichungen von Messung und Simulation nicht so signifikant und unterschieden sich im Mittel um 2 dB, was vor allem in geschwenkter Konfiguration  $\alpha = \pm 20^\circ$  erkennbar ist. Hier stimmen Messung und Simulation gut überein und der SLL wurde gut durch die Simulation bestimmt. Antennengewinn und SLL sind in Abbildung 6.34 zusammengefasst. Hauptursache für die zusätzlichen Verluste, die sich im Antennengewinn bemerkbar machen, ist der verwendete UV-Kleber, der in der Simulation nicht berücksichtigt wurde. Im Vergleich zur PPL-Linse steigt die Kreuzpolarisationsentkopplung signifikant und erreicht Werte von  $-11$  dB im schlechtesten Fall. Antennengewinn und SLL sind in Abbildung 6.34 zusammengefasst.



**Abbildung 6.32:** Gemessene und simulierte Antennendiagramme der volldielektrischen Linsenantenne in der E-Ebene. Die volldielektrische Linsenantennen zeigt nach  $\alpha = 0^\circ$ . Die Antennendiagramme wurden auf ihre Hauptstrahlrichtung normalisiert.



**Abbildung 6.33:** Vergleich von simulierten (links) und gemessenen (rechts) Antennendiagrammen unterschiedlicher Konfigurationen in der H-Ebene. Die Antennendiagramme sind jeweils individuell normalisiert.



**Abbildung 6.34:** Vergleich von simuliertem sowie gemessenem SLL und Antennengewinn der volldielektrischen Linsenantenne.

## 6.5 Vergleich der Linsenantennen

Anhand beider vorgestellten Linsenantennen, der metallischen PPL-Linse und der volldielektrischen Linse, wird das vielfältige und variable Konzept einer einzelnen steuerbaren Antenne bestätigt. Wie auch in Kap. 5, zeigt sich, dass ein volldielektrischer Ansatz für die elektrische Ansteuerung des LCs von Vorteil ist. Mit der metallischen PPL-Linse konnte die Vielseitigkeit bestätigt werden, jedoch der Entwurf des Elektroden systems für die LC-Aussteuerung, gestaltete sich schwierig. Der Einfluss der Elektroden auf die elektromagnetische Welle im PPL konnte nicht ganz unterdrückt werden, trotz der entwickelten Filterstruktur. Dies macht sich vor allem an den Unterschieden von Simulation und Messung bemerkbar. Insbesondere bei dem SLL zeigte sich eine Differenz zwischen Messung und Simulation von 5 dB und das bei allgemein hohem SLL.

Die Unterschiede von Simulation und Messung im Fall der volldielektrischen Linsenantenne sind nicht signifikant. Der SLL in ungeschwenkter Konfiguration ist konstant niedrig und für den geschwenkten Fall liegt die Differenz des SLL unter 1 dB zwischen Simulation und Messung. Die ermittelten Antenneneffizienzen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Hier zeigt sich nochmal, dass Simulation und Messung der PPL-Linse sehr stark abweichen. Die Effizienz der volldielektrischen Linse ist im Mittel 15% höher als die der PPL-Linse. Auch ist die Abweichung von simulierter und gemessener Effizienz bei der volldielektrischen Linse kleiner. Hinzu kommt dass die volldielektrische Linse mit einem Gewicht von 16,75 g 21-mal leichter ist als die PPL-Linse mit 354 g. Jedoch zeigt sich, trotz der genannten zahlreichen Vor-

teile der volldielektrischen Linse, eine deutlich schlechtere Kreuzpolarisationsentkopplung im Vergleich zur PPL-Linse.

**Tabelle 6.2:** Vergleich der ermittelten Antenneneffizienzen  $\eta$  der beiden vorgestellten Linsenantennen.

	Parallelplattenleiter-Linse	Volldielektrische Linse
Simulation	78%–84%	78%–90%
Messung	30%–40%	45%–55%

Trotz des nicht optimalen Elektrodenentwurfs zeigte sich eine homogenere Feldverteilung des statischen E-Feldes bei der PPL-Linse, da die Elektroden einen geringeren Abstand voneinander haben und näher an der LC-Kavität platziert sind. Mit einem optimierten Elektrodennetzwerks oder technologischer Verbesserung kann hier eine deutliche Verbesserung erwartet werden. Beispielsweise kann das Elektrodennetzwerks auf Basis von Indiumzinnoxid mit niedriger Leitfähigkeit hergestellt werden, um parasitäre Moden zu dämpfen. Konzeptionell kann eine Pixelstruktur des Elektroden-system verwendet werden, um zum einen eine feine Auflösung des Schwenkwinkels zu erreichen und zum anderen die LC-Kavität beliebig einstellen zu können. Hierbei bieten sich gekrümmte Formen der Fläche höherer Permittivität an, vgl. Abschnitt 6.2, um den SLL zu reduzieren. Zuletzt kann mit einer höheren Anisotropie des LCs, der maximale Schwenkwinkel erweitert werden. Die Anisotropie ist direkt mit dem Totalreflexionswinkel an der Grenzfläche verbunden und kann somit mit höherer Anisotropie vergrößert werden. Aus Simulation lässt sich ableiten, dass ein Erhöhung der Anisotropie um  $\Delta\epsilon_{r,LC} = 0.1$  der Schwenkwinkel um  $5 - 7^\circ$  vergrößert werden kann, bei gleichbleibendem SLL.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Innerhalb dieser Arbeit wurden innovative steuerbare Antennenkonzepte für den Millimeterwellenbereich entwickelt und erfolgreich umgesetzt. Der genannte Frequenzbereich, 30 GHz bis 300 GHz, spielt eine wichtige Rolle für zukünftige drahtlose Kommunikationsdienste, da dieser die Möglichkeit großer absoluter Bandbreiten bietet und zahlreiche Frequenzblöcke noch frei verfügbar sind bzw. noch unlizensiert sind. Hohe Übertragungsfrequenzen stellen aber höhere Anforderungen an die Antennen, da die Freiraumdämpfung mit steigender Frequenz zunimmt und sie sich an dauerhafte Positionsänderungen in Mobilfunkszenarien anpassen müssen. Um die Freiraumdämpfung zu kompensieren sind deshalb Antennen mit hoher Richtwirkung entscheidend, was aber zur Konsequenz hat, dass die Halbwertsbandbreite der Hauptkeule sinkt und deshalb zunächst nur gerichtete Funkstrecken möglich sind. Um dennoch den Anforderungen einer mobilen Kommunikation gerecht zu werden, müssen die Antennen in der Lage sein ihren Strahl nachzuführen zu können. Dafür eignen sich beispielsweise steuerbare Gruppenantennen, da sie in Abhängigkeit der Phasenbelegung an den einzelnen Antennenelementen eine Strahlschwenkung ermöglichen.

Diese Arbeit hat sich mit neuartigen Konzepten für steuerbare Gruppenantennen auf Basis von flüssigkristallgefüllten dielektrischen Wellenleiter beschäftigt. Ein besonderer Fokus wurde dabei auf eine voll-dielektrische Integration der Antennen und LC-Komponenten gesetzt. Dielektrische Wellenleiter (DW) sowie Flüssigkristalle (engl. *liquid crystal*, LC) eignen sich besonders für den Millimeterwellenbereich aufgrund ihrer geringen Verluste. Des Weiteren gestaltet sich die Integration von Flüssigkristallphasenschiebern einfach, da die notwendigen Elektroden für die Ansteuerung außerhalb des DWs platziert werden können. Zu den weiteren Vorteilen von DW gehört außerdem die Möglichkeit einer einfachen Herstellung, da sich 3D-Druckverfahren und Spritzgießen aus Kunststoff anbieten und sie deshalb kostengünstig und zusätzlich sehr leicht sind.

Ein erster Labordemonstrator einer steuerbaren  $1 \times 4$  Gruppenantenne aus Stielstrahlern wurde hybrid umgesetzt, d.h. die DW und Stielstrahler werden durch ein Hohlleiterleistungsteilernetzwerk gespeist. Obwohl für die Phasenschieber ein neuer Bestwert der FoM von  $130^\circ/\text{dB}$  mit dem neuartigen LC GT7-29001 im W-Band, 75 GHz bis 110 GHz, erreicht werden konnte, zeigten sich Schwachstellen in dem hybriden Entwurf. Zahlreiche Einzelkomponenten, die für den Labordemonstrator einzeln zusammengefügt werden müssen, erzeugen parasitäre Abstrahlungen und dementsprechend hohe Welligkeiten im Antennendiagramm.

Um diesem Problem zu begegnen, wurde erstmals ein voll-dielektrischer, integrierter Ansatz für die gesamte Gruppenantenne entwickelt. Dieser basiert auf dem Multimode-Interferenz

(MMI) Prinzip, bei dem die Interferenz der Moden in einem obermodigen Wellenleiter geschickt ausgenutzt wird, um Leistungsteilung zu erreichen. Großer Vorteil ist, dass keine Kaskadierung von einzelnen Leistungsteilern wie bei dem Hohlleiterleistungsteilernetzwerk, auch für eine Vielzahl an Ausgängen, notwendig ist. Hierbei wird die Leistungsteilung selbst für eine zweidimensionale Anordnung der Antennenelemente in einem Schritt erreicht. Dadurch können große klassische Leistungsteilernetzwerke, wie *Corporate feed networks*, gänzlich umgangen werden.

Sowohl das Funktionsprinzip des dielektrischen Multimode-Interferenz-Teilers mit vier bzw. 16 Ausgängen als auch das Konzept der elektronisch gesteuerten, volldielektrischen Gruppenantenne konnte anhand einer aus Rexolite ( $\epsilon_r = 2,53$ ) gefertigten eindimensionalen  $1 \times 4$  sowie zweidimensionalen  $4 \times 4$  Gruppenantenne im W-Band erfolgreich umgesetzt, demonstriert und verifiziert werden. Insgesamt zeigte sich, dass Simulationen und Messung der integrierten Gruppenantennen gut übereinstimmen. Dies zeigte sich vor allem im Antennendiagramm, da die Form und Lage der Hauptkeule sowie der Nebenkeulen nahezu deckungsgleich in Simulation und Messung sind. Die ermittelten Antenneneffizienzen liegen mit 72% im Schnitt 12% unterhalb der Simulation. Dabei konnte ein Antennengewinn von 17 dBi der eindimensionalen und 21 dBi der zweidimensionalen Gruppenantenne erzielt werden. Da diese Antennendemonstratoren vollständig aus Kunststoff bestehen, wiegen sie dementsprechend nur 0,5 g bzw. 2 g. Mit der Integration der Flüssigkristallphasenschieber und des verwendeten MMI-Teilers wurde die Anzahl an Einzelkomponenten deutlich reduziert. Anhand des volldielektrischen Labordemonstrators konnte die elektrisch steuerbare Strahlschwenkung in einem Schwenkbereich von  $\pm 15^\circ$  erfolgreich demonstriert werden. Anhand der niedrigeren Welligkeiten bzw. der Reduktion parasitärer Abstrahlungen zeigte sich der Vorteil des volldielektrischen Ansatzes, da die gesamte steuerbare Gruppenantenne als einzelnes Werkstück, d.h. in einem Schritt, gefertigt werden kann. Im Vergleich zu dem hybriden Ansatz mit Hohlleiterleistungsteilern konnte der Antennengewinn mit dem volldielektrischen Ansatz um 3 dB verbessert werden.

Darüber hinaus wurden unterschiedliche Kompositkunststoffe der Firma Premix mit höheren Permittivitäten gegenüber Rexolite untersucht, um kompaktere Gruppenantennen mit geringerem Abstand der Stielstrahler zu realisieren. Hiermit konnte eine Reduktion der Gruppenantennendimension um fast 50% und kleinere Abstände der Antennenelemente von  $2\lambda_0/3$  bei 95 GHz erzielt werden. Diese speziellen Kompositkunststoffe stellen aber höhere Anforderungen an den Herstellungsprozess bezüglich der Fertigungstoleranzen, da diese Toleranzen mit kleinerer Wellenlänge stärker ins Gewicht fallen.

Über den klassischen Gruppenantennenansatz hinaus, wurde ein innovativer Ansatz einer aperturgesteuerten Linsenantenne mit nur einem einzelnen Einspeisungspunkt vorgestellt. Hierbei wird das Prinzip einer dielektrischen Wellenführung verwendet, um eine elektromagnetische Welle innerhalb einer halbkreisförmigen Linse abzulenken. Dabei wird der Schwenkwinkel durch die Richtung des Dielektrikums festgelegt. Anhand einer zunächst nicht-steuerbaren Parallelplattenlinse im V-Band, 50 GHz bis 75 GHz, konnte dieses

---

Konzept erfolgreich demonstriert werden. Anders als bei der Gruppenantenne, erfordert dieses aperturgesteuerte Antennenkonzept kein Leistungsteilernetzwerk mit nachfolgenden Phasenschiebern.

Zur Steuerung des Schwenkwinkels wurde wieder Flüssigkristall eingesetzt. Unter Ausnutzung der Anisotropie des Flüssigkristalls können zwei Permittivitäten, d.h. ein entsprechender Permittivitätsunterschied, innerhalb des Parallelplattenleiters (PPL-Linse) gesteuert werden können. Dabei bestimmt die Ausrichtung der Region mit hoher Permittivität den Schwenkwinkel. Mit einem Elektrodennetzwerk lässt sich die Ausrichtung und somit der Schwenkwinkel einstellen. Anhand einer Flüssigkristall-gefüllten Parallelplattenlinse konnte das Konzept erstmals erfolgreich umgesetzt werden. Zusätzlich zur Strahlschwenkung ist auch die Halbwertbreite einstellbar oder es können gleichzeitig mehrere Antennenkeulen erzeugt werden. Für die Steuerung des Flüssigkristalls wurde ein Elektrodennetzwerk entwickelt, welches aus speziell entworfenen Elektroden besteht. Hauptmerkmal der Elektroden ist eine Filterstruktur mit der das Entstehen unerwünschter parasitärer Moden verhindert wird. Zur Überprüfung des Konzepts wurde ein einfaches Elektrodennetzwerk zur elektronischen Steuerung verwendet. Dementsprechend konnte nur diskret zwischen verschiedenen Abstrahlrichtungen ( $0^\circ$ ,  $\pm 30^\circ$ ) geschaltet werden, obwohl die vorgestellte Linsenantenne prinzipiell eine kontinuierliche Steuerung ermöglicht.

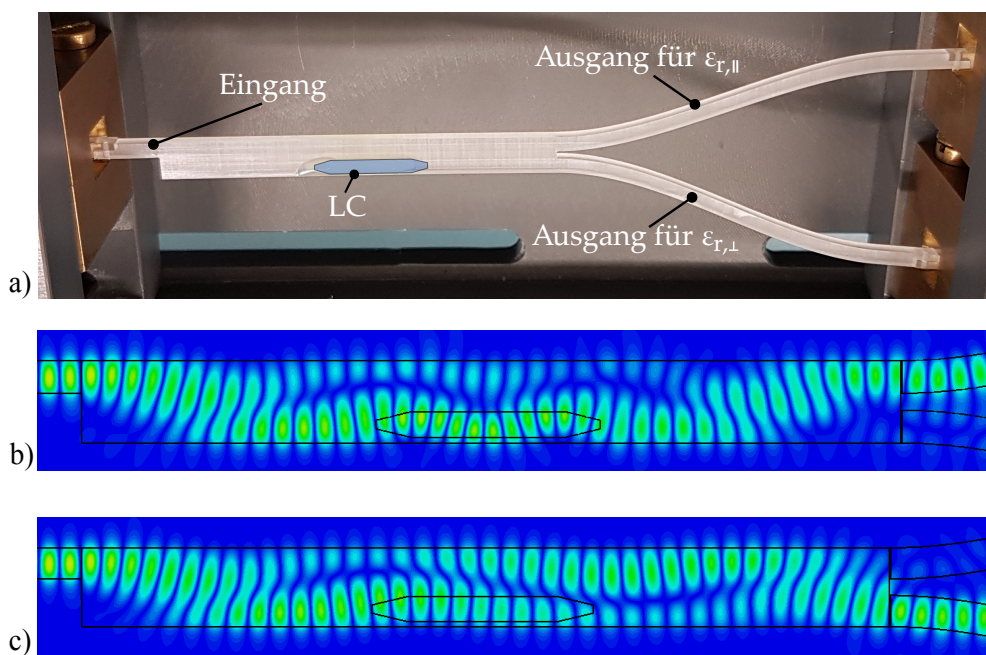
Allerdings zeigten sich bei der Flüssigkristallgefüllten Parallelplattenlinse trotz der verwendeten Filterstruktur parasitäre Effekte, die auf die Elektroden zurück zuschließen sind. So konnte zwar ein Schwenkbereich von  $\pm 30^\circ$  mit dem Labordemonstrator erreicht werden, aber die Antenneneffizienz liegt mit 30% deutlich unterhalb der Simulation mit einer simulierten Effizienz von 78%. Um diesem Problem zu begegnen, wurde wieder ein weiterer, volldielektrischer Ansatz gewählt, bei dem die Elektroden vorteilhaft von außen zugeführt werden können, genau wie bei der vorgestellten integrierten Gruppenantenne. Mit genügendem hinreichendem Abstand beeinflussen die Elektroden außerdem nicht die EM-Welle, d.h. parasitäre Effekte werden vermieden. Dies zeigten auch die Fernfeld-Messungen, die sehr gut mit der Simulation übereinstimmten. Die Antenneneffizienz konnte im Vergleich zur Parallelplattenlinse bei ähnlichen Dimensionen um 15% erhöht werden. Der gemessene Antennengewinn liegt bei 16 dBi. Allerdings kommt es zu Feldinhomogenitäten des statischen Feldes aufgrund des großen Elektrodenabstands. Das hat zur Folge, dass die Steuerbarkeit des Flüssigkristalls reduziert wurde und nicht die volle Anisotropie ausgenutzt werden konnte, weswegen nur ein reduzierter Schwenkbereich von  $\pm 20^\circ$  möglich ist. Dies könnte mit einem komplexeren Elektrodennetzwerk mit voll-elektronischer Aussteuerung verbessert werden. Trotz des verwendeten, einfachen Elektrodennetzwerks zur Ansteuerung konnte sowohl bei der Flüssigkristallgefüllten Parallelplattenlinse als auch bei der volldielektrischen Linsenantenne die Funktionalität und Vielseitigkeit mit elektronisch steuerbarer diskreter Strahlschwenkung, einstellbar Halbwertbreite und Erzeugung von gleichzeitig mehreren Antennenkeulen anhand der gemessenen Antennendiagramme erfolgreich demonstriert und validiert werden.

### Ausblick

Für zukünftige industrielle Anwendungen volldielektrischer Antennen ist die weitere Erprobung neuer hochpermittiver Materialien und Herstellungsverfahren entscheidend. 3D-Drucken und Spritzgießen versprechen solche Antennen reproduzierbar und sehr kosteneffizient in großen Stückzahlen herstellen zu können. Ersteres, um die Antennen noch kompakter und vor allem mit Antennenelementabständen unter einer halben Wellenlänge realisieren zu können, um *grating lobes* bei Strahlschwenkung zu vermeiden. Bei den Herstellungsverfahren versprechen 3D-Drucken und Spritzgießen solche Antennen reproduzierbar und sehr kosteneffizient in großen Stückzahlen fertigen zu können. Als ersten Ansatz bieten sich beispielsweise die in dieser Arbeit verwendeten hochpermittiviten Kunststoffe ( $\epsilon_r = 3$  bis  $\epsilon_r = 10$ ) des Herstellers Premix für weiterführende Untersuchungen mit Spritzgießverfahren an, da sie als thermoplastische Kunststoffe besonders für dieses Herstellungsverfahren geeignet sind. Zum anderen werden in [Jim+19] erste Untersuchungen von 3D-gedruckten, keramischen Strukturen präsentiert. Diese basieren auf Alumina ( $\epsilon_r = 9,8$ ) und werden durch ein additives Lithografieverfahren hergestellt. Innerhalb der genannten Arbeit wird gezeigt, dass feine Strukturen in einer Größenordnung von  $25\ \mu\text{m}$  hergestellt werden können, d.h. die Fertigungstoleranzen akzeptabel sind. Damit könnte sich dieses Herstellungsverfahren auch sehr gut für die vorgestellten, volldielektrischen Gruppen- und Linsenantennen eignen.

Das erfolgreich vorgestellte und erprobte MMI-Konzept kann über die Verwendung als Multimode-Interferenz-Leistungsteiler hinaus als *Beam Forming Network* ähnlich einer Butler-Matrix verwendet werden. Durch geeignete Wahl der Einspeisungspunkte ergeben sich unterschiedliche Phasenbelegungen an den Ausgängen. Damit kann ein bestimmter Schwenkwinkel eingestellt werden. Dafür wurden bereits Vorarbeiten außerhalb des Rahmens der Dissertation in [Ree+18] veröffentlicht. In dieser Arbeit wurde ein volldielektrischer HF-Schalter (*engl. single pole, double throw, SPDT*) vorgestellt, bei dem Flüssigkristall zur Beeinflussung des Interferenzmuster benutzt wird, siehe Abbildung 7.1. Dieser HF-Schalter kann beispielsweise dazu verwendet werden, um zwischen mehreren Einspeisungspunkten zu schalten und so den Schwenkwinkel in diskrete Richtungen einzustellen.

Der nächstliegende Schritt der Weiterentwicklung der steuerbaren, volldielektrischen Linsenantenne ist die Verbesserung des Elektrodennetzwerks: zum einen bezüglich der Komplexität mit feiner Pixelstruktur, um feinere Winkelbereiche zu adressieren und zum anderen hinsichtlich der Verwendung von Elektrodenmaterialien mit niedrigerer Leitfähigkeit, um unerwünschte Moden stärker zu unterdrücken. Wegen seiner Bauweise ist diese Linsenantenne prinzipiell einfach in der Frequenz skalierbar, d.h. auch in höhere Frequenzbereiche übertragbar.



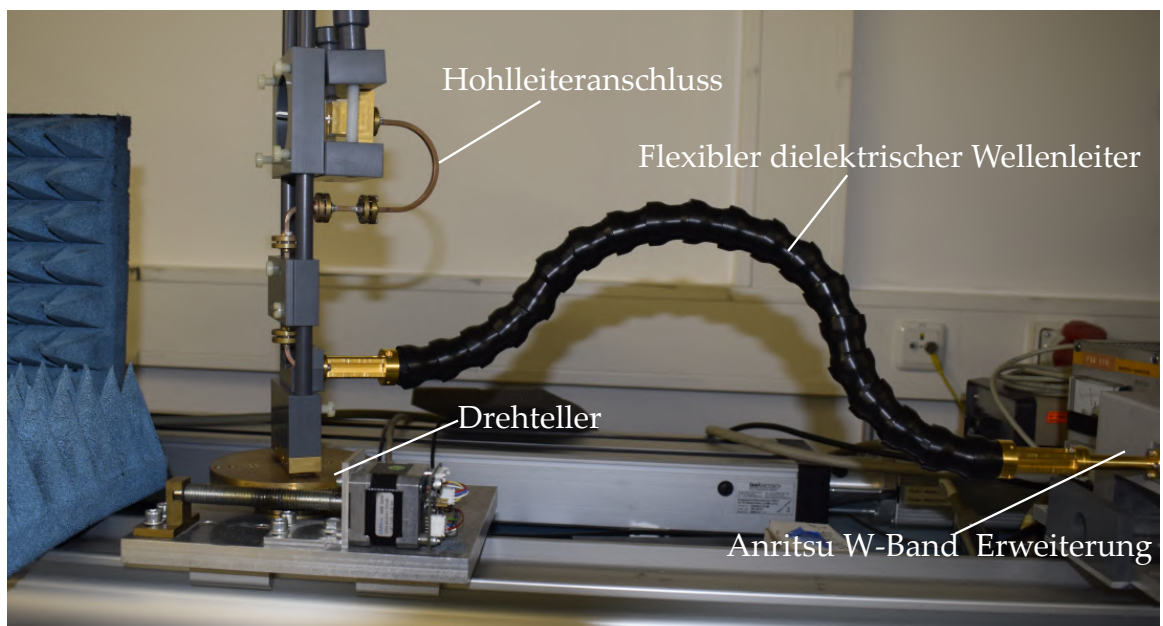
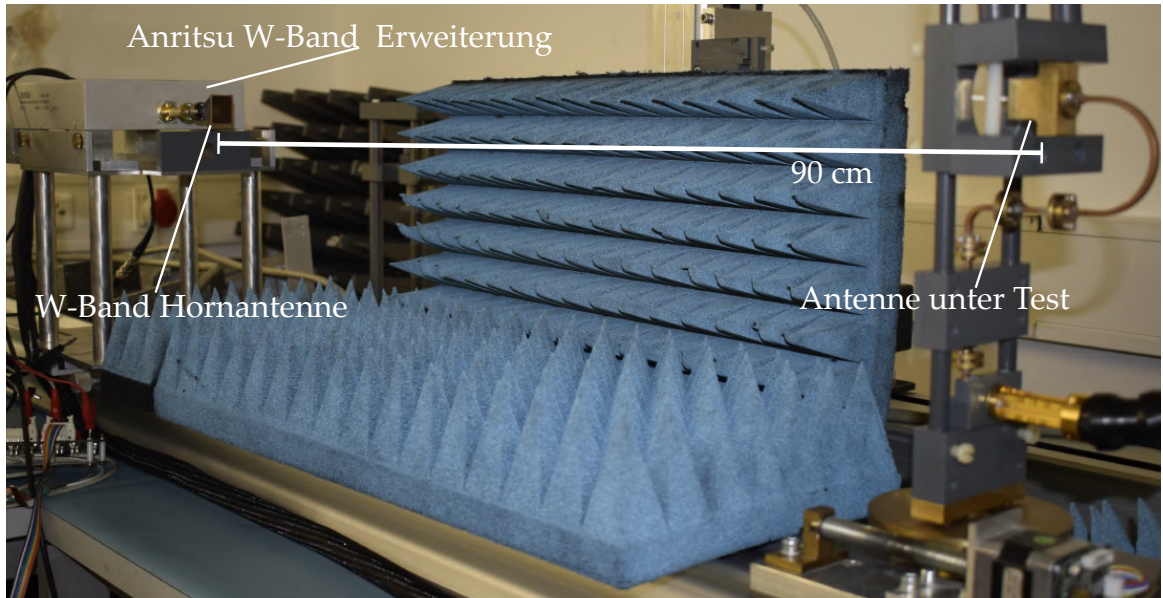
**Abbildung 7.1:** a) Labordemonstrator des HF-Schalters. b) Feldsimulation für  $\epsilon_{r,||}$ . c) Feldsimulation für  $\epsilon_{r,\perp}$ .



# A Anhang Messaufbauten

## Messaufbau für die Fernfeldcharakterisierung im W-Band

In Abbildung A.1 ist der verwendete Messaufbau für die Fernfeldcharakterisierung im W-Band dargestellt. Dabei wird der Drehteller stets nachpositioniert und der  $|S_{21}|$  der Freiraumübertragungsstrecke gemessen. Damit ergibt sich über den Drehwinkel das Antennendiagramm. Für die Drehung wird der flexible dielektrische Wellenleiter der Fa. Spinner verwendet. Aufgrund seiner Flexibilität kann der Drehteller in einem Bereich von  $\pm 65^\circ$  gedreht werden ohne herkömmliche Drehkupplungen zu verwenden. Um die Antenne unter Test anzuschließen, werden Hohlleiter von unten nach oben geführt.

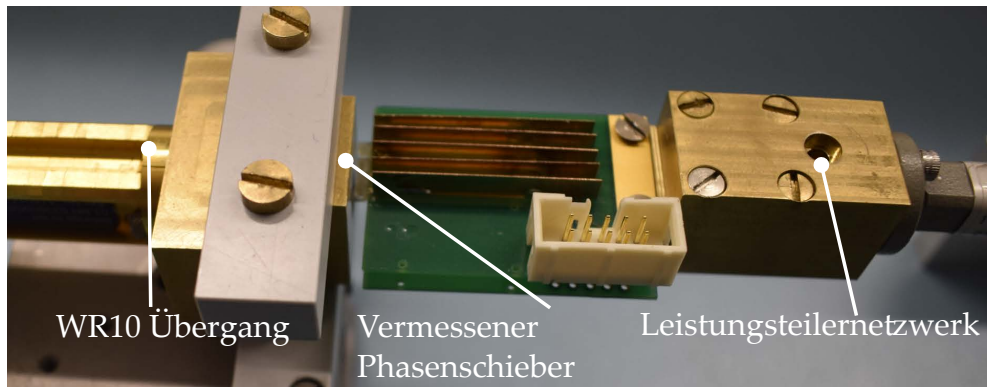


**Abbildung A.1:** Messaufbau für die Fernfeldcharakterisierung im W-Band.

---

## Messaufbau für die Phasenschiebercharakterisierung des hybriden Aufbaus

Abbildung A.2 zeigt den verwendenden Messaufbau für die Charakterisierung der Phasenschieber für die hybride Gruppenantenne. Dazu wird der vermessene Phasenschieber an einen WR10-Übergang angeschlossen. Die ungenutzten Ausgänge verbleiben an ihrer Position.

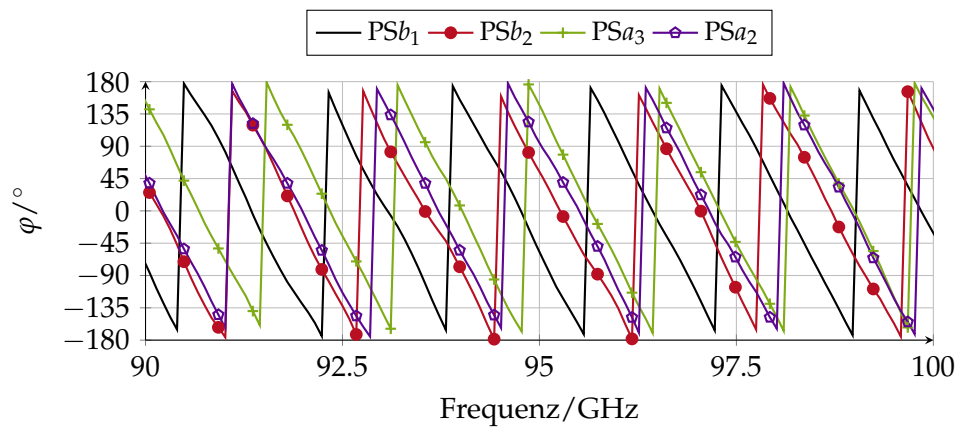


**Abbildung A.2:** Messaufbau für die Charakterisierung der einzelnen Phasenschieber aus Kapitel 4.

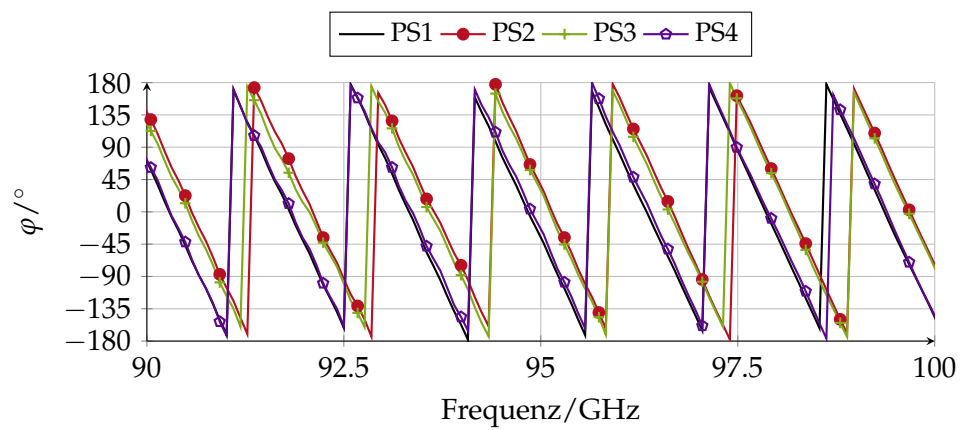


## B Anhang Phasenverläufe

Abbildung B.1 und B.2 zeigen die Phasenverläufe der Phasenschieber der hybriden bzw. volldielektrischen Gruppenantenne. Gut zu erkennen ist, dass die Verläufe in Abbildung B.1 nicht deckungsgleich sind. Im Gegensatz dazu sind die Phasenverläufe bei der volldielektrischen Gruppenantennen stets deckungsgleich. Die erkennbare Phasendifferenz entsteht durch den verwendeten MMI-Leistungsteiler.



**Abbildung B.1:** Gemessener Phasenverlauf der Phasenschieber für die steuerbare Gruppenantenne aus Kapitel 4. Auffällig ist der große Phasenversatz zwischen den einzelnen Phasenschiebern.



**Abbildung B.2:** Gemessener Phasenverlauf der Phasenschieber für die voll-dielektrisch steuerbare Gruppenantenne aus Kapitel 5. Der sichtbare Phasenversatz entsteht durch den verwendeten MMI-Leistungsteiler.

## C Zeichnungen

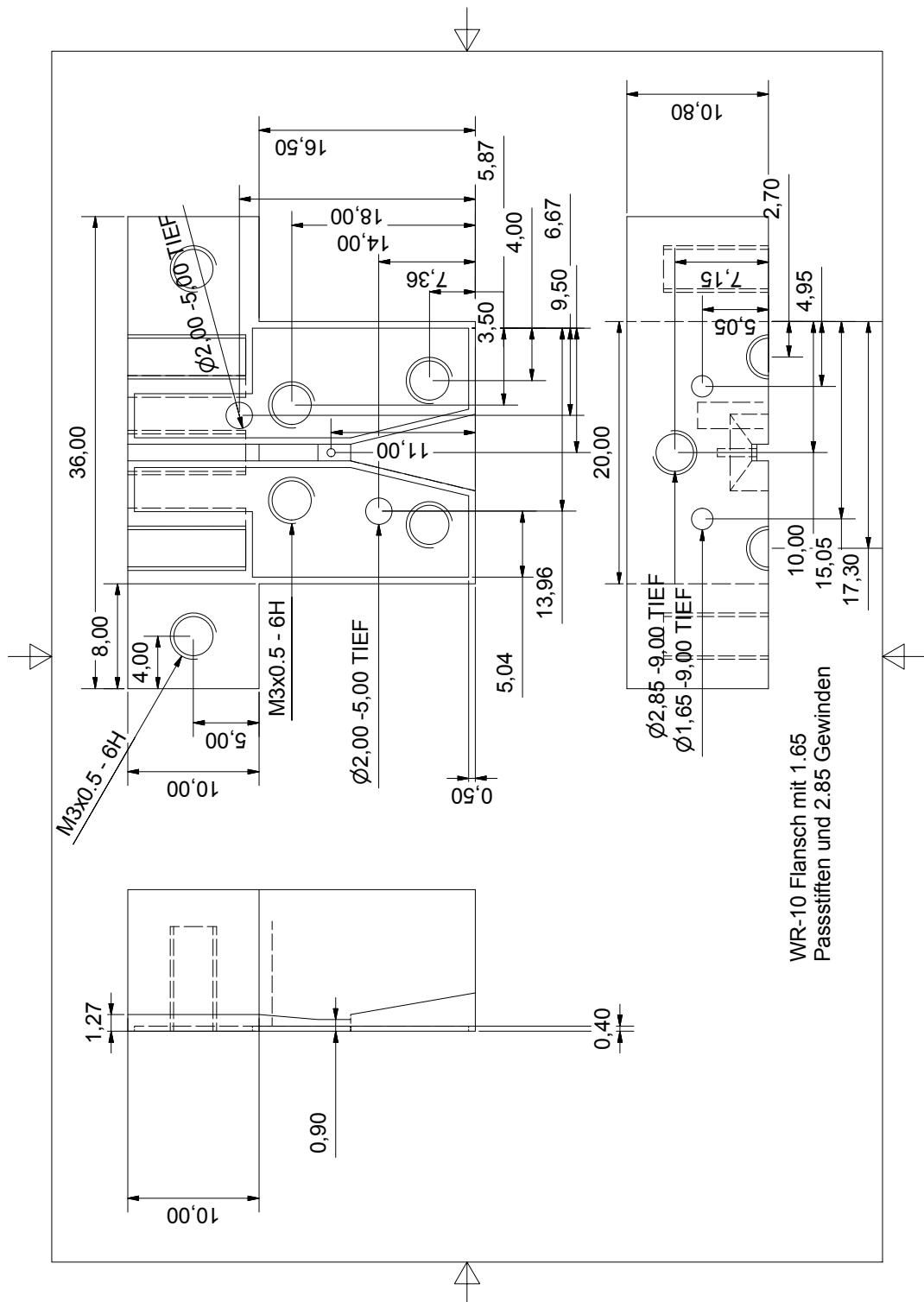
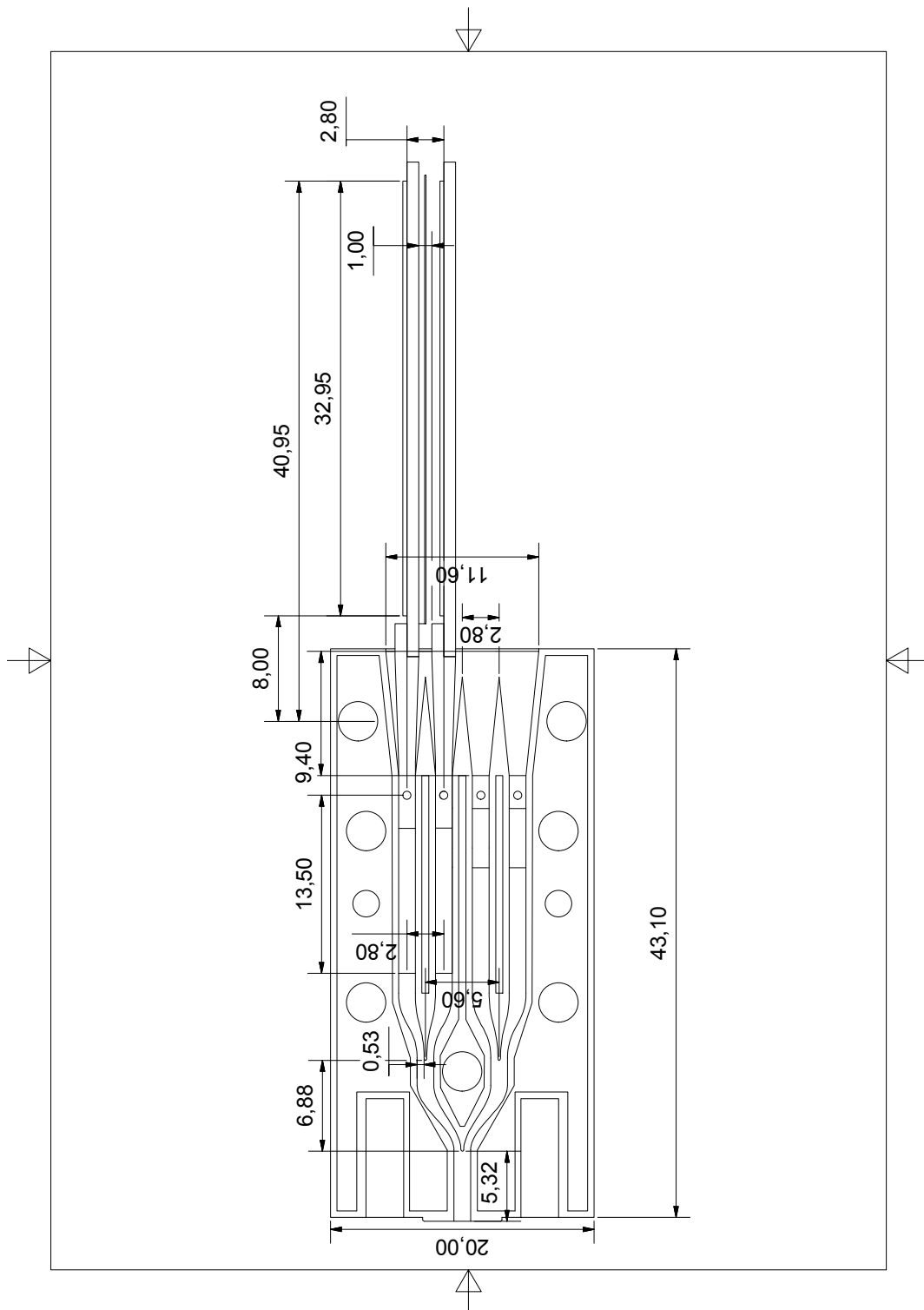


Abbildung C.1: Technische Zeichnung des Leitungsübergangs von WR10 auf Subwellenlängenfaser.



**Abbildung C.2:** Technische Zeichnung des Leitungsteilers in Hohlleitertechnik.

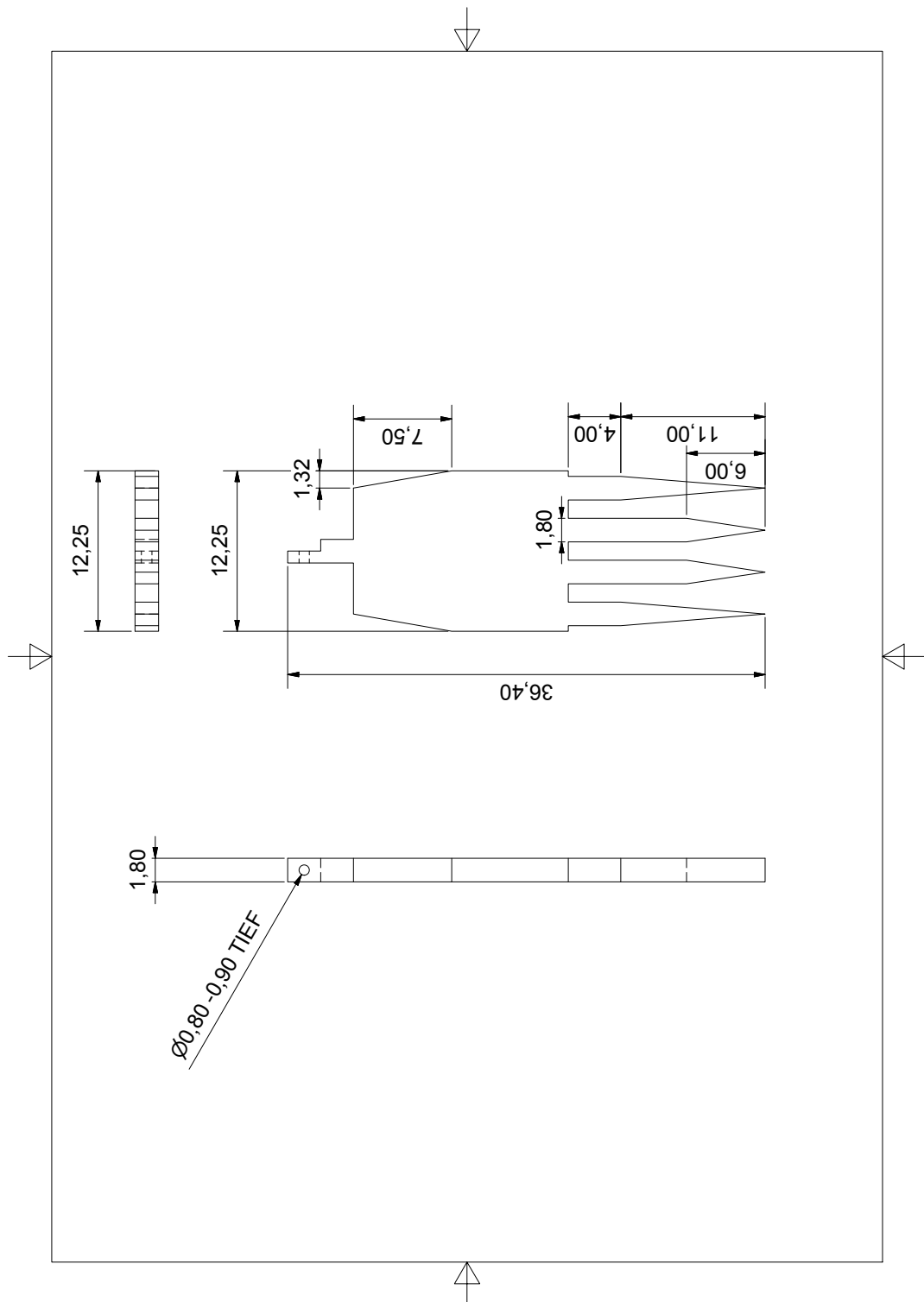


Abbildung C.3: Technische Zeichnung der volldielektrischen planaren Gruppenantenne.

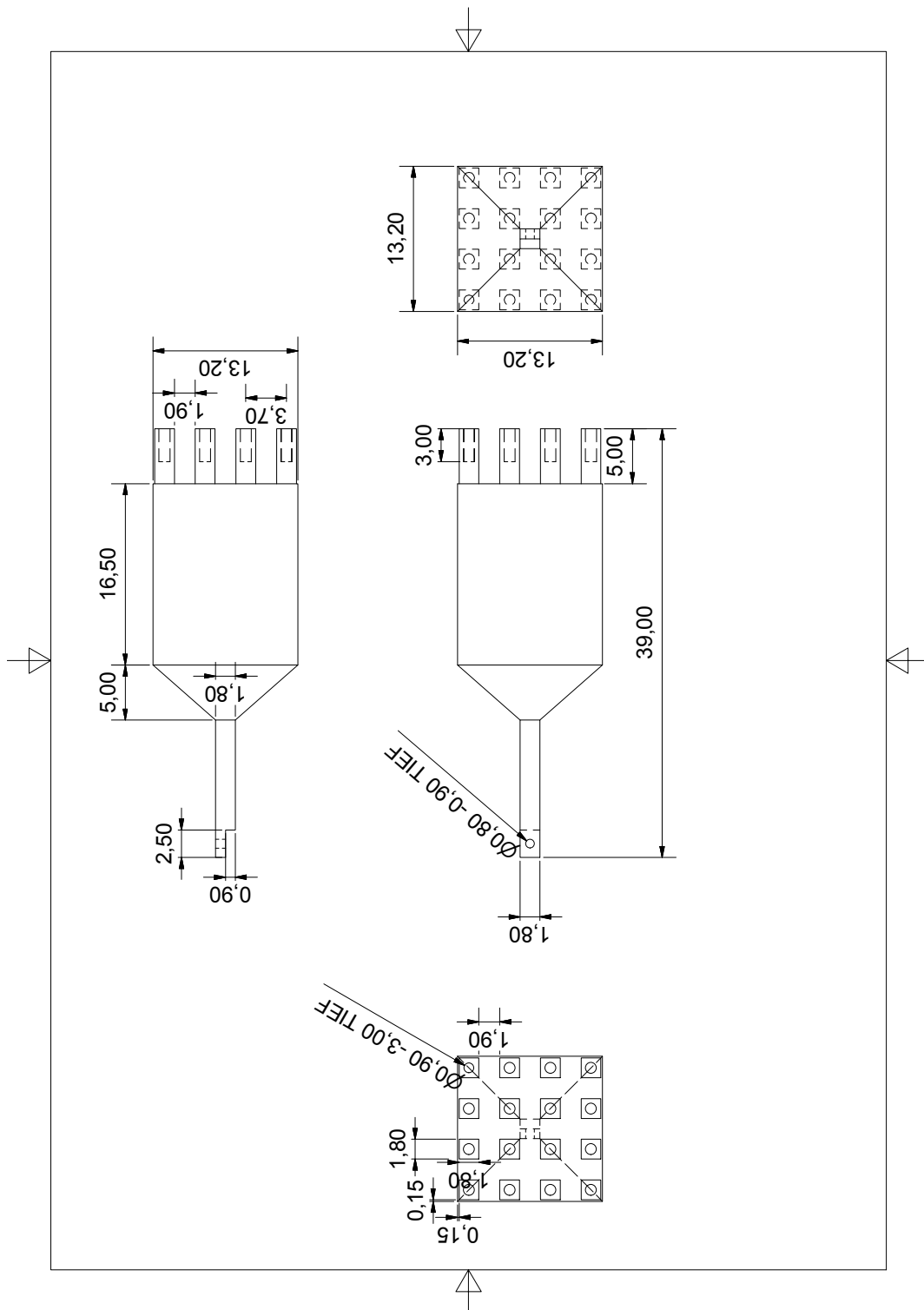
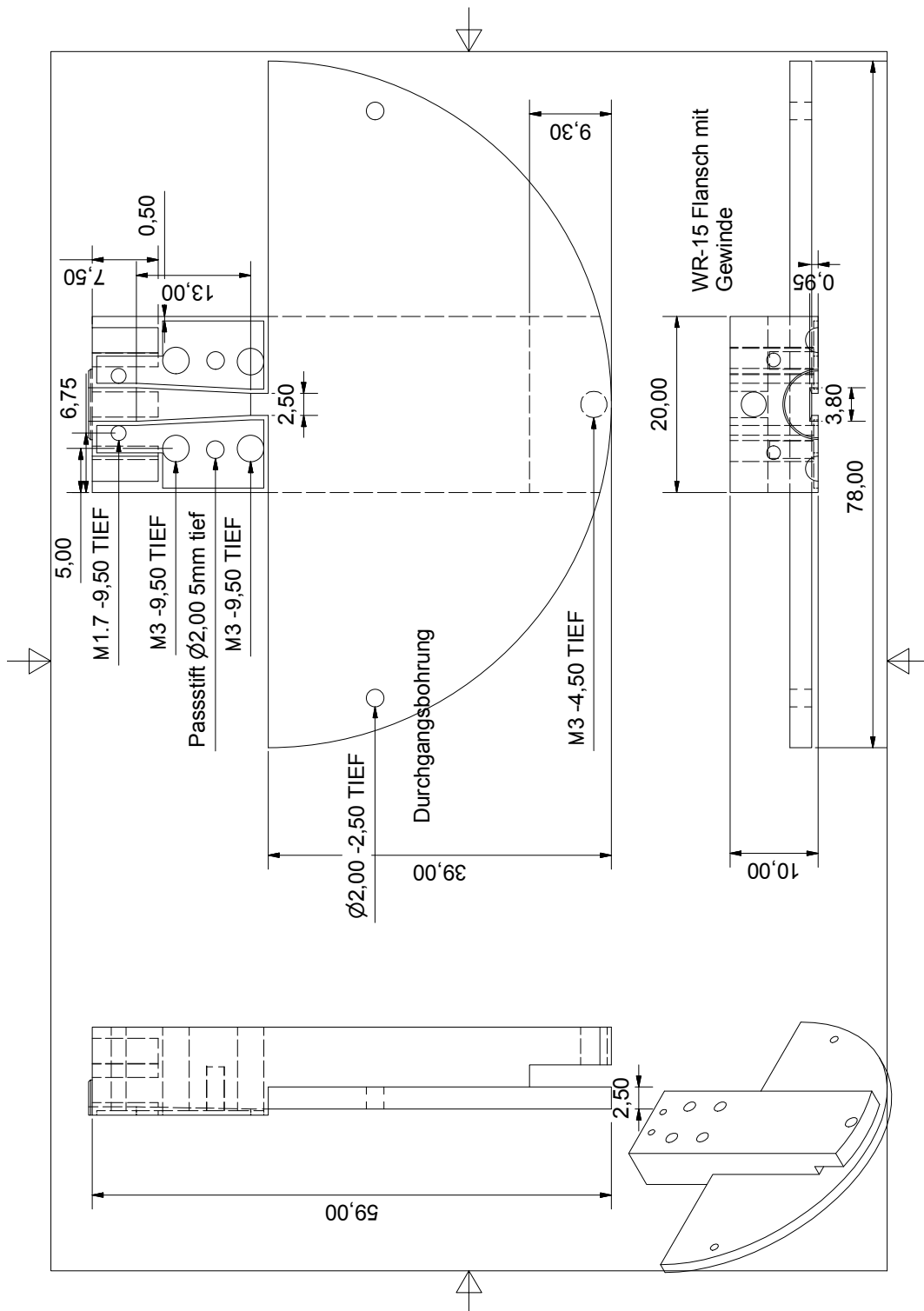


Abbildung C.4: Technische Zeichnung der volldielektrischen zweidimensionalen Gruppenantenne.





**Abbildung C.6:** Technische Zeichnung der Parallelplattenleiterlinse. In der Zeichnung ist der Hauptkörper ohne Hornerweiterung dargestellt.

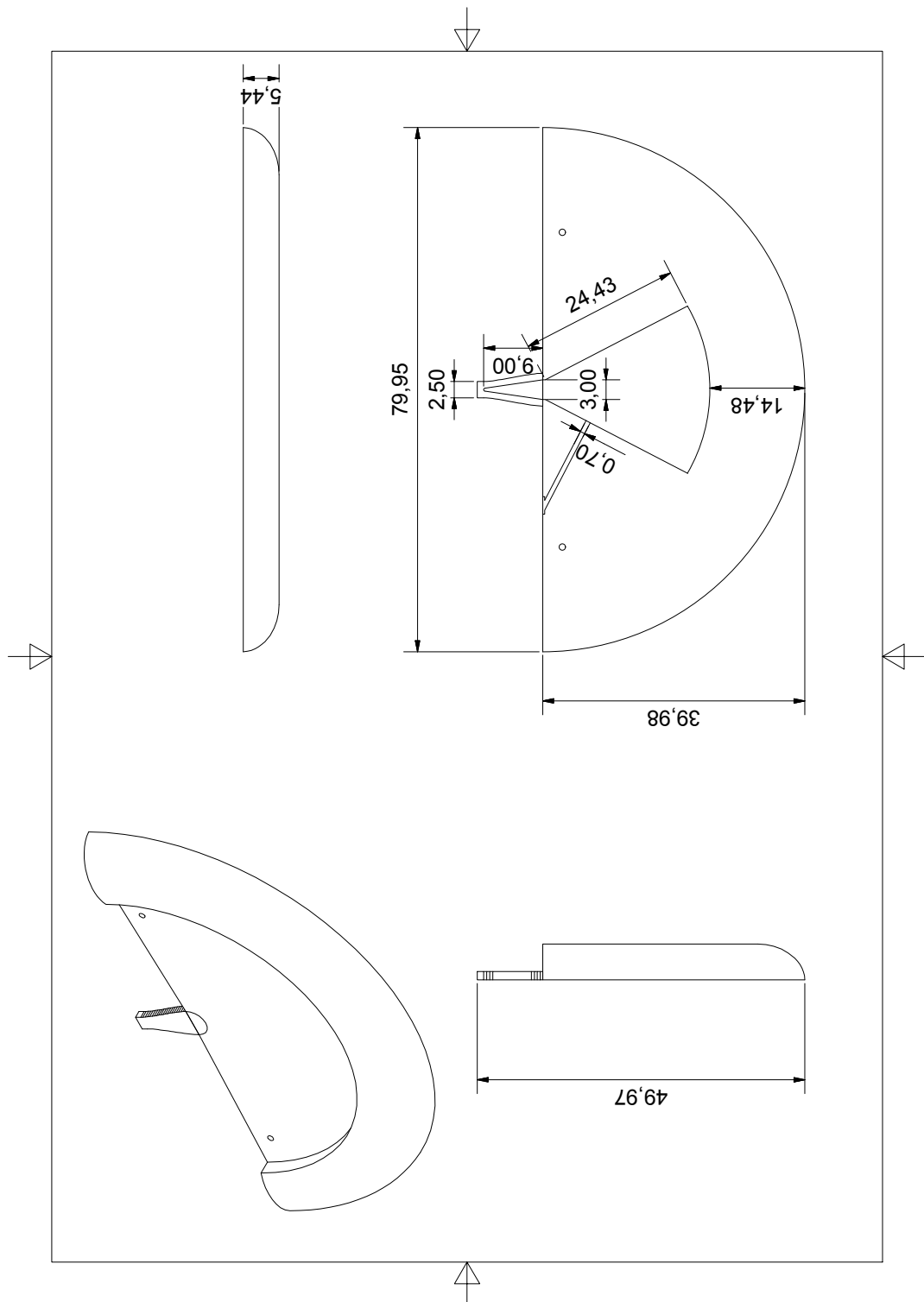


Abbildung C.7: Technische Zeichnung der voll-dielektrischen Linse.

## D Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

$\alpha$	Schwenkwinkel
$\beta$	Ausbreitungskonstante
$\beta_{\perp}$	Ausbreitungskonstante bei senkrechter LC-Ausrichtung
$\beta_{\parallel}$	Ausbreitungskonstante bei paralleler LC-Ausrichtung
$B$	Bandbreite
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit
$c_i$	Anregungskoeffizient der i-ten Mode
$C$	Kanalkapazität
$\vec{D}$	elektrische Verschiebungsdichte
$D$	Antennendirektivität
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$E_0$	Amplitude der elektrischen Feldstärke
$\eta$	Antenneneffizienz
$\epsilon_0$	Permittivität des Vakuums
$\epsilon_r$	Relative Permittivität
$\epsilon_{r,LC}$	Relative Permittivität des Flüssigkristalls
$\epsilon_{r,\perp}$	Relative senkrechte Permittivität von LC
$\epsilon_{r,\parallel}$	Relative parallele Permittivität von LC
$\gamma_r$	Viskositätskoeffizient
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke
$k_0$	Wellenzahl
$k_B$	Boltzmannkonstante

## D Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

---

$K_{ii}$	Franksche Elastizitätskonstanten
$\lambda_0$	Wellenlänge in Vakuum
$L_\pi$	Kopplungslänge der Grundmode und nächsthöheren Mode
$l_t$	Taperlänge eines Stielstrahlers
$\vec{n}$	LC-Direktor
$\nu$	Interaktionskonstante
$\omega$	Kreisfrequenz
$\varphi$	Phasenwinkel
$\psi$	Feldprofil
$S$	Ordnungsparameter
$S_{ii}$	S-Parameter
$\frac{S}{N}$	Signal-zu-Rausch-Verhältnis
$\theta$	Azimuthwinkel
$\theta_0$	Totalreflexionswinkel
$T$	Temperatur
$T_k$	Klärtemperatur
$T_s$	Schmelztemperatur
$U_b$	Biasspannung
$U_{th}$	Schwellwertspannung
$\mu_r$	relative Permeabilität
$\tan \delta$	Verlustwinkel
$W_e$	Effektive Breite
<b>5CB</b>	Pentylcyanobiphenyl
<b>BST</b>	Barium-Strontium-Titanat
<b>CT</b>	Übersprechen, engl. <i>crosstalk</i>
<b>dB</b>	Dezibel
<b>dB<sub>i</sub></b>	Dezibel in Bezug auf einen isotropen Strahler

---

<b>DW</b>	Dielektrischer Wellenleiter
<b>EM</b>	elektromagnetisch
<b>FoM</b>	Phasenschiebergüte, engl. <i>Figure-of-merit</i>
<b>G</b>	Antennengewinn
<b>HDPE</b>	Hochdichtes Polyethylen
<b>HDMI</b>	engl. <i>High Definition Multimedia Interface</i>
<b>HF</b>	Hochfrequenz
<b>HPBW</b>	Halbwertsbreite, engl. <i>half power beamwidth</i>
<b>IL</b>	Einfügeverluste, engl. <i>insertion loss</i>
<b>ILA</b>	Integrierte Linsenantenne, engl. <i>integrated lens antenna</i>
<b>LC</b>	Flüssigkristall, engl. <i>liquid crystal</i>
<b>MEMS</b>	Mikroelektromechanischer Schalter
<b>MMI</b>	Multimode-Interferenz
<b>mmW</b>	Millimeterwelle
<b>MMIC</b>	engl. <i>Monolithic Microwave Integrated Circuit</i>
<b>NA</b>	Numerische Apertur
<b>PPL</b>	Parallelplattenleiter
<b>SIW</b>	Substrat integrierter Wellenleiter, engl. <i>substrate integrated waveguide</i>
<b>SPDT</b>	Zwei-Wege Umschalter, engl. <i>Single Pole, Double Throw</i>
<b>SLL</b>	Nebenkeulenniveau, engl. <i>side lobe level</i>
<b>TE</b>	Transversal elektrisch
<b>TEM</b>	Transversal elektrisch und magnetisch
<b>UV</b>	Ultraviolett
<b>WLAN</b>	engl. <i>wireless local area network</i>



# Literaturverzeichnis

- [Art+13] A. Artemenko, A. Mozharovskiy, A. Maltsev, R. Maslennikov, A. Sevastyanov und V. Ssorin. „Experimental Characterization of E-Band Two-Dimensional Electronically Beam-Steerable Integrated Lens Antennas“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 12 (2013), Seiten 1188–1191. ISSN: 1536-1225. DOI: 10.1109/LAWP.2013.2282212.
- [AYN03] T. Ando, J. Yamauchi und H. Nakano. „Numerical analysis of a dielectric rod antenna - demonstration of the discontinuity-radiation concept“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 51.8 (Aug. 2003), Seiten 2007–2013. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2003.814731.
- [Bal05] C.A. Balanis. *Antenna theory: analysis and design*. Wiley-Interscience, 2005.
- [Bas+19] V. Basavarajappa, A. Pellon, I. Montesinos-Ortego, B. B. Exposito, L. Cabria und J. Basterrechea. „Millimeter-Wave Multi-Beam Waveguide Lens Antenna“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 67.8 (Aug. 2019), Seiten 5646–5651. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2019.2916388.
- [BBM94] M. Bachmann, P. A. Besse und H. Melchior. „General self-imaging properties in  $N \times N$  multimode interference couplers including phase relations“. In: *Applied Optics* 33.18 (Juni 1994), Seite 3905. ISSN: 0003-6935. DOI: 10.1364/AO.33.003905.
- [Bro98] E. R. Brown. „RF-MEMS switches for reconfigurable integrated circuits“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* (1998). ISSN: 00189480. DOI: 10.1109/22.734501.
- [Cam+13] R. Cambor, S. Ver Hoeye, C. Vázquez, G. Hotopan, M. Fernández, A. Hadarig und F. Las-Heras. „Submillimeter wave  $8 \times 1$  antenna array With dielectric rods to improve the radiation pattern“. In: *2013 European Microwave Conference*. Okt. 2013, Seiten 1687–1690. DOI: 10.23919/EuMC.2013.6687000.
- [CE16] E. Carrasco und J. A. Encinar. „Reflectarray antennas : A review“. In: *Forum for Electromagnetic Research Methods and Application Technologies* 16.1 (2016).
- [Che+08] W. Cheng Y. J. and Hong, K. Wu, Z. Q. Kuai, C. Yu, J. X. Chen, J. Y. Zhou und H. J. Tang. „Substrate integrated waveguide (SIW) Rotman lens and its Ka-band multibeam array antenna applications“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 56.8 II (2008), Seiten 2504–2513. ISSN: 0018926X. DOI: 10.1109/TAP.2008.927567.

- [CHH98] Peter J. Collings, Michael Hird und C. C. Huang. „Introduction to Liquid Crystals: Chemistry and Physics“. In: *American Journal of Physics* 66.6 (Juni 1998), Seiten 551–551. ISSN: 0002-9505. DOI: 10.1119/1.18901.
- [Chi+10] D. Chicherin, M. Sterner, J. Oberhammer, S. Dudorov, D. Lioubtchenko, A. J. Niskanen, V. Ovchinnikov und A. V. Räisänen. „MEMS based high-impedance surface for millimetre wave dielectric rod waveguide phase shifter“. In: *Microwave Conference (EuMC), 2010 European* September (2010), Seiten 950–953.
- [CLF09] J. R. Costa, E. B. Lima und C. A. Fernandes. „Compact beam-steerable lens antenna for 60-GHz wireless communications“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 57.10 PART 1 (2009), Seiten 2926–2933. ISSN: 0018926X. DOI: 10.1109/TAP.2009.2029288.
- [CNQ16] D. Chen Z. N. and Liu, H. Nakano und T. Qing X. and Zwick. *Handbook of Antenna Technologies*. 1st. Springer Publishing Company, Incorporated, 2016. ISBN: 9789814560450, 9814560456.
- [Dad+15] A. Dadgarpour, B. Zarghooni, B. S. Virdee und T.A. Denidni. „Beam-Deflection Using Gradient Refractive-Index Media for 60-GHz End-Fire Antenna“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 63.8 (Aug. 2015), Seiten 3768–3774. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2015.2438396.
- [De +14] R. De Paolis, F. Cocchetti, S. Payan, M. Maglione und G. Guegan. „Characterization of ferroelectric BST MIM capacitors up to 65 GHz for a compact phase shifter at 60 GHz“. In: *European Microwave Week 2014: Connecting the Future, EuMW 2014 - Conference Proceedings; EuMC 2014: 44th European Microwave Conference* (2014), Seiten 492–495. DOI: 10.1109/EuMC.2014.6986478.
- [Deh+14] C. Dehos, J. González, A. Domenico, D. Ktésas und L. Dussopt. „Millimeter-wave access and backhauling: The solution to the exponential data traffic increase in 5G mobile communications systems?“ In: *IEEE Communications Magazine* 52.9 (2014), Seiten 88–95. ISSN: 01636804. DOI: 10.1109/MCOM.2014.6894457.
- [DH18a] U. Dey und J. Hesselbarth. „Dielectric slab waveguide based millimeter-wave leaky-wave antennas“. In: *12th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2018)*. Apr. 2018, Seiten 1–5. DOI: 10.1049/cp.2018.0435.
- [DH18b] U. Dey und J. Hesselbarth. „Millimeter-Wave Multicast Chip-to-Chip Interconnect Network Using Dielectric Slab Waveguide“. In: *2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS*. Juni 2018, Seiten 378–381. DOI: 10.1109/MWSYM.2018.8439155.
- [DSV18] F. Distler, J. Schür und M. Vossiek. „A Flexible Measurement System for Dielectric Waveguide Characterization at mmW Frequencies“. In: *2018 48th European Microwave Conference (EuMC)*. Sep. 2018, Seiten 886–889. DOI: 10.23919/EuMC.2018.8541393.

- [Ema+18] A. Emadeddin, M. A. Salari, M. Zoghi, A. Darvazehban und O. Manoochchri. „A Compact Ultra-Wideband Multibeam Antenna System“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 66.1 (Jan. 2018), Seiten 125–131. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2017.2776342.
- [Fak+15] F. E. Fakoukakis, T.N. Kaifas, E. E. Vafiadis und G. A. Kyriacou. „Design and implementation of Butler matrix-based beam-forming networks for low sidelobe level electronically scanned arrays“. In: *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 7.1 (2015), Seiten 69–79. DOI: 10.1017/S1759078714000403.
- [FB97] G.L. Friedsam und E.M. Biebl. „Precision free-space measurements of complex permittivity of polymers in the W-band“. In: *1997 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Band 3. IEEE, 1997, Seiten 1351–1354. ISBN: 0-7803-3814-6. DOI: 10.1109/MWSYM.1997.596579.
- [Fil+97] D.F. Filipovic, G.P. Gauthier, Sanjay Raman und G.M. Rebeiz. „Off-axis properties of silicon and quartz dielectric lens antennas“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 45.5 (Mai 1997), Seiten 760–766. ISSN: 0018926X. DOI: 10.1109/8.575618.
- [Fri+11] C. Fritsch, F. Giacomozzi, O. H. Karabey, F. Goelden, A. Moessinger, S. Bildik, S. Colpo und R. Jakoby. „Continuously tunable W-band phase shifter based on liquid crystals and MEMS technology“. In: *2011 6th European Microwave Integrated Circuit Conference*. Okt. 2011, Seiten 522–525.
- [Gäb15] A. Gäbler. „Synthese steuerbarer Hochfrequenzschaltungen und Analyse Flüssigkristall-basierter Leitungsphasenschieber in Gruppenantennen für Satellitenanwendungen im Ka-Band Alexander Gäbler“. In: *PhD, Thesis, Technical University of Darmstadt* (2015).
- [Gei+17a] M. Geiger, M. Hitzler, S. Saulig, J. Iberle, P. Hügler und C. Waldschmidt. „A 160-GHz Radar With Flexible Antenna Used as a Sniffer Probe“. In: *IEEE Sensors Journal* 17.16 (Aug. 2017), Seiten 5104–5111. ISSN: 1530-437X. DOI: 10.1109/JSEN.2017.2718100.
- [Gei+17b] M. Geiger, M. Hitzler, J. Iberle und C. Waldschmidt. „A dielectric lens antenna fed by a flexible dielectric waveguide at 160 GHz“. In: *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. März 2017, Seiten 3380–3383. DOI: 10.23919/EuCAP.2017.7928163.
- [Gen+14] A. A. Generalov, J. A. Haimakainen, D. V. Lioubtchenko und A. V. Räisänen. „Wide Band mm- and Sub-mm-Wave Dielectric Rod Waveguide Antenna“. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 4.5 (Sep. 2014), Seiten 568–574. ISSN: 2156-342X. DOI: 10.1109/TTHZ.2014.2342503.
- [Gil+08] J. M. Gilbert, C. H. Doan, S. Emami und C. B. Shung. „A 4-Gbps Uncompressed Wireless HD A/V Transceiver Chipset“. In: *IEEE Micro* 28.2 (März 2008), Seiten 56–64. ISSN: 0272-1732. DOI: 10.1109/MM.2008.20.

- [Göl10] F. Gölden. „Flüssigkristall-basierte Mikrowellenkomponenten mit schnellen Schaltzeiten : Material , Technologie , Leistungsverträglichkeit Liquid Crystal Based Microwave Components with Fast Response Times : Material , Technology , Power Handling“. In: *Elektrotechnik Und Informationstechnik* (2010).
- [GP95] P.-G. de Gennes und J. Prost. „The physics of liquid crystals (international series of monographs on physics)“. In: *Oxford University Press, USA* (1995). DOI: citeulike-article-id:3717519.
- [H W+01] H. Wei, J. Yu, Z. Liu, X. Zhang, W. Shi und C. Fang. „Signal bandwidth of general n/spl times/n multimode interference couplers“. In: *Journal of Lightwave Technology* 19.5 (Mai 2001), Seiten 739–745. ISSN: 0733-8724. DOI: 10.1109/50.923487.
- [Has+12] J. Hasch, E. Topak, R. Schnabel, T. Zwick, R. Weigel und C. Waldschmidt. „Millimeter-wave technology for automotive radar sensors in the 77 GHz frequency band“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60.3 PART 2 (2012), Seiten 845–860. ISSN: 00189480. DOI: 10.1109/TMTT.2011.2178427.
- [HE07] J. Huang und J. A. Encinar. *Reflectarray Antennas*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., Okt. 2007. ISBN: 9780470178775. DOI: 10.1002/9780470178775.
- [Hil94] K. Hiltrop. „Lyotropic Liquid Crystals“. In: *Liquid Crystals*. Herausgegeben von Horst Stegemeyer und Heinz Behret. Heidelberg: Steinkopff, 1994, Seiten 143–171. ISBN: 978-3-662-08393-2. DOI: 10.1007/978-3-662-08393-2\_4.
- [Hon+18] M. M. Honari, R. Mirzavand, H. Saghlatoon und P. Mousavi. „Investigation of the 3D Printing Roughness Effect on the Performance of a Dielectric Rod Antenna“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 17.11 (Nov. 2018), Seiten 2075–2079. ISSN: 1536-1225. DOI: 10.1109/LAWP.2018.2869580.
- [HS11] D. A. Hunter R. I. andf Robertson und G.M. Smith. „Waveguide Characterization of Various Solid Absorbing Materials at W-band“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 21.7 (Juli 2011), Seiten 389–391. ISSN: 1531-1309. DOI: 10.1109/LMWC.2011.2156774.
- [ITU16] ITU. „ITU-R P.676-11 Attenuation by atmospheric gases“. In: *Itu-R 11* (2016).
- [Jim+19] A. Jiménez-Sáez, M. Schüßler, C. Krause, D. Pandel, K. Rezer, G. V. Bögel, N. Benson und R. Jakoby. „3D Printed Alumina for Low-Loss Millimeter Wave Components“. In: *IEEE Access* 7 (2019), Seiten 40719–40724. ISSN: 2169-3536. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2906034.
- [Jos+13] M. Jost, C. Weickhmann, S. Strunck, C. Fritzsich, A. Gäbler, O.H. Karabey und R. Jakoby. „Liquid crystal based low-loss phase shifter for W-band frequencies“. In: *Electronics Letters* 49.23 (Nov. 2013), Seiten 1460–1462. ISSN: 0013-5194. DOI: 10.1049/e1.2013.2830.

- [Jos+14] M. Jost, C. Weickhmann, S. Strunck, A. Gaebler, W. Hu, T. Franke, A. E. Prase-tiadi, O. H. Karabey und R. Jakoby. „Electrically biased W-band phase shifter based on liquid crystal“. In: *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz* 3 (2014), Seiten 2–3. ISSN: 21622035. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2014.6956435.
- [Jos+16] M. Jost, R. Reese, C. Weickhmann, C. Schuster, O. H. Karabey, H. Maune und R. Jakoby. „Tunable dielectric delay line phase shifter based on liquid crystal technology for a SPDT in a radiometer calibration scheme at 100 GHz“. In: *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. Mai 2016, Seiten 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2016.7540007.
- [Jos+18] M. Jost, R. Reese, M. Nickel, H. Maune und R. Jakoby. „Fully dielectric interference-based SPDT with liquid crystal phase shifters“. In: *IET Microwaves, Antennas Propagation* 12.6 (2018), Seiten 850–857. ISSN: 1751-8725. DOI: 10.1049/iet-map.2017.0695.
- [Jos18a] M. Jost. *Liquid Crystal Mixed Beam-Switching and Beam-Steering Network in Hybrid Metallic and Dielectric Waveguide Technology*. Shaker Verlag, 2018. ISBN: 9783844060423.
- [Jos18b] M. Jost. *Liquid Crystal Mixed Beam-Switching and Beam-Steering Network in Hybrid Metallic and Dielectric Waveguide Technology*. Shaker Verlag, 2018. ISBN: 9783844060423.
- [Kah+17] H. Kahkonen, V. Semkin, J. Ala-Laurinaho und V. Viikari. „Dielectric-filled waveguide antenna array for millimeter-wave communications“. In: *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. C. IEEE, März 2017, Seiten 2767–2770. ISBN: 978-8-8907-0187-0. DOI: 10.23919/EuCAP.2017.7928294.
- [Kar+12] O. H. Karabey, A. Gaebler, S. Strunck und R. Jakoby. „A 2-D Electronically Steered Phased-Array Antenna With  $2 \times 2$  Elements in LC Display Technology“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60.5 (Mai 2012), Seiten 1297–1306. ISSN: 0018-9480. DOI: 10.1109/TMTT.2012.2187919.
- [Kar+14] A. Karttunen, K. Piironen, J. Ala-Laurinaho und A. V. Räisänen. „Millimetre-wave dielectric slab and parallel plate waveguide dielectric lens antennas for beam steering“. In: *The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014)*. Apr. 2014, Seiten 459–462. DOI: 10.1109/EuCAP.2014.6901791.
- [Kar14] O. H. Karabey. *Electronic Beam Steering and Polarization Agile Planar Antennas in Liquid Crystal Technology*. Springer Theses. Cham: Springer International Publishing, 2014. ISBN: 978-3-319-01423-4. DOI: 10.1007/978-3-319-01424-1.
- [Kay+14] M. Kaynak, M. H. Tekin İ. and Nemati, B. Tillack und E. Öztürk. „SiGe process integrated full-360° microelectromechanical systems-based active phase shifter for W-band automotive radar“. In: *IET Microwaves, Antennas & Propagation* 8.11 (2014), Seiten 835–841. ISSN: 1751-8725. DOI: 10.1049/iet-map.2013.0594.

- [KFS12] R. Kazemi, A. E. Fathy und R. A. Sadeghzadeh. „Dielectric Rod Antenna Array With Substrate Integrated Waveguide Planar Feed Network for Wideband Applications“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 60.3 (März 2012), Seiten 1312–1319. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2011.2182489.
- [KML82] S. Kobayashi, R. Mittra und R. Lampe. „Dielectric tapered rod antennas for millimeter-wave applications“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 30.1 (Jan. 1982), Seiten 54–58. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.1982.1142758.
- [KMR09] K.-J. Koh, J. W. May und G.M. Rebeiz. „A Millimeter-Wave (40–45 GHz) 16-Element Phased-Array Transmitter in 0,18  $\mu\text{m}$  SiGe BiCMOS Technology“. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 44.5 (Mai 2009), Seiten 1498–1509. ISSN: 0018-9200. DOI: 10.1109/JSSC.2009.2017971.
- [Kon+09] Y. Konishi, Y. Aramaki, S. Yamaguchi, I. Naito, N. Yoneda und M. Ohtsuka. „Millimeter-wave waveguide-type array antennas using low-loss engineering plastics“. In: *2009 3rd European Conference on Antennas and Propagation (2009)*, Seiten 520–524.
- [KSP11] N. B. Kundtz, D. R. Smith und J. B. Pendry. „Electromagnetic Design With Transformation Optics“. In: *Proceedings of the IEEE* 99.10 (Okt. 2011), Seiten 1622–1633. ISSN: 0018-9219. DOI: 10.1109/JPROC.2010.2089664.
- [Kuz85] M. Kuznetsov. „Radiation loss in dielectric waveguide Y-branch structures“. In: *Journal of Lightwave Technology* 3.3 (1985), Seiten 3–6. ISSN: 0733-8724. DOI: 10.1109/JLT.1985.1074216.
- [KY04] D. Khalil und A. Yehia. „Two-dimensional multimode interference in integrated optical structures“. In: *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 6.1 (Jan. 2004), Seiten 137–145. ISSN: 1464-4258. DOI: 10.1088/1464-4258/6/1/025.
- [Lam96] J. W. Lamb. „Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics“. In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 17.12 (Dez. 1996), Seiten 1997–2034. ISSN: 1572-9559. DOI: 10.1007/BF02069487.
- [Lio+01] D. Lioubtchenko, S. Dudorov, J. Mallat, J. Tuovinen und A. V. Raisanen. „Low-loss sapphire waveguides for 75-110 GHz frequency range“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 11.6 (Juni 2001), Seiten 252–254. ISSN: 1531-1309. DOI: 10.1109/7260.928929.
- [Lio+17] D. V. Lioubtchenko, I. V. Anoshkin, I. I. Nefedova, J. Oberhammer und A. V. Räsänen. „W-band phase shifter based on optimized optically controlled carbon nanotube layer“. In: *2017 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. Juni 2017, Seiten 1188–1191. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058815.
- [Mai60] A. Maier W. and Saupe. „Eine einfache molekular-statistische Theorie der nematischen kristallinflüssigen Phase. Teil II“. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* (1960). ISSN: 1865-7109. DOI: 10.1515/zna-1960-0401.

- [Man+13] F. F. Manzillo, R. Nastri, M. Spella und M. Spirito. „A 60-66 GHz Passive Multi-beam Antenna System in Fused Silica Technology“. In: 12 (2013), Seiten 1–4.
- [Man+18] O. Manoochchri, A. Darvazehban, M. A. Salari, A. Emadeddin und D. Erricolo. „A Parallel Plate Ultrawideband Multibeam Microwave Lens Antenna“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 66.9 (Sep. 2018), Seiten 4878–4883. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2018.2845548.
- [Mar69] E. A. J. Marcatili. „Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics“. In: *The Bell System Technical Journal* 48.7 (Sep. 1969), Seiten 2071–2102. ISSN: 0005-8580. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x.
- [Mau+18] H. Maune, M. Jost, R. Reese, E. Polat, M. Nickel und R. Jakoby. „Microwave Liquid Crystal Technology“. In: *Crystals* 8.9 (2018). ISSN: 2073-4352. DOI: 10.3390/cryst8090355.
- [MKV10] W. F. Moulder, W. Khalil und J. L. Volakis. „60-GHz two-dimensionally scanning array employing wideband planar switched beam network“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 9 (2010), Seiten 818–821. ISSN: 15361225. DOI: 10.1109/LAWP.2010.2070056.
- [MS59] W. Maier und A. Saupe. „Eine einfache molekular-statistische Theorie der nematischen kristallinflüssigen Phase. Teil 11.“ In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 14.10 (Jan. 1959). ISSN: 1865-7109. DOI: 10.1515/zna-1959-1005.
- [Mue+06] S. Mueller, F. Goelden, P. Scheele, M. Wittek, C. Hock und R. Jakoby. „Passive Phase Shifter for W-Band Applications using Liquid Crystals“. In: *2006 European Microwave Conference*. Sep. 2006, Seiten 306–309. DOI: 10.1109/EUMC.2006.281317.
- [Mue07] S. Mueller. „Grundlegende Untersuchungen steuerbarer passiver Flüssigkristall-Komponenten für die Mikrowellentechnik“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [NFL18] A. B. Numan, J.-F. Frigon und J.-J. Laurin. „Printed W-Band Multibeam Antenna with Luneburg Lens-based Beamforming Network“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* c (2018), Seiten 1–1. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2018.2860119.
- [Nik+16] M. Nikfalazar, C. Kohler, A. Wiens, A. Mehmood, M. Sohrabi, H. Maune, J. R. Binder und R. Jakoby. „Beam steering phased array antenna with fully printed phase shifters based on low-temperature sintered bst-composite thick films“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 26.1 (2016), Seiten 70–72. ISSN: 15311309. DOI: 10.1109/LMWC.2015.2505633.

- [NZ14] H.-U. Nickel und J. Zovo. „Novel flexible dielectric waveguide for millimeter and sub-millimeter frequencies &#x2014; Design and characterization“. In: *84th ARFTG Microwave Measurement Conference*. IEEE, Dez. 2014, Seiten 1–4. ISBN: 978-1-4799-7085-8. DOI: 10.1109/ARFTG.2014.7013404.
- [Ogu85] K. Ogusu. „Experimental Study of Dielectric Waveguide Y-Junctions for Millimeter-Wave Integrated Circuits“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 33.6 (1985), Seiten 506–509. ISSN: 0018-9480. DOI: 10.1109/TMTT.1985.1133106.
- [PC58] G. Peeler und H. Coleman. „Microwave stepped-index luneberg lenses“. In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 6.2 (Apr. 1958), Seiten 202–207. ISSN: 0096-1973. DOI: 10.1109/TAP.1958.1144575.
- [Pen+93] E.C.M. Pennings, R.J. Deri, R. Bhat, T.R. Hayes und N.C. Andreadakis. „Ultra-compact, all-passive optical 90 degrees -hybrid on InP using self-imaging“. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 5.6 (Juni 1993), Seiten 701–703. ISSN: 1041-1135. DOI: 10.1109/68.219716.
- [PM04] D. Pasqualini und S. Maci. „High-frequency analysis of integrated dielectric lens antennas“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 52.3 (März 2004), Seiten 840–847. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2004.824676.
- [PM97] M. R. Paiam und R. I. MacDonald. „Design of phased-array wavelength division multiplexers using multimode interference couplers“. In: *Applied Optics* 36.21 (Juli 1997), Seite 5097. ISSN: 0003-6935. DOI: 10.1364/AO.36.005097.
- [Pol+19] E. Polat, R. Reese, H. Tesmer, S. Schmidt, M. Spaeth, M. Nickel, C. Schuster, R. Jakoby und H. Maune. „Characterization of Liquid Crystals Using a Temperature-Controlled 60 GHz Resonator“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes (IMWS-AMP)*. 2019, Seiten 1–2.
- [Pou+10] J. P. Pousi, D. V. Lioubtchenko, S. N. Dudorov und A. V. Raisanen. „High Permittivity Dielectric Rod Waveguide as an Antenna Array Element for Millimeter Waves“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 58.3 (März 2010), Seiten 714–719. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2009.2039314.
- [PSS06] J. B. Pendry, D. Schurig und D. R. Smith. „Controlling Electromagnetic Fields“. In: *Science* 312.5781 (2006), Seiten 1780–1782. ISSN: 0036-8075. DOI: 10.1126/science.1125907. eprint: <https://science.sciencemag.org/content/312/5781/1780.full.pdf>.
- [Psy+13] D. Psychogiou, Y. Li, J. Hesselbarth, S. Kühne, D. Peroulis, C. Hierold und C. Hafner. „Millimeter-wave phase shifter based on waveguide-mounted RF-MEMS“. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 55.3 (2013), Seiten 465–468. DOI: 10.1002/mop.27390. eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/mop.27390>.

- [PZ02a] D. Parker und D. C. Zimmermann. „Phased arrays - part 1: theory and architectures“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50.3 (März 2002), Seiten 678–687. ISSN: 0018-9480. DOI: 10.1109/22.989953.
- [PZ02b] D. Parker und D. C. Zimmermann. „Phased arrays-part II: implementations, applications, and future trends“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50.3 (März 2002), Seiten 688–698. ISSN: 0018-9480. DOI: 10.1109/22.989954.
- [Rah+08] M. Rahm, D. Schurig, D. A. Roberts, S. A. Cummer, D. R. Smith und J. B. Pendry. „Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell’s equations“. In: *Photonics and Nanostructures* 6.1 (Apr. 2008), Seiten 87–95. DOI: 10.1016/j.photonics.2007.07.013. arXiv: 0706.2452 [physics.optics].
- [Rap+13] T.S. Rappaport, S. Sun, R. Mayzus, H. Zhao, Y. Azar, K. Wang, G. N. Wong, J. K. Schulz, M. Samimi und F. Gutierrez. „Millimeter wave mobile communications for 5G cellular: It will work!“ In: *IEEE Access* 1 (2013), Seiten 335–349. ISSN: 21693536. DOI: 10.1109/ACCESS.2013.2260813. arXiv: 1507.04592.
- [Ree+17a] R. Reese, M. Jost, H. Maune und R. Jakoby. „Design of a continuously tunable W-band phase shifter in dielectric waveguide topology“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2017. ISBN: 9781509063604. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058991.
- [Ree+17b] R. Reese, M. Jost, H. Maune und R. Jakoby. „Design of a continuously tunable W-band phase shifter in dielectric waveguide topology“. In: *2017 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. IEEE, Juni 2017, Seiten 180–183. ISBN: 978-1-5090-6360-4. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058991.
- [Ree+18] R. Reese, M. Jost, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „A Dielectric Waveguide Switch based on Tunable Multimode Interference at W-band“. In: *2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS*. Juni 2018, Seiten 179–182. DOI: 10.1109/MWSYM.2018.8439133.
- [Rei12] G. A. Reider. *Photonik : Eine Einführung in die Grundlagen*. 3. Aufl. 2012. Vienna, 2012. ISBN: 9783709115206.
- [Ric06] J. Richter. „Dielektrische Weitwinkellinsen und Speiseanordnungen für Focal Plane Array Antennen bildgebender Millimeterwellensysteme Dielektrische Weitwinkellinsen und Speiseanordnungen für Focal Plane Array Antennen bildgebender Millimeterwellensysteme Doktor-Ingeni“. In: (2006).
- [Riv+17] A. Rivera-Lavado, L.-E. García-Muñoz, A. Generalov, D. Lioubtchenko, K.-A. Abdalmalak, S. Llorente-Romano, A. García-Lampérez, D. Segovia-Vargas und A. V. Räisänen. „Design of a Dielectric Rod Waveguide Antenna Array for Millimeter Waves“. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 38.1 (Jan. 2017), Seiten 33–46. ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-016-0310-9.

- [RJ16] M. Reese, R. Jost und R. Jakoby. „Evaluation of two W-band power dividers in a subwavelength dielectric fibre technology“. In: *Electronics Letters* 52.16 (Aug. 2016), Seiten 1391–1393. ISSN: 0013-5194. DOI: 10.1049/e1.2016.1092.
- [RM12] D. Raychaudhuri und N. B. Mandayam. „Frontiers of Wireless and Mobile Communications“. In: *Proceedings of the IEEE* 100.4 (Apr. 2012), Seiten 824–840. DOI: 10.1109/JPROC.2011.2182095.
- [RRP95] T. Rasmussen, J. K. Rasmussen und J. H. Povlsen. „Design and Performance Evaluation of 1-by-64 Multimode Interference Power Splitter for Optical Communications“. In: *Journal of Lightwave Technology* 13.10 (1995), Seiten 2069–2074. ISSN: 15582213. DOI: 10.1109/50.469726.
- [Sin+92] A. K. Singh, R. Chaudhari, B. Jha und R. K. Jha. „Radiation pattern of E-plane sectoral solid dielectric horn antennas“. In: *International Journal of Electronics* 73.1 (Juli 1992), Seiten 203–213. ISSN: 0020-7217. DOI: 10.1080/00207219208925659.
- [SLO19] S. Smirnov, D. V. Lioubtchenko und J. Oberhammer. „Single-walled carbon nanotube layers for millimeter-wave beam steering“. In: *Nanoscale* 11 (31 2019), Seiten 14691–14697. DOI: 10.1039/C9NR02705J.
- [SM08] L. Schulwitz und A. Mortazawi. „A new low loss Rotman lens design using a graded dielectric substrate“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 56.12 (2008), Seiten 2734–2741. ISSN: 00189480. DOI: 10.1109/TMTT.2008.2006802.
- [SP95] L.B. Soldano und E.C.M. Pennings. „Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications“. In: *Journal of Lightwave Technology* 13.4 (Apr. 1995), Seiten 615–627. ISSN: 07338724. DOI: 10.1109/50.372474.
- [Ste+08] A. Stehle, G. Georgiev, V. Ziegler, B. Schoenlinner, U. Prechtel, H. Seidel und U. Schmid. „RF-MEMS Switch and Phase Shifter Optimized for W-Band“. In: *2008 38th European Microwave Conference*. October. IEEE, Okt. 2008, Seiten 104–107. ISBN: 978-2-87487-006-4. DOI: 10.1109/EUMC.2008.4751398.
- [STL11] D. R. Smith, Y. Tsai und S. Larouche. „Analysis of a Gradient Index Metamaterial Blazed Diffraction Grating“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 10 (2011), Seiten 1605–1608. ISSN: 1536-1225. DOI: 10.1109/LAWP.2011.2179632.
- [Sun13] C. Sun. „THz dielectric fiber based imaging: In vivo molecular imaging of water“. In: *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Sep. 2013, Seiten 1–4. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665914.
- [Tal36] H.F. Talbot. „LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 9.56 (Dez. 1836), Seiten 401–407. ISSN: 1941-5966. DOI: 10.1080/14786443608649032.

- [Tec13] Agilent Technologies. „Wireless LAN at 60 GHz - IEEE 802.11ad Explained“. In: *Agilent Technologies, Application Note* (2013), Seiten 1–28.
- [Tek+15] K. Tekkouk, J. Hirokawa, R. Sauleau, M. Ettorre, M. Sano und M. Ando. „Dual-Layer Ridged Waveguide Slot Array Fed by a Butler Matrix with Sidelobe Control in the 60-GHz Band“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 63.9 (2015), Seiten 3857–3867. ISSN: 0018926X. DOI: 10.1109/TAP.2015.2442612.
- [Tok+14] F. Tokan, N. T. Tokan, A. Neto und D. Cavallo. „The Lateral Wave Antenna“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 62.6 (Juni 2014), Seiten 2909–2916. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2014.2310465.
- [Tok16] F. Tokan. „Influence of astigmatism in reflector feeds“. In: *2016 IEEE/ACES International Conference on Wireless Information Technology and Systems (ICWITS) and Applied Computational Electromagnetics (ACES)*. März 2016, Seiten 1–2. DOI: 10.1109/ROPACES.2016.7465327.
- [UA75] R. Ulrich und G. Ankele. „Self-imaging in homogeneous planar optical waveguides“. In: *Applied Physics Letters* 27.6 (Sep. 1975), Seiten 337–339. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.88467.
- [Vol07] J. Volakis. *Antenna Engineering Handbook, Fourth Edition*. <country>US</country>: McGraw-Hill Professional, 2007, Seiten -1. ISBN: 0071475745. DOI: 10.1036/0071475745. eprint: <https://mhebooklibrary.com/doi/pdf/10.1036/0071475745>.
- [VSS14] S. Vashist, M. K. Soni und P. K. Singhal. „A Review on the Development of Rotman Lens Antenna“. In: *Chinese Journal of Engineering* 2014 (2014), Seiten 1–9. ISSN: 2314-8063. DOI: 10.1155/2014/385385.
- [W L+10] W. Lee, J. Kim, C. S. Cho und Y. J. Yoon. „Beamforming Lens Antenna on a High Resistivity Silicon Wafer for 60 GHz WPAN“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 58.3 (März 2010), Seiten 706–713. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2009.2039331.
- [Wei+13a] C. Weickhmann, N. Nathrath, R. Gehring, A. Gaebler, M. Jost und R. Jakoby. „A light-weight tunable liquid crystal phase shifter for an efficient phased array antenna“. In: *2013 European Microwave Conference*. Okt. 2013, Seiten 428–431. DOI: 10.23919/EuMC.2013.6686683.
- [Wei+13b] C. Weickhmann, R. Jakoby, E. Constable und R. A. Lewis. „Time-domain spectroscopy of novel nematic liquid crystals in the terahertz range“. In: *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Sep. 2013, Seiten 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665423.
- [Wei+14a] C. Weickhmann, M. Jost, D. Laemmle und R. Jakoby. „Design and fabrication considerations for a 250 GHz liquid crystal phase shifter“. In: *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. IEEE, Sep. 2014, Seiten 1–2. ISBN: 978-1-4799-3877-3. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2014.6956330.

- [Wei+14b] R. J. Weiler u. a. „Enabling 5G backhaul and access with millimeter-waves“. In: *EuCNC 2014 - European Conference on Networks and Communications* (2014). DOI: 10.1109/EuCNC.2014.6882644.
- [Wei+16] M. Weidenbach, D. Jahn, A. Rehn, S. F. Busch, F. Beltrán-Mejía, J. C. Balzer und M. Koch. „3D printed dielectric rectangular waveguides, splitters and couplers for 120 GHz“. In: *Opt. Express* 24.25 (Dez. 2016), Seiten 28968–28976. DOI: 10.1364/OE.24.028968.
- [Wei03] J. Weinzierl. „Vektorielle Feldmesstechnik bei 150 GHz“. In: (2003).
- [Wei17] C. Weickmann. „Liquid Crystals Towards Terahertz: Characterisation and Tunable Waveguide Phase Shifters for Millimetre-Wave and Terahertz Beamsteering Antennas“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, Mai 2017.
- [WEV01] X. Wu, G. V. Eleftheriades und T. E. Van Deventer-Perkins. „Design and characterization of single- and multiple-beam MM-wave circularly polarized substrate lens antennas for wireless communications“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 49.3 (2001), Seiten 431–441. ISSN: 00189480. DOI: 10.1109/22.910546.
- [Wit+18] W. Withayachumnankul, R. Yamada, M. Fujita und T. Nagatsuma. „All-dielectric rod antenna array for terahertz communications“. In: *APL Photonics* 3.5 (2018), Seite 051707. DOI: 10.1063/1.5023787.
- [WL07] X. Wu und J. Laurin. „Fan-Beam Millimeter-Wave Antenna Design Based on the Cylindrical Luneberg Lens“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 55.8 (Aug. 2007), Seiten 2147–2156. ISSN: 0018-926X. DOI: 10.1109/TAP.2007.901843.
- [Yi+16] J. Yi, S. N. Burokur, G. P. Piau und A. De Lustrac. „Coherent beam control with an all-dielectric transformation optics based lens“. In: *Scientific Reports* 6.June 2015 (2016), Seiten 1–8. ISSN: 20452322. DOI: 10.1038/srep18819.
- [YS08] C. Yeh und F. I. Shimabukuro. *The Essence of Dielectric Waveguides*. Boston, MA: Springer US, 2008, Seite 528. ISBN: 978-0-387-30929-3. DOI: 10.1007/978-0-387-49799-0.
- [YSB82] C. Yao, S. E. Schwarz und B. J. Blumenstock. „Monolithic Integration of a Dielectric Millimeter-Wave Antenna and Mixer Diode: An Embryonic Millimeter-Wave IC“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30.8 (Aug. 1982), Seiten 1241–1247. ISSN: 0018-9480. DOI: 10.1109/TMTT.1982.1131230.
- [YW14] D.-K. Yang und S.-T. Wu. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. Band 9781118752. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, Sep. 2014, Seiten 1–570. ISBN: 9781118751992. DOI: 10.1002/9781118751992. arXiv: arXiv:1011.1669v3.

# Eigene Beiträge

## Veröffentlichungen

### Erstautor

- [Mau+18] H. Maune, M. Jost, R Reese, E. Polat, M. Nickel und R. Jakoby. „Microwave Liquid Crystal Technology“. In: *Crystals* 8.9 (Sep. 2018), Seite 355. ISSN: 2073-4352. DOI: 10.3390/cryst8090355.
- [Ree+17a] R. Reese, M. Jost, M. Nickel, E. Polat, R. Jakoby und H. Maune. „A Fully Dielectric Lightweight Antenna Array Using a Multimode Interference Power Divider at W-Band“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 16 (2017), Seiten 3236–3239. ISSN: 1536-1225. DOI: 10.1109/LAWP.2017.2771385.
- [Ree+17b] R. Reese, M. Jost, H. Maune und R. Jakoby. „Design of a continuously tunable W-band phase shifter in dielectric waveguide topology“. In: *2017 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. IEEE, Juni 2017, Seiten 180–183. ISBN: 978-1-5090-6360-4. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058991.
- [Ree+17c] R Reese, E Polat, M Jost, M Nickel, R Jakoby und H Maune. „Liquid crystal based phase shifter in a parallel-plate dielectric waveguide topology at V-band“. In: *2017 12th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*. IEEE, Okt. 2017, Seiten 353–356. ISBN: 978-2-87487-048-4. DOI: 10.23919/EuMIC.2017.8230731.
- [Ree+18a] R. Reese, H. Tesmer, M. Jost, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „A Compact Two-dimensional Power Divider for a Dielectric Rod Antenna Array Based on Multimode Interference“. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 39.12 (Dez. 2018), Seiten 1185–1202. ISSN: 1866-6892. DOI: 10.1007/s10762-018-0535-x.
- [Ree+18b] R. Reese, M. Jost, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „A Dielectric Waveguide Switch based on Tunable Multimode Interference at W-band“. In: *2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS*. Band 2018-June. Lc. IEEE, Juni 2018, Seiten 179–182. ISBN: 978-1-5386-5067-7. DOI: 10.1109/MWSYM.2018.8439133.

- [Ree+18c] R. Reese, M. Jost, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „Beam Steering Capabilities of a Fully Dielectric Antenna Array“. In: *2018 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting*. IEEE, Juli 2018, Seiten 2187–2188. ISBN: 978-1-5386-7102-3. DOI: 10.1109/APUSNCURSINRSM.2018.8608191.
- [Ree+19a] R. Reese, M. Jost, E. Polat, H. Tesmer, J. Strobl, C. Schuster, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „A Millimeter-Wave Beam-Steering Lens Antenna With Reconfigurable Aperture Using Liquid Crystal“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 67.8 (Aug. 2019), Seiten 5313–5324. DOI: 10.1109/TAP.2019.2918474.
- [Ree+19b] R. Reese, H. Tesmer, E. Polat, M. Jost, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „Fully Dielectric Rod Antenna Arrays with High Permittivity Materials“. In: *2019 12th German Microwave Conference (GeMiC)*. IEEE, März 2019, Seiten 13–16. ISBN: 978-3-9812668-9-4. DOI: 10.23919/GEMIC.2019.8698141.
- [Ree+19c] R. Reese, E. Polat, H. Tesmer, J. Strobl, C. Schuster, M. Nickel, A. B. Granja, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Based Dielectric Waveguide Phase Shifters for Phased Arrays at W-Band“. In: *IEEE Access* 7 (2019), Seiten 127032–127041. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2939648.
- [RJ16] R. Reese, M. Jost und R. Jakoby. „Evaluation of two W-band power dividers in a subwavelength dielectric fibre technology“. In: *Electronics Letters* 52.16 (Aug. 2016), Seiten 1391–1393. ISSN: 0013-5194. DOI: 10.1049/e1.2016.1092.

#### Koautor

- [B G+19] Angel B. G. u. a. „High Data Rate W-Band Balanced Schottky Diode Envelope Detector for Broadband Communications“. In: *European Microwave Week 2019* (2019), Seiten 5–8.
- [Fri+14] C. Fritsch, R. Reese, S. Bildik und R. Jakoby. „Novel reflectarray antenna with quasi-dipole unit cells“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 13 (2014), Seiten 1537–1540. ISSN: 15361225. DOI: 10.1109/LAWP.2014.2343933.
- [Gra+18] A. B. Granja, R. Reese, R. Jakoby und A. Penirschke. „Ultra-Broadband W-Band Balanced Schottky Diode Envelope Detector for High-Data Rate Communication Systems“. In: *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2018-Septe* (2018), Seiten 10–11. ISSN: 21622035. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8510047.
- [Jos+16a] M. Jost, R. Reese, J. Pauls, J.S.K. Gautam, R. Gemble, C. Weickhmann, O.H. Karabey und R. Jakoby. „Comparison of hollow waveguide and dielectric fibre based SPDT switches for W-band“. In: *GeMiC 2016 - 2016 German Microwave Conference*. 2016. ISBN: 9783981266870. DOI: 10.1109/GEMIC.2016.7461576.

- [Jos+16b] M. Jost, R. Reese, C. Weickhmann, C. Schuster, O.H. Karabey, H. Maune und R. Jakoby. „Tunable dielectric delay line phase shifter based on liquid crystal technology for a SPDT in a radiometer calibration scheme at 100 GHz“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Band 2016-Augus. 2016. ISBN: 9781509006984. DOI: 10.1109/MWSYM.2016.7540007.
- [Jos+17a] M. Jost, R. Reese, H. Maune und R. Jakoby. „In-plane hollow waveguide crossover based on dielectric insets for millimeter-wave applications“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2017. ISBN: 9781509063604. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8059015.
- [Jos+17b] M. Jost, R. Reese, M. Nickel, S. Schmidt, H. Maune und R. Jakoby. „Interference based W-band single-pole double-throw with tunable liquid crystal based waveguide phase shifters“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2017. ISBN: 9781509063604. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8059003.
- [Jos+18a] M. Jost, R. Reese, M. Nickel, H. Maune und R. Jakoby. „Fully dielectric interference-based SPDT with liquid crystal phase shifters“. In: *IET Microwaves, Antennas and Propagation* 12.6 (2018). ISSN: 17518733. DOI: 10.1049/iet-map.2017.0695.
- [Jos+18b] M. Jost u. a. „Liquid Crystal Based SPDT with Adjustable Power Splitting Ratio in LTCC Technology“. In: *2018 48th European Microwave Conference, EuMC 2018* (2018), Seiten 612–615. DOI: 10.23919/EuMC.2018.8541524.
- [Jos+18c] M. Jost u. a. „Miniaturized Liquid Crystal Slow Wave Phase Shifter Based on Nanowire Filled Membranes“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 28.8 (2018), Seiten 681–683. ISSN: 15311309. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2845938.
- [Mau+17a] H. Maune, C. Weickhmann, M. Jost, R. Reese, M. Nickel, C. Fritzsche und R. Jakoby. „Liquid crystal technology for reconfigurable Satcom applications“. In: *Proceedings of the 2017 Topical Workshop on Internet of Space, TWIOS 2017*. 2017. ISBN: 9781509034635. DOI: 10.1109/TWIOS.2017.7869765.
- [Mau+17b] H. Maune u. a. „Tunable Microwave Component Technologies for SatCom-Platforms“. In: *Frequenz* 71.3-4 (2017), Seiten 129–142. ISSN: 21916349. DOI: 10.1515/freq-2016-0207.
- [Mau+18] H. Maune, M. Jost, R. Reese, M. Nickel, E. Polat und R. Jakoby. „Liquid Crystal Based Tunable Antenna Systems“. In: *International Display Week, IDW* (2018), Seiten 99–102.
- [Nic+17] M. Nickel, O.H. Karabey, M. Maasch, R. Reese, M. Jost, C. Damm, R. Jakoby und H. Maune. „Analysis of hybrid-passive-active phased array configurations based on an SNR approximation“. In: *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation, EUCAP 2017*. 2017. ISBN: 9788890701870. DOI: 10.23919/EuCAP.2017.7928344.

- [Nic+18] M. Nickel, M. Muh, R. Reese, E. Polat, M. Jost, C. Damm, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Based Tunable Reflection-Type Power Divider“. In: *2018 48th European Microwave Conference, EuMC 2018* (2018), Seiten 45–48. DOI: 10.23919/EuMC.2018.8541380.
- [Pol+19a] E. Polat, R. Reese, H. Tesmer, S. Schmidt, M. Spaeth, M. Nickel, C. Schuster, R. Jakoby und H. Maune. „Characterization of Liquid Crystals Using a Temperature-Controlled 60 GHz Resonator“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes (IMWS-AMP)*. 2019, Seiten 1–2.
- [Pol+19b] E. Polat, R. Reese, M. Jost, M. Nickel, C. Schuster und R. Jakoby. „Liquid Crystal Phase Shifter Based on Nonradiative Dielectric Waveguide Topology at W-Band“. In: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2019, Seiten 184–187. ISBN: 9781728113098.
- [Pol+19c] E. Polat, R. Reese, M. Jost, C. Schuster, R. Nickel M. and Jakoby und H. Maune. „Tunable Liquid Crystal Filter in Nonradiative Dielectric Waveguide Technology at 60 GHz“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 29.1 (2019), Seiten 44–46. ISSN: 15311309. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2884152.
- [Pol+20] E. Polat, R. Reese, H. Tesmer, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „Fully Dielectric Phased Array for Beamsteering Using Liquid Crystal Technology at W-Band (akzeptiert)“. In: *2020 14th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. 2020.
- [Tes+19a] H. Tesmer, R. Reese, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und And H. Maune. „Fully Dielectric Rod Antenna Arrays with Integrated Power Divider“. In: *Frequenz* (Okt. 2019), Seiten 13–16. ISSN: 0016-1136. DOI: 10.1515/freq-2019-0152.
- [Tes+19b] H. Tesmer, R. Reese, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Based Fully Dielectric Lateral Wave Beam Steering Antenna“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* (2019), Seiten 1–1. DOI: 10.1109/LAWP.2019.2943722.
- [Tes+20a] H. Tesmer, R. Reese, E. Polat, R. Jakoby und H. Maune. „Dielectric Image Line Liquid Crystal Phase Shifter at W-Band“. In: *2020 13th German Microwave Conference (GeMiC)*. IEEE, März 2020. ISBN: 978-3-9812668-9-4.
- [Tes+20b] H. Tesmer, R. Reese, E. Polat, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Based Parallel-Polarized Dielectric Image Guide Phase Shifter at W-Band (akzeptiert)“. In: *2020 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2020. ISBN: 9781728113098.
- [Wan+19] D. Wang, M. Jost, M. Nickel, R. Reese, G. P. Rehder, P. Ferrari, A.L. C. Serrano, L. G. Gomes, R. Jakoby und H. Maune. „A Compact Butler Matrix Design Based on Metallic Nanowire Filled Membrane Technology and Tunable Phase Shifter at 160 GHz“. In: *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz*. 2019, Seiten 7–8.

## Patente

1. DE 10 2016 117 424 A1  
*Antenneneinrichtung und Verfahren zum Abstrahlen von elektromagnetischen Wellen mit der Antenneneinrichtung*
2. DE 10 2017 110 150 A1  
*Hohlleiteranordnung für sich kreuzende Hohlleiter zur Übertragung von elektromagnetischen Wellen*
3. DE 102018119508.7  
*Flüssigkristallgefüllte volldielektrische Gruppenantenne zur Strahlformung*

## Preise

1. Best Student Paper Award  
*Fully Dielectric Rod Antenna Arrays with High Permittivity Materials* German Microwave Conference, 2019, Stuttgart
2. Best Paper Award als Koautor  
*Liquid Crystal Based Tunable Antenna Systems* International Display Week (IDW), 2018, Nagoya, Japan
3. Best Poster Award als Koautor  
*Phased Array Receiver Architecture for Communication and Sensing* 29th International Travelling Summer School on Microwaves and Lightwaves, 2019, Frankfurt
4. Best Paper Award als Koautor  
*Dielectric Image Line Liquid Crystal Phase Shifter at W-Band* German Microwave Conference, 2020, Cottbus



## Betreute Arbeiten

1. Felix Lenze - *Masterthesis: Adaptive Impedanzanpassung für Leistungs-GaN-HEMT für hohen Wirkungsgrad*
2. Ersin Polat - *Masterthesis: Grundlegende Untersuchungen von verlustarmen, nicht abstrahlenden Wellenleiterstrukturen für Phasenschieber*
3. Wladimir Reiswich - *Bachelorthesis: Entwicklung eines Verteilnetzwerkes für V-Band Gruppenantennen auf Mehrlagen-Glassubstraten in SIW-Technologie*
4. Henning Tesmer - *Masterthesis: Flüssigkristallbasierte rekonfigurierbare Apertur für eine schwenkbare Antenne für Millimeterwellen*



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name                Roland Reese  
Geburtsdatum    23.05.1990  
Geburtsort        Darmstadt

## Bildungsweg

2013 – 2015    Technische Universität Darmstadt  
                  Master of Science, Elektrotechnik und Informationstechnik  
2009 – 2013    Technische Universität Darmstadt  
                  Bachelor of Science, Elektrotechnik und Informationstechnik  
2000 – 2009    Viktoriaschule Darmstadt  
                  Abitur

## Berufsweg

2016 – 2019    Technische Universität Darmstadt  
                  Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikrowellentechnik  
                  und Photonik  
2019 – heute    Deutsche Telekom Technik GmbH Bonn  
                  Senior Spezialist für 5G und Technikfolgenmanagement