

# Grundlegende Untersuchungen von abstimmbaren Flüssigkristall-Filtern für Hochfrequenzanwendungen

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

## Dissertation

von

**Ersin Polat, M.Sc.**

geboren am 19.11.1991  
in Alzenau, Deutschland

Referent: Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Michael Höft

Tag der Einreichung: 18. Oktober 2022  
Tag der mündlichen Prüfung: 26. Januar 2023

D17  
Darmstadt 2023

Polat, Ersin: Grundlegende Untersuchungen von abstimmbaren Flüssigkristall-Filtern  
für Hochfrequenzanwendungen

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt

Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUpriints: 2023

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-231436

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Januar 2023

Veröffentlicht unter CC BY-SA 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, 18. Oktober 2022

---

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt am Institut für Mikrowellentechnik und Photonik (IMP) entstanden. Mit diesem Vorwort möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich auf dem Weg zur Promotion begleiteten und unterstützten.

An erster Stelle bedanke ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby nicht nur für das mir stets entgegengebrachte Vertrauen, sondern auch für die fortwährende Unterstützung. Das hohe Maß an Freiheit für meine Forschungstätigkeiten und die mir zugewiesene Verantwortungen innerhalb der Gruppe ermöglichten es mir, mich in dieser Zeit sowohl persönlich als auch fachlich weiterzuentwickeln.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Höft, dem Leiter des Lehrstuhls Hochfrequenztechnik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, sowohl für die Übernahme des Korreferats und dem damit verbunden Beitrag zu dieser Arbeit als auch für die erfolgreiche Kooperation in den letzten Jahren.

Ebenso gilt mein Dank meinem Projektkollegen Fynn Kamrath von der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, gemeinsam mit ihm wurden im Rahmen eines Forschungsprojekts die in dieser Arbeit vorgestellten vollständig rekonfigurierbaren Flüssigkristall-Filter entwickelt und fortlaufend optimiert.

Bei meinen Kollegen am Institut möchte ich mich an dieser Stelle für die angenehme und konstruktive Arbeitsatmosphäre bedanken, dies gilt besonders für meine Bürokollegen Dr.-Ing. Christian Schuster und Henning Tesmer. Ferner gilt mein Dank Dr.-Ing. Roland Reese und Dr.-Ing. Matthias Jost, die mich sowohl während meiner Masterarbeit als auch zu Beginn der Arbeit sehr motivierten und unterstützten. Meinen Kollegen und Freund Stipo Matic danke ich für die sehr schöne und unterhaltsame Zeit. Darüber hinaus bedanke ich mich bei den IMP-Bandmitgliedern Dr.-Ing. Martin Schüßler, Henning Tesmer und Prannoy Agrawal für die sehr amüsanten Proben und Auftritte.

Ein besonderer Dank gilt den technischen Mitarbeitern Peter Kießlich und Andreas Semrad für ihre dauerhafte und zuverlässige Unterstützung und sehr wertvolle Expertise, ohne die der größte Teil dieser Arbeit so nicht möglich gewesen wäre. Außerdem danke ich an dieser Stelle den administrativen Mitarbeiterinnen Maria Kaiser, Eleonore Titow und Nicole Neurohr.

Abschließend bedanke ich mich vom ganzen Herzen bei meiner Frau Kumsal, die mich in jeglicher Hinsicht bedingungslos unterstützte, meinen Freunden und meiner Familie, vor

*ERKLÄRUNGEN LAUT PROMOTIONSORDNUNG*

---

allem bei meinen Eltern und meinem Bruder, auf deren Hilfe ich jederzeit zurückgreifen konnte.

Darmstadt, im August 2022

Ersin Polat

# Kurzfassung

In dieser Arbeit werden abstimmbare Bandpassfilter für rekonfigurierbare Hochfrequenzanwendungen im Millimeterwellenbereich (30 GHz bis 300 GHz) untersucht. Hierfür werden Flüssigkristalle (*Liquid Crystal*, LC) verwendet, die speziell für diesen Frequenzbereich optimiert sind und niedrige Verluste aufweisen. Aufgrund der richtungsabhängigen Anisotropie der Permittivität ist die Realisierung von kontinuierlich abstimmbaren hochperformanten Hochfrequenzkomponenten möglich. Ferner weist die LC-Technologie aufgrund der hohen Leistungstragfähigkeit, der hohen Linearität und einem sehr geringen Energieverbrauch ein sehr großes Potenzial für den Einsatz in zukünftigen flexiblen Transceivern auf.

Für einen präzisen Filterentwurf müssen die dielektrischen Eigenschaften des verwendeten LCs bei der Operationsfrequenz bekannt sein, weshalb die Charakterisierung des LCs bei den in dieser Arbeit angestrebten Frequenzen einen Ausgangspunkt bildet. Da resonante Methoden eine genaue Bestimmung der Materialeigenschaften ermöglichen, wurde zunächst ein Resonator bei 60 GHz entworfen und anschließend ein automatisierter Messaufbau entwickelt, mit welchem die LCs über die Temperatur für die parallele und orthogonale LC-Ausrichtung charakterisiert werden.

Der Schwerpunkt dieser Dissertation liegt bei dem Entwurf, der Realisierung und der messtechnischen Charakterisierung von rekonfigurierbaren LC-Filtern. Dabei wurden verschiedene Wellenleitertopologien und neuartige LC-Ansteuerungskonzepte untersucht und miteinander verglichen. Zunächst wurde ein in der Mittenfrequenz-abstimmbares Filter mit einem speziellen Wellenleiter, mit einem nicht-abstrahlenden Dielektrikum (*Non-Radiative Dielectric*, NRD), bei 60 GHz entworfen. Mit einer rein elektrischen LC-Ansteuerung wurde eine Abstimmbarkeit von 2,9 % und einem maximalen Einfügeverlust von 6,2 dB erzielt. Des Weiteren wurden vollständig rekonfigurierbare Filter mit voneinander unabhängig abstimmbarer Bandbreite und Mittenfrequenz untersucht, die eine Abstimmung mit konstanter Filtercharakteristik ermöglichen. Das erste vollständig rekonfigurierbare LC-Filter wurde mit dem Rechteckhohlleiter bei 30 GHz realisiert, welches mit einer rein elektrisch LC-Ansteuerung eine Bandbreitenabstimmbarkeit von 24 % und eine Mittenfrequenzabstimmbarkeit von 3 % erreichte. Die Einfügeverluste variieren zwischen 3,5 dB und 4,2 dB. Daraufhin wurde ein Filter entworfen, das einen offenen Wellenleiter, den sogenannten Groove Gap Waveguide (GGW) verwendet, der aus einer metallischen Platte (*Perfect Electrical Conductor*, PEC) und einer im Abstand kleiner einer viertel Wellenlänge gegenüberliegenden Metaoberfläche besteht, die einen künstlichen magnetischen Leiter (*Artificial Magnetic Conductor*, AMC) darstellt, erzeugt durch

periodische Strukturen, hier speziell einer Anordnung aus metallischen Pins oder Stiften (*Bed of Nails*, BoN). Die für die DC-Entkopplung beider Platten (PEC und AMC) erforderliche offene Struktur dieser GGW-Filter vereinfacht die Integration der Elektrodenanordnung für die kontinuierliche Ausrichtung der LC-Moleküle. Im konkreten Fall wurde hierzu erstmalig eine hybride LC-Ansteuerung, einer Kombination aus elektro- und magnetostatischen Steuerfeldern, ausprobiert. Das GGW-Filter erzielte eine Bandbreitenabstimmbarkeit von 6,5 % und eine Mittenfrequenzabstimmbarkeit von 3,4 % mit geringen Einfügeverlusten zwischen 1,65 dB und 1,95 dB.

# Abstract

This work depicts fundamental investigations on reconfigurable filters based on liquid crystal (LC) for high frequency applications. The used LCs mixtures are specially synthesized for the millimeter wave (mmWave) regime (30 GHz to 300 GHz). The LC's anisotropy of the permittivity, which depends on the direction of the molecules to the RF field, enables the design and production of high performance continuous tunable mmWave components. Due to its low loss characteristic, high power handling and linearity, and low power consumption, it has a very high potential to be used for future flexible transceiver architectures in the mmWave regime.

For accurate filter design, the LC's dielectric material properties must be known precisely at the desired frequency. Therefore, in this work, a resonant LC characterization has been performed, since the material properties can be extracted more precisely as for broadband methods. First, a V-band waveguide resonator has been designed at 60 GHz and afterwards an automated measurement setup has been developed, which allows a characterization over temperature for both parallel and orthogonal LC orientation.

The main focus of this dissertation is on the design, realization and metrological characterization of reconfigurable LC filters. Different waveguide topologies and bias concepts have been investigated and compared. First, a center frequency tunable filter has been designed with a special dielectric waveguide, which is, in contrast to other dielectric waveguides, not prone to radiation losses. The filter achieved a center frequency tunability of 2,9% with electric biasing, accompanied by a maximum insertion loss of 6.2 dB. Afterwards, two fully reconfigurable filters with tunable bandwidth and center frequency have been designed, which enable a tuning with constant filter characteristic. The first fully reconfigurable LC-filter is based on rectangular waveguide topology with solely electric LC biasing. It obtained a bandwidth and center frequency tunability of 24% and 3%, respectively, at 30 GHz. The insertion losses were ranging between 3.5 dB and 4.2 dB. The second fully reconfigurable LC-filter is based on groove gap waveguide (GGW) topology. Due to a DC decoupling, it has an open structure, which simplifies the integration of the bias electrodes. Furthermore, a novel hybrid bias concept has been proposed and verified, which is combining electric and magnetic bias fields. The GGW filter achieved a bandwidth and center frequency tunability of 6.5% and 3.4%, respectively, at 30 GHz and the insertion loss varies between 1.65 dB and 1.95 dB.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen und Charakterisierung von Flüssigkristallen</b>	<b>7</b>
2.1	Nematische Flüssigkristalle . . . . .	7
2.2	Ordnungsparameter . . . . .	9
2.3	Dielektrische Eigenschaften . . . . .	10
2.4	Elastische Eigenschaften . . . . .	13
2.5	Ausrichtung der Flüssigkristalle . . . . .	14
2.6	Materialcharakterisierung . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Wellenleitertopologien</b>	<b>26</b>
3.1	Rechteckhohlleiter <sup>1</sup> . . . . .	28
3.2	Offener Wellenleiter mit Metaoberfläche <sup>1</sup> . . . . .	29
3.3	Dielektrischer Wellenleiter ohne Abstrahlverluste <sup>1</sup> . . . . .	31
3.4	Substratintegrierter Wellenleiter <sup>1</sup> . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Entwurf abstimmbarer Hochfrequenzfilter</b>	<b>35</b>
4.1	Tiefpass-Prototyp . . . . .	35
4.2	Tschebyscheff-Prototyp . . . . .	37
4.3	Transformation des Tiefpass-Prototyps . . . . .	39
4.4	Impedanzinverter und Admittanzinverter . . . . .	40
4.5	Koppelmatrix . . . . .	43
4.6	Interresonator-Kopplung . . . . .	47
4.7	Externer Gütefaktor . . . . .	49
4.8	Dimensionierung der Resonatoren . . . . .	50
4.9	Abstimmbare Mittenfrequenz . . . . .	51
4.10	Abstimmbare Bandbreite . . . . .	52

---

<sup>1</sup>Da es in der Literatur für viele der Wellenleitertopologien nur englische Bezeichnungen gibt, wurden die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen einheitlich/ausschließlich aus den jeweiligen englischen Begriffen abgeleitet:

- RWG: Rectangular WaveGuide
- GGW: Groove Gap Waveguide
- NRD: Non-Radiative Dielectric
- SIW: Substrate Integrated Waveguide

<b>5</b>	<b>Abstimmbare Flüssigkristall-Filtertopologien</b>	<b>57</b>
5.1	Mittelfrequenz-abstimmbares NRD-Filter . . . . .	58
5.1.1	Entwurf des NRD-Wellenleiters . . . . .	58
5.1.2	Koppelemente und Resonatoren . . . . .	60
5.1.3	Filterentwurf . . . . .	62
5.1.4	Entwurf der Elektrodenanordnung . . . . .	66
5.1.5	Realisierung und Hochfrequenz-Charakterisierung . . . . .	68
5.2	Bandbreiten- und Mittelfrequenz-abstimmbares Hohlleiterfilter . . . . .	71
5.2.1	Filterentwurf . . . . .	72
5.2.2	Entwurf ein- und dreilagiger Elektrodenanordnungen . . . . .	77
5.2.3	Herstellung und Hochfrequenz-Charakterisierung . . . . .	81
5.3	Bandbreiten- und Mittelfrequenz-abstimmbares GGW-Filter . . . . .	86
5.3.1	Wellenleiter- und Resonatorentwurf . . . . .	87
5.3.2	Filterentwurf . . . . .	88
5.3.3	Hybride Ansteuerung . . . . .	89
5.3.4	Realisierung und Hochfrequenz-Charakterisierung . . . . .	92
5.4	Einordnung und Diskussion . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>100</b>
<b>A</b>	<b>Layout und Dimensionen der Elektrodenentwürfe</b>	<b>106</b>
<b>B</b>	<b>Zeichnungen</b>	<b>109</b>
	<b>Abkürzungs- und Symbolverzeichnis</b>	<b>114</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>119</b>

# 1 Einführung und Motivation

Die ständige Weiterentwicklung der drahtlosen Kommunikationssysteme wird von mehreren Faktoren angetrieben. Zum einen steigt die Zahl der Endnutzer und der mobilen Geräte rapide an, zum anderen werden ständig neue Standards und Dienste eingeführt, wie etwa das Internet der Dinge (*Internet of things*, IoT), *Machine-to-Machine* (M2M) Kommunikation und autonomes Fahren. Dies führt zu stets wachsenden Datenverbrauch, nach Schätzung der International Telecommunication Union (ITU) liegt der monatliche mobile Datenverbrauch 2022 bei 158 Exabyte und wird bis 2030 exponentiell auf 5016 Exabyte ansteigen [ITU15]. Um dieses enorme Datenaufkommen zu bewältigen, steigt der Bedarf am elektromagnetischen (EM) Spektrum. Da heutzutage Lizenzen für das Spektrum durch staatliche Einrichtungen langfristig vergeben werden [Aky+08] und die lizenzfreien ISM-Bänder (*industrial, scientific and medical*) im Vergleich nur einen kleinen Anteil haben, ist das EM-Spektrum zu einem sehr knappen und kostbaren Gut geworden. Die Vergabepolitik verursacht, dass manche Teile des Spektrums, der sogenannte *white space* beziehungsweise *spectral hole*, größtenteils nicht und andere Frequenzbänder hingegen sehr stark ausgelastet sind [Hay05]. Eine Möglichkeit, das Spektrum effektiver zu nutzen, ist, lizenzierte Teile des Spektrums für sekundäre Nutzer freizugeben, wenn diese zeitlich oder räumlich nicht durch Primärenutzer belegt sind.

Hierfür sind intelligente Radiosysteme mit Multiband- und Multistandardbetrieb, wie das *Cognitive Radio* (CR) [MM99] notwendig, die durch Interaktionen mit ihrer Umwelt, besonders der stetigen Beobachtung der Frequenzbänder, einen dynamischen Zugriff auf das Spektrum ermöglichen. Das CR ist eine Weiterentwicklung des *Software Defined Radio* (SDR) [Mit95], welches bereits einen Multiband- und Multistandardbetrieb ermöglicht, jedoch keinen dynamischen Spektrumzugriff unterstützt. Die Eigenschaften des CR können nach [Hay05] mit sechs Schlüsselwörtern beschrieben werden: "*awareness, intelligence, learning, adaptivity, reliability, and efficiency*". Für die Realisierung eines solchen Systems werden universelle Transceiver benötigt, die aus einer Basisband-Kontrolleinheit, wie beim SDR, und einem rekonfigurierbaren Hochfrequenz-Frontend bestehen [Aky+08; Góm+14], wie in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Die rekonfigurierbaren HF-Frontends haben den Vorteil, eine Vielzahl von bestehenden und zukünftigen Frequenzbändern und Standards abzudecken und somit die Hardware langfristig und effizient nutzen zu können [Man+14; Dou+21].

Das Sub-6 GHz Spektrum ist bereits durch eine Vielzahl von Diensten, wie das Mobilfunknetz, Satellitenkommunikation und WLAN sehr stark belegt [Hon+21; PK11]. Aus

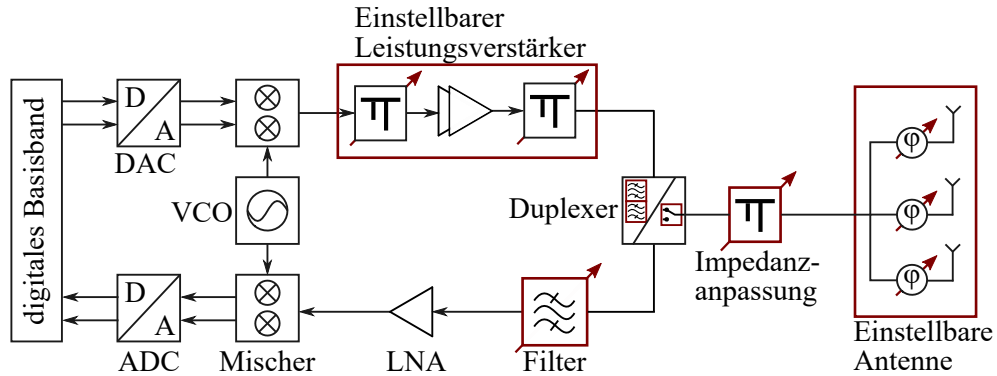


Abbildung 1.1: Blockschaltbild eines vollständig rekonfigurierbaren HF-Frontends [Fer+22]. Die abstimmbaren Hochfrequenzkomponenten sind rot markiert.

diesem Grund rückt der Millimeterwellenbereich von 30 GHz bis 300 GHz immer mehr in der Fokus der Forschung, da dieser kaum ausgelastet ist und viele nicht lizenzierte Bänder verfügbar sind. Ferner sind die absoluten Bandbreiten bei identischer relativer Bandbreite deutlich größer, wodurch viel höhere Datenraten erzielt werden können. Es lässt sich ein Trend hin zum Millimeterwellenbereich in der Entwicklung von verschiedenen Hochfrequenzanwendungen erkennen. Bereits im Jahr 2012 wurde das WLAN Standard IEEE 802.11ad [IEE12] eingeführt, womit bei 60 GHz Übertragungen mit bis zu 7 GBit/s möglich sind, jedoch ist die Reichweite, aufgrund der hohen Freiraumdämpfung, auf wenige Meter beschränkt. Ferner hat das *3rd Generation Partnership Project* für das Mobilfunkstandard 5G einen Band im Millimeterwellenbereich von 24,25 GHz bis 52,60 GHz definiert [3rd19]. Außerdem gewinnt der Millimeterwellenbereich auch bei der Satellitenkommunikation für Medium und Low Earth Orbits immer mehr an Gewicht [PAC04], beispielhaft wurde SpaceX für ihr Starlink Programm der Start von 7.518 *very low earth orbit* (VLEO) V-Band Satelliten genehmigt [Fed18].

Eine Schlüsselkomponente für die Realisierung von rekonfigurierbaren HF-Frontends im Millimeterwellenbereich sind rekonfigurierbare Filter. Konventionelle HF-Frontends weisen durch den Einsatz von geschalteten Filterbänken, die aus mehreren frequenzstarrten Filtern und HF-Schaltern bestehen, eine gewisse Flexibilität auf, die jedoch auf die Anzahl der vordefinierten Kanäle beschränkt ist. Das Blockschaltbild einer elektrisch schaltbaren Filterbank mit  $n$  Kanälen ist in Abbildung 1.2 präsentiert. Jeder Kanal im Sendepfad besteht aus einem Filter mit einer festen Bandbreite und Mittenfrequenz sowie einem dedizierten Pfad im Verteilernetzwerk, wodurch sich die Komplexität, die Größe und das Gewicht der Filterbank mit der Anzahl der Kanäle erhöht. Besonders bei Satelliten ist eine Reduzierung der Nutzlast und des Volumens durch rekonfigurierbare Filter wünschenswert [Man+14], da hierdurch andere Anwendungen installiert oder die Lebensdauer des Satelliten durch mehr Treibstoff verlängert

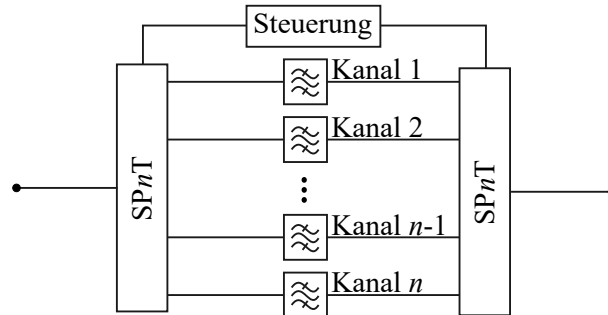


Abbildung 1.2: Blockschaltbild einer elektrisch schaltbaren Filterbank mit  $n$  Kanälen.

werden kann. Die Filteranforderungen unterscheiden sich für den Sende- und Empfangspfad [Man09], beim Sendepfad werden die unerwünschten Frequenzanteile, die durch das nicht lineare Mischen und die Leistungsverstärker entstehen, unterdrückt, wobei aufgrund der hohen Signalleistung das Filter eine hohe Linearität, hohe Leistungsverträglichkeit und niedrige Einfügeverluste aufweisen soll. Im Empfangspfad soll das Filter hauptsächlich die Rauschzahl minimieren und Störsignale unterdrücken.

Rekonfigurierbare Bandpassfilter werden in der Literatur auf verschiedene Arten realisiert, die Mehrheit der Filter ist entweder in der Mittenfrequenz [Fra+14; Nat+05; Fou+13] oder in der Bandbreite [PS21; Zho+18; Jos+09b] abstimmbar. Einige Filter sind sowohl in der Mittenfrequenz als auch in der Bandbreite abstimmbar [APZ14; KON07; San+05]. Die größte Herausforderung bei rekonfigurierbaren Filtern ist die Abstimmung mit einer konstanten Filtercharakteristik, bei der die Bandbreite und die Rückflussdämpfung im Abstimmbereich konstant sind [Man09; Sch21]. Für eine konstante Filtercharakteristik müssen sowohl die Resonatoren, die Interresonator-Kopplungen als auch die Ein- und Auskopplung abstimmbar sein, wodurch das Filter in der Bandbreite und Mittenfrequenz unabhängig voneinander abgestimmt werden kann. Außerdem ist eine Abstimmung mit konstanter absoluter oder relativer Bandbreite möglich ist.

Heutzutage werden verschiedene Technologien für rekonfigurierbare HF-Filter eingesetzt, die unterschiedliche Vor- und Nachteile aufweisen. Die Halbleitertechnologie [Jos+09a; Sun+19] ermöglicht eine sehr kompakte Realisierung mit sehr schnellen Abstimmungsgeschwindigkeiten, jedoch besitzt diese Technologie eine niedrige Leistungsverträglichkeit wie auch Linearität und werden generell bei Frequenzen unterhalb von 30 GHz verwendet [CKM18]. Im Gegensatz dazu bieten mechanisch abstimmbare Filter, meist mittels Schrittmotoren [APZ14; YYK12] oder piezoelektrischen Aktoren [HM09; Jos+07], eine sehr hohe Leistungsverträglichkeit und Linearität, wobei hohe Gütefaktoren ermöglicht werden können [SAE11; YPP18]. Die Abstimmungsgeschwindigkeit ist vergleichsweise niedrig und die Filter sind üblicherweise nicht kompakt. Diese Limitierungen können mit MEMS (mikro-elektro-mechanisches System) abstimmbaren Filtern umgangen werden, die sowohl kompakt als auch eine sehr hohe Leistungstragfähigkeit

haben. Der Nachteil vom mechanischen Abstimmen ist der Verschleiß und die eventuell benötigte Wartung, gerade bei autonomen, und nicht zugänglichen Systemen mit langer Lebensdauer, wie beispielsweise Satelliten. Eine Alternative bieten funktionale Materialien, beispielsweise Ferroelektrika wie Barium-Strontium-Titanat (BST), dessen Permittivität durch das Anlegen eines elektrischen Feldes eingestellt werden kann [Sch+20; LM16]. Rekonfigurierbare Filter basierend auf BST erzielen hohe Abstimmgeschwindigkeiten und eine hohe Abstimmbarkeit bis zu 80 % [Sch21]. Diese Technologie wird jedoch im Allgemeinen im Sub-6 GHz Frequenzbereich eingesetzt, da die Verluste mit der Frequenz zunehmen.

Im Millimeterwellenbereich eignen sich besonders Flüssigkristalle (*liquid crystal*, LC) als steuerbares Material, da die Verluste bis zum THz Bereich relativ konstant sind [Wei17]. Ferner verfügen LCs sowohl eine hohe Leistungsverträglichkeit als auch Linearität, ermöglichen eine kontinuierliche Abstimmung und haben einen niedrigen Energieverbrauch, jedoch ist im Vergleich mit anderen Technologien die Abstimmgeschwindigkeit gering [Fer+22]. Darüber hinaus wurden Flüssigkristalle als weltraumtauglich getestet und das erste Flüssigkristall-Filter wird im Rahmen der Heinrich-Hertz-Mission, die voraussichtlich 2023 starten soll, im Weltraum getestet [KFF20; SFO11]. In den letzten Jahren gewannen Flüssigkristall-Filter immer mehr an wissenschaftlichem Interesse und einige Publikationen zu rekonfigurierbaren Filtern mit abstimmbarer Mittenfrequenz wurden präsentiert [Fra+14; YM12; Goe+10; Pra+15].

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation werden Flüssigkristall-Filter im Millimeterwellenbereich für zukünftige Hochfrequenzanwendungen untersucht. Hierfür werden verschiedene Wellenleitertopologien, sowohl metallische als auch erstmalig dielektrische, untersucht, um im Ka- und V-Band schmalbandige Flüssigkristall-Filter mit hohen Gütefaktoren zu realisieren. Der Fokus liegt dabei sowohl auf einer vollständigen Rekonfigurierbarkeit, die ein Abstimmen mit konstanter Filtercharakteristik ermöglicht, als auch der Optimierung und Integration der elektrischen Flüssigkristall-Ansteuerung, da bei voluminösen metallischen Wellenleitertopologien die Integration der Elektrodenysteme bisher nicht erfolgreich umgesetzt werden konnte [Fol+13; Fra+14] und die Flüssigkristalle deshalb magnetisch angesteuert werden mussten. Für einen genauen Entwurf von Flüssigkristall-Filtern werden die exakten Materialeigenschaften im Millimeterbereich benötigt, weshalb die in dieser Arbeit verwendeten Flüssigkristallmischungen im V-Band bei 60 GHz charakterisiert werden. Die vorliegende Dissertation ist wie folgt gegliedert.

In Kapitel 2 werden die Grundlagen von Flüssigkristallen mit Bezug auf Hochfrequenzanwendungen vorgestellt. Die Schwerpunkte liegen sowohl bei den dielektrischen und elastischen Eigenschaften als auch bei der Untersuchung verschiedener Ansteuerungsmethoden für Flüssigkristall-Filter. Des Weiteren wird die Charakterisierung einschließlich des automatisierten Messaufbaus dargestellt und die Ergebnisse diskutiert.

Die in dieser Arbeit verwendeten Wellenleitertopologien werden in Kapitel 3 untersucht. Zunächst wird ein Überblick der verschiedenen Wellenleiterarten gegeben und die Vor- und Nachteile für die Implementierung von Flüssigkristall-Filtern diskutiert. Hierbei werden die jeweiligen Grundlagen kurz erläutert und anschließend werden Designregeln für die Wellenleiter präsentiert.

In Kapitel 4 wird die Filternetzwerksynthese und die Grundlagen des Filterentwurfs besprochen, wobei in dieser Arbeit nur der Tschebyscheff-Tiefpass-Prototyp analysiert und der Filterentwurf auf Allpol-Bandpassfilter ohne Übertragungsnullstellen beschränkt wird. Die Herleitung der allgemeinen transversalen  $N+2$  Koppelmatrix wird beschrieben und für den Filterentwurf sowie für die Abstimmung der Filter verwendet. Anschließend wird auf rekonfigurierbare Filter Bezug genommen und die Realisierung einer abstimmbaren Mittenfrequenz und Bandbreite untersucht.

Der Entwurf, die Realisierung und die anschließende messtechnische Charakterisierung von Flüssigkristall-Filtern im Millimeterwellenbereich erfolgt in Kapitel 5. Die Grundlage hierfür bilden die vorangegangenen Kapitel. Zuerst wird ein Mittenfrequenz-abstimmbares Filter basierend auf einen speziellen dielektrischen Wellenleiter, der sowohl bei Biegungen und Diskontinuitäten keine Abstrahlverluste aufweist, vorgestellt. Das Filter dritter Ordnung wird bei 60 GHz entworfen und die Ansteuerung der Flüssigkristall gefüllten Resonatoren erfolgt rein elektrisch, mittels eines entworfenen Elektrodennetzwerks. Ferner werden zwei vollständig rekonfigurierbare Flüssigkristall-Filter im Ka-Band bei 30 GHz präsentiert. Das erste Filter basiert auf dem Rechteckhohlleiter und die Ansteuerung der Flüssigkristalle erfolgt mit einer rein elektrischen Ansteuerung, wofür ein neues Elektrodendesign entwickelt wird. Aufgrund der geschlossenen Bauweise des Hohlleiters, erwies sich der Zusammenbau und die Integration der Elektroden als sehr herausfordernd. Aus diesem Grund wird ein alternativer offener Wellenleiter mit Metaoberfläche durch periodische Strukturen (*Groove Gap Waveguide*, GGW) untersucht, welcher durch eine elektromagnetische Bandlücke DC-entkoppelt ist und somit keine Seitenwände notwendig sind. Hierdurch erleichtert sich der Zusammenbau und die Integration der Elektroden deutlich. Ferner wird für dieses Filter eine neue hybride Flüssigkristall-Ansteuerung mit gleichzeitig angelegten elektrischen und magnetischen Feldern entwickelt, wodurch die Effizienz der Ansteuerung gesteigert und der Entwurf vereinfacht wird. Anschließend werden die in diesem Kapitel realisierten Filter mit dem Stand der Technik verglichen und die Ergebnisse werden eingeordnet und diskutiert.

In Kapitel 6 wird die Arbeit abschließend zusammengefasst. Weiterhin wird ein Ausblick über die zukünftige Entwicklung von Flüssigkristall-Filtern gezeigt, wobei einige Aspekte bereits mit Voruntersuchungen im Rahmen dieser Arbeit erprobt wurden. Einerseits können die Filter mit Übertragungsnullstellen und den daraus resultierenden steileren Filterflanken optimiert werden, andererseits kann die Kompaktheit der Filter durch die Verwendung von Dual-Moden Resonatoren realisiert werden. Abschließend wird ein neuartiges Konzept präsentiert, mit dem Flüssigkristall-Filter sowohl mit

niedrigen Einfügeverlusten als auch mit einem sehr großen Abstimmereich entworfen werden können.



## 2 Grundlagen und Charakterisierung von Flüssigkristallen

Im Jahr 1888 entdeckte der Botaniker Friedrich Reinitzer von der Deutschen Technischen Hochschule Prag, dass Cholesterylbenzoat zwei verschiedene Schmelzpunkte besitzt. Dieser bis dahin unbekannt Materialzustand wurde von dem Physiker Otto Lehmann im Jahre 1889 untersucht, mit der Erkenntnis, dass es Stoffe gibt, bei denen zwischen den beiden Schmelzpunkten ein flüssig-kristalliner Zustand existiert [Leh89]. Diese Stoffe wurden von ihm als "fließenden Kristalle" bezeichnet und fanden zunächst keine technische Anwendung. In den 1960er-Jahren wurden Flüssigkristalle für elektrooptische Anwendungen untersucht und das erste Flüssigkristalldisplay (*liquid crystal display*, LCD) wurde präsentiert. Seit dem Jahr 2002 gelangen Flüssigkristalle, aufgrund ihrer Anisotropie der Permittivität, in den Fokus der Forschung als steuerbares Material für Hochfrequenzanwendungen, wie z. B. Filter und Phasenschieber [Fer+22].

In diesem Kapitel werden sowohl die Grundlagen von Flüssigkristallen als auch die Charakterisierung im Hochfrequenzbereich untersucht. Abschnitt 2.1 beinhaltet die Definition und Eigenschaften von nematischen Flüssigkristallen. Im darauffolgenden Abschnitt 2.2 wird der Ordnungsparameter nematischer Flüssigkristalle eingeführt und dessen Temperaturabhängigkeit behandelt. Anschließend werden in den Abschnitten 2.3 und 2.4 die dielektrischen beziehungsweise elastischen Eigenschaften nematischer Flüssigkristalle beschrieben. Im Anschluss daran werden die verschiedenen Ausrichtungsmethoden von Flüssigkristallen für Hochfrequenzanwendung in Abschnitt 2.5 vorgestellt. Abschließend werden in Abschnitt 2.6 Kenngrößen definiert und die verschiedenen Hochfrequenz-Charakterisierungsmethoden für die Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von Flüssigkristallen präsentiert. Hiernach wird der im Rahmen dieser Arbeit entstandene 60 GHz Charakterisierungsmessaufbau demonstriert. Mit diesem wurden die zwei in dieser Arbeit verwendeten LC-Mischungen charakterisiert.

### 2.1 Nematische Flüssigkristalle

Bei Festkörpern, wie zum Beispiel einem Kristall, befinden sich die Moleküle in einer geordneten Gitterstruktur und besitzen sowohl eine Positionsordnung als auch eine Orientierungsordnung. Im Gegensatz dazu entfällt die Gitterstruktur bei Flüssigkeiten und die Moleküle haben keine Ordnung und bewegen sich willkürlich. Flüssigkristalle weisen

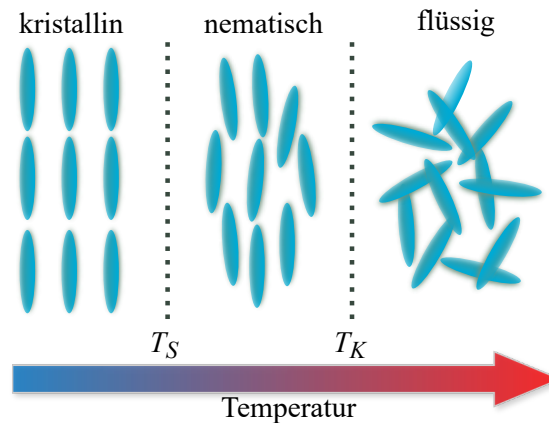


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der verschiedenen Flüssigkristallphasen in Abhängigkeit der Temperatur. Die blauen Ellipsoide sind eine vereinfachte Darstellung der kalamitischen Flüssigkristallmoleküle. Die nematische Phase ist durch die Schmelztemperatur  $T_S$  und der Klärtemperatur  $T_K$  definiert.

zwischen dem festen kristallinen und dem isotropen flüssigen Zustand mehrere Zwischenphasen, den sogenannten Mesophasen, auf, in denen die Moleküle, wie der Name bereits indiziert, sowohl Eigenschaften von Flüssigkeiten als auch von Kristallen besitzen. Die Moleküle bewegen sich wie bei einer Flüssigkeit, besitzen aber einen gewissen Grad einer Orientierungsordnung und in manchen Fällen auch eine Positionsordnung [CH97; New04].

Flüssigkristalle werden aufgrund ihrer Molekülstruktur in verschiedene Gruppen aufgeteilt, die zwei prominentesten sind die stabförmigen kalamitischen und die diskusförmigen diskotischen Flüssigkristalle. Während kalamitische Flüssigkristalle sich vorwiegend in Schichten ordnen, bilden diskotische Flüssigkristalle überwiegend Reihen. Ferner werden Flüssigkristalle durch unterschiedliche Bildungsweisen der Mesophasen klassifiziert. Auf der einen Seite werden lyotrope Flüssigkristalle mit Lösungsmittel vermischt, um die Mesophasen zu kontrollieren [Ste04], auf der anderen Seite sind die Mesophasen bei thermotropen Flüssigkristallen temperaturabhängig.

In dieser Arbeit werden nur kalamitische thermotrope Flüssigkristalle in der nematischen Phase behandelt, deren temperaturabhängigen Mesophasen in Abbildung 2.1 skizziert sind. Unterhalb der Schmelztemperatur  $T_S$  befinden sich die Flüssigkristalle in der festen kristallinen Phase. Zwischen  $T_S$  und der Klärtemperatur  $T_K$  liegt die flüssig-kristalline nematische Phase. Oberhalb von  $T_K$  sind Flüssigkristalle in der isotropen flüssigen Phase.

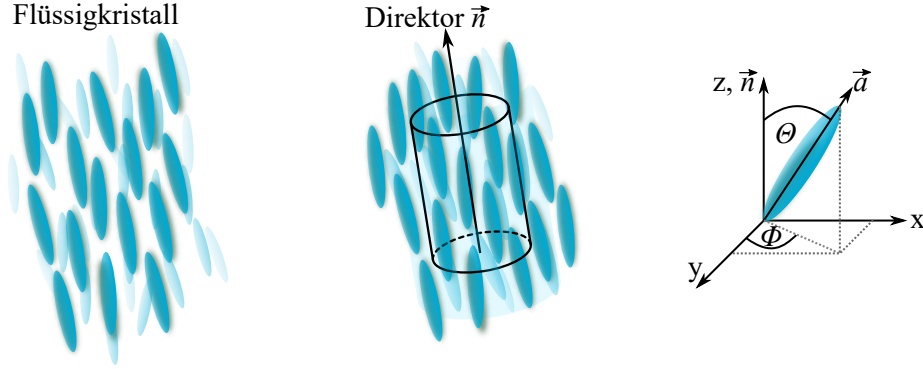


Abbildung 2.2: Darstellung (links) eines LC-Einheitsvolumenelements, (mitte) des Direktors  $\vec{n}$  und (rechts) die Abweichung der langen Achse eines einzelnen Moleküls  $\vec{a}$  zum Direktor  $\vec{n}$ , der in  $z$ -Richtung zeigt.

## 2.2 Ordnungsparameter

Die langen Achsen der stabförmigen Moleküle neigen dazu, sich in der nematischen Phase, aufgrund von intermolekularen Wechselwirkungen, parallel zueinander auszurichten. Die zeitlich und räumlich gemittelte Richtung der Moleküle innerhalb eines Einheitsvolumenelements wird makroskopisch mit dem Direktor  $\vec{n}$ , einem Einheitsvektor, beschrieben, siehe Abbildung 2.2. Damit der Direktor besser von den Molekülen unterschieden werden kann, wird dieser nicht als Ellipsoid, sondern als Zylinder dargestellt. Durch die uniaxiale Charakteristik der stabförmigen Moleküle, ist der Direktor rotationssymmetrisch und hat keine Polarität  $\vec{n} = -\vec{n}$ . Auf der rechten Seite der Abbildung 2.2 wird die Ausrichtung der langen Achse ein einzelnes Molekül mit dem Vektor  $\vec{a}$  dargestellt. Die Abweichung von  $\vec{a}$  zu  $\vec{n}$ , welcher parallel zur  $z$ -Achse verläuft, wird durch den Polwinkel  $\Theta$  und Azimutwinkel  $\Phi$  beschrieben. Die Orientierungsordnung von  $\vec{a}$  ist im Allgemeinen durch die Verteilungsfunktion  $f(\Theta, \Phi)$  definiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass  $\vec{a}$  entlang einer durch  $\Theta$  und  $\Phi$  definierten Richtung innerhalb des Raumwinkels  $d\Omega$  ausgerichtet ist, ist gegeben durch  $f(\Theta, \Phi)d\Omega$ . Falls  $f(\Theta, \Phi)$  konstant ist, ist die Wahrscheinlichkeit der Orientierung von  $\vec{a}$  für alle Richtungen gleich. Dies ist der Fall für die isotrope flüssige Phase. In der nematischen Phase gibt es keine Vorzugsrichtung in der azimuthalen Richtung, weshalb  $f(\Theta, \Phi) = f(\Theta)$  unabhängig von  $\Phi$  ist [CH97]. Um den Grad der Orientierungsordnung von nematischen Flüssigkristallen zu bestimmen, wird der Ordnungsparameter  $S$  eingeführt. Dieser wird mit dem gemittelten zweiten Legendre-Polynom  $P_2(x) = \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{2}$  bestimmt [YW14]:

$$S = \langle P_2(\cos \Theta) \rangle = \left\langle \frac{3}{2} \cos^2(\Theta) - \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{\int_0^\pi \left( \frac{3}{2} \cos^2(\Theta) - \frac{1}{2} \right) f(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta}{\int_0^\pi f(\Theta) \sin(\Theta) d\Theta}. \quad (2.1)$$

In der kristallinen Phase ist  $S = 1$ , da alle Moleküle in dieselbe Richtung zeigen und somit ist  $\Theta = 0$ , währenddessen für die isotrope flüssige Phase, aufgrund der willkürlichen Verteilung,  $S = 0$  ist.

Um den Ordnungsparameter in Abhängigkeit von der Temperatur zu beschreiben, kann die Maier-Saupe-Theorie [MS59; MS60] angewandt werden. Hierfür werden die zwischenmolekularen Kräfte, wie beispielsweise die van-der-Waals Wechselwirkungen, berücksichtigt. Da die Anzahl der Moleküle innerhalb einer makroskopischen Flüssigkristallprobe sehr hoch ist, werden Vereinfachungen und Annäherungen verwendet: Jedes Molekül ist von vielen anderen Molekülen umgeben und erfährt im Durchschnitt etwa dieselben zwischenmolekularen Kräfte [Col97]. Diese zwischenmolekularen Wechselwirkungen werden mit dem Potenzial  $V$  eines einzelnen Moleküls beschrieben,

$$V(\Theta) = -\nu S \left( \frac{3}{2} \cos^2(\Theta) - \frac{1}{2} \right), \quad (2.2)$$

wobei  $\nu$  die Wechselwirkungskonstante ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Molekül in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  in die Richtung von  $\Theta$  ausgerichtet ist, wird mit folgender Boltzmann-Verteilung beschrieben [Yan06]

$$f(\Theta) = \frac{e^{-\frac{V(\Theta)}{k_B T}}}{\int_0^\pi e^{-\frac{V(\Theta)}{k_B T}} \sin(\Theta) d\Theta}, \quad (2.3)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante ist. Mithilfe der Aufteilungsfunktion  $Z$  eines einzelnen Moleküls [Jos18]

$$Z = \int_0^\pi e^{-\frac{V(\Theta)}{k_B T}} \sin(\Theta) d\Theta \quad (2.4)$$

kann der Ordnungsparameter  $S$  mit folgender Gleichung

$$S = \frac{1}{Z} \int_0^\pi \left( \frac{3}{2} \cos^2(\Theta) - \frac{1}{2} \right) e^{-\frac{-\nu S \left( \frac{3}{2} \cos^2(\Theta) - \frac{1}{2} \right)}{k_B T}} \sin(\Theta) d\Theta \quad (2.5)$$

numerisch berechnet werden. Der schematische Verlauf des Ordnungsparameters über die Temperatur ist in Abbildung 2.3 gezeigt. In der kristallinen und flüssigen Phase ist  $S$  konstant und die Übergänge zur nematischen Phase sind diskontinuierlich. In der nematische Phase liegt  $S$  üblicherweise zwischen  $0,3 < S < 0,8$  [CH97].

## 2.3 Dielektrische Eigenschaften

Die elektrische Leitfähigkeit von Flüssigkristallen liegt etwa bei  $10^{-8} \frac{S}{m}$ , somit werden Flüssigkristalle als Isolatoren gesehen, die sowohl diamagnetisch als auch dielektrisch sind. Wird ein externes elektrisches bzw. magnetisches Feld an ein Flüssigkristallvolumen angelegt, werden elektrische bzw. magnetische Dipolmomente erzeugt, die auch

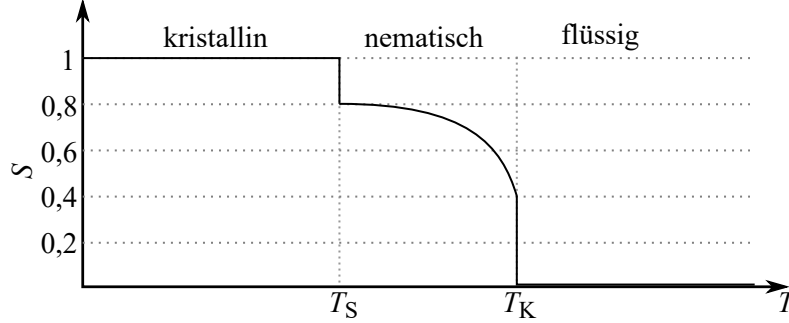


Abbildung 2.3: Schematischer Verlauf des Ordnungsparameters  $S$  in Abhängigkeit der Temperatur  $T$ .

als Polarisation  $\vec{P}$  bzw. Magnetisierung  $\vec{M}$  bezeichnet werden. Flüssigkristalle zeugen aufgrund ihrer stabförmigen Molekülstruktur eine Anisotropie in der Permittivität wie auch in der Permeabilität, in paralleler wie auch orthogonaler Ausrichtung zum Direktor  $\vec{n}$  auf. Hervorzubringen ist, dass die Anisotropie der Permittivität um mehrere Größenordnungen größer ist, weshalb im Folgenden die relative Permeabilität unabhängig von der Molekülanordnung für konstant  $\mu_r = 1$  angenommen wird. Die komplexe anisotrope Permittivität wird mit der Polarisierbarkeit  $\alpha_p$  der Moleküle bestimmt, die das Dipolmoment  $\vec{p}$  erzeugen [Göl10]

$$\vec{p} = \alpha_p \vec{E}_{\text{lokal}} = \alpha_p \left( \vec{E} \frac{\vec{p}}{3\epsilon_0} \right) = \alpha_p \vec{E} K, \quad (2.6)$$

wobei sich das makroskopische Feld  $\vec{E} = \vec{E}_{\text{lokal}} + \vec{E}_{\text{selbst}}$  aus der Summe der Felder  $\vec{E}_{\text{selbst}}$ , welches vom Molekül selbst erzeugt wird, und  $\vec{E}_{\text{lokal}}$ , welches von einer externen Quelle und den anderen Molekülen, durch zwischenmolekulare Wechselwirkungen, erzeugt wird, zusammensetzt. Die interne Feldkonstante  $K$  ist definiert durch [YW14; Göl10]

$$K = \frac{1}{1 - \frac{N\alpha_p}{3\epsilon_0}}, \quad (2.7)$$

mit der Moleküldichte  $N$  und der Permittivität des Vakuums  $\epsilon_0$ . Daraus ergibt sich die makroskopische Polarisation  $\vec{P}$  als [Kar13]

$$\vec{P} = N \vec{p} = \frac{N\alpha_p \vec{E}}{1 - \frac{N\alpha_p}{3\epsilon_0}} = \chi_e \vec{E}, \quad (2.8)$$

mit der elektrischen Suszeptibilität  $\chi_e$ . Aufgrund der Anisotropie des LCs ist die elektrische Suszeptibilität von der Ausrichtung des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  zu der langen Molekülachse  $\vec{a}$  und dem Direktor  $\vec{n}$  abhängig und wird im Folgenden als Tensor zweiter

Ordnung  $\overleftrightarrow{\chi}_e$  angegeben. Dieser ist gemittelt in Abhängigkeit des Ordnungsparameters  $S$  wie folgt definiert ist [YW14]

$$\langle \overleftrightarrow{\chi}_e \rangle = \frac{N}{3} \begin{pmatrix} \alpha_{p,\perp} K_{\perp} (2+S) + \alpha_{p,\parallel} K_{\parallel} (1-S) & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{p,\perp} K_{\perp} (2+S) + \alpha_{p,\parallel} K_{\parallel} (1-S) & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{p,\perp} K_{\perp} (2-2S) + \alpha_{p,\parallel} K_{\parallel} (1+2S) \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Durch die Verknüpfung von  $\overleftrightarrow{\chi}_e$  mit der dielektrischen Verschiebungsdichte  $\vec{D}$  [CH97]

$$\vec{D} = (\varepsilon_0 + \overleftrightarrow{\chi}_e) \vec{E} = \varepsilon_0 \overleftrightarrow{\underline{\varepsilon}}_r \vec{E} \quad (2.10)$$

wird die komplexe relative Permittivität mit

$$\overleftrightarrow{\underline{\varepsilon}}_r = \overleftrightarrow{I} + \overleftrightarrow{\chi}_e / \varepsilon_0 \quad (2.11)$$

berechnet, wobei  $\overleftrightarrow{I}$  der Einheitstensor ist. Die komplexe effektive relative Permittivität parallel und orthogonal zum Direktor  $\vec{n}$  erhält man durch das Einsetzen von (2.9) in (2.11) mit

$$\underline{\varepsilon}_{r,\parallel} = 1 + \frac{N}{3\varepsilon_0} (\alpha_{p,\perp} K_{\perp} (2-2S) + \alpha_{p,\parallel} K_{\parallel} (1+2S)) \quad (2.12)$$

und

$$\underline{\varepsilon}_{r,\perp} = 1 + \frac{N}{3\varepsilon_0} (\alpha_{p,\perp} K_{\perp} (2+S) + \alpha_{p,\parallel} K_{\parallel} (1-S)). \quad (2.13)$$

Infolgedessen ergibt sich für die Anisotropie der relativen Permittivität [Kar13]

$$\Delta \underline{\varepsilon}_r = \underline{\varepsilon}_{r,\parallel} - \underline{\varepsilon}_{r,\perp} = \frac{N}{\varepsilon_0} (\alpha_{p,\parallel} K_{\parallel} - \alpha_{p,\perp} K_{\perp}), \quad (2.14)$$

die für die in dieser Arbeit verwendeten LC-Mischungen im Mikrowellenbereich stets positiv ist. Somit erfährt eine elektromagnetische Welle, die parallel zum Direktor steht, die Permittivität  $\underline{\varepsilon}_{r,\parallel}$  bzw.  $\underline{\varepsilon}_{r,\perp}$  falls sie orthogonal zum Direktor steht. Unter der Annahme, dass der Direktor in einem kartesischen Koordinatensystem in Richtung der  $z$ -Achse ausgerichtet ist, mit  $\vec{n} = (0,0,1)$ , ist der Permittivitätstensor gleich

$$\overleftrightarrow{\underline{\varepsilon}}_{r,z} = \begin{pmatrix} \underline{\varepsilon}_{r,\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{\varepsilon}_{r,\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\varepsilon}_{r,\parallel} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Falls  $\vec{n}$  in eine beliebige Richtung ausgerichtet ist, kann  $\overleftrightarrow{\underline{\varepsilon}}_r$  mithilfe der eulerschen Rotationsmatrix  $\overleftrightarrow{R}$  im Kugelkoordinatensystem anhand der Raumwinkel  $\Theta$  und  $\Phi$  beschrieben werden [Gae15; YW14]

$$\overleftrightarrow{R} = \begin{pmatrix} \cos \Theta \cos \Phi & -\sin \Phi & \sin \Theta \cos \Phi \\ \cos \Theta \sin \Phi & \cos \Phi & \sin \Theta \sin \Phi \\ -\sin \Theta & 0 & \cos \Theta \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

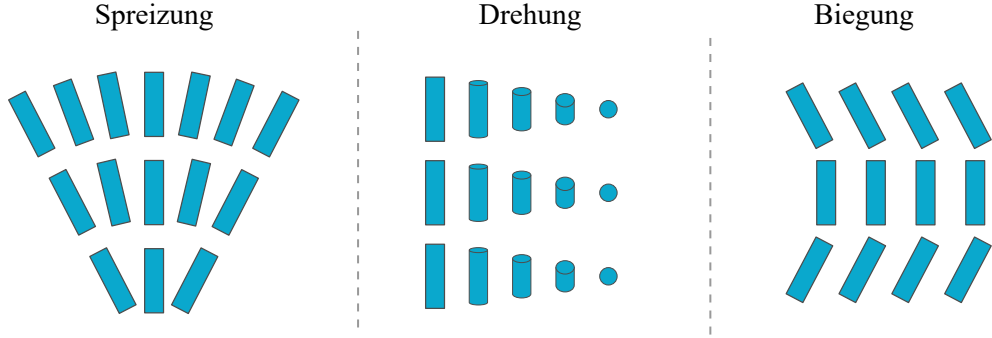


Abbildung 2.4: Die drei möglichen Deformationen des LC-Direktors.

dadurch ändert sich der Permittivitätstensor zu [Gae15]

$$\overset{\leftrightarrow}{\underline{\varepsilon}}_r = \overset{\leftrightarrow}{R} \overset{\leftrightarrow}{\underline{\varepsilon}}_{r,z} \overset{\leftrightarrow}{R}^{-1}. \quad (2.17)$$

## 2.4 Elastische Eigenschaften

Die Kontinuumstheorie [Ose33; Fra58; Zoc33] wird verwendet, um die makroskopischen Eigenschaften eines LC-Volumens, auch unter der Einwirkung magnetischer und elektrischer Felder, zu beschreiben. Hierfür wird die Energie  $W_f$  innerhalb des LC-Volumens betrachtet, die von der räumlichen Ausrichtung, den Elastizitätskonstanten und der dielektrischen Eigenschaften abhängig ist, unter der Annahme, dass die Moleküle ortsfest sind und nur eine Rotation der Moleküle möglich ist. Die Energie des Systems setzt sich aus der Summe der freien Gibbs-Energiedichten zusammen [Ree20]

$$W_f = \iiint_{\text{Volumen}} df = \iiint_{\text{Volumen}} df_{\text{Elast}} + df_{\text{Oberfl}} + df_{\text{elektrisch}} + df_{\text{magnetisch}}, \quad (2.18)$$

die aus den Verformungs-, Oberflächenverankerungs- und sowohl elektrischen als auch magnetischen Feldenergiedichten bestehen. Im feldfreien Fall ist diese Energie, durch die parallele Ausrichtung der Moleküle zueinander, minimal, ergo ist das System energetisch im Gleichgewichtszustand. Für eine räumliche Verformung bzw. Störung des LC-Direktors muss die Systemenergie erhöht werden. Abbildung 2.4 zeigt die drei möglichen elastischen Deformationsarten des Direktors: Spreizung, Drehung und Biegung. Mit den Elastizitätskonstanten für die Spreizung  $K_1$ , Drehung  $K_2$  und Biegung  $K_3$  ergibt sich die elastische Energiedichte, auch Frank-Oseen-Energiedichte genannt, mit [P G95; Gae15]

$$f_{\text{Elast}} = \frac{1}{2} K_1 (\nabla \cdot \vec{n})^2 + \frac{1}{2} K_2 (\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + \frac{1}{2} K_3 (\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2. \quad (2.19)$$

Die Elastizitätskonstanten sind abhängig von der Temperatur, dem Ordnungsparameter und der Zusammensetzung der LC-Mischung.

Die Oberflächenenergiedichte von Flüssigkristallen ist mit [Ste04]

$$f_{\text{Oberfl}} = \frac{1}{2}(K_2 + K_4)\nabla \cdot ((\vec{n} \cdot \nabla)\vec{n} - (\nabla \cdot \vec{n})\vec{n}) \quad (2.20)$$

definiert. Wegen der sattelförmigen Orientierung der Direktoren an der Oberfläche wird  $(K_2 + K_4)$  als *saddle-splay* Konstante bezeichnet. In dieser Arbeit wird der Einfluss der Oberfläche vernachlässigt, da die LC-Volumen im Verhältnis zur Oberfläche groß sind. Des Weiteren kann die Energie durch das Anlegen eines externen elektromagnetischen Feldes erhöht werden. Die Energie des Feldes im LC-Volumen setzt sich aus der Summe der Energiedichten des elektrischen und magnetischen Feldes zusammen

$$f_{\text{Feld}} = f_{\text{elektrisch}} + f_{\text{magnetisch}}. \quad (2.21)$$

Die elektrische Energie in einem LC-Einheitsvolumenelement in Abhängigkeit der Permittivität ist gegeben durch [YW14]

$$f_{\text{elektrisch}} = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_{r,\perp}\vec{E}^2 - \frac{1}{2}\varepsilon_0\Delta\varepsilon_r(\vec{E} \cdot \vec{n})^2. \quad (2.22)$$

Der zweite Teil von (2.22) ist im Gegensatz zum ersten Teil abhängig von der Ausrichtung des Direktors zum elektrischen Feld. Im Falle einer orthogonalen Ausrichtung des Direktors zum elektrischen Feld ist die Energie am größten und für die parallele Ausrichtung am kleinsten. Analog verhält es sich für die magnetische Energie [Ste04]

$$f_{\text{magnetisch}} = -\frac{1}{2}\vec{H}^2\mu_0\mu_{r,\perp} - \frac{1}{2}\mu_0\Delta\mu_r(\vec{H} \cdot \vec{n})^2, \quad (2.23)$$

die bei einer parallelen Ausrichtung des Direktors zum Feld minimal ist. Aus diesem Grund richten sich die Moleküle parallel zu einem externen angelegten elektromagnetischen Feld aus, um den Systemzustand mit der kleinsten freien Energie zu erreichen.

## 2.5 Ausrichtung der Flüssigkristalle

Für kontinuierlich steuerbare Hochfrequenzkomponenten ist eine kontinuierliche Orientierung der Flüssigkristalle notwendig. Es gibt drei verschiedene Möglichkeiten Flüssigkristalle auszurichten: durch die Verankerung an einer Oberfläche oder durch das Anlegen eines magnetischen bzw. elektrischen Feldes. Im folgenden Abschnitt wird nur die Deformation Spreizung betrachtet, für die anderen Deformationsarten muss lediglich die Elastizitätskonstante  $K_1$  mit der jeweiligen Elastizitätskonstante  $K_i$  getauscht werden.

Für die Orientierung mittels Oberflächenverankerungen, wird die Oberfläche der LC-Begrenzung meist mit einer Polyimidschicht versehen, die durch mechanische Reibung



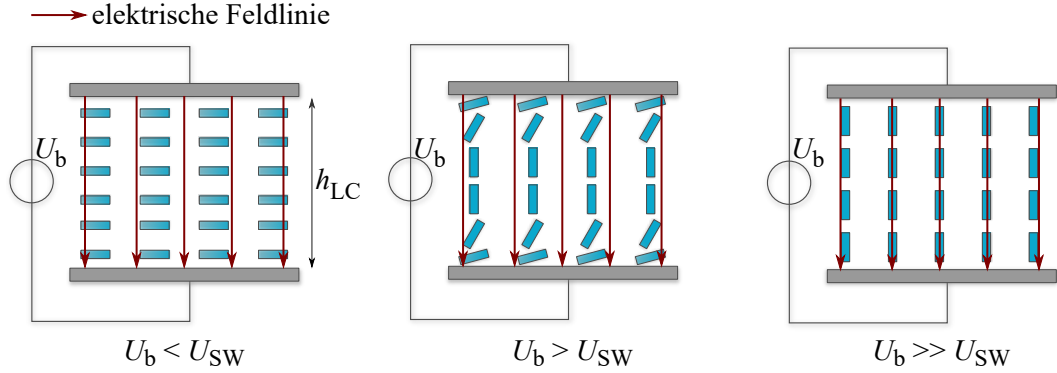


Abbildung 2.5: Darstellung eines mit LC gefüllten Parallelplattenkondensators, wobei die LC-Direktoren initial durch Oberflächenverankerungen tangential zu den Platten ausgerichtet sind. Für eine Ansteuerspannung  $U_b$ , kleiner der Schwellwertspannung  $U_{SW}$ , bleibt die Ausrichtung unverändert (links). Für Ansteuerspannungen größer der Schwellwertspannung beginnen sich die Moleküle parallel zu den elektrischen Feldlinien auszurichten (Mitte), bis sie vollständig parallel ausgerichtet sind (rechts).

in der Größenordnung der LC-Moleküllänge strukturiert wird. Die Moleküle richten sich tangential zur Oberfläche entlang der Strukturierung aus. Da sich die Moleküle parallel zueinander ausrichten, richten sich die Moleküle des ganzen LC-Volumens parallel zu den Oberflächenstrukturen aus. Diese Ausrichtungsmethode ist für LC-Volumen mit einer Höhe bis  $100 \mu\text{m}$  [Jos18] begrenzt, deshalb wird in dieser Arbeit die Orientierung mittels Oberflächenverankerung nicht angewendet.

Die Ausrichtung der LC-Moleküle mit externen elektrischen Feldern lässt sich am besten mit einem LC gefüllten Parallelplattenkondensator veranschaulichen, siehe Abbildung 2.5.  $U_{SW}$  beschreibt die Spannung für einen unendlich ausgedehnten Plattenkondensator, die nötig ist, um einen Gleichgewichtszustand zwischen den elektrischen Kräften, den elastischen Kräften und der Oberflächenverankerung zu erzielen und kann mit

$$U_{SW} = \pi \sqrt{\frac{K_1}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon_r}} \quad (2.24)$$

berechnet werden [YW14]. Auf der linken Seite von Abbildung 2.5 wird für die Initialausrichtung angenommen, dass die Direktoren tangential zu den Metallplatten ausgerichtet sind. Ist die Ansteuerspannung  $U_b$  kleiner als die Schwellwertspannung  $U_{SW}$ , werden die elastischen Kräfte und Oberflächenverankerungskräfte nicht überwunden und für die relative effektive Permittivität gilt  $\varepsilon_{r,\text{eff}} = \varepsilon_{r,\perp}$ . Wenn die Ansteuerspannung die Schwellwertspannung übersteigt, beginnt der Fredericks-Übergang, in der der Direktor anfängt, sich sukzessiv entlang der elektrischen Feldlinien auszurichten und es gilt  $\varepsilon_{r,\perp} < \varepsilon_{r,\text{eff}} < \varepsilon_{r,\parallel}$ . Für steigende Ansteuerspannungen erfolgt eine stärkere Ausrichtung,

bis der Direktor vollständig parallel zu den Feldlinien mit  $\varepsilon_{r,\text{eff}} = \varepsilon_{r,\parallel}$  ausgerichtet ist. Die Schaltzeit für die Ausrichtung der Moleküle vom Initialzustand bis zur parallelen Ausrichtung ist durch die Zeitkonstante für den Einschaltvorgang [Ste04]

$$\tau_{\text{an}} = \frac{\gamma_{\text{rot}}}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon (E^2 - E_{\text{SW}}^2)} = \frac{\gamma_{\text{rot}} h_{\text{LC}}^2}{K_1 \pi^2 \left( \frac{U_{\text{b}}^2}{U_{\text{SW}}^2} - 1 \right)}, \quad (2.25)$$

mit der Rotationsviskosität  $\gamma_{\text{rot}}$  und dem elektrischen Schwellwertfeld  $E_{\text{SW}} = U_{\text{SW}}/h_{\text{LC}}$ , definiert. Wird nach der parallelen Ausrichtung die Spannung ausgeschaltet, fallen die Moleküle wieder in den Initialzustand, gemäß der Zeitkonstante

$$\tau_{\text{aus}} = \frac{\gamma_{\text{rot}} h_{\text{LC}}^2}{K_1 \pi^2} \quad (2.26)$$

zurück.

Äquivalent verhält es sich mit der magnetischen Ansteuerung. Hierfür werden üblicherweise die Platten des Kondensators durch Permanentmagnete ersetzt. Die magnetische Schwellwertfeldstärke kann mit der Formel

$$H_{\text{SW}} = \frac{\pi}{h_{\text{LC}}} \sqrt{\frac{K_1}{\chi_a}}, \quad (2.27)$$

wobei  $\chi_a$  die magnetischen Anisotropie ist, berechnet werden [Ste04; Deu+75]. Die Zeitkonstante für den Einschaltvorgang wird mit

$$\tau_{\text{an,mag}} = \frac{\gamma_{\text{rot}}}{\chi_a (H^2 - H_{\text{SW}}^2)} = \frac{\gamma_{\text{rot}}}{\chi_a H^2 - K_1 \pi^2 / h_{\text{LC}}^2} \quad (2.28)$$

berechnet.

In dieser Arbeit werden Flüssigkristalle auf drei unterschiedliche Weisen angesteuert: mit magnetostatischen Felder, elektrostatischen Feldern und bei der hybriden Ansteuerung mit gleichzeitig angelegten elektro- und magnetostatischen Feldern. Die rein magnetische Ausrichtung erfordert eine mechanische Drehvorrichtung, mit der die Dauermagnete bzw. die LC-Komponente gedreht werden, um die gewünschte Direktorausrichtung zu erreichen. Die erzeugten Magnetfelder sind homogen und ermöglichen eine ideale Ausrichtung. Allerdings sind die Drehvorrichtungen groß und schwer und werden deshalb nur für Machbarkeitsnachweise im Labor oder für Materialcharakterisierungen verwendet. Alternativ können magnetische Felder auch mit Elektromagneten realisiert werden, diese weisen jedoch einen relativ hohen Energieverbrauch auf.

Für voluminöse LC-Komponenten werden üblicherweise rein elektrische Ansteuerungen verwendet. Das Prinzip wird am Beispiel eines rechteckigen Hohlleiters, wie in Abbildung 2.6a dargestellt, erläutert. Der LC befindet sich mittig in einer dielektrischen Kavität im Hohlleiter. Auf der oberen und unteren Seite befinden sich jeweils mindestens drei Elektroden, die durch eine dielektrische Schicht von den Metallwänden isoliert

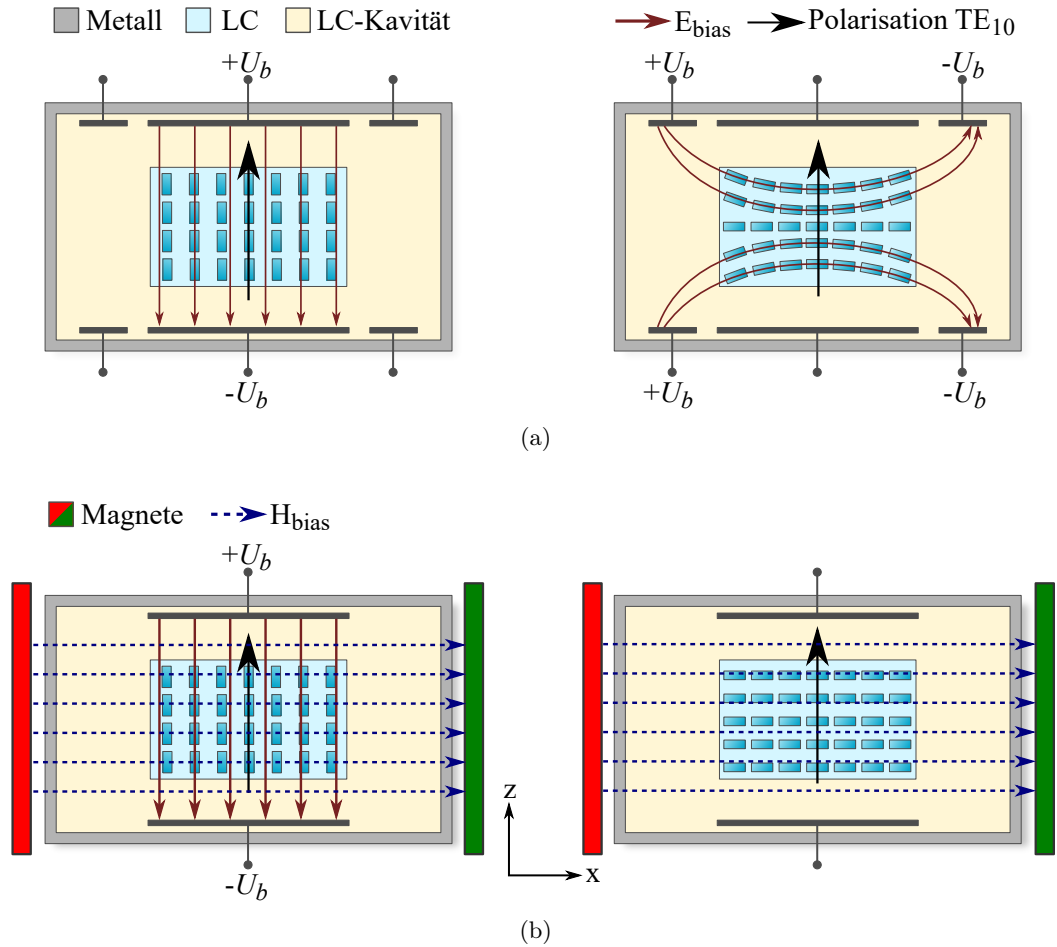


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Funktionsweisen der rein elektrischen (a) und hybriden (b) LC-Ansteuerung anhand eines Rechteckhohlleiters.

sind. Durch verschiedene Spannungskonfigurationen kann der LC ausgerichtet werden. Für die parallele Ausrichtung wird lediglich auf den mittleren Elektroden eine bipolare Spannung  $\pm U_b$  angelegt, siehe Abbildung 2.6a links. Für  $U_b > U_{SW}$  richten sich die LC-Moleküle parallel zum Hochfrequenzfeld aus. Die Konfiguration für die orthogonale Ausrichtung zum Hochfrequenzfeld ist rechts in Abbildung 2.6b abgebildet. Durch die Krümmung der elektrischen Feldlinien ist die Ausrichtung, besonders in den Ecken der LC-Kavität, nicht ideal und die Anisotropie kann nicht vollständig genutzt werden. Durch die Superposition beider Konfigurationen und der Anpassung der Spannungen ist eine kontinuierliche Ausrichtung der LC-Moleküle zwischen den zwei Extremzuständen möglich.

Im Gegensatz zur rein elektrischen Ausrichtung werden bei der hybriden Ansteuerung

nur zwei Elektroden benötigt, wie in Abbildung 2.6b gezeigt. Ein zum Hochfrequenzfeld orthogonales Magnetfeld wird durch zwei Dauermagnete erzeugt. Für den spannungslosen Fall sind die LC-Moleküle, aufgrund des Magnetfeldes, ideal orthogonal zum Hochfrequenzfeld ausgerichtet. Durch das Anlegen einer Spannung können die LC-Moleküle durch eine kontinuierliche Spannungserhöhung kontinuierlich ausgerichtet werden. Wegen des dauerhaft anliegenden Magnetfeldes kann die Gleichung (2.24) nicht für die hybride Ansteuerung angewandt werden. Deshalb muss die benötigte elektrische Schwellwertfeldstärke für den Fall, dass das elektrische Feld orthogonal und das magnetische Feld parallel zu den Metallplatten steht, hergeleitet werden. Es gilt

$$\vec{E} = E(0,0,1) \quad (2.29)$$

und

$$\vec{H} = H(1,0,0). \quad (2.30)$$

Für den Direktor wird die Form

$$\vec{n} = (\cos \theta(z), 0, \sin \theta(z)) \quad (2.31)$$

angenommen. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen  $\theta(0) = \theta(h_{\text{LC}}) = 0$ , (2.29), (2.30) und (2.31), folgt für die freie Energiedichte

$$f = \frac{1}{2}(K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta)\theta'^2 - \frac{1}{2}\varepsilon_0 \Delta\varepsilon E^2 \sin^2 \theta - \frac{1}{2}\chi_a H^2 \cos^2 \theta, \quad (2.32)$$

mit  $' = d/dz$ . Die gesamte freie Energie wird durch das Integral über die Fläche berechnet

$$F = \frac{1}{2} \int_0^{h_{\text{LC}}} (K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta)\theta'^2 - \varepsilon_0 \Delta\varepsilon E^2 \sin^2 \theta - \chi_a H^2 \cos^2 \theta \, dz. \quad (2.33)$$

Um die freie Energie zu minimieren, wird die Euler-Lagrange Methode angewendet [YW14]

$$\begin{aligned} \frac{\delta f}{\delta \theta} &= \frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{d}{dz} \left( \frac{\partial f}{\partial \theta'} \right) \\ &= -(K_3 - K_1) \sin \theta \cos \theta \theta'^2 - (K_1 \cos^2 \theta + K_3 \sin^2 \theta) \theta''^2 \\ &\quad - \varepsilon_0 \Delta\varepsilon E^2 \sin \theta \cos \theta + \chi_a H^2 \sin \theta \cos \theta = 0. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Falls die elektrische Schwellwertfeldstärke erreicht wird, wird der Winkel  $\theta$  klein sein, weswegen die Annäherungen  $\sin \theta = \theta$  und  $\cos \theta = 1$  verwendet und zusätzlich die Terme zweiter Ordnung vernachlässigt werden. Damit lässt sich die Gleichung (2.34) wie folgt vereinfachen

$$-K_1 \theta'' - \varepsilon_0 \Delta\varepsilon E^2 \theta + \chi_a H^2 \theta = 0. \quad (2.35)$$

Der Ansatz,

$$\theta(z) = \theta_m \sin \left( \frac{\pi}{h_{\text{LC}}} z \right), \quad (2.36)$$

erfüllt alle Randbedingungen, wobei  $\theta_m$  der maximale Abweichungswinkel ist. Durch das Einsetzen von (2.36) in (2.35) erhält man nach mathematischen Umformungen die elektrische Schwellwertfeldstärke für die hybride Ansteuerung mit

$$E_{SW,hybrid} = \frac{\pi}{h_{LC}} \sqrt{\frac{K_1}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon}} + H \sqrt{\frac{\chi_a}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon}}. \quad (2.37)$$

Die benötigte elektrische Feldstärke erhöht sich für die hybride Ansteuerung proportional zur magnetischen Feldstärke. Deshalb wird für die parallele Ausrichtung eine höhere Spannung als bei der rein elektrischen Ansteuerung benötigt. Jedoch wird bei der rein elektrischen Ansteuerung für die orthogonale Ausrichtung, aufgrund des größeren Elektrodenabstands, eine deutlich höhere Spannung verwendet als für die parallel Ausrichtung, weshalb die maximale benötigte Spannung für die hybride Ansteuerung generell deutlich geringer ist.

## 2.6 Materialcharakterisierung

Um verschiedene Flüssigkristallmischungen miteinander zu vergleichen, wurden zwei frequenzabhängige Kenngrößen definiert [Kar13; Fer+22]. Die Materialsteuerbarkeit

$$\tau_{LC} = \frac{\varepsilon_{r,\parallel} - \varepsilon_{r,\perp}}{\varepsilon_{r,\parallel}} = \frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_{r,\parallel}}, \quad (2.38)$$

ist von der Anisotropie der LC-Mischung abhängig. Wird diese durch den maximalen Verlustwinkel  $\tan \delta_{\max}$  dividiert, so erhält man die Materialgüte

$$\eta_{LC} = \frac{\tau_{LC}}{\tan \delta_{\max}}. \quad (2.39)$$

Für die Berechnung der Materialsteuerbarkeit und der Materialgüte einer Flüssigkristallmischung bei einer Frequenz oder einem Frequenzbereich werden die dielektrischen Eigenschaften benötigt, welche durch eine geeignete Materialcharakterisierung bestimmt werden können. Hierfür werden entweder breitbandige oder resonante Charakterisierungsmethoden verwendet.

Breitbandige Charakterisierungsmethoden basieren auf das Einführen einer Probe der Flüssigkristallmischung in den Pfad einer Hochfrequenzwelle, entweder im Freiraum oder in einem Wellenleiter. Anhand der Messung der Transmission und Reflexion, mit und ohne der Probe im Pfad, kann die komplexe Permittivität und der Verlustwinkel extrahiert werden. Diese Methode eignet sich besonders für die Bestimmung der relativen Permittivität über einen Frequenzbereich. Jedoch ist die Charakterisierung der Verluste, besonders für verlustarme Materialien, nicht präzise. In [Mue+08] wurden Flüssigkristalle von 65 GHz bis 110 GHz charakterisiert. Die Ungenauigkeit der Permittivitätswerte

liegt zwischen 1 % bis 3 %, wohingegen sie beim extrahierten Verlustwinkel zwischen 20 % bis 30 % schwankt.

Im Gegensatz zu breitbandigen Methoden können bei resonanten Methoden sowohl die Permittivität als auch die Verluste bei einzelnen Frequenzpunkten sehr präzise bestimmt werden. Hierfür wird ein Resonator bzw. eine resonante Struktur benötigt, welcher schwach angekoppelt ist, damit die Koppelemente die Messung nicht beeinflussen. Nach der Leermessung wird eine kleine Probe der Flüssigkristallmischung in den Resonator eingeführt und eine zweite Messung wird ausgeführt. Mittels der Verschiebung der Resonanzfrequenz und der Verringerung der Resonatorgüte kann die komplexe Permittivität bestimmt werden. Üblicherweise werden hierfür die Formeln der bekannten Hohlraumstörungsmethode (*cavity perturbation method*) verwendet, die jedoch nur gültig sind, wenn die Probe viel kleiner als der Resonator ist.

Die sowohl flüssige als auch anisotrope Materialeigenschaft von LC führt bei der Charakterisierung zu Herausforderungen. Aus diesem Grund muss die LC-Probe in eine Kavität eingebracht werden, deren dielektrische Eigenschaften bekannt beziehungsweise vorher bestimmt werden müssen. Ferner müssen aufgrund der Anisotropie entweder zwei gesonderte Messungen, für die parallele und orthogonale Ausrichtung der Moleküle, ausgeführt werden oder es wird ein Multimode Resonator mit orthogonalen Moden verwendet, wodurch nur eine einzelne Messung benötigt wird [Gae15].

Ein Überblick der Charakterisierungsmethoden und eine ausführliche Zusammenfassung der Ergebnisse verschiedener Flüssigkristalle sind in [ZFB18] präsentiert. Breitbandige LC-Charakterisierungen wurden sowohl im Hochfrequenzbereich von 10 MHz bis 110 GHz [ZFB18; Mue+08] als auch im Terahertzbereich bis 8 THz [Wei17] durchgeführt. Resonante LC-Charakterisierungen wurden hingegen nur bis 40 GHz realisiert [Gae+08; Pen+06; Yaz+10], da bei höheren Frequenzen die Formeln der Hohlraumstörungsmethode nicht angewendet werden können und sich die Extraktion der Materialparameter deutlich erschwert. Ferner müssen die exakten Dimensionen des Resonators und der LC-Kavität bekannt sein, um Fehler bei der Extraktion zu vermeiden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein automatisierter Messaufbau mit einem 60 GHz Resonator entwickelt, wobei mittels Vollwellensimulationen die Materialparameter extrahiert werden [Pol+19a]. Hierfür wurde ein rechteckiger  $\lambda/2$  Hohlraumresonator bei 60 GHz entworfen, dargestellt in Abbildung 2.7. Die Ein- und Auskopplung wurde mit zwei runden Koppelaperturen realisiert. Um den Einfluss der Ein- und Auskopplung auf die Messung zu minimieren, wurden sie mit einem Durchmesser von 0,72 mm entworfen, damit der Resonator schwach angekoppelt wird. Die Breite und Höhe des Resonators entspricht der eines WR-15 Standard-Rechteckhohlleiters, mit  $a = 3,76$  mm und  $b = 1,8$  mm. Die Länge des Resonators wurde auf 3,31 mm festgelegt, damit die Resonanzfrequenz der fundamentalen  $TE_{101}$ -Mode bei 60 GHz liegt. Für die Messungen wird die zu charakterisierende LC-Mischung in ein speziell für die LC-Charakterisierung gefertigtes Quarzröhrchen gefüllt, welches einen Außendurchmesser von 0,78 mm und einen Innendurchmesser von 0,55 mm hat. Das Quarzröhrchen kann in die Probenhalterung

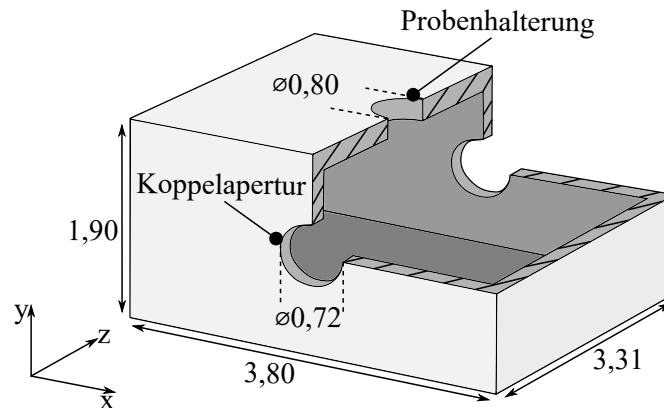


Abbildung 2.7: Zeichnung des Hohlraumresonators mit Öffnungen auf der oberen und unteren Seite für die Einführung der LC-Probe. Die Dimensionen sind in mm angegeben.

des Resonators, der sich mittig auf der oberen und unteren Seite befindet, eingeführt werden, ohne dass der Resonator hierfür geöffnet werden muss. Der Resonator wurde aus zwei Messinghälften als Splitblock gefertigt und anschließend in einem Goldbad vergoldet, wie in Abbildung 2.8 illustriert. Die Kanten, die parallel zur  $z$ -Achse verlaufen, haben aufgrund des Herstellungsverfahrens einen Innenradius von 0.1 mm.

Ein automatisierter Messaufbau wurde entwickelt, welcher sowohl die Temperatur als auch die Ausrichtung der LC-Mischung kontrolliert, siehe Abbildung 2.9. Die Tempera-

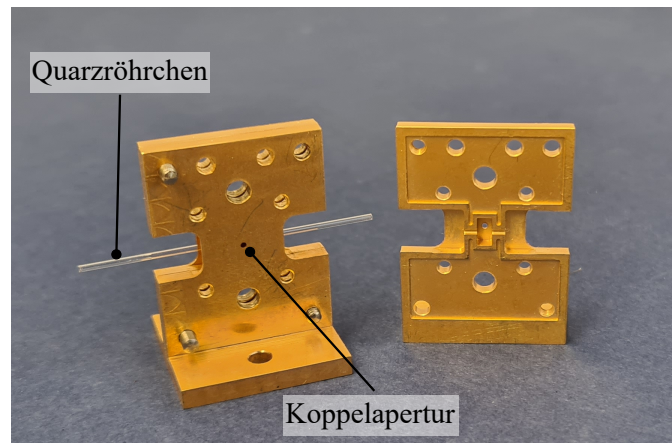


Abbildung 2.8: Gefertigter 60 GHz Hohlraumresonator in Splitblock-Technik: links zusammengebaut, mit einem eingeführtem Quarzröhrchen und rechts die Innenseite einer Splitblockhälfte.

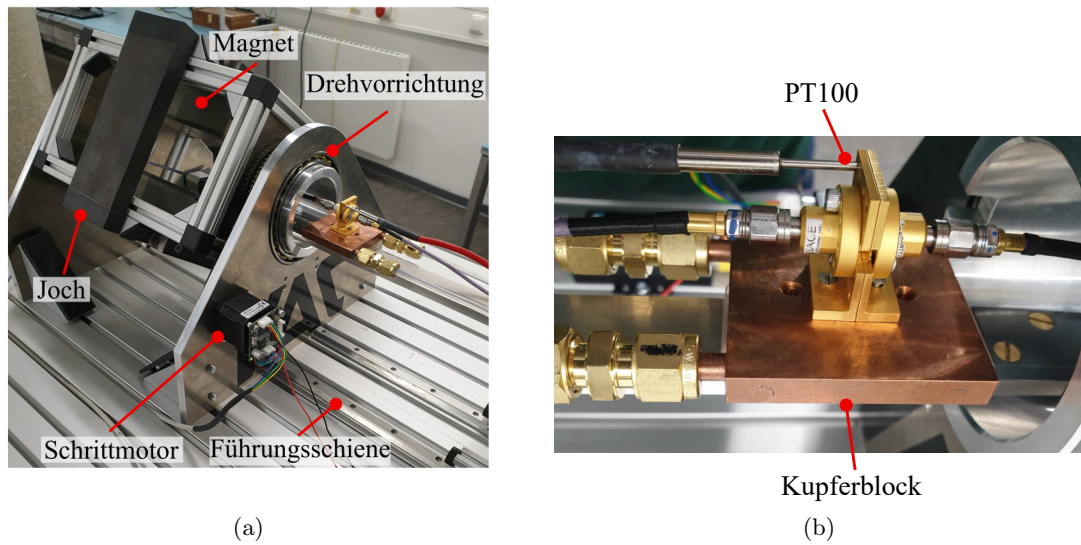


Abbildung 2.9: Realisierter Messaufbau für die LC-Charakterisierung. (a) Die Ausrichtung der Magnete wird mit einem Schrittmotor gesteuert. (b) Der 60 GHz Hohlraumresonator ist auf einem Kupferblock befestigt, welcher an den Kreislauf des Umwälzthermostats angeschlossen ist.

turkontrolle wird mithilfe eines Julabos FP50 Kälte-/Umwälzthermostats erzielt, dessen Kreislauf an einem Kupferblock mit Fluidkanälen angeschlossen ist. Dieser Kupferblock, auf dem der Resonator angebracht wird, ist auf einer Schiebevorrichtung befestigt, mit welchem der Resonator zwischen die Magnete positioniert werden kann. Die zwei Magnete sind an einem Eisenchoch befestigt und können durch eine gelagerte Drehvorrichtung mit einem Schrittmotor ausgerichtet werden, siehe Abbildung 2.9a. Der PT100 Temperatursensor des Umwälzthermostats wird in den Messing-Splitblock des Resonators angebracht, somit wird die Temperatur direkt am Resonator gemessen, siehe Abbildung 2.9b.

Die Streuparametermessungen wurden mit einem Keysight PNA-X N5247A Netzwerkanalysator durchgeführt, welcher mit zwei WR15 auf 1,85 mm Koaxialkabel Adapter an dem Resonator angeschlossen wurde. Für jeden Temperaturpunkt werden insgesamt vier Messungen der Vorwärtstransmission  $S_{21}$  benötigt: eine Leermessung ohne Quarzröhrchen, eine mit leerem Quarzröhrchen und jeweils zwei Messungen mit LC gefülltem Quarzröhrchen für die parallele und orthogonale Ausrichtung. Die Messungen wurden für die LC-Mischungen GT3-23001 und GT7-29001 von Merck KGaA, Darmstadt, Deutschland, die speziell für Hochfrequenzanwendungen synthetisiert sind, durchgeführt. Die GT3-23001 Mischung wurde bei 20 °C und die GT7-29001 von 15 °C bis 40 °C charakterisiert. Die Messergebnisse der Vorwärtstransmission  $|S_{21}|$  sind exemplarisch für die GT3-23001 Mischung in Abbildung 2.10 präsentiert. Für die Messungen wird keine Ka-



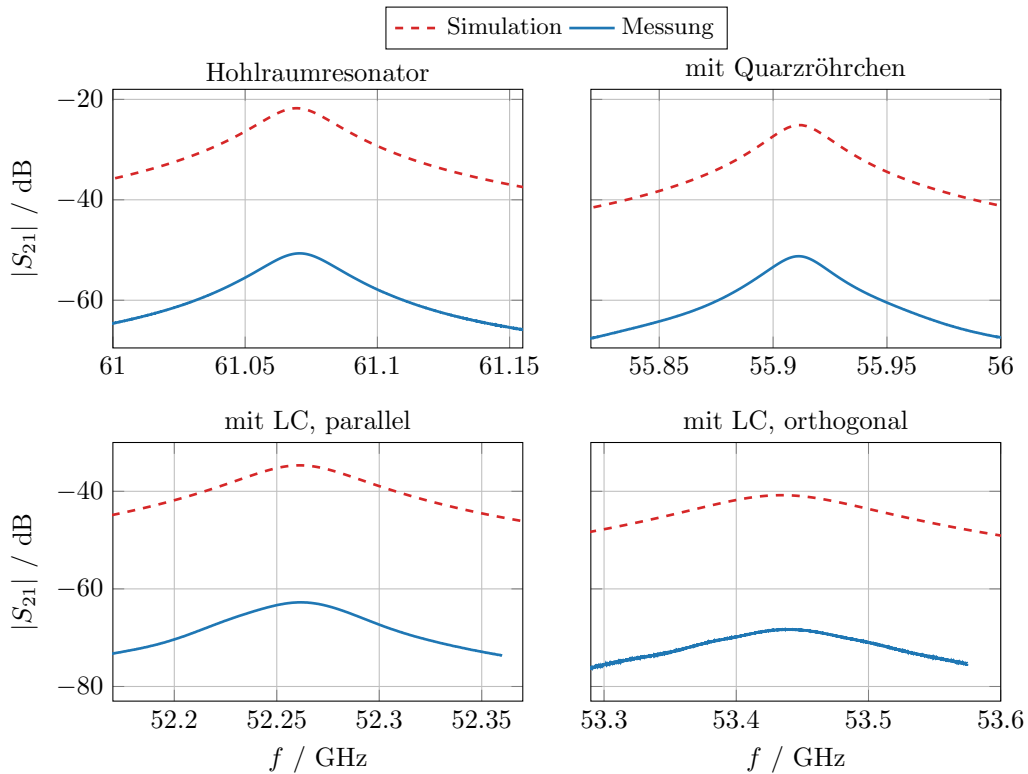


Abbildung 2.10: Simulations- und Messergebnisse des 60 GHz Resonators bei 20 °C: leer (oben links), mit leerem Quarzröhrchen (oben rechts) und mit GT3-23001 gefülltem Quarzröhrchen für parallele (unten links) und orthogonale (unten rechts) Ausrichtung.

libration benötigt, da aus der Vorwärtstransmissionsmessungen die Verschiebung der Mittenfrequenz und der Güte bestimmt werden. Aus diesem Grund unterscheiden sich der Betrag von  $|S_{12}|$  zwischen Simulation und Messung. Die Messergebnisse der Resonanzfrequenzen  $f_r$  und Gütefaktoren  $Q$  sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Für die Extraktion werden zuerst die exakten Dimensionen der Breite und der Höhe des Resonators und der Durchmesser der Koppelapertur mit einem Messmikroskop ermittelt, da durch Fertigungstoleranzen und der anschließenden Vergoldung Abweichungen entstehen. Mit diesen Daten wird ein Simulationsmodell des Hohlraumresonators in CST Studio Suite erstellt. Anschließend wird im Simulationsmodell die Länge des Resonators und die elektrische Leitfähigkeit so angepasst, dass sowohl die simulierte Resonanzfrequenz als auch der Gütefaktor mit den gemessenen übereinstimmen. Als Nächstes wird das Quarzröhrchen in das Simulationsmodell eingebunden und durch die Adaption dessen Permittivität und des Verlustwinkels wird das Simulationsmodell an die entsprechenden Messergebnisse angepasst. Zum Schluss wird die LC-Mischung in

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der gemessenen Resonanzfrequenzen und Gütefaktoren.

LC	Messung	$T / ^\circ\text{C}$	$f_r / \text{GHz}$	$Q$
GT7-29001	Leermessung	15	61,01	2164
		20	61,00	2164
		25	60,99	2133
		40	60,97	2018
	mit Quarzröhrchen	15	55,83	1882
		20	55,82	1887
		25	55,81	1838
		40	55,78	1767
	parallel	15	51,61	702
		20	51,64	687
		25	51,66	620
		40	51,73	533
	orthogonal	15	53,26	479
		20	53,25	442
		25	53,25	418
		40	53,24	381
GT3-23001	Leermessung	20	61,07	2148
	mit Quarzröhrchen	20	55,91	2023
	parallel	20	52,26	871
	orthogonal	20	53,44	405

das Simulationsmodell eingefügt und erneut werden die Simulationsergebnisse an die Messergebnisse angepasst, indem die Permittivitäten und die Verlustwinkel für beide Ausrichtungen variiert werden, siehe Abbildung 2.10. Dieser Extraktionsprozess muss für jeden Temperaturpunkt individuell durchgeführt werden.

Die Ergebnisse der Charakterisierung beider LC-Mischungen bei 20 °C sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst und mit den Herstellerangaben bei 19 GHz verglichen. Die Steuerbarkeit ist bei 60 GHz für die GT7-29001 und die GT3-23001 Mischung um 7,3 %

Tabelle 2.2: Vergleich der Charakterisierungsergebnisse beider LC-Mischungen mit den Herstellerangaben bei 19 GHz. Alle Daten wurden bei 20 °C erfasst.

LC	Referenz	$f / \text{GHz}$	$\varepsilon_{r,\perp}$	$\varepsilon_{r,\parallel}$	$\tan \delta_{\perp}$	$\tan \delta_{\parallel}$	$\tau_{\text{LC}}$	$\eta_{\text{LC}}$
GT7-29001	Merck KGaA	19	2,46	3,53	0,0116	0,0064	0,303	26,13
	Diese Arbeit	60	2,46	3,42	0,0119	0,0062	0,281	23,59
GT3-23001	Merck KGaA	19	2,41	3,18	0,0141	0,0037	0,242	17,17
	Diese Arbeit	60	2,43	3,14	0,0131	0,0035	0,226	17,26

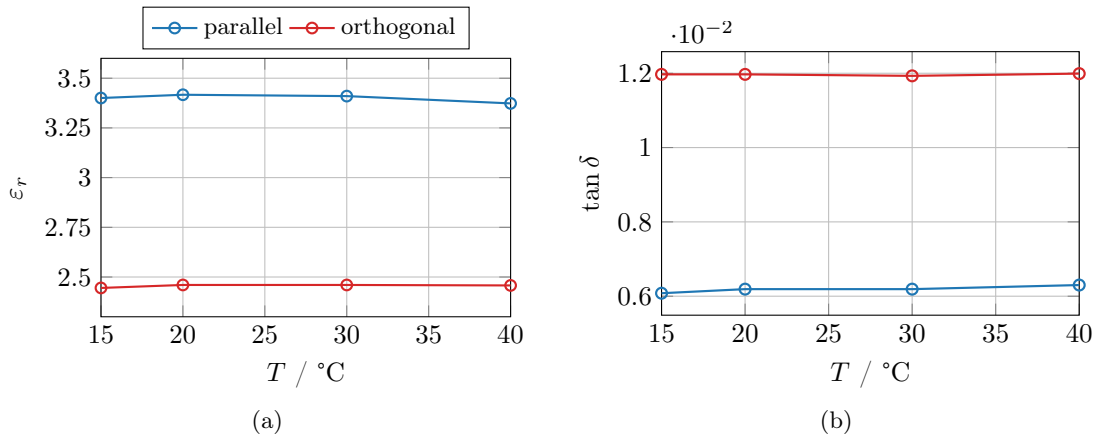


Abbildung 2.11: Die extrahierte relative Permittivität (a) und Verlustwinkel (b) der GT7-29001 Mischung über die Temperatur.

beziehungsweise um 6,6 % gesunken. Die Materialgüte ist bei der GT3-23001 Mischung gleich geblieben, wobei sie bei der GT7-29001 Mischung um 9,7 % gesunken ist.

Die extrahierten Charakterisierungsergebnisse der GT7-29001 Mischung über die Temperatur sind in Abbildung 2.11 zusammengefasst. Die relative Permittivität und der Verlustwinkel bleiben für die orthogonale LC-Ausrichtung nahezu konstant, während für die parallele LC-Ausrichtung die relative Permittivität auf 3,37 abfällt und der Verlustwinkel auf 0,0063 steigt. Die Abstimmbarkeit sinkt bei 40 °C auf 0,271 und die Materialgüte auf 22,60.

## 3 Wellenleitertopologien

Abstimmbare Flüssigkristallkomponenten werden in verschiedenen Topologien realisiert. Die Wahl der Topologie hängt von verschiedenen Parametern ab: dem Frequenzbereich, den Einfügeverlusten, der Leistungsbelastbarkeit, der Integrierbarkeit, den Kosten, der Größe und dem Gewicht. Abhängig von den Anforderungen der Hochfrequenzanwendung haben diese Parameter unterschiedliche Gewichtungen, beispielsweise wird bei Satellitenanwendungen im Gegensatz zu einer Basisstation ein sehr hoher Wert auf die Größe und das Gewicht gelegt. In diesem Kapitel wird ein Überblick über die in dieser Arbeit untersuchten Wellenleitertopologien gegeben.

Die Wellenleitertopologien, die für abstimmbare LC-Hochfrequenzfilter geeignet sind, lassen sich in drei Klassen einteilen:

- **planar:** Sind sowohl sehr platzsparend als auch leichtgewichtig und kostengünstig. Außerdem ist eine einfache Integration in Systemen möglich. Nachteilig sind die relativ hohen Einfügeverluste und die geringe Leistungsbelastbarkeit [Man09; BG79]. Für LC-Anwendungen werden mehrheitlich Mikrostreifenleitungen [Wan+21; KFN02; KO20] und substratintegrierte Wellenleiter (*Substrate Integrated Waveguide*, SIW)<sup>1</sup> [Pra+15; Xu+19; WW15] verwendet.
- **voluminös, metallisch:** Weisen sowohl die niedrigsten Einfügeverluste als auch die höchste Leistungsbelastbarkeit auf, aber sie sind im Vergleich sehr groß und mit hohen Fertigungskosten verbunden [Man09]. Am prominentesten ist der Rechteckhohlleiter (RWG)<sup>1</sup> [Jos+17; Wei+13; Fra+14]. Offene Wellenleiter mit Metaoberfläche aus periodischen Pins bieten sich aufgrund ihrer Bauweise sehr für LC-Komponenten an, da hierdurch eine relativ einfache Integration der Steuerelektroden möglich ist. In [Nic+20] wurde ein LC-Phasenschieber in der *Ridge Gap Waveguide* (RGW) Topologie als Alternative zur Mikrostreifenleitung präsentiert. Der *Groove Gap Waveguide* (GGW)<sup>1</sup> bietet sich als Alternative zum Hohlleiter an, da sich die Einfügeverluste nur minimal unterscheiden [Puc+10].

---

<sup>1</sup>Da es in der Literatur für viele der Wellenleitertopologien nur englische Bezeichnungen gibt, wurden die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen einheitlich/ausschließlich aus den jeweiligen englischen Begriffen abgeleitet:

- RWG: Rectangular WaveGuide
- GGW: Groove Gap Waveguide
- NRD: Non-Radiative Dielectric
- SIW: Substrate Integrated Waveguide

- **voluminös, dielektrisch:** Werden bevorzugt bei höheren Frequenzen verwendet  $f > 50$  GHz. Sie weisen geringe Verluste auf und können kostengünstig hergestellt werden, beispielsweise im 3D-Druckverfahren. Es wurden sowohl rein dielektrische Wellenleiter wie in [Ree+19b; Ree+17] als auch dielektrische Wellenleiter mit metallischen Strukturen wie der *Parallel Plate Dielectric Waveguide* [Ree+19a] oder der *Non-Radiative Dielectric* (NRD)<sup>1</sup> Wellenleiter [Pol+19b] für LC-Komponenten verwendet.

Ein weiterer wichtiger Aspekt für die Topologieauswahl ist die erwünschte Ansteuerungsmethode, zum Beispiel wurden LC-Hohlleiterkomponenten mit einer rein elektrischen Ansteuerung nur bis zum K-Band realisiert, da die Integration der Ansteuerelektroden in den geschlossenen Hohlleiter sehr herausfordernd ist, besonders bei höheren Frequenzen [Fol+13; Fra+14]. Im Gegensatz dazu ist die Integration der Steuerelektroden bei offenen dielektrischen Wellenleitern weniger herausfordernd, und wurde in [Ree+19b] sogar im W-Band realisiert.

Um alle drei Topologieklassen abzudecken, werden in dieser Arbeit vier verschiedene Wellenleitertopologien untersucht, die in Abbildung 3.1 zusammengefasst sind. Der NRD ist besonders für höhere Frequenzen geeignet, da sie dort vergleichsweise sehr verlustarm sind, eine einfache Integration von LC ermöglichen und beispielsweise mit 3D-Druck kostengünstig hergestellt werden können [Ree20]. Der Rechteckhohlleiter hat eine sehr hohe Leistungsverträglichkeit und geringe Einfügeverluste, jedoch ist aufgrund der geschlossenen metallischen Struktur eine Integration der Steuerelektroden sehr herausfordernd. Als Alternative zum Hohlleiter eignet sich der *Groove Gap Waveguide* (GGW), der wegen seiner erforderlichen DC-Entkopplung eine offene Struktur hat und sich somit die Integration der Steuerelektroden deutlich vereinfacht. Der SIW ist eine vielversprechende Alternative für planare LC-Filter, da im Vergleich zu Mikrostreifenleitungen höhere Gütefaktoren erzielt werden können und die Elektroden durch einen geeigneten Mehrlagenaufbau relativ einfach integrierbar sind. In der Literatur wurde der SIW bereits für mehrere LC-Filter [Pra+18; Guo+16; Xu+19; Jia+19; Sán+19] verwendet.

Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, lassen sich die drei untersuchten Wellenleitertopologien vom Rechteckhohlleiter ableiten. Für den GGW wird in der H-Ebene des Hohlleiters ein Spalt angebracht und die Seitenwände durch eine periodische Metamaterialstruktur, hier mit einer *Bed of Nails* (BoN) Struktur, ersetzt. Aufgrund der elektromagnetischen Bandlücke der BoN-Struktur wird die elektromagnetische Welle wie im Hohlleiter geführt, ohne dass ein elektrischer Kontakt zwischen der oberen Platte und der BoN-Struktur besteht. Für den NRD wird die obere und untere Metallwand des Hohlleiters entfernt und durch die Ausweitung der Seitenwände erhält man einen Parallelplattenleiter. Wird in diesen ein dielektrischer Kern eingesetzt, so erhält man unter Berücksichtigung einiger Randbedingungen einen NRD. Dieser wird im Gegensatz zu den anderen Wellenleitern nicht in der Grundmode betrieben, sondern in der hybriden *longitudinal-section magnetic* (LSM) Mode höherer Ordnung. Der SIW kann mit einem dielektrisch gefülltem RWG

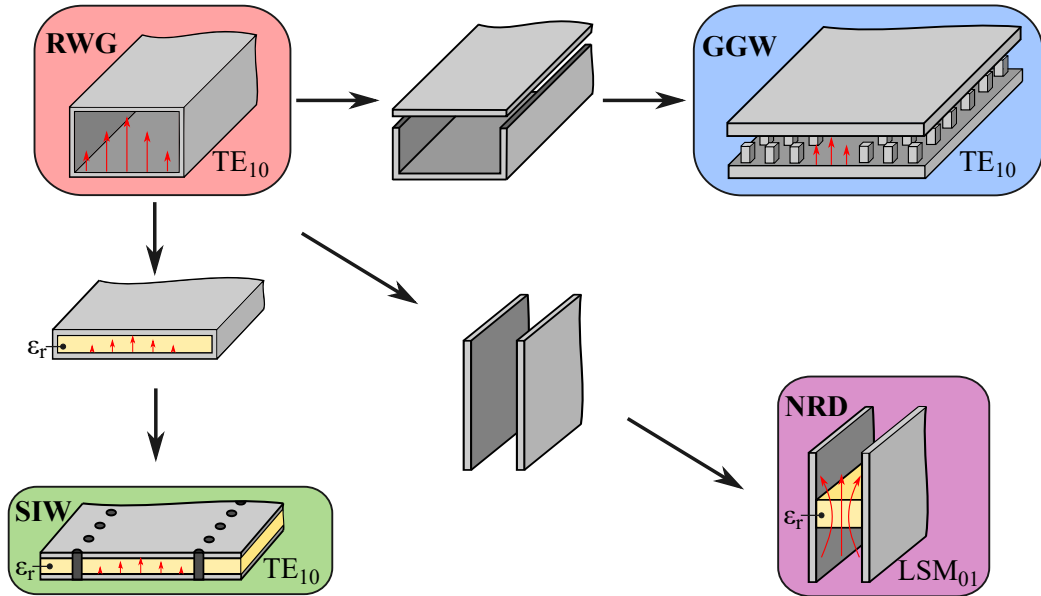


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der in dieser Arbeit untersuchten Wellenleitertopologien.

abgeleitet werden, hierfür wird die Höhe reduziert und anschließend werden die Seitenwände mit zwei parallelen Reihen von metallischen Durchkontaktierungen, sogenannte *Vias* ersetzt.

In den folgenden Abschnitten werden für obigen Wellenleitertopologien die Funktionsweisen und die Designregeln beschrieben.

### 3.1 Rechteckhohlleiter

Der Rechteckhohlleiter ist einer der am meist genutzten Wellenleiter und wird für eine Vielzahl von Anwendungen verwendet. Der Standardhohlleiter ist in verschiedenen Frequenzbändern von 0,32 GHz bis 1,10 THz verfügbar. Im Hohlleiter können sich sowohl transversale-elektrisch Moden (TE), wobei die Longitudinalkomponente des elektrischen Feldes null ist, als auch transversale-magnetische Moden (TM), hierbei ist analog die Longitudinalkomponente des magnetischen Feldes gleich null, ausbreiten. Alle  $TE_{mn}$ - und  $TM_{mn}$ -Moden haben eine Grenzfrequenz  $f_{c,mn}$ , unterhalb dieser keine Ausbreitung der jeweiligen Mode im Hohlleiter möglich ist. Der Rechteckhohlleiter ist in Abbildung 3.2 dargestellt, wobei üblicherweise  $a > b$  ist. In dieser Arbeit wird der Hohlleiter, wie in der Praxis üblich, mit der dominanten  $TE_{10}$ -Mode betrieben, deren Grenzfrequenz

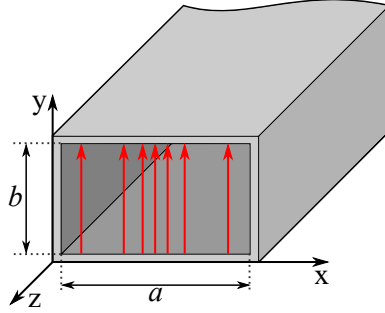


Abbildung 3.2: Darstellung eines Hohlleiters mit den elektrischen Feldlinien der  $TE_{10}$ -Mode.

von  $a$  und der Permittivität und Permeabilität des Mediums im Hohlleiter abhängig ist

$$f_{c,10} = \frac{1}{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}. \quad (3.1)$$

Die Feldkomponenten der  $TE_{10}$ -Mode ergeben sich wie folgt [Poz11]

$$E_y = \frac{-j\omega a \mu}{\pi} A \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z}, \quad (3.2a)$$

$$E_x = E_z = H_y = 0, \quad (3.2b)$$

$$H_x = \frac{j\beta a}{p} A \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z}, \quad (3.2c)$$

$$H_z = A \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z}, \quad (3.2d)$$

wobei  $A$  eine Konstante mit beliebiger Amplitude ist.

Ausführlichere Beschreibungen lassen sich in einschlägiger Literatur finden, wie in [Mar86; Poz11].

### 3.2 Offener Wellenleiter mit Metaoberfläche

Die Herstellung von LC-steuerbaren Hohlleiterkomponenten bei Frequenzen  $f \geq 30$  GHz bringt viele Herausforderungen mit sich. Für die Integration der LC-Kavitäten und der Elektrodenanordnung, muss der Hohlleiter aus mindestens zwei Metallteilen hergestellt werden. Um eine gute Hochfrequenzperformanz zu erzielen, wird beim Zusammensetzen ein sehr guter elektrischer Kontakt zwischen den Metallteilen benötigt. Als Alternative zu den herkömmlichen Hohlleitern bieten sich die sogenannten *Gap Waveguides* an, die aufgrund einer elektromagnetischen Bandlücke (*Electromagnetic BandGap*, EBG) zwischen einem perfekten elektrischen Leiter (*Perfect Electric Conductor*, PEC) und einem

perfekten magnetischen Leiter (*Perfect Magnetic Conductor*, PMC) keinen elektrischen Kontakt benötigt. Da es keine verlustarmen Materialien im Millimeterwellenbereich gibt, die sich wie ein PMC verhalten, werden mit periodischen Strukturen erzeugte Metaoberflächen (engl. *Metasurfaces*) verwendet, die solche Randbedingungen künstlich schaffen und daher als *Artificial Magnetic Conductor* (AMC) bezeichnet werden. In [Kil+09] wurden zum ersten Mal Realisierungskonzepte mit solchen AMC-Oberflächen mit periodischen Strukturen, unter anderem mit periodischen Anordnungen aus metallischen Stiften, Nägel bzw. Pins (*Bed of Nails*, BoN) vorgestellt, die als *Gap Waveguides* bezeichnet wurden. Zwei Topologien von *Gap Waveguides*, eingebettet in eine BoN-Struktur, sind von besonderem Interesse: (1.) der *Ridge Gap Waveguide* (RGW), dessen quasi-TEM-Mode ähnlich einer Mikrostreifenleitung ist, aber Luft anstelle eines dielektrischen Substrat verwendet und (2.) der *Groove Gap Waveguide* (GGW), dessen fundamentaler TE<sub>10</sub>-Mode sich auf einen Standard-Rechteckhohlleiter bezieht. Die Struktur des GGW ist in Abbildung 3.3a dargestellt. Die obere Metallplatte wird als PEC angenommen und die BoN-Struktur dient als künstlicher PMC, siehe Abbildung 3.3b. Für  $d_{\text{air}} < \lambda/4$  kann sich keine Welle zwischen der PEC- und PMC-Lücke, aufgrund der EBG-Struktur, ausbreiten. Durch einen Kanal im BoN mit der Breite  $w_{\text{GGW}}$  erhält man einen GGW, in dem sich die elektromagnetische Welle nur entlang der  $z$ -Achse ausbreiten kann.

Der EBG-Bereich hängt von den Dimensionen  $w_{\text{BoN}}$ ,  $p_{\text{BoN}}$ ,  $h_{\text{pin}}$  und  $d_{\text{air}}$  der BoN-Struktur ab. Für die Bestimmung des EBG-Bereichs wird das Dispersionsdiagramm einer BoN-Einheitszelle untersucht, siehe Abbildung 3.4. Hierfür wird eine Einheitszelle in CST Studio Suite mit periodischen Seitenwänden in  $x$ - und  $z$  Richtung erzeugt. Mit dem *Eigenmode Solver* kann durch die Variation der Phasen an den periodischen Seitenwänden das Dispersionsdiagramm über die Brillouine-Zone simuliert werden. Als Beispiel wurde in Abbildung 3.4 ein Dispersionsdiagramm für die ersten fünf Moden einer Einheitszelle mit den gegebenen Dimensionen erstellt. Die simulierte EBG reicht

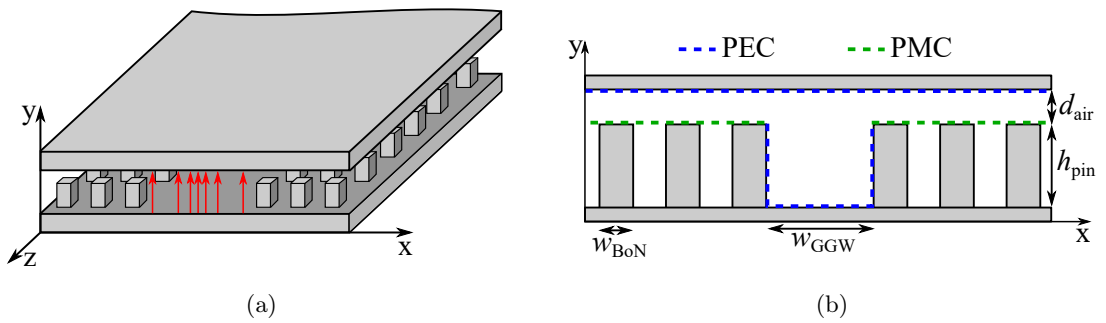


Abbildung 3.3: Darstellung (a) eines GGW mit einer periodischen BoN-Struktur mit den elektrischen Feldlinien der quasi-TE<sub>10</sub>-Mode und (b) des Querschnitts mit der Definition der PEC- und PMC-Bereiche.



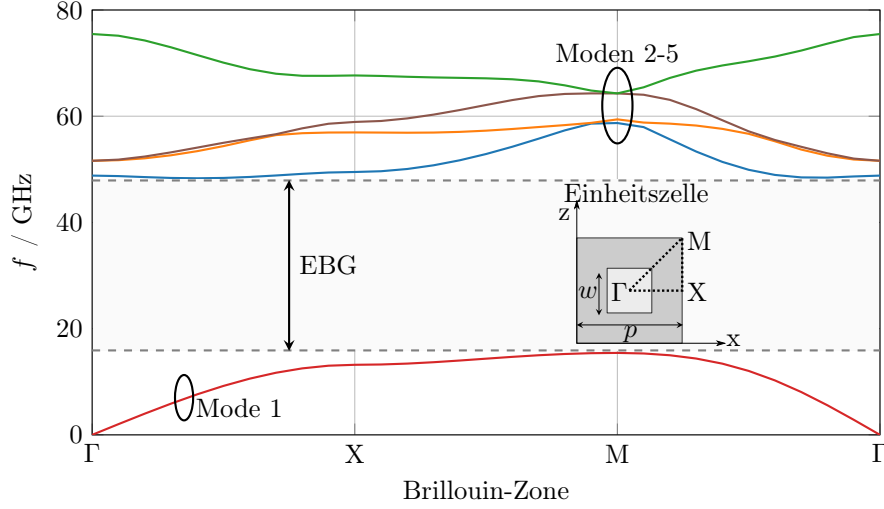


Abbildung 3.4: Dispersionsdiagramm einer BoN-Einheitszelle mit folgenden Dimensionen in mm:  $p_{\text{BoN}} = 3,8$ ,  $w_{\text{BoN}} = 1,4$ ,  $h_{\text{pin}} = 2,6$  und  $d_{\text{air}} = 0,175$ .

von 18 GHz bis 48 GHz, innerhalb dieses Frequenzbereichs kann der GGW betrieben werden. Die fundamentale Mode des GGW ist eine quasi-TE-Mode, die der  $\text{TE}_{10}$ -Mode des Hohlleiters sehr ähnlich ist [Ber+16]. Die Dämpfung des elektrischen Feldes für die BoN-Struktur aus Abbildung 3.4 beträgt nach zwei und drei Reihen 29.5 dB beziehungsweise 44.6 dB.

### 3.3 Dielektrischer Wellenleiter ohne Abstrahlverluste

Der NRD-Wellenleiter wurde erstmalig im Jahr 1981 von T. Yoneyama and S. Nishida präsentiert [YN81]. Der Aufbau besteht, wie in Abbildung 3.5a dargestellt, aus zwei parallelen Metallplatten, die einen Abstand von  $a_{\text{NRD}}$  zueinander haben, und einem dielektrischen Kern mit der Breite  $b_{\text{NRD}}$ . Die NRD-Struktur ist identisch mit der des *H-guides*, welcher 1958 von F. Tischer präsentiert wurde [Tis58], mit dem einzigen Unterschied, dass beim NRD der Plattenabstand folgende Bedingung erfüllen muss

$$a_{\text{NRD}} < \frac{\lambda_0}{2}, \quad (3.3)$$

wobei  $\lambda_0$  die Freiraumwellenlänge ist. Durch diese Bedingung kann sich keine elektromagnetische Welle in Luft zwischen den Metallplatten, mit einer Polarisation tangential zu den Metallplatten, ausbreiten. Diese Bedingung ist notwendig, um die nicht-abstrahlende Eigenschaft der NRDs zu gewährleisten. Innerhalb und entlang des dielektrischen Kerns mit einer relativen Permittivität  $\epsilon_r > 1$  ist eine Wellenausbreitung innerhalb einer bestimmten Bandbreite möglich.

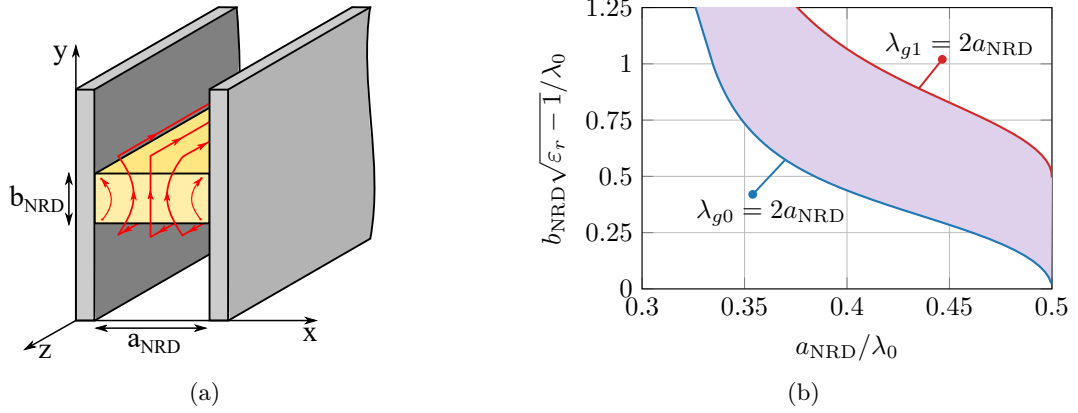


Abbildung 3.5: (a) Schematische Darstellung des NRD-Wellenleiters mit den elektrischen Feldlinien der hybriden  $\text{LSM}_{01}$ -Mode. (b) Designdiagramm des NRD für Rexolite mit  $\epsilon_r = 2,53$ , der Einzelmoden-Bereich ist farblich markiert.

Im NRD können sich weder TEM-, TE- noch TM-Moden ausbreiten. Es werden nur hybride Moden, die sogenannten *longitudinal-section electric* (LSE) und *longitudinal-section magnetic* (LSM), unterstützt, die sowohl eine magnetische als auch elektrische longitudinale Feldkomponente besitzen. Üblicherweise wird der NRD mit der höheren  $\text{LSM}_{01}$ -Mode betrieben und besitzt dieselbe Grenzwellenlänge wie die  $\text{TM}_{mn}$ -Mode eines dielektrischen *slab waveguides*, mit [YN81]

$$\lambda_{g,gn} = 2a, \quad n = 0,1,2,\dots, \quad (3.4)$$

wobei die geführte Wellenlänge mit

$$\lambda_{gn} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r - (\lambda_0 \frac{q_n}{2\pi})^2}} \quad n = 0,1,2,\dots \quad (3.5)$$

definiert ist. Hierbei ist  $q_n$  die Lösung der charakteristischen Gleichungen [YN81]

$$\frac{q_n}{\epsilon_r} \tan \frac{q_n b_{\text{NRD}}}{2} - \sqrt{(\epsilon_r - 1) \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 - q_n^2} = 0, \quad \text{für gerade } n \quad (3.6a)$$

$$\frac{q_n}{\epsilon_r} \cot \frac{q_n b_{\text{NRD}}}{2} + \sqrt{(\epsilon_r - 1) \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 - q_n^2} = 0, \quad \text{für ungerade } n. \quad (3.6b)$$

Damit der Einzelmode-Betrieb des NRD gewährleistet ist, muss die Bedingung

$$\lambda_{g0} < 2a < \lambda_{g1}, \lambda_0, \quad (3.7)$$

erfüllt sein. Durch die numerische Lösung der Gleichungen (3.6a) und (3.6b) werden die für die Bedingung (3.7) benötigten Grenzwellenlängen mit (3.5) berechnet. Hieraus lässt

sich für ein Dielektrikum mit  $\epsilon_r$  ein Einzelmoden-Operationsbereich in Abhängigkeit von  $a_{\text{NRD}}$  und  $b_{\text{NRD}}$  ermitteln. In Abbildung 3.5b ist der Einzelmoden-Operationsbereich für das Dielektrikum Rexolite mit  $\epsilon_r = 2.53$  farblich dargestellt. Unterhalb der Linie  $\lambda_{g0} = 2a$  ist keine Wellenausbreitung möglich und oberhalb von  $\lambda_{g1} = 2a$  können sich mehrere Moden ausbreiten. Die Grenze von  $a_{\text{NRD}}/\lambda_0 = 0.5$  ist für die nicht-abstrahlende Charakteristik des NRD notwendig.

### 3.4 Substratintegrierter Wellenleiter

Der SIW wurde zuerst im Jahr 1998 von Uchima et al. in [UTF98], als geschichteter Wellenleiter (engl. *laminated waveguide*) vorgestellt. Der Aufbau besteht aus zwei parallelen Reihen von periodischen elektrischen Durchkontaktierungen, die im Dielektrikum eingebettet sind und die obere und untere Metallplatten miteinander verbinden, wie in Abbildung 3.6 dargestellt. Die zylindrischen elektrischen Durchkontaktierungen haben einen Durchmesser  $d$  und einen Mitte-zu-Mitte-Abstand  $p$ . Die zwei Durchkontaktierungsreihen haben einen Abstand  $w$ . Durch die planare Bauweise ist eine vollständige Integration mit anderen planaren Wellenleiter auf demselben Substrat möglich.

Der SIW wurde für eine Vielzahl von Anwendungen genutzt, beispielsweise für Filter, Antennen, Koppler etc., wobei die meisten SIW-Anwendungen im Frequenzbereich von 10 GHz bis 300 GHz liegen [DW06]. Aufgrund der Durchkontaktierungen können sich keine transversal-elektromagnetische Moden (TEM) ausbreiten. Ferner können sich auch keine TM-Moden ausbreiten, da es durch den Abstand zwischen den Durchkontaktierungen zu Abstrahlungen kommt. Analog zum Hohlleiter wird beim SIW mehrheitlich die dominante  $\text{TE}_{10}$ -Mode verwendet. Beim Entwurf einer SIW-Struktur muss sichergestellt werden, dass im gesamten erwünschten Frequenzbereich die Leckverluste vernachlässigbar sind und keine Bandlückeneffekte auftreten, die aufgrund der periodischen Struktur entstehen können. Um dies zu vermeiden, müssen folgende Designregeln

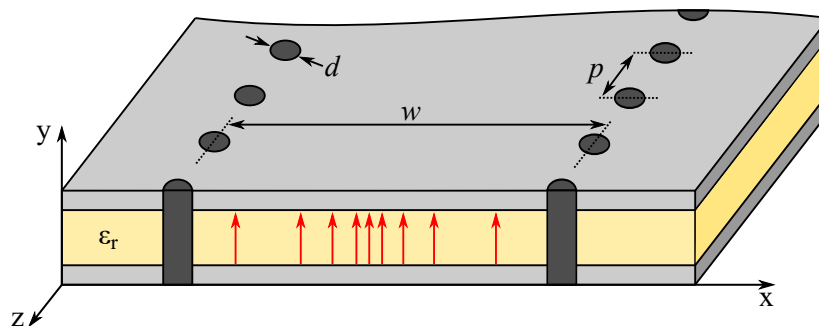


Abbildung 3.6: Darstellung eines SIW mit den elektrischen Feldlinien der  $\text{TE}_{10}$ -Mode.

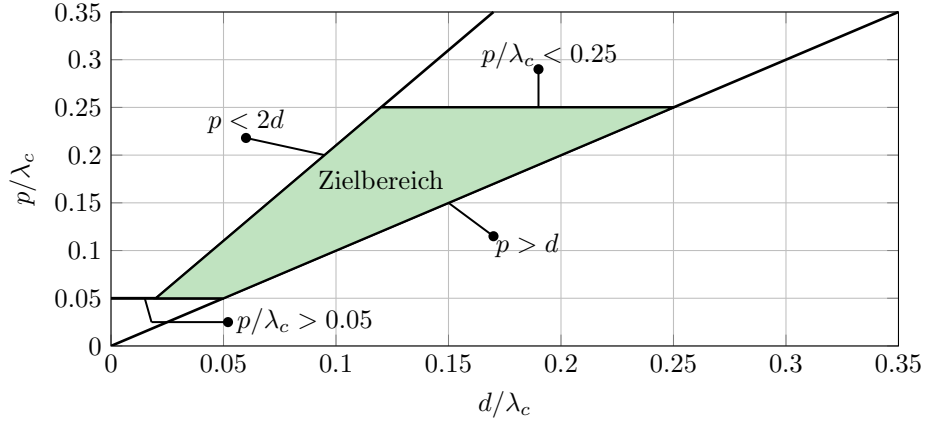


Abbildung 3.7: Im Zielbereich sind alle Bedingungen (3.8) der Designregeln erfüllt [CW14].

für die  $TE_{10}$ -Mode eingehalten werden [CW14]:

$$p > d, \quad (3.8a)$$

$$0,05 < \frac{p}{\lambda_c} < 0,25, \quad (3.8b)$$

$$\frac{a_l}{k_0} < 1 \cdot 10^{-4} \quad \text{bzw.} \quad p \leq 2d, \quad (3.8c)$$

wobei  $\lambda_c$  die Grenzwellenlänge,  $a_l$  die Leckverluste und  $k_0$  die Wellenzahl im Freiraum ist. Die Bedingung (3.8a) muss erfüllt sein, damit die Durchkontaktierungen sich nicht überdecken und die Struktur realisierbar ist. Die untere Grenze von (3.8b) ist eine erstrebenswerte Bedingung, die die Anzahl der Durchkontaktierungen auf zwanzig pro Wellenlänge beschränkt, da ein zu kleiner Abstand die mechanische Stabilität beeinträchtigen kann und der Fertigungsprozess aufwendiger wird. Die obere Grenze von (3.8b) verhindert das Auftreten von Bandlücken im erwünschten Frequenzbereich. Damit die Leckverluste vernachlässigt werden können, muss (3.8c) erfüllt sein. Dies ist auch der Fall, falls  $p \leq 2d$ . Im Zielbereich sind alle Bedingungen von (3.8) erfüllt, wie in Abbildung 3.7 aufgezeigt. Innerhalb dieses Bereiches verhält sich der SIW äquivalent zu einem dielektrisch gefüllten Hohlleiter und beide  $TE_{10}$ -Moden besitzen dieselbe Grenzfrequenz [CW14]. Die Breite  $w$  des SIW entspricht dabei der effektiven Breite  $a_{\text{eff}}$  des äquivalenten Hohlleiters wie folgt [CW14]

$$a_{\text{eff}} = w - 1,08 \frac{d^2}{p} + 0,1 \frac{d^2}{w}, \quad (3.9)$$

unter den Bedingungen, dass  $p/d < 3$  und  $d/w < 0,2$ . Die Grenzfrequenz des SIW ergibt sich durch das Einsetzen von (3.9) in (3.1).

# 4 Entwurf abstimmbarer Hochfrequenzfilter

In diesem Kapitel wird auf die für diese Arbeit benötigten Grundlagen des Filterentwurfs und der Netzwerksynthese eingegangen. Anschließend werden diese Grundlagen für abstimmbare Filter mit einstellbarer Mittenfrequenz und Bandbreite erweitert.

In Abschnitt 4.1 wird zuerst der normalisierte Tiefpass-Prototyp vorgestellt, der mit charakteristischen Polynomen beschrieben und mit einem Tiefpass-Netzwerk dargestellt wird. Der ideale Tiefpass-Prototyp kann mit verschiedenen Prototypen angenähert werden, wobei in dieser Arbeit nur auf den Tschebyscheff-Prototypen und dessen Filterparameter in Abschnitt 4.2 eingegangen wird. Ferner werden nur Bandpassfilter untersucht, weshalb in Abschnitt 4.3 nur die Tiefpass-Bandpass-Transformation beschrieben wird. Hierfür wird sowohl eine Transformation der Frequenz als auch der Bauelemente in Abhängigkeit der Mittenfrequenz, der Bandbreite und der Filterparameter vorgestellt. Anschließend werden Admittanz- und Impedanzinverter eingeführt, mit deren Hilfe das Ersatzschaltbild eines Bandpassfilters vereinfacht werden kann. In Abschnitt 4.5 wird die Koppelmatrix vorgestellt, die zuerst als  $n \times n$  Matrix hergeleitet wird und dann in die vollständig kanonische  $(n + 2) \times (n + 2)$  Koppelmatrix erweitert wird. In den Abschnitten 4.6 und 4.7 wird sowohl die Bestimmung der Interresonator-Kopplung als auch der Ein- und Auskopplung mittels Vollwellensimulationen erläutert. Darauf folgend wird in Abschnitt 4.8 die Dimensionierung der Resonatoren beschrieben, deren Länge aufgrund der Belastung durch die Koppellemente kompensiert werden muss. Anschließend wird der klassische Filterentwurf für abstimmbare Filter erweitert. Hierfür wird das Prinzip der Mittenfrequenz- und Bandbreitenabstimmbarkeit mit Flüssigkristallen anhand eines Hohlleiters in den Abschnitten 4.9 und 4.10 erläutert.

## 4.1 Tiefpass-Prototyp

Der Tiefpass-Prototyp ist sowohl auf eine Grenzfrequenz von  $\Omega_c = 1 \text{ rad/s}$  als auch eine Bezugsimpedanz von  $1 \Omega$  normiert und besteht nur aus konzentrierten Bauelementen. Dieser lässt sich mithilfe der charakteristischen Polynome  $E(s)$ ,  $F(s)$  und  $P(s)$  beschreiben, mit denen die reflektierte  $|p(j\Omega)|^2$  und übertragene  $|t(j\Omega)|^2$  Leistung des

Tiefpass-Prototyps in Abhängigkeit der komplexen Tiefpassfrequenzvariablen  $s$  wie folgt definiert sind [CKM18]

$$|p(j\Omega)|^2 = \frac{F(s)F(-s)}{E(s)E(-s)} \quad (4.1a)$$

$$|t(j\Omega)|^2 = \frac{E(s)E(-s) - F(s)F(-s)}{E(s)E(-s)} = \frac{P(s)P(-s)}{E(s)E(-s)}, \quad (4.1b)$$

wobei für  $s = j\Omega$  angenommen wird. Mithilfe des Energieerhaltungssatzes eines passiven verlustfreien Filters ergibt sich folgender Zusammenhang [Arn17]

$$\left| \frac{P(s)}{E(s)} \right|^2 + \left| \frac{F(s)}{E(s)} \right|^2 = 1. \quad (4.2)$$

Das Polynom  $E(s)$  ist ein Hurwitzpolynom, dessen Nullstellen auf der linken Hälfte der  $s$ -Ebene liegen. Die Nullstellen des Polynoms  $F(s)$ , die auf der imaginären Achse liegen, sind die Reflexionsnullstellen, somit wird an diesen Punkten keine Leistung reflektiert. Die Ordnung der Polynome  $E(s)$  und  $F(s)$  entspricht der Filterordnung  $n$ . Die Übertragungsnullstellen des Tiefpass-Prototyps befinden sich an den Nullstellen des Polynoms  $P(s)$ , dessen Ordnung der Anzahl der endlichen Übertragungsnullstellen entspricht. Die Streuparameter eines Filters sind wie folgt mit den charakteristischen Polynomen verknüpft [CKM18]

$$S_{11}(s) = \frac{F(s)}{E(s)}, \quad (4.3a)$$

$$S_{21}(s) = \frac{P(s)}{E(s)}. \quad (4.3b)$$

Das Verhältnis der reflektierten zur transmittierten Leistung wird durch die Filterfunktion [CKM18]

$$|K(s)|_{s=j\Omega}^2 = \frac{|p(j\Omega)|^2}{|t(j\Omega)|^2} \quad (4.4)$$

beschrieben, welche durch die charakteristischen Polynome wie folgt definiert ist

$$K(s) = \frac{F(s)}{P(s)}. \quad (4.5)$$

Die Übertragungsfunktion

$$|t(s)|_{s=j\Omega}^2 = \frac{1}{1 + |K(s)|_{s=j\Omega}^2}, \quad (4.6)$$

des Tiefpass-Prototyps [CKM18] wird üblicherweise durch die reelle Welligkeitskonstante  $\epsilon$  normiert. Die maximale Welligkeit der normierte Übertragungsfunktion

$$|t(s)|_{s=j\Omega}^2 = \frac{1}{1 + \epsilon^2 |K(s)|_{s=j\Omega}^2}, \quad (4.7)$$

ist somit im Durchlassbereich beschränkt.

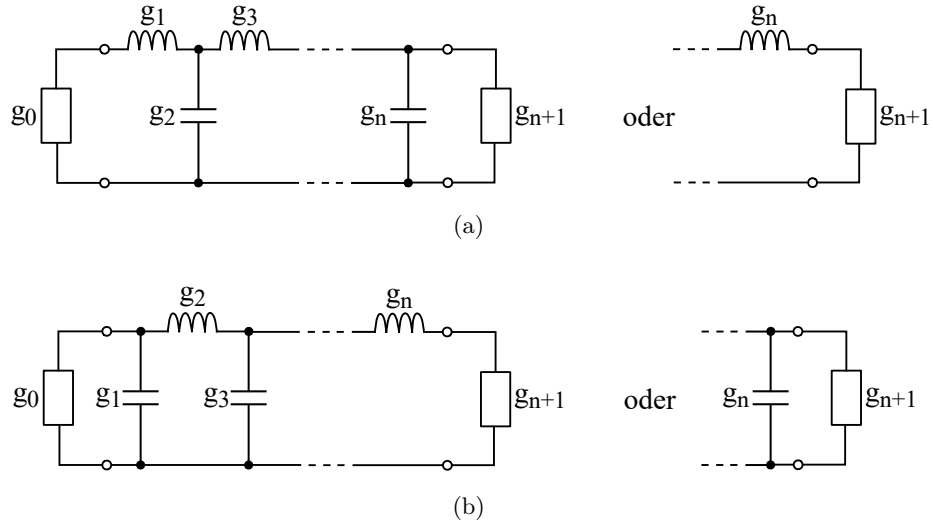


Abbildung 4.1: Leiternetzwerk der dualen verlustfreien Tiefpass-Prototypen mit den normalisierten Filterparametern  $g_0, \dots, g_{n+1}$ , (a) mit einer seriellen Spule und (b) einem parallelen Kondensator als erstes reaktives Bauelement. Die rechte Seite ist für eine ungerade Filterordnung  $n$ .

## 4.2 Tschebyscheff-Prototyp

In dieser Arbeit werden nur Allpol-Filter behandelt, die keine Übertragungsnulstellen im endlichen Frequenzbereich besitzen und folglich das Polynom  $P(s) = 1$  ist [CKM18]. In Abbildung 4.1 sind die Prototypen-Netzwerke eines verlustfreien Allpol-Tiefpassfilters mit konzentrierten Bauelementen dargestellt, wobei die Netzwerke in Abbildung 4.1a und Abbildung 4.1b dual zueinander sind [MYJ80]. Durch die Anpassung der Werte der normalisierten Filterparameter  $g_0, g_1, \dots, g_{n+1}$  kann der Tiefpass-Prototyp entworfen werden. Die gängigsten Prototypen sind der Tschebyscheff-Prototyp, der Butterworth-Prototyp und der Elliptische-Prototyp. In dieser Arbeit wird nur der Tschebyscheff-Prototyp angewandt, dessen Filterfunktion mit [CKM18]

$$|K(j\Omega)|^2 = \epsilon^2 T_n^2\left(\frac{\Omega}{\Omega_c}\right), \quad (4.8)$$

definiert ist. Hierbei ist  $T_n^2$  das Tschebyscheff-Polynom der Ordnung  $n$  und ist definiert mit [HL01]

$$T_n(\Omega) = \begin{cases} \cos(n \cos^{-1}(\Omega)) & \text{für } |\Omega| \leq 1 \\ \cosh(n \cosh^{-1}(\Omega)) & \text{für } |\Omega| > 1. \end{cases} \quad (4.9)$$

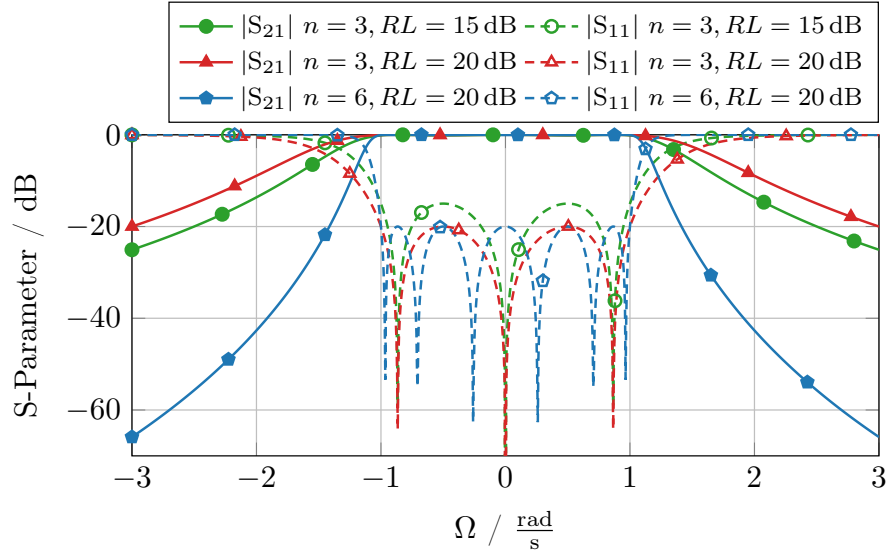


Abbildung 4.2: Die Streuparameter eines normierten Tschebyscheff Tiefpass-Prototypen mit einer Rückflussdämpfung von  $RL = 15$  dB für die Filterordnung  $n = 3$  und  $RL = 20$  dB für  $n = 3$  und  $n = 6$ .

Unter Verwendung der Gleichungen (4.7) und (4.8) ergibt sich für die Übertragungsfunktion [HL01]

$$|S_{21}(j\Omega)|^2 = \frac{1}{1 + \epsilon^2 T_n^2(\Omega)}. \quad (4.10)$$

Dieser besitzt im Durchlassbereich  $|\Omega| \leq 1$  eine gleichmäßige Welligkeit (*equiripple*), mit einem maximalen Einfügeverlust von  $\epsilon$  in dB. Die maximale Rückflussdämpfung (*return loss, RL*) ist mit  $\epsilon$  wie folgt verkettet

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{10^{RL/10} - 1}}. \quad (4.11)$$

Durch den Energieerhaltungssatz  $|S_{11}(j\Omega)|^2 + |S_{21}(j\Omega)|^2 = 1$  folgt

$$|S_{11}(j\Omega)|^2 = \frac{\epsilon^2 T_n^2(\Omega)}{1 + \epsilon^2 T_n^2(\Omega)}. \quad (4.12)$$

In Abbildung 4.2 sind die Streuparameter des Tschebyscheff-Tiefpassfilters für die dritte und sechste Filterordnung präsentiert, wobei die maximale Welligkeit  $\epsilon$  für die entsprechende Rückflussdämpfung nach (4.11) festgelegt wurde. Die Flankensteilheit im Sperrbereich steigt mit der Filterordnung  $n$  und mit einer niedrigeren Rückflussdämpfung  $RL$ . Ferner ist die Anzahl der Reflexionsnullstellen gleich der Filterordnung  $n$ . Die Werte der normierten Filterparameter aus Abbildung 4.1 hängen von der Welligkeit



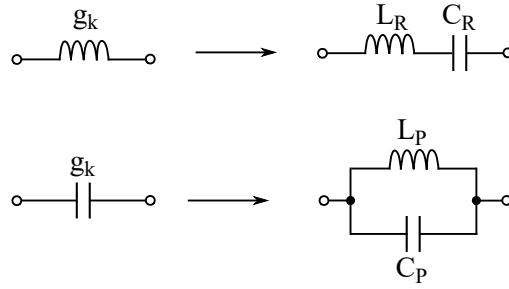


Abbildung 4.3: Tiefpass-Bandpass Transformation der Bauelemente.

beziehungsweise der Rückflussdämpfung im Durchlassbereich und der Filterordnung ab und ergeben sich nach den folgenden Gleichungen [MYJ80; HL01]

$$g_0 = 1 \quad (4.13a)$$

$$g_1 = \frac{2}{\gamma} \sin\left(\frac{\pi}{2n}\right) \quad (4.13b)$$

$$g_i = \frac{1}{g_{i-1}} \frac{4 \sin\left(\frac{(2i-1)\pi}{2n}\right) \sin\left(\frac{(2i-3)\pi}{2n}\right)}{\gamma^2 + \sin^2\left(\frac{(i-1)\pi}{n}\right)} \quad \text{für } i = 1, \dots, n \quad (4.13c)$$

$$g_{n+1} = \begin{cases} 1 & \text{für } n \text{ ungerade} \\ \coth^2\left(\frac{\beta}{4}\right) & \text{für } n \text{ gerade} \end{cases} \quad (4.13d)$$

$$\beta = \ln\left[\coth\left(\frac{\epsilon}{17,37}\right)\right] \quad (4.13e)$$

$$\gamma = \sinh\left(\frac{\beta}{2n}\right). \quad (4.13f)$$

### 4.3 Transformation des Tiefpass-Prototyps

Der normalisierte Tiefpass-Prototyp besitzt die Grenzfrequenz  $\Omega_c = \pm 1 \text{ rad/s}$  und eine auf  $1\Omega$  normierte Quell- und Lastimpedanz. Dieser Prototyp kann durch Transformationen in ein Tiefpass-, Hochpass-, Bandpass- und Bandstoppfilter mit beliebiger Grenzfrequenz, Bandbreite und Bezugsimpedanz gewandelt werden. In dieser Arbeit werden nur Bandpassfilter untersucht, weshalb im Folgenden nur die Tiefpass-Bandpass-Transformation beschrieben wird. Die Mittenfrequenz  $f_0$  und die Bandbreite  $B$  eines Bandpassfilters sind wie folgt, mit der unteren  $f_1$  und oberen  $f_2$  Grenzfrequenz des Durchlassbereichs, definiert

$$f_0 = \sqrt{f_1 f_2} \quad (4.14)$$

$$B = f_2 - f_1. \quad (4.15)$$

Die Bauelemente aus Abbildung 4.1 müssen sowohl in der Impedanz als auch in der Frequenz zur neuen Mittenfrequenz transformiert werden. Die Frequenztransformation erfolgt mit [HL01]

$$\Omega = \frac{1}{FBW} \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right), \quad (4.16)$$

mit dieser wird sowohl die Mittenfrequenz als auch die Bandgrenzen des Tiefpass-Prototyps auf die des Bandpassfilters transformiert. Hierbei ist  $FBW$  die relative Bandbreite (*Fractional BandWidth, FBW*)

$$FBW = \frac{B}{f_0} = \frac{f_1 f_2}{\sqrt{f_1 f_2}}, \quad (4.17)$$

die mit der Mittenfrequenz normiert ist [HL01]. Ferner wird eine Induktivität mit dem Wert  $g_k$  in eine Induktivität  $L_R$  und Kapazität  $C_R$  in Reihenschaltung transformiert, siehe Abbildung 4.3, die sich wie folgt berechnen lassen [HL01]

$$L_R = \left( \frac{\Omega_c}{FBW \omega_0} \right) Z_0 g_k \quad (4.18a)$$

$$C_R = \left( \frac{FBW}{\Omega_c \omega_0} \right) \frac{1}{Z_0 g_k}, \quad (4.18b)$$

wobei der Ausdruck in den Klammern die Frequenzverschiebung darstellt und der Ausdruck außerhalb der Klammer liegende Ausdruck die Impedanz transformiert. Die Transformation eines Kondensators resultiert in eine Parallelschaltung einer Induktivität  $L_P$  und Kapazität  $C_P$ , wie in Abbildung 4.3 dargestellt, mit folgenden Werten [HL01]

$$L_P = \left( \frac{FBW}{\Omega_c \omega_0} \right) \frac{Z_0}{g_k} \quad (4.19a)$$

$$C_P = \left( \frac{\Omega_c}{FBW \omega_0} \right) \frac{g_k}{Z_0}. \quad (4.19b)$$

Für die Quell- und Lastimpedanz beziehungsweise -admittanz wird aufgrund der Frequenzunabhängigkeit nur eine Impedanztransformation durchgeführt, mit

$$g'_k = g_k Z_0 \quad \text{für Impedanzen und } k = 0, n + 1 \quad (4.20a)$$

$$g'_k = \frac{g_k}{Z_0} \quad \text{für Admittanzen und } k = 0, n + 1. \quad (4.20b)$$

## 4.4 Impedanzinverter und Admittanzinverter

In Abbildung 4.4 ist ein Bandpassfilter der Ordnung  $n = 3$  dargestellt, welches durch die Tiefpass-Bandpass-Transformation des Tiefpass-Prototyps aus Abbildung 4.1 abgeleitet wurde. Durch die Komponententransformation besteht der Bandpassfilter aus Reihen-

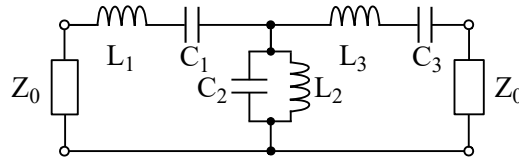


Abbildung 4.4: Ersatzschaltbild eines aus der Tiefpass-Bandpass-Transformation resultierenden Bandpassfilters dritter Ordnung.

und Parallelresonatoren. Die praktische Umsetzung eines solchen Filters ist sehr herausfordernd, da zwei verschiedene Resonatortypen verwendet werden müssen. Aus diesem Grund werden Impedanz- beziehungsweise Admittanzinverter angewandt, mit denen Bandpassfilter mit nur einem einzigen Resonatortyp realisiert werden können.

Die Eingangsadmittanz  $Y_{in}$  des Admittanzinverters ergibt sich aus der invertierten angeschlossenen Admittanz  $Y_L$ , die mit der charakteristischen Admittanz  $J$  des Inverters skaliert wird [HL01]

$$Y_{in} = \frac{J^2}{Y_L}. \quad (4.21)$$

Eine in Reihe geschaltete Induktivität im Tiefpass-Prototyp kann daher in ein Ersatzschaltbild, mit zwei Admittanzinvertoren und einer parallelen Kapazität dazwischen, umgewandelt werden. Analog verhält sich der Impedanzinverter  $K$ , wobei die am Inverter angeschlossene Impedanz  $Z_L$  auf der Eingangsseite als folgende Eingangsimpedanz  $Z_{in}$  gewandelt wird,

$$Z_{in} = \frac{K^2}{Z_L}. \quad (4.22)$$

Dadurch lässt sich eine Kapazität in Parallelschaltung in eine Induktivität in Reihenschaltung zwischen zwei Impedanzinvertoren konvertieren. Als Folge dessen können die Tiefpass-Prototypen aus Abbildung 4.1, durch die Verwendung von Impedanz- beziehungsweise Admittanzinvertoren, nur mit Kapazitäten in Parallelschaltung beziehungsweise mit Induktivitäten in Reihenschaltung umgewandelt werden. Werden diese Tiefpass-Prototypen von dem Tiefpass- in den Bandpassbereich transformiert, erhält man Bandpassfilter mit nur einem Resonatortyp, wie in den Abbildungen 4.5a und 4.5b für das Bandpassfilter aus Abbildung 4.4 aufgezeigt. Durch die Werte von  $J$  und  $K$  können die Admittanzen oder Impedanzen entsprechend angepasst werden.

Der ideale Inverter ist frequenzunabhängig und verschiebt die Phase um  $\pm 90^\circ$  oder um ein ungerades Vielfaches davon, was sich in der Praxis jedoch nicht umsetzen lässt [MYJ80]. Reelle Inverter sind frequenzabhängig und lassen sich nur näherungsweise mit einer limitierten Bandbreite realisieren, wodurch die Invertertheorie nur für schmalbandige Filter angewandt wird [HL01]. In Abbildung 4.6 sind verschiedene Realisierungsmöglichkeiten der Inverter, mit den entsprechenden charakteristischen Admittanzen beziehungsweise Impedanzen, dargestellt [HL01]. Ferner lassen sich Inverter mit

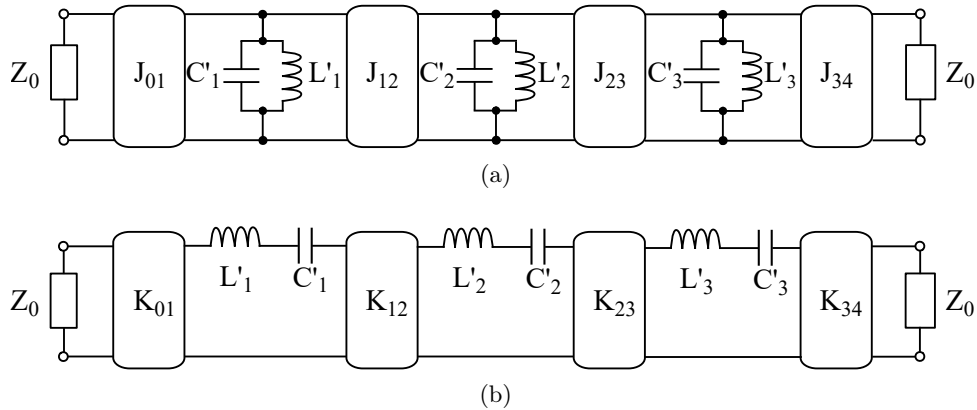


Abbildung 4.5: Ersatzschaltbild des Bandpassfilters aus Abbildung 4.4, mit (a) Admittanzinvertern gekoppelte Parallelresonatoren und (b) mit Impedanzinvertern gekoppelte Reihenresonatoren.

Übertragungsleitungen, deren elektrische Länge einem Viertel der Wellenlänge der Mittenfrequenz entspricht  $\Phi_{el} = \lambda/4$ , implementieren. Hierbei entspricht die charakteristische Impedanz des Inverters der Leitungsimpedanz  $Z_0$  der Übertragungsleitung. Diese Methode eignet sich aufgrund der starken Frequenzabhängigkeit nur für schmalbandige Filter. Des Weiteren ist eine Realisierung mit einer Kombination von Übertragungsleitungen und reaktiven Bauelementen möglich, wie in Abbildung 4.7 für Impedanzinverter demonstriert. Hierbei gilt [HL01]

$$K = Z_0 \tan \left| \frac{\Phi_{el}}{2} \right|, \quad (4.23a)$$

$$\Phi_{el} = -\tan^{-1} \frac{2X}{Z_0}, \quad (4.23b)$$

$$\left| \frac{X}{Z_0} \right| = \frac{K/Z_0}{1 - (K - Z_0)^2}, \quad (4.23c)$$

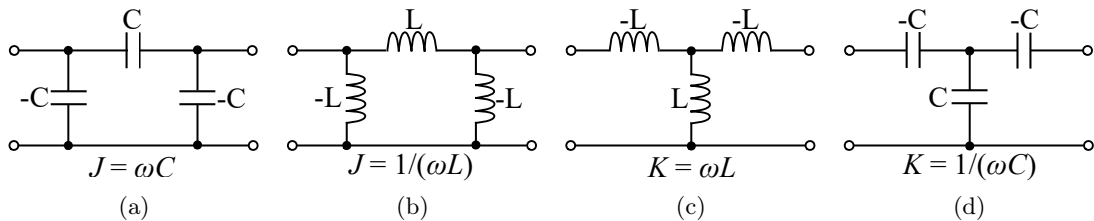


Abbildung 4.6: Verschiedene Realisierungsmöglichkeiten von Admittanz- und Impedanzinvertern. Die Netzwerke in (a) und (c) verursachen eine Phasenverschiebung von  $+90^\circ$ , wohingegen (b) und (d) die Phase um  $-90^\circ$  verschieben.



Abbildung 4.7: Realisierungen von Impedanzinvertoren mit Übertragungsleitungen und reaktiven Bauelementen.

wobei die positive oder negative elektrische Länge der Übertragungsleitung zu der benachbarten Übertragungsleitung addiert beziehungsweise subtrahiert werden kann.

## 4.5 Koppelmatrix

Das Konzept der Koppelmatrix wurde im Jahr 1971 von Atia und Williams vorgestellt [AW71], welches auf symmetrische Filter beschränkt ist. Durch die Einführung von frequenzunabhängigen Reaktanzen (*frequency invariant reactance*, FIR) können auch unsymmetrische Filter mit der Koppelmatrix realisiert werden. Bei der Filtersynthese kann die Koppelmatrix durch Ähnlichkeitstransformation in verschiedene Filtertopologien umgeformt werden, wodurch die Realisierung des Filters vereinfacht werden kann. Ferner kann jeder Eintrag in der Koppelmatrix einem physikalischen Element des Filters zugeordnet werden, was besonders bei der Abstimmung eines Filters von Vorteil ist. Hierfür wird die Koppelmatrix des Filters extrahiert und mit der Zielkoppelmatrix verglichen, wobei die Abweichungen durch das Einstellen der entsprechenden Kopplungen beziehungsweise Resonatoren ausgeglichen werden kann.

Im Folgenden wird zuerst die  $n \times n$  Koppelmatrix anhand des Ersatzschaltbildes aus Abbildung 4.8 hergeleitet, welche anschließend durch das Einfügen von zwei Invertoren für die Ein- und Auskopplung zur  $(n+2) \times (n+2)$  Koppelmatrix erweitert wird. Wendet man für das Ersatzschaltbild die Kirchhoffsche Maschenregel an, erhält man die Gleichungen [HL01]

$$e_g = (R_S + sL_1 + jX_1)i_1 + jK_{12}i_2 + jK_{13}i_3 + \dots + jK_{1n}i_n \quad (4.24a)$$

$$0 = jK_{12}i_1 + (sL_2 + jX_2)i_2 + jK_{23}i_3 + \dots + jK_{2n}i_n \quad (4.24b)$$

⋮

$$0 = jK_{1n}i_1 + jK_{2n}i_2 + jK_{3n}i_3 + \dots + (R_L + sL_n + jX_n)i_n. \quad (4.24c)$$

Als Nächstes wird das Ersatzschaltbild normalisiert, damit  $L_n = 1$  ist, wodurch die Gleichungen (4.24) in die Matrixform [CKM18]

$$v = [\mathbf{R} + j\mathbf{M} + s\mathbf{I}]i \quad (4.25)$$

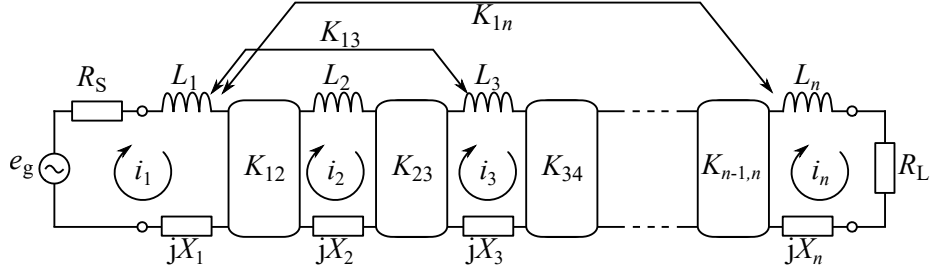


Abbildung 4.8: Ersatzschaltbild mit Impedanzinvertern für die Bestimmung der  $n \times n$  Koppelmatrix.

umgeformt werden kann. Hierbei beinhaltet  $\mathbf{R} = \text{diag}(R_S, 0, \dots, R_L)$  die Quell- und Lastimpedanz und  $\mathbf{I}$  ist eine  $n \times n$  Einheitsmatrix, wodurch gilt  $s\mathbf{I} = \text{diag}(s, s, \dots, s)$ . Die Matrix  $\mathbf{M}$  besteht aus den Eigenkopplungen auf der Hauptdiagonalen  $m_{i,i} = X_i$ , den Interresonator-Kopplungen mit  $m_{i,i+1} = m_{i+1,i} = K_{i,i+1}$  und den Querkopplungen

$$\mathbf{M}_{n \times n} = \begin{bmatrix} X_1 & K_{12} & K_{13} & \cdots & K_{1n} \\ K_{12} & X_2 & K_{23} & \cdots & K_{2n} \\ K_{13} & K_{23} & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & K_{n-1,n} \\ K_{1n} & K_{2n} & \cdots & K_{n-1,n} & X_n \end{bmatrix}. \quad (4.26)$$

Mit der  $n \times n$  Koppelmatrix können maximal  $n - 2$  Übertragungsnullstellen realisiert werden. Für kanonische Filter wird die  $(n + 2) \times (n + 2)$  Koppelmatrix verwendet, die im Folgenden hergeleitet wird. Die Impedanzmatrix  $[z'] = [\mathbf{R} + j\mathbf{M} + s\mathbf{I}]$  aus Gleichung (4.25) wird zunächst in ihren ohmschen und reaktiven Teil aufgetrennt,

$$[z'] = \mathbf{R} + [j\mathbf{M} + s\mathbf{I}] = \mathbf{R} + [z]. \quad (4.27)$$

Wie in Abschnitt 4.4 erläutert, kann eine Impedanz mit zwei Impedanzinvertern in eine Admittanz gewandelt werden. Dieses Prinzip wird für die Herleitung der  $(n + 2) \times (n + 2)$  Koppelmatrix angewandt.

Hierfür wird je ein Impedanzinverter zwischen der Quellimpedanz und dem ersten Resonator und zwischen der Lastimpedanz und dem letzten Resonator geschaltet. Dadurch lassen sich die Quell- und Lastimpedanzen normieren und eine direkte Kopplung zwischen der Quelle oder der Last und anderen Resonatoren, die Einkopplung beziehungsweise Auskopplung genannt werden, ist möglich. Hierdurch lassen sich vollständig kanonische Filter realisieren, da  $n$  Übertragungsnullstellen möglich sind. Für die Ein- und Auskopplung wird die  $n \times n$  Impedanzmatrix  $[z]$  zwischen den zwei Impedanzinvertern in die  $(n + 2) \times (n + 2)$  Admittanzmatrix  $[y] = \mathbf{G} + j\mathbf{M} + s\mathbf{I}$  umgeformt. Hierbei werden die Reihenresonatoren aus Abbildung 4.8 in Parallelresonatoren, mit der Kapazität  $C_i$  und der frequenzunabhängigen Suszeptanz  $B_i$ , gewandelt. Die Inverter auf dem

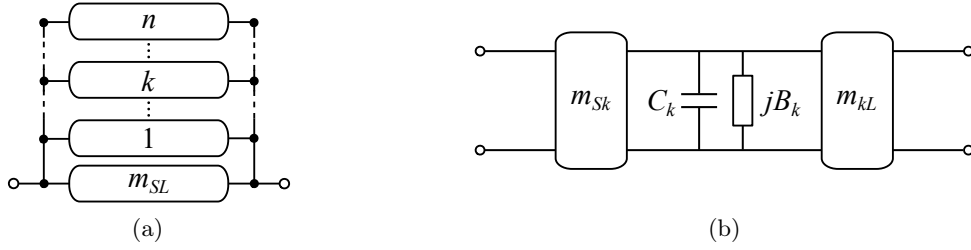


Abbildung 4.9: (a) Kanonisches und transversales Filternetzwerk mit  $n$  parallel geschalteten Tiefpassresonatoren und einer direkten Kopplung  $m_{SL}$  zwischen Quelle und Last [Cam03]. (b) Ersatzschaltbild des  $k$ -ten Tiefpassresonators.

Hauptpfad und für die Querkopplungen haben für beide Koppelmatrixtypen dieselben Werte, jedoch besitzt die  $(n+2) \times (n+2)$  je zwei Spalten und Zeilen mehr

$$\mathbf{M}_{(n+2) \times (n+2)} = \begin{bmatrix} 0 & m_{S1} & m_{S2} & \cdots & m_{Sn} & m_{SL} \\ m_{S1} & B_1 & 0 & \cdots & 0 & m_{1L} \\ m_{S2} & 0 & B_2 & \cdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ m_{Sn} & 0 & \cdots & \cdots & B_n & m_{nL} \\ m_{SL} & m_{1L} & \cdots & \cdots & m_{nL} & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.28)$$

Im Folgenden wird die Synthese der  $(n+2) \times (n+2)$  Koppelmatrix für eine kanonische transversale Filtertopologie nach [Cam03; CKM18] beschrieben, welche bereits in (4.28) gezeigt ist. Wie in Abbildung 4.9a dargestellt, besteht das Filternetzwerk aus  $n$  Tiefpassfiltersektionen in Parallelschaltung und einer direkten Kopplung zwischen der Quelle und der Last. Querkopplungen sind nicht vorhanden. Das Ersatzschaltbild der  $k$ -te Tiefpassfiltersektion ist in Abbildung 4.9b präsentiert, welches sich sowohl aus den Ein- und Auskopplungen  $m_{Sk}$  und  $m_{kL}$  als auch dem Parallelresonator, mit der Kapazität  $C_k$  und Suszeptanz  $B_k$ , zusammensetzt. Für die Koppelmatrixsynthese werden die Streuparameter mit den charakteristischen Filterpolynomen ausgedrückt und anschließend in eine  $ABCD$ -Matrix umgewandelt, mit

$$\mathbf{ABCD}_n = \frac{1}{jP(s)/\epsilon} \begin{bmatrix} A_n(s) & B_n(s) \\ C_n(s) & D_n(s) \end{bmatrix}. \quad (4.29)$$

Der Zusammenhang zwischen den charakteristischen Polynomen und den  $ABCD$ -Polynomen ist in [CKM18] gegeben. Die  $ABCD$ -Polynome werden wie folgt in  $y$ -Parameter umgewandelt, wobei für ein Zweitor mit normierter Quell- und Lastimpedanz

folgende Beziehungen gelten

$$y_{21} = \frac{-P(s)/\epsilon}{B(s)} \quad (4.30a)$$

$$y_{22} = \frac{A(s)}{B(s)}. \quad (4.30b)$$

Für die Admittanz-Matrix  $\mathbf{y}_n$  gilt [CKM18]

$$\mathbf{y}_n = \begin{bmatrix} y_{11}(s) & y_{12}(s) \\ y_{21}(s) & y_{22}(s) \end{bmatrix} = \frac{1}{y_d(s)} \begin{bmatrix} y_{11,n}(s) & y_{12,n}(s) \\ y_{21,n}(s) & y_{22,n}(s) \end{bmatrix} \quad (4.31a)$$

$$= j \begin{bmatrix} 0 & K_\infty \\ K_\infty & 0 \end{bmatrix} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{(s - j\lambda_k)} \begin{bmatrix} r_{11,k}(s) & r_{12,k}(s) \\ r_{21,k}(s) & r_{22,k}(s) \end{bmatrix} \quad (4.31b)$$

wobei  $y_d(s)$  ein Polynom  $n$ -ter Ordnung ist,  $\lambda_k$  die Eigenwerte und  $r_k$  die Residuen. Falls die Übertragungsnullstellen kleiner der Filterordnung ist, gilt  $K_\infty = 0$ .

Im nächsten Schritt wird zunächst die  $ABCD$ -Matrix des  $k$ -ten Tiefpassfilters aus Abbildung 4.9b ermittelt [CKM18]

$$\mathbf{ABCD}_k = - \begin{bmatrix} \frac{m_{Lk}}{m_{Sk}} & \frac{sC_k + jB_k}{m_{Lk}m_{Sk}} \\ 0 & \frac{m_{Sk}}{m_{Lk}} \end{bmatrix}, \quad (4.32)$$

welche anschließend in die  $y$ -Parameter-Matrix konvertiert wird

$$\mathbf{y}_k = \frac{1}{sC_k + jB_k} \begin{bmatrix} m_{Sk}^2 & m_{Sk}m_{Lk} \\ m_{Sk}m_{Lk} & m_{Lk}^2 \end{bmatrix}. \quad (4.33)$$

Für das vollständige Filternetzwerk aus Abbildung 4.9a wird die Summe der  $n$  Tiefpassfilter gebildet und mit der  $y$ -Parameter Matrix der direkten Kopplung zwischen der Quelle und Last addiert

$$\mathbf{y}_n = j \begin{bmatrix} 0 & m_{SL} \\ m_{SL} & 0 \end{bmatrix} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{sC_k + jB_k} \begin{bmatrix} m_{Sk}^2 & m_{Sk}m_{Lk} \\ m_{Sk}m_{Lk} & m_{Lk}^2 \end{bmatrix}. \quad (4.34)$$

Durch den Vergleich der Gleichungen (4.31) und (4.34) erhält man folgende Gleichungen für die Elemente des transversalen Filternetzwerks für  $k = 1, \dots, n$

$$C_k = 1 \quad (4.35a)$$

$$B_k = m_{kk} = -\lambda_k \quad (4.35b)$$

$$m_{Sk} = \frac{r_{21,k}}{\sqrt{r_{22,k}}} \quad (4.35c)$$

$$m_{Lk} = \sqrt{r_{22,k}} \quad (4.35d)$$

$$m_{SL} = K_\infty \quad (4.35e)$$

$$m_{ij} = 0 \quad \text{für } i \neq j \text{ und } i, j = 1, \dots, n. \quad (4.35f)$$



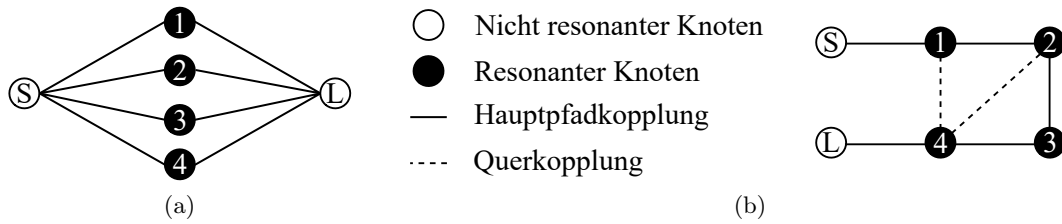


Abbildung 4.10: Grafische Darstellung von Filternetzwerken der vierten Ordnung in der (a) transversalen und (b) gefalteten Form.

Da keine Querkopplungen vorhanden sind ergibt sich die Gleichung (4.35f).

Die im obigen Abschnitt untersuchte transversale Filtertopologie ist nicht für den Entwurf eines reellen Filters geeignet, weshalb die Koppelmatrix durch Änderungstransformationen in eine andere Filtertopologie übergeführt wird. Kanonische Filtertopologien sind beispielsweise die gefaltete Form (engl. *folded form*) und die Radtopologie (engl. *wheel/arrow topology*), weitere bekannte Filtertopologien sind die Pfitzenmaier-, die Cul-de-Sac- und die Inlineform. Die Änderungstransformation erfolgt durch eine Rotation der Koppelmatrix mit einer Rotationsmatrix. Dieser Vorgang ist in einschlägiger Literatur, wie zum Beispiel in [CKM18; Hun01], detailliert beschrieben. Die Filternetzwerke der verschiedenen Filtertopologien lassen sich durch grafische Darstellung veranschaulichen, wie in Abbildung 4.10 beispielsweise für die transversale und gefaltete Form gezeigt.

Nach der Berechnung der Koppelmatrix folgt die Synthese des Filters, wozu die physikalischen Dimensionen der Resonatoren und Koppelemente benötigt werden. Hierfür wird in den folgenden Abschnitten die Interresonator-Kopplung, die Ein- und Auskopplung des Filters und die Dimensionierung der Resonatoren untersucht und mit der Koppelmatrix verknüpft.

## 4.6 Interresonator-Kopplung

Die Interresonator-Kopplung zwischen zwei Resonatoren kann in zwei Arten aufgeteilt werden: Der synchrone Fall, in dem beide Resonatoren identisch sind und der asynchrone Fall, mit zwei unterschiedlichen Resonatoren [HL01]. In dieser Arbeit werden nur synchrone Interresonator-Kopplungen analysiert, die mit elektrischen, magnetischen oder beiden Feldern gemischt realisiert werden können.

Die analytische Berechnung der Interresonator-Kopplung ist sehr herausfordernd, weshalb diese üblicherweise mit elektromagnetischen Vollwellensimulationen ermittelt wird. Für die magnetische Kopplung wird zuerst das Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.11a

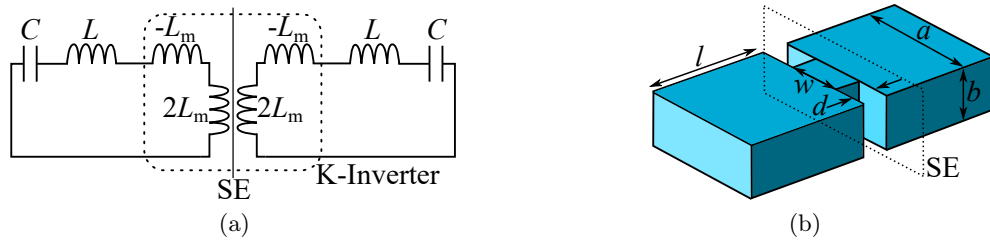


Abbildung 4.11: (a) Ersatzschaltbild von zwei identischen Resonatoren mit einer magnetischen Kopplung und der Symmetrieebene  $SE$ . (b) Äquivalentes Simulationsmodell mit zwei  $TE_{101}$ -Moden Resonatoren mit einer Blende als magnetisches Koppelement. Die blauen Vakuumblocke sind in PEC eingebettet.

betrachtet, welches aus zwei identischen Reihenresonatoren besteht, die mit einem Impedanzinverter, der die Form aus Abbildung 4.6c besitzt, miteinander gekoppelt sind. Aufgrund der Symmetrieebene  $SE$  wird die parallele Induktivität in zwei parallele Induktivitäten aufgeteilt, mit  $L = 2L_m$ . In Abbildung 4.11b ist ein Simulationsmodell mit zwei identischen Rechteckhohlleiterresonatoren, deren  $TE_{101}$ -Moden mittels einer Blende magnetisch gekoppelt sind. Für die Simulationen wird ein Eigenmode-Solver, in dieser Arbeit von CST Studio Suite, verwendet. Es werden zwei Fälle untersucht, bei der die Spiegelebene durch eine magnetische beziehungsweise elektrische Wand ersetzt wird. Dadurch wird nur ein einzelner Resonator untersucht, der entweder mit einem kurzgeschlossen beziehungsweise offenem Kreislauf abgeschlossen ist. Hierbei erhält man zwei unterschiedliche Resonanzfrequenzen  $f_e$  und  $f_m$ , mit denen sich die magnetische Interresonator-Kopplung berechnen lässt [HL01]

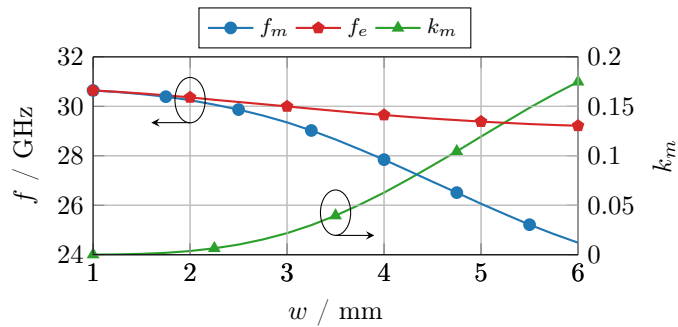


Abbildung 4.12: Simulationsergebnisse für die Resonanzfrequenzen  $f_e$  und  $f_m$  und die nach Gleichung (4.36) berechnete magnetische Kopplung  $k_m$ . Das Simulationsmodell aus Abbildung 4.11b wurde mit folgenden Dimensionen in mm verwendet:  $a = 7,112$ ,  $b = 3,556$ ,  $l = 6,7$  und  $d = 1,5$ .

$$k_m = \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2}. \quad (4.36)$$

Der entsprechende Koppelmatrixeintrag wird mit der *FBW* skaliert

$$m_{ij} = \frac{k_m}{FBW}. \quad (4.37)$$

Als Beispiel wurde die Interresonator-Kopplung anhand des Simulationsmodells aus Abbildung 4.11b bestimmt. Die Dimensionen und Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 zusammengefasst. Die Resonanzfrequenzen  $f_e$  und  $f_m$  wurden in Abhängigkeit der Koppelaperturbreite  $w$  simulativ ermittelt, anschließend wurde mit der Gleichung (4.36) die magnetische Kopplung berechnet. Analog kann auch die elektrische Kopplung  $k_e$  mit

$$k_e = \frac{f_m^2 - f_e^2}{f_e^2 + f_m^2}, \quad (4.38)$$

ermittelt werden, wobei  $f_e < f_m$  ist.

Alternativ kann die Kopplung durch eine Streuparametersimulationen ermittelt werden, hierfür müssen die Resonatoren schwach ein- und ausgekoppelt werden [HL01; CKM18]. Die zwei Resonanzen  $f_e$  und  $f_m$  werden anschließend mit dem Transmissionskoeffizienten bestimmt und die Kopplung, je nach Kopplungsart, mit (4.36) beziehungsweise (4.38) berechnet.

## 4.7 Externer Gütefaktor

Die Ein- und Auskopplung eines Resonators an die Quell- beziehungsweise Lastimpedanz wird mittels der externen Güte  $Q_e$  beschrieben, die umgekehrt proportional zur Kopplung ist. Das Ersatzschaltbild aus Abbildung 4.13a zeigt einen einfachen mit  $G$  belasteten Parallelresonator, mit der die externe Güte durch Simulationen beziehungsweise Messungen des Reflexionskoeffizienten  $S_{11}$ , mit [HL01]

$$Q_e = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\pm 90^\circ}} \quad (4.39)$$

bestimmt werden kann. Hierbei ist  $\Delta\omega_{\pm 90^\circ} = \omega_{+90^\circ} - \omega_{-90^\circ}$  die Bandbreite, in der sich die Phase von  $S_{11}$  um  $\omega_0$  um  $\pm 90^\circ$  gedreht hat.

Anhand des exemplarischen Hohlleiter-Simulationsmodells aus Abbildung 4.13b, dessen Dimensionen identisch mit denen aus Abbildung 4.12 sind, wird die externe Güte in Abhängigkeit der Aperturbreite  $w$ , mittels CST Studio Suite, untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.13c dargestellt.

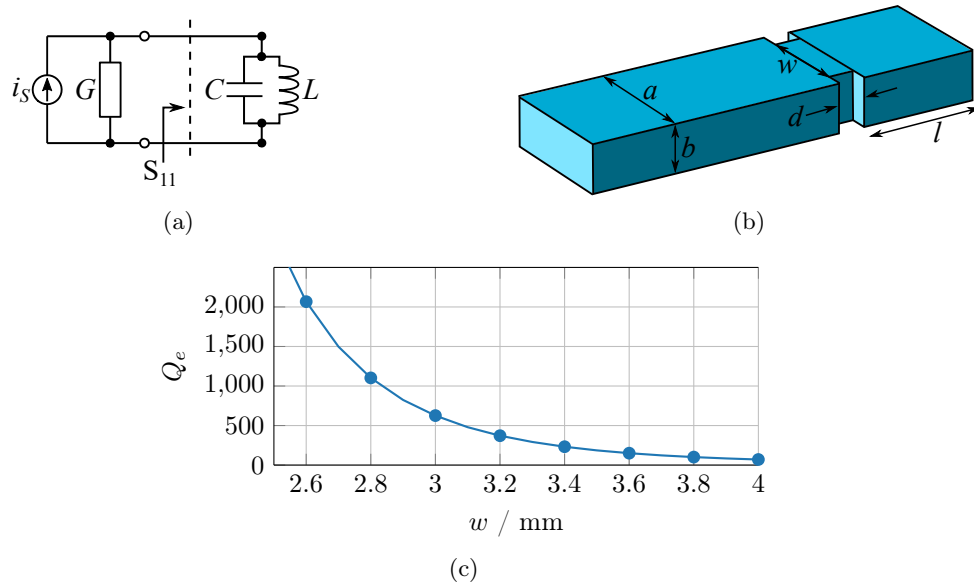


Abbildung 4.13: (a) Ersatzschaltbild eines einfach belasteten Resonators. (b) Exemplarisches Simulationsmodell eines TE<sub>101</sub>-Moden Resonators mit einer variablen Blende als Einkoppelement. (c) Die simulierte externe Güte über die Aperturbreite  $w$ . Dimensionen in mm:  $a = 7,112$ ,  $b = 3,556$ ,  $l = 6,7$  und  $d = 1,5$ .

Alternativ kann die externe Güte über die Gruppenlaufzeit  $\tau_{S_{11}}(\omega_0)$  des Reflexionskoeffizienten bei der Kreisresonanzfrequenz berechnet werden [HL01]

$$Q_e = \frac{\tau_{S_{11}}(\omega_0)\omega_0}{4}. \quad (4.40)$$

Der entsprechende Koppelmatrixeintrag ist wie folgt mit der externen Güte verknüpft

$$m_{ij} = \sqrt{\frac{1}{Q_e FBW}}. \quad (4.41)$$

## 4.8 Dimensionierung der Resonatoren

Durch die Kopplung der Resonatoren mit benachbarten Resonatoren beziehungsweise der Quelle/Last werden die Resonatoren belastet, wodurch eine Verschiebung der Resonanzfrequenz entsteht. Deswegen ist eine Anpassung der Dimensionen der Resonatoren notwendig, um den Effekt der Resonatorbelastung zu kompensieren. Dies wird im Folgenden, wie in [CKM18], anhand eines Hohlleiterfilters mit Halbwellenresonatoren und induktiven Blenden untersucht. Das Ersatzschaltbild der induktiven Blenden wird durch

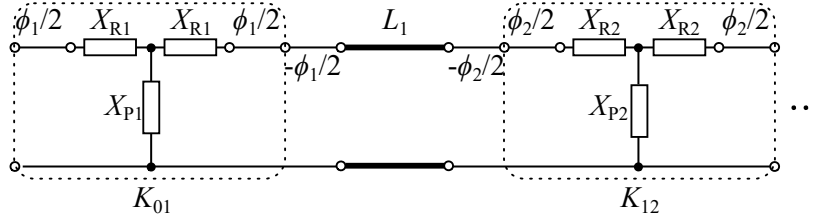


Abbildung 4.14: Teilersatzschaltbild eines magnetisch gekoppelten Hohlleiterfilters mit Impedanzinvertern.

ein Impedanzinvertermodell, wie in Abbildung 4.14 dargestellt, abgebildet, welches aus einer parallelen Induktivität  $X_P$ , zwei in Reihe geschalteten Induktivitäten  $X_R$  und zwei Abschnitten, mit je einer elektrischen Länge von  $\Phi/2$ , besteht. Der Resonator wird als RWG-Übertragungsleitung mit der Länge  $L$  angenommen, an dessen beiden Enden eine künstliche Übertragungsleitung mit den elektrischen Längen  $-\Phi_i/2$  und  $-\Phi_{i+1}/2$  angeschlossen sind, welche die Belastung des Resonators durch die Kopplungen repräsentiert.  $X_R$  und  $X_P$  werden mit den simulierten Streuparametern der Blende, mit [CKM18]

$$j \frac{X_R}{Z_0} = \frac{1 - S_{12} + S_{11}}{1 - S_{11} + S_{12}} \quad (4.42a)$$

$$j \frac{X_P}{Z_0} = \frac{2S_{12}}{(1 - S_{11})^2 - S_{12}^2}, \quad (4.42b)$$

berechnet. Anschließend werden die Werte für die Impedanzinverter und die elektrische Länge mit [CKM18]

$$\frac{K}{Z_0} = \left| \tan \left( \frac{\Phi}{2} + \arctan \frac{X_R}{Z_0} \right) \right| \quad (4.43a)$$

$$\Phi = -\arctan \left( \frac{2X_P}{Z_0} + \frac{X_R}{Z_0} \right) - \arctan \frac{X_R}{Z_0}, \quad (4.43b)$$

ermittelt. Der Breite der Blende  $w$  wird in den Simulationen variiert, bis der erforderlichen Koppelfaktoren erzielt wurden. Anschließend werden die kompensierten Längen der Resonatoren mit

$$l_r = \frac{\lambda}{2\pi} \left[ \pi + \frac{1}{2} (\Phi_r + \Phi_{r+1}) \right], \quad \text{mit } r = 1, \dots, n \quad (4.44)$$

berechnet, wobei  $\Phi_r$  und  $\Phi_{r+1}$  die elektrischen Längen der induktiven Blenden sind, mit denen der  $r$ -te Resonator gekoppelt wird.

## 4.9 Abstimmbare Mittenfrequenz

Die Abstimmung der Mittenfrequenz eines Filters erfolgt generell durch die Verwendung von abstimmbaren Resonatoren. Die Mittenfrequenz des Filters wird durch die

Einstellungen der Resonanzfrequenzen der einzelnen Resonatoren abgestimmt. Die Resonanzfrequenz eines Leitungsresonators kann mit verschiedenen Technologien eingestellt werden. Diese Technologien lassen sich in zwei Klassen aufteilen, das geometrische Abstimmen und das Abstimmen mit Hilfe von funktionaler Materialien. Ersteres erfolgt durch Veränderung der Geometrie des Resonators beziehungsweise der reaktiven Bauteile des Resonators. Hierfür können Mikro-Elektro-Mechanische-Systeme (MEMS) [Per+14; Reb+09; YM06; Fou+13; SAE11; HFM11; Oce+06; ER10], Halbleiter-Varaktoren [BR00; HR82; Sir+12; Jos+09a; AP08; Sun+19], mechanisches Abstimmen [APZ14; YYK12; MMC15; Yu+14; WB02] und piezoelektrische Aktuatoren [HM09; YC02; Fur+05; Alf+05; Jos+07] angewandt werden. Alternativ werden funktionale Materialien mit veränderlicher Permittivität beziehungsweise Permeabilität für abstimmbare Resonatoren eingesetzt. Hierzu gehören ferrimagnetische Materialien [Yan+13; KAD06; CD85; OMO87], ferroelektrische Materialien [LM16; Sch+19; Zhe+11; Wan+11; Nat+05] und Flüssigkristalle [Fra+14; Li+16; Tor+13; YM12; Kam+22; Pol+18; Pra+15].

In dieser Arbeit werden die in Kapitel 2 eingeführten Flüssigkristalle für den Entwurf von abstimmbaren Resonatoren verwendet. Das Prinzip wird im Folgenden exemplarisch anhand eines mit Flüssigkristallen gefüllten Hohlleiterresonators dargestellt. Hierfür wird ein Hohlleiterstück an beiden Enden kurzgeschlossen, wobei der Abstand der Enden die Länge des Resonator  $l_r$  definiert. Die Resonanzfrequenz der  $TE_{101}$ -Mode

$$f_{101} = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_r}\right)^2} \quad (4.45)$$

ist sowohl von der Geometrie des Resonators  $a$  und  $l_r$ , siehe Abbildung 4.13b, als auch der Permittivität der Flüssigkristalle abhängig, unter der Annahme  $\mu_r = 1$ . Für eine gegebene Resonatorgeometrie wird die Resonanzfrequenz nur über die Ausrichtung der Flüssigkristallmoleküle und der damit einhergehenden Permittivitätsänderung eingestellt. Jedoch ist ein vollständig mit Flüssigkristall gefüllter Resonator, aufgrund der fließenden Eigenschaften, nicht realisierbar. In der Praxis wird der Flüssigkristall in einer dielektrischen Kavität eingeschlossen, wodurch die relative Permittivität der Resonators der effektiven relativen Permittivität des Flüssigkristalls und dessen Kavität entspricht. Die Abstimbarkeit der Mittenfrequenz  $\tau_{f_0}$  ist wie folgt definiert

$$\tau_{f_0} = \frac{f_{0,max} - f_{0,min}}{f_{0,max}}, \quad (4.46)$$

wobei  $f_{0,max}$  die maximale und  $f_{0,min}$  die minimale Mittenfrequenz ist.

## 4.10 Abstimmbare Bandbreite

Ein Filter mit abstimmbarer Bandbreite kann mit verschiedenen Methoden und Technologien realisiert werden, wobei diese von der Wellenleitertopologie abhängig sind. Für

planare Wellenleiter werden verschiedene Technologien verwendet. In [LP05; MH12] wird die Bandbreite durch das An- und Abschalten von Stichleitungen mittels pin-Dioden (*positive intrinsic negative diode*) zwischen diskreten Werten eingestellt. Ferner werden Varaktoren eingesetzt, mit denen die Interresonator-Kopplungen und die Ein- und Auskopplungen, durch die Veränderung der Kapazität des Varaktors, kontinuierlich eingestellt werden. Hierfür können sowohl auf Halbleiter basierte Varaktoren [San+05; Zah+11; Ser+12; CJL13] als auch ferroelektrische Varaktoren [Sch+19; Sch+20] verwendet werden. Alternativ werden MEMS-Varaktoren eingesetzt [HMP11; Zah+11], wobei die Kapazität durch die mechanische Veränderung der Geometrie angepasst wird.

Die Bandbreite von nicht planaren Filtern wird üblicherweise mechanisch abgestimmt. In [YYK12] wird die Bandbreite abgestimmt, indem ein Pseudo-Hochpassfilter und ein Pseudo-Tiefpassfilter, die beide eine abstimmbare Grenzfrequenz haben, miteinander verschaltet werden. Die Abstimmung erfolgt durch die Veränderung der Resonatorgeometrien mittels eines Schrittmotors. Des Weiteren kann die Bandbreite durch die Einstellung der Koppelblendenbreite abgestimmt werden, hierfür werden in [LNL19] piezoelektrische Aktuatoren verwendet. In [APZ14; Arn17] wurde ein abstimmbares Hohlleiterfilter präsentiert, welches aus Hauptresonatoren und Koppelresonatoren, die nicht bei Resonanz betrieben werden, besteht. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die verschiedenen Resonatoren, somit auch die Mittenfrequenz und Bandbreite, mit derselben Technologie abgestimmt werden. Hierfür wurden die entsprechenden Resonanzfrequenzen mittels Schrittmotoren und Metallplatten mechanisch eingestellt. Dieses Konzept wurde in Rahmen dieser Arbeit in Kooperation mit dem Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel für den Entwurf und die Realisierung des ersten in der Mittenfrequenz und Bandbreite abstimmbares Flüssigkristall-Bandpassfilter verwendet [Kam+22] und wird im Folgenden ausführlicher beschrieben.

Die Grundlage dieses Konzepts ist, dass jeder einzelne Inverter durch eine äquivalente Schaltung, bestehend aus einem Koppelresonator und zwei Invertern, ersetzt wird. In der Praxis werden die nicht bei Resonanz betriebenen Koppelresonatoren (*non-resonating node*) unter anderem für die Vereinfachung des Filterentwurfs, die Realisierungen von Übertragungsnullstellen und Extracted Pole Filtern eingesetzt [ARB04; GG15; MOT12; She+09; CKM18]. Durch das Einfügen von Flüssigkristallen in den Koppelresonator wird ein einstellbarer Inverter generiert, mit dem sich sowohl die Ein- und Auskopplung als auch die Interresonator-Kopplung verändern lässt. Dadurch kann die Bandbreite des Filters eingestellt werden.

In Abbildung 4.15 ist ein mit zwei induktiven Blenden gekoppelter Hohlleiterresonator und dessen Ersatzschaltbild, bestehend aus zwei Impedanzinvertern  $K_1$ ,  $K_2$  und der Leitungsphase  $\varphi_0$ , präsentiert. Diese Inverter werden in zwei Inverter mit den vorgestellten Koppelresonatoren dazwischen aufgeteilt. Ferner wird die Resonatorlänge des Hauptresonators, wie in Abschnitt 4.8 beschrieben, mit den Leitungsphasen  $\varphi_{11}$ ,  $\varphi_{12}$  komprimiert. Im Folgenden wird die in Abbildung 4.16 dargestellte Struktur, wie in [Arn17] beschrieben, hergeleitet.

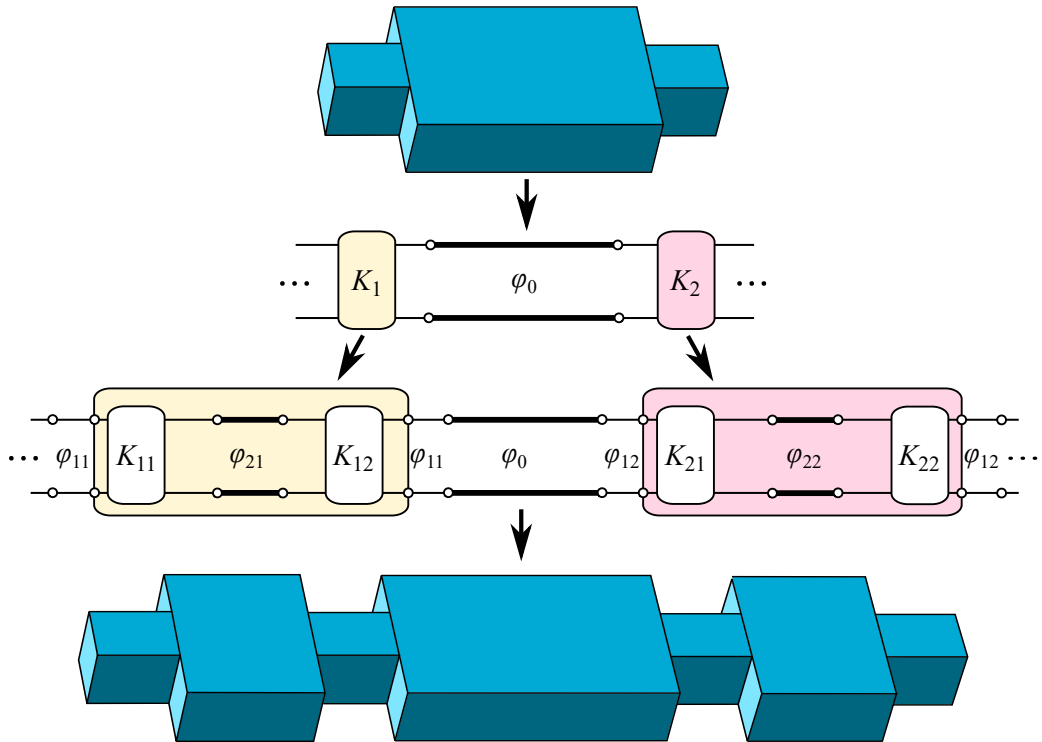


Abbildung 4.15: Darstellung der Kopplung eines Hohlleiterresonators mit Koppelblenden (oben) und mit Koppelresonatoren und Koppelblenden (unten) [Arn17].

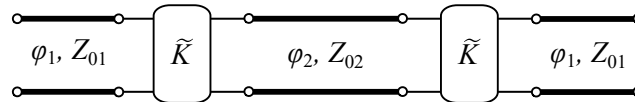


Abbildung 4.16: Ersatzschaltbild eines Koppelresonators mit zwei Impedanzinvertiern [Arn17].

Zuerst wird die ABCD-Matrix der gesamten Struktur durch die Multiplikation der ABCD-Matrizen der einzelnen Elemente berechnet und anschließend mit der ABCD-Matrix eines einzelnen Impedanzinverters,

$$ABCD_K = \begin{bmatrix} 0 & -jK \\ \frac{1}{jK} & 0 \end{bmatrix}, \quad (4.47)$$

gleichgesetzt. Die ABCD-Matrix eines Leitungsstücks ist mit der Wellenimpedanz  $Z_0$



und der elektrischen Länge  $\varphi_0$  definiert

$$\mathbf{ABCD}_{l_n} = \begin{bmatrix} \cos \varphi_n & jZ_{0n} \sin \varphi_n \\ j \frac{\sin \varphi_n}{Z_{0n}} & \cos \varphi_n \end{bmatrix}. \quad (4.48)$$

Die ABCD-Matrix der gesamten Struktur lässt sich wie folgt berechnen

$$\begin{aligned} \mathbf{ABCD}_S &= \mathbf{ABCD}_{l_1} \times \mathbf{ABCD}_{\tilde{K}} \times \mathbf{ABCD}_{l_2} \times \mathbf{ABCD}_{\tilde{K}} \times \mathbf{ABCD}_{l_1} \\ &= \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{jB \cos \varphi_1}{\tilde{K}} + \frac{C\tilde{K} \sin \varphi_1}{Z_{01}} & -jC\tilde{K} \cos \varphi_1 - \frac{BZ_{01} \sin \varphi_1}{\tilde{K}} \\ -\frac{jD \cos \varphi_1}{\tilde{K}} - \frac{A\tilde{K} \sin \varphi_1}{Z_{01}} & jA\tilde{K} \cos \varphi_1 + \frac{DZ_{01} \sin \varphi_1}{\tilde{K}} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4.49)$$

mit

$$\begin{aligned} A &= \frac{j \cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\tilde{K}} - \frac{j\tilde{K} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2}{Z_{01}Z_{02}} \\ B &= j\tilde{K} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{jZ_{01}Z_{02} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2}{\tilde{K}} \\ C &= \frac{Z_{01} \sin \varphi_1 \cos \varphi_2}{\tilde{K}} + \frac{\tilde{K} \cos \varphi_1 \sin \varphi_2}{Z_{02}} \\ D &= \frac{\tilde{K} \sin \varphi_1 \cos \varphi_2}{Z_{01}} + \frac{Z_{02} \cos \varphi_1 \sin \varphi_2}{\tilde{K}}. \end{aligned} \quad (4.50)$$

Hierbei ist  $\tilde{K}$  der aufgeteilte Impedanzinverter. Aufgrund der Symmetrie und der Reziprozität der Schaltung gilt  $c_{11} = c_{22}$  und  $c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21} = 1$  [Poz11]. Durch das Gleichsetzen von  $\mathbf{ABCD}_S = \mathbf{ABCD}_K$ , folgt für  $c_{11} = c_{22} = 0$  und  $c_{12} = -1/c_{21}$ . Somit erhält man das folgende nicht lineare Gleichungssystem

$$c_{11} = 0 \quad (4.51a)$$

$$c_{12} = jK. \quad (4.51b)$$

Die Leitungsphase  $\varphi_1$  erhält man durch das Auflösen der Gleichung (4.51a). Anschließend wird  $\varphi_1$  in die Gleichung (4.51b) eingesetzt und nach  $\tilde{K}$  aufgelöst. Somit erhält man den Inverterwert der aufgeteilten Impedanzinverter in Abhängigkeit vom einzelnen Inverter  $K$ . Für einen einstellbaren Impedanzinverter ist  $K$  variabel und wird für einen Ziel-Inverterwert  $K'$  nur durch Änderung der Leitungsphasen zu  $\varphi'_1$  und  $\varphi'_2$  eingestellt, somit bleiben die aufgeteilten Impedanzinverter  $\tilde{K}$  konstant. Zuerst wird die elektrische Länge des Koppelresonators für den neuen Inverterwert  $K'$  bestimmt, indem die Gleichung  $c_{12} = jK'$  nach  $\varphi_2$  aufgelöst wird. Anschließend muss die Leitungsphase des benachbarten Hauptresonators  $\varphi_1$  neu bestimmt werden, hierfür wird zunächst in  $c_{11}$

$K'$  und  $\varphi_2$  eingesetzt und anschließend wird  $c'_{11}$  erneut nach  $\varphi_1$  aufgelöst. Die expliziten Ausdrücke für  $\tilde{K}$ ,  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  sind in [Arn17] zusammengefasst. Die Abstimmbarkeit der Bandbreite wurde in dieser Arbeit, analog zur Abstimmbarkeit der Mittenfrequenz, mit

$$\tau_B = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_{max}} \quad (4.52)$$

definiert, wobei  $B_{max}$  die maximale und  $B_{min}$  die minimale Bandbreite ist.

## 5 Abstimmbare Flüssigkristall-Filtertopologien

In diesem Kapitel werden abstimmbare Flüssigkristallfilter in den vorgestellten Wellenleitertopologien aus Kapitel 3, abgesehen vom SIW, und den Entwurfskonzepten aus Kapitel 4 entworfen, anschließend realisiert und messtechnisch charakterisiert. Um die Kompaktheit und Systemintegrierbarkeit von planaren Wellenleitertopologien im Vergleich zu voluminösen Wellenleitertopologien zu verdeutlichen, war ursprünglich die Realisierung eines planaren SIW-Filter basierend auf LC-steuerbaren Dual-Moden-Resonatoren geplant. Bei der externen Fertigung kam es jedoch zu langen Verzögerungen und Umsetzungsproblemen, wodurch die Realisierung und Charakterisierung innerhalb dieser Promotion zeitlich nicht möglich war. In Abschnitt 5.1 ein in der Mittenfrequenz-abstimmbares NRD-Filter bei 60 GHz präsentiert, gefolgt von Bandbreiten- und Mittenfrequenz-abstimmbaren Filtern bei 30 GHz, in Abschnitt 5.2 mit einem rechteckigen Hohlleiter und abschließend in Abschnitt 5.3 in der GGW-Wellenleiteropologie.

In Abschnitt 5.1.1 wird der NRD-Wellenleiter und ein WR15 zu NRD-Übergang entworfen. Mit diesem werden in Abschnitt 5.1.2 die Koppelemente und die abstimmbaren LC-Resonatoren untersucht. Anschließend folgt der Filterentwurf eines abstimmbaren Tschebyscheff-Bandpassfilters dritter Ordnung in Abschnitt 5.1.3. Für die rein elektrische LC-Ansteuerung wird in Abschnitt 5.1.4 der Entwurf der Elektrodenanordnung, mit der die LC-Moleküle zwischen der orthogonalen und parallelen Ausrichtung zum HF-Feld orientiert werden können, vorgestellt. Abschnitt 5.1.5 beschreibt die Herstellung und die Charakterisierung des Filters. Das Hohlleiterfilter wird in Abschnitt 5.2 beschrieben, wobei zuerst in Abschnitt 5.2.1 der Filterentwurf mit abstimmbaren Haupt- und Koppelresonatoren nach Kapitel 4 gezeigt wird. Im nächsten Schritt wird in Abschnitt 5.2.2 ein neuartiges dreilagiges Elektrodenkonzept vorgestellt, welches die Integration in den Hohlleiter vereinfacht. In Abschnitt 5.2.3 wird das Filter realisiert und anschließend charakterisiert. Abschließend wird in Abschnitt 5.3 ein GGW-Filter vorgestellt. Zunächst wird in Abschnitt 5.3.1 der GGW und ein darauf aufbauender, abstimmbarer LC-Resonator entworfen. Anschließend erfolgt in Abschnitt 5.3.2 die Filtersynthese analog zum Hohlleiterfilter bei 30 GHz. Für die Ansteuerung wird im Gegensatz zu den obigen Filtern die in Abschnitt 2.5 vorgestellte hybride Ansteuerung mittels elektro- und magnetostatischen Feldern angewandt und in Abschnitt 5.3.3 für

das GGW-Filter demonstriert. Abschließend wird in Abschnitt 5.3.4 die Herstellung und die messtechnische Charakterisierung zusammengefasst.

## 5.1 Mittenfrequenz-abstimmbares NRD-Filter

Durch seine nicht-abstrahlende Charakteristik, auch bei Biegungen und Diskontinuitäten, ist der NRD-Wellenleiter im Kontrast zu anderen dielektrischen Wellenleitern für die Realisierung von Hochfrequenzfiltern geeignet. In der Literatur finden sich eine Vielzahl von nicht-abstimmbaren Bandpassfiltern [YKN84; JM98] und Bandstopppfiltern [MC87].

Im Folgenden wird ein Mittenfrequenz-abstimmbares NRD-Bandpassfilter [Pol+18] bei 60 GHz entworfen, anschließend realisiert und charakterisiert. Hierfür wird der NRD-Wellenleiter gemäß den Designregeln aus Abschnitt 3.3 für 60 GHz konzipiert. Ebenso wird ein Rechteckhohlleiter zu NRD-Übergang, welcher für die Charakterisierung benötigt wird, vorgestellt. Hierauf folgt die Filtersynthese eines drei-poligen Flüssigkristall-Bandpassfilters. Für die kontinuierliche, rein elektrische Ansteuerung der LC-Resonatoren wird eine Elektrodenanordnung entworfen. Nach der Fertigung und des Zusammenbaus wird das Filter messtechnisch charakterisiert.

### 5.1.1 Entwurf des NRD-Wellenleiters

Der NRD-Wellenleiter wird mit dem speziellen Polystyrolkunststoff Rexolite 1422 als Dielektrikum entworfen, da dieser sehr gute elektrische Eigenschaften hat, mit  $\epsilon_r = 2,53$  und  $\tan \delta = 6,6 \times 10^{-4}$  bei 10 GHz [C-L15] und diese im Millimeterwellenbereich nahezu konstant sind [FB97; BP21]. Ferner lässt sich das Material sehr präzise zerspanen und ist weltraumtauglich [Ree20].

Um die nicht-abstrahlende Charakteristik und den Einzelmoden-Betrieb des NRD-Wellenleiters bei 60 GHz zu garantieren, werden die Dimensionen  $a$  und  $b$  so gewählt, dass sich der NRD-Wellenleiter im Designbereich, siehe Abbildung 3.5b, befindet. Hierbei ist zu beachten, dass durch das Einbinden von Flüssigkristall in den NRD-Wellenleiter, sich die effektive Permittivität, je nach LC-Ausrichtung, ändert. Mit  $a = 2,3 \text{ mm}$  und  $b = 1,9 \text{ mm}$  befindet sich der NRD-Wellenleiter unabhängig von der LC-Ausrichtung im erwünschten Designbereich. Die Simulationsergebnisse der Streuparameter für eine Länge von 25 mm sind in Abbildung 5.1 präsentiert, wobei für die Metallplatten Messing verwendet wird. Im gesamten Frequenzbereich von 55 GHz bis 65 GHz ist die Vorwärts-Transmission ( $|S_{21}|$ ) besser als  $-0,5 \text{ dB}$  und die Eingangsreflexion ( $|S_{11}|$ ) ist unterhalb von  $-40 \text{ dB}$ .

Für die Messung einer NRD-Komponente muss die LSM<sub>01</sub>-Mode angeregt werden. Hierfür wird in dieser Arbeit, wie in [MCL85], die TE<sub>10</sub>-Mode eines Rechteckhohlleiters

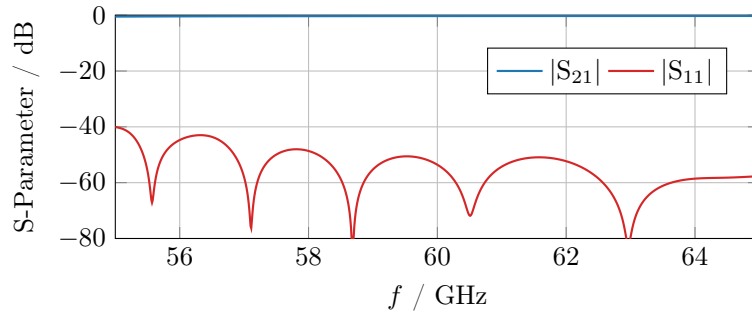


Abbildung 5.1: Simulationsergebnisse eines 25 mm langen NRD-Wellenleiters mit Rexolite als Dielektrikum für  $a = 2,3$  mm und  $b = 1,9$  mm.

verwendet, da beide Moden ein ähnliches elektrisches Feldlinienbild haben. Alternativ kann für die Anregung ein Koaxialkabel [KNO09] oder ein Mikrostreifenleitung zu NRD-Übergang angewandt werden [TW00].

Um sowohl eine Modenanpassung als auch eine Impedananzanpassung zu erzielen, besteht der Übergang aus zwei Abschnitten, siehe Abbildung 5.2. Durch das Einführen von Rexolite in den Rechteckhohlleiter verschiebt sich die Grenzfrequenz des Rechteckhohllei-

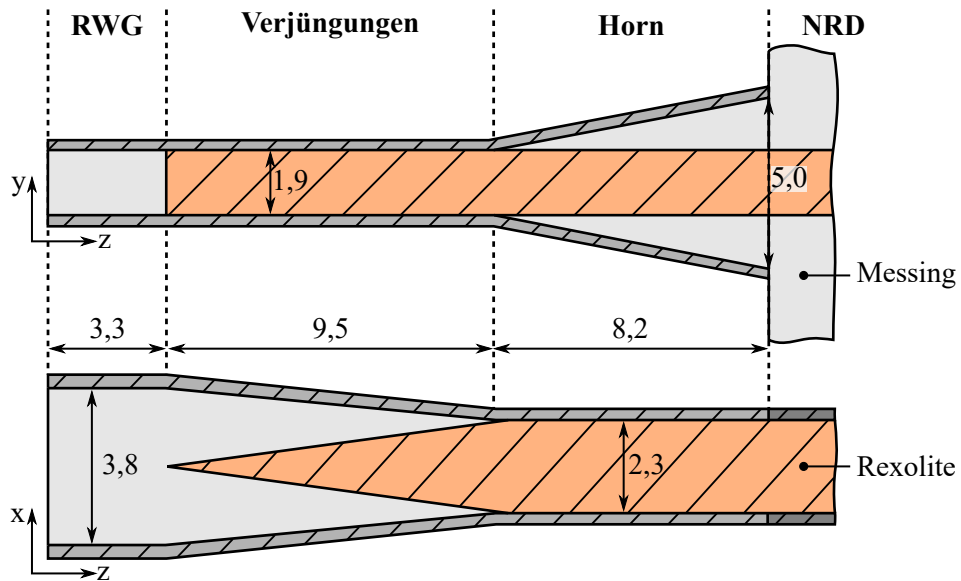


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des entworfenen Rechteckhohlleiter zu NRD-Übergangs. Durch die Verjüngungen in der  $xz$ -Ebene und des Horns in der  $yz$ -Ebene wird sowohl eine Impedananzanpassung als auch eine Modenanpassung erreicht. Alle Dimensionen sind in mm angegeben.

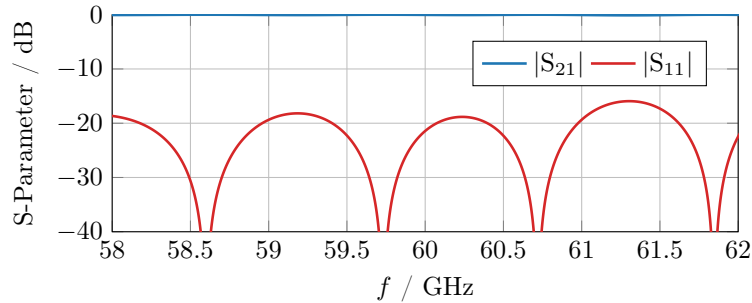


Abbildung 5.3: Simulationsergebnisse eines 25 mm langen NRDs aus Abbildung 5.1 zwischen zwei Rechteckhohlleiter zu NRD-Übergängen.

ters, weshalb dieser verjüngt wird, um die Ausbreitung höherer Moden zu unterbinden. Außerdem wird auch das Rexolite-Ende verjüngt, wodurch die Impedanzanpassung verbessert wird. Beide Verjüngungen sind in der  $xz$ -Ebene und 9,5 mm lang. Anschließend wird ein Horn durch das Aufweiten des Rechteckhohlleiter in der  $yz$ -Ebene entworfen, um sowohl die Modenanpassung als auch die Impedanzanpassung zu verbessern. Die Dimensionen sind in Abbildung 5.2 zusammengefasst und wurden mit CST Studio Suite sowohl auf die Rückflussdämpfung als auch die Einfügeverluste bei 60 GHz optimiert. Die Simulationsergebnisse der Streuparameter sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Im Frequenzbereich von 58 GHz bis 62 GHz ist  $|S_{11}| \leq -15$  dB und  $|S_{21}| \geq -0.33$  dB. Ein praktischer Vorteil dieses Überganges ist, dass die Ausrichtung des Rexolite-Einsatzes durch das Einfügen in den Übergang ideal ist und somit keine Ausrichtungsstifte benötigt werden. Eine detaillierte Untersuchung von Rechteckhohlleiter zu NRD Übergängen ist in [Jed99] gegeben.

### 5.1.2 Koppellemente und Resonatoren

Im Gegensatz zu anderen dielektrischen Wellenleitern, verursachen Diskontinuitäten im NRD keine Abstrahlverluste, weshalb die Realisierung von NRD-Koppelementen möglich ist. Hierfür können wie in [YKN84] die Kopplungen sowohl mit einem Luftspalt im Dielektrikum als auch durch dünne dielektrische Streifen, die sich unter der Grenzfrequenz befinden, realisiert werden. Ferner können Koppelstrukturen durch runde beziehungsweise rechteckige Löcher im Dielektrikum entworfen werden [OM87]. Alternativ kann im Dielektrikum eine metallische Blende eingefügt werden [Hua+94], wodurch die Koppelstruktur sehr kompakt wird, allerdings wird die Fertigung deutlich aufwendiger und komplexer.

In dieser Arbeit werden dünne dielektrische Streifen als Koppelemente untersucht, da sie relativ einfach gefertigt werden können. Ferner werden die im Folgenden vorgestellten Resonatoren durch die Koppelstruktur in Position gehalten, weshalb nur der obige

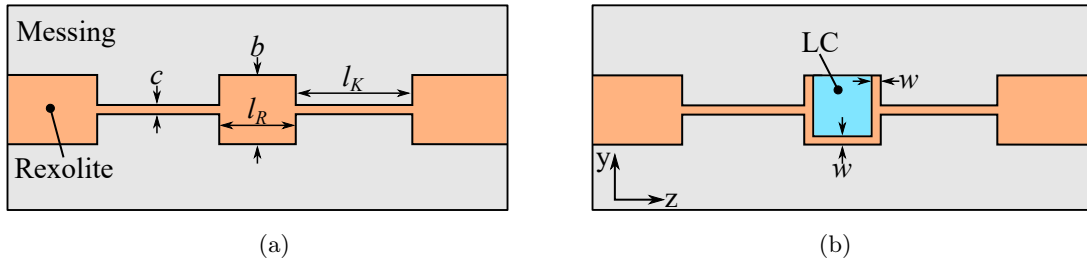


Abbildung 5.4: Querschnitt eines (a) quaderförmigen NRD-Resonators mit dünnen dielektrischen Streifen als Koppelemente und (b) abstimmbaren LC-gefüllten Resonators.

Rechteckhohlleiter zu NRD-Übergang für die Ausrichtung benötigt wird.

NRD-Resonatoren können in verschiedenartigen Geometrien implementiert werden, die gängigsten sind Quader-, Zylinder- und Ringresonatoren [Fre+93; Jed99]. In dieser Arbeit werden nur Quader-Resonatoren untersucht. In Abbildung 5.4a ist der Querschnitt eines Resonators dargestellt. Um das Design zu vereinfachen, hat der Resonator dieselbe Höhe  $a$  und Breite  $b$  wie der NRD. Ferner wird im Folgenden die Breite  $c$  der Koppelstruktur auf 0,25 mm festgelegt, da für schmalere Streifen die Strukturen instabil werden. Somit lassen sich die Resonanzfrequenz und die Kopplung nur über die Längen  $l_R$  beziehungsweise  $l_K$  einstellen.

Für die Abstimbarkeit der Resonanzfrequenz wird Flüssigkristall in den Resonator gefüllt, wie in Abbildung 5.4b dargestellt. Um den Entwurf einfach zu halten, wird die Kavität auf einer Seite offen gelassen, wodurch das Rexolite inklusive der LC-Kavitäten aus einem Stück gefertigt werden kann. Ferner ist die Wandstärke  $w$  der Kavität auf allen Seiten identisch und somit der einzige Parameter, der die Größe der LC-Kavität und auch die Abstimbarkeit des Resonators definiert. Da in der Praxis der Verlustwinkel des Flüssigkristalls üblicherweise größer als die der Rexolite-Kavität ist, fällt der Gütefaktor mit steigender LC-Kavitätsgröße. Für die Wahl der Wandstärke wurde der Resonator aus Abbildung 5.4 untersucht. Die resultierende Abstimbarkeit und Gütefaktoren sind in Abbildung 5.5 für die LC-Mischung GT3-23001 zusammengefasst. Um eine möglichst hohe Abstimbarkeit von  $> 3\%$  zu erreichen und gleichzeitig die Stabilität und Realisierbarkeit der Kavität zu gewährleisten, wurde  $w = 0,2\text{ mm}$  gewählt. Der Gütefaktor befindet sich hierbei in Abhängigkeit der LC-Ausrichtung im Bereich von 256 bis 620 und die Resonanzfrequenz kann von 58,93 GHz bis 61,07 GHz eingestellt werden, was einer Abstimbarkeit von  $\tau = 3,5\%$  entspricht.

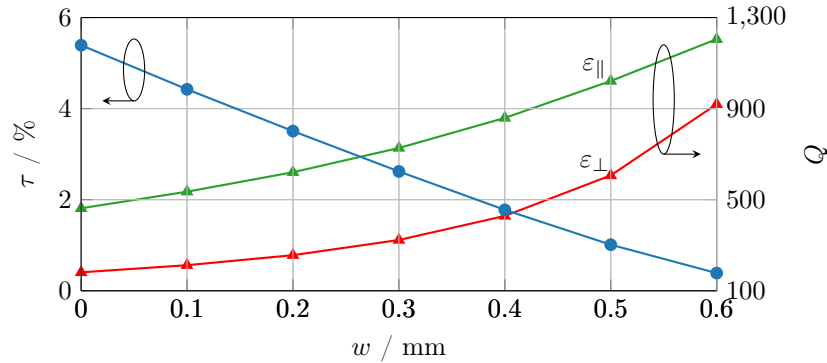


Abbildung 5.5: Abstimbarkeit und Gütefaktoren für orthogonale und parallele LC-Ausrichtungen eines NRD Resonators, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, in Abhängigkeit der Wandstärke  $w$ , mit folgenden Dimensionen in mm:  $b = 1,9$ ,  $c = 0,25$ ,  $l_K = 6,8$  und  $l_R = 1,35$ . Die Materialeigenschaften bei 60 GHz der GT3-23001 Mischung wurden aus der Tabelle 2.2 entnommen.

### 5.1.3 Filterentwurf

In diesem Abschnitt wird ein Mittenfrequenz-abstimmbares Tschebyscheff-Bandpassfilter dritter Ordnung mit den obigen Resonatoren und Koppellementen konzipiert. Hierfür wird zunächst ein nicht-abstimmbares Filter bei 60 GHz mit einer Rückflussdämpfung von  $RL = 13,3$  dB und einer relativen Bandbreite von  $FBW = 1\%$  entworfen und anschließend erfolgt die Abstimbarkeit der Mittenfrequenz durch das Einfüllen von LC in die Resonatoren. Für die Berechnungen der Kopplungen und Resonatorlängen wird hier eine alternative Vorgehensweise zu Kapitel 4 angewandt. Diese wurde in [Shi84] für Hohlleiterfilter mit metallischen Einsätzen vorgestellt und in [JM98] erstmals für NRD-Bandpassfilter verwendet. Der größte Vorteil dieser Methode ist, dass für den Filterentwurf nur die Rückflussdämpfung an den Diskontinuitäten bekannt sein muss.

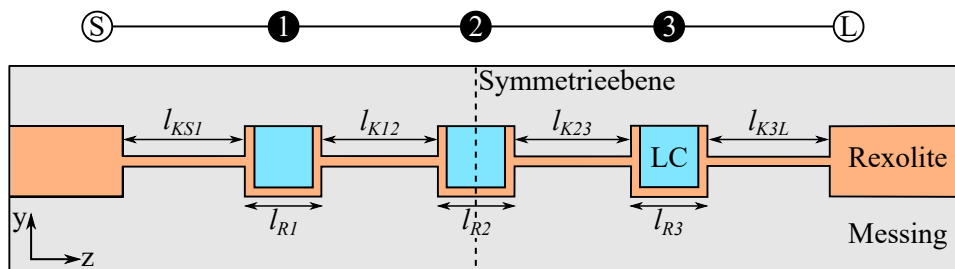


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung eines Mittenfrequenz abstimmbaren NRD-Filters dritter Ordnung.



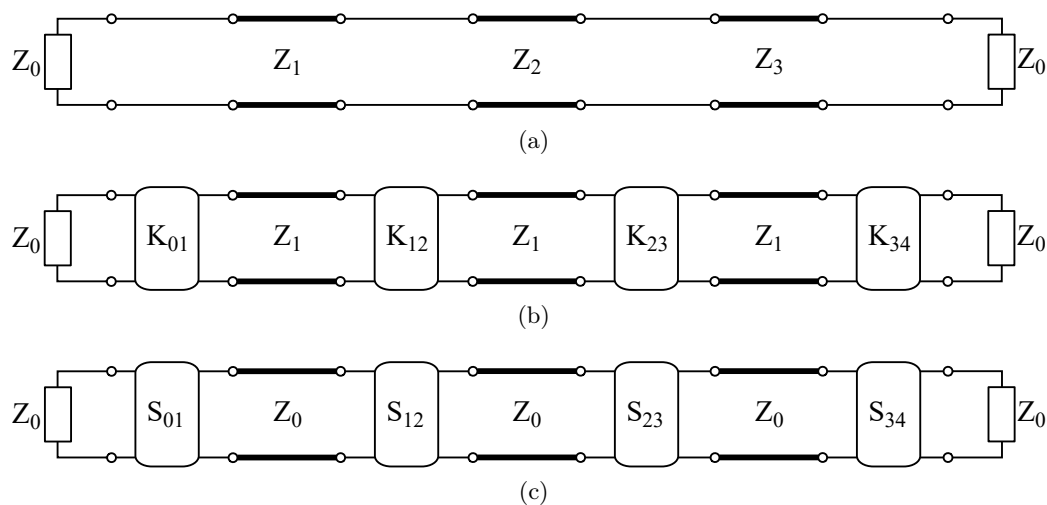


Abbildung 5.7: Ersatzschaltbild eines Halbwellenfilters mit (a) gestuften Impedanzen, (b) K-Inverter-Netzwerk und (c) Streuparametermatrizen-Netzwerk.

In Abbildung 5.6 ist der Querschnitt des Filters schematisch dargestellt. Da sowohl die Dimensionen des NRD-Wellenleiters als auch die der Rexolite Wandstärke vorher festgelegt wurden, müssen nur die Längen der Kopplungen  $l_{KS1} = l_{K3L}$ ,  $l_{K12} = l_{K23}$  und der Resonatoren  $l_{R1} = l_{R3}$ ,  $l_{R2}$  bestimmt werden. Die hier angewandte Methode beruht auf ein Halbwellenfilter mit abrupt gestuften Impedanzen (*stepped impedance filter*), dessen Ersatzschaltbild exemplarisch für die dritte Filterordnung in Abbildung 5.7a dargestellt ist. Jede Leitung hat eine charakteristische Impedanz  $Z_i$ , mit  $i = 0, \dots, n$ , und eine Länge von  $l = \lambda_{g0}/2$ , wobei  $\lambda_{g0}$  die geführte Wellenlänge bei der Mittenfrequenz ist. Da beim NRD die Breite  $b$  nicht beliebig gewählt werden kann, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, können die für den Filterentwurf benötigten Stufenimpedanzen nicht erzielt werden. Deshalb werden die in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Koppellemente verwendet, wodurch das Ersatzschaltbild mit  $n+1$  K-Invertern erweitert wird, wie in Abbildung 5.7b gezeigt. Die charakteristischen Impedanzen werden hierbei auf  $Z_1$  normiert, indem die Inverterwerte mit [Shi84]

$$K_{i,i+1} = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{\sin \frac{i\pi}{n}}{y}\right)^2}}{\sqrt{\frac{Z_i}{Z_{i-1}}}}, \quad \text{für } i = 0, 1, \dots, n \quad (5.1)$$

und

$$y = \sinh\left(\frac{1}{n} \sinh^{-1} \frac{1}{\epsilon}\right), \quad (5.2)$$

wobei  $\epsilon$  die maximale Welligkeit im Durchlassbereich ist, berechnet werden. Die charak-

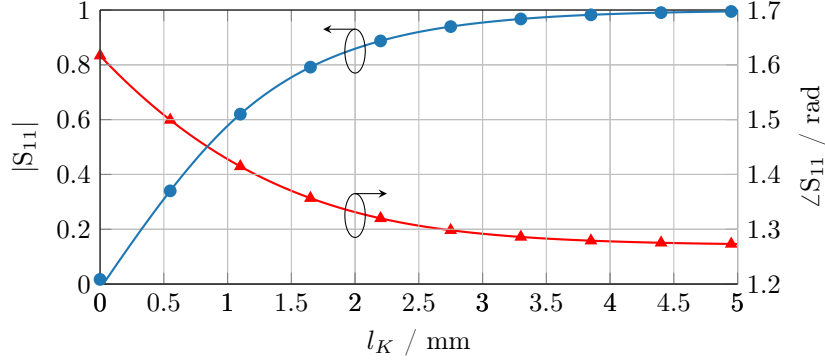


Abbildung 5.8: Simulierter Betrag und Phase des Rückflusskoeffizienten bei 60 GHz in Abhängigkeit der Koppel-elementlänge.

teristische Impedanzen aus Abbildung 5.7a lassen sich mit [Shi84]

$$Z_i = \begin{cases} 1 & \text{für } i = 0, n + 1 \\ \frac{2 \sin\left(\frac{(2i-1)\pi}{2n}\right)}{\alpha y} - \frac{\alpha}{4y} \left( \frac{y^2 + \sin^2\left(\frac{i\pi}{n}\right)}{\sin\left(\frac{(2i+1)\pi}{2n}\right)} + \frac{y^2 + \sin^2\left(\frac{(i-1)\pi}{2n}\right)}{\sin\left(\frac{(2i-3)\pi}{2n}\right)} \right) & \text{für } i = 1, \dots, n \end{cases} \quad (5.3)$$

berechnen, wobei  $\alpha$  durch die geführten Wellenlängen bei der Mittenfrequenz und den Grenzfrequenzen  $\lambda_{g1}$ ,  $\lambda_{g2}$  des Durchflussbereichs definiert ist, mit

$$\alpha = \frac{\lambda_{g1}}{\lambda_{g0}} \sin \frac{\pi \lambda_{g0}}{\lambda_{g1}} = -\frac{\lambda_{g2}}{\lambda_{g0}} \sin \frac{\pi \lambda_{g0}}{\lambda_{g2}}. \quad (5.4)$$

Im nächsten Schritt werden die K-Inverter durch Streuparametermatrizen ersetzt, siehe Abbildung 5.7c. Durch die Annahme, dass die Übergänge zwischen Koppel-elementen und Resonatoren verlustfrei sind, kann mit einem Element die vollständige Streuparametermatrix bestimmt werden, weshalb im Folgenden nur der Rückflusskoeffizient  $S_{11}$  untersucht wird. Dieser kann mit den berechneten K-Inverterwerten nach Gleichung (5.1) bestimmt werden [Shi84]

$$(S_{11})_{i,i+1} = \frac{K_{i,i+1}^2 - 1}{K_{i,i+1}^2 + 1}. \quad (5.5)$$

Um den berechneten Betrag der Rückflussdämpfung zu erzielen, wird mittels einer Vollwellensimulation mit CST Studio Suite der Rückflusskoeffizienten in Abhängigkeit der Länge der Koppelstruktur untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.8 zusammengefasst und die jeweiligen Koppel-elementlängen können mit den berechneten Beträgen des Rückflusskoeffizienten abgelesen werden. Für die Zielfilterfunktion wurde folgende Werte ermittelt:  $l_{KS1} = l_{K3L} = 2,38 \text{ mm}$  und  $l_{K12} = l_{K23} = 4,88 \text{ mm}$ .

Da der Übergang zwischen Koppel-element und Resonator als verlustfrei angenommen

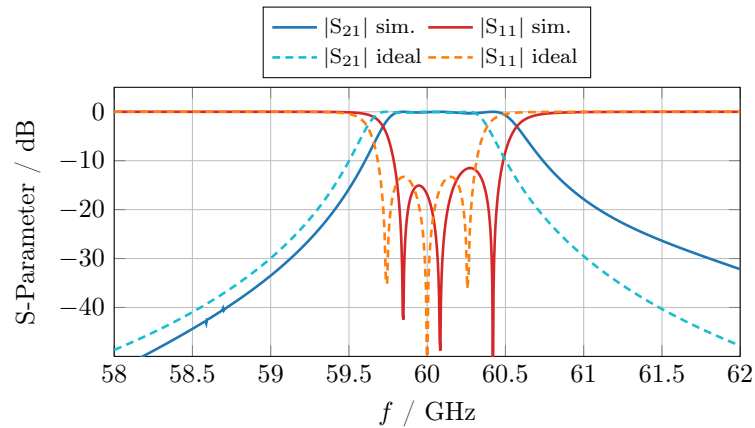


Abbildung 5.9: Simulationsergebnisse des Filters mit den berechneten Dimensionen für  $\varepsilon_{r,LC} = 2,75$ ,  $RL = 13,3$  dB,  $FBW = 1\%$  und  $f_0 = 60$  GHz im Vergleich zur Zielfilterfunktion.

wurde, muss der Imaginärteil null sein und die Phase somit 0 oder  $\pi$ . Um diese Phasendifferenz zu kompensieren, wird die Referenzebene um

$$\Theta_i = \frac{\angle S_{11}(l_{K,i})}{2} \quad \text{für } i = 1, \dots, n+1 \quad (5.6)$$

verschoben. Ferner muss die physikalische Länge der Resonatoren angepasst werden. Da die elektrische Länge eines Halbwellenlängenresonators  $\pi$  ist, gilt

$$l_{R,i} = \frac{\lambda_{g0}}{2\pi} (\Theta_i + \Theta_{i+1}) \quad \text{für } i = 1, \dots, n. \quad (5.7)$$

Die geführte Wellenlänge bei der Mittenfrequenz wurde für die mittlere LC-Ausrichtung  $\varepsilon_{r,LC} = 2,75$  simulativ, mit  $\lambda_{g0} = 6,65$  mm, ermittelt. Nach Gleichung (5.7) ergeben sich

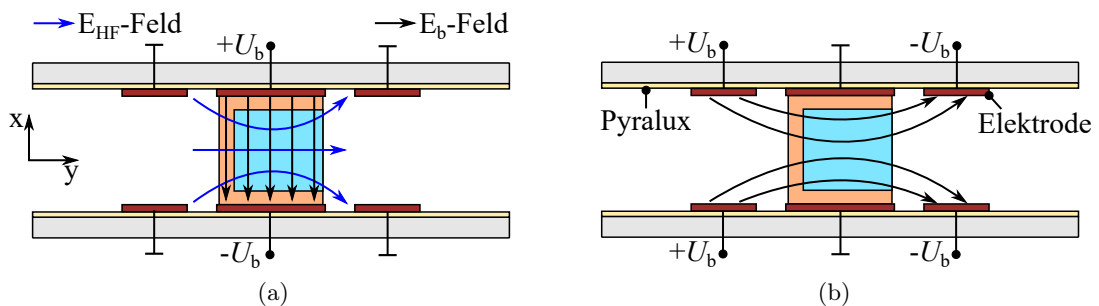


Abbildung 5.10: Querschnitts eines NRD-LC-Resonators, mit den Spannungskonfigurationen für (a) orthogonale und (b) parallele LC-Ausrichtung.

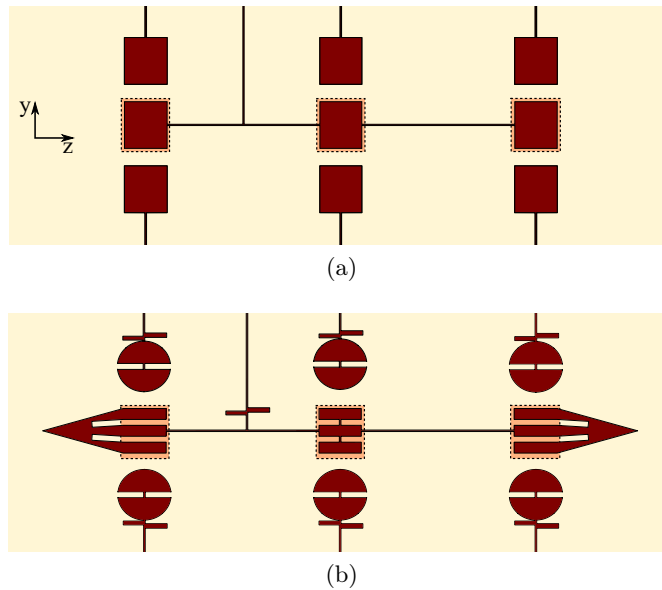


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des (a) ersten Elektrodenentwurfs mit rechteckigen Elektroden und (b) der optimierte Entwurf mit strukturierten Elektroden. Für die Dimensionen und das komplette Layout des optimierten Elektrodenentwurfes siehe Anhang A.

folgende Resonatorlängen:  $l_{R1} = l_{R3} = 1,375$  mm und  $l_{R2} = 1,35$  mm. Die Simulationsergebnisse des berechneten Filters sind in Abbildung 5.9 mit der idealen Tschebyscheff-Zielfilterfunktion verglichen, hierbei ist  $f_0$  um 100 MHz auf 60,1 GHz verschoben und die  $FBW$  ist um 0,1 % breiter.

#### 5.1.4 Entwurf der Elektrodenanordnung

Die Ansteuerung des NRD-Filters erfolgt rein elektrisch, wofür ein Elektrodenetzwerk benötigt wird, mit dem sich die Flüssigkristalle in den drei Resonatoren kontinuierlich abstimmen lassen. Hierfür wird eine Elektrodenanordnung verwendet, die bereits in Abschnitt 2.5 für den Hohlleiter präsentiert wurde. Abbildung 5.10 zeigt die verschiedenen Konfigurationen für parallele und orthogonale LC-Ausrichtung zum HF-Feld an. Für die orthogonale LC-Ausrichtung wird eine bipolare Spannung an die mittleren Elektroden angelegt und für die parallele Ausrichtungen werden die Spannungen an den äußeren Elektroden, wie in Abbildung 5.10b zu sehen, angeschlossen. Durch die Kombination beider Spannungskonfigurationen und der Superposition beider  $E_b$ -Felder, können Zwischenzustände in Abhängigkeit des Verhältnisses der Spannungsamplituden erzeugt werden.

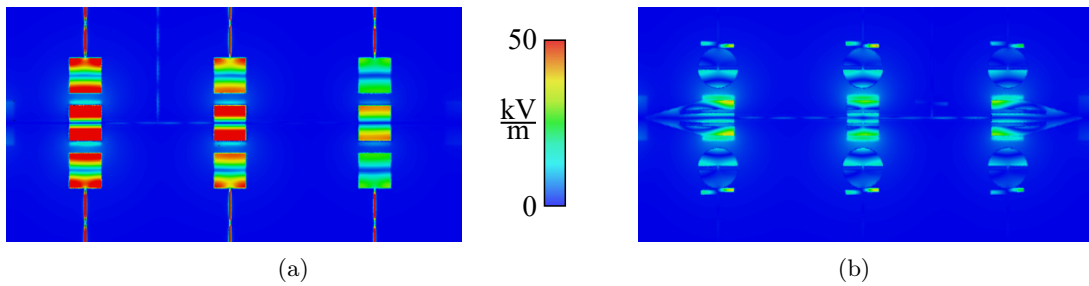


Abbildung 5.12: Simulationsergebnisse der maximalen E-Feldintensität im Pyralux-Substrat bei der jeweiligen Mittenfrequenz für (a) den ersten Elektrodenentwurf und (b) für den optimierten Entwurf mit strukturierten Elektroden.

Der erste Entwurf der Elektroden besteht aus rechteckigen Elektroden, wobei die mittleren Elektroden mit einer  $50\ \mu\text{m}$  dünnen Leitung miteinander verbunden sind, wie in Abbildung 5.11a dargestellt. Für die Isolierung zwischen den Metallplatten des NRDs und den Elektroden wird ein  $12\ \mu\text{m}$  dünnes DuPont Pyralux AC Substrat, mit einer relativen Permittivität  $\varepsilon_r = 3,7$  und einem Verlustwinkel von  $\tan\delta = 0,0014$  bei  $1\ \text{MHz}$  [DuP09], verwendet. Die einseitige Kupferschicht hat eine Höhe von  $18\ \mu\text{m}$ . Die Position der Resonatoren sind mit gestrichelten Linien hervorgehoben. Um den Einfluss der Elektroden zu ermitteln, wurde das Filter mit und ohne den Elektroden simuliert, wobei festgestellt wurde, dass der Einfluss auf die HF-Performanz für die parallele LC-Ausrichtung am größten ist. Wie in Abbildung 5.13 gezeigt, steigen die Einfügeverluste mit dem rechteckigen Elektroden um  $5,6\ \text{dB}$  auf  $9,25\ \text{dB}$ , und die Mittenfrequenz verschiebt sich um  $740\ \text{MHz}$  auf  $59,78\ \text{GHz}$ . Die Ursache hierfür ist die Ausbreitung un-

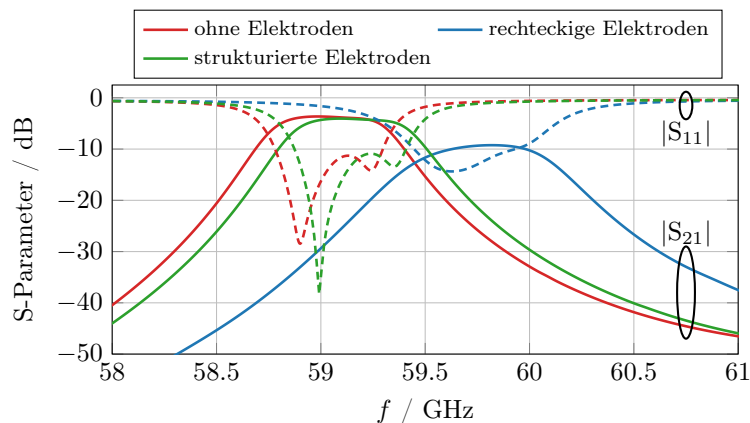


Abbildung 5.13: Simulierte Streuparameter für parallele LC Ausrichtung mit  $\varepsilon_{r,LC} = 3,14$ , für beide Elektrodenentwürfe sowie ohne Elektroden.

gewollter Moden im Pyralux-Substrat entlang der Metallisierung, wodurch Resonanzen unterhalb der Elektroden entstehen, wie in Abbildung 5.12a dargestellt. Aus diesem Grund wurde der Elektrodenentwurf mittels Vollwellensimulationen optimiert, um die Ausbreitung der Resonanzen durch Strukturierung der Elektroden zu unterdrücken. Der resultierende Elektrodenentwurf ist in Abbildung 5.11b präsentiert, hierbei wurden sowohl die mittleren als auch die äußeren Elektroden geschlitzt. Des Weiteren wurden die mittleren Elektroden über den ersten und dritten Resonator verjüngt, um die Anpassung zu verbessern. Durch runde äußere Elektroden wurde die Kopplung zwischen den mittleren und äußeren Elektroden reduziert. Außerdem wurden bei den Zuleitungen je zwei Stichleitungen angebracht, um die Modenausbreitung zu verhindern. Mit dem strukturierten Elektrodenentwurf entsteht eine marginale Mittenfrequenzverschiebung von 96 MHz und die Einfügeverluste steigen um 0,4 dB auf 4,1 dB, siehe Abbildung 5.13.

### 5.1.5 Realisierung und Hochfrequenz-Charakterisierung

Das realisierte NRD-Filter ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Die Metallplatten des NRDs wurden gemeinsam mit den zwei WR15 zu NRD-Übergängen in zwei Messing-Splitblockhälften mittels CNC-Fräsen in der Feinmechanik-Werkstatt des Fachbereichs Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Darmstadt mit einer Datron M10pro+ Fräsmaschine gefertigt. Der Rexolite-Einsatz mit den LC-Kavitäten, den Koppellelementen und den Verjüngungen für die Übergänge wurde ebenfalls mit CNC-Fräsen aus einem Stück hergestellt. Die Dimensionen des Messing-Splitblocks und des Rexolite-Einsatzes sind in den technischen Zeichnungen im Anhang B gegeben. Der obige Elektrodenentwurf wurde durch Fotolithografie der Kupferschicht der Pyralux-Substrate realisiert, welches anschließend mit PELCO Quickstick 135 Montagewachs auf die Metallplatten des NRDs angebracht wurden. Hierfür werden

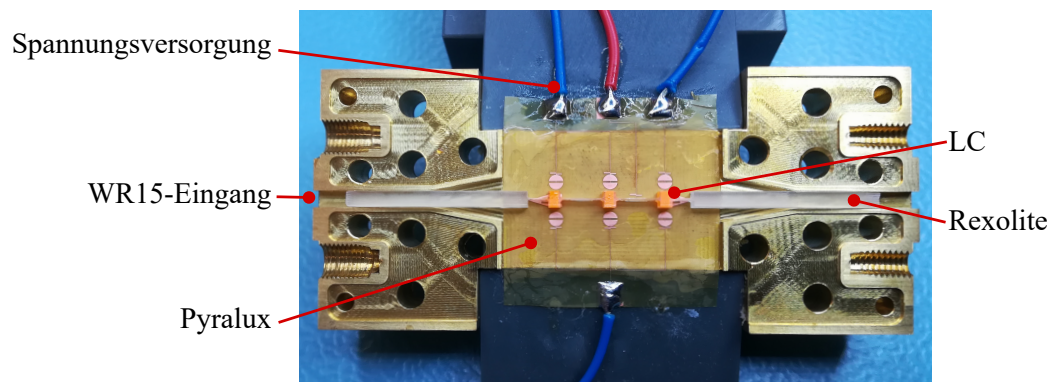


Abbildung 5.14: Splitblockhälfte des NRD-Filters mit angebrachten Elektroden und dem aus einem Stück gefertigten Rexolite-Einsatz mit gefüllten LC-Kavitäten.

zunächst die Messing-Splitblöcke erwärmt, bis das Wachs schmilzt und danach können die Pyralux-Substrate angebracht und ausgerichtet werden. Daraufhin werden die Kupferlitzen für die Spannungsversorgung an die Löt pads gelötet. Nachdem die Enden des Rexolite-Einsatzes in beide Übergänge gesteckt wurden, schraubt man die beiden Splitblockhälften zusammen, hierbei werden zwei Passstifte verwendet, um eine genaue Positionierung zu erreichen. Aufgrund der dünnen Wandstärke der LC-Kavitäten können diese erst, nachdem die Splitblockhälften miteinander verschraubt sind, befüllt werden, da durch das Zusammenschrauben ein leichter Druck auf die Kavitäten entsteht, wodurch etwas LC aus den Kavitäten gedrückt werden kann. Die gleichmäßige Befüllung der Kavitäten erschwert sich hierdurch deutlich, da die Resonatoren aufgrund der Metallplatten des NRD und der Kupferlitzen für die Spannungsversorgung schwer zugänglich sind. Deshalb erfolgt die Befüllung der Kavitäten mit einer Einkanal-Mikroliterpipette, da somit die LC-Füllmenge exakt bestimmt werden kann. Ferner wurde eine spezielle GT3-23001 LC-Mischung verwendet, die mit einem orangem Farbstoff versehen ist, um den LC beim Befüllen besser erkennen zu können.

Die Messungen wurden mit einem Keysight PNA-X N5247A Netzwerkanalysator durchgeführt, wobei das Filter mit 1,85 mm Koaxialkabel und 1,85 mm auf WR15-Hohlleiter Adapter angeschlossen wurde. Zuvor wurde eine TRL-Kalibrierung (*Thru Reflect Line*) durchgeführt, wobei die Referenzebenen an den Enden der WR15-Adapter liegen und somit bei der Charakterisierung des Filters die Verluste der beiden WR15 auf NRD-Übergängen inkludiert sind. Für die Spannungsversorgung wurde ein Tektronix AFG 3022B Funktionsgenerator verwendet, um zwei um  $180^\circ$  verschobene 1 kHz Rechtecksignale mit  $V_{pp} = 10\text{ V}$  zu erzeugen, welche anschließend mit einem Tabor Electronics Signalverstärker auf maximal  $V_{pp,max} = 200\text{ V}$  verstärkt werden kann.

Die gemessenen Streuparameter für die parallele und orthogonale LC-Ausrichtung sind in Abbildung 5.15 zusammengefasst. Das Filter hat einen Abstimmbereich von 58,89 GHz bis 60,46 GHz und somit eine Abstimmbarkeit von  $\tau = 2,59\%$ . Die unbelastete Güte liegt im Bereich von 96 bis 141 und die Einfügeverluste variieren zwischen 4,9 dB bis 6,2 dB, wobei bei der parallelen LC-Ausrichtung die Verluste, aufgrund des Verlustfaktors des LCs, am geringsten sind. Da das Filter bei der mittleren LC-Permittivität entworfen wurde, ist die Rückflussdämpfung im Durchlassbereich ungleichmäßig. Ferner wird diese von den Fertigungstoleranzen und einer nicht-perfekten LC-Befüllung beeinflusst. Weshalb hier nicht die equi-ripple Bandbreite, sondern die 3 dB-Bandbreite bestimmt wurde, die im Bereich von 0,76 GHz bis 1,03 GHz liegt. Die  $FBW$  variiert zwischen 1,29% bis 1,70%. Im Vergleich zur ursprünglichen Simulation, die auf die in Abschnitt 5.1.3 berechneten Dimensionen beruht, ist die Abstimmbarkeit um 22,3% geringer, jedoch stimmen die Einfügeverluste, die im Bereich von 4,1 dB bis 6,2 dB liegen, gut mit den gemessenen Werten überein. Bei der Simulation ist das Montagewachs nicht inkludiert, wodurch die simulierten Einfügeverluste niedriger als die gemessenen sind. Diese Abweichungen sind durch zwei Faktoren beeinflusst, erstens wird in der Simulation eine ideale LC-Ausrichtung angenommen, welche in der Messung mit der obigen Elektrodenanordnung nicht möglich ist. Zweitens sind die Fertigungstoleranzen

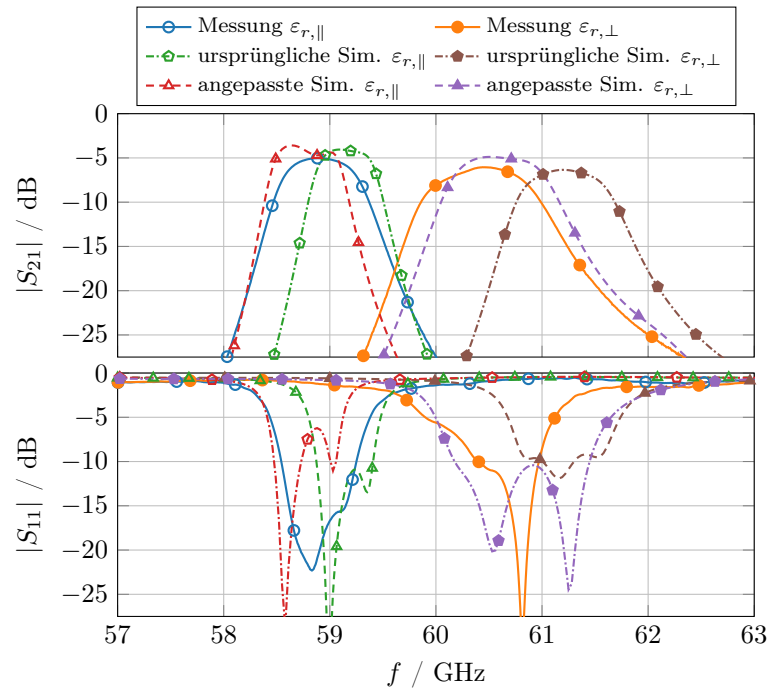


Abbildung 5.15: Die gemessenen und simulierten Streuparameter für parallele  $\varepsilon_{r,\parallel}$  und orthogonale  $\varepsilon_{r,\perp}$  LC-Ausrichtung. Die ursprüngliche Simulation wurde mit den idealen berechneten Dimensionen durchgeführt. Für die angepasste Simulation wurden die Fertigungstoleranzen berücksichtigt.

nicht berücksichtigt, die besonders bei den LC-Kavitäten und Koppelementen einen großen Einfluss haben. Eine kleinere Kavität führt zu einer geringeren Abstimmbarkeit und gleichzeitig werden die Einfügeverluste reduziert, da Rexolite einen deutlich geringeren Verlustfaktor besitzt als die GT3-23001 Mischung. Ferner führen Fertigungstoleranzen bei den Koppelementen dazu, dass die  $FBW$  um 15 % größer ist. Deshalb wurde das Simulationsmodell angepasst, indem die Fertigungstoleranzen des gefertigten Rexolite-Einsatzes gemessen wurden. Hierbei wurde eine LC-Kavitätswandstärke von  $w = 350 \mu\text{m}$  gemessen, die von den ursprünglichen  $w = 200 \mu\text{m}$  deutlich abweicht. Die Koppelemente haben Abweichungen im Bereich von  $30 \mu\text{m}$  bis  $100 \mu\text{m}$ . Die Ursache für diese Abweichungen ist, dass Rexolite an den dünnen Stellen flexibel wird und dadurch eine präzise CNC-Fertigung nicht möglich ist. Mit dem angepassten Simulationsmodell wurde eine Abstimmbarkeit von  $\tau = 3\%$ , Einfügeverluste im Bereich von 3,58 dB bis 4,88 dB und eine  $FBW$  von 1,14 % bis 1,55 % erzielt. Da trotz angepassten Simulationsmodell die gemessene Abstimmbarkeit um etwa 13,4 % geringer ist, wurde eine zweite Messung mit rein magnetischer LC-Ausrichtung durchgeführt, hierfür wurden zwei Neodymmagnete verwendet, die in den LC-Kavitäten eine magnetische Flussdichte von etwa 0,14 T generieren. Die Abstimmbarkeit mit magnetischer Ausrichtung liegt bei



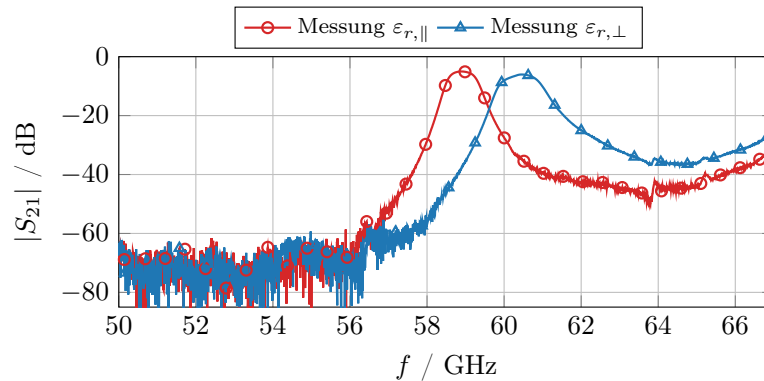


Abbildung 5.16: Breitbandige Vorwärts-Transmission für parallele und orthogonale LC-Ausrichtung.

$\tau_{mag} = 2,95\%$  und stimmt sehr gut mit den simulierten Werten überein. Hierbei stellte sich heraus, dass bei der elektrischen parallelen Ausrichtung die Moleküle nicht ideal ausgerichtet werden und somit die Abstimbarkeit abnimmt.

In Abbildung 5.16 ist die Vorwärts-Transmission des Filters im unteren V-Band von 50 GHz bis 67 GHz dargestellt. Das Filter zeigt in diesem Bereich für beide LC-Ausrichtungen keine Störmoden auf. Die Messung wurde nicht im gesamten V-Band durchgeführt, da aufgrund des verwendeten Netzwerkanalysators der Frequenzbereich bis 67 GHz beschränkt ist.

## 5.2 Bandbreiten- und Mittenfrequenz-abstimmbares Hohlleiterfilter

In [Fra+14] wurde ein in der Mittenfrequenz-steuerbares LC-Bandpassfilter dritter Ordnung in Hohlleitertopologie mit einer  $FBW = 1\%$  bei 20 GHz untersucht, welches mit einer reinen magnetischen LC-Ansteuerung eine Abstimbarkeit von  $\tau = 2,24\%$  erzielte und Einfügeverluste im Bereich von 5,8 dB bis 8,3 dB vorwies. Hierfür wurden zylindrische Resonatoren verwendet. In dieser Arbeit wird ein abstimmbares Hohlleiterfilter vorgestellt, das sowohl in der Bandbreite als auch in der Mittenfrequenz unabhängig voneinander einstellbar ist und im Gegensatz zu [Fra+14] eine rein elektrische Ansteuerung des Filters verwendet. Das hier angewandte Konzept für die Realisierung der Bandbreiten- und Mittenfrequenzabstimbarkeit wurde in [APZ14] vorgestellt, in dem es für ein Hohlleiterfilter vierter Ordnung mit einer Übertragungsnullstelle Anwendung fand. Hierbei wurde die Abstimbarkeit durch die mechanische Veränderung der Geometrie der Hauptresonatoren und Koppelresonatoren erzielt. Das Konzept der abstimmbaren Haupt- und Koppelresonatoren, wurde bereits detailliert in Unterkapitel 4.10 beschrieben.

Das im Folgenden vorgestellte Filter wird bei 30 GHz entworfen, realisiert und messtechnisch charakterisiert und ist in [Kam+22] erstmals veröffentlicht worden. In Abschnitt 5.2.1 wird der Filterentwurf beschrieben, wobei zuerst die Hauptresonatoren und anschließend die Kopplungen anhand der Koppelresonatoren untersucht werden. Anschließend wird in Abschnitt 5.2.2 die rein elektrische Ansteuerung präsentiert, die mit einem neuen dreilagigen Elektrodenentwurf realisiert wurde. Hierdurch wird einerseits die Isolation der Zuleitungen zu den Hohlleiterwänden gewährleistet und andererseits wird die Integration der Elektroden vereinfacht. Im Anschluss wird in Abschnitt 5.2.3 die Herstellung und der Zusammenbau des Filters beschrieben. Anschließend wird der Messaufbau und die Charakterisierung des Filters vorgestellt.

### 5.2.1 Filterentwurf

Das Konzept für abstimbare Hauptresonatoren und Koppelresonatoren wurde bereits in den Abschnitten 4.9 und 4.10 für den Hohlleiter beschrieben. Für den Entwurf eines vollständig rekonfigurierbaren Filters werden  $n$  Hauptresonatoren und  $n+1$  Koppelresonatoren benötigt. Um mit einer rein elektrischen Ansteuerung, die in Abschnitt 2.5 für den Hohlleiter präsentiert wurde, alle Resonatoren unabhängig voneinander anzusteuern, sind  $4n+4$  1 kHz Rechtecksignale mit bis zu  $V_{pp} = 500$  V notwendig. Aus diesem Grund wird die Filterordnung auf  $n = 2$  beschränkt, um die Anzahl der Steuerspannungen und somit auch die Komplexität des Entwurfs zu verringern. Für den Filterentwurf wird zunächst die Permittivität der LCs in den Haupt- und Koppelresonatoren fix auf die mittlere relative Permittivität der LCs  $\epsilon_r = 3$  festgelegt, um einen Tschebyscheff-Filter bei  $f_0 = 30$  GHz mit  $FBW = 1\%$  und  $RL = 20$  dB zu entwerfen. Die entsprechende normierte Koppelmatrix  $\mathbf{M}$  lässt sich gemäß Abschnitt 4.5 wie folgt in der gefalteten Form berechnen

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 0 & 1,2247 & 0 & 0 \\ 1,2247 & 0 & 1,6583 & 0 \\ 0 & 1,6583 & 0 & 1,2247 \\ 0 & 0 & 1,2247 & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.8)$$

Steuerbare LC-Hohlleiterresonatoren und Filter wurden bereits in [Fra+14] untersucht. Hierbei wurden zwei verschiedene LC-Kavitäten für einen zylindrischen Resonator präsentiert, eine zylindrische Kavität, die den Resonator vollständig füllt, und eine stabförmige Kavität, die nur in der Mitte des Resonators eingebracht wird. Die zylindrische Kavität wurde rein magnetisch angesteuert und erzielte eine Abstimmbarkeit von  $\tau = 1,98\%$  und einen maximalen Gütefaktor von 484. Im Gegensatz dazu wurde die stabförmige LC-Kavität rein elektrisch angesteuert und erzielte eine Abstimmbarkeit von  $\tau = 2,04\%$  und einen maximalen Gütefaktor von 256.

Obwohl bei zylindrischen Hohlleiterresonatoren aufgrund ihres größeren Verhältnisses von Volumen zu Oberfläche geringere Verlustleistungen durch Oberflächenströme erzeugt wird, werden in dieser Arbeit quaderförmige Resonatoren verwendet. Dies

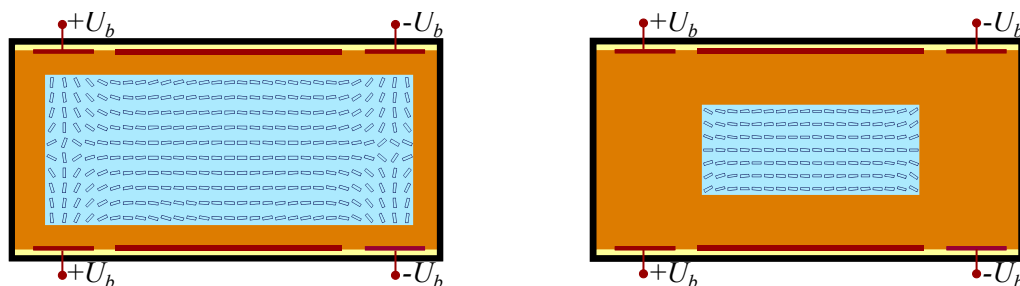


Abbildung 5.17: Simulierte orthogonale LC-Direktor Ausrichtung für zwei verschiedene LC-Segmentgrößen mittels des hausinternen LC-Direktordynamik Simulationsprogramms *SimLCwg* [Gae15].

ist hauptsächlich damit begründet, dass bei LC-gefüllten Resonatoren der Gütefaktor hauptsächlich von den dielektrischen Verlusten des LCs bestimmt wird. Für den Entwurf wird für die Haupt- und Koppelresonatoren, die mit der  $TE_{101}$ -Mode betrieben werden, die Breite  $a = 7,112$  mm und Höhe  $b = 3,556$  mm eines WR28-Standardhohlleiters verwendet. Somit unterscheiden sich die Resonatoren nur in ihrer Länge  $l$ . Die Resonatoren sind vollständig, mit den Rexolite-Kavitäten, dielektrisch gefüllt. Bei der Dimensionierung des LC-Segments müssen mehrere Aspekte berücksichtigt werden, da die LC-Menge sowohl die Abstimbarkeit als auch den Gütefaktor beeinflusst. Ferner muss die LC-Kavität eine Wandstärke von  $\geq 250$   $\mu\text{m}$  haben, um eine mechanische Stabilität zu gewährleisten. Außerdem schränkt die in Abschnitt 2.5 präsentierte elektrische Ansteuerung die Größe des LC-Segments ein, da für eine homogene orthogonale LC-Ausrichtung das LC-Segment nicht beliebig gewählt werden kann. Deshalb wurde die Größe der LC-Segmente mittels des hausinternen LC-Direktordynamik Simulationsprogramms *SimLCwg*, welches in [Gae15] präsentiert wurde, untersucht. Die Simulationsergebnisse für die orthogonale Ausrichtung zeigt Abbildung 5.17. Für das größere LC-Segment (links) ist mit der verwendeten Elektrodenanordnung keine orthogonale LC-Ausrichtung an den Rändern möglich, wohingegen mit dem optimierten LC-Segment (rechts) eine annähernd homogene Ausrichtung erzielbar ist.

Unter der Berücksichtigung der obigen Aspekte wurde die Breite und die Höhe der LC-Segmente auf 3,112 mm beziehungsweise 1,556 mm festgelegt. Da die LC-Kavitäten unterschiedliche Längen haben, wurde die Länge des LC-Segments auf  $l_{LC} = l - 1$  mm gesetzt, um eine Rexolite-Wandstärke von 0,5 mm zu gewährleisten. In Abbildung 5.18 ist die LC-Kavität dargestellt, wobei die Kanten in  $y$ -Richtung, aufgrund der späteren subtraktiven Fertigung, einen Radius von 0,25 mm besitzen. Die Hauptresonatoren wurden mittels des Eigenmode Solvers von CST Studio Suite bei 30 GHz für die mittlere LC-Permittivität  $\epsilon_r = 3$  entworfen. Die resultierende Resonatorlänge ist  $l_{HR} = 3,385$  mm, wodurch sich für  $l_{HR,LC} = 2,385$  mm ergibt. Für die orthogonale LC-Ausrichtung liegt die Resonanzfrequenz bei 30,96 GHz und der Gütefaktor bei 246 und bei der parallel Ausrichtung bei 29,25 GHz und 410. Die simulativ ermittelte Abstimbarkeit der

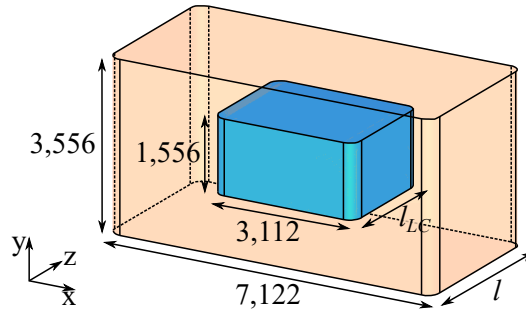


Abbildung 5.18: Darstellung der für die Haupt- und Koppelresonatoren entworfenen LC-Kavität. Alle Dimensionen sind in mm angegeben.

Resonanzfrequenz liegt bei 5,54 %.

Im nächsten Schritt wird der Koppelresonator für die Interresonator-Kopplung untersucht, indem dieser mittels Blenden magnetisch mit zwei Hauptresonatoren gekoppelt wird, wie in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Blenden, die auch für die Ein- und Auskopplung verwendet werden, haben eine feste Länge von  $d = 1$  mm und unterscheiden sich nur in ihrer Breite  $w$ . Der Koppelresonator kann sowohl oberhalb als auch unterhalb der Mittenfrequenz betrieben werden, da jedoch für niedrigere Frequenzen die Resonatoren größer sind und sich dadurch die Herstellung und die Integration der Elektroden vereinfacht, werden sie in dieser Arbeit unterhalb betrieben. Da das Filter sich im Ka-Band befindet, wird die Resonanzfrequenz des Koppelresonator bis maximal 26 GHz untersucht, um die Störmodenfreiheit zu gewährleisten. Für die Simulation werden zunächst alle LC-Permittivitäten auf  $\epsilon_r = 3$  gesetzt und der Einfluss des Resonators in Abhängigkeit der Resonanzfrequenz analysiert. Hierfür wurde das symmetrische Simulationsmodell aus Abbildung 5.19 für bei drei Resonanzfrequenzen 24 GHz, 25 GHz und

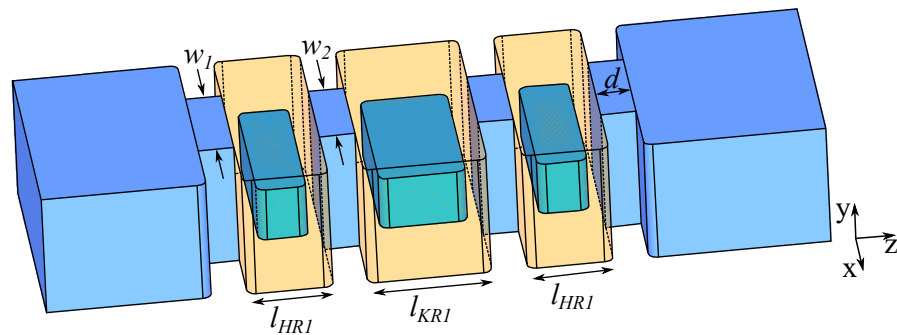


Abbildung 5.19: Das symmetrische Simulationsmodell, bestehend aus zwei Hauptresonatoren und einem Koppelresonator, für die Untersuchung der Interresonator-Kopplung.

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Dimensionen des Simulationsmodells aus Abbildung 5.19 für unterschiedliche Resonanzfrequenzen des Koppelresonators.

$f_r$ / GHz	$l_{HR1}$ / mm	$l_{KR1}$ / mm	$w_1$ / mm	$w_2$ / mm
24	2,38	3,67	3,08	2,75
25	2,41	3,44	3,10	2,68
26	2,46	3,28	3,08	2,57

26 GHz des Koppelresonators untersucht. Durch die Veränderung des Koppelresonators müssen auch die Hauptresonatoren und die Koppelblenden angepasst werden, um die obigen Filterspezifikationen zu erfüllen, die entsprechenden Dimensionen sind in der Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Die resultierenden Streuparameter sind in Abbildung 5.20 dargestellt, wobei zu erkennen ist, dass für höhere Resonanzfrequenzen des Koppelresonators die Sperrbereichsdämpfung unterhalb des Durchlassbereichs abnimmt. Des Weiteren wurde der Einfluss der Resonanzfrequenz des Koppelresonators auf die Koppelfaktoren  $m_{S1} = m_{2L}$ ,  $m_{11} = m_{22}$  und  $m_{12}$  untersucht. Hierfür wird die Permittivität des LCs im Koppelresonator  $\varepsilon_{r,KR}$ , welcher vorher fix auf  $\varepsilon_{r,KR} = 3$  festgelegt wurde, variiert, wobei die der Hauptresonatoren mit  $\varepsilon_r = 3$  unverändert bleiben. Anschließend wurde die Veränderung der Koppelfaktoren durch die Koppelmatrixextraktion mittels des CST 3D Filter Designer bestimmt und in Abbildung 5.21 grafisch dargestellt. Je höher die Resonanzfrequenz des Koppelresonators ist, desto größer ist die Abstimbarkeit der Interresonator-Kopplung  $m_{12}$ . Die Ein- und Auskopplung werden durch die Abstimmung der Interresonator-Kopplung nicht beeinflusst, wohingegen die Hauptresonatoren leicht verstimmt werden, diese kann jedoch durch die Abstimbarkeit der Hauptresonatoren kompensiert werden.

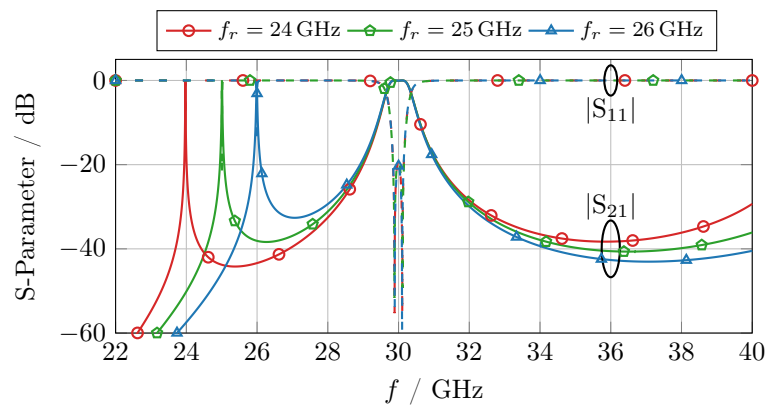


Abbildung 5.20: Simulierte Streuparameter für das Modell aus Abbildung 5.19 für verschiedene Resonanzfrequenzen des Interresonator-Koppelresonators.

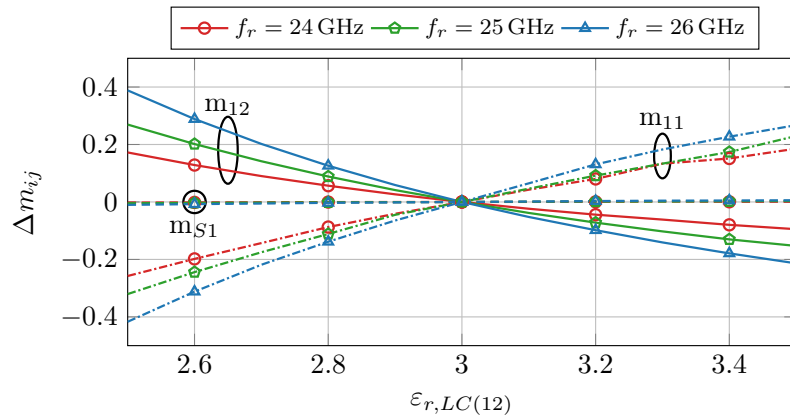


Abbildung 5.21: Einfluss des LCs im Einkopplungs-Koppelresonator auf die Koppelfaktoren. Die Permittivität der Flüssigkristalle der anderen Haupt- und Koppelresonatoren bleibt mit  $\epsilon_r = 3$  unverändert.

Für die vollständige Rekonfigurierbarkeit des Filters muss auch die Ein- und Auskopplung einstellbar realisiert werden. Dies wird durch das Hinzufügen eines Koppelresonators zwischen der Quelle und des ersten Hauptresonators und zwischen dem zweiten Hauptresonator und der Last erreicht, wie in Abbildung 5.22 dargestellt. Um den Einfluss der abstimmbaren Koppelresonatoren für die Ein- und Auskopplung zu untersuchen, wurde die Permittivität  $\epsilon_{r,S1}$  des LCs im Koppelresonator der Einkopplung variiert, während die übrigen Permittivitäten konstant auf  $\epsilon_r = 3$  festgelegt wurden. Anschließend wurden die Veränderungen der Koppelfaktoren  $m_{S1}$ ,  $m_{11}$ ,  $m_{12}$ ,  $m_{22}$  und  $m_{2L}$  mittels der Koppelmatrixextraktion über die Permittivität des LCs im Einkopplungs-Koppelresonator  $\epsilon_{r,LC(S1)}$  bestimmt und in Abbildung 5.23 grafisch dargestellt. Die Koppelfaktoren  $m_{12}$ ,  $m_{22}$  und  $m_{2L}$  werden von dem Koppelresonator der Eingangskopplung nicht beeinflusst, wohingegen die Einkopplung  $m_{S1}$  und der erste Hauptresonator

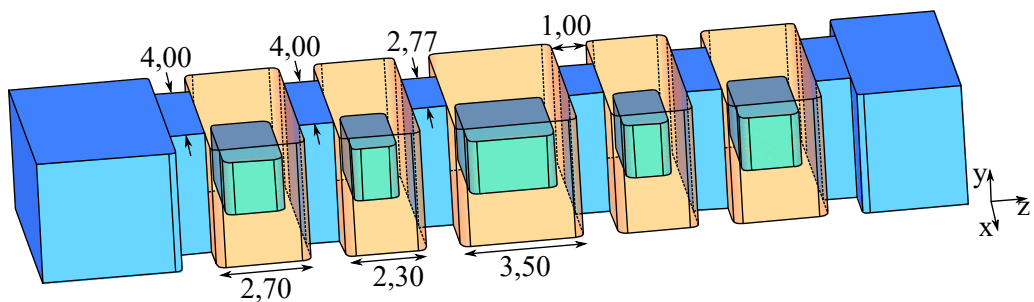


Abbildung 5.22: Das symmetrische Simulationsmodell des vollständig rekonfigurierbaren Filters mit drei Koppelresonatoren und zwei Hauptresonatoren. Alle Dimensionen sind in mm angegeben.

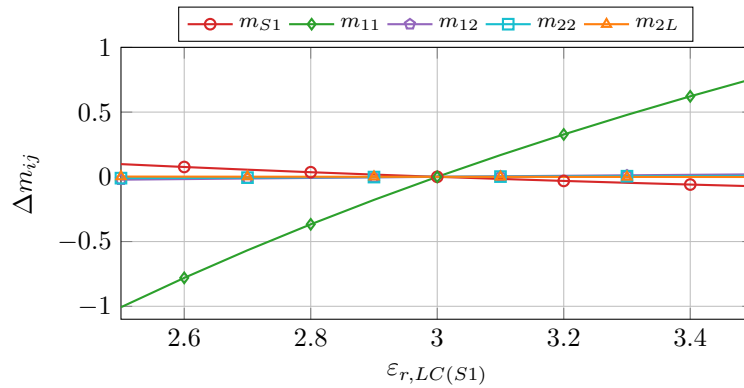


Abbildung 5.23: Einfluss der Resonanzfrequenz des Interresonator-Koppelresonators auf die Koppelfaktoren  $m_{S1}$ ,  $m_{11}$  und  $m_{12}$  in Abhängigkeit der Permittivität der Flüssigkristalle im Koppelresonator  $\varepsilon_{r,KR}$ . Die Permittivität der Flüssigkristalle der Hauptresonatoren bleibt mit  $\varepsilon_r = 3$  unverändert.

$m_{11}$  durch die Abstimmung beeinflusst werden. Daraus folgt, dass die Abstimmung eines beliebigen Koppelresonators die übrigen Kopplungen nicht beeinflusst.

Die Veränderung der Bandbreite kann aus den Formeln (4.37) und (4.41) abgeleitet werden, da die Koppelfaktoren fest die Werte aus der berechneten Koppelmatrix (5.8), mit  $m_{S1} = m_{2L} = 1,2247$  und  $m_{12} = m_{21} = 1,6583$ , besitzen. Bei 30 GHz kann die Bandbreite mittels des Interresonator-Koppelresonators zwischen 276 MHz bis 335 MHz abgestimmt werden und mit den Koppelresonatoren für die Ein- und Auskopplung zwischen 270 MHz bis 355 MHz. Somit ist die Bandbreiten-Abstimmbarkeit durch den Interresonator-Koppelresonator beschränkt. Das Filter wurde simulativ für eine schmale und breite Bandbreitenkonfiguration von  $B = 270$  MHz beziehungsweise  $B = 320$  MHz untersucht, siehe Abbildung 5.24. Die Abstimmbereiche der Mittenfrequenz  $\Delta f_{0,B=270\text{ MHz}}$  und  $\Delta f_{0,B=320\text{ MHz}}$  für  $RL = 20$  dB liegen zwischen 29,41 GHz und 30,41 GHz beziehungsweise 29,66 GHz und 30,60 GHz, womit eine Mittenfrequenzabstimmbarkeit von  $\tau_{f_0,B=270\text{ MHz}} = 3,28\%$  und  $\tau_{f_0,B=270\text{ MHz}} = 3,07\%$  erzielt wurde. Das Filter kann sowohl mit einer festen absoluten Bandbreite als auch mit einer konstanten Filtercharakteristik abgestimmt werden.

## 5.2.2 Entwurf ein- und dreilagiger Elektrodenanordnungen

Die Ansteuerung der Flüssigkristalle erfolgt rein elektrisch, mit der in Abschnitt 2.5 vorgestellten Elektrodenanordnung. Hierbei gibt es mehrere Herausforderungen: Die Elektroden müssen in den geschlossenen Hohlleiter integriert werden und von den Metallwänden des Hohlleiters isoliert sein. Ferner muss die Ausrichtung der LC-Moleküle

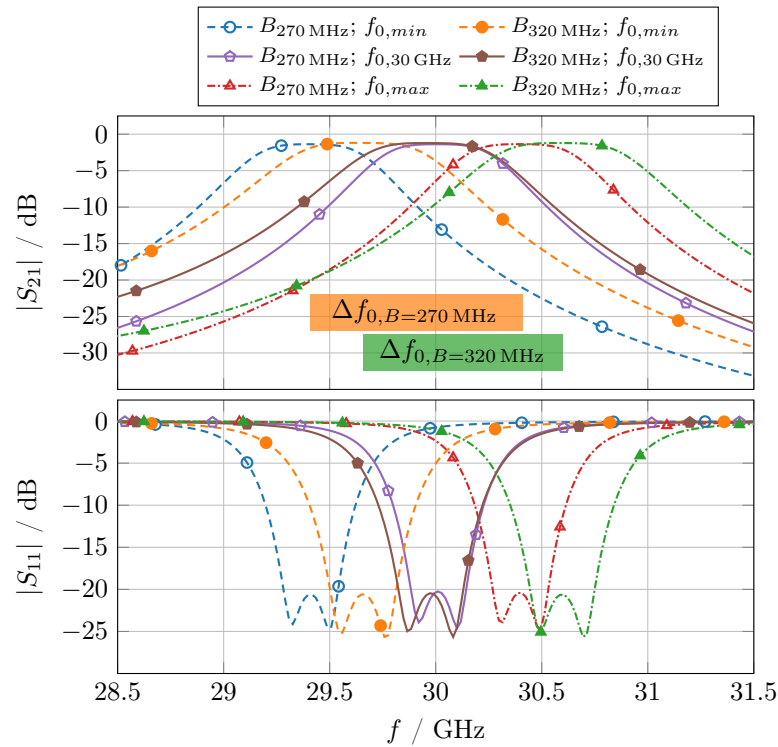


Abbildung 5.24: Simulierte Streuparameter für zwei Bandbreitenkonfigurationen,  $B = 270$  MHz und  $B = 320$  MHz, bei  $f_0 = 30$  GHz und der minimalen  $f_{0,min}$  und maximalen  $f_{0,max}$  Mittenfrequenz des entsprechenden Abstimmereichs  $\Delta f_{0,B=270}$  MHz beziehungsweise  $\Delta f_{0,B=320}$  MHz.

und damit auch das Steuerfeld so homogen wie möglich sein, um die Anisotropie des LCs möglichst vollständig nutzen zu können. Für eine voneinander unabhängige Abstimbarkeit der Bandbreite und Mittenfrequenz des Filters, muss jeder Koppel- und Hauptresonator individuell steuerbar sein. Außerdem haben die Elektroden einen Einfluss auf die Hochfrequenzperformanz, um diesen zu minimieren ist eine Optimierung der geometrischen Struktur der Elektroden notwendig.

Für die vollständige Ansteuerung der LC-Kavität werden verschiedene Spannungskonfigurationen verwendet, die im Folgenden erläutert und mit den *SimLCwg* Simulationsergebnisse veranschaulicht werden. Die Ansteuerung erfolgt durch 1 kHz Rechteckspannungen mit  $V_{pp,max} = 250$  V. Durch das Anlegen von zwei um  $180^\circ$  Phasen versetzte Spannungen auf die mittleren Elektroden, werden die LC-Moleküle parallel zum HF-Feld ausgerichtet, wie in Abbildung 5.25a gezeigt. Um eine quasi-orthogonale LC-Ausrichtung zu erhalten, werden auf den äußeren Elektroden die Spannungen angelegt, wobei diese zwischen den linken und rechten Elektroden einen Phasenversatz von  $180^\circ$  besitzen. Diese Spannungskonfiguration entspricht einer parallelen Dipol-Anordnung und erzeugt ein



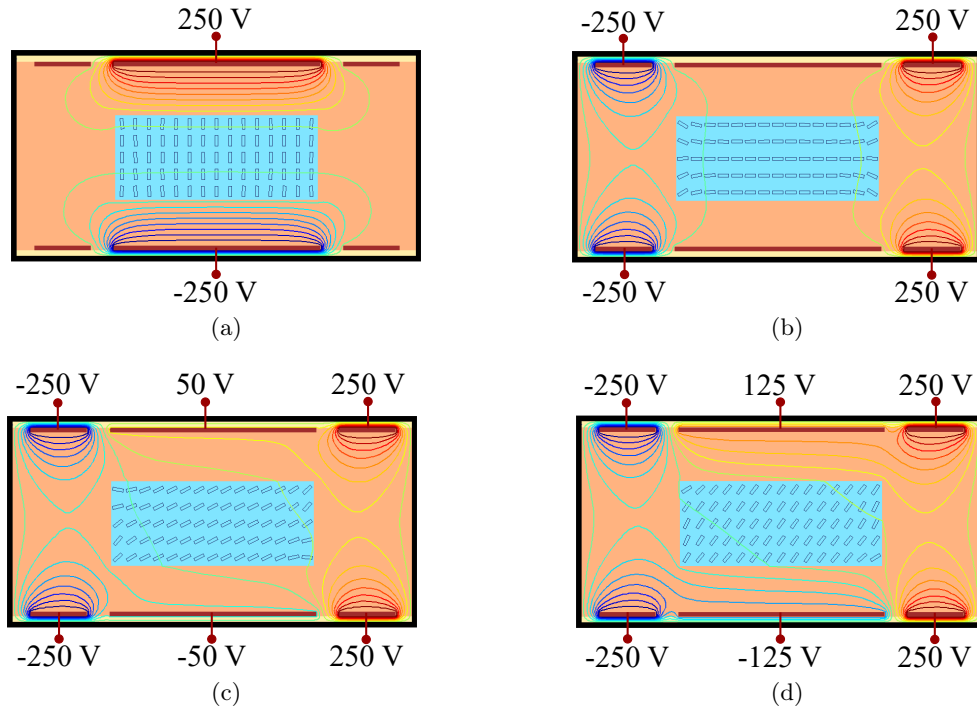


Abbildung 5.25: Simulationsergebnisse der Direktordynamik mittels *SimLCwg* für verschiedene Spannungskonfigurationen. In (a) parallel und (b) orthogonale LC-Ausrichtung und in (c) und (d) sind exemplarisch zwei Zwischenzustände abgebildet.

nicht vollständig homogenes Steuerfeld, weshalb die orthogonale Ausrichtung nicht ideal ist, siehe Abbildung 5.25b. Durch das simultane Anlegen beider Spannungskonfigurationen kann die LC-Ausrichtung zwischen der parallelen und orthogonalen Ausrichtung kontinuierlich eingestellt werden. Dies wurde in dieser Arbeit durch das Variieren der Amplitude der Spannungen für die parallele Ausrichtung erzielt, wohingegen die Amplituden der Spannungen an den äußeren Elektroden konstant ist. In Abbildung 5.25c und 5.25d sind exemplarisch zwei Zustände für eine Amplitude von  $\pm 50\text{ V}$  beziehungsweise  $\pm 125\text{ V}$  an den mittleren Elektroden dargestellt. Somit kann die LC-Ausrichtung nur mit der Einstellung der Amplitude an den mittleren Elektroden realisiert werden, wobei sich die LC-Moleküle mit steigender Amplitude immer mehr der parallelen Ausrichtung nähern.

Um die Elektrodenanordnung und deren Integration in den Hohlleiter zu untersuchen, wurden die Elektroden zunächst auf einem einlagigen Pyralux AC Substrat mit einer Dicke von  $12\text{ }\mu\text{m}$  hergestellt, siehe Abbildung 5.26a. Die Elektrodenstruktur wurde in die einseitige Kupferbeschichtung geätzt. Für die Integration in das Filter muss das Substrat passgenau zugeschnitten und anschließend exakt eingeklebt werden. Es stellte

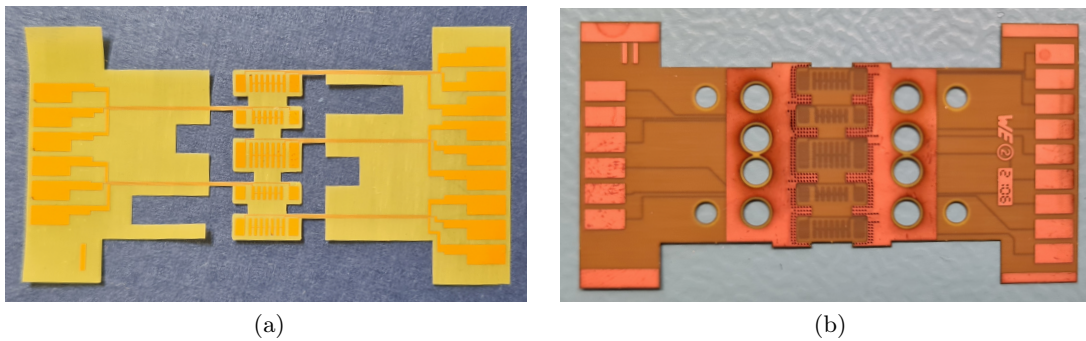


Abbildung 5.26: Foto der realisierten (a) ersten, einlagigen und (b) zweiten, dreilagigen Elektrodenanordnung.

sich heraus, dass eine zusätzliche Isolationsschicht für die Zuleitungen erforderlich ist, da es aufgrund der sehr herausfordernden Positionierung der Elektroden zu einem Kontakt mit der Seitenwand kommen kann. Außerdem ist das Substrat an den dünnen Stellen für die Zuleitungen sehr fragil, was eine präzise Positionierung deutlich erschwert. Deshalb wurde ein dreilagiges Elektrodenkonzept für den Hohlleiter entwickelt, welches in Abbildung 5.27 schematisch dargestellt ist. Es besteht aus zwei Pyralux AC Substraten mit einer Dicke von  $25\ \mu\text{m}$ , die mit einem Epoxy-Kleber miteinander verbunden sind. Die Elektroden befinden sich zwischen den Substraten, um diese von der Hohlleiterwand zu isolieren, siehe Abbildung 5.27a. Die Metallisierungen auf der oberen und unteren Seite mit einer Dicke von  $35\ \mu\text{m}$  sind mit metallisierten Durchgangsvias, die einen Durchmesser von  $150\ \mu\text{m}$  haben, elektrisch miteinander verbunden. Die Gesamtdicke beträgt  $180\ \mu\text{m}$ . In Abbildung 5.27b ist die Integration in den Hohlleiter dargestellt, wobei die Elektroden jeweils zwischen den Seitenwänden und der oberen beziehungsweise unteren Wand platziert sind. Für eine exakte Positionierung werden Passstifte verwendet und es wird kein Kleber benötigt, da durch das Zusammenschrauben der einzelnen Hohlleiterteile der dadurch entstehende Druck die Elektroden fixiert. Für die individuelle Ansteuerung der einzelnen Resonatoren, besitzt jede Elektrode eine separate Zuleitungen mit einer Breite von jeweils  $75\ \mu\text{m}$ , welche zwischen den Durchgangsvias nach außen geführt werden, wie in Abbildung 5.27c gezeigt. Durch Blindvias zwischen der Zwischenlage und Deckenlage werden die Zuleitungen mit den Löt pads verbunden. Die mittleren Elektroden sind strukturiert, um unerwünschte Resonanzen im Pyralux-Substrat zu vermeiden, wie bereits ausführlich in Abschnitt 5.1.4 erläutert. Das vollständige Layout der einzelnen Lagen und die wichtigsten Dimensionen sind im Anhang A gegeben. Die Elektroden wurden bei Würth Elektronik als SLIM.flex Standard Lagenaufbau hergestellt, siehe Abbildung 5.26b. Die maximalen simulierten Einfügeverluste des Filters steigen mit den Elektroden von  $1,2\ \text{dB}$  auf  $2,2\ \text{dB}$ .

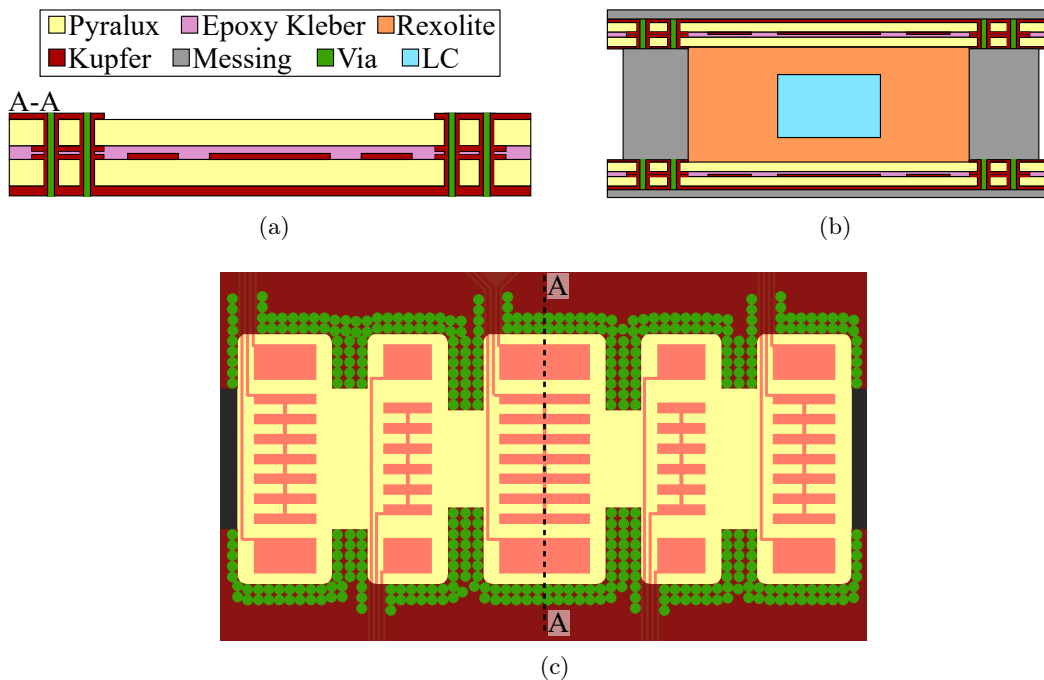


Abbildung 5.27: Schematische Darstellung des (a) Querschnitts der dreilagigen Elektrodenanordnung und (b) deren Integration in den Rechteckhohlleiter. (c) Draufsicht des Entwurfs mit strukturierten, mittleren Elektroden.

### 5.2.3 Herstellung und Hochfrequenz-Charakterisierung

Das Filter besteht aus fünf Messingbauteilen, die mittels CNC-Fräsen mit einer Datron M10pro+ Fräsmaschine hergestellt wurden. Wie in Abbildung 5.28 dargestellt, wurden in das Mittelstück sowohl die WR28-Ein- und Ausgänge als auch die Filterstruktur gefräst. Das Filtersegment wird mit zwei Messingplatten, auf den die Elektroden mit Passstiften angebracht sind, verschlossen. Ferner werden die WR28-Hohlleitersegmente jeweils mit einer separaten Messingplatte zusammenschraubt. Die Dimensionen sind in der technischen Zeichnung im Anhang B gegeben. Im nächsten Schritt wurden die LC-Kavitäten in zwei Hälften aus Rexolite gefräst, hierbei wird eine Nut-Feder-Steckverbindung verwendet, wodurch die Hälften ideal zueinander ausgerichtet sind, siehe Abbildung 5.29. Um das Auslaufen des LCs zu verhindern, wurden die Rexolite-Hälften mit dem Norland Optical Adhesive 81 UV-Kleber versiegelt. Durch den Befüllkanal wurde die GT7-29001 LC-Mischung mit einer Spritze in die Kavitäten eingebracht, welcher anschließend mit einem Epoxy-Kleber versiegelt wurde. Die technischen Zeichnungen für die verschiedenen LC-Kavitäten sind im Anhang B abgebildet. Nachdem die befüllten Kavitäten in Abbildung 5.30a in die Resonatoren eingesetzt und die Elektroden mit Kupferlitzen an die Spannungsversorgung angeschlossen wurden,

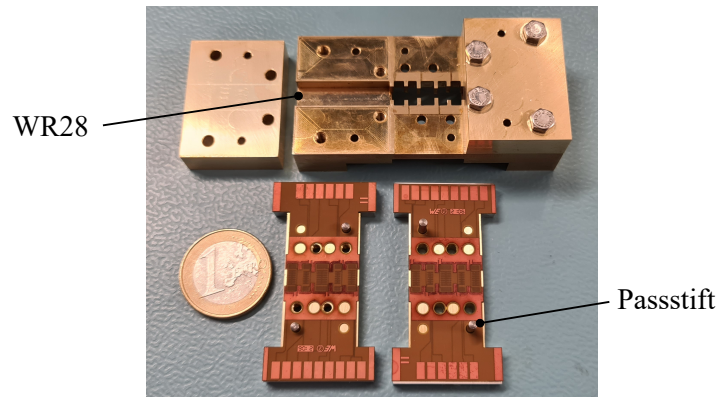


Abbildung 5.28: Die gefertigten Messingbauteile des Filters.

erfolgte der Zusammenbau des Filters, siehe Abbildung 5.30b.

Der Messaufbau zeigt Abbildung 5.30c. Das Filter ist mit 1,85 mm Koaxialkabel und 1,85 mm Koax auf WR28-Hohlleiter Adapter an den Keysight PNA-X N5247A Netzwerkanalysator angeschlossen. Für die Spannungsversorgung wurde das Versorgungssystem, welches in [Sch21] vorgestellt wurde, um zwei weitere Digital-zu-Analog-Umsetzermodule erweitert, womit sich jeweils 16 Gleich- oder Wechselspannungen mit variabler Amplitude und Frequenz rechnergesteuert erzeugen lassen. Die Wechselspannungen haben eine maximale Amplitude  $U = \pm 5 \text{ V}$ , welche mit dem zwölf-kanaligem HAR12 Hochspannungsverstärker von hivolt.de auf  $V_{pp,max} = \pm 250 \text{ V}$  verstärkt werden. Für das Abstimmen des Filters wurde die Koppelmatrixextraktion des CST 3D Filter Designers verwendet, welches durch die Verbindung mit dem Netzwerkanalysator eine Abstimmung

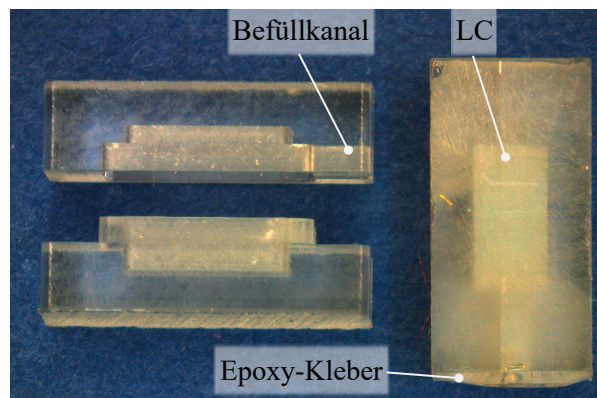


Abbildung 5.29: Links die Hälften der Rexolite LC-Kavität mit einer Nut-Feder-Steckverbindung und rechts eine mit LC-gefüllte und versiegelte Kavität.

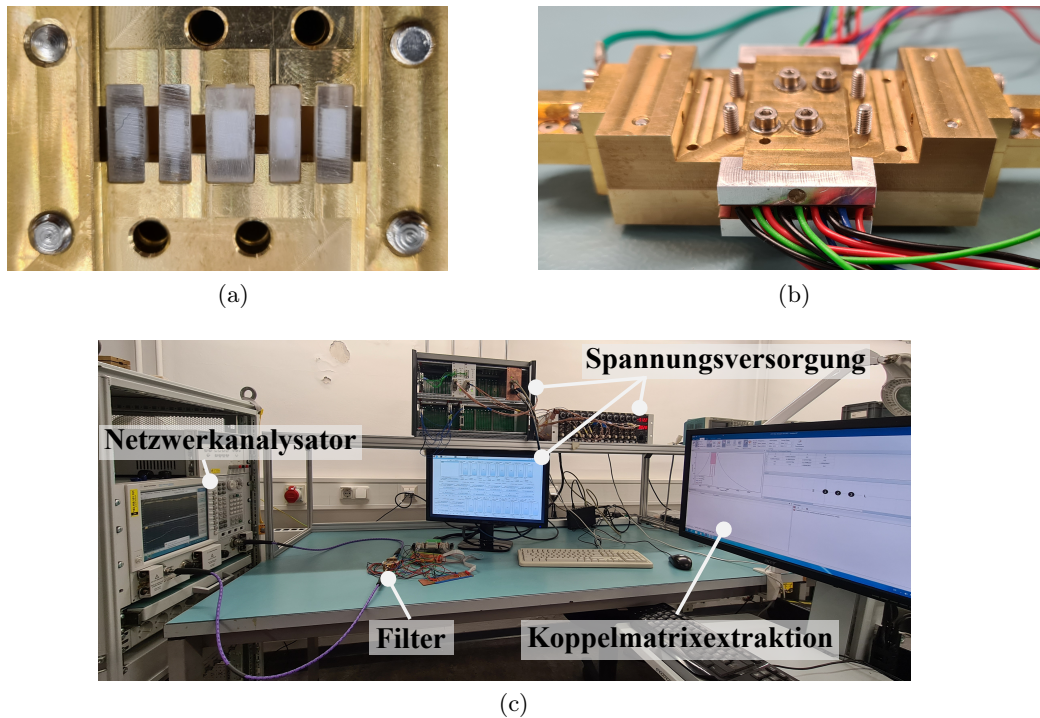


Abbildung 5.30: Foto (a) der LC-gefüllten und eingesetzten Rexolite-Kavitäten, (b) des zusammengebauten Filters und (c) des Messaufbaus.

in Echtzeit ermöglicht. Hierbei wird die Abweichung der einzelnen Koppelfaktoren der extrahierten Koppelmatrix zu der Zielkoppelmatrix angezeigt, welche durch die Anpassung der Steuerspannungen der Haupt- und Koppelresonatoren abgeglichen wird.

Die gemessenen Streuparameter für die minimale und maximale Mittenfrequenz als auch für einen Zwischenzustand bei  $f_{0,inter} = 30,4 \text{ GHz}$  sind in Abbildung 5.31, jeweils für eine schmale und breite Bandbreitenkonfiguration, präsentiert. Da die Zielrückflussdämpfung von  $RL = 20 \text{ dB}$  in den Messungen, aufgrund der im Vergleich zur Simulation hohen Einfügeverluste, nicht erreicht wurde, wird im Folgenden die 3 dB-Bandbreite  $B_{3 \text{ dB}}$  als Vergleichswert verwendet. Die Mittenfrequenz lässt sich durch das Abstimmen der Hauptresonatoren im Bereich von 29,8 GHz bis 30,7 GHz einstellen, woraus sich eine Abstimmbarkeit von  $\tau_{f_0} = 3\%$  ergibt. Im Vergleich zur Simulation ist die Mittenfrequenz-Abstimmbarkeit um 20% geringer, dies ist durch die nicht ideale orthogonale Ausrichtung der LC-Moleküle und durch Fertigungstoleranzen, die auch Verschiebung des Abstimmereiches zu höheren Frequenzen verursacht, bedingt. Die Bandbreiten können von 654 MHz bis 827 MHz, 714 MHz bis 838 MHz beziehungsweise 717 MHz bis 871 MHz für die Mittenfrequenzen  $f_{0,min}$ ,  $f_{0,inter}$  und  $f_{0,max}$  eingestellt werden, wobei die Rückflussdämpfung von 12 dB bis 15 dB variiert. In der Simulation

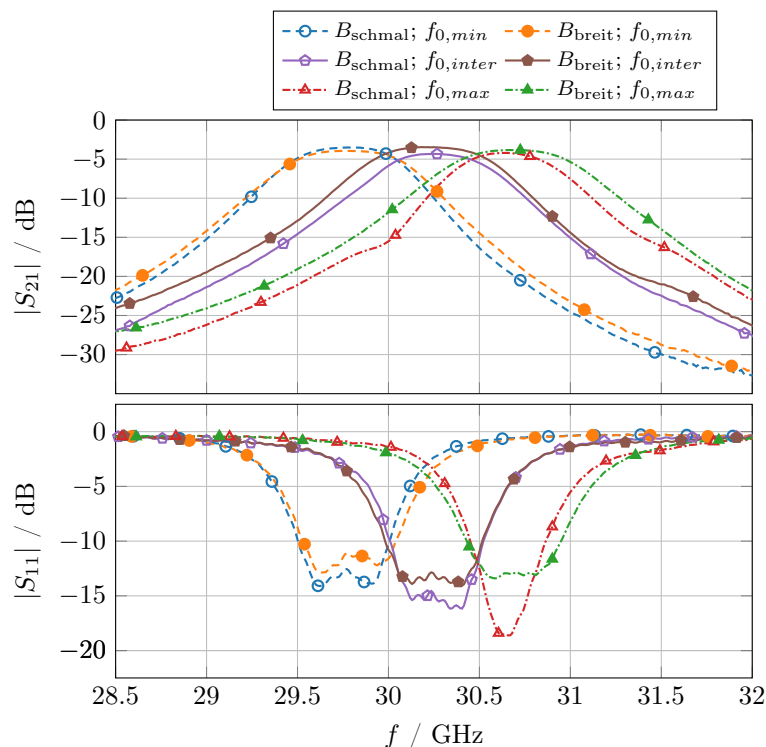


Abbildung 5.31: Die gemessenen Streuparameter bei  $f_{0,min} = 29,8$  GHz,  $f_{0,inter} = 30,4$  GHz und  $f_{0,max} = 30,7$  GHz für schmale und breite Bandbreitenkonfigurationen.

ist die 3 dB-Bandbreite zwischen 640 MHz und 760 MHz einstellbar, wobei aufgrund der höheren Einfügeverluste von 3,5 dB bis 4,2 dB in der Messung das Passband breiter wird. Die Einfügeverluste weichen deutlich von den Simulationsergebnissen ab, da die Elektroden, die Substrate und die Kleber, aufgrund ihrer dünnen Schichtdicken und kleinen Strukturen die Rechenzeit deutlich erhöhen, nicht im initialen Simulationsmodell eingebunden sind. Das Simulationsmodell wurde nachträglich für den verlustbehafteten Fall angepasst, indem die Elektroden mit den Substraten, der UV- und Epoxy-Kleber hinzugefügt wurden. Da jedoch die Materialeigenschaften der Kleber bei 30 GHz nicht bekannt sind, wurden die Werte im W-Band (75 GHz bis 110 GHz) aus [Tes+21] entnommen. In Abbildung 5.32 wird die erste ursprüngliche und die optimierte Simulation mit der Messung verglichen. Im Vergleich zur ersten Simulation, sind die Einfügeverluste um 1 dB auf 2,2 dB gestiegen und die Mittenfrequenz ist leicht nach unten verschoben. Der Unterschied zur Messung ist durch einen nicht idealen Zusammenbau des Filters und durch Fertigungstoleranzen verursacht. Da das Filter aus fünf Messingbauteilen, zwei zweilagige Elektroden-Substraten und fünf LC-gefüllte Rexolite-Kavitäten besteht, ist ein Zusammenbau mit einem guten elektrischen Kontakt und einer präzisen Ausrichtung sehr herausfordernd.

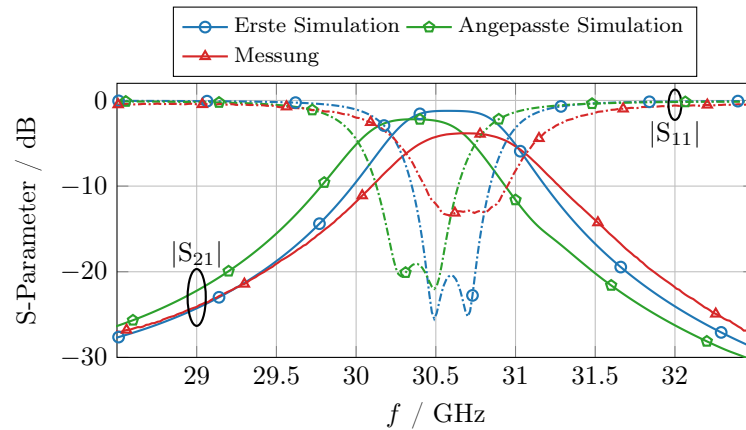


Abbildung 5.32: Vergleich der Einfügeverluste zwischen dem ersten Simulationsmodell (ohne Elektroden und Kleber), dem angepassten Simulationsmodell und der Messung.

Um den gesamten Abstimmereich des Filters zu untersuchen, wurden weitere Messungen durchgeführt. Die resultierenden Bandbreiten für verschiedene Mittenfrequenzen sind in Abbildung 5.33 zusammengefasst. Die schraffierte Fläche ist der anhand der Messungen geschätzte Abstimmereich. Die minimale und maximale 3 dB-Bandbreite liegt bei 655 MHz beziehungsweise 872 MHz und die Mittenfrequenz kann zwischen 29,74 GHz und 30,72 GHz variiert werden. In Abbildung 5.34 sind die breitbandigen Messungen des Filters exemplarisch für  $f_{0,min}$  und  $f_{0,max}$  abgebildet. Hierbei ist zu sehen, dass das Filter im gesamten Ka-Band keine Störmoden hat. Ferner sind die Resonanzfrequenzen der Koppelresonatoren im unteren Frequenzbereich sichtbar.

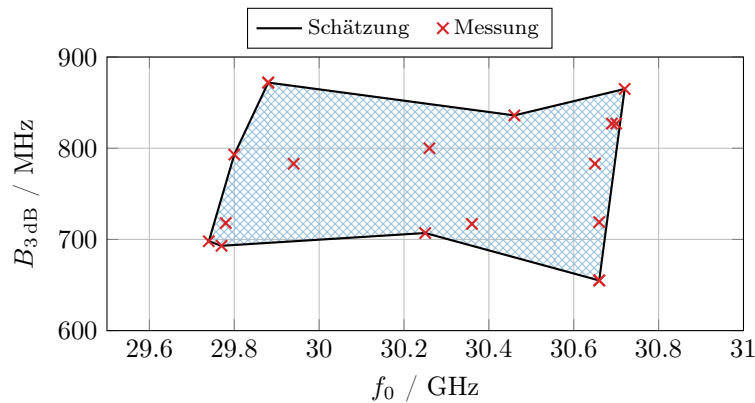


Abbildung 5.33: Bereich der gemessenen 3 dB-Bandbreite für verschiedene Mittenfrequenzen. Die schraffierte Fläche ist der geschätzte Abstimmereich des Filters.

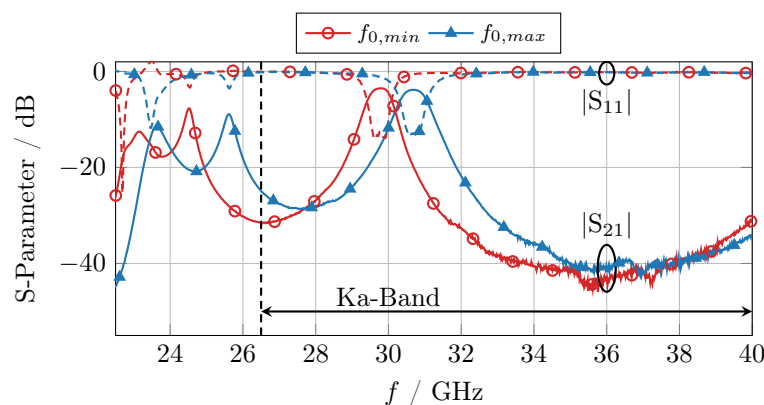


Abbildung 5.34: Breitbandige Streuparametermessungen für die minimale und maximale Mittenfrequenz, wobei das gesamte Ka-Band Störmoden frei ist.

### 5.3 Bandbreiten- und Mittenfrequenz-abstimmbares GGW-Filter

In diesem Abschnitt wird der *Groove Gap Waveguide* (GGW), welcher in Abschnitt 3.2 eingeführt wurde, als Alternative zum Hohlleiter für die Realisierung eines in der Bandbreite und Mittenfrequenz abstimmbaren Filters untersucht. Hierbei wird für die Abstimbarkeit der Bandbreite und Mittenfrequenz dasselbe Konzept wie beim RWG-Filter angewandt. Um die beiden Topologien besser miteinander vergleichen zu können, wird das GGW-Filter mit derselben Filtercharakteristik des RWG-Filters entworfen. Der GGW wurde in der Literatur bereits für eine Vielzahl von nicht-abstimmbaren Bandpassfiltern verwendet, exemplarisch wurde in [RZ20] ein Tschebyscheff-Filter vierter Ordnung bei 40 GHz, mit  $FBW = 2,5\%$ ,  $RL = 20$  dB und  $IL = 1,1$  dB präsentiert.

Das in diesem Abschnitt vorgestellte Filter wurde in [Pol+22] erstmals veröffentlicht. In Abschnitt 5.3.1 erfolgt zunächst der Entwurf des GGW nach den Designregeln aus Abschnitt 3.2. Anschließend wird der in dieser Arbeit verwendete abstimmbare GGW-LC-Resonator vorgestellt, der sowohl für die Haupt- als auch Koppelresonatoren verwendet wird. Danach wird in Abschnitt 5.3.2 das GGW-Filter analog zum RWG-Filter entworfen. Abschnitt 5.3.3 stellt dann das hybride Ansteuerungskonzept vor, bei dem gleichzeitig elektro- und magnetostatische Felder für die LC-Ausrichtung verwendet werden. Abschließend beschreibt Abschnitt 5.3.4 die Herstellung und die Hochfrequenz-Charakterisierung.



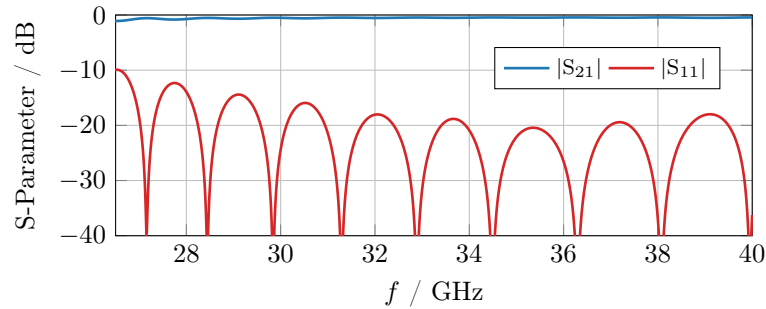


Abbildung 5.35: Simulierte Streuparameter eines 76 mm langen GGWs mit WR28-Übergängen.

### 5.3.1 Wellenleiter- und Resonatorentwurf

Die periodische *Bed of Nails* (BoN)-Struktur des GGWs wurde bereits in Abschnitt 3.2 erläutert. Es wurde gezeigt, dass für einen Luftspalt von  $d_{air} \leq \lambda/4$  zwischen den Pins der BoN-Struktur (AMC) und der oberen Metallplatte (PEC) eine elektromagnetische Bandlücke entsteht. Wie in Abbildung 3.4 demonstriert, deckt die elektromagnetische Bandlücke für folgende Dimensionen in mm:  $p_{BoN} = 3,8$ ,  $w_{BoN} = 1,4$ ,  $h_{pin} = 2,6$  und  $d_{air} = 0.175$  das gesamte Ka-Band ab. Aus diesem Grund wurden diese Dimensionen übernommen und die Breite des GGWs wurde auf  $w_{GGW} = 7.1$  mm gesetzt. Für die Charakterisierung wurde ein Übergang vom WR28-Rechteckhohlleiter auf den GGW benötigt, der mittels einer 30 mm langen linearen Verjüngung des RWG von  $a = 7,112$  mm,  $b = 3,556$  mm auf  $a' = 6,300$  mm,  $b' = 2,775$  mm entworfen wurde. Die simulierten Streuparameter des GGWs aus Messing mit einer Länge von 76 mm mit den Übergängen sind in Abbildung 5.35 dargestellt. Die Einfügeverluste liegen zwischen 0.45 dB bis 1 dB.

In der Literatur werden GGW-Resonatoren mit verschiedenen Koppellementen realisiert, beispielhaft mit einzelnen Koppelpins [RZK15b], mehreren Koppelpins [Olm+13; ZKK12] oder mit Koppelblenden [RZK15a]. In dieser Arbeit werden einzelne Koppel-

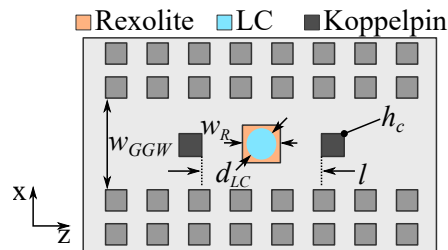


Abbildung 5.36: Schematische Darstellung eines abstimmbaren GGW Resonators mit zwei Koppelpins für die Ein- und Auskopplung.

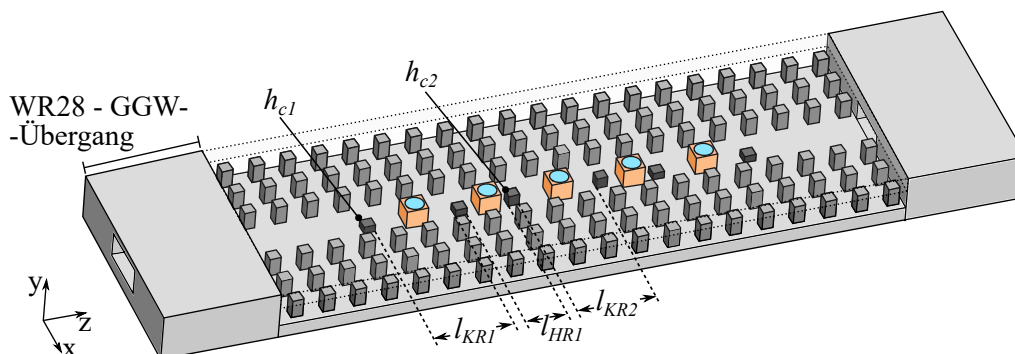


Abbildung 5.37: Schematische Darstellung des symmetrischen GGW-Filters mit zwei WR28 zu GGW-Übergängen. Die Position der oberen Metallplatte des GGWs ist mit gepunkteten Linien markiert.

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Dimensionen des Simulationsmodells aus Abbildung 5.37.

$h_{c1}$	$h_{c2}$	$l_{HR1}$	$l_{KR1}$	$l_{KR2}$
0,87 mm	1,48 mm	5,00 mm	9,70 mm	9,70 mm

pins verwendet, da diese sich am einfachsten realisieren lassen. Die Dimensionen der Koppelpins unterscheiden sich von den Pins der BoN-Struktur nur in ihrer Höhe  $h_c$ , wie in Abbildung 5.36 schematisch dargestellt. Im Gegensatz zum Hohlleiterfilter, füllt die Rexolite-Kavität den Resonator nur teilweise, wodurch die dielektrischen Verluste des Resonators und somit auch die Einfügeverluste beim Filterentwurf reduziert werden. Um den Filterentwurf zu vereinfachen, wurde die Seitenlänge der quadratischen Rexolite-Kavität für alle Resonatoren auf  $w_R = 2,6$  mm und der Durchmesser des LC-Segments auf  $d_{LC} = 2,2$  mm festgelegt. Hierdurch ist im Filterentwurf eine Mittenfrequenzabstimmbarkeit von 3,4% möglich, jedoch wird die Bandbreitenabstimmbarkeit im Vergleich zum RWG-Filter deutlich reduziert. Diese ist allerdings ausreichend um eine Abstimmbarkeit mit konstanter Filtercharakteristik zu ermöglichen. Somit unterscheiden sich die Haupt- und Koppelresonatoren nur in ihrer Länge  $l$  und der Höhe der Koppelpins  $h_c$ . Ferner besitzen die Kavitäten dieselbe Höhe wie die Pins der BoN-Struktur. Die Rexoliteschicht unterhalb des LC-Segments hat eine Höhe von 100  $\mu$ m.

### 5.3.2 Filterentwurf

Damit der GGW-Filter mit dem RWG-Filter verglichen werden kann, wird dieser analog zum RWG-Filter aus Abschnitt 5.2, mit derselben Filtercharakteristik, entworfen. Hierfür werden die obigen Koppelpins und der Resonatorentwurf für die Haupt- und

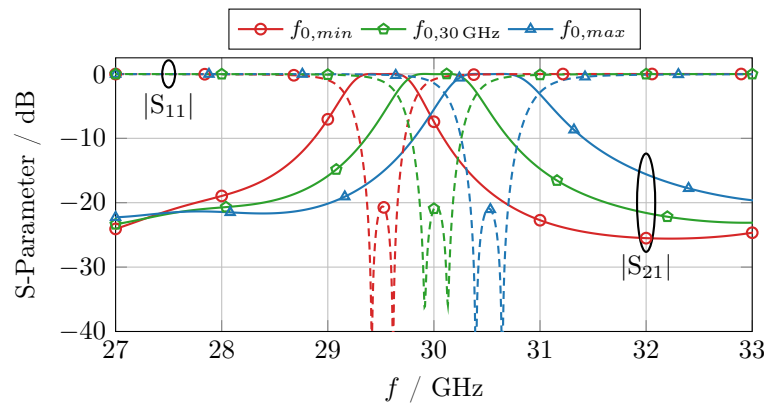


Abbildung 5.38: Simulierte Streuparameter bei 30 GHz und der minimalen und maximalen Mittenfrequenz.

Koppelresonatoren verwendet. Da der Filterentwurf bereits in Abschnitt 5.2 für den Hohlleiter ausführlich beschrieben wurde, wird an dieser Stelle auf eine ausführliche Beschreibung verzichtet. Das finale Filter, mit den zwei WR28 zu GGW-Übergängen, ist in Abbildung 5.37 dargestellt, wobei die Position der oberen Metallplatte mit den gepunkteten Linien markiert ist. Die wichtigsten Dimensionen sind der Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die technische Zeichnung mit weiteren Dimensionen befindet sich im Anhang B. Als LC wird, wie beim RWG-Filter, die GT7-29001 LC-Mischung verwendet, deren dielektrischen Eigenschaften in Tabelle 2.2 gegeben sind.

Die verlustfreien Simulationsergebnisse des Filters sind in Abbildung 5.38 dargestellt. Die Mittenfrequenz des Filters kann mit konstanter Filtercharakteristik von 29,50 GHz bis 30,53 GHz abgestimmt werden. Um den Einfluss der einzelnen Resonatoren auf die Filterperformanz zu finden, wurde eine Koppelfaktoranalyse durchgeführt. Hierbei wird die relative Permittivität der Flüssigkristalle aller Resonatoren auf  $\epsilon_r = 3$  gesetzt und anschließend wird die LC-Permittivität des untersuchten Resonators zwischen 2,5 bis 3,5 variiert. Aufgrund der Symmetrie werden nur die Koppelresonatoren für die Eingangskopplung und Interresonator-Kopplung und der erste Hauptresonator untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.39 zusammengefasst. Der Eingangskoppelresonator beeinflusst alle drei Koppelfaktoren, am stärksten die des ersten Hauptresonators, siehe Abbildung 5.39a. Im Gegensatz dazu beeinflusst der Interresonator -Koppelresonator nicht die Eingangskopplung, siehe Abbildung 5.39b. Der Hauptresonator hat nur einen leichten Einfluss auf die Interresonator-Kopplung, wie in Abbildung 5.39c gezeigt.

### 5.3.3 Hybride Ansteuerung

Die rein elektrische LC-Ansteuerung kann durch die inhomogenen Steuerfelder für die orthogonale LC-Ausrichtung nicht die vollständige Steuerbarkeit des LCs ausnutzen,

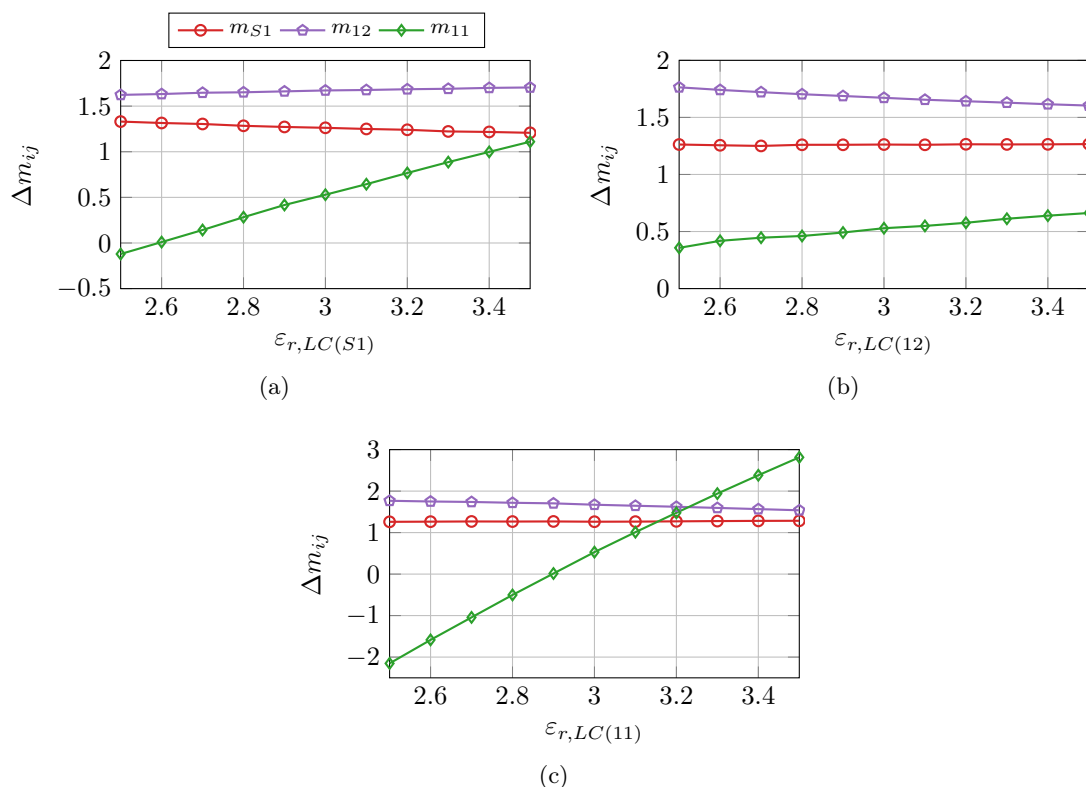


Abbildung 5.39: Ergebnisse der simulierten Koppelfaktoranalyse. Die relative Permittivität des (a) Eingangskoppelresonators, (b) Interresonator - Koppelresonators und (c) ersten Hauptresonators wird variiert, wobei alle anderen LC-Permittivitäten auf  $\epsilon_r = 3$  gesetzt sind.

wie in Abschnitt 5.2.2 für den RWG-Filter gezeigt. Aus diesem Grund wurde ein hybrides Ansteuerungskonzept für den GGW-Filter entwickelt, dass durch das gleichzeitige Anlegen von elektro- und magnetostatischen Steuerfeldern die LC-Moleküle homogen ausrichtet, wie bereits in Abschnitt 2.5 für den Hohlleiter erläutert. In Abbildung 5.40 ist das Konzept für einen GGW-LC-Resonator dargestellt. Zwei Neodymmagnete werden seitlich außerhalb des GGWs angebracht, das daraus resultierende Magnetfeld ist innerhalb des Resonators homogen und richtet die LC-Moleküle orthogonal zum HF-Feld aus, siehe Abbildung 5.40a. Für die parallele Ausrichtung wird eine Elektrode an die obere Metallplatte oberhalb der LC-Kavität angebracht. Ein  $12\ \mu\text{m}$  dünnes Pyralux AC Substrat wird als Isolationsschicht verwendet. Durch das Anlegen einer Steuerspannung  $U_b$  richten sich die Moleküle von der orthogonalen Ausrichtung zur parallelen Ausrichtung, in Abhängigkeit der Spannungsstärke, aus, siehe Abbildung 5.40b. Somit kann die Ausrichtung des LCs eines Resonators nur mit einer einzigen Steuerspannung kontrolliert werden.

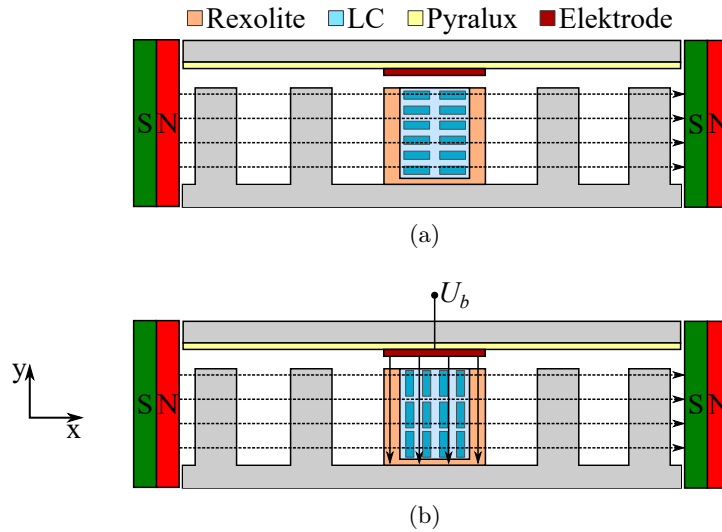


Abbildung 5.40: Das hybride Ansteuerungskonzept für den GW für (a) orthogonale und (b) parallele LC-Ansteuerung.

Wie bereits in Abschnitt 5.1.4 untersucht, können im Pyralux-Substrat unterhalb der Metallisierung ungewollte Resonanzen entstehen, die die HF-Performanz stark beeinflussen. Deshalb wurden, wie in Abschnitt 5.1.4, die Elektroden mittels Vollwellensimulationen strukturiert, um unerwünschte Resonanzen im Substrat zu unterdrücken und die Einfügeverluste zu minimieren, wie in Abbildung 5.41 dargestellt. In Abbildung 5.42 sind die verlustbehafteten Simulationsergebnisse mit rechteckigen und den strukturierten Elektroden für die orthogonale LC-Ausrichtung zusammengefasst. Die Einfügeverluste betragen 1,75 dB ohne Elektroden und 1,90 dB mit rechteckigen beziehungsweise 1,77 dB mit strukturierten Elektroden. Ferner verschiebt sich die Mittenfrequenz um 185 MHz und 128 MHz mit den rechteckigen beziehungsweise strukturierten Elektroden. Im Vergleich zur rein elektrischen Ansteuerung, siehe Abschnitt 5.1.4, ist der Einfluss der Elektroden marginal, da anstelle von sechs nur eine Elektrode pro Resonator benötigt wird. Die Magneten haben keinen Einfluss auf die HF-Performanz, da sie

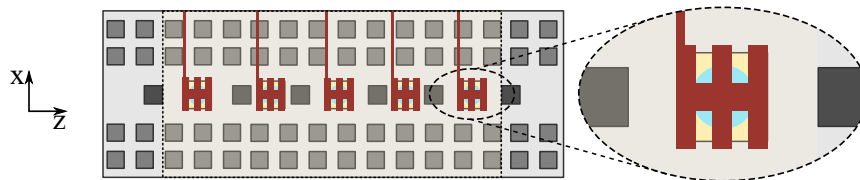


Abbildung 5.41: Zeichnung des Elektrodenentwurfs, wobei die Position des Pyralux-Substrats mit gepunkteten Linien markiert ist. Das vollständige Layout und die wichtigsten Dimensionen befinden sich im Anhang A.

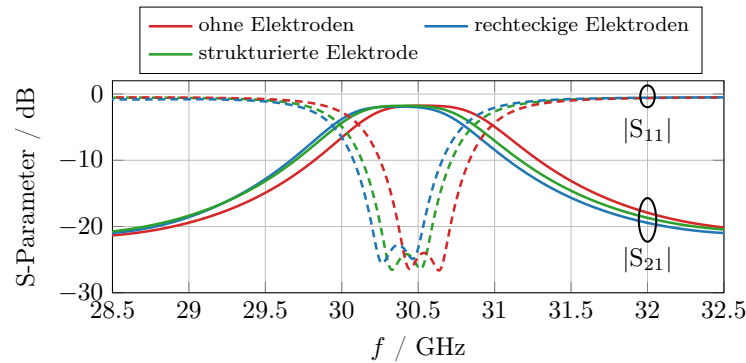


Abbildung 5.42: Simulationsergebnisse für orthogonale LC-Ausrichtung ohne Elektroden und mit sowohl rechteckigen als auch strukturierten Elektroden.

außerhalb des Resonators platziert sind. Der Vorteil im Vergleich zur rein elektrischen Ansteuerung besteht in der reduzierten Anzahl der Elektroden und Spannungen, den homogenen Steuerfeldern und den vereinfachten Elektrodenentwurf. Jedoch wird durch die Platzierung der Magneten außerhalb des Filters der Aufbau im Vergleich zur rein elektrischen Ansteuerung sperriger. Dies kann in einem zukünftigen optimierten Entwurf vermieden werden, in dem die Magnete in die BoN-Struktur integriert werden.

### 5.3.4 Realisierung und Hochfrequenz-Charakterisierung

Die Elektroden wurden auf einem  $12\mu\text{m}$  dünnem Pyralux-Substrat mit einer einseitigen  $9\mu\text{m}$  Kupfersicht mittels Fotolithografie hergestellt, siehe Abbildung 5.43a. In Abbildung 5.43b sind zwei gefertigte Rexolite-Kavitäten abgebildet, welche in der Feinmechanik-Werkstatt des Fachbereichs Elektrotechnik und Informationstechnik durch CNC-Fräsen mit einer Datron M10pro+ Fräsmaschine hergestellt wurden. Das Filter inklusive der WR28 zu GGW-Übergänge besteht aus zwei Messingbauteilen, die an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel mittels CNC-Fräsen gefertigt wur-

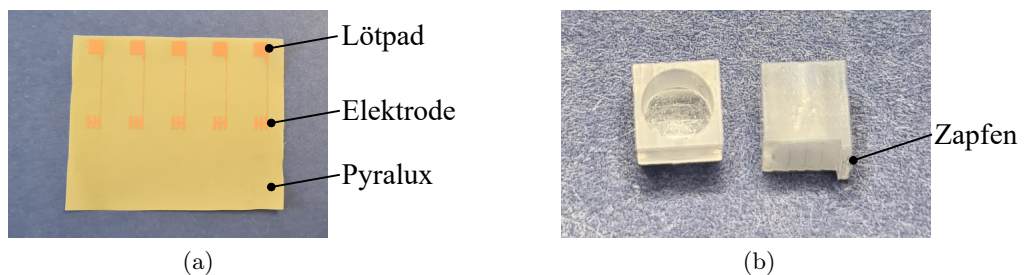
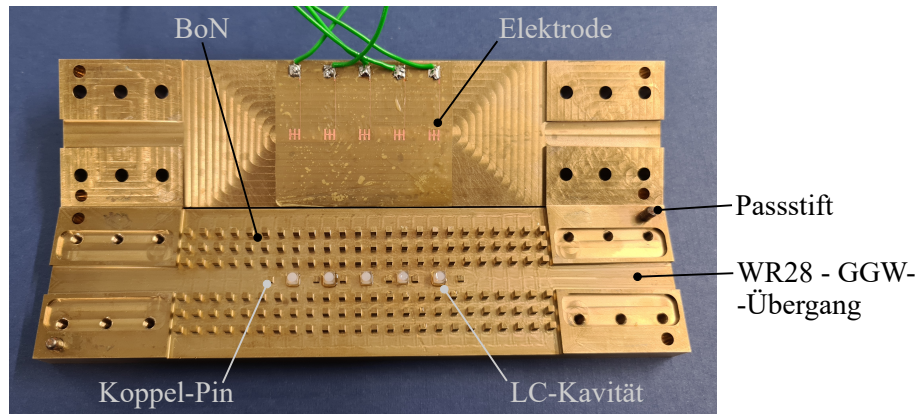
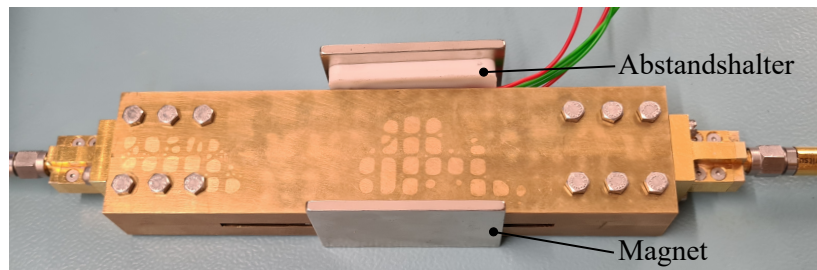


Abbildung 5.43: Fotografie der (a) Elektroden und (b) Rexolite-Kavitäten.



(a)



(b)

Abbildung 5.44: Fotografie des GGWs Filters (a) teilweise zusammengebaut, mit befüllten LC-Kavitäten und angebrachten Elektroden, und (b) vollständig zusammengebaut, mit zwei Permanentmagneten für die hybride Ansteuerung.

den. In dem unteren Messingblock befinden sich die eine Hälfte der WR28-Übergänge, die BoN-Struktur und die Resonatoren, der obere Messingblock besteht aus der anderen Hälfte der WR28-Übergänge und oberen Metallplatte des GGW. Die Ausrichtung der zwei Messingblöcke erfolgt über zwei Passtifte. Die wichtigsten Dimensionen der Rexolite-Kavitäten und der Messingbauteile sind in den technischen Zeichnungen im Anhang B gegeben.

Um die Kavitäten in die Resonatoren zu integrieren und präzise auszurichten, haben diese auf der Bodenseite einen schmalen rechteckigen Zapfen mit einer Tiefe von  $350\ \mu\text{m}$ , die in die vorgesehenen Schlitze in der unteren Messingplatte des Resonators gesteckt und anschließend mit einer dünnen Schicht Norland Optical Adhesive 81 UV-Kleber zwischen der Rexolite-Kavität und dem Messingblock befestigt werden. Die Befüllung mit der GT7-29001 Mischung wurde mittels einer Spritze durchgeführt. Im nächsten Schritt wurde das Pyralux-Substrat mit PELCO Quickstick 135 Montagewachs auf die obere Platte des GGWs angebracht. Die Elektroden sind an den Löt pads, die sich außerhalb der BoN-

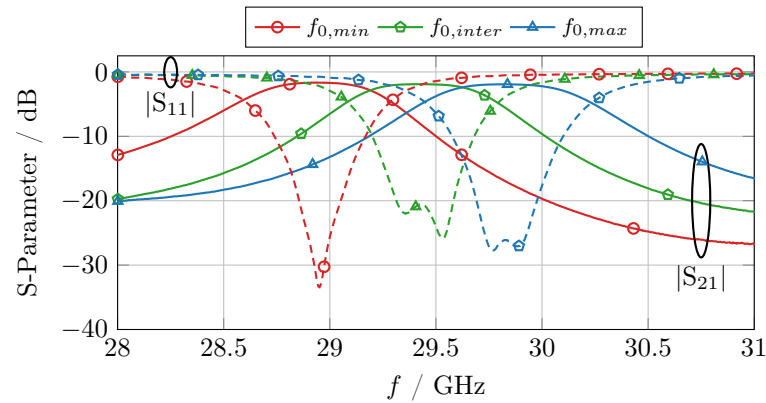


Abbildung 5.45: Gemessenen Streuparameter für die minimale, mittlere und maximale Mittenfrequenz mit einer Rückflussdämpfung von  $RL > 20$  dB im Durchlassbereich.

Struktur befinden, über Kupferlitzten mit der Spannungsversorgung angeschlossen, wie in Abbildung 5.44a dargestellt. Nachdem die zwei Hälften des GGW-Filters zusammengeschaubt wurden, siehe Abbildung 5.44b, erfolgt die Hochfrequenz-Charakterisierung. Hierfür wurde das Filter mit zwei 1,85 mm Koax auf WR28-Hohlleiterübergänge und zwei 1,85 mm Koaxialkabel an einen Keysight PNA-X N5247A Netzwerkanalysator angeschlossen und eine TRL-Kalibrierung wurde durchgeführt, wobei sich die Referenzebenen an den Enden der WR28-Übergänge befinden. Für die Spannungsversorgung wurde das Versorgungssystem und der Spannungsverstärker aus Abschnitt 5.2.3 verwendet. Für die Abstimmung des Filters wurden fünf 1 kHz Rechteckspannungen mit  $V_{pp,max} = 100$  V

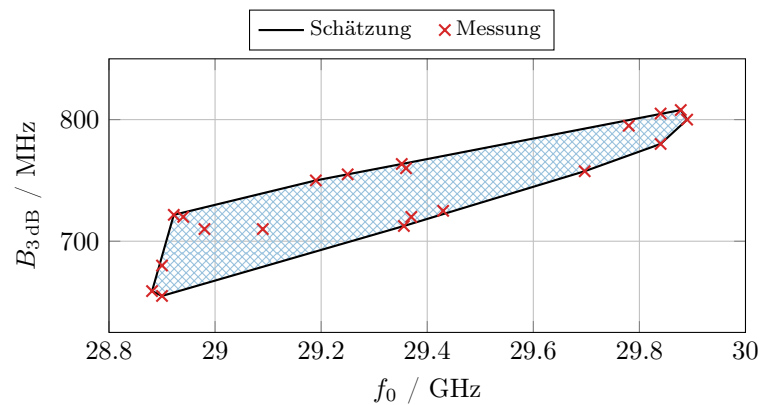


Abbildung 5.46: Bereich der gemessenen 3 dB-Bandbreite für verschiedene Mittenfrequenzen. Die schraffierte Fläche ist der geschätzte Abstimmbereich des Filters.



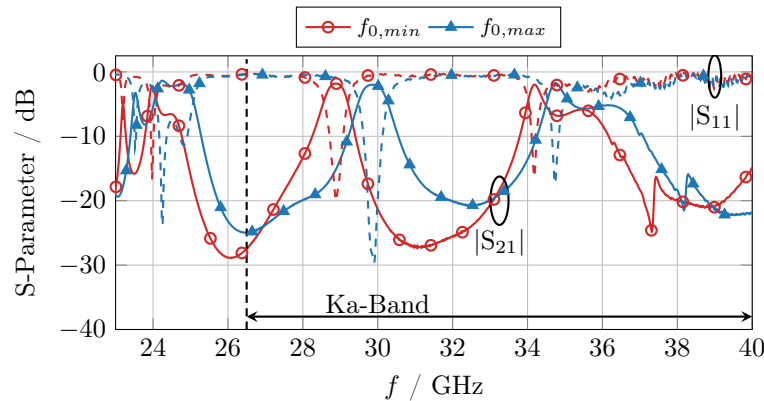


Abbildung 5.47: Breitbandig gemessene Streuparameter, exemplarisch für die minimale und maximale Mittenfrequenz.

benötigt. Ferner wurden zwei Permanentmagnete an die Seiten des GGW-Filters angebracht, die innerhalb des Filters eine magnetische Flussdichte von 146 mT erzeugen.

Die gemessenen Streuparameter sind in Abbildung 5.45 für die minimale  $f_{0,min} = 28,88$  GHz, mittlere  $f_{0,inter} = 29,38$  GHz und maximale  $f_{0,max} = 29,88$  GHz Mittenfrequenz präsentiert. Die Rückflussdämpfung befindet sich im Durchlassbereich für alle drei Messungen oberhalb von  $RL > 20$  dB. Im Vergleich zur Simulation ist der Abstimmbereich um 600 MHz zu niedrigeren Frequenzen verschoben, dies ist auf Fertigungstoleranzen und sowohl auf den UV-Kleber als auch Montagewachs zurückzuführen, da diese nicht in der Simulation berücksichtigt wurden. Die simulierte und gemessene Abstimmbarkeit der Mittenfrequenz ist mit  $\tau_{f_0} = 3,4\%$  identisch. Die gemessenen Einfügeverluste liegen zwischen 1,65 dB bis 1,95 dB und weichen maximal um 0,3 dB von der Simulation ab. Die unbelastete Güte liegt bei  $Q_u \approx 300$ . Um einen besseren Vergleich mit dem RWG-Filter zu haben, wurde in Abbildung 5.46 die 3 dB-Bandbreiten über die Mittenfrequenz untersucht. Die Bandbreite variiert zwischen 655 MHz und 808 MHz und die Mittenfrequenz zwischen 28,88 GHz und 29,89 GHz. Somit liegt die Bandbreitenabstimmbarkeit bei  $\tau_{B_{3\text{dB}}} \approx 6,5\%$ . In Abbildung 5.47 ist die breitbandige Streuparametermessung für die minimale und maximale Mittenfrequenz abgebildet. Zwischen 23 GHz bis 25 GHz und 34 GHz bis 37 GHz sind die  $TE_{101}$ -Moden beziehungsweise die höheren  $TE_{102}$ -Moden der Koppelresonatoren sichtbar.

## 5.4 Einordnung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden drei Flüssigkristall-Bandpassfilter in verschiedenen Wellenleitertopologien im Millimeterwellenbereich entworfen, realisiert und charakterisiert:

Das NRD-Filter ist das erste abstimmbare LC-Filter basierend auf dielektrische Wellenleiter. Das Filter ist in der Mittenfrequenz abstimmbar und wurde im V-Band bei 60 GHz realisiert, da für LC-Anwendungen dielektrische Wellenleiter im Vergleich zu metallischen Wellenleiter, wie den Hohlleiter, gerade bei höheren Frequenzen, aufgrund der geringeren Verluste und der einfacheren Integration der Flüssigkristalle und der Elektroden [Ree20], Vorteile aufzeigen. Um die Realisierbarkeit von NRD-LC-Komponenten bei höheren Frequenzen zu demonstrieren, wurde im Vorfeld dieser Arbeit zunächst ein NRD-LC-Phasenschieber im oberen W-Band von 98 GHz bis 110 GHz realisiert und charakterisiert [Pol+19b].

Das in Abschnitt 5.2 vorgestellt RWG-Filter ist sowohl in der Mittenfrequenz als auch in der Bandbreite abstimmbar. Dies ermöglicht die Bandbreite unabhängig von der Mittenfrequenz einzustellen beziehungsweise mit konstanter absoluter Bandbreite die Mittenfrequenz zu variieren und das Filter dadurch mit konstanter Filtercharakteristik abzustimmen. Außerdem ist es sowohl das erste RWG-LC-Filter mit elektrischer Ansteuerung als auch das erste LC-Bandpassfilter mit abstimmbarer Mittenfrequenz und Bandbreite. Das hier angewandte Konzept mit abstimmbaren Haupt- und Koppelresonatoren wurde in [APZ14] für ein Hohlleiterfilter, welches mechanisch mittels Schrittmotoren abgestimmt werden kann, vorgestellt. Das Filter wurde im Ka-Band bei 30 GHz konzipiert und für die rein elektrische Ansteuerung wurde ein neues Elektrodenkonzept präsentiert, welches die Integration in den Hohlleiter vereinfacht. Allerdings war der Zusammenbau des Filters sehr komplex, wodurch Abweichungen der Einfügeverluste von 2 dB zwischen Simulation und Messung entstanden.

Deshalb wurde der GGW als Alternative zum Rechteckhohlleiter untersucht, da dieser keine Seitenwände besitzt, ist sowohl die Integration der Elektroden als auch der Zusammenbau deutlich einfacher. Ferner wurde ein neuartiges hybrides Ansteuerungskonzept vorgestellt, welches die Ausrichtung der Flüssigkristalle mit gleichzeitig angelegten elektrischen und magnetischen Feldern ermöglicht. Hierdurch wird der Einfluss der Elektroden reduziert, die maximal benötigte Spannung gesenkt und sowohl die Integration als auch das Design vereinfacht. Der Hauptvorteil der hybriden Ansteuerung liegt jedoch in der Effizienz, da aufgrund der homogenen Steuerfelder die vollständige Anisotropie des LCs genutzt werden kann. In diesem Fall sind die simulierte und gemessene Abstimmbarkeit identisch. Ferner sind die Abweichungen der Einfügeverluste zwischen Simulation und Messung mit maximal 0,3 dB deutlich geringer als beim NRD- oder RWG-Filter.

In der Literatur wurden weitere Wellenleitertopologien für Flüssigkristallfilter untersucht, wie zum Beispiel Mikrostreifenleitungen (MSL), SIW, *Half-Mode Corrugated Substrate Integrated Waveguide* (HMCSIW) und Koplanarer Wellenleiter (*CoPlanar Waveguide*, CPW). Um die Filter besser einordnen und bewerten zu können, wurde in Tabelle 5.3 der Stand der Technik von abstimmbaren Bandpassfiltern zusammengefasst, wobei der Fokus auf abstimmbaren LC-Filtern liegt. Ferner wurden auch BST- und MEMS-abstimmbare Filter aufgeführt, um einen Vergleich mit anderen Technologien

zu haben. Für die  $FBW$  und  $IL$  sind stets die maximalen Werte angegeben und die Abstimmbarkeit der Bandbreite und der Mittenfrequenz wurden nach Gleichung (4.52) beziehungsweise (4.46) berechnet und können somit von den Angaben in den jeweiligen Veröffentlichungen abweichen.

An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass der Vergleich von schmalbandigen und breitbandigen Filtern nicht ideal ist, da breitbandige Filter generell, aufgrund der größeren Belastung der Resonatoren, eine größere Abstimmbarkeit erreichen und geringere Einfügeverluste haben. Aus diesem Grund ist ein Vergleich der Gütefaktoren ausschlaggebend. Diese sind jedoch in den meisten Veröffentlichungen nicht angegeben.

In [YDM14] und [Eco+17] sind Mittenfrequenz-abstimmbare Flüssigkristall-Filter präsentiert, die im ähnlichen Frequenzbereich wie das NRD-Filter funktionieren. Beide Filter sind planare Mikrostreifenleitungsfiler und mit einer  $FBW \geq 16,5\%$  breitbandig. Die Mittenfrequenzabstimmbarkeit ist im Vergleich zum NRD-Filter um einen Faktor von zwei bis drei größer und die Einfügeverluste sind geringer (ausgenommen bei 85 GHz in [Eco+17]). Der Gütefaktor, der nur in [Eco+17] angegeben wurde, ist jedoch deutlich niedriger als beim NRD-Filter. Die Ansteuerung der Flüssigkristalle erfolgt bei beiden MSL-Filtern aus der Kombination von Oberflächenverankerungen und elektrischer Ansteuerung. Hierfür wird die Oberfläche der Polyamidschicht in der LC-Kavität durch Reibung so strukturiert, dass die LC-Moleküle sich parallel zur Oberfläche ausrichten. Aufgrund der planaren Bauform der MSL haben die LC-Kavitäten eine Höhe von  $\leq 150\mu\text{m}$ . Daher ist nur eine maximale Spannung von  $U_{max} = 30\text{ V}$  erforderlich, wohingegen beim NRD, wegen der deutlich höheren LC-Kavität, nach Gleichung (2.24) eine maximale Spannung von  $U_{max} = 200\text{ V}$  benötigt wird. In [Jia+11] wurde ein in der Mittenfrequenz-abstimmbares BST-CPW-Filter zweiter Ordnung bei 50,1 GHz mit einer  $FBW = 9,5\%$  präsentiert. Im Vergleich zum NRD-Filter ist die Abstimmbarkeit um 4,8 % größer und die Einfügeverluste um 1,4 dB höher. In [Psy+13] wurde ein MEMS-Filter bei 65,3 GHz mit einer Abstimmbarkeit von 6,2 % und einem Gütefaktor von 68 bis 108 präsentiert, jedoch ist die  $FBW$  mit 8,3 % im Vergleich zum NRD-Filter deutlich höher.

Das RWG- und GGW-Filter sind die einzigen, abstimmbaren LC-Bandpassfilter mit voneinander unabhängig abstimmbarer Bandbreite und Mittenfrequenz, d.h. die Filter können mit einer konstanten Filtercharakteristik abgestimmt werden. Das GGW-Filter hat eine um 13 % höhere Mittenfrequenzabstimmbarkeit, jedoch ist die Bandbreitenabstimmbarkeit um 27 % niedriger. Ferner sind die Einfügeverluste um 2,25 dB niedriger und die Güte doppelt so hoch. Die hybride LC-Ansteuerung des GGW-Filters benötigt mit  $U_{max} = 100\text{ V}$  eine niedrigere Spannung als beim RWG-Filter, welches rein elektrisch mit einer maximalen Spannung von  $U_{max} = \pm 250\text{ V}$  angesteuert wurde. Des Weiteren vereinfacht der GGW den Zusammenbau, da im Gegensatz zum Rechteckhohlleiter keine Seitenwände vorhanden sind, wodurch kein elektrischer Kontakt zwischen den einzelnen Messingbauteilen erforderlich ist. Das vereinfacht die Integration der Elektroden.

Die Abweichungen zwischen Simulation und Messungen sind beim GGW-Filter am geringsten: Die Abstimbarkeit der Mittenfrequenz als auch die Rückflussdämpfung sind identisch mit der Simulation und die Einfügeverluste sind lediglich um 0,3 dB höher. Beim RWG-Filter wurde in der Messung ca. 80 % der simulierten Mittenfrequenzabstimbarkeit erzielt, die Rückflussdämpfung ist mit 13 dB und 7 dB niedriger und die Einfügeverluste sind etwa 2 dB höher als in den Simulationsergebnissen.

In [Fra+14] wurde ein RWG-LC-Filter mit einer  $FBW = 1\%$  bei 20 GHz vorgestellt. Hierbei wurde eine rein magnetische Ansteuerung verwendet, wodurch im Gegensatz zur rein elektrischen Ansteuerung keine zusätzlichen Verluste entstehen. Trotz der drei Koppelresonatoren des RWG-Filters sind die Einfügeverluste in [Fra+14] um 2,8 dB höher und die Abstimbarkeit ist um 30 % niedriger. Das in [Pra+15] vorgestellte SIW-Filter, welches rein magnetisch angesteuert wurde, hat ebenfalls eine geringere Abstimbarkeit und höhere Einfügeverluste als das RWG-Filter. Im Vergleich mit anderen in der Mittenfrequenz-abstimmbaren Flüssigkristallfiltern hat das GGW-Filter die niedrigsten Einfügeverluste, obwohl es zusätzlich in der Bandbreite abstimmbar ist. Bandbreiten- und Mittenfrequenz-abstimmbare BST-Filter wurden bei niedrigeren Frequenzen untersucht [Sch21]. MEMS-Filter wurden sowohl im Ka-Band [HMP11] als auch bei niedrigeren Frequenzen [Ino+12], Bandbreiten und Mittenfrequenz abstimmbar realisiert. In [HMP11] wurde bei 27,9 GHz ein Filter zweiter Ordnung mit einer Mittenfrequenzabstimbarkeit von 4,7 % und einer Bandbreitenabstimbarkeit von 4,8 % erzielt, jedoch mit sehr hohen Einfügeverlusten von 17,1 dB. Das MEMS-Filter, welches in [YPP18] vorgestellt wurde, erzielte die höchste Mittenfrequenzabstimbarkeit und Güte, wobei die relative Bandbreite im Abstimmbereich zwischen 1,9 % und 4,8 % variiert. Im Vergleich zur MEMS-Technologie bietet die LC-Technologie mehrere Vorteile: Die Verlässlichkeit ist, da bei LC-Komponenten weder Verschleiß noch Alterungseffekte auftreten, deutlich höher. Außerdem besitzen LC-Komponenten eine sehr hohe Linearität und Leistungsverträglichkeit [Goe+06; Wan+22]. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist der sehr niedrige Energieverbrauch von passiven LC-Komponenten [Fer+22; DD19], besonders für die Satellitenkommunikation, bei der die verfügbare Energie begrenzt ist. Ferner ist eine sehr kostengünstige Fertigung von LC-Komponenten möglich, insbesondere für planare Strukturen, da hierfür die Produktionslinien der LC-Display-Herstellung verwendet werden können [Fer+22; Deh19].

Tabelle 5.3: Vergleich von abstimmbaren Bandpassfilter in BST-, MEMS- und LC-Technologie.

Ref.	Topologie	$n$	$f_0/\text{GHz}$	$FBW/\%$	$\tau_{f_0}/\%$	$\tau_B/\%$	$IL_{max}/\text{dB}$	$RL/\text{dB}$	$Q_u$	Ansteuerung	
BST	[Jia+11]	2	35,8 50,1	9 9,5	6,7 7,7	/	6,2 7,6	$\approx 20$	NA	elek.	
	[Sch21]	4	1,64	$\approx 8,3$	12,6	51,7	5,5	$\approx 15$	60-75	elek.	
	[Cou+09]	3	31	12,3	11,8	/	6,9	$\approx 13$	NA	elek.	
MEMS	[Psy+13]	2	65,3	8,3	6,2	/	5	$\approx 20$	68-108	elek.	
	[YPP18]	2	30	4,7	50	/	2,9	$\approx 15$	264-540	elek.	
	[Ino+12]	2	2,1	$\approx 17,5$	48	53,8	3	$\approx 10$	NA	elek.	
	[HMP11]	2	27,9	5	4,7	4,8	17,1	$\approx 15$	NA	elek.	
	[Tor+13]	2	4,87	17	12,5	/	$\approx 5$	$\approx 7$	NA	elek.	
	[YDM14]	9	49	20	$\approx 6,3$	/	4,9	$\approx 12$	NA	elek.+oberfl.	
	[Goe+10]	3	20	$\approx 5$	9,8	/	$\approx 10$	$\approx 20$	NA	elek.+oberfl.	
LC	[Jia+20]	4	25	$\approx 49$	$\approx 11,1$	/	$\approx 5$	$\approx 7,5$	NA	elek.	
	[Fra+14]	3	20	1	2,3	/	$\approx 7$	NA	NA	magn.	
	[Jia+19]	4	16,7	$\approx 15$	3,8	/	3,4	10	NA	elek.+oberfl.	
	[Pra+18]	3	30	$\approx 11,4$	2,3	/	4	$\approx 5$	69-118	elek.	
	[Pra+15]	3	21,75	$\approx 3$	2,5	/	6	$\approx 13$	103	magn.	
	[YM12]	3	33	10	6	/	4,5	$\approx 10$	NA	elek.+oberfl.	
	[Eco+17]	MSL	3	30	16,7	9,6	/	4,9	5	6	elek.+oberfl.
			3	50	18	9,7	/	3,76	10	6	elek.+oberfl.
			3	85	16,5	9,8	/	7,63	10	6	elek.+oberfl.
	<b>Kap. 5.1</b>	NRD	3	60	1	2,9	/	6,2	$\approx 10$	96-141	elek.
	<b>Kap. 5.2</b>	RWG	2	30	1	3	24	4,2	$\approx 13$	150	elek.
<b>Kap. 5.3</b>	GGW	2	30	1	3,4	6,5	1,95	20	300	hybrid	

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden drei abstimmbare Flüssigkristall-Filter in verschiedenen Wellenleitertopologien im Millimeterwellenbereich untersucht, entworfen und messtechnisch validiert. Der Millimeterwellenbereich von 30 GHz bis 300 GHz spielt für zukünftige drahtlose Kommunikationssysteme eine sehr wichtige Rolle, da aufgrund der verfügbaren großen absoluten Bandbreiten der stetig steigende Verbrauch von Datenraten gedeckt werden kann. Ferner steigt auch die Anzahl der Dienste, Standards und Endnutzer fortlaufend an, weshalb das Frequenzspektrum von zukünftigen *Software Defined Radios* oder *Cognitive Radios* so effizient wie möglich genutzt werden muss, da es eine sehr kostbare und knappe Ressource ist. Hierfür sind flexible Hochfrequenz-Frontends erforderlich, um einen dynamischen Spektrumzugriff zu ermöglichen. Eine Schlüsselkomponente hierbei ist das rekonfigurierbare Filter.

Für die Realisierung von rekonfigurierbaren Filtern können verschiedene Technologien oder funktionale Materialien verwendet werden, in dieser Arbeit wurden anisotrope Flüssigkristalle eingesetzt. Um die Materialeigenschaften, der in dieser Arbeit genutzten Flüssigkristallmischungen, im Millimeterwellenbereich zu bestimmen, wurde gezielt eine resonante Materialcharakterisierung von Flüssigkristallen bei 60 GHz durchgeführt. Hierfür wurde ein automatisierter Messaufbau realisiert, bestehend aus einem 60 GHz Hohlraumresonator, einem Umwälzthermostat und zwei Permanentmagneten für die LC-Ausrichtung, die mittels eines Schrittmotors rotiert werden können. Durch diese ist eine automatisierte LC-Charakterisierung bei 60 GHz über die Temperatur und Ausrichtung der LC-Moleküle möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Flüssigkristall-abstimmbare Filter basierend auf drei voluminösen Wellenleitertopologien näher untersucht:

### 1. Abstrahlverlustfreies dielektrisches (NRD)-Filter

Das *Non-Radiative Dielectric* (NRD)-Filter wurde als Tschebyscheff-Bandpassfilter dritter Ordnung im V-Band bei 60 GHz mit einer relativen Bandbreite von 1 % konzipiert. Erstmals wurde ein dielektrischer Wellenleiter für die Realisierung eines auf abstimmbaren LC-Filter für Hochfrequenzanwendungen verwendet. Durch das Befüllen von Flüssigkristall in die Resonatoren kann die Mittenfrequenz variabel eingestellt werden. Um die Flüssigkristalle elektrisch anzusteuern, wurde ein Elektrodennetzwerk entworfen, welches eine kontinuierliche Ausrichtung der LC-Moleküle ermöglicht. Hierbei wurde eine Mittenfrequenzabstimmbarkeit von 2,9 % erzielt. Die Einfügeverluste liegen im Abstimmbereich zwischen 4,9 dB

und 6,2 dB. Der unbelastete Gütefaktor variiert zwischen 96 und 141. Der NRD ist besonders bei höheren Frequenzen für die Realisierung von LC-Komponenten geeignet, dies wurde im Rahmen dieser Arbeit im oberen W-Band von 98 GHz bis 110 GHz vorab anhand eines LC-Phasenschiebers demonstriert [Pol+20].

## 2. Hohlleiterfilter

Erstmals wurde im Rahmen dieser Arbeit ein LC-steuerbarer Bandpassfilter auf einer Rechteckhohlleitertopologie realisiert, bei dem sowohl die Bandbreite als auch die Mittenfrequenz voneinander unabhängig abstimmbare sind. Hierfür wurden abstimmbare Haupt- und Koppelresonatoren verwendet, wodurch sowohl Mittenfrequenz als auch die Ein- und Auskopplung und Interresonator-Kopplung einstellbar sind. Somit ist das Filter vollständig rekonfigurierbar und kann mit konstanter Filtercharakteristik abgestimmt werden. Für die rein elektrische Ansteuerung der Haupt- und Koppelresonatoren wurde ein neuartiger dreilagiger Elektrodenentwurf vorgestellt, wodurch die Integration und die Positionierung der Elektroden in den Hohlleiter vereinfacht wird. Das Filter wurde als Tschebyscheff-Bandpassfilter zweiter Ordnung im Ka-Band bei 30 GHz mit einer relativen Bandbreiten von 1 % realisiert. Hierbei wurde eine Mittenfrequenz- und Bandbreitenabstimmbarkeit von 3 % beziehungsweise 24 % erzielt, wobei die Einfügeverluste zwischen 3,5 dB und 4,2 dB liegen. Der unbelastete Gütefaktor liegt bei 150.

## 3. Metaoberflächen basierendes (GGW)-Filter

Die Groove Gap Waveguide (GGW)-Topologie wurde in dieser Arbeit erstmalig speziell für ein LC-abstimmbares GGW-Filter verwendet und als Alternative zum Hohlleiterfilter untersucht. Trotz der DC-Entkopplung durch einen Spalt zwischen der periodischen *Bed of Nails* (BoN)-Struktur und der oberen Metallplatte entsteht eine elektromagnetische Bandlücke, in der keine Ausbreitung möglich ist, wodurch keine Seitenwände erforderlich sind. Die offene Struktur ermöglicht eine relativ einfache Integration der Steuerelektroden. Ferner wurde ein neuartiges hybrides Ansteuerungskonzept für LC-Filter präsentiert, welches durch das gleichzeitige Anlegen von elektro- und magnetostatischen Steuerfeldern eine kontinuierliche LC-Ausrichtung ermöglicht. Hierdurch wird die Anzahl der Elektroden reduziert, der Elektrodenentwurf vereinfacht, die Abstimmeffizienz erhöht und der Einfluss auf die Hochfrequenzperformanz minimiert. Das GGW-Filter wurde analog zum Hohlleiterfilter mit abstimmbaren Haupt- und Koppelresonatoren und derselben Filtercharakteristik entworfen. Eine Mittenfrequenz- und Bandbreitenabstimmbarkeit von 3,4 % beziehungsweise 6,5 % wurde erzielt. Die Einfügeverluste liegen zwischen 1,65 dB und 1,95 dB und der unbelastete Gütefaktor bei 300. Ferner wurde die Abstimmbarkeit mit einer konstanten Filtercharakteristik demonstriert.

In dieser Arbeit wurden ausschließlich obige Filter auf der Basis der drei angegebenen, voluminösen Wellenleitertopologien untersucht. Ursprünglich war geplant, zusätzlich auch ein planares Filter basierend auf einem substratintegrierten Wellenleiter (*Substrate Integrated Waveguide*, SIW) zu realisieren und zu charakterisieren, um die Vor- und

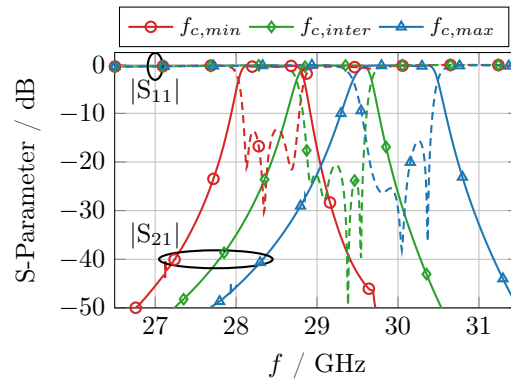


Abbildung 6.1: Simulationsergebnisse des LC-gesteuerten Dual-Mode SIW-Filters vierter Ordnung.

Nachteile gegenüber den voluminösen Wellenleitertopologien, insbesondere bezüglich der Kompaktheit und Systemintegrierbarkeit zu evaluieren / demonstrieren / verdeutlichen. Leider kam es bei der externen Herstellung bei einem namhaften Industrieunternehmen

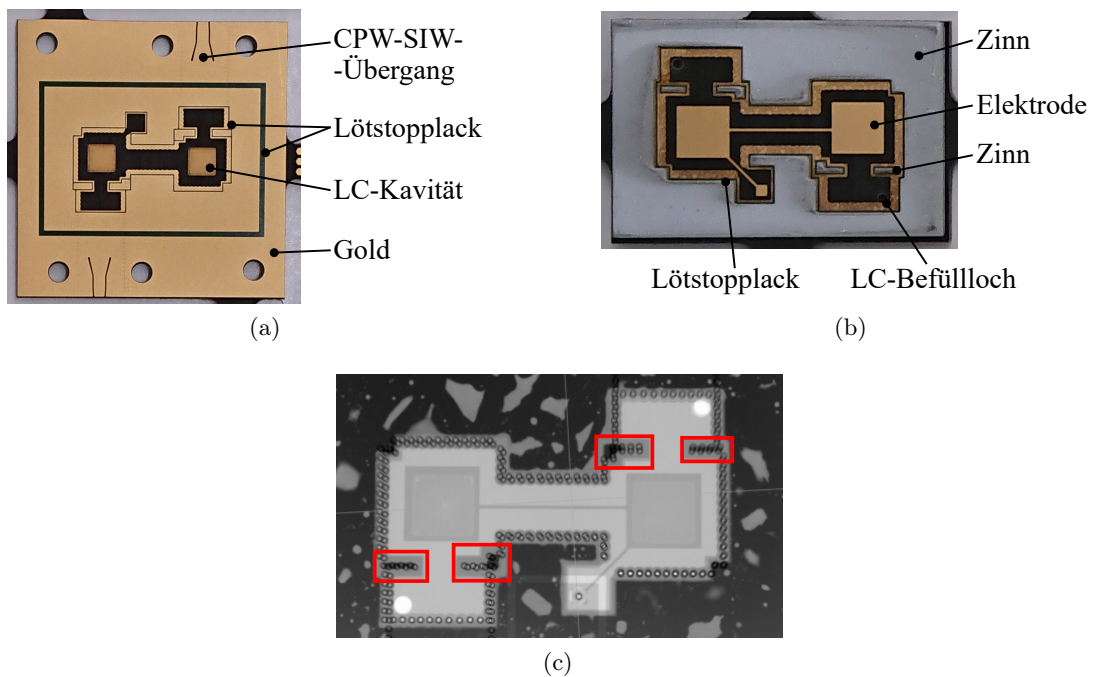


Abbildung 6.2: (a), (b) Fotografie der unteren beziehungsweise oberen Platine des SIW-Filters. (c) Röntgenaufnahme der verlöteten Platinen, die Stellen, an denen kein elektrischer Kontakt besteht, sind rot markiert.



zu langen Verzögerungen und Umsetzungsproblemen, so dass die Fertigstellung und Charakterisierung des entworfenen SIW-Filters nicht mehr im Rahmen dieser Promotion zeitlich möglich war.

Flüssigkristall-gesteuerte SIW-Filter wurden bereits in [Pra+18] ausführlich untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde darauf aufbauend ein in der Mittenfrequenz-abstimmbares SIW-Filter vierter Ordnung mit zwei LC-abstimbaren Dual-Moden-Resonatoren entworfen, um das Filter sehr kompakt zu realisieren. Die hierzu simulierten Streuparameter des entworfenen Filters sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Das Filter wurde anschließend extern aus zwei Teilen gefertigt, eine untere Platine, die aus der Filterstruktur und den LC-Kavitäten besteht, siehe Abbildung 6.2a und einer oberen Platine, in der die Elektroden und die obere Metallplatte des SIW vorhanden sind, siehe Abbildung 6.2b. Ferner hat die obere Platine eine große äußere und vier kleine innere Zinnschichten, um diese mit der unteren Platine zu verlöten. Hierfür wurden beide Platinen so mit Lötstopplack beschichtet, dass kein Lot in die LC-Kavitäten gelangt und die Platinen mit dem Lötstopplack zueinander ausgerichtet und positioniert werden kann. Aufgrund von Fertigungstoleranzen waren die inneren Zinnschichten um  $35\ \mu\text{m}$  niedriger als die äußere Zinnschicht, wodurch an diesen Stellen die obere und untere Platine keinen elektrischen Kontakt haben. Dies ist in der Röntgenaufnahme in Abbildung 6.2c erkennbar, an den dunkelgrauen Flächen besteht ein elektrischer Kontakt und an den hellgrauen dagegen nicht. Die inneren Zinnflächen sind rot markiert und befinden sich an der Ein- und Auskopplung des Filters. Hierdurch sind die Filtereigenschaften extrem beeinträchtigt. Aus diesem Grund ist eine erneute, externe Fertigung der oberen Platine mit einer gleichmäßigen Zinnschicht notwendig, die jedoch den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit sprengt.

### Ausblick

Die Eigenschaften von Flüssigkristall-Filtern wie Abstimmbarkeit und Einfügeverluste sind stark abhängig (1.) von den Materialeigenschaften der Flüssigkristallmischung und (2.) den Filterkonzepten und -topologien, einschließlich der Integration der Elektrodenanordnung. Die Materialeigenschaften werden durch eine laufende Entwicklung und Optimierung von Flüssigkristall-Mischungen für Hochfrequenzanwendungen sowohl in der Materialsteuerbarkeit als auch Materialgüte verbessert [FW17]. Wie die vorliegende Arbeit zeigte, können auch die Filtereigenschaften durch eine geeignete Wahl der Wellenleitertopologie, des Filter- und Ansteuerkonzepts für die LC-Ausrichtung deutlich verbessert werden. Von den drei Filterkonzepten zeichnete sich bezüglich der Performanz insbesondere das GGW-Filter ohne Übertragungsnullstellen aus.

In Kooperation mit der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel wurde im Rahmen eines gemeinsamen Forschungsprojekts der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Projektnummer 424862129) begonnen, einen weiteren Aspekt theoretisch und konzeptionell zu untersuchen: vollständig rekonfigurierbare Flüssigkristall-Filter mit Übertragungsnullstellen.

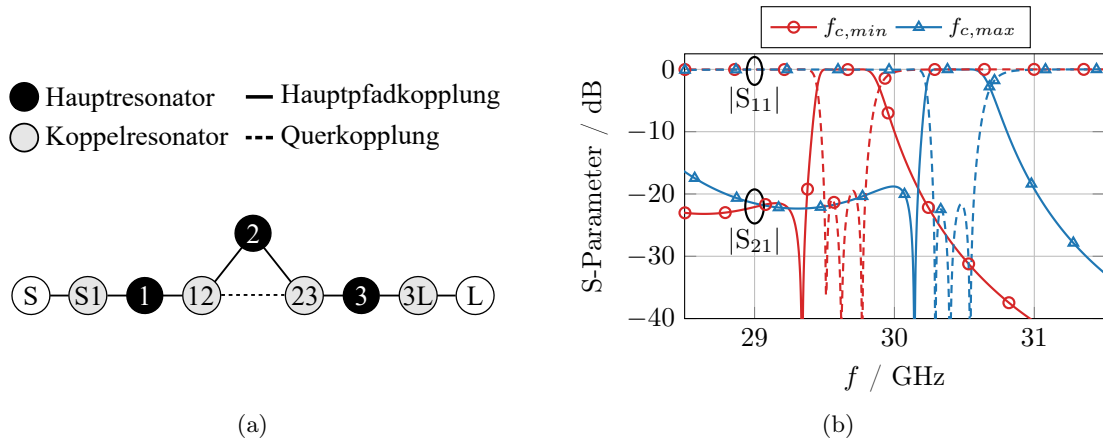


Abbildung 6.3: (a) Grafische Darstellung des GW-Filters dritter Ordnung mit einem *singlet* als zweiten Hauptresonator und (b) die simulierten Streuparameter des Filters für die minimale und maximale Mittenfrequenz.

Hierdurch können steilere Filterflanken erzielt werden. Eine mögliche Realisierung für ein solches GW-Filter ist in Abbildung 6.3a dargestellt, wobei der zweite Hauptresonator ein *singlet* ist. Hierdurch entsteht eine zusätzliche Querkopplung, mit der eine Übertragungsnullstelle in die Filterfunktion hinzugefügt wird. Das Konzept konnte aus Zeitgründen im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur simulativ validiert, aber nicht realisiert werden. Die Simulationsergebnisse für die Streuparameter sind in Abbildung 6.3b für die minimale und maximale Mittenfrequenz zusammengefasst.

Beim Entwurf von konventionellen Flüssigkristall-Filtern wird – wie auch bei den hier vorgestellten Filter – stets ein Kompromiss zwischen der Abstimmbarkeit und der Güte getroffen, die von der Größe und der Position der LC-Kavität und der verwendeten Flüssigkristallmischung abhängig ist. Somit sind hohe Gütefaktoren nur mit kleinen LC-Kavitäten realisierbar, wodurch allerdings die Abstimmbarkeit eingeschränkt wird.

Um diese Korrelation von hoher Güte und geringer Abstimmbarkeit bzw. umgekehrt zu überwinden, wurde auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse im Rahmen dieser Arbeit an Flüssigkristall-Filter und intensiver Diskussionen innerhalb des Fachgebiets zur Überwindung dieser Einschränkungen ein völlig neues Konzept für Flüssigkristall-Filter entwickelt, bei dem gleichzeitig die Abstimmbarkeit und der Gütefaktor erhöht werden können. Im Gegensatz zu obigen konventionellen LC-Filtern, bei denen der Durchlassbereich einstellbar ist, besteht dieses Konzept aus einem Multi-Bandstopfilter mit zwei voneinander unabhängig steuerbaren Stoppbändern und einem nachfolgenden, in der Frequenz starren Bandpassfilter. Zwischen den beiden Stoppbändern entsteht eine Bandpasscharakteristik, deren Mittenfrequenz und Bandbreite sich durch die zwei abstimmbaren Stoppbänder einstellen lassen. Die Frequenzen unterhalb und oberhalb der

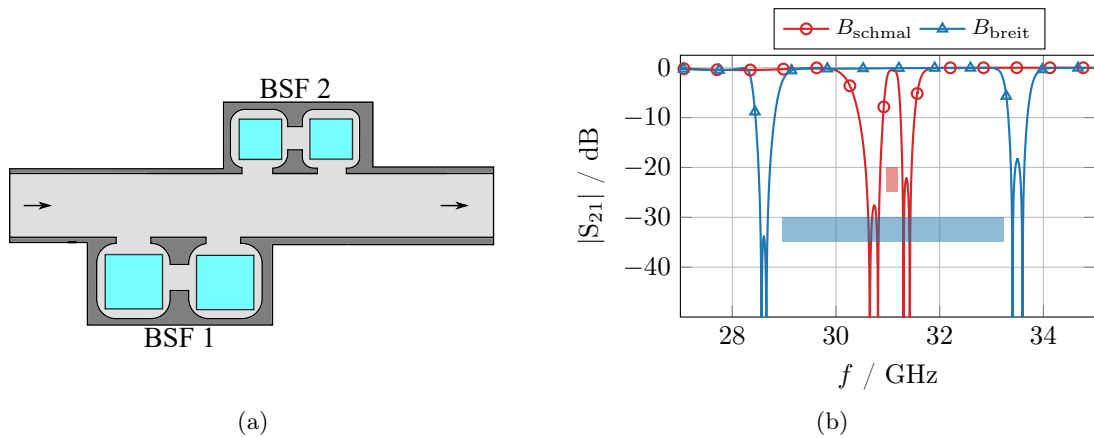


Abbildung 6.4: (a) Schematische Darstellung des Simulationsmodells des Multi-Bandstoppfilters mit zwei LC abstimmbaren Bandstoppfilters zweiter Ordnung. (b) Simulierte Streuparameter exemplarisch für eine schmale und breite Bandbreitenkonfiguration. Die 3 dB-Bandbreiten der resultierenden Bandpasscharakteristik sind farblich hervorgehoben.

Stoppbänder befinden sich im Sperrbereich des starren Bandpassfilters. Da die Einfügeverluste in den Stoppbändern irrelevant sind, können die LC-Kavitäten des Multi-Bandstoppfilters so entworfen werden, dass die Abstimbarkeit maximiert wird. Dieses neue Konzept wird aktuell im Rahmen eines Forschungsprojektes der Deutschen Forschungsgemeinschaft unter der Projektnummer 504169447 eingehend untersucht. Ziel ist es, ein Flüssigkristall-Filter mit abstimmbarer Bandpasscharakteristik zu konzipieren, welches eine Mittenfrequenzabstimbarkeit von 12% Bandbreitenabstimbarkeit von 90% erzielt, bei Einfügeverluste von weniger als 1 dB. Dies geht weit über den aktuellen Stand der Technik für elektrisch abstimmbare Filter im Millimeterbereich hinaus. Die ersten Voruntersuchungen sind in Abbildung 6.4 zusammengefasst. Es wurde ein Multi-Bandstoppfiler in Hohlleitertopologie mit zwei LC-abstimmbaren Bandstoppfilters zweiter Ordnung entworfen, siehe BSF 1 und BSF 2 in Abbildung 6.4a. Diese sind unabhängig voneinander ansteuerbar und haben aneinanderliegende Abstimmbereiche, die zwischen 28,5 GHz und 30,8 GHz (BSF 1) beziehungsweise zwischen 30,9 GHz und 33,5 GHz (BSF 2) liegen. In Abbildung 6.4b sind exemplarisch zwei Zustände für eine schmale  $BW_{\text{schmal}}$  und breite  $BW_{\text{breit}}$  Bandbreitenkonfiguration dargestellt, um die enorme Bandbreitenabstimbarkeit zu demonstrieren. Der Zustand  $BW_{\text{schmal}}$  wird erreicht, indem das BSF 1 auf die höchste und das BSF 2 auf die niedrigste Mittenfrequenz eingestellt wird. Für  $BW_{\text{breit}}$  wird das BSF 1 auf die niedrigste und BSF 2 auf die höchst Mittenfrequenz eingestellt. Die 3 dB-Bandbreite der resultierenden Bandpasscharakteristik kann somit kontinuierlich zwischen 230 MHz und 4,28 GHz eingestellt werden, dies entspricht einer Bandbreitenabstimbarkeit von 95,7%.

# A Layout und Dimensionen der Elektrodenentwürfe

## A.1 NRD-Filter, Abschnitt 5.1.4

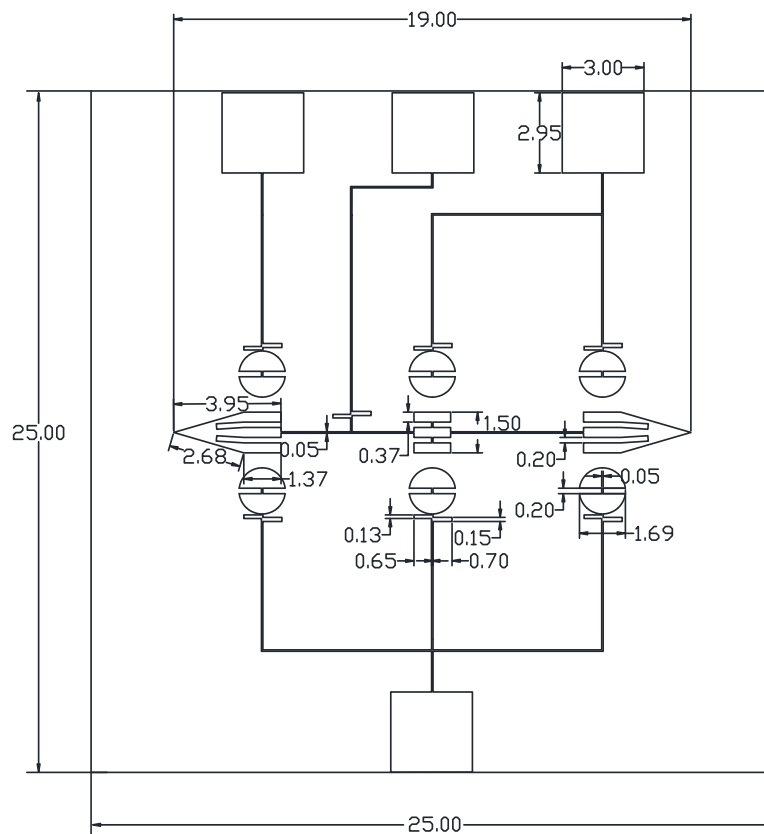


Abbildung A.1: Layout und Dimensionen des optimierten Elektrodenentwurfs, alle Dimensionen in mm.

## A.2 Hohlleiterfilter, Abschnitt 5.2.2

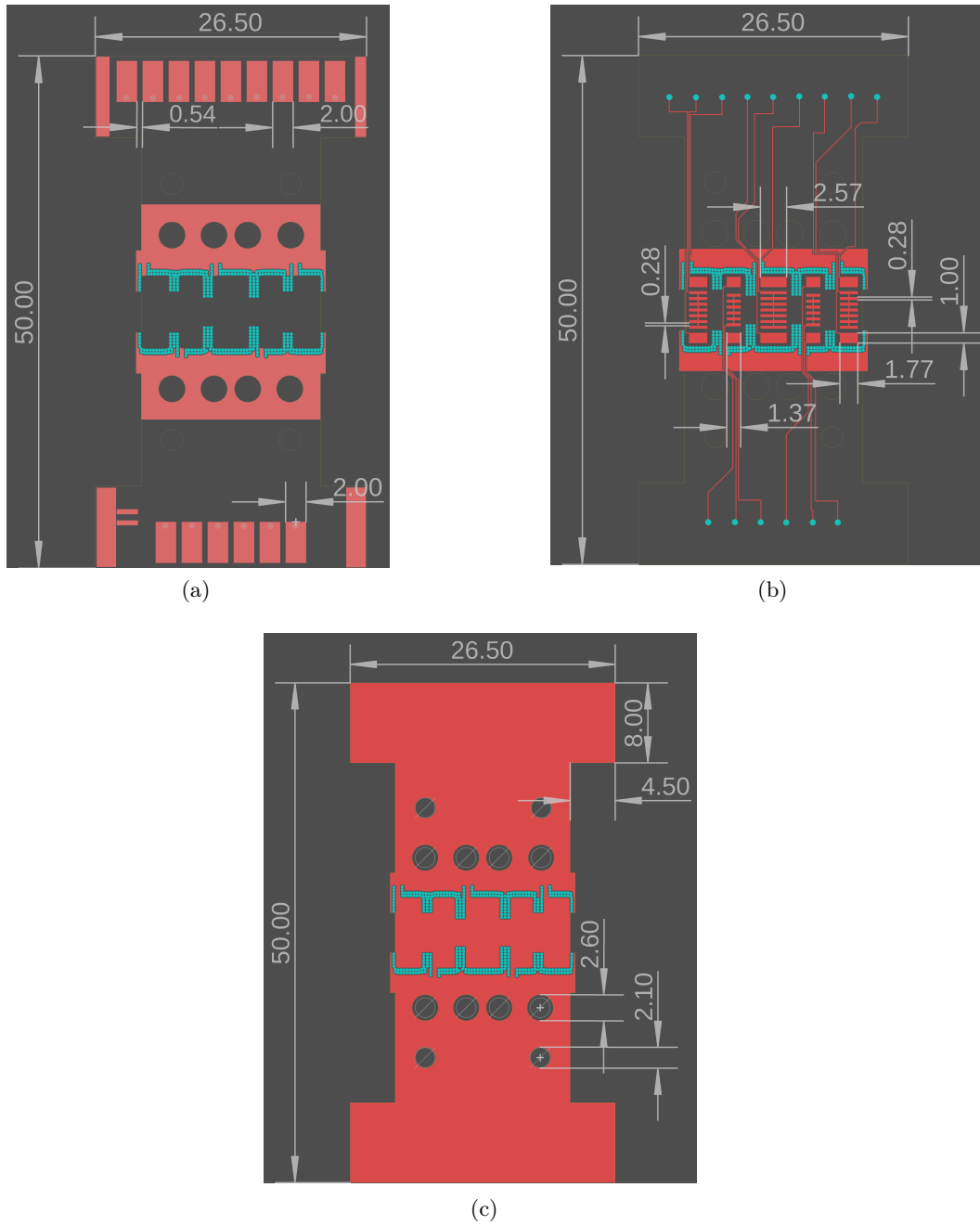


Abbildung A.2: Layout und Dimensionen der (a) Deckenlage, (b) Zwischenlage und (c) Bodenlage, alle Dimensionen in mm.

### A.3 GGW-Filter, Abschnitt 5.3.3

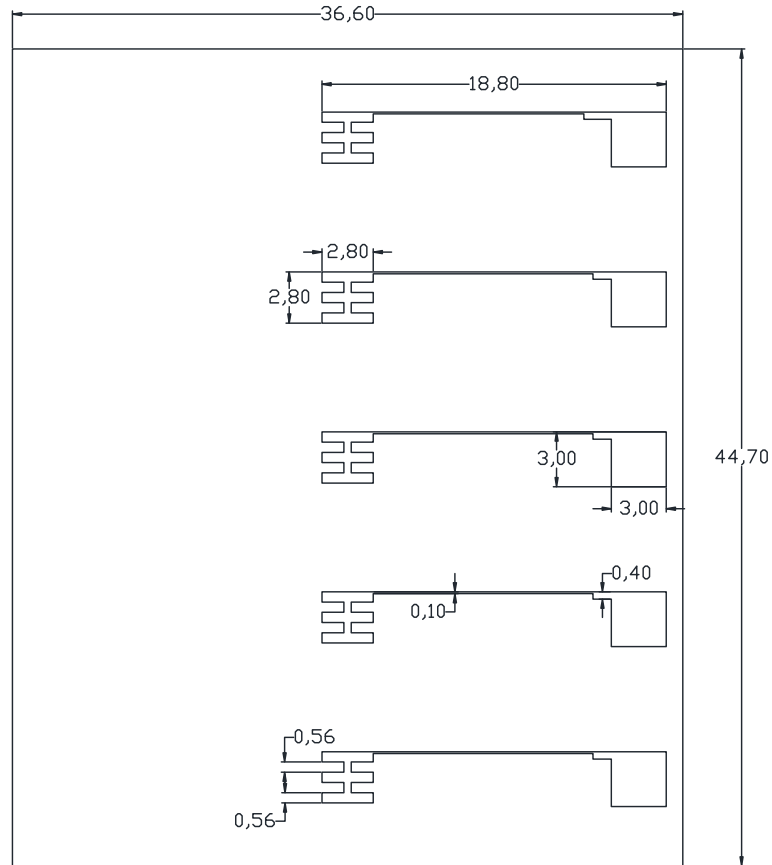


Abbildung A.3: Layout und Dimensionen des Elektrodenentwurfs für hybride Ansteuerung, alle Dimensionen in mm.

## B Zeichnungen

### B.1 NRD-Filter, Abschnitt 5.1

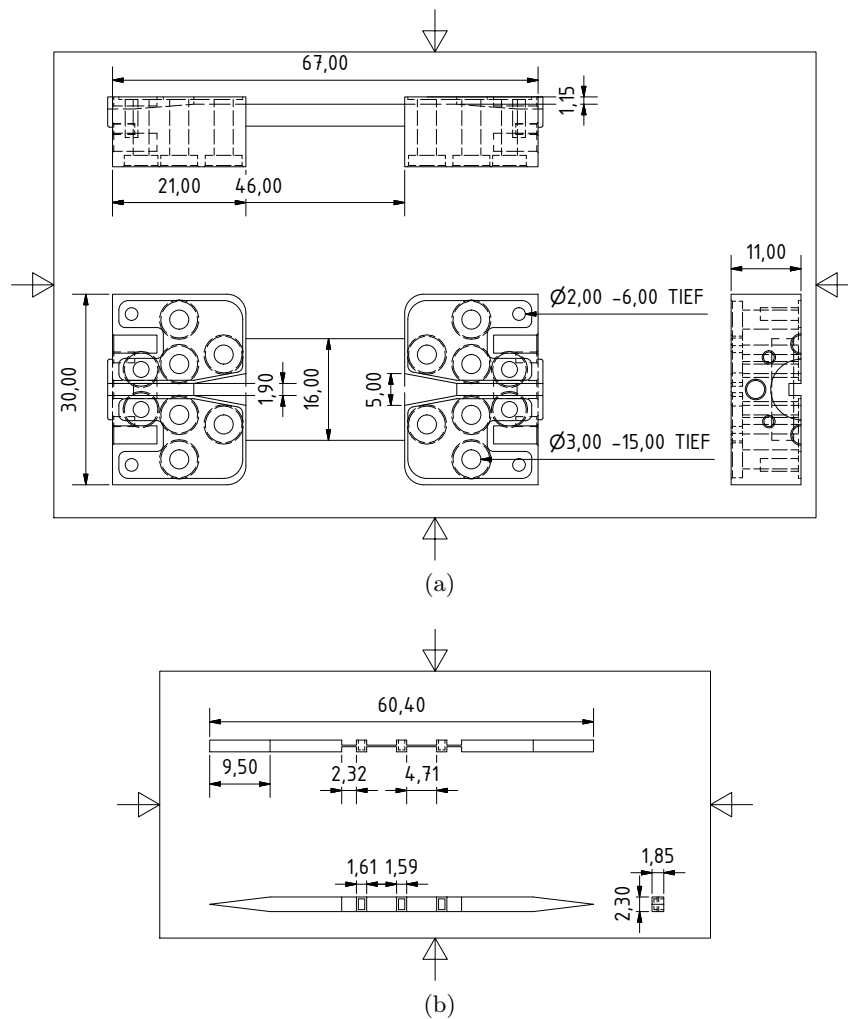


Abbildung B.1: Zeichnungen (a) Messing Splitblocks und (b) des Rexolite-Einsatzes, mit den wichtigsten Dimensionen in mm.

B.2 Hohlleiterfilter, Abschnitt 5.2

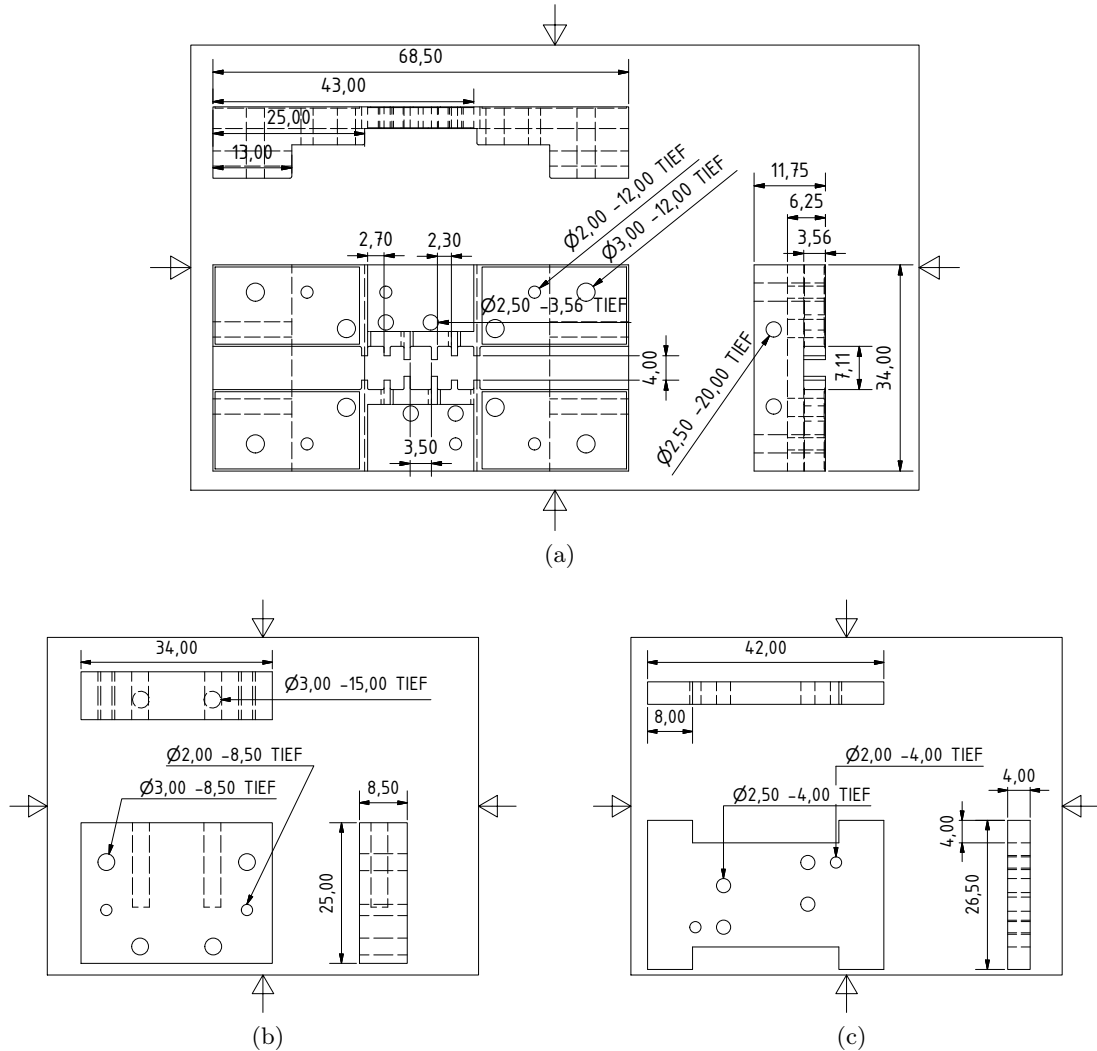


Abbildung B.2: Zeichnungen der Messingteile des Hohlleiterfilters, mit den wichtigsten Dimensionen in mm.



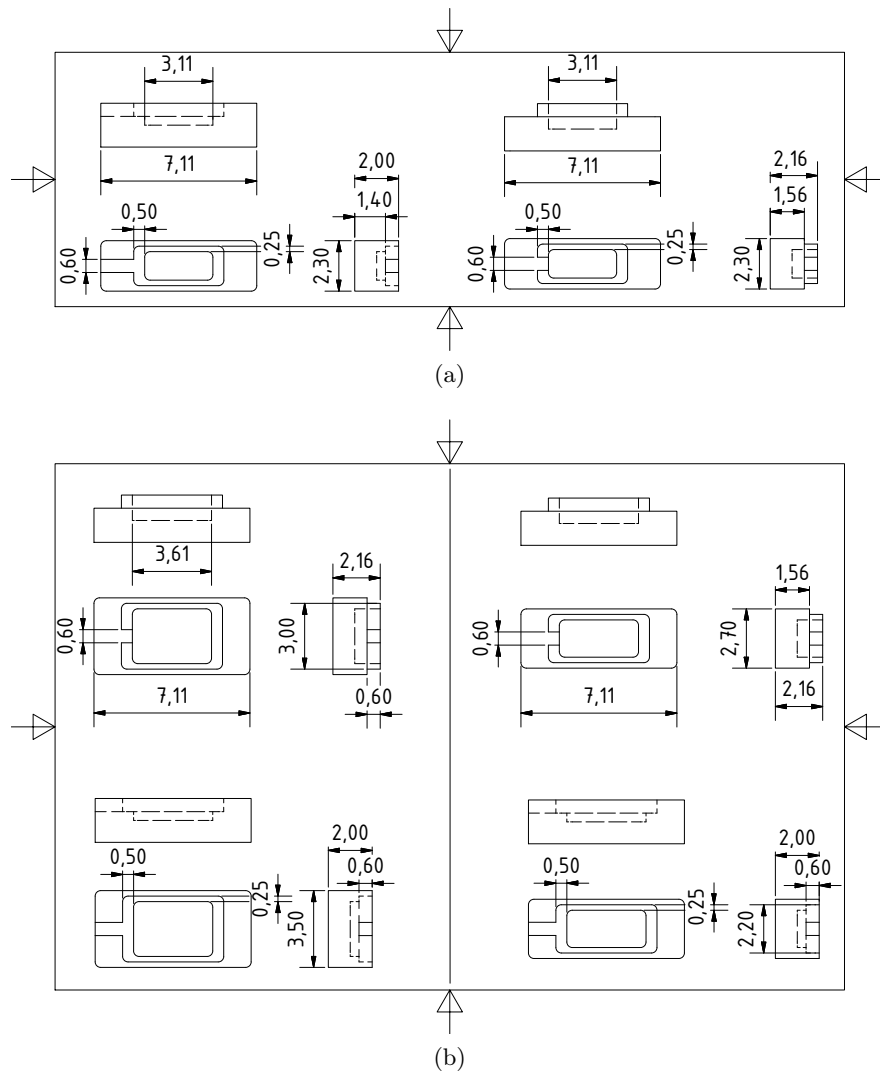


Abbildung B.3: Zeichnungen der Rexolite-Kavitäten der (a) Hauptresonatoren und (b) Koppelresonatoren (Interresonator links und Ein-/Auskopplung rechts), mit den wichtigsten Dimensionen in mm.

B.3 GGW-Filter, Abschnitt 5.3

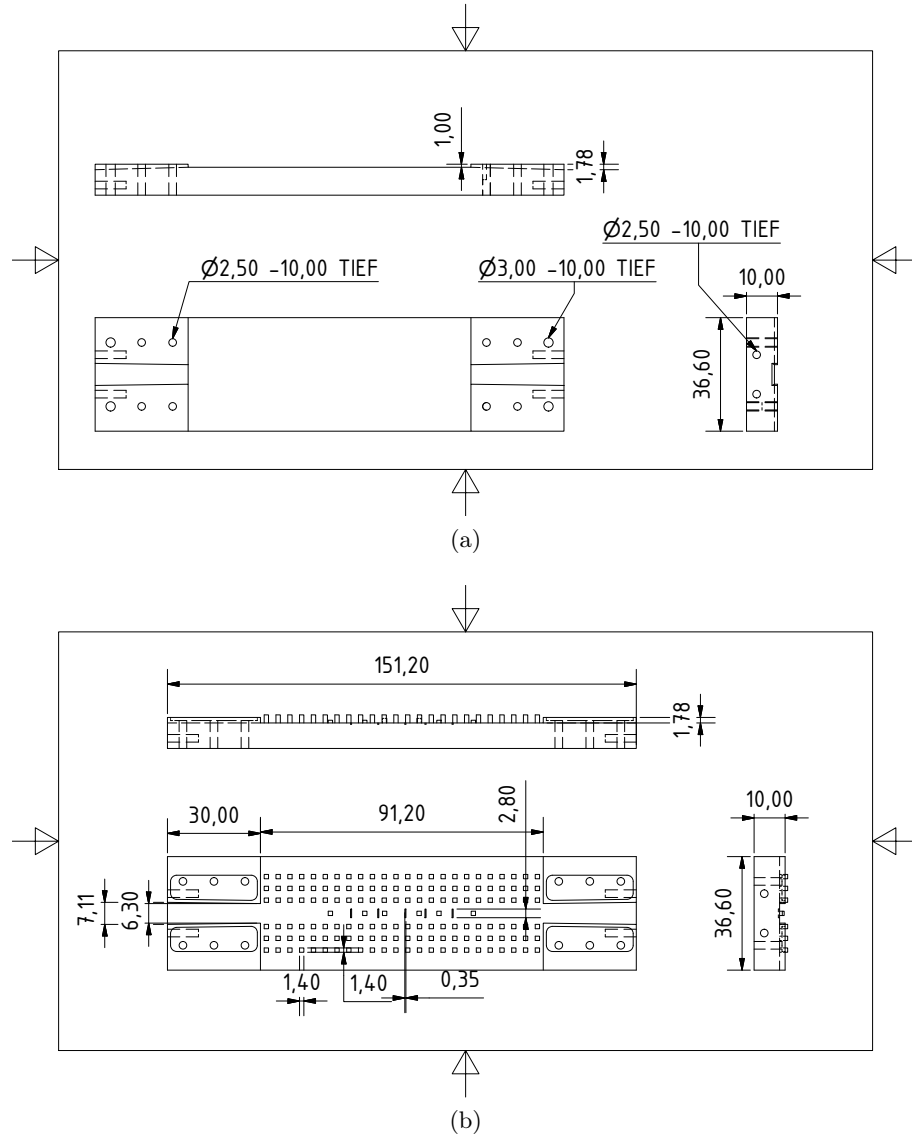


Abbildung B.4: Zeichnungen der Messingteile des GGW Filters, mit den wichtigsten Dimensionen in mm.

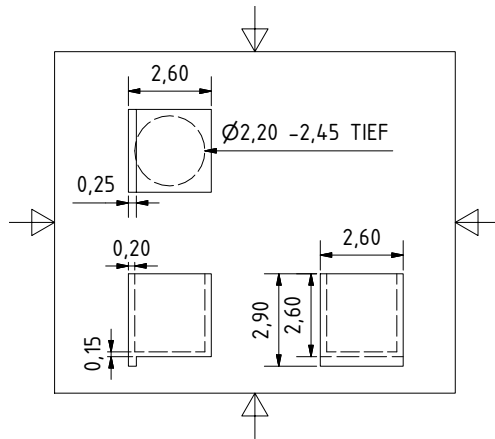


Abbildung B.5: Zeichnung der Rexolite-Kavität des GGW Filters, alle Dimensionen in mm.

# Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

ACM	engl. <i>Artificial Magnetic Conductor</i>
BoN	engl. <i>Bed of Nails</i>
BST	Barium-Strontium-Titanat
CPW	koplanarer Wellenleiter, engl. <i>coplanar waveguide</i>
CR	engl. <i>Cognitive Radio</i>
DuT	engl. <i>Device under Test</i>
EBG	elektromagnetische Bandlücke, engl. <i>Electromagnetic Bandgap</i>
EM	elektromagnetisch
GGW	engl. <i>Groove Gap Waveguide</i>
HMCSIW	engl. <i>Half-Mode Corrugated Substrate Integrated Waveguide</i>
IL	Einfügedämpfung, engl. <i>Insertion Loss</i>
IoT	engl. <i>Internet of things</i>
ISM	engl. <i>Industrial Scientific and Medical</i>
ITU	International Telecommunication Union
L	Last, engl. <i>Load</i>
LC	engl. <i>Liquid Crystal</i>
LCD	engl. <i>Liquid Crystal Display</i>
LSM	engl. <i>Longitudinal-Section Magnetic</i>
M2M	engl. Machine-to-Machine
MEMS	Mikro-Elektro-Mechanische-Systeme
MSL	Mikrostreifenleitung, engl. <i>Microstrip Line</i>
NRD	engl. <i>Non-Radiative Dielectric</i>
PEC	perfekter elektrischer Leiter, engl. <i>Perfect Electric Conductor</i>

pin	engl. <i>Positive Intrinsic Negative</i>
PMC	perfekter magnetischer Leiter, engl. <i>Perfect Magnetic Conductor</i>
RL	Rückflussdämpfung, engl. <i>Return Loss</i>
RWG	Rechteckhohleiter, engl. <i>Rectangular Waveguide</i>
S	Quelle, engl. <i>Source</i>
SDR	engl. <i>Software Defined Radio</i>
SIW	Substrat-integrierter Wellenleiter, engl. <i>Substrate Integrated Waveguide</i>
TE	transversal-elektrisch
TM	transversal-magnetisch
TRL	engl. <i>Thru-Reflect-Line</i>
VLEO	engl. <i>Very Low Earth Orbit</i>

## Symbole

$\vec{\alpha}$	Polarisierbarkeit
$\vec{\alpha}$	Ausrichtung eines einzelnen Moleküls
$BW$	Bandbreite
$\gamma_{rot}$	Rotationsviskosität
$\vec{D}$	dielektrische Verschiebungsdichte
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$E_{SW,hybrid}$	elektrische Schwellwertfeldstärke, hybride Ansteuerung
$E(s)$	charakteristisches Polynom
$\epsilon$	Welligkeitskonstante
$\epsilon_0$	elektrische Feldkonstante
$\epsilon_r$	relative Permittivität
$f$	Frequenz
$f_0$	Mittelfrequenz
$f_c$	Grenzfrequenz
$f_{Elast}$	elastische Energiedichte
$f_{elektrisch}$	elektrische Energiedichte

$f_e, f_m$	Eigenfrequenzen
$f_{magnetisch}$	magnetische Energiedichte
$f_{Oberfl}$	Oberflächen Energiedichte
$f_r$	Resonanzfrequenz
$f(\Theta, \Phi)$	Verteilungsfunktion
$F(s)$	charakteristisches Polynom
$FBW$	relative Bandbreite
$G$	Leitwert
$g_i$	Filterparameter
$\eta_{LC}$	LC-Materialgüte
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke
$H_{SW}$	magnetische Schwellwertfeldstärke
$\Theta$	Polarwinkel
$\vec{I}$	Einheitstensor
$IL$	Einfügedämpfung
$\vec{K}$	interne Feldkonstante
$k_B$	Boltzmann-Konstante
$K(s)$	Filterfunktion
$K_i$	Elastizitätskonstante
$\lambda$	Wellenlänge
$M$	normierte Koppelmatrix
$m$	normierter Koppelfaktor
$\vec{M}$	Magnetisierung
$\mu_0$	magnetische Feldkonstante
$\mu_r$	relative Permeabilität
$N$	Moleküldichtedichte
$n$	Filterordnung
$\vec{n}$	LC-Direktor
$\nu$	Wechselwirkungskonstante
$\vec{P}$	makroskopische Polarization

$\bar{p}$	Polarisierung
$P_2$	zweites Legendre-Polynom
$P(s)$	charakteristisches Polynom
$Q$	Gütefaktor
$Q_e$	externer Gütefaktor
$Q_u$	unbelasteter Gütefaktor
$R$	Widerstand
$RL$	Rückflussdämpfung
$s$	komplexe Tiefpassfrequenzvariable
$S$	Ordnungsparameter
$S_{ii}$	Streuparameter
$T$	Temperatur
$T_K$	Klärtemperatur
$T_N$	Tschebyscheff-Polynom N-ter Ordnung
$T_S$	Schmelztemperatur
$\tan \delta$	Verlustwinkel
$\tau_{an}$	Zeitkonstante Einschaltvorgang
$\tau_{aus}$	Zeitkonstante Ausschaltvorgang
$\tau_B$	Abstimbarkeit der Bandbreite
$\tau_{fc}$	Abstimbarkeit der Mittenfrequenz
$\tau_{LC}$	LC-Materialsteuerbarkeit
$U_B$	Steuerspannung
$U_B$	Schwellwertspannung
$\Phi$	Azimutwinkel
$\Phi_{el}$	elektrische Länge
$V$	Potenzial eines einzelnen Moleküls
$X$	Reaktanz
$\chi_a$	magnetische Anisotropie
$\chi_e$	elektrische Suszeptibilität
$\mathbf{Y}$	Admittanzmatrix

## Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

---

$Y_{in}$	Eingangsadmittanz
$Z$	Aufteilungsfunktion eines einzelnen Moleküls
$Z_0$	Systemimpedanz
$Z_{in}$	Eingangsimpedanz
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Omega_c$	normierte Grenzfrequenz des Durchlassbereichs



# Literaturverzeichnis

- [3rd19] 3rd Generation Partnership Project. *5G; NR ;Base Station (BS) radio transmission and reception*. Technischer Bericht. ETSI TS 138 104 V15.5.0, Mai 2019.
- [Aky+08] I. F. Akyildiz, W.-y. Lee, M. C. Vuran und S. Mohanty. „A survey on spectrum management in cognitive radio networks“. In: *IEEE Communications Magazine* 46.4 (März 2008), Seiten 40–48. DOI: 10.1109/MCOM.2008.4481339.
- [Alf+05] N. M. Alford, O. Buslov, V. Keis, I. Kotelnikov, A. Kozyrev, P. Kilik und P. K. Petrov. „Tunable 4-Pole Piezoelectric Filter Based on Two Dielectric Resonators“. In: *Integrated Ferroelectrics* 77.1 (Dez. 2005), Seiten 123–128. DOI: 10.1080/10584580500414291.
- [AP08] A. L. Amadjikpe und J. Papapolymerou. „A high-Q electronically tunable evanescent-mode double-ridged rectangular waveguide resonator“. In: *2008 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. IEEE, Juni 2008. DOI: 10.1109/mwsym.2008.4633008.
- [APZ14] C. Arnold, J. Parlebas und T. Zwick. „Reconfigurable Waveguide Filter with Variable Bandwidth and Center Frequency“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 62.8 (Aug. 2014), Seiten 1663–1670. DOI: 10.1109/tmtt.2014.2332298.
- [ARB04] S. Amari, U. Rosenberg und J. Bornemann. „Singlets, cascaded singlets, and the nonresonating node model for advanced modular design of elliptic filters“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 14.5 (Mai 2004), Seiten 237–239. DOI: 10.1109/lmwc.2004.827866.
- [Arn17] C. Arnold. *Im Orbit einstellbare Ausgangsfilter und -multiplexer*. Karlsruhe: KIT Scientific Publishing, Okt. 2017, Seite 236. ISBN: 978-3-7315-0722-2. DOI: 10.5445/KSP/1000073722.
- [AW71] A. Atia und A. Williams. „New types of waveguide bandpass filters for satellite transponders“. In: *Comsat Tech. Review* 1.1 (1971), Seiten 20–43.
- [Ber+16] A. Berenguer, V. Fusco, M. Ferrando-Rocher und V. E. Boria. „A fast analysis method for the Groove Gap Waveguide using transmission line theory“. In: *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. Apr. 2016, Seiten 1–5. DOI: 10.1109/EuCAP.2016.7481433.

- [BG79] I. Bahl und K. Gupta. „Average power-handling capability of microstrip lines“. In: *IEE Journal on Microwaves, Optics and Acoustics* 3.1 (Jan. 1979), Seite 1. DOI: 10.1049/ij-moa.1979.0001.
- [BP21] D. Bourreau und A. Peden. „Solid and Non-Solid Dielectric Material Characterization for Millimeter and Sub-Millimeter Wave Applications“. In: *2020 50th European Microwave Conference (EuMC)*. IEEE, Jan. 2021. DOI: 10.23919/eumc48046.2021.9338045.
- [BR00] A. Brown und G. Rebeiz. „A varactor-tuned RF filter“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 48.7 (Juli 2000), Seiten 1157–1160. DOI: 10.1109/22.848501.
- [C-L15] C-Lec Plastics Inc. *Rexolite specifications*. 2015.
- [Cam03] R. Cameron. „Advanced coupling matrix synthesis techniques for microwave filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 51.1 (Jan. 2003), Seiten 1–10. DOI: 10.1109/TMTT.2002.806937.
- [CD85] J. Clarke und M. Dunsmore. „High-power tunable YIG filters“. In: *IEE Proceedings H Microwaves, Antennas and Propagation* 132.4 (Nov. 1985), Seite 251. DOI: 10.1049/ip-h-2.1985.0046.
- [CH97] P. J. Collings und M. Hird. *Introduction to Liquid Crystals Chemistry and Physics*. CRC Press, Sep. 1997. DOI: 10.1201/9781315272801.
- [CJL13] G. Chaudhary, Y. Jeong und J. Lim. „Dual-Band Bandpass Filter With Independently Tunable Center Frequencies and Bandwidths“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 61.1 (Jan. 2013), Seiten 107–116. DOI: 10.1109/tmtt.2012.2222910.
- [CKM18] R. J. Cameron, C. M. Kudsia und R. R. Mansour. *Microwave Filters for Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., März 2018. DOI: 10.1002/9781119292371.
- [Cou+09] S. Courreges, Y. Li, Z. Zhao, K. Choi, A. Hunt, S. Horst, J. D. Cressler und J. Papapolymerou. „A Ka-Band Electronically Tunable Ferroelectric Filter“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 19.6 (Mai 2009), Seiten 356–358. DOI: 10.1109/LMWC.2009.2020012.
- [CW14] X.-P. Chen und K. Wu. „Substrate Integrated Waveguide Filter: Basic Design Rules and Fundamental Structure Features“. In: *IEEE Microwave Magazine* 15.5 (Juli 2014), Seiten 108–116. DOI: 10.1109/MMM.2014.2321263.
- [DD19] A. Doll und M. R. Dehghani. *5G and Beyond: The power consumption challenge*. Technischer Bericht. ALCAN Systems GmbH, Darmstadt, Germany, 2019.

- [Deh19] M. R. Dehghani. *ALCAN's Smart Antenna's 5G Opportunities and Solutions*. Technischer Bericht. ALCAN Systems GmbH, Darmstadt, Germany, 2019.
- [Deu+75] H. Deuling, M. Gabay, E. Guyon und P. Pieranski. „Freedericksz transition of nematics in an oblique magnetic field“. In: *Journal de Physique* 36.7-8 (Juli 1975), Seiten 689–694. DOI: 10.1051/jphys:01975003607-8068900.
- [Dou+21] E. Doumanis, G. Goussetis, J. Vuorio, K. Hautio, O. Amper, E. Kuusmik und J. Pallonen. „Tunable Filters for Agile 5G New Radio Base Transceiver Stations [Application Notes]“. In: *IEEE Microwave Magazine* 22.11 (Okt. 2021), Seiten 26–37. DOI: 10.1109/MMM.2021.3102200.
- [DuP09] DuPont. *DuPont Pyralux AC - flexible circuit materials*. 2009.
- [DW06] D. Deslandes und K. Wu. „Accurate modeling, wave mechanisms, and design considerations of a substrate integrated waveguide“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 54.6 (Juni 2006), Seiten 2516–2526. DOI: 10.1109/TMTT.2006.875807.
- [Eco+17] E. C. Economou, J. Lovejoy, I. Harward, J. E. Nobles, P. Kula, J. Herman, A. Glushchenko und Z. Celinski. „Electrically Tunable Open-Stub Bandpass Filters Based on Nematic Liquid Crystals“. In: *Phys. Rev. Applied* 8 (6 Dez. 2017), Seite 064012. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.064012.
- [ER10] M. A. El-Tanani und G. M. Rebeiz. „High-Performance 1.5–2.5-GHz RF-MEMS Tunable Filters for Wireless Applications“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 58.6 (Juni 2010), Seiten 1629–1637. DOI: 10.1109/tmtt.2010.2049166.
- [FB97] G. Friedsam und E. Biebl. „Precision free-space measurements of complex permittivity of polymers in the W-band“. In: *1997 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. IEEE, Juni 1997. DOI: 10.1109/mwsym.1997.596579.
- [Fed18] Federal Communications Commission. *Authorizing SpaceX V-Band Constellation Deployment & Operation*. Technischer Bericht. Memorandum Opinion, Order und Authorization–IBFS File No. SAT-LOA-20170301-00027, Okt. 2018.
- [Fer+22] P. Ferrari, R. Jakoby, O. H. Karabey, G. Rehder und H. Maune. *Reconfigurable Circuits and Technologies for Smart Millimeter-Wave Systems*. EuMA High Frequency Technologies Series. Cambridge: Cambridge University Press, 2022. Kapitel 5, Seiten 265–414.
- [Fol+13] R. Follmann, D. Köther, M. A. Campo, T. Franke, A. Gabler, R. Jäkoby, A. Manabe, T. Rabe, A. Heunisch, A. Rauch und T. Kässer. „Liquid-Sky — A tunable liquid crystal filter for space applications“. In: *2013 IEEE-APS Topical Conference on Antennas and Propagation in Wireless*

- Communications (APWC)*. Sep. 2013, Seiten 90–93. DOI: 10.1109/APWC.2013.6624872.
- [Fou+13] S. Fouladi, F. Huang, W. D. Yan und R. R. Mansour. „High-Q Narrowband Tunable Combline Bandpass Filters Using MEMS Capacitor Banks and Piezomotors“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 61.1 (Jan. 2013), Seiten 393–402. DOI: 10.1109/tmtt.2012.2226601.
- [Fra+14] T. Franke, A. Gaebler, A. E. Prasetyadi und R. Jakoby. „Tunable Ka-band waveguide resonators and a small band band-pass filter based on liquid crystals“. In: *2014 44th European Microwave Conference*. Okt. 2014, Seiten 339–342. DOI: 10.1109/EuMC.2014.6986439.
- [Fra58] F. C. Frank. „I. Liquid crystals. On the theory of liquid crystals“. In: *Discussions of the Faraday Society* 25 (Nov. 1958), Seite 19. DOI: 10.1039/df9582500019.
- [Fre+93] F. Frezza, A. Galli, G. Gerosa und P. Lampariello. „Characterization of the resonant and coupling parameters of dielectric resonators of NRD-guide filtering devices“. In: *1993 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Band 2. Juni 1993, Seiten 893–896. DOI: 10.1109/MWSYM.1993.277030.
- [Fur+05] E. Furman, M. Lanagan, I. Golubeva und Y. Poplavko. „Piezo-controlled microwave frequency agile dielectric devices“. In: *Proceedings of the 2004 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, 2004*. IEEE, Apr. 2005. DOI: 10.1109/freq.2004.1418463.
- [FW17] C. Fritsch und M. Wittek. „Recent developments in liquid crystals for microwave applications“. In: *2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting*. Juli 2017, Seiten 1217–1218. DOI: 10.1109/APUSNCURSINRSM.2017.8072651.
- [Gae+08] A. Gaebler, F. Goelden, S. Mueller und R. Jakoby. „Triple-Mode Cavity Perturbation Method for the Characterization of Anisotropic Media“. In: *2008 38th European Microwave Conference*. Okt. 2008, Seiten 909–912. DOI: 10.1109/EUMC.2008.4751601.
- [Gae15] A. Gaebler. „Synthese steuerbarer Hochfrequenzschaltungen und Analyse Flüssigkristall-basierter Leitungsphasenschieber in Gruppenantennen für Satellitenanwendungen im Ka-Band“. de. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität, Juli 2015.
- [GG15] R. Gomez-Garcia und A. C. Guyette. „Reconfigurable Multi-Band Microwave Filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 63.4 (Apr. 2015), Seiten 1294–1307. DOI: 10.1109/tmtt.2015.2405066.

- [Goe+06] F. Goelden, S. Mueller, P. Scheele, M. Wittek und R. Jakoby. „IP3 Measurements of Liquid Crystals at Microwave Frequencies“. In: *2006 European Microwave Conference*. 2006, Seiten 971–974. DOI: 10.1109/EUMC.2006.281084.
- [Goe+10] F. Goelden, A. Gaebler, O. Karabey, M. Goebel, A. Manabe und R. Jakoby. „Tunable band-pass filter based on Liquid Crystal“. In: *German Microwave Conference Digest of Papers*. Juli 2010, Seiten 98–101.
- [Göl10] F. Gölden. „Liquid Crystal Based Microwave Components with Fast Response Times: Material, Technology, Power Handling Capability“. en. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet Mikrowellentechnik, Juni 2010.
- [Góm+14] R. Gómez-García, J. P. Magalhães, J.-M. Muñoz-Ferreras, J. M. Vieira, N. B. Carvalho und J. Pawlan. „Filling the Spectral Holes: Novel Future Wireless Communications and Radar Receiver Architectures“. In: *IEEE Microwave Magazine* 15.2 (März 2014), Seiten 45–56. DOI: 10.1109/MMM.2013.2296214.
- [Guo+16] Z. Guo, Y. Liu, T. Yang, L. Xia, R. Xu, D. Jiang, B. Gan und W. Cao. „Tunable substrate integrated waveguide bandpass filter using liquid crystal material“. In: *2016 11th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory (ISAPE)*. Okt. 2016, Seiten 763–765. DOI: 10.1109/ISAPE.2016.7834097.
- [Hay05] S. Haykin. „Cognitive radio: brain-empowered wireless communications“. In: *IEEE Journal on Selected Areas in Communications* 23.2 (Feb. 2005), Seiten 201–220. DOI: 10.1109/JSAC.2004.839380.
- [HFM11] F. Huang, S. Fouladi und R. R. Mansour. „High-Q Tunable Dielectric Resonator Filters Using MEMS Technology“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 59.12 (Dez. 2011), Seiten 3401–3409. DOI: 10.1109/tmtt.2011.2171984.
- [HL01] J.-S. Hong und M. J. Lancaster. *Microstrip Filters for RF/Microwave Applications*. John Wiley & Sons, Inc., Juni 2001. DOI: 10.1002/0471221619.
- [HM09] F. Huang und R. R. Mansour. „Tunable compact dielectric resonator filters“. In: *2009 European Microwave Conference (EuMC)*. Sep. 2009, Seiten 559–562. DOI: 10.23919/EUMC.2009.5295901.
- [HMP11] H.-H. Hsu, A. D. Margomenos und D. Peroulis. „A monolithic RF-MEMS filter with continuously-tunable center-frequency and bandwidth“. In: *2011 IEEE 11th Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems*. IEEE, Jan. 2011. DOI: 10.1109/sirf.2011.5719344.
- [Hon+21] W. Hong u. a. „The Role of Millimeter-Wave Technologies in 5G/6G Wireless Communications“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 1.1 (Jan. 2021), Seiten 101–122. DOI: 10.1109/JMW.2020.3035541.

- [HR82] I. Hunter und J. Rhodes. „Electronically Tunable Microwave Bandpass Filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30.9 (Sep. 1982), Seiten 1354–1360. DOI: 10.1109/tmtt.1982.1131260.
- [Hua+94] J. Huang, K. Wu, T. Wang und R. Bosisio. „Rigorous field theoretical design and optimization of novel window-coupled NRD-guide bandpass filters“. In: *1994 Asia-Pacific Microwave Conference*. Band 1. Tokyo, Japan, Dez. 1994, Seiten 79–82.
- [Hun01] I. Hunter. *Theory and Design of Microwave Filters*. Institution of Engineering and Technology (IET), 28. Feb. 2001. 368 Seiten.
- [IEE12] IEEE Standard for Information technology. „Telecommunications and information exchange between systems - Local and metropolitan area networks - Specific requirements-Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications Amendment 3: Enhancements for Very High Throughput in the 60 GHz Band“. In: *IEEE Std 802.11ad-2012* (Dez. 2012), Seiten 1–628. DOI: 10.1109/IEEESTD.2012.6392842.
- [Ino+12] H. Inoue, X. Mi, T. Fujiwara, O. Toyoda, S. Ueda und F. Nakazawa. „A novel tunable filter enabling both center frequency and bandwidth tunability“. In: *2012 42nd European Microwave Conference*. Okt. 2012, Seiten 269–272. DOI: 10.23919/EuMC.2012.6459407.
- [ITU15] I. (ITU). *IMT Traffic estimates for the years 2020 to 2030*. Forschungsbericht. Report M.2370-0, Juli 2015.
- [Jed99] P. Jędrzejewski. „Analysis and design of microwave passive components in NRD-guide technology“. en. Dissertation. Gdańsk: Technical University of Gdańsk, 1999.
- [Jia+11] H. Jiang, B. Lacroix, K. Choi, Y. Wang, A. T. Hunt und J. Papapolymerou. „Ka - and U -Band Tunable Bandpass Filters Using Ferroelectric Capacitors“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 59.12 (Nov. 2011), Seiten 3068–3075. DOI: 10.1109/TMTT.2011.2170088.
- [Jia+19] D. Jiang, Y. Liu, X. Li, G. Wang und Z. Zheng. „Tunable Microwave Bandpass Filters With Complementary Split Ring Resonator and Liquid Crystal Materials“. In: *IEEE Access* 7 (Juni 2019), Seiten 126265–126272. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2924194.
- [Jia+20] D. Jiang, X. Li, Z. Fu, G. Wang, Z. Zheng, T. Zhang und W.-Q. Wang. „Millimeter-Wave Broadband Tunable Band-Pass Filter Based on Liquid Crystal Materials“. In: *IEEE Access* 8 (Nov. 2020), Seiten 1339–1346. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2954984.

- [JM98] P. Jedrzejewski und M. Mrozowski. „Design of NRD-guide bandpass filters“. In: *12th International Conference on Microwaves and Radar. MIKON-98. Conference Proceedings (IEEE Cat. No.98EX195)*. Mai 1998, 3–7 vol.1. DOI: 10.1109/MIKON.1998.737908.
- [Jos+07] H. Joshi, H. H. Sigmarsson, D. Peroulis und W. J. Chappell. „Highly Loaded Evanescent Cavities for Widely Tunable High-Q Filters“. In: *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*. IEEE, Juni 2007. DOI: 10.1109/mwsym.2007.380346.
- [Jos+09a] H. Joshi, H. Sigmarsson, S. Moon, D. Peroulis und W. Chappell. „High-Q Fully Reconfigurable Tunable Bandpass Filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 57.12 (Dez. 2009), Seiten 3525–3533. DOI: 10.1109/tmtt.2009.2034309.
- [Jos+09b] H. Joshi, H. H. Sigmarsson, S. Moon, D. Peroulis und W. J. Chappell. „High Q narrow-band tunable filters with controllable bandwidth“. In: *2009 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Juni 2009, Seiten 629–632. DOI: 10.1109/MWSYM.2009.5165775.
- [Jos+17] 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: *2017 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. Juni 2017, Seiten 184–187. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8059003.
- [Jos18] M. Jost. „Liquid crystal mixed beam-switching and beam-steering network in hybrid metallic and dielectric waveguide technology“. en. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2018. Dissertation. Aachen: TU Darmstadt, Aug. 2018. ISBN: 9783844060423.
- [KAD06] J. Krupka, A. Abramowicz und K. Derzakowski. „Magnetically tunable filters for cellular communication terminals“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 54.6 (Juni 2006), Seiten 2329–2335. DOI: 10.1109/tmtt.2006.875268.
- [Kam+22] F. Kamrath, E. Polat, S. Matic, C. Schuster, D. Miek, H. Tesmer, P. Boe, D. Wang, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Bandwidth and Center Frequency Reconfigurable Waveguide Filter Based on Liquid Crystal Technology“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.1 (Okt. 2022), Seiten 134–144. DOI: 10.1109/JMW.2021.3115244.
- [Kar13] O. H. Karabey. *Electronic Beam Steering and Polarization Agile Planar Antennas in Liquid Crystal Technology*. Springer International Publishing, 16. Aug. 2013. 184 Seiten. ISBN: 3319014234.
- [KFF20] T. Kaesser, C. Fritsch und M. Franz. „Tunable RF Filters Based on Liquid Crystal for Space Applications“. In: *Crystals* 10.6 (Mai 2020). ISSN: 2073-4352. DOI: 10.3390/cryst10060455.

- [KFN02] T. Kuki, H. Fujikake und T. Nomoto. „Microwave variable delay line using dual-frequency switching-mode liquid crystal“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50.11 (Nov. 2002), Seiten 2604–2609. DOI: 10.1109/TMTT.2002.804510.
- [Kil+09] P.-S. Kildal, E. Alfonso, A. Valero-Nogueira und E. Rajo-Iglesias. „Local Metamaterial-Based Waveguides in Gaps Between Parallel Metal Plates“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 8 (Dez. 2009), Seiten 84–87. DOI: 10.1109/LAWP.2008.2011147.
- [KNO09] F. Kuroki, M. Nakamura und M. Okiyokota. „Characteristics of transition between coaxial cable and NRD guide using image NRD guide at 60 GHz“. In: *2009 Asia Pacific Microwave Conference*. IEEE, Dez. 2009. DOI: 10.1109/apmc.2009.5384344.
- [KO20] J. Kim und J. Oh. „Liquid-Crystal-Embedded Aperture-Coupled Microstrip Antenna for 5G Applications“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 19.11 (Aug. 2020), Seiten 1958–1962. DOI: 10.1109/LAWP.2020.3014715.
- [KON07] K. Kawai, H. Okazaki und S. Narahashi. „Ring resonators for bandwidth and center frequency tunable filter“. In: *2007 European Microwave Conference*. Okt. 2007, Seiten 298–301. DOI: 10.1109/EUMC.2007.4405185.
- [Leh89] O. Lehmann. „Über fließende Krystalle“. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 4U.1 (Juli 1889), Seiten 462–472. DOI: 10.1515/zpch-1889-0434.
- [Li+16] X. Li, Z. Shao, Z. He und M. Shen. „A miniaturized electrically tunable dual-mode bandpass filter based on liquid crystal technology for microwave applications“. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 58.7 (Apr. 2016), Seiten 1686–1689. DOI: 10.1002/mop.29892.
- [LM16] S. Lee und A. Mortazawi. „An Intrinsically Switchable Ladder-Type Ferroelectric BST-on-Si Composite FBAR Filter“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 63.3 (März 2016), Seiten 456–462. DOI: 10.1109/tuffc.2016.2517643.
- [LNL19] B. Lee, S. Nam und J. Lee. „Bandwidth Tuning of Resonator Filter Using Reduced Number of Tunable Coupling Structures“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 67.4 (Apr. 2019), Seiten 1496–1503. DOI: 10.1109/tmtt.2019.2898860.
- [LP05] C. Lugo und J. Papapolymerou. „Single switch reconfigurable bandpass filter with variable bandwidth using a dual-mode triangular patch resonator“. In: *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2005*. IEEE, Okt. 2005. DOI: 10.1109/mwsym.2005.1516729.
- [Man+14] R. R. Mansour, F. Huang, S. Fouladi, W. D. Yan und M. Nasr. „High-Q Tunable Filters: Challenges and Potential“. In: *IEEE Microwave Magazine* 15.5 (Juli 2014), Seiten 70–82. DOI: 10.1109/MMM.2014.2321101.



- [Man09] R. Mansour. „High-Q tunable dielectric resonator filters“. In: *IEEE Microwave Magazine* 10.6 (Okt. 2009), Seiten 84–98. DOI: 10.1109/mm.2009.933591.
- [Mar86] N. Marcuvitz. *Waveguide Handbook*. Institution of Engineering und Technology (IET), 30. Juni 1986. 448 Seiten. ISBN: 0863410588.
- [MC87] J. Malherbe und J. Coetzee. „Bandstop Filter in Nonradiative Dielectric Waveguide Using Rectangular Resonators“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 35.12 (Dez. 1987), Seiten 1161–1163. DOI: 10.1109/TMTT.1987.1133832.
- [MCL85] J. Malherbe, J. Cloete und I. Losch. „A Transition from Rectangular to Nonradiating Dielectric Waveguide (Short Paper)“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 33.6 (Juni 1985), Seiten 539–543. DOI: 10.1109/tmtt.1985.1133115.
- [MH12] A. Miller und J. Hong. „Cascaded Coupled Line Filter With Reconfigurable Bandwidths Using LCP Multilayer Circuit Technology“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60.6 (Juni 2012), Seiten 1577–1586. DOI: 10.1109/tmtt.2012.2189242.
- [Mit95] J. Mitola. „The software radio architecture“. In: *IEEE Communications Magazine* 33.5 (Mai 1995), Seiten 26–38. DOI: 10.1109/35.393001.
- [MM99] J. Mitola und G. Maguire. „Cognitive radio: making software radios more personal“. In: *IEEE Personal Communications* 6.4 (Aug. 1999), Seiten 13–18. DOI: 10.1109/98.788210.
- [MMC15] F. Mira, J. Mateu und C. Collado. „Mechanical Tuning of Substrate Integrated Waveguide Filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 63.12 (Dez. 2015), Seiten 3939–3946. DOI: 10.1109/tmtt.2015.2490144.
- [MOT12] G. Macchiarella, M. Oldoni und S. Tamiazzo. „Narrowband Microwave Filters With Mixed Topology“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60.12 (Dez. 2012), Seiten 3980–3987. DOI: 10.1109/tmtt.2012.2218121.
- [MS59] W. Maier und A. Saupe. „Eine einfache molekular-statistische Theorie der nematischen kristallinflüssigen Phase. Teil I“. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 14.10 (Okt. 1959), Seiten 882–889. DOI: 10.1515/zna-1959-1005.
- [MS60] W. Maier und A. Saupe. „Eine einfache molekular-statistische Theorie der nematischen kristallinflüssigen Phase. Teil II“. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 15.4 (Apr. 1960), Seiten 287–292. DOI: 10.1515/zna-1960-0401.

- [Mue+08] S. Mueller, M. Koeberle, F. Goelden, A. Penirschke, A. Gaebler, A. Lapanik, W. Haase und R. Jakoby. „W-Band Characterization of Anisotropic Liquid Crystals at Room Temperature“. In: *2008 38th European Microwave Conference*. Okt. 2008, Seiten 119–122. DOI: 10.1109/EUMC.2008.4751402.
- [MYJ80] G. Matthaei, L. Young und E. M. T. Jones. *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures*. ARTECH HOUSE INC, 1. Juni 1980. 1120 Seiten. ISBN: 0890060991.
- [Nat+05] J. Nath, D. Ghosh, J.-P. Maria, A. Kingon, W. Fathelbab, P. Franzon und M. Steer. „An electronically tunable microstrip bandpass filter using thin-film Barium-Strontium-Titanate (BST) varactors“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 53.9 (Sep. 2005), Seiten 2707–2712. DOI: 10.1109/tmtt.2005.854196.
- [New04] R. E. Newnham. *Properties of Materials*. Oxford University Press, Nov. 2004. DOI: 10.1093/oso/9780198520757.001.0001.
- [Nic+20] M. Nickel, A. Jimenez-Saez, P. Agrawal, A. Gadallah, A. Malignaggi, C. Schuster, R. Reese, H. Tesmer, E. Polat, D. Wang, P. Schumacher, R. Jakoby, D. Kissinger und H. Maune. „Ridge Gap Waveguide Based Liquid Crystal Phase Shifter“. In: *IEEE Access* 8 (Apr. 2020), Seiten 77833–77842. DOI: 10.1109/access.2020.2989547.
- [Oce+06] A. Ocera, P. Farinelli, P. Mezzanotte, R. Sorrentino, B. Margesin und F. Giacomozzi. „A Novel MEMS-Tunable Hairpin Line Filter on Silicon Substrate“. In: *2006 European Microwave Conference*. IEEE, Sep. 2006. DOI: 10.1109/eumc.2006.281041.
- [Olm+13] A. del Olmo-Olmeda, M. Baquero-Escudero, V. E. Boria-Esbert, A. Valero-Nogueira und A. J. Berenguer-Verdú. „A novel band-pass filter topology for millimeter-wave applications based on the groove gap waveguide“. In: *2013 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*. Juni 2013, Seiten 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2013.6697780.
- [OM87] J. Olivier und J. Malherbe. „A Bandpass Filter Using Circular Discontinuities in Nonradiative Dielectric Waveguide“. In: *1987 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Band 1. Mai 1987, Seiten 419–422. DOI: 10.1109/MWSYM.1987.1132420.
- [OMO87] T. Ohgihara, Y. Murakami und T. Okamoto. „A 0.5-2.0 GHz tunable band-pass filter using YIG film grown by LPE“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 23.5 (Sep. 1987), Seiten 3745–3747. DOI: 10.1109/tmag.1987.1065210.
- [Ose33] C. W. Oseen. „The theory of liquid crystals“. In: *Transactions of the Faraday Society* 29.140 (Nov. 1933), Seite 883. DOI: 10.1039/TF9332900883.

- [P G95] J. P. P. G. De Gennes. *The Physics of Liquid Crystals*. OXFORD UNIV PR, 31. Aug. 1995. 616 Seiten. ISBN: 0198517858.
- [PAC04] A. D. Panagopoulos, P.-D. M. Arapoglou und P. G. Cottis. „Satellite communications at KU, KA, and V bands: Propagation impairments and mitigation techniques“. In: *IEEE Communications Surveys & Tutorials* 6.3 (2004), Seiten 2–14. DOI: 10.1109/COMST.2004.5342290.
- [Pen+06] A. Penirschke, S. Mueller, F. Goelden, A. Lapanik, V. Lapanik, V. Bezborodov, W. Haase und R. Jakoby. „Cavity Perturbation Method for Temperature Controlled Characterization of Liquid Crystals at 38 GHz“. en. In: *German Microwave Conference, GeMiC 2006*. Jan. 2006.
- [Per+14] D. Peroulis, E. Naglich, M. Sinani und M. Hickie. „Tuned to Resonance: Transfer-Function-Adaptive Filters in Evanescent-Mode Cavity-Resonator Technology“. In: *IEEE Microwave Magazine* 15.5 (Juli 2014), Seiten 55–69. DOI: 10.1109/mmm.2014.2321103.
- [PK11] Z. Pi und F. Khan. „An introduction to millimeter-wave mobile broadband systems“. In: *IEEE Communications Magazine* 49.6 (Juni 2011), Seiten 101–107. DOI: 10.1109/MCOM.2011.5783993.
- [Pol+18] E. Polat, R. Reese, M. Jost, C. Schuster, M. Nickel, R. 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 (Dez. 2018), Seiten 44–46. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2884152.
- [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: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. IEEE, Juli 2019. DOI: 10.1109/imws-amp.2019.8880077.
- [Pol+19b] E. Polat, R. Reese, M. Jost, M. Nickel, C. Schuster, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Phase Shifter Based on Nonradiative Dielectric Waveguide Topology at W-Band“. In: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. IEEE, Juni 2019. DOI: 10.1109/mwsym.2019.8700759.
- [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“. In: *2020 14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. IEEE, März 2020. DOI: 10.23919/eucap48036.2020.9135584.

- [Pol+22] E. Polat, F. Kamrath, S. Matic, H. Tesmer, A. Jiménez-Sáez, D. Wang, H. Maune, M. Höft und R. Jakoby. „Novel Hybrid Electric/Magnetic Bias Concept for Tunable Liquid Crystal Based Filter“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.3 (Juni 2022), Seiten 490–495. DOI: 10.1109/JMW.2022.3180227.
- [Poz11] D. M. Pozar. *Microwave Engineering*. WILEY, 30. Nov. 2011. 752 Seiten. ISBN: 0470631554.
- [Pra+15] A. Prasetiadi, O. Karabey, C. Weickhmann, T. Franke, W. Hu, M. Jost, M. Nickel und R. Jakoby. „Continuously tunable substrate integrated waveguide bandpass filter in liquid crystal technology with magnetic biasing“. In: *Electronics Letters* 51.20 (Okt. 2015), Seiten 1584–1585. DOI: <https://doi.org/10.1049/el.2015.2494>.
- [Pra+18] A. E. Prasetiadi, M. Jost, B. Schulz, M. Quibeldey, T. Rabe, R. Follmann und R. Jakoby. „Liquid-crystal-based amplitude tuner and tunable SIW filter fabricated in LTCC technology“. In: *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 10.5-6 (Aug. 2018), Seiten 674–681. DOI: 10.1017/S1759078718000600.
- [PS21] A. Pham und H. H. Sigmarsson. „Bandwidth-Reconfigurable Liquid-Metal Tunable Bandpass Filter“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. Dez. 2021, Seiten 255–258. DOI: 10.1109/IMFW49589.2021.9642317.
- [Psy+13] D. Psychogiou, D. Peroulis, Y. Li und C. Hafner. „V-band bandpass filter with continuously variable centre frequency“. In: *IET Microwaves, Antennas & Propagation* 7.8 (Juni 2013), Seiten 701–707. DOI: <https://doi.org/10.1049/iet-map.2012.0722>. eprint: <https://ietresearch.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1049/iet-map.2012.0722>.
- [Puc+10] E. Pucci, A. U. Zaman, E. Rajo-Iglesias, P.-S. Kildal und A. Kishk. „Losses in ridge gap waveguide compared with rectangular waveguides and microstrip transmission lines“. In: *Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation*. Apr. 2010, Seiten 1–4.
- [Reb+09] G. Rebeiz, K. Entesari, I. Reines, S.-j. Park, M. El-tanani, A. Grichener und A. Brown. „Tuning in to RF MEMS“. In: *IEEE Microwave Magazine* 10.6 (Okt. 2009), Seiten 55–72. DOI: 10.1109/mmm.2009.933592.
- [Ree+17] 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)*. Juni 2017, Seiten 180–183. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058991.

- [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* (Mai 2019), Seiten 1–1. DOI: 10.1109/tap.2019.2918474.
- [Ree+19b] 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 (Sep. 2019), Seiten 127032–127041. DOI: 10.1109/access.2019.2939648.
- [Ree20] R. Reese. „Phasen- und aperturgesteuerte Antennen für Millimeterwellen mit integrierten Flüssigkristallsegmenten: Von metallischen zu voll-dielektrischen Strukturen“. de. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität, Apr. 2020. DOI: <https://doi.org/10.25534/tuprints-00011597>.
- [RZ20] M. Rezaee und A. U. Zaman. „Groove Gap Waveguide Filter Based on Horizontally Polarized Resonators for V-Band Applications“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 68.7 (Apr. 2020), Seiten 2601–2609. DOI: 10.1109/TMTT.2020.2986111.
- [RZK15a] M. Rezaee, A. U. Zaman und P.-S. Kildal. „A groove gap waveguide iris filter for V-band application“. In: *2015 23rd Iranian Conference on Electrical Engineering*. Mai 2015, Seiten 462–465. DOI: 10.1109/IranianCEE.2015.7146259.
- [RZK15b] M. Rezaee, A. U. Zaman und P.-S. Kildal. „V-band groove gap waveguide diplexer“. In: *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. Apr. 2015, Seiten 1–4.
- [SAE11] V. Sekar, M. Armendariz und K. Entesari. „A 1.2 – 1.6-GHz Substrate-Integrated-Waveguide RF MEMS Tunable Filter“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 59.4 (Apr. 2011), Seiten 866–876. DOI: 10.1109/tmtt.2011.2109006.
- [San+05] M. Sanchez-Renedo, R. Gomez-Garcia, J. Alonso und C. Briso-Rodriguez. „Tunable combline filter with continuous control of center frequency and bandwidth“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 53.1 (Jan. 2005), Seiten 191–199. DOI: 10.1109/tmtt.2004.839309.
- [Sán+19] J. Sánchez, C. Bachiller, V. Nova und V. Boria. „Reconfigurable resonator in decoupled empty SIW technology using liquid crystal material“. In: *Electronics Letters* 55.16 (Aug. 2019), Seiten 907–910. DOI: <https://doi.org/10.1049/el.2019.1088>. eprint: <https://ietresearch.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1049/el.2019.1088>.

- [Sch+19] C. Schuster, L. Schynol, E. Polat, E. Schwab, S. Schmidt, R. Jakoby und H. Maune. „Reconfigurable Hairpin Filter with Tunable Center Frequency, Bandwidth and Transmission Zero“. In: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. IEEE, Juli 2019. DOI: 10.1109/imws-amp.2019.8880068.
- [Sch+20] C. Schuster, F. Kamrath, D. Miek, E. Polat, P. Boe, L. P. P. Frank, D. Kienemund, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Fully Reconfigurable Bandpass with Continuously Tunable Center Frequency and Bandwidth Featuring a Constant Filter Characteristic“. In: *2020 German Microwave Conference (GeMiC)*. März 2020, Seiten 236–239.
- [Sch21] C. Schuster. „Rekonfigurierbare Filternetzwerke für frequenzabstimmbare digitale Leistungsverstärker“. In: (Jan. 2021). DOI: 10.26083/TUPRINTS-00017378.
- [Ser+12] A. L. C. Serrano, F. S. Correra, T.-P. Vuong und P. Ferrari. „Synthesis Methodology Applied to a Tunable Patch Filter With Independent Frequency and Bandwidth Control“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60.3 (März 2012), Seiten 484–493. DOI: 10.1109/tmtt.2011.2181533.
- [SFO11] M. Schallner, B. Friedrichs und F. Ortwein. „Verification of new technologies as main task of the communication payload of the Heinrich-Hertz mission“. In: *CEAS Space Journal* 2.1-4 (Aug. 2011), Seiten 67–73. DOI: 10.1007/s12567-011-0010-1.
- [She+09] W. Shen, X.-W. Sun, W.-Y. Yin, J.-F. Mao und Q.-F. Wei. „A Novel Single-Cavity Dual Mode Substrate Integrated Waveguide Filter With Non-Resonating Node“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 19.6 (Juni 2009), Seiten 368–370. DOI: 10.1109/lmwc.2009.2020017.
- [Shi84] Y.-C. Shih. „Design of Waveguide E-Plane Filters with All-Metal Inserts“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 32.7 (Feb. 1984), Seiten 695–704. DOI: 10.1109/TMTT.1984.1132756.
- [Sir+12] S. Sirci, J. Martinez, M. Taroncher und V. Boria. „Analog tuning of compact varactor-loaded combline filters in substrate integrated waveguide“. In: *2012 42nd European Microwave Conference*. IEEE, Okt. 2012. DOI: 10.23919/eumc.2012.6459133.
- [Ste04] I. W. Stewart. *The Static and Dynamic Continuum Theory of Liquid Crystals*. CRC Press, Jan. 2004. DOI: 10.1201/9781315272580.

- [Sun+19] M. Sun, J. Zhang, Z. Zheng, J. Yang, X. Zhu und R. Leng. „A 3-4.5 GHz Electrically Reconfigurable Bandpass Filter Based on Substrate Integrated Waveguide“. In: *2019 IEEE 6th International Symposium on Electromagnetic Compatibility (ISEMC)*. IEEE, Nov. 2019. DOI: 10.1109/isemc48616.2019.8986147.
- [Tes+21] H. Tesmer, R. Razzouk, E. Polat, D. Wang, R. Jakoby und H. Maune. „Temperature Characterization of Liquid Crystal Dielectric Image Line Phase Shifter for Millimeter-Wave Applications“. In: *Crystals* 11.1 (Jan. 2021), Seite 63. DOI: 10.3390/cryst11010063.
- [Tis58] F. Tischer. „Properties of the H-guide at microwaves and millimeter waves“. In: *WESCON/58 Conference Record*. Band 2. Aug. 1958, Seiten 4–12. DOI: 10.1109/WESCON.1958.1150192.
- [Tor+13] J. Torrecilla, C. Marcos, V. Urruchi und J. Sánchez-Pena. „Tunable dual-mode bandpass filter based on liquid crystal technology“. In: *2013 European Microwave Conference*. Okt. 2013, Seiten 806–809. DOI: 10.23919/EuMC.2013.6686779.
- [TW00] J. Tang und K. Wu. „Integrated microstrip to NRD-guide transition using a spurious mode suppressing technique“. In: *2000 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Cat. No.00CH37017)*. IEEE, Juni 2000. DOI: 10.1109/mwsym.2000.862330.
- [UTF98] H. Uchimura, T. Takenoshita und M. Fujii. „Development of a "laminated waveguide"“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 46.12 (Juni 1998), Seiten 2438–2443. DOI: 10.1109/22.739232.
- [Wan+11] X. Wang, P. Bao, T. Jackson und M. Lancaster. „Tunable microwave filters based on discrete ferroelectric and semiconductor varactors“. In: *IET Microwaves, Antennas & Propagation* 5.7 (Mai 2011), Seite 776. DOI: 10.1049/iet-map.2010.0417.
- [Wan+21] D. Wang, E. Polat, H. Tesmer und R. Jakoby. „Wideband evaluation of two types of slow-wave microstrip lines“. In: *Electronics Letters* (Dez. 2021). DOI: 10.1049/e112.12389.
- [Wan+22] D. Wang, E. Polat, C. Schuster, H. Tesmer, G. P. Rehder, A. L. C. Serrano, L. G. Gomes, P. Ferrari, H. Maune und R. Jakoby. „Fast and Miniaturized Phase Shifter With Excellent Figure of Merit Based on Liquid Crystal and Nanowire-Filled Membrane Technologies“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.1 (Jan. 2022), Seiten 174–184. DOI: 10.1109/jmw.2021.3131648.
- [WB02] C. Wang und W. Blair. „Tunable high-Q dielectric loaded resonator and filter“. In: *Proceedings RAWCON 2002. 2002 IEEE Radio and Wireless Conference (Cat. No.02EX573)*. IEEE, Aug. 2002. DOI: 10.1109/rawcon.2002.1030164.

- [Wei+13] 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.
- [Wei17] C. Weickhmann. „Liquid Crystals Towards Terahertz: Characterisation and Tunable Waveguide Phase Shifters for Millimetre-Wave and Terahertz Beamsteering Antennas“. en. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, Mai 2017.
- [WW15] K. Wang und K. Wu. „Liquid crystal enabled substrate integrated waveguide variable phase shifter for millimeter-wave application at 60ghz and beyond“. In: *2015 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. Mai 2015, Seiten 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2015.7166961.
- [Xu+19] W. Xu, Y. Zhang, Y. Peng, J. Wang, L. Mu, B. Yu und H. Zhang. „Tunable Bandstop HMSIW Filter With Flexible Center Frequency and Bandwidth Using Liquid Crystal“. In: *IEEE Access* 7 (Nov. 2019), Seiten 161308–161317. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2951543.
- [Yan+13] X. Yang, J. Wu, S. Beguhn, T. Nan, Y. Gao, Z. Zhou und N. X. Sun. „Tunable Bandpass Filter Using Partially Magnetized Ferrites With High Power Handling Capability“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 23.4 (Apr. 2013), Seiten 184–186. DOI: 10.1109/lmwc.2013.2247991.
- [Yaz+10] M. Yazdanpanahi, S. Bulja, D. Mirshekar-Syahkal, R. James, S. E. Day und F. A. Fernandez. „Measurement of Dielectric Constants of Nematic Liquid Crystals at mm-Wave Frequencies Using Patch Resonator“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 59.12 (Nov. 2010), Seiten 3079–3085. DOI: 10.1109/TIM.2010.2062910.
- [YC02] T.-Y. Yun und K. Chang. „Piezoelectric-transducer-controlled tunable microwave circuits“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50.5 (Mai 2002), Seiten 1303–1310. DOI: 10.1109/22.999143.
- [YDM14] M. Yazdanpanahi, P. Deo und D. Mirshekar-Syahkal. „Tunable liquid-crystal millimeter-wave bandpass filter using periodical structure“. In: *2014 IEEE Radio and Wireless Symposium (RWS)*. Jan. 2014, Seiten 163–165. DOI: 10.1109/RWS.2014.6830078.
- [YKN84] T. Yoneyama, F. Kuroki und S. Nishida. „Design of Nonradiative Dielectric Waveguide Filters (Short Papers)“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 32.12 (Dez. 1984), Seiten 1659–1662. DOI: 10.1109/tmtt.1984.1132909.
- [YM06] W. Yan und R. Mansour. „Micromachined Millimeter-wave Ridge Waveguide Filter with Embedded MEMS Tuning Elements“. In: *2006 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. IEEE, Juni 2006. DOI: 10.1109/mwsym.2006.249466.



- [YM12] M. Yazdanpanahi und D. Mirshekar-Syahkal. „Millimeter-wave liquid-crystal-based tunable bandpass filter“. In: *2012 IEEE Radio and Wireless Symposium*. IEEE, Jan. 2012. DOI: 10.1109/rws.2012.6175306.
- [YN81] T. Yoneyama und S. Nishida. „Nonradiative Dielectric Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 29.11 (Nov. 1981), Seiten 1188–1192. DOI: 10.1109/TMTT.1981.1130529.
- [YPP18] Z. Yang, D. Psychogiou und D. Peroulis. „Design and Optimization of Tunable Silicon-Integrated Evanescent-Mode Bandpass Filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 66.4 (Feb. 2018), Seiten 1790–1803. DOI: 10.1109/TMTT.2018.2799575.
- [Yu+14] M. Yu, B. Yassini, B. Keats und Y. Wang. „The Sound the Air Makes: High-Performance Tunable Filters Based on Air-Cavity Resonators“. In: *IEEE Microwave Magazine* 15.5 (Juli 2014), Seiten 83–93. DOI: 10.1109/mmm.2014.2321102.
- [YW14] D.-K. Yang und S.-T. Wu. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. Wiley, Sep. 2014. DOI: 10.1002/9781118751992.
- [YYK12] B. Yassini, M. Yu und B. Keats. „A Ka-Band Fully Tunable Cavity Filter“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60.12 (Dez. 2012), Seiten 4002–4012. DOI: 10.1109/tmtt.2012.2224367.
- [Zah+11] N. Zahirovic, S. Fouladi, R. R. Mansour und M. Yu. „Tunable suspended substrate stripline filters with constant bandwidth“. In: *2011 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. IEEE, Juni 2011. DOI: 10.1109/mwsym.2011.5972931.
- [ZFB18] D. C. Zografopoulos, A. Ferraro und R. Beccherelli. „Liquid-Crystal High-Frequency Microwave Technology: Materials and Characterization“. In: *Advanced Materials Technologies* (Dez. 2018), Seite 1800447. DOI: 10.1002/admt.201800447.
- [Zhe+11] Y. Zheng, M. Sazegar, H. Maune, X. Zhou, J. R. Binder und R. Jakoby. „Compact Substrate Integrated Waveguide Tunable Filter Based on Ferroelectric Ceramics“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 21.9 (Sep. 2011), Seiten 477–479. DOI: 10.1109/lmwc.2011.2162615.
- [Zho+18] Z. Zhou, F. Xiao, Y. Cao, Y. Zhang und X. Tang. „Third-Order Bandwidth-Tunable Bandpass Filter with Two Transmission Zeros“. In: *2018 Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. Nov. 2018, Seiten 1480–1482. DOI: 10.23919/APMC.2018.8617296.

- [ZKK12] A. U. Zaman, P.-S. Kildal und A. A. Kishk. „Narrow-Band Microwave Filter Using High-Q Groove Gap Waveguide Resonators With Manufacturing Flexibility and No Sidewalls“. In: *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology* 2.11 (Nov. 2012), Seiten 1882–1889. DOI: 10.1109/TCPMT.2012.2202905.
- [Zoc33] H. Zocher. „The effect of a magnetic field on the nematic state“. In: *Transactions of the Faraday Society* 29.140 (Feb. 1933), Seite 945. DOI: 10.1039/TF9332900945.

# Eigene Veröffentlichungen

## Als Erstautor

- [Kam+22] F. Kamrath, E. Polat, S. Matic, C. Schuster, D. Miek, H. Tesmer, P. Boe, D. Wang, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Bandwidth and Center Frequency Reconfigurable Waveguide Filter Based on Liquid Crystal Technology“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.1 (Okt. 2022), Seiten 134–144. DOI: 10.1109/JMW.2021.3115244.
- [Pol+18] E. Polat, R. Reese, M. Jost, C. Schuster, M. Nickel, R. 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 (Dez. 2018), Seiten 44–46. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2884152.
- [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: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. IEEE, Juli 2019. DOI: 10.1109/imws-amp.2019.8880077.
- [Pol+19b] E. Polat, R. Reese, M. Jost, M. Nickel, C. Schuster, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Phase Shifter Based on Nonradiative Dielectric Waveguide Topology at W-Band“. In: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. IEEE, Juni 2019. DOI: 10.1109/mwsym.2019.8700759.
- [Pol+20a] 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“. In: *2020 14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. IEEE, März 2020. DOI: 10.23919/eucap48036.2020.9135584.
- [Pol+20b] E. Polat, H. Tesmer, R. Reese, M. Nickel, D. Wang, P. Schumacher, R. Jakoby und H. Maune. „Reconfigurable Millimeter-Wave Components Based on Liquid Crystal Technology for Smart Applications“. In: *Crystals* 10.5 (Apr. 2020). ISSN: 2073-4352. DOI: 10.3390/cryst10050346.

- [Pol+22] E. Polat, F. Kamrath, S. Matic, H. Tesmer, A. Jiménez-Sáez, D. Wang, H. Maune, M. Höft und R. Jakoby. „Novel Hybrid Electric/Magnetic Bias Concept for Tunable Liquid Crystal Based Filter“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.3 (Juni 2022), Seiten 490–495. DOI: 10.1109/JMW.2022.3180227.

## Als Koautor

- [Agr+22] P. Agrawal, S. Matic, K. Häuser, J. R. Binder, H. Maune, E. Polat und R. Jakoby. „Electromagnetic modeling of tunability of Barium Strontium Titanate and Magnesium Borate composites“. In: *Ceramics International* (Sep. 2022). DOI: 10.1016/j.ceramint.2022.09.202.
- [Hai+16] M. T. Haidar, E. Polat, S. Paul, J. Cesar, C. Gierl, A. Chipouline und F. Küppers. „SOA-based tunable fiber ring laser with intracavity MEMS-tunable fabry-pérot filter“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. Juni 2016, Seiten 1–2.
- [Jim+16] A. Jiménez Sáez, E. Polat, C. Mandel, M. Schüßler, B. Kubina, T. Scherer, N. Lautenschläger und R. Jakoby. „Chipless Wireless Temperature Sensor for Machine Tools Based on a Dielectric Ring Resonator“. In: *Procedia Engineering* 168 (Sep. 2016), Seiten 1231–1236. DOI: 10.1016/j.proeng.2016.11.428.
- [Jos+18a] M. Jost, A. Heunisch, A. E. Prasetiadi, B. Schulz, R. Reese, M. Nickel, E. Polat, M. Quibeldey, H. Maune, T. Rabe, R. Follmann und R. Jakoby. „Liquid Crystal Based SPDT with Adjustable Power Splitting Ratio in LTCC Technology“. In: *European Microwave Conference (EuMC)*. Sep. 2018, Seiten 612–615. DOI: 10.23919/EuMC.2018.8541524.
- [Jos+18b] M. Jost, J. S. K. Gautam, L. G. Gomes, R. Reese, E. Polat, M. Nickel, J. M. Pinheiro, A. L. C. Serrano, H. Maune, G. P. Rehder, P. Ferrari und R. Jakoby. „Miniaturized Liquid Crystal Slow Wave Phase Shifter Based on Nanowire Filled Membranes“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 28.8 (Aug. 2018), Seiten 681–683. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2845938.
- [Man+17] C. Mandel, A. Jimenez-Saez, E. Polat, M. Schusler, B. Kubina, T. Scherer, N. Lautenschlager und R. Jakoby. „Dielectric ring resonators as chipless temperature sensors for wireless machine tool monitoring“. In: *European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*. IEEE, März 2017. DOI: 10.23919/eucap.2017.7928618.
- [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. DOI: 10.3390/cryst8090355.

- [Nic+18] M. Nickel, M. Müh, R. Reese, E. Polat, M. Jost, C. Damm, R. Jakoby und H. Maune. „Liquid Crystal Based Tunable Reflection-Type Power Divider“. In: *European Microwave Conference (EuMC)*. Sep. 2018, Seiten 45–48. DOI: 10.23919/EuMC.2018.8541380.
- [Nic+20] M. Nickel, A. Jimenez-Saez, P. Agrawal, A. Gadallah, A. Malignaggi, C. Schuster, R. Reese, H. Tesmer, E. Polat, D. Wang, P. Schumacher, R. Jakoby, D. Kissinger und H. Maune. „Ridge Gap Waveguide Based Liquid Crystal Phase Shifter“. In: *IEEE Access* 8 (Apr. 2020), Seiten 77833–77842. DOI: 10.1109/access.2020.2989547.
- [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 (Nov. 2017), Seiten 3236–3239. DOI: 10.1109/LAWP.2017.2771385.
- [Ree+17b] 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: *European Microwave Conference (EuMC)*. Okt. 2017, Seiten 1093–1096. DOI: 10.23919/EuMC.2017.8231037.
- [Ree+18a] 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: *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. Juni 2018, Seiten 179–182. DOI: 10.1109/MWSYM.2018.8439133.
- [Ree+18b] 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 (Aug. 2018), Seiten 1185–1202. DOI: 10.1007/s10762-018-0535-x.
- [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. 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* (Mai 2019), Seiten 1–1. 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. 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 (Sep. 2019), Seiten 127032–127041. DOI: 10.1109/access.2019.2939648.
- [Sch+18] C. Schuster, E. Polat, R. Jakoby, H. Maune, D. Miek und M. Höft. „Fast and accurate tuning of a cross-coupled split-ring resonator filter“. In: *German Microwave Conference (GeMiC)*. März 2018, Seiten 134–137. DOI: 10.23919/GEMIC.2018.8335047.
- [Sch+19a] C. Schuster, L. Schynol, A. Wentzel, F. Huhn, E. Polat, S. Schmidt, R. Jakoby, W. Heinrich und H. Maune. „Concept for Continuously Tunable Output Filters for Digital Transmitter Architectures“. In: *IEEE Access* 7 (Aug. 2019), Seiten 123490–123504. DOI: 10.1109/access.2019.2938041.
- [Sch+19b] C. Schuster, L. Schynol, E. Polat, E. Schwab, S. Schmidt, R. Jakoby und H. Maune. „Reconfigurable Hairpin Filter with Tunable Center Frequency, Bandwidth and Transmission Zero“. In: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. IEEE, Juli 2019. DOI: 10.1109/imws-amp.2019.8880068.
- [Sch+20] C. Schuster, F. Kamrath, D. Miek, E. Polat, P. Boe, L. P. P. Frank, D. Kienemund, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Fully Reconfigurable Bandpass with Continuously Tunable Center Frequency and Bandwidth Featuring a Constant Filter Characteristic“. In: *2020 German Microwave Conference (GeMiC)*. März 2020, Seiten 236–239.
- [Tes+19a] H. Tesmer, R. Reese, E. Polat, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „Fully Dielectric Rod Antenna Arrays with Integrated Power Divider“. In: *Frequenz* 73.11-12 (Nov. 2019), Seiten 367–377. 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* (Sep. 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 German Microwave Conference (GeMiC)*. März 2020, Seiten 156–159.

- [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“. In: *2020 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. IEEE, Aug. 2020. DOI: 10.1109/ims30576.2020.9224005.
- [Tes+21a] H. Tesmer, G. Gold, F. Bachbauer, E. Polat, M. Sippel, R. Jakoby, M. Vossiek und H. Maune. „Feasibility of Additively Manufactured Tunable Liquid Crystal Loaded Dielectric Waveguides“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 31.8 (Aug. 2021), Seiten 973–976. DOI: 10.1109/lmwc.2021.3082700.
- [Tes+21b] H. Tesmer, R. Razzouk, E. Polat, D. Wang, R. Jakoby und H. Maune. „Temperature Characterization of Liquid Crystal Dielectric Image Line Phase Shifter for Millimeter-Wave Applications“. In: *Crystals* 11.1 (Jan. 2021), Seite 63. DOI: 10.3390/cryst11010063.
- [Tes+22a] H. Tesmer, D. Stumpf, E. Polat, D. Wang und R. Jakoby. „Dielectric Image Line Rod Antenna Array With Integrated Power Divider at W-Band“. In: *2022 16th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. März 2022, Seiten 1–5. DOI: 10.23919/EuCAP53622.2022.9769431.
- [Tes+22b] H. Tesmer, E. Polat, D. Wang und R. Jakoby. „Fully-Integrated Dielectric Image Line Phased Array with Liquid Crystal Phase Shifters at W-Band (akzeptiert)“. In: *European Microwave Conference (EuMC)*. Sep. 2022.
- [Tes+22c] H. Tesmer, R. Razzouk, E. Polat, D. Wang und R. Jakoby. „Reconfigurable Liquid Crystal Dielectric Image Line Leaky Wave Antenna at W-Band“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.3 (Juni 2022), Seiten 480–489. DOI: 10.1109/JMW.2022.3175625.
- [Wan+20] D. Wang, M. Nickel, D. Walk, A. Jimenez, E. Polat, R. Reese, G. P. Rehder, A. L. C. Serrano, L. G. Gomes, P. Ferrari, R. Jakoby und H. Maune. „Slow Wave Inverted Microstrip Line Based on Metallic Nanowire Filled Alumina Membrane“. In: *2020 German Microwave Conference (GeMiC)*. März 2020, Seiten 160–163.
- [Wan+21a] D. Wang, M. Nickel, P. Schumacher, E. Polat, H. Tesmer, R. Jakoby und H. Maune. „A Planar Quasi Yagi-Uda Antenna Designed For Liquid Crystal Based End-Fire Phased Arrays“. In: *2021 IEEE Radio and Wireless Symposium (RWS)*. IEEE, Jan. 2021. DOI: 10.1109/rws50353.2021.9360363.
- [Wan+21b] D. Wang, E. Polat, H. Tesmer und R. Jakoby. „Wideband evaluation of two types of slow-wave microstrip lines“. In: *Electronics Letters* (Dez. 2021). DOI: 10.1049/e112.12389.
- [Wan+21c] D. Wang, E. Polat, H. Tesmer, R. Jakoby und H. Maune. „A Compact and Fast 1 x 4 Continuously Steerable End-Fire Phased-Array Antenna Based on Liquid Crystal“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* (Juli 2021), Seiten 1–1. DOI: 10.1109/lawp.2021.3096035.

- [Wan+22a] D. Wang, E. Polat, H. Tesmer und R. Jakoby. „Compact Interference Based Microstrip Single-Pole Double-Throw Utilizing Liquid Crystal Phase Shifter (akzeptiert)“. In: *20122 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. IEEE, 2022.
- [Wan+22b] D. Wang, E. Polat, C. Schuster, H. Tesmer, G. P. Rehder, A. L. C. Serrano, L. G. Gomes, P. Ferrari, H. Maune und R. Jakoby. „Fast and Miniaturized Phase Shifter With Excellent Figure of Merit Based on Liquid Crystal and Nanowire-Filled Membrane Technologies“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.1 (Jan. 2022), Seiten 174–184. DOI: 10.1109/jmw.2021.3131648.
- [Wan+22c] D. Wang, E. Polat, H. Tesmer, R. Jakoby und H. Maune. „Highly Miniaturized Continuously Tunable Phase Shifter Based on Liquid Crystal and Defected Ground Structures“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* (Jan. 2022), Seiten 1–4. DOI: 10.1109/LMWC.2022.3142410.
- [Wan+22d] D. Wang, E. Polat, H. Tesmer, H. Maune und R. Jakoby. „Switched and Steered Beam End-Fire Antenna Array Fed by Wideband Via-Less Butler Matrix and Tunable Phase Shifters Based on Liquid Crystal Technology“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 70.7 (Jan. 2022), Seiten 5383–5392. DOI: 10.1109/TAP.2022.3142334.

## Als Mitwirkender bei Fachbüchern

- [Fer+22] P. Ferrari, R. Jakoby, O. H. Karabey, G. Rehder und H. Maune. *Reconfigurable Circuits and Technologies for Smart Millimeter-Wave Systems*. EuMA High Frequency Technologies Series. Cambridge: Cambridge University Press, 2022. Kapitel 5, Seiten 265–414.

## Patente

1. Roland Reese, Matthias Nickel, Matthias Jost, Holger Maune, Rolf Jakoby, Henning Tesmer, Ersin Polat, „*Flüssigkristallgefüllte voll-dielektrische Gruppenantenne zur Strahlformung*“, Patentnummer DE 102018119508.7, 10.08.2018
2. Holger Maune, Ersin Polat, Rolf Jakoby, Michael Höft, Fynn Lasse Kamrath „*Hybride Ansteuerung von Flüssigkristall-Hochfrequenzkomponenten*“, Anmeldenummer DE 102021117830.4, 09.07.2021
3. Ersin Polat, Holger Maune, Henning Tesmer, Rolf Jakoby, „*Phasensteuerung von Flüssigkristallkomponenten*“, Anmeldenummer DE 102021132535.8, 09.12.2021



## Verliehene Auszeichnungen

1. Best Paper Award als Koautor  
„*Liquid Crystal Based Tunable Antenna Systems*“, International Display Week (IDW), 2018, Nagoya, Japan
2. Best Student Paper Award als Koautor  
„*Fully Dielectric Rod Antenna Arrays with High Permittivity Materials*“, German Microwave Conference (GeMiC), 2019, Stuttgart
3. Best Paper Award als Koautor  
„*Dielectric Image Line Liquid Crystal Phase Shifter at W-Band*“, German Microwave Conference (GeMiC), 2020, Cottbus

## Betreute Arbeiten

1. Robert Elias Schwab - Bachelorthesis 2276-B, Darmstadt 2018  
*„Design of a reconfigurable output stage for class D power amplifiers“*
2. Marc Späth - Bachelorthesis 2297-B, Darmstadt 2020  
*„Design of Tunable Filter in Liquid Crystal Technology at 30 GHz“*
3. Stipo Matic - Masterthesis 2300-M, Darmstadt 2020  
*„Design of a Tunable Liquid Crystal Bandpass Filter at Ka-Band“*
4. Mehdi Ben Moussa - Masterthesis 2309M, Darmstadt 2021  
*„Investigation of Tunable Bandstop Filter Based on Liquid Crystal at 30 GHz“*

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name                Ersin Polat  
Geburtsdatum    19.11.1991  
Geburtsort        Alzenau

## Bildungs- und Berufsweg

seit 2022        Dassault Systemes Deutschland GmbH  
                    Industry Process Consultant

2017 – 2022    Technische Universität Darmstadt  
                    Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikrowellentechnik  
                    und Photonik

2014 – 2017    Technische Universität Darmstadt  
                    Master of Science, Elektrotechnik und Informationstechnik

2011 – 2014    Technische Universität Darmstadt  
                    Bachelor of Science, Elektrotechnik und Informationstechnik

2002 – 2011    Hanns-Seidel-Gymnasium Hösbach  
                    Allgemeine Hochschulreife

1998 – 2002    Volksschule Mömbris-Niedersteinbach  
                    Grundschule

Darmstadt, 18. Oktober 2022

---