

MEMS-basierte Komponenten zur Modulation von Terahertzstrahlung in Hohlleitern

Von der Fakultät für MINT - Mathematik, Informatik, Physik,
Elektro- und Informationstechnik
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Master of Science
Tim Schulze
geboren am 17.09.1990 in Luckenwalde

Vorsitzender: Prof. Dr.rer.nat. Götz Seibold

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr.rer.nat. Harald Schenk

Gutachter: Prof. Dr.rer.nat. Georg von Freymann

Tag der mündlichen Prüfung: 11.04.2022

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	i
Abkürzungen	iv
Kurzzusammenfassung	vii
1 Allgemeine Beschreibung und Anmerkungen zur THz-Strahlung	1
1.1 Wissenschaftliche Einordnung	1
1.2 Physikalische Eigenschaften	3
1.3 Aktuelle und zukünftige Anwendungsbereiche	4
2 Erläuterung des Forschungsvorhabens	9
2.1 Miniaturisierung von THz-Systemen	9
2.2 Vorteile siliziumbasierter THz-Wellenleiterkomponenten	11
2.3 Konzept eines miniaturisierten THz-Hohlleiterschalters	13
2.4 Stand der Technik	15
2.5 Rapid Prototyping von THz-Hohlleiterschaltern in Kunststoff	19
2.6 Aufgabenstellung	20
3 Mathematische Beschreibung der THz-Propagation	21
3.1 Propagation im freien Raum	21
3.2 Propagation in Wellenleitern	23
3.2.1 Wellenleiterarten	23
3.2.2 Eigenschaften von Rechteckhohlleitern	25
3.2.3 Grundlagen der Netzwerktheorie	32
4 Beschreibung des neuartigen THz-Schalters	37
4.1 Beschreibung des Wellenleiters	37
4.1.1 Fertigung	37
4.1.2 Einfluss der Wafer-Dotierung	39
4.1.3 Einfluss der Oberflächenrauheit	46
4.2 Beschreibung des NED	47
4.2.1 Aufbau und Fertigung	48
4.2.2 Analytische Biegekurve	52
4.2.3 Pull-in-Effekt	53

4.3	Beschreibung des Gesamtsystems	56
4.3.1	Aufbau	56
4.3.2	Designtechnische Vorteile und Randbedingungen	57
5	Simulationen der Modulationseigenschaften	59
5.1	Vergleich von analytischen und Simulationsergebnissen	59
5.2	Modulationseigenschaften idealisierter NED-Aktoren	68
5.3	Modulationseigenschaften im Rahmen technologischer Limitierungen	75
5.4	Zusammenfassung	80
6	Fertigung und Charakterisierung gedruckter Wellenleiterkomponenten	83
6.1	Versuchsdurchführung	83
6.1.1	Fertigung gedruckter Wellenleiter	83
6.1.2	Messausrüstung	86
6.1.3	Versuchsaufbau	87
6.2	Charakterisierung gedruckter, statischer Wellenleiter	93
6.2.1	Wellenleiteraufbau	93
6.2.2	Messergebnisse und Auswertung	96
6.3	Charakterisierung gedruckter, aktuierbarer Wellenleiter	98
6.3.1	Wellenleiteraufbau und -aktuierung	98
6.3.2	Messergebnisse und Auswertung	106
7	Bewertung und Einordnung	112
7.1	NED-basierte Wellenleiterschalter	112
7.2	Gedruckte Wellenleiterschalter mittels Zwei-Photonen-Lithographie	115
8	Zusammenfassung und Ausblick	118
	Literaturverzeichnis	121
	Danksagung	135
A	Formelherleitungen und Ergänzungen	136
A.1	Pull-in-Effekt mit ein und zwei Gegenelektroden	136
A.2	Modenkopplung	139
B	Technische Zeichnungen	142
C	Druckparameter	150
C.1	Statische Wellenleiterkomponenten	150
C.2	Aktuierbare Wellenleiterkomponenten	151

Formelzeichen

Sofern nicht anders erläutert, besitzen die Formelzeichen folgende Bedeutung:

a	Breite eines Rechteckhohlleiters
A	Elektrodenfläche
\mathcal{A}	Parameter A der ABCD-Matrix
b	Höhe eines Rechteckhohlleiters
B	Blindleitwert (Suszeptanz)
\mathcal{B}	Parameter B der ABCD-Matrix
c	Lichtgeschwindigkeit
C	Kopplungseffizienz bezüglich der Strahlungsleistung
\mathcal{C}	Parameter C der ABCD-Matrix
d_{el}	Elektrodenabstand
D	Durchmesser der achsenversetzten Parabolspiegel
\mathcal{D}	Parameter D der ABCD-Matrix
e	Elementarladung
$E; E_0$	elektrische Feldstärke; Amplitude des elektrischen Feldes
E_{m}	Elastizitätsmodul
$f; f_c$	Frequenz; Cut-Off-Frequenz
f_b	Brennweite
$F; F_{\text{el}}; F_{\text{f}}$	Kraft; elektrostatische Kraft; Federrückstellkraft
G	Wirkleitwert (Konduktanz)
h	Plancksches Wirkungsquantum
h_{el}	Elektrodenhöhe
H	magnetische Feldstärke
I	elektrische Stromstärke
$I; I_0$	Intensität; Ausgangsintensität
I_{m}	Flächenträgheitsmoment 2. Grades
j	Stromdichte
$k; k_c$	Wellenzahl; Cut-Off-Wellenzahl
k_{B}	Boltzmann-Konstante
k_{f}	Federkonstante
L	NED-Länge
$m_e; m^*$	Elektronenmasse; effektive Elektronenmasse

M_n	Normierte Modenprojektion
n	Brechungsindex
N	Ladungsträgerdichte
q	Flächenlast
r	Radius bezüglich Zylinderkoordinaten
R	ohmscher Widerstand
R_c	Krümmungsradius der Phasenfronten eines Gauß-Bündels
R_s	Oberflächenwiderstand
$S_{11}; S_{22}; S_{21}; S_{12}$	Eingangsreflexionsfaktor; Ausgangsreflexionsfaktor; Vorwärts- Transmissionsfaktor; Rückwärts-Transmissionsfaktor
T	Transmissionskoeffizient
$U; U_{pi}$	elektrische Spannung, Pull-in-Spannung
v_p	Phasengeschwindigkeit im Wellenleiter
$w; w_0$	Strahlradius; Strahltaillenradius
$W; W_{vmax}$	Balkenauslenkung; maximale Balkenauslenkung
X	Blindwiderstand (Reaktanz)
$Y; Y_0$	komplexer Leitwert (Admittanz); charakteristische Admittanz
$z; z_R$	Strahlpropagation; Rayleighlänge
$Z; Z_0$	Impedanz, charakteristische Impedanz
$Z_{TE}; Z_{TM}; Z_{TEM}$	Wellenimpedanz der TE-, TM- und TEM-Mode
$\alpha; \alpha_c; \alpha_d$	Dämpfungskonstante; bezüglich ohmscher Verluste; bezüglich dielek- trischer Verluste
β	Propagationskonstante
δ	mechanische Auslenkung
δ_d	Verlustwinkel bezüglich dielektrischer Verluste
δ_s	Skineindringtiefe
Δ	Quadratisches Mittel der Oberflächenrauheit
$\epsilon; \epsilon_0; \epsilon_r$	Permittivität; Vakuumpermittivität; relative Permittivität
η	intrinsische Impedanz
θ	Divergenzwinkel
κ	Balkenkrümmung
$\lambda; \lambda_g$	Wellenlänge; Wellenlänge im Wellenleiter
$\mu; \mu_0; \mu_r$	Permeabilität; Vakuumpermeabilität; relative Permittivität
μ_e	Ladungsträgermobilität
ρ	spezifischer Widerstand
$\sigma; \sigma_0$	elektrische Leitfähigkeit, Gleichstromleitfähigkeit
τ	mittlere Stoßzeit
φ	Phase

Ψ elektrisches Feld einer TE_{10} -Mode
 ω Kreisfrequenz

Abkürzungen

5G	Fünfte Generation des Standards des mobile Internets
BOX	Buried Oxide (vergrabene Siliziumoxidschicht)
CAD	Computer-aided Design (computergestützter Entwurf)
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter)
CNC	Computerized Numerical Control (rechnergestützte numerische Steuerung)
CW	Continuous Wave (Dauerstrichbetrieb)
DIN	Deutsches Institut für Normung
DRIE	Deep Reactive Ion Etching (anisotroper Trockenätzprozess zur Fertigung von Mikrostrukturen in Silizium)
FEM	Finite-Elemente-Methode (Lösungsverfahren für komplexe Systeme aus Differentialgleichungen)
FFT	Fast Fourier Transform (Algorithmus zur Berechnung der diskreten Fourier-Transformation)
FWHM	Full Width Half Maximum (Halbwertsbreite)
GND	Ground (Bezugspotential der Masse)
HFSS	High-Frequency Structure Simulator (kommerzielle elektromagnetische FEM-Simulationssoftware)
IDC	Infiltrating Ductal Carcinoma (Invasives duktales Karzinom)
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers (Berufsverband von Ingenieuren der Elektro- und Informationstechnik)
IP-Q	UV-empfindlicher Negativ-Fotolack

IOT	Internet of Things (Internet der Dinge, Sammelbegriff für interaktive Informationstechnologien)
IPMS	Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme
LIGA	Lithographie, Galvanik, Abformung (Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturen)
LNED	längsauslenkender NED
MDMA	3,4-Methylenedioxy-N-methylamphetamin (psychoaktive Droge)
MEMS	Micro-Electro-Mechanical Systems (elektromechanische Mikrosysteme)
NA	Numerische Apertur
NED	Nanoscopic Electrostatic Drive (patentierter elektrostatischer Biegeaktor des Fraunhofer IPMS)
OAPM	Off-Axis Parabolic Mirror (achsenversetzter Parabolspiegel)
PCA	Photoconductive Antenna (photoleitende Antenne)
PG	Polymerisationsgrad
PGMEA	Propylenglycolmonomethyletheracetat (Entwicklungsflüssigkeit)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RMS	Root Mean Square (Quadratisches Mittel)
S-Parameter	Streuparameter
SNR	Signal-to-Noise Ratio (Signal-Rausch-Verhältnis)
SOI	Silicon On Insulator (Silizium auf einem Isolator, Silizium-Wafer mit BOX-Schicht)
SPST	Single Pole Single Throw Netzwerk mit einem Eingang und einem Ausgang
SPDT	Single Pole Double Throw Netzwerk mit einem Eingang und zwei Ausgängen
SU-8	Bezeichnung für einen speziellen Negativ-Fotolack
TE	Transversalelektrisch
TEM	Transversalelektromagnetisch
TM	Transversalmagnetisch
THz	Terahertz
THz-TDS	Terahertz time-domain spectroscopy (Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie)

TPX	Warenzeichen für den Kunststoff Polymethylpenten
VNED	vertikalauslenkender NED
WM	Waveguide using Metric Dimensions (durch die IEEE festgelegter Wellenleiterstandard)
WR	Waveguide Rectangular (US-Wellenleiterstandard)

Kurzzusammenfassung

Der Trend zur Miniaturisierung von elektrischen, optischen und mechanischen Systemen bleibt ungebrochen. So setzt sich diese Entwicklung gleichermaßen im Bereich von THz-Systemen fort, in dessen Zuge zusätzliche Potentiale hinsichtlich der Applikationen, des Leistungsvermögens aber auch die Reduzierung von Fertigungskosten in Aussicht gestellt werden. Zudem ist in der Telekommunikation im Rahmen der stetig steigenden Datenraten und den damit verbundenen Bandbreiten zu erwarten, dass beim Übergang zu Technologien jenseits von 5G zwangsläufig THz-Frequenzen beansprucht werden müssen. Dabei stellen halbleiterbasierte Wellenleitersysteme, vor allem durch ihre hohe Integrationsfähigkeit, vielversprechende technologische Lösungen dar. Eine Funktionserweiterung derartiger Systeme lässt sich darüber hinaus durch die Integration von fundamentalen Komponenten wie aktuierbaren Wellenleiterschaltern oder auch -Kombinieren und -Splittern erreichen. In diesem Zusammenhang befasst sich diese Arbeit mit der Entwicklung und Charakterisierung von rechteckigen THz-Hohlleiterschaltern aus Silizium, welche auf neuartigen elektrostatischen Biegebalken des Fraunhofer IPMS, auch NEDs genannt, basieren.

Dahinführend erfolgen zunächst theoretische Vorbetrachtungen zur Identifizierung und Evaluation von performanzbestimmenden Parametern. Im Anschluss werden mit Hilfe von FEM-Simulationen diverse Schalterkonzepte entwickelt und charakterisiert. Da die NED-Technologie für diese Konzepte noch in Entwicklung ist, erfolgen die experimentellen Funktionsnachweise im Rahmen eines Rapid-Prototyping-Ansatzes mit gedruckten Wellenleiterkomponenten, basierend auf dem Fertigungsverfahren der Zwei-Photonen-Lithographie. Dabei werden gedruckte Bauteile das entwickelte Schaltkonzept abbilden und damit Rückschlüsse auf einflussnehmende Leistungsparameter von NED-basierten Schaltern aus Silizium ermöglichen.

Durch die theoretischen Vorbetrachtungen kann vorausgesagt werden, dass Wellenleitersysteme aus Silizium zwingend metallisiert werden müssen und möglichst glatte Seitenwände benötigen. Zusätzlich wird der Pull-in-Effekt als Limitierung der NED-Auslenkung und damit auch dem Schaltvermögen identifiziert. Anhand der FEM-Simulationen wird gezeigt, dass Schaltkonzepte, bei denen zwei NEDs den Wellenleiter längs entlang der langen Querschnittsseite schließen, am vorteilhaftesten sind. Außerdem wird nachgewiesen, dass Lücken zwischen den NEDs und den Seitenwänden parallel zur NED-Auslenkung signifikanten Einfluss auf das Dämpfungsvermögen des Schalters nehmen und damit nur Größen von wenigen Mikrometern einnehmen dürfen. Gedruckte Wellenleiter mit integrierten

Biegebalkenstrukturen liefern letztlich einen experimentellen Funktionsnachweis für dieses Schalterkonzept. Statische Bauteile ohne bewegliche Strukturen und elektrostatisch aktiverbare Bauteile erlauben es dabei, die Änderung der Cutoff-Frequenz und der Dämpfung während des Schließvorganges quantitativ zu bestimmen. Die gemessene Dämpfung beträgt dabei etwa 20 dB. Sie liegt somit inmitten der Dämpfungen von anderen vergleichbaren THz-Schaltern.

Folglich erlaubt die Identifizierung von diversen Limitierungen und einflussnehmenden Parametern sowie deren Abschätzung und experimentelle Funktionsnachweise, die Entwicklung eines NED-basierten Wellenleiterschalters aus Silizium zu fördern. Darüber hinaus zeigen die experimentellen Versuche, dass sich der Prozess der Zwei-Photonen-Lithographie im hohen Maße zur Prototypen- und Kleinserienfertigung von statischen Wellenleiterkomponenten des THz- und Mikrowellenbereiches eignet.

Abstract

The trend towards the miniaturization of electrical, optical and mechanical systems remains unbroken. This development is also recognizable in the area of THz systems, which promises additional potential regarding applications, performance and even the reduction of manufacturing costs. Furthermore, in the scope of the steady rise of data rates and the associated bandwidths in the telecommunications sector, it is to be expected that along the transition to technologies beyond 5G, the use of THz frequencies will be necessary. Due to their high integration capability, especially semiconductor-based waveguide systems are promising technological solutions. In addition, a functional extension of such systems can be achieved by integrating fundamental components such as actuatable waveguide switches or even combiners or splitters. In this context, this thesis deals with the development and characterization of rectangular THz waveguide switches, which are made of silicon and are based on novel electrostatic bending cantilever beams of Fraunhofer IPMS, also called NEDs.

Starting with theoretical preliminary studies, performance determining parameters are identified and evaluated. Subsequently, various switch concepts are developed and characterized by means of FEM simulations. As the NED technology for these concepts is still under development, the experimental proof of function is carried out using a rapid prototyping approach with printed waveguide components, based on a manufacturing process called two-photon lithography. These printed components are intended to mimic the developed switch concepts to allow for conclusions to be drawn about the influencing performance parameters of NED-based waveguide switches made of silicon.

On the basis of theoretical preliminary studies, it can be predicted that waveguide systems made of silicon must be metallized and required sidewall roughnesses as low as possible. Additionally, the pull-in effect is identified to be limiting the NED deflection and thus the switching capability as well. By means of FEM simulations, it is shown that switching concepts with two NEDs closing the waveguide longitudinally along the long cross-sectional side are particularly advantageous. It is also verified that gaps between the NEDs and the sidewalls parallel to the NED deflection have significant influence on the attenuation capability of the switch and thus only gap sizes of a few micrometers are viable. Printed waveguides with integrated bending cantilever structures ultimately furnish the proof of function of the switching concept. Static components without moving structures and electrostatically actuatable components allow for the quantitative determination of the

change in cut-off frequency and the attenuation during the closing process. The measured attenuation is about 20 dB which is very similar to the attenuations of other comparable THz switches.

Consequently, the identification of various limitations and influencing parameters, as well as their evaluation and experimental proof of function enables further progress in the development of NED-based waveguide switches made of silicon. Beyond that, the experimental tests show that the process of two-photon lithography is remarkably suitable for the fabrication of prototypes and small batches of static waveguide components in the THz and microwave range.

1 Allgemeine Beschreibung und Anmerkungen zur THz-Strahlung

Diese Arbeit befasst sich mit einem miniaturisierten Wellenleitersystem zur Modulation von THz-Strahlung. In diesem Rahmen erfolgt zunächst eine allgemeine Beschreibung dieser Strahlung und ihre wissenschaftliche Einordnung. Anschließend werden deren physikalische Eigenschaften aufgezeigt und daraus resultierende Anwendungsbereiche erläutert.

1.1 Wissenschaftliche Einordnung

Die in dieser Arbeit diskutierte elektromagnetische THz-Strahlung ordnet sich im entsprechenden Spektrum zwischen dem kurzwelligeren Infrarot- und dem langwelligeren Mikrowellenbereich ein. Die genaue Definition dieses Frequenzbereiches variiert leicht in der Literatur. In einer 2019 aufgestellten DIN-Norm [2] wird jedoch der Bereich von 0,1 THz bis 10 THz (Wellenlängen von 0,03 mm bis 3,0 mm) dafür festgelegt, weswegen sich diese Arbeit dieser Definition anschließt. Veraltete Bezeichnungen für den THz-Bereich sind zudem der „Ferninfrarot-“ und „Submillimeterbereich“ [3]. Darin offenbart sich nicht nur die Lage zwischen dem Infrarot- und Millimeterwellenbereich (1 mm bis 10 mm), sondern

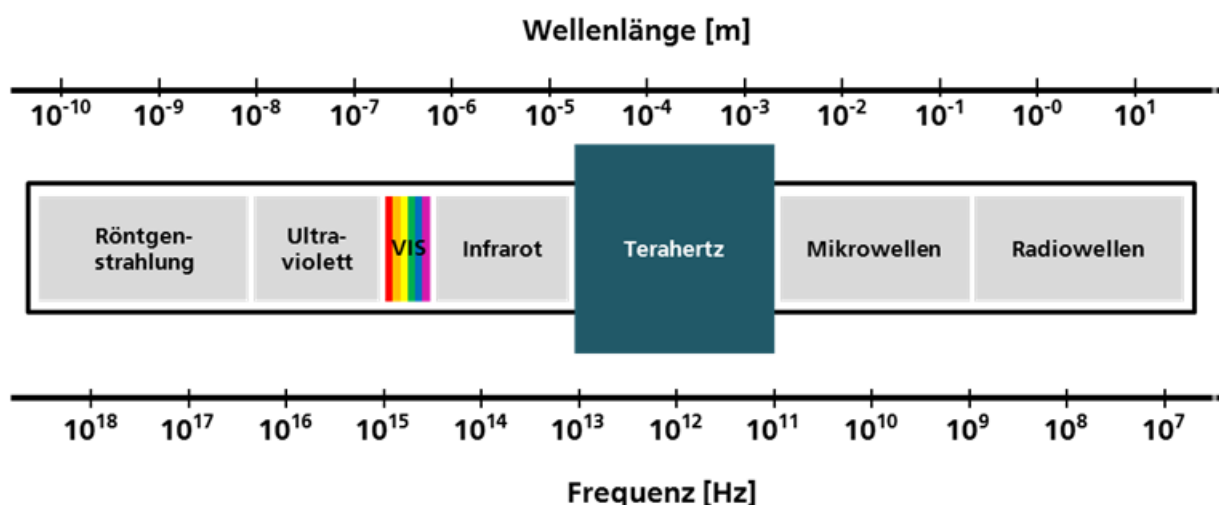


Abb. 1.1: Einordnung der THz-Strahlung im elektromagnetischen Spektrum (adaptiert nach [1])

auch die historische, technologische Erschließung der THz-Strahlung, die lange Zeit eine Herausforderung darstellte.

Da THz-Strahlung nach dem Planckschen Strahlungsgesetz den langwelligen Teil der Wärmestrahlung ausmacht, sind wir ständig von ihr umgeben. Doch der THz-Anteil darin ist so gering und die Photonenenergie so niedrig, dass entsprechende Anwendungen, welche thermische Spektren ausnutzen, durch geringe Signal-zu-Rauschverhältnisse (SNR, engl. Signal-to-noise ratio) gekennzeichnet sind.

Auf der einen Seite näherte man sich dem THz-Bereich, technologisch betrachtet, aus dem optischen Bereich, in dem man die emittierten und detektierten Wellenlängen vergrößerte beziehungsweise die Photonenenergie verkleinerte. Auf der anderen Seite wurden Lösungen erarbeitet, die die Frequenzen von Systemen der Mikrowellentechnologie so weit vergrößern bis sie THz-Frequenzen erreichen.

Um das Leistungspotential dieser Technologien voll auszuschöpfen, waren diese Ansätze jedoch mit einigen Herausforderungen verbunden und sind es teilweise noch immer. Einem kostengünstigen Herabsetzen der Photonenenergie zur Annäherung aus dem optischen Bereich lagen vorrangig die Limitierungen der vorhandenen Halbleiterbauelemente zu Grunde. In diesem Kontext steht die Emission und Detektion von Photonen im direkten Zusammenhang mit der Größe der Bandlücke des entsprechenden Halbleiters. Mit einer Photonenenergie von etwa 40 meV bei 10 THz muss demnach ein Halbleiter verwendet werden, dessen Bandlücke diese Energie unterschreitet. Das Halbleitermaterial mit den bisher kleinsten direkten Bandlücken befindet sich in Bleisalz-Lasern, welche bereits bei über 18 THz emittieren und damit den THz-Bereich knapp verfehlen [3, 4]. Schließlich gelang es aber durch gezielte Dotierung niederenergetische Übergänge zwischen Störstellen und erlaubten Energiebändern zu erzeugen und damit eine THz-Emission beziehungsweise Absorption zu ermöglichen [3]. Aber auch ein gezielter, schichtartiger Aufbau des Halbleitermediums, wie beim Quantenkaskadenlaser [5–7], kann derartige Übergänge schaffen. Diese niederenergetischen Übergänge weisen jedoch einen gewissen Nachteil auf. So entsprechen 300 K im Kontext von $hf = k_B T$ bereits einer Frequenz von 6 THz, wodurch eine zusätzliche Kühlung bis auf wenige Kelvin notwendig wird, um der thermischen Anregung von Elektronen entgegenzuwirken.

Ein weiteres Verfahren zur Erzeugung von THz-Strahlung, welches auch in dieser Arbeit Anwendung findet, beruht auf Femtosekundenlasern. Dabei werden deren optische Pulse mittels nichtlinearer Effekte in Kristallen [8] oder durch photoleitende Antennen [9] in THz-Pulse überführt. Detaillierte Erläuterungen hierzu finden sich in Kap. 6.1.2.

Eine Möglichkeit zur Annäherung aus dem Mikrowellenbereich basiert auf der Erzeugung von Harmonischen mit Hilfe von Dioden mit einer starken nichtlinearen I-U-Charakteristik. Diese Dioden, zum Beispiel Schottky-Dioden, sind damit in der Lage die Frequenz eines Eingangssignals zu verdoppeln, beziehungsweise zu verdreifachen. Um jedoch THz-Frequenzen zu erreichen, passiert ein Mikrowellensignal eine ganze Kaskade an Frequenzverdopplern

und -triplern. Ein Nachteil dieses Ansatzes ist die hohe Umsetzdämpfung, die mit der Anzahl an Kaskadenstufen stetig steigt [3, 10].

Diese Ansätze stellen im Rahmen dieser Arbeit aber lediglich exemplarische Lösungen dar, um zu verdeutlichen, dass der THz-Bereich, im Vergleich zum Infrarot- und Mikrowellenbereich, lange Zeit durch die geringe Verfügbarkeit an kostengünstigen und kompakten Quellen und Detektoren gekennzeichnet war. Sogar der Begriff der THz-Lücke (engl. THz gap) fand in diesem Zusammenhang oft Erwähnung. Und obwohl diese Lücke nun durch eine Vielzahl an kommerziell verfügbaren THz-Systemen geschlossen wurde und wissenschaftliche als auch industrielle Anwendungen im steigenden Maße aufgegriffen werden, hinkt der THz-Bereich noch immer den angrenzenden Spektralbereichen in diversen technologischen Aspekten hinterher. Vor allem miniaturisierte und integrierte Systeme sind vergleichsweise rar.

1.2 Physikalische Eigenschaften

Auf Grund der Lage zwischen dem Infrarot- und Mikrowellenbereich wird THz-Strahlung je nach Geometrie der Versuchsanordnung vereinfacht durch Strahlenoptik und Gaußsche Bündeln beschrieben oder muss explizit als Welle betrachtet werden, wie es vor allem im Bereich der Mikrowellentechnologie üblich ist. So finden sich in diesem Zusammenhang beispielsweise klassische Bauelemente der Optik, wie Spiegel, Linsen und Gitter in THz-Systemen wieder. Entsprechende Aufbauten sind dadurch erst bei genauerer Betrachtung von optischen Systemen zu unterscheiden, vor allem bei höheren Frequenzen nahe dem Infrarotbereich. Jedoch können diese Bauelemente zu signifikanten Beugungsverlusten und Interferenzeffekten führen, solange ihre Größe nicht mit steigender Wellenlänge entsprechend angepasst wird. Darüber hinaus ist auch das Anwendungsspektrum von optischen Komponenten wie Glasfasern beziehungsweise dielektrischen Leitern im THz-Bereich durch hohe Verluste limitiert. Eine Alternative dazu ist die Verwendung von Komponenten, die ursprünglich aus der Mikrowellen- und Hochfrequenztechnik stammen, wie zum Beispiel metallische Hohlleiter. Sie erlauben es ebenfalls, Strahlung innerhalb eines kleinen Volumens zu leiten und weisen dabei nur moderate Verluste auf. Weitere Bauteile, die hinsichtlich ihrer Eigenschaft zur Strahlformung als Pendant zu Linsen im THz-Bereich betrachtet werden können, sind beispielsweise Horn- und Phased-Array-Antennen. Letztendlich wurde in diesem Zusammenhang der Begriff der Quasi-Optik geprägt, welcher die besondere Lage der THz-Strahlung zwischen optischer Propagation und dem Verhalten in Hohlleitern oder anderer Komponenten der Mikrowellentechnik widerspiegelt.

Hinsichtlich potentieller Anwendungen besitzt die THz-Strahlung weitere Eigenschaften, die das steigende Interesse an ihr erklären. Zum einen sind viele dielektrische Materialien wie Papier, Kunststoff und Textilien für THz-Strahlen, die mit einer Photonenenergie

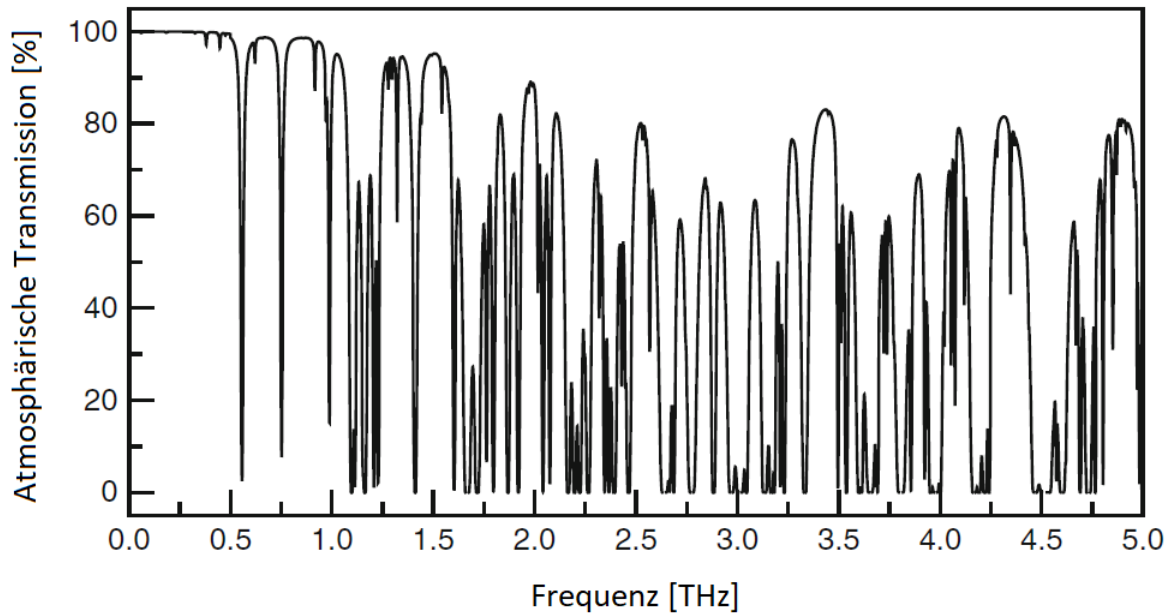


Abb. 1.2: Atmosphärische Transmission eines 1 m langen Propagationspfades bei 1013 hPa und 40 % relativer Luftfeuchtigkeit [3]

von etwa 1 meV bis 40 meV nicht ionisierend sind, transparent. Daher kann auf erhöhten Arbeitsschutz, wie er im Umgang mit Röntgenstrahlung nötig ist, verzichtet werden.

Zum anderen besitzen viele polare Moleküle Rotations- und Schwingungsübergänge im THz-Bereich, an denen sie spektroskopisch identifiziert werden können. Diese Vielzahl an Übergängen führt allerdings auch zu einer signifikanten Limitierung. Demnach werden THz-Strahlen bei der Ausbreitung im freien Raum erheblich gedämpft, was die maximale Länge eines Propagationspfades deutlich einschränkt. Vor allem das in der Luft enthaltene Wasser trägt dazu bei (Abb. 1.2). Eine Lösung für dieses Problem ist die Wahl eines absorptionsschwachen THz-Bandes oder eine entsprechende Schutzgasspülung entlang des Propagationspfades.

1.3 Aktuelle und zukünftige Anwendungsbereiche

Zum jetzigen Zeitpunkt sind Anwendungen von THz-Strahlung noch nicht allgegenwärtig, gewinnen jedoch stetig an Bedeutung [11]. Dies ist zurückzuführen auf die drei besonderen Eigenschaften dieses Spektralbereiches: die Transparenz vieler Materialien sowie das Vorhandensein von Absorptionslinien vieler polarer Moleküle und dies ohne zu ionisieren. Der Hauptanwendungsbereich liegt momentan noch in der Wissenschaft. Darüber hinaus finden bereits einige kommerzialisierte Technologien Anwendung in der Industrie, vor allem in spektroskopischen Untersuchungen und der Bildgebung. Aus diesem Grund werden die nachfolgenden Darstellungen einen kurzen, exemplarischen Einblick in die Verwendung von THz-Strahlung in verschiedenen Bereichen schaffen.

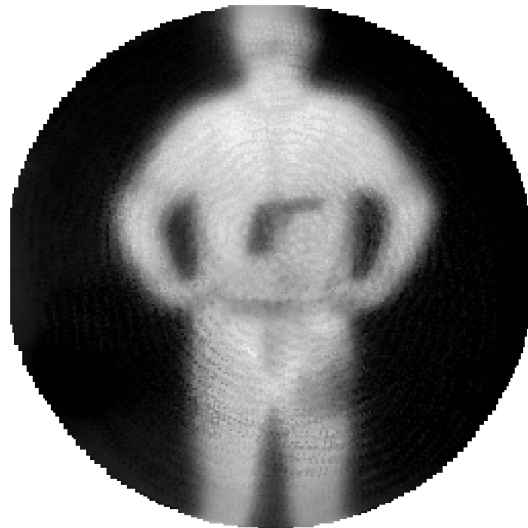


Abb. 1.3: THz-Bildaufnahme einer Person mit einer Pistolenattrappe unter der Kleidung bei 0,35 THz [12]

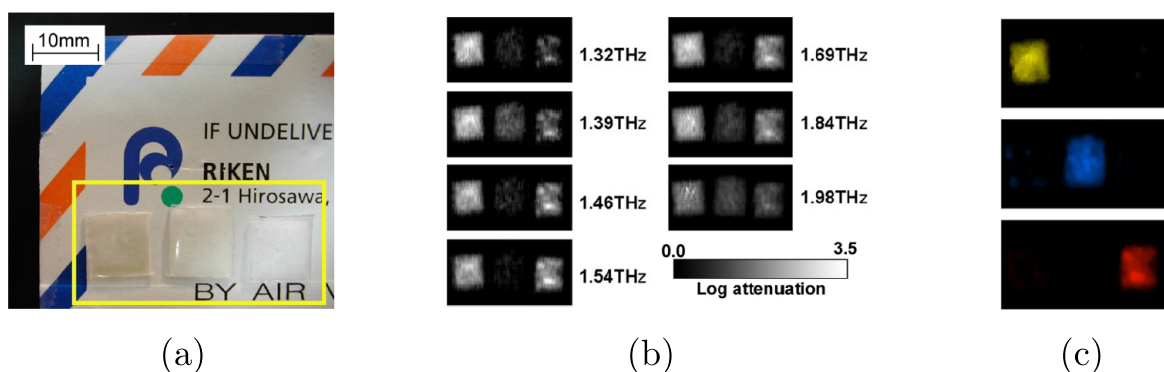


Abb. 1.4: Abbildung von drei Proben mit MDMA (psychoaktive Droge), Aspirin und Methamphetamin (a, v.l.n.r.). Für die Bildaufnahme wurden die Proben in den Briefumschlag gesteckt. In (b) ist die Dämpfung der Proben bei unterschiedlichen Frequenzen dargestellt. Anhand der jeweiligen Absorptionsspektren ließen sich die Proben unter Laborbedingungen eindeutig zuordnen (c). [13]

Im Bereich der Verteidigung und Sicherheit besitzen diejenigen THz-Systeme ein erhebliches Applikationspotential, die es einem Beobachter erlauben, Personen auf Distanz auf Waffen, Drogen oder andere Gegenstände und Substanzen zu untersuchen. Da Textilien für THz-Strahlen in den meisten Fällen transparent sind, wurde dahingehend bereits eine Vielzahl an bildgebenden Systemen entworfen, die einen Blick unter Kleidung ermöglichen und dabei versteckte Gegenstände offenbaren (Abb. 1.3) [12, 14, 15]. Jedoch gestaltet sich dabei die spektroskopische Untersuchung auf Grund von Effekten wie der Absorptionen in der Luft und der Streuung am Messkörper als besonders große Herausforderung [16]. Im Vergleich dazu stellt die Distanz zwischen Quelle und dem zu überprüfenden Objekt bei

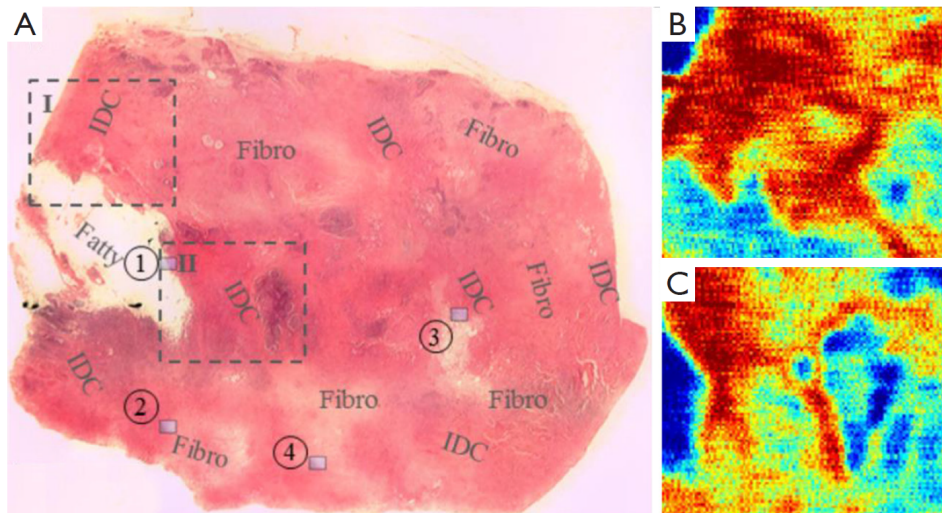


Abb. 1.5: Histologische Ex-vivo-Abbildung von krebsartigem Brustgewebe (A) neben hochauflösenden THz-Bildern der Regionen I (B) und II (C) bei 1,5 THz. Die reflektierten THz-Amplituden zeigen einen deutlichen Kontrast zwischen bösartigem Tumorgewebe (IDC, engl. infiltrating ductal carcinoma) und gewöhnlichem Faser- und Fettgewebe. [17]

der Untersuchung von Briefen und Paketen eine wesentlich geringere Herausforderung dar. Somit wurde bereits in Veröffentlichungen gezeigt, dass diverse chemische Substanzen, die in Briefen versteckt wurden, mittels spektraler Bildgebung im THz-Bereich identifiziert werden konnten (Abb. 1.4) [13].

Auch im Bereich der Biologie und Medizin besitzt THz-Strahlung ein beachtliches Applikationspotential. So wird beispielsweise an THz-Systemen gearbeitet, die bei der Krebsbekämpfung unterstützen sollen, indem sie gutartiges und bösartiges Gewebe durch Bildgebung voneinander trennen (Abb. 1.5) [17]. Die Grundlage dafür sind die unterschiedlichen spektroskopischen Antworten und Dämpfungseigenschaften verschiedener Gewebearten im Rahmen von THz-Untersuchungen.

Im Bereich der zerstörungsfreien Prüfung in der Industrie sind THz-Technologien bereits im besonderen Maße vertreten [18]. Vor allem die Eigenschaft, eine Vielzahl an Materialien zu durchdringen und dabei Hinweise auf die innere Struktur eines Verbundstoffes zu liefern, ist mitverantwortlich für ein breites Anwendungsspektrum. Röntgenstrahlen besitzen diesbezüglich zwar ähnliche Eigenschaften, doch das Transmissionsverhalten diverser Materialien im Röntgenbereich ist nochmals höher. Somit ließen sich potentiell fehlerhafte Strukturen in einem zu untersuchenden Bauteil mit deutlich geringerem Kontrast abbilden [19]. Darüber hinaus sind THz-Strahlen, wie bereits erwähnt, nicht ionisierend, wodurch weniger Arbeitsschutz notwendig ist und Systeme deutlich flexibler einsetzbar sind. Zudem ermöglichen bildgebende THz-Systeme höhere Auflösungen als vergleichbare Systeme auf Basis von Millimeterwellen. Als Paradebeispiel für THz-Technologien in der zerstörungsfreien Prüfung in der Industrie ist die berührungslose Schichtdickenmessung

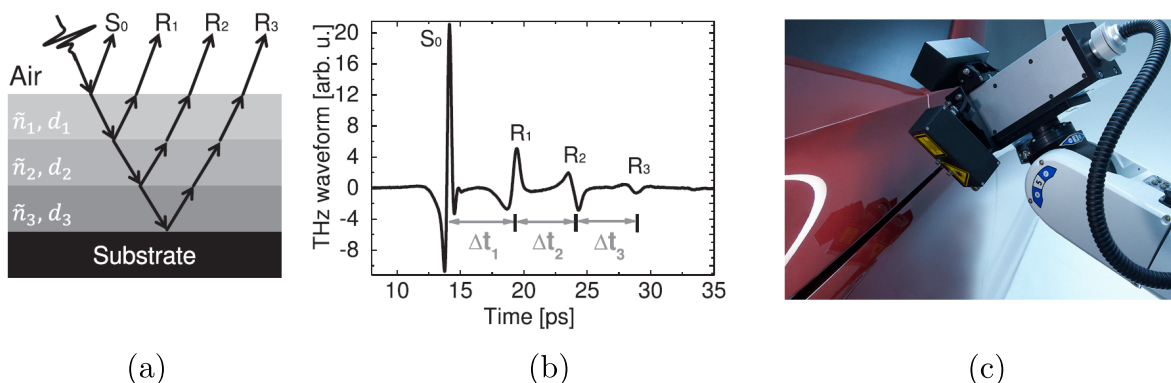


Abb. 1.6: Schematische Darstellung einer THz-Messaufnahme zur Bestimmung der Schichtdicken von Autolack. Die erste Abbildung (a) zeigt einen einfallenden THz-Puls, der an den verschiedenen Grenzflächen eines mehrschichtigen Systems mit den Brechungsindizes \tilde{n}_i und Dicken d_i reflektiert und transmittiert wird. Aus den Zeitdifferenzen Δt_i der gemessenen reflektierten Pulse (S_0 , R_i) lassen sich schließlich die Schichtdicken indirekt bestimmen (b). Die rechte Abbildung (c) zeigt ein derartiges kommerzielles System des Fraunhofer ITWM. [20, 21]

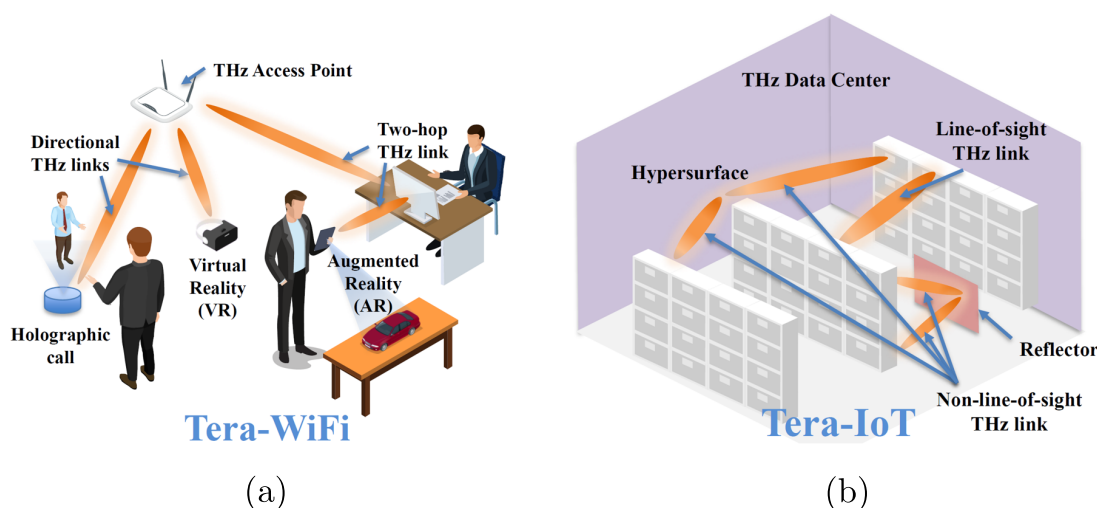


Abb. 1.7: Telekommunikationsszenarien jenseits von 5G mit THz-Strahlung. Durch ein THz-basiertes WLAN (Tera-WiFi) könnten diverse Geräte innerhalb eines Raumes miteinander kommunizieren und Datenraten im Bereich von Terabits pro Sekunde austauschen (a). Um die Qualität eines Übertragungskanal zu verbessern, könnten diverse THz-Spiegel verwendet werden, wie in der Illustration eines Internet-of-Things-Datencenters (Tera-IoT) dargestellt (b). [22]

von Autolacken hervorzuheben (Abb. 1.6) [20, 21].

Ein weiterer Anwendungsbereich liegt in der Telekommunikation, wobei sich die THz-Strahlung nicht durch ihre zuvor genannten Eigenschaften auszeichnet, sondern lediglich durch ihre hohen Frequenzen im Vergleich zu Mikrowellen. Im Rahmen des momentanen Ausbaus der 5G-Netze wurden bereits Frequenzbänder bis etwa 100 GHz für die

mittelfristige Nutzung ausgelegt [23]. Langfristig ist aber vorgesehen, das gesamte Millimeterwellenspektrum auszunutzen, also Frequenzen bis 100 beziehungsweise 300 GHz, womit sich Datenraten von mehreren Gigabits pro Sekunde erreichen ließen [24]. Um die stetig steigenden Netzwerkanforderungen auch jenseits von 5G bezüglich Bandbreite und Datenraten erfüllen zu können, ist es notwendig, die Frequenzen der Trägerwellen noch weiter zu erhöhen, wodurch zwangsläufig THz-Technologien zum Einsatz kommen müssen [25]. Entsprechende Systeme besitzen jedoch einen signifikanten Nachteil, denn höhere Frequenzen gehen in diesem Regime mit höheren Signaldämpfungen und somit einer geringeren Reichweite einher. Zudem besitzen THz-Frequenzen ein deutlich schwächeres Beugungsvermögen als Mikrowellen, wodurch die Leistungsübertragungsbilanz signifikant reduziert wird, sobald keine direkte Sichtverbindung zwischen Sender und Empfänger besteht. Eine ausreichende Netzabdeckung stellt damit eine erhebliche Herausforderung dar. Greift man jedoch auf Beamforming- und diverse Spiegeltechnologien zurück, können Datenübertragungen innerhalb lokaler Netzwerke und auf kurzen Distanzen durchaus vielversprechend sein (Abb. 1.7) [26–28].

Darüber hinaus finden sich THz-Systeme in vielfältigen naturwissenschaftlichen Themenfeldern wieder. Dazu gehören beispielsweise die Weltraumforschung [29], Astronomie [30], atmosphärische Untersuchungen [31], Plasmaphysik [32] und Chemie [33].

2 Erläuterung des Forschungsvorhabens

Angefangen mit der allgemeinen Erläuterung des Miniaturisierungstrends in diversen Technologiebereichen, wird dieses Kapitel die Entwicklung eines miniaturisierten Systems zur Modulation von THz-Strahlung motivieren. Dabei werden vor allem die Vorteile von Fertigungsprozessen aus der Halbleitertechnik hervorgehoben, die dem Konzept des in dieser Arbeit entwickelten THz-Systems zu Grunde liegen. Dieses Konzept wird schließlich in kurzer Form vorgestellt und anschließend in den Stand der Technik eingeordnet. Schließlich wird das experimentelle Vorhaben dieser Arbeit geschildert und die Erläuterung des gesamten Forschungsvorhabens zusammengefasst.

2.1 Miniaturisierung von THz-Systemen

Die Miniaturisierung als Trend zur Verkleinerung von mechanischen, optischen und elektrischen Geräten, ohne dabei die Leistungsfähigkeit signifikant einzuschränken, ist in der heutigen Zeit allgegenwärtig. Dabei gelten vor allem die Fortschritte in der Halbleitertechnik als technologische Grundlage für diese Entwicklung.

Die Motivation hinter der Verkleinerung diverser Systeme lässt sich in wenigen Punkten zusammenfassen. Zum einen besitzen miniaturisierte Systeme ein wesentlich höheres Anwendungspotential als ihr sperriges Gegenstück. So lassen sie sich wesentlich leichter mit anderen Systemen kombinieren, wie im Fall von Sensoren im Automotive-Bereich, welche sich erst ab einem gewissen Miniaturisierungsgrad an Fahrzeugen sinnvoll anbringen lassen. Zum anderen erlaubt die Kombination diverser miniaturisierter Sensoren und Aktoren zu komplexen Gesamtsystemen gänzlich neue Applikationsfelder zu bedienen. Des Weiteren erlaubt eine fortschreitende Miniaturisierung in einigen Bereichen wesentliche Leistungsverbesserung. Als Beispiel sind hierfür vor allem integrierte Schaltungen zu erwähnen, deren Performanz sich unter anderem mit der Integrationsdichte steigern lässt. Im Bereich der Optik profitierten beispielsweise Flächenlichtmodulatoren, basierend auf elektrostatischen Mikrospiegelanordnungen, im wesentlichen Maße von kleineren Strukturgrößen, wobei die Spiegelanzahl erhöht wird und damit auch die Abbildungsauflösung [34]. Zusätzlich sprechen auch geringere Fertigungskosten in den meisten Fällen für eine Miniaturisierung, vor allem dann, wenn es sich bei der Herstellung um Halbleiterprozesse handelt, welche

sich durch hohe Fertigungsraten auszeichnen. Darüber hinaus kann in vielen Fällen auch ein geringerer Energiebedarf zu geringeren Betriebskosten führen oder wiederum neue Anwendungsszenarien ermöglichen.

In Anbetracht dessen sind es ein oder mehrere dieser Argumente, die in den jeweiligen Technologiebereichen die Miniaturisierung vorantreiben. So ist auch der THz-Bereich von dieser Entwicklung nicht ausgeschlossen. So wurden beispielsweise ursprünglich sperrige Gaslaser in hohem Umfang als leistungsstarke THz-Quellen verwendet [35], die sich jedoch teilweise durch deutlich kleinere halbleiterbasierte Quellen wie Quantenkaskadenlaser [5–7] ersetzen ließen. Auf Seiten der THz-Detektoren sind vor allem in der Laborumgebung noch immer thermischer Detektoren wie Golay-Zellen [36] populär, welche sich die Eigenschaft der Volumenausdehnung eines Gases zu Nutze machen. Allerdings sind auch sie sehr sperrig, was deren Applikationspotential wiederum einschränkt. Miniaturisierte Ausführungen thermischer Detektoren sind hierbei beispielsweise Mikrobolometer, die mit Größen von wenigen Mikrometern sogar zu Focal-Plane-Array-Detektoren zusammengefasst werden und damit als THz-Kamera agieren können [37].

Durch die Miniaturisierung einzelner Subkomponenten ließen sich somit komplette THz-Systeme, die einst die gesamte Oberfläche von optischen Tischen einnahmen, soweit verkleinern bis sie in ein kompaktes Gehäuse passten, leicht zu transportieren waren und schließlich schlüsselfertig kommerzialisiert werden konnten. THz-Zeitbereichsspektrometer, deren heutiges kompaktes Design vor allem die Entwicklung miniaturisierter photoleitender Antennen Vorschub verlieh, sind ein Beispiel dafür (Kap. 6.1.2) [9]. Allerdings verlassen sich momentan noch immer eine Vielzahl von THz-Systemen auf makroskopische Komponenten, wie Linsen und Spiegel, die letztendlich den Flaschenhals zu noch kleineren Systemen darstellen. Der Grund dafür liegt in der verhältnismäßig großen THz-Wellenlänge im Vergleich zu sichtbarem Licht und dem Infrarotbereich, wobei die Verkleinerung dieser Komponenten unweigerlich unerwünschte Beugungsverluste verstärken. Aus diesem Grund ist es notwendig, vor allem für diese Komponenten miniaturisierte Alternativen zu entwickeln, beziehungsweise einen Technologiewechsel vorzunehmen. Letztlich ließe sich damit das Fundament für die weitere Verkleinerung von Gesamtsystemen legen.

Die Adaption von Wellenleitertechnologien der Mikrowellentechnik für die gerichtete Leitung von THz-Strahlung ist hierfür ein vielversprechender Lösungsweg. Im Zuge dessen zeichnen sich vor allem metallische Rechteckhohlleiter durch ihre geringe Dämpfung und unkomplizierte Fertigung als vorteilhafter Kandidat aus [38]. Anders als im freien Raum findet die Strahlungspropagation bei ihnen lediglich in einer hohlen Leitung mit metallischen Innenwänden statt, deren rechteckiger Querschnitt in der Größenordnung der Wellenlänge liegt. Somit sind sie hervorragend für die Integration mit anderen Komponenten geeignet. Vor allem planare, vollintegrierte Systemkonzepte aus einer THz-Quelle oder einem -Detektor, einer Sende- oder Empfängerantenne und einem Wellenleiter als verbindendes Glied sind in diesem Zusammenhang zu nennen. Des Weiteren ließe sich

unter Ausnutzung von Wellenleitersplitttern oder -kombinierern nochmals weitere Applikationsszenarien entwickeln.

Darüber hinaus lässt sich die Funktionalität von wellenleiterbasierten Systemen erweitern, indem aktuierbare Komponenten direkt in den Wellenleiter integriert werden. Hierzu existieren in der Mikrowellentechnik bereits diverse Bauteile zur Impedanzanpassung und zur Phasen- und Amplitudenmodulation. Im THz-Bereich steckt die Entwicklung derartiger Wellenleiterkomponenten noch in der Anfangsphase. Es existieren für diesen Forschungsschwerpunkt zwar bereits eine Vielzahl an relevanten Veröffentlichungen [39–43], doch sind dazu bisher nur vereinzelt Laborprototypen zu finden.

Vielversprechende Komponenten zur Modulation von THz-Strahlung in Wellenleitern sind dabei vor allem miniaturisierte Biegebalken [39]. Hierbei ist es möglich, dass diese bei Aktuierung einen Wellenleiter öffnen und schließen. Aber auch Konzepte für Wellenleitersplittter oder -kombinierer bei denen der Biegebalken adaptiv den Propagationspfad, entsprechend eines THz-Ventils, schaltet, ließen sich entwickeln. Gerade im Bereich der lokalen THz-Kommunikation, wo steuerbare Antennen für die Gewährleistung von Sichtverbindungen hilfreich sind, kann die Kombination aus derartigen Technologien dem Gesamtsystem eine erhebliche Funktionserweiterung verschaffen. Da es sich dabei zudem um sehr generische Schaltelemente handelt, wird deren Entwicklung aber auch überall dort Miniaturisierungen ermöglichen, wo makroskopische THz-Komponenten durch sie ersetzt werden.

2.2 Vorteile siliziumbasierter THz-Wellenleiterkomponenten

Üblicherweise werden Rechteckhohlleiter für THz-Strahlung nach dem Splitblockprinzip gefertigt. Dabei besteht der Wellenleiter aus mindestens zwei metallischen Blöcken, die einzeln bearbeitet und am Ende zu einem Block zusammengefügt werden. Im einfachsten Fall wird dazu lediglich ein offener Kanal mit entsprechend rechteckigem Querschnitt in einen Metallblock gefräst, der anschließend mit einem weiteren Metallblock verschlossen wird (Abb. 2.1) [44, 45].

Solche CNC-gefrästen Bauteile haben den Vorteil, dass deren Entwicklungsprozess relativ kurz ist, ein geringer Materialaufwand notwendig ist und somit mit geringen Kosten verbunden ist. Damit ist dieser Prozess ideal für die Entwicklung von Prototypen und Kleinserien. Allerdings besitzen gefräste Bauteile entscheidende Nachteile. Zum einen besitzen moderne, hochpräzise CNC-Fräsen zwar Fräsgenauigkeiten unter $2\ \mu\text{m}$, doch sind die minimal zu erreichenden Spaltabstände letztendlich durch den endlichen Radius des Fräskopfes limitiert [45]. Demnach ist es im Allgemeinen nicht möglich Strukturen kleiner als wenige Mikrometer zu fertigen. Auf der anderen Seite lassen sich während des Fräsprozesses lediglich passive Komponenten, die nicht ansteuerbar sind, in das Wellenlei-

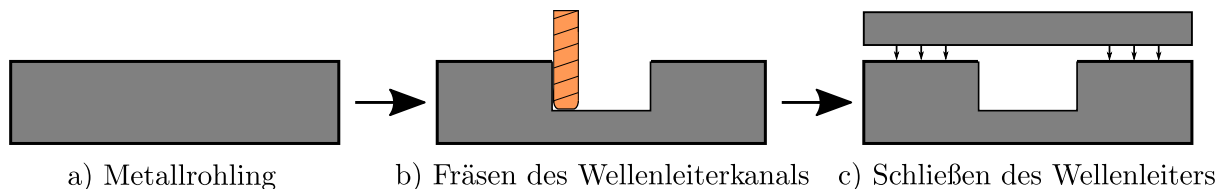


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Fertigung von in Metall gefrästen Rechteckhohlleitern. Im ersten Schritt wird in einen Metallrohling (a) mit Hilfe einer CNC-Maschine ein Kanal mit rechteckigem Querschnitt gefräst (b). Im Anschluss wird lediglich ein weiterer Metallkörper nach dem Splitblock-Prinzip auf dem zuvor bearbeiteten Metallkörper mit einem beliebigen Verfahren befestigt (c).

tersystem integrieren. Das können beispielsweise passive Filter oder Splitter sein. Aktive, ansteuerbare Komponenten und passive Komponenten, die nicht gefräst werden können, müssen hingegen nachträglich in das System integriert werden, was den Fertigungsprozess allgemein verkompliziert und auch zu potentiellen Einbußen hinsichtlich der Leistungsfähigkeit führt. Die Erhöhung des Miniaturisierungsgrades ist damit limitiert.

Eine vorteilhafte Alternative stellt die Fertigung derartiger Systeme in Siliziumsubstraten mittels hochentwickelter Prozesse der Halbleitertechnik dar [46, 47]. Dabei werden die Wellenleiter üblicherweise mit einem Tiefenätzverfahren als nahezu rechteckförmige Gräben realisiert und anschließend metallisiert. Schließlich findet aber auch dieser Fertigungsprozess nach dem Splitblock-Prinzip statt, sodass der Wellenleiterkanal im letzten Schritt durch einen weiteren metallisierten Wafer geschlossen wird (Abb. 2.2).

Einer der Vorteile dieser Fertigungsprozesse liegt in den erzeugbaren Strukturgrößen, die Größenordnungen von wenigen Nanometern erreichen können. Eine weitere Besonderheit ist die Möglichkeit, schon während der Wellenleiterfertigung sowohl passive als auch aktive Komponenten zu integrieren. Dies wird ermöglicht, indem die Wellenleiterkanäle zusammen mit den übrigen Komponenten innerhalb einer Prozessfolge monolithisch in Silizium gefertigt werden. Potentielle Anpassungsfehler können damit signifikant reduziert werden und gleichzeitig die Systemleistungsfähigkeit verbessern. Der Übergang zu halbleiterbasierten Fertigungsprozessen ist also ein essentieller Schritt, um den Integrations- und Miniaturisierungsgrad von THz-Systemen noch weiter zu erhöhen.

Schließlich wird bei der Fertigung von halbleiterbasierten Bauteilen innerhalb eines Prozessdurchlaufs kein Einzelteil erzeugt, sondern aus einem Silizium-Wafer gleich eine Vielzahl nahezu identischer Bauteile. Im Vergleich zu gefrästen Bauteilen sind die initialen Entwicklungskosten hinsichtlich der Prozessoptimierung zwar deutlich höher, doch aufgrund der höheren Stückzahlen pro Fertigungsdurchlauf und dem hohen Niveau an Reproduzierbarkeit, lassen sich die Kosten für einzelne Bauteile wesentlich reduzieren. Somit ist diese Art der Fertigung besonders für Großserien geeignet, aber auch für Einzelbauteile und Prototypen, deren Struktur sich durch keine anderen Prozesse erzeugen lassen.

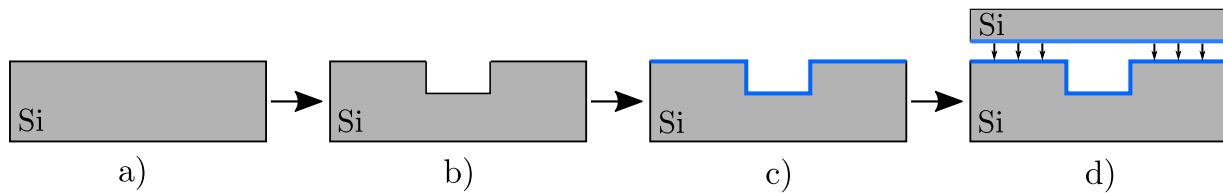


Abb. 2.2: Stark vereinfachte Darstellung der Fertigung von siliziumbasierten Rechteckhohlleitern mittels Prozessen der Halbleitertechnik. Die Fertigung der Wellenleiterstrukturen erfolgen in einem Silizium-Wafer (a), in den über eine Folge von Prozessen der Halbleitertechnik ein rechteckiger Kanal geätzt wird (b). Anschließend erhält der Silizium-Wafer eine Metallschicht, die üblicherweise gesputtert wird (c). Im letzten Schritt wird ein zweiter, ebenfalls metallisierter Silizium-Wafer mit dem vorherigen Wafer gebondet (d).

2.3 Konzept eines miniaturisierten THz-Hohlleiterschalters

Einer der fundamentalsten aktiven Wellenleiterkomponenten ist ein Schalter, der das geleitete Signal in einem Schaltzustand ungehindert passieren lässt, im einem anderen Schaltzustand aber komplett blockiert. Dieses binäre Schaltelement, welches im analogen Betrieb auch als Amplitudenmodulator agieren kann, ist somit in der Lage, unabhängig von der Signalquelle, Wellenleiterabschnitte eines integrierten Systems zu öffnen und zu verschließen.

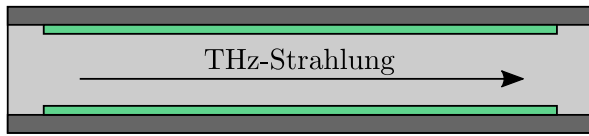
Im Falle von rechteckigen Hohlleitern für THz-Strahlung lässt sich diese Funktionalität beispielsweise durch integrierte Biegeaktoren realisieren, welche den Hohlleiterquerschnitt mechanisch verschließen (Abb. 2.3). Für dieses Anwendung ist ein spezieller MEMS-Biegeaktor mit der Bezeichnung NED besonders geeignet (Abb. 2.4).

Der NED, kurz für Nanoscopic electrostatic drive, ist ein patentierter bimorpher Biegeaktor, der am Fraunhofer IPMS entwickelt wurde. In der einfachsten Ausführung besteht er aus zwei strukturierten, gegenüberliegenden Elektroden und wird bei elektrostatischer Aktuierung durch hervorgerufene mechanische Spannungen verbogen [48]. Genauso wie der Wellenleiter wird er über einen anisotropen, CMOS-kompatiblen Tiefenätzprozess in Silizium prozessiert, wodurch prinzipiell beide simultan gefertigt werden können.

Anders als vergleichbare MEMS-basierte Schalter für Rechteckhohlleiter im THz-Bereich, die beispielsweise sperrige Kammelektroden zur Aktuierung benötigen [40, 41], kann die NED-basierte Ausführung gänzlich auf zusätzliche Elektroden verzichten. Jegliche aktive Strukturen sind innerhalb des Biegeaktors integriert. Diese signifikanten Platzeinsparungen bieten somit Potential für einen wiederum erhöhten Miniaturisierungsgrad.

Darüber hinaus erlaubt die mechanische Auslenkung von Biegeaktoren in Rechteckhohlleitern je nach Ausführung, die Modulation der Amplitude, aber auch eine Veränderung der Phase. Damit ließe sich eine erfolgreich implementierte NED-basierte Wellenleitertechnik

Geöffneter THz-Schalter:

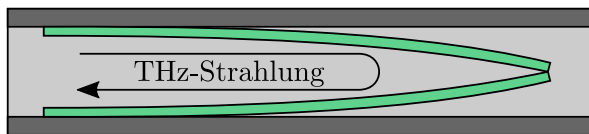


a) Ansicht von oben

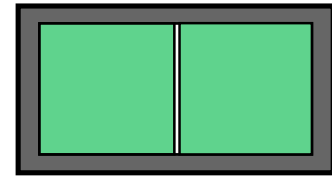


b) Querschnitt

Geschlossener THz-Schalter:



c) Ansicht von oben



d) Querschnitt

Abb. 2.3: Konzeptionelle Darstellung eines THz-Schalters für Rechteckhohlleiter. Im Falle von unausgelenkten Biegeaktoren (grün, a, b) kann THz-Strahlung durch Rechteckhohlleiter mit geringen Verlusten passieren. Werden die Biegeaktoren jedoch ausgelenkt (c, d), wird der Wellenleiter geschlossen und THz-Strahlung wird reflektiert. Dafür sind je nach technischen Limitierungen ein oder zwei Biegeaktoren notwendig.

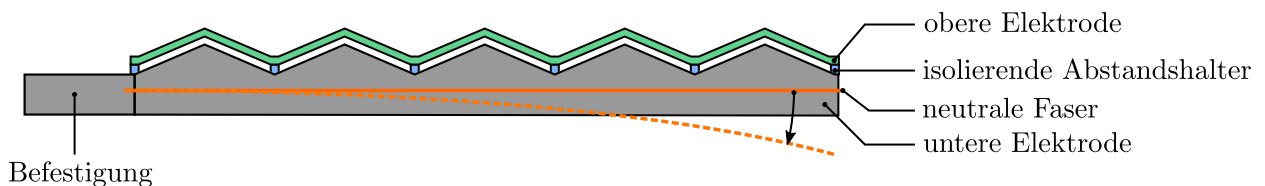


Abb. 2.4: Schematische Darstellung eines NED-Biegeaktors im Querschnitt. Mit Hilfe einer Potenzialdifferenz zwischen den beiden isolierten Elektroden, entsteht zwischen ihnen eine anziehende Kraft, die mechanische Spannungen hervorruft und damit den gesamten Aktor entlang der neutralen Faser verbiegt (adaptiert nach [49]).

nologie für THz-Strahlung, die anfangs lediglich für die Amplitudenmodulation ausgelegt war, prinzipiell auch zur Phasenmodulation nutzen [43]. Zudem lässt sich diese Technologie ebenfalls weiterentwickeln, um ein THz-Eingangssignal zwischen zwei oder mehreren Ausgängen zu schalten, was essentiell für integrierte Schaltnetzwerke ist.

Weitere und noch umfangreichere Erläuterungen zum Aufbau und Funktionsprinzips sowie der Fertigung des NEDs befinden sich in Kapitel 4.

2.4 Stand der Technik

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist der konzipierte THz-Schalter dafür vorgesehen sowohl als Dämpfungsglied als auch als Ein-/Aus-Schalter zu agieren. Dämpfungsglieder haben im Allgemeinen die Funktion, den Signalpegel innerhalb eines Wellenleiters herabzusetzen, ohne dabei die Wellenform signifikant zu verändern. Dies wird erreicht, indem die Biegearme unterschiedliche analoge Auslenkzustände einnehmen. Für den Einsatz als Ein-/Aus-Schalter hingegen sind lediglich zwei Zustände, dem der minimalen und dem der maximalen Balkenauslenkung, notwendig.

Hinsichtlich der Einordnung in den Stand der Technik und dem wissenschaftlichen Kontext werden sich die folgenden Vergleiche, bis auf das letzte Beispiel, ausschließlich auf rechteckige Hohlleiter für den Frequenzbereich von 500 GHz bis 750 GHz beziehen. Die Größe des Wellenleiters entspricht damit dem IEEE-Standard WM-380 (alternativer US-Standard: WR1.5) mit einer Breite von $380 \mu\text{m}$ und einer Höhe von $190 \mu\text{m}$.

Übliche kommerziell verfügbare THz-Dämpfungsglieder für rechteckige Hohlleiter bestehen aus einem gefrästen Wellenleiterkanal, in dem über eine Mikrometerschraube eine dielektrische Schaufel manuell bewegt wird (Abb. 2.5). Die Dämpfung ist hierbei minimal, falls sich die Schaufel, die beispielsweise aus hochohmigem Silizium besteht, am Rand des Wellenleiters befindet und maximal, sobald sie in die Mitte gefahren wird. Hervorzuheben ist vor allem die universelle Einsetzbarkeit dieser Komponenten, was darauf zurückzuführen ist, dass sie über einen Flansch mit marginalen Aufwand mit anderen Wellenleiterkomponenten kombiniert werden können. Zudem erreichen sie im Falle der Bauteilausführung für 500 GHz bis 750 GHz Dämpfungen bis zu 40 dB [50]. Trotz all dem bleibt es jedoch ein träges, makroskopisches Bauteil, welches sich nicht sinnvoll in miniaturisierte Systeme integrieren lässt und hier nur exemplarisch aufgeführt wurde.

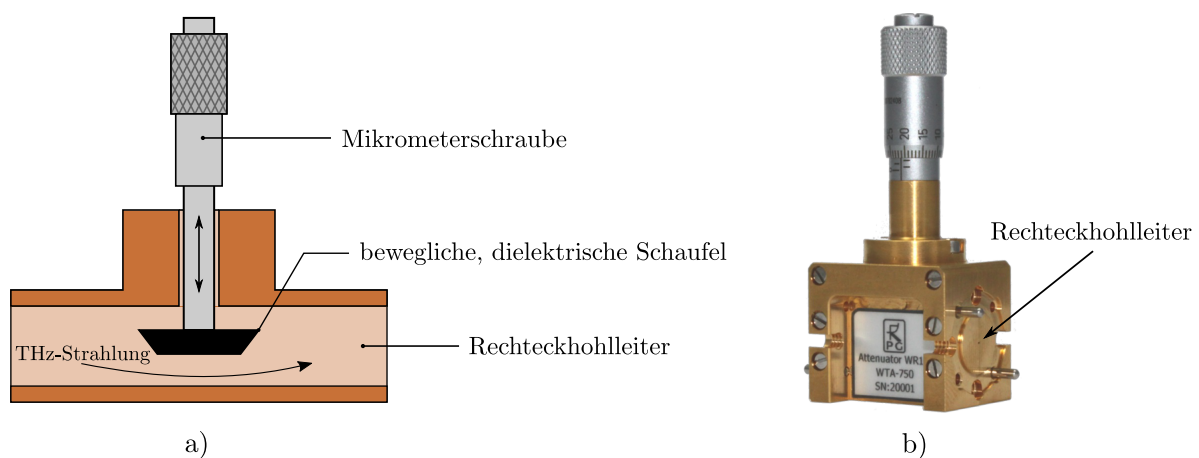


Abb. 2.5: Schematische Darstellung eines abstimmbaren Wellenleiterdämpfungsgliedes (a) mit dem dazugehörigen kommerziellen Gegenstück für die Frequenzen 500 - 750 GHz (b). Über die Position der beweglichen, dielektrischen Schaufel im Wellenleiter kann der Dämpfungsgrad manuell geändert werden. [50]

Im Vergleich dazu stellt Abb. 2.6 einen MEMS-basierten THz-Schalter dar, der mittels Tiefenätzverfahren in Silizium gefertigt wurde und damit hinsichtlich der Miniaturisierung wesentlich vorteilhafter ist [40]. In der dargestellten Ausführung entspricht er einem einfachen Ein- und Aus-Schalter in einem System mit einem Eingang und einem Ausgang, auch Single-Pole-Single-Throw-System (SPST) genannt. Die Zielapplikation ist jedoch ein Umschalter für Systeme mit einem Eingang und zwei Ausgängen, demnach einem Single-Pole-Double-Throw-System (SPDT), der die jeweiligen Ausgänge nach Belieben öffnen und schließen kann.

Die Aktuierung des beweglichen Keils erfolgt über einen Kammantrieb, wobei die vorgebogenen Balken sowohl für die Rückstellkraft als auch zur lateralen Stabilisierung der Strukturen verantwortlich sind. Innerhalb des Wellenleiters ist ein Steg enthalten, der den benötigten Stellweg zum Schließen verkleinert, wodurch von vorn herein auch ein kleinerer Kammantrieb notwendig war. Hinsichtlich der Leistungsfähigkeit ließen sich Isolationswerte über 20 dB messen bei einer Lebenszeit von über 5 Millionen Schaltzyklen [40].

Letztendlich besitzt dieses Bauteil alle Vorteile von in Silizium gefertigten Komponenten, zu denen die geringen Strukturgrößen, die Reproduzierbarkeit und die Integrationsfähigkeit gehören. Jedoch sind im Vergleich zum NED-basierten THz-Schalter wesentlich größere Elektroden notwendig, die zudem von zusätzlichen vorgebogenen Balken fixiert werden müssen. Damit besitzt der Chip eine Größe von etwa $3400\ \mu\text{m} \times 2100\ \mu\text{m}$ bei einem Wellenleiterquerschnitt von $380\ \mu\text{m} \times 190\ \mu\text{m}$. Darüber hinaus wurde der rechteckige Hohlleiter senkrecht zur Wafer-Ebene gefertigt, wodurch der Wellenleiter maximal so lang werden kann, wie der Wafer dick ist. Zwar kann der Wellenleiter mittels Wafer-Stacking verlängert werden, doch ist dies technologisch anspruchsvoll und führt unweigerlich zu

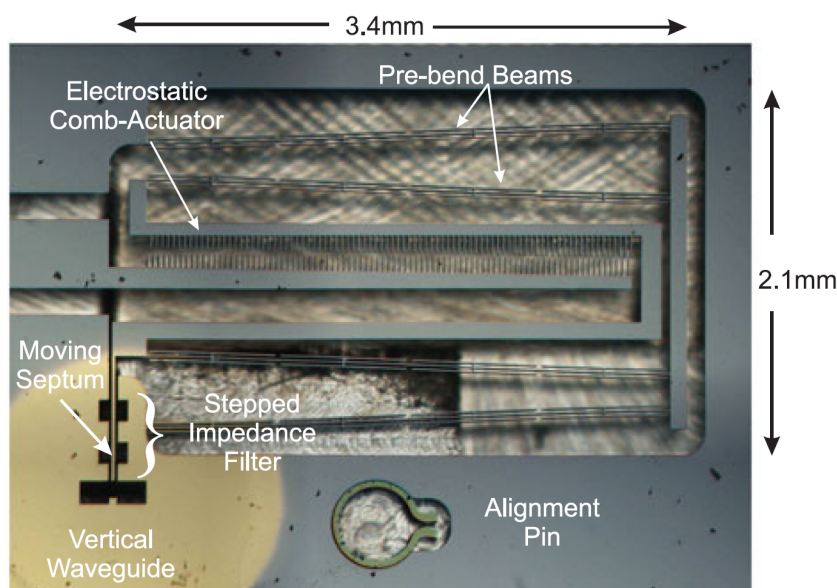


Abb. 2.6: In Silizium gefertigter MEMS-THz-Schalter mit beweglichem Keil für Frequenzen von 500 - 750 GHz [40]

Diskontinuitäten und somit unerwünschten Reflexionen.

Eine weitere Ausführung eines in Silizium gefertigten MEMS-THz-Schalters [41] ist in Abb. 2.7 zu sehen. Er besteht aus einem rechteckigen Wellenleiterkanal der Standardgröße WM-380, in dem fixierte Kontaktbalken sitzen. Daneben sind Kammantriebe und Federn integriert, die über weitere Kontaktbalken miteinander verbunden sind. Durch die Aktuierung des Bauteils werden die fixierten und beweglichen Balken schließlich in Kontakt gebracht.

Die Funktion des Bauteils lässt sich am einfachsten mit der eines Gitterpolarisators vergleichen, bei dem Strahlung mit einer Polarisation senkrecht zu den Gitterstäben transmittiert wird, Anteile mit einer parallelen Polarisation aber reflektiert werden. Da die Polarisation der THz-Wellen im geöffneten Zustand und im Frequenzband von 500 GHz bis 750 GHz aber stets senkrecht zu den dargestellten Balken steht (Vgl. Abb. 2.7 (a)), ist der Transmissionsgrad maximal. Werden die Balken jedoch in Kontakt gebracht, so entstehen leitende Gitterverbindungen, die parallel zum E-Feld stehen. Die Strahlung wird also reflektiert, wobei im Experiment Isolationswerte jenseits von 15 dB gemessen wurden [41].

Der besondere Vorteil dieser Ausführung liegt in den kleineren Stellwegen, die Kamm-elektroden herbeiführen müssen, um den Schalter zu schließen. Dadurch ließ sich die Systemgröße im Vergleich zum vorherigen Bauteil signifikant verkleinern. Trotzdem wurde auch in diesem System, der Wellenleiter senkrecht zur Wafer-Ebene geätzt, was wiederum

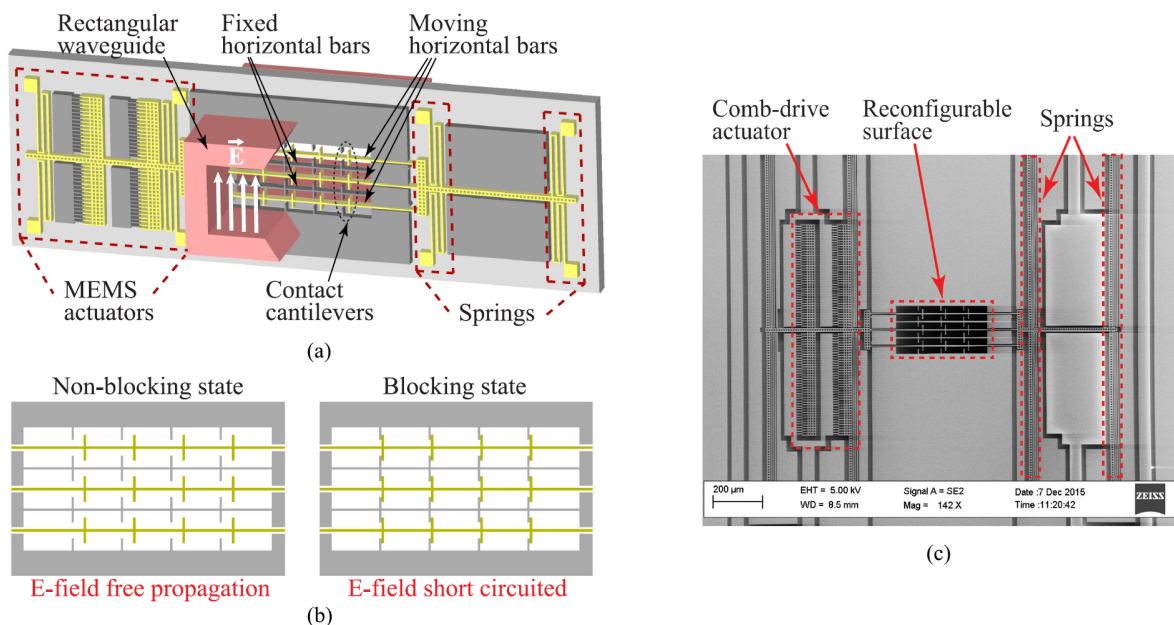


Abb. 2.7: In Silizium gefertigter MEMS-THz-Schalter mit beweglichen Gitterstäben für Frequenzen von 500 - 750 GHz. (a) zeigt ein CAD-Modell des Bauteils mit den Elektroden, den Federn und dem beweglichen Balken (gelb). In (b) ist der geöffnete (links) und geschlossene (rechts) Schaltzustand dargestellt. (c) zeigt eine Rastermikroskopische Aufnahme des Bauteils. [41]

die Wellenleiterlänge limitiert beziehungsweise bei Verlängerung neue parasitäre Effekte verursacht.

Das letzte Beispiel ist ein MEMS-THz-Schalter, der einen rechteckigen Hohlleiter mit einem elektrostatisch aktudierbaren Biegebalken schließt (Abb. 2.8) [39]. Anders als die Systeme zuvor, wurde dieses Bauteil für den Frequenzbereich 325 GHz bis 500 GHz entwickelt, weswegen der Wellenleiterquerschnitt die Maße $570 \mu\text{m} \times 280 \mu\text{m}$ (WM-570) besitzt. Da das vorgestellte System aber große Ähnlichkeit zum NED-basierten Schalter besitzt, wird es hier ebenfalls aufgeführt.

Gefertigt wurden die Biegearme auf einem Glaswafer (Borofloat) mit Hilfe diverser Beschichtungstechnologien und dem Einsatz von Opferschichten. Durch die spezifische Wahl der Abscheideparameter während der Galvanisierung mit Nickel, wurden in die Biegebalken intrinsische mechanische Spannungen induziert, wodurch er vorgebogen wurde. Der Hohlleiter selbst wurde aus einem Metallrohling gefräst und nach dem Splitblockprinzip auf den Biegebalken gesetzt. Die Aktuierung des Bauteils erfolgt durch die elektrostatische Anziehungskraft zwischen dem Biegebalken und einer Gegenelektrode, wobei beide durch eine dielektrische Schicht voneinander getrennt sind. Davon ausgehend rollt sich der Biegebalken mit steigender Spannung auf der dielektrischen Schicht ab, was den Wellenleiter schließlich öffnet. Der Autor dieser Arbeit [39] konnte durch eine äußerst schwierige Integration der Biegebalken in den gefrästen Hohlleiter keine aktudierbaren Systeme charakterisieren. Doch mit Hilfe von passiven Strukturen konnten Isolationswerte von etwa 20 dB gemessen werden.

Im Vergleich zu den beiden zuvor erläuterten Bauteilen kommt dieser Aktor gänzlich ohne Kammantrieb aus und ist zumindest technologisch in der Lage den gesamten Wellenleiter zu öffnen und wieder zu schließen. Außerdem ist er in der Lage, sich im geöffneten Zustand sehr gut an die Seitenwand zu schmiegen und verursacht dadurch nur geringe unerwünschte Reflexionen. Die Länge des Biegebalkens wäre jedoch als Nachteil zu sehen. Diese beträgt in der aufgeführten Ausführung etwa 3 mm und kann hin zu höheren Frequenzen und kleineren Wellenleitern zwar verkleinert werden, doch schließlich führt

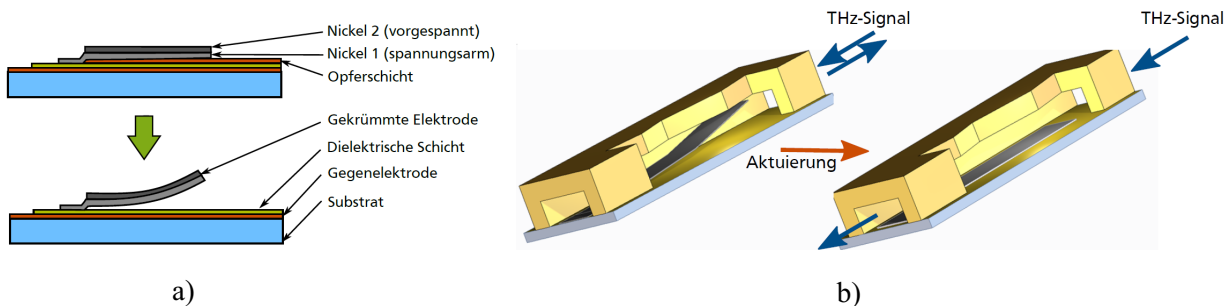


Abb. 2.8: Schematische Darstellung des Aufbaus (a) und des Funktionsprinzips (b) eines MEMS-THz-Schalters basierend auf einem vorgebogenem Nickelbiegebalken [39]

dies zu einer Limitierung hinsichtlich der minimalen Größe eines derartigen Schalters. Damit unterscheidet sich dieses Bauteil zwar kaum von einer NED-basierter Ausführung eines THz-Schalters, doch der entscheidende Unterschied liegt in den Elektroden. Der vorgebogene Biegebalken ist stets auf eine zusätzliche Gegenelektrode angewiesen, um bewegt zu werden. Daraus können sich diverse Limitierungen bei der freien Gestaltung eines Schalterkonzeptes ergeben. Der NED hingegen besteht selbst aus zwei oder mehr Elektroden, die für deren Verbiegung verantwortlich sind. Somit kann er an beliebigen Stellen im Wellenleiter integriert werden, was vor allem bei Umschaltkonzepten mit mehreren Ausgängen vorteilhaft ist.

Folglich hebt sich das Konzept des NED-THz-Schalters sowohl durch die Integrierbarkeit in siliziumbasierte Systeme als auch dessen hohem Maß an Flexibilität beim Design von bisherigen THz-Hohlleiterschaltern ab und wäre damit der Erste seiner Art jenseits von 500 GHz.

2.5 Rapid Prototyping von THz-Hohlleiterschaltern in Kunststoff

Die momentan verfügbaren Technologien am Fraunhofer IPMS erlauben die Fertigung von NED-Balken mit einer Höhe von $75\ \mu\text{m}$, wohingegen Wellenleiter des Standards WM-380 Höhen von $190\ \mu\text{m}$ besitzen. NED-Höhen jenseits davon befinden sich noch in Entwicklung. Das steht einer Integration von NEDs zwar prinzipiell nicht entgegen, doch um signifikante Dämpfungen hervorzurufen, darf die NED-Höhe nur wenige Mikrometer von der Wellenleiterhöhe abweichen. Damit ist mit jetzigen Technologien ein Funktionsnachweis nur ansatzweise möglich. Zudem ist der Entwicklungsprozess von MEMS-Bauteilen in Silizium mit vielen zusätzlichen Herausforderungen verbunden und erfordert im Allgemeinen einen hohen zeitlichen und kostenintensiven Aufwand.

Eine schnelle und kostengünstige Alternative dazu stellt die Fertigung von THz-Hohlleiterschaltern in Kunststoff mit einer anschließenden Metallisierung dar, wobei die entstehenden Bauteile die prognostizierte Funktion des siliziumbasierten Pendant möglichst genau abbilden. Experimentelle Untersuchungen dieser Bauteile werden es anschließend ermöglichen, wertvolle Optimierungsparameter für die spätere Entwicklung in Silizium zu bestimmen.

Als vielversprechende Technologie für diesen Rapid-Prototyping-Ansatz bieten sich hochauflösende 3D-Drucker an, die über den Prozess der Zwei-Photonen-Polymerisierung Kunststoffbauteile mit minimalen Strukturgrößen unter $1\ \mu\text{m}$ erzeugen können [51]. Da der Schließvorgang des siliziumbasierten THz-Schalters lediglich durch geometrische Änderungen des Wellenleiterkanals hervorgerufen wird, kann so eine Reihe gedruckter Bauteile mit Biegebalken unterschiedlicher Auslenkung diesen Ablauf schnappschussartig wieder-

geben. Darüber hinaus lassen sich auch Konzepte für gedruckte Bauteile entwickeln, die aktuiert werden können. Somit kann der Wellenleiter über die Spannung als Stellparameter geöffnet und geschlossen werden. Damit ist dieser Ansatz ein idealer Weg, der Entwicklung von siliziumbasierten THz-Schaltern einen Vorsprung zu verleihen, noch bevor die erforderlichen Technologien unmittelbar zugänglich sind.

2.6 Aufgabenstellung

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und Charakterisierung von rechteckigen THz-Hohlleiterschaltern, welche auf der NED-Technologie des Fraunhofer IPMS beruhen. In diesem Rahmen sind die Fragestellungen zu klären, welche Kriterien und Randbedingungen für die Fertigung derartiger Systeme entscheidend sind und welchen Einfluss diese Parameter auf die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Schalterkonzepte nehmen. Als Grundlage dafür werden zunächst theoretische Vorbetrachtungen durchgeführt, in denen Parameter zur Bestimmung des Leistungspotentials identifiziert und evaluiert werden. Welches Schalterkonzept das höchste Applikations- und Leistungspotential besitzt, wird anschließend mit Hilfe von FEM-Simulationen (Finite-Elemente-Methode), die durch theoretische Modelle gestützt werden, beantwortet. Für weiterführende Evaluierungszwecke werden anschließend Funktionsnachweise im THz-Bereich durchgeführt. Diese erfolgen zunächst simulatorisch, finden jedoch nachträglich auch experimentell im Labor statt. Dafür werden zusätzlich gedruckte Bauteile entwickelt, welche die Geometrie und Funktion der NED-basierten Schalter möglichst genau abbilden. Anhand der Charakterisierungsergebnisse werden daraufhin weitere Parameter und Kriterien für die Fertigung in Silizium abgeleitet. Letztendlich werden all diese Ergebnisse dazu genutzt, das Applikationspotential des NED-basierten Schalterkonzeptes abzuschätzen. Zudem wird abschließend diskutiert, welche Potentiale gedruckte THz-Komponenten auf Basis der sogenannten Zwei-Photonen-Lithographie zur Abbildung von siliziumbasierten Komponenten besitzen, aber auch in welchem Umfang dieser Prozess generell zur Fertigung von Prototypen und Kleinserien miniaturierter THz-Systeme geeignet ist.

3 Mathematische Beschreibung der THz-Propagation

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wird das Spektrum der THz-Strahlung auch als der quasi-optische Bereich bezeichnet. Je nach System erfolgt daher deren mathematische Beschreibung entweder im Rahmen der Strahlenoptik und als Gauß-Bündel oder explizit als propagierende Welle. Im Falle dieses Forschungsvorhabens bezieht sich dies vor allem auf die unterschiedliche Beschreibung der Propagation im freien Raum und in Wellenleitern.

3.1 Propagation im freien Raum

Dieser Abschnitt befasst sich nun mit der Propagation im freien Raum für deren Beschreibung die Darstellung als Gaußbündel am geeignetsten ist. Die Gleichungen hierfür sind dem Buch „Terahertz Techniques“ [3] entnommen worden.

Das elektrische Feld E eines THz-Strahls in der Ebene senkrecht zu seinem Propagationsvektor ist gegeben durch die Gaußsche Verteilung

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad , \quad (3.1)$$

wobei E_0 die Amplitude des elektrischen Feldes, r der Radius bezüglich des Zylinderkoordinatensystems und w der Strahlradius ist. Demnach folgt die Intensität I der Gleichung

$$I(r) = \frac{cn\epsilon_0}{2} |E|^2 = \frac{cn\epsilon_0}{2} E_0^* E_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) = I_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (3.2)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , dem Brechungsindex n , der Vakuumpermittivität ϵ_0 und der maximalen Intensität I_0 . Der Strahlradius w ist hierbei gerade so definiert, dass für $r = w$ die Intensität um den Faktor $(1/e)^2$ abgefallen ist. Die Entwicklung von w in Abhängigkeit von der Entfernung zur Strahltaile ist durch folgende Gleichung gegeben.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.3)$$

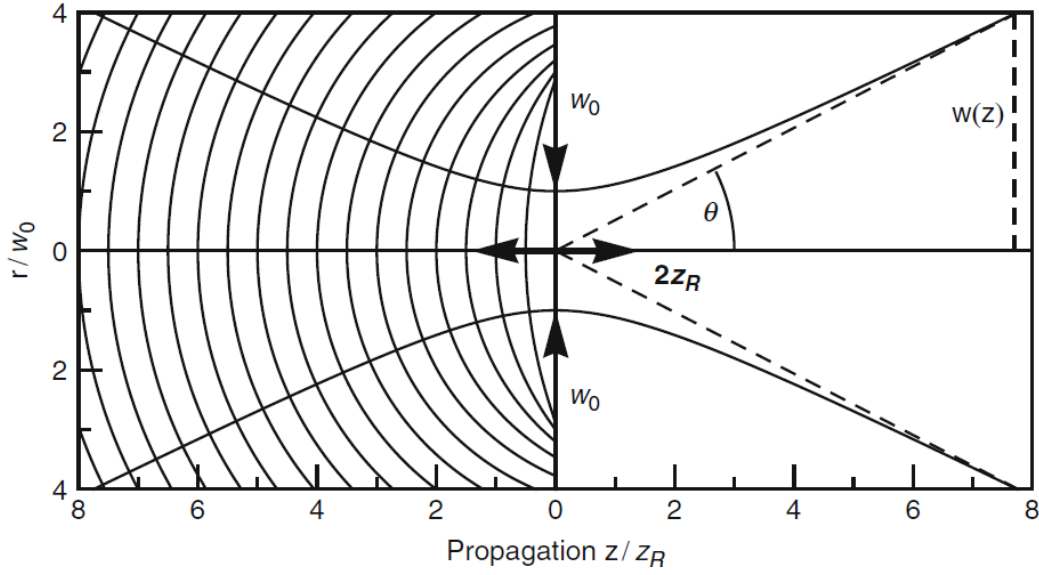


Abb. 3.1: Darstellung der Gaußschen Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Verhältnis der Strahlungspropagation z und der Rayleighlänge z_R . Entlang des Abstandes von der Strahlmitte r nimmt die Intensität gaußförmig ab. Die durchgezogene Linie entlang der Propagation z entspricht dem Strahlradius w bei dem die Intensität um $(1/e)^2$ abgefallen ist. An der Stelle $z = 0$ befindet sich die Strahltaile mit dem minimalen Strahlradius w_0 . Der Winkel θ entspricht dem Divergenzwinkel. Die gekrümmten Kurven entlang r stellen die Phasenfronten des elektrischen Feldes dar. [3]

w_0 ist dabei der Strahltaillenradius und z_R die sogenannte Rayleighlänge mit der Definition

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.4)$$

und der Wellenlänge λ . Der Strahlradius $w(z)$ entspricht somit für $z = 0$ dem Tailenradius w_0 , für $z = z_R$ hat er um den $\sqrt{2}$ -fachen Faktor zugenommen und für $z \gg z_R$ vergrößert er sich linear mit z . In großer Entfernung von der Taile erscheint der Strahl demnach einer Punktquelle zu entspringen, bei dem der Divergenzwinkel θ durch

$$\tan(\theta) = \frac{\lambda}{\pi w_0} = \frac{w_0}{z_R} \quad (3.5)$$

gegeben ist. Letztlich ist für spätere Betrachtungen auch der Krümmungsradius der Phasenfronten von Interesse, welcher durch die Gleichung

$$R_c(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right) \quad (3.6)$$

definiert ist. Direkt an der Strahltaile bei $z = 0$ skaliert $R_c \rightarrow \infty$, wodurch das elektrische Feld einer ebenen Wellen entspricht. Für den Fall $z \gg z_R$ hingegen ist $R_c(z) = z$ und das elektrische Feld damit als Kugelwelle zu betrachten. Ist der Krümmungsradius R_c jedoch viel größer als die Apertur eines Empfängersystems, wird diese Kugelwelle wiederum als ebene Welle wahrgenommen.

Neben der Propagation als Gaußstrahl kann auch die Absorption einen entscheidenden Einfluss auf den Entwurf eines Versuchsaufbaus haben. So kann beispielsweise die maximale Länge eines optischen Pfades durch Intensitätsabschwächungen signifikant limitiert sein. Die mathematische Beschreibung hierfür erfolgt nach dem Gesetz von Lambert-Beer mit

$$I = I_0 \exp(-\alpha_d l) \quad . \quad (3.7)$$

Die Größe α_d ist dabei die Dämpfungskonstante bezüglich dielektrischer Verluste und l ist die Länge des Propagationspfades.

3.2 Propagation in Wellenleitern

Wie zuvor erläutert ist THz-Strahlung nicht nur in der Lage im freien Raum zu propagieren, sondern auch in kleinen Volumen, den sogenannten Wellenleitern. Hinsichtlich des Vorhabens, NED-Strukturen in Rechteckhohlleiter zu integrieren, liegt der Fokus dieser Arbeit zwar genau auf diesen Wellenleitern, doch zur besseren Einordnung in den Kontext der Wellenleitertechnologien, werden auch noch andere Arten vorgestellt und deren Eigenschaften verglichen. Darüber hinaus ist ein weiterer Schwerpunkt in diesem Abschnitt die Einführung in die Theorie der Netzwerkanalyse, welcher essentiell für die experimentelle Charakterisierung von Wellenleitersystemen ist. Die dafür aufgestellten Gleichungen sind dem Lehrbuch „Microwave Engineering“ [52] entnommen.

3.2.1 Wellenleiterarten

Neben Rechteckhohlleitern existiert eine große Bandbreite an weiteren Wellenleiterarten, die im THz-Bereich Verwendung finden (Abb. 3.2). Einer dieser Vertreter ist der dielektrische Wellenleiter, der wiederum in einer Vielzahl verschiedener Ausführungen existiert. So sind beispielsweise vollmantelige Leiter üblich, bei denen sich das ausbreitende Feld fast vollständig auf das Dielektrikum beschränkt und sie damit nahezu identisch mit den Gegenstücken aus der Optik sind [53]. Darüber hinaus wird die Entwicklung neuer Variationen stark durch den 3D-Druck beeinflusst, wodurch auch diverse hohlmantelige Leiter gestaltet wurden, einige sogar in Form photonischer Kristalle zur effektiveren Feldbeschränkung [54, 55]. Doch obwohl deren Ausführungen so flexibel angepasst werden

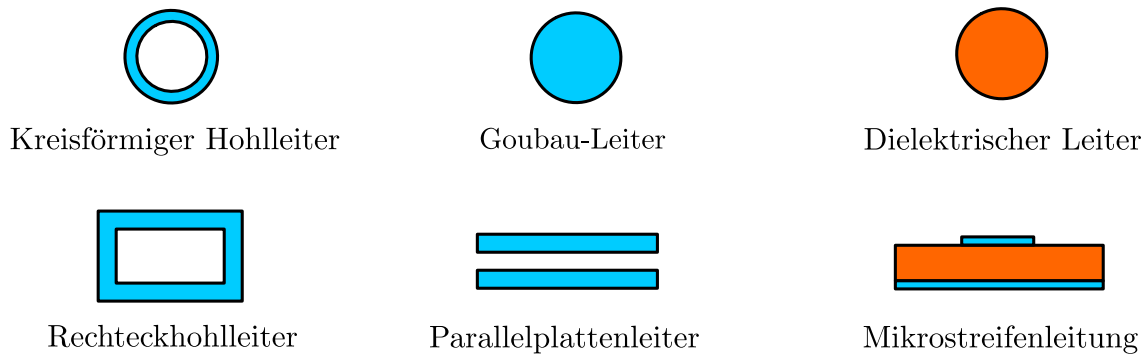


Abb. 3.2: Exemplarische Aufstellung der Querschnitte gebräuchlicher THz-Wellenleiter. Blaue Strukturen sind metallisch, orangefarbene dielektrisch.

können, liegt ein großer Nachteil in den vergleichsweise hohen Verlusten innerhalb des Dielektrikums oder durch Abstrahlung an gekrümmten Abschnitten und Übergängen zu anderen Wellenleitern.

Eine weitere Ausführung eines THz-Wellenleiters sind sogenannte Goubau-Leiter, auch Sommerfeld-Leiter genannt, welche frei im Raum stehen und lediglich vollmantelige Metalldrähte beziehungsweise Zylinder sind. Die eigentliche Leitung erfolgt hierbei über elektromagnetische Oberflächenwellen, auch Plasmonen genannt [56]. Damit ist das THz-Feld nur schwach an den Leiter gebunden, was zu signifikanten Verlusten führt, sobald der Metalldraht zu stark gebogen wird oder in Kontakt mit anderen leitenden Medien kommt. Das Applikationspotential ist somit deutlich eingeschränkt. Befindet sich der Leiter jedoch, wie vorgesehen, im freien Raum, zählen seine Verluste zu den Geringsten im Vergleich zu anderen Wellenleitern [57].

Mikrostreifenleiter bestehen aus einem dielektrischen Substrat auf dem sich ein metallischer Streifen auf der einen und eine geerdete metallische Schicht auf der anderen Seite befindet. Während der Leitung eines hochfrequenten, beziehungsweise THz-Signals verteilt sich das elektrische Feld in diversen Moden sowohl im freien Raum über dem Metallstreifen als auch im darunterliegenden Dielektrikum. Durch ihre unkomplizierte Fertigung mittels photolithographischer Prozesse und der leichten Integration in Hochfrequenzsysteme bieten sie ein breites Applikationsspektrum [58]. Dabei sind die hohen Leitungsverluste nur von zweitrangiger Bedeutung, was auch darauf zurückzuführen ist, dass hierbei üblicherweise nur Leiter geringer Länge zum Einsatz kommen.

Wellenleiter wie Parallelplattenleiter werden gefertigt, indem metallische Platten mechanisch aneinander bewegt und anschließend in festem Abstand fixiert werden. Je nach vorgesehener Wellenlänge kann dieser Abstand mehrere Zentimeter betragen oder hin zu THz-Wellenlängen unter $100 \mu\text{m}$. Das elektrische Feld ist dabei komplett zwischen den beiden Platten eingeschlossen, nur der magnetische Anteil einiger Moden nimmt auch den Raum außerhalb des Wellenleiters ein. Die Besonderheit dieser Leiter liegt in ihrer hohen

Bandbreite, wodurch sie vor allem für spektroskopische Anwendungen geeignet sind [59].

Kreisförmige Hohlleiter sind lediglich metallische Rohre, die das gesamte Feld in ihrem Hohlraum leiten. Deren Durchmesser ist dabei direkt an die erlaubten Frequenzen und Moden geknüpft. In diesem Rahmen unterscheiden sie sich nur marginal von Rechteckhohlleitern. Ein entscheidender Unterschied liegt jedoch in der Fertigung. So werden sie üblicherweise nach den gleichen Schritten wie medizinische Kanülen oder durch Extrusionsverfahren hergestellt, was dazu führt, dass das Miniaturisierungs- und Integrationspotential deutlich eingeschränkt ist [60, 61].

3.2.2 Eigenschaften von Rechteckhohlleitern

Rechteckhohlleiter sind Wellenleiter, deren Querschnitt dem eines Rechtecks entspricht und deren Innenwände vollständig metallisiert sind. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Wellenleiter aus einem massiven Metallrohling gefertigt wurde oder er aus einem Kunststoff, Halbleiter oder anderem nichtmetallischem Material besteht und anschließend metallisiert wurde. Diese Metallisierung führt schließlich dazu, dass das gesamte Feld zwischen den Wänden eingeschlossen ist und es so beispielsweise nicht mit anderen Medien außerhalb des Wellenleiters wechselwirken kann.

Die mathematische Beschreibung erfolgt am einfachsten in einem kartesischen Koordinatensystem, in dem die lange Seite des Querschnitts üblicherweise nach x ausgerichtet ist und die Breite durch Variable a definiert ist, die kurze Seite analog dazu in y -Richtung mit der Höhe b (Abb. 3.3). Die Propagationsrichtung ist somit durch die z -Richtung festgelegt. Der Innenraum ist für gewöhnlich mit Luft gefüllt, kann aber auch mit einem Schutzgas gespült sein oder ein anderes Dielektrikum enthalten. Verdeutlicht wird dies durch die materialspezifische Permittivität ϵ und magnetische Permeabilität μ .

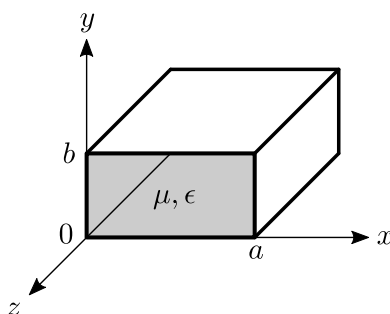


Abb. 3.3: Rechteckhohlleiter in kartesischen Koordinaten

Feldverteilung im Wellenleiter

Die Bestimmung der expliziten Feldverteilung im Innenraum des Wellenleiters erfolgt durch die Lösung der Maxwell-Gleichungen unter den Randbedingungen, dass die elektri-

Tab. 3.1: Elektrische und magnetische Feldverteilung aller Moden in einem Rechteckhohlleiter. A und B sind beliebige Amplitudenkonstanten. [52]

Größe	TE _{mn}	TM _{mn}
E_x	$\frac{i\omega\mu n\pi}{k_c^2 b} A \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$	$\frac{-i\beta m\pi}{k_c^2 a} B \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$
E_y	$\frac{-i\omega\mu m\pi}{k_c^2 a} A \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$	$\frac{-i\beta n\pi}{k_c^2 b} B \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$
E_z	0	$B \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$
H_x	$\frac{i\beta m\pi}{k_c^2 a} A \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$	$\frac{i\omega\epsilon n\pi}{k_c^2 b} B \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$
H_y	$\frac{i\beta n\pi}{k_c^2 b} A \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$	$\frac{-i\omega\epsilon m\pi}{k_c^2 a} B \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$
H_z	$A \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \exp(-i\beta z)$	0

schen Feldkomponenten, die tangential zu den metallischen Wänden stehen, auf diesen verschwinden. Dieses Randwertproblem führt zu unendlich vielen Lösungen, welche durch die natürlichen Zahlen m und n parametrisiert sind und letztlich verschiedene Propagationsmoden darstellen. Die in Tab. 3.1 aufgezeigten Feldverteilungen wurden hierbei zum einen in elektrische (E_i) und magnetische Feldkomponenten (H_i) und deren Richtung in kartesischen Koordinaten unterteilt. Zum anderen erfolgt die Aufteilung nach den Lösungen für die Fälle $E_z = 0$ und $H_z = 0$.

Wie man anhand des Faktors $\exp(-i\beta z)$ erkennen kann, handelt es sich hierbei um Wellen, die sich entlang der z -Richtung ausbreiten. Der Faktor β mit

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} \quad (3.8)$$

stellt dabei die Propagationskonstante dar, welche sich aus der Wellenzahl

$$k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} \quad (3.9)$$

und der Cutoff-Wellenzahl

$$k_c = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2} \quad (3.10)$$

berechnet. ω ist dabei die Kreisfrequenz. Die mit dem Produkt $i\beta z$ einhergehende Periodizität spiegelt sich in der Wellenlänge im Wellenleiter λ_g wider und ist gegeben durch

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} > \frac{2\pi}{k} = \lambda \quad . \quad (3.11)$$

Wie man außerdem in Gl. 3.8 erkennen kann, unterscheidet sich die Propagationskonstante im Wellenleiter β von der Propagationskonstante im freien Raum k durch den zusätzlichen Parameter k_c . Unter der hypothetischen Annahme, dass ϵ und μ weitgehend frequenzunabhängig sind, führt dies zwar dazu, dass THz-Strahlung im freien Raum nahezu dispersionsfrei ist, in Wellenleitern jedoch eine starke Dispersion erfährt und die Phasengeschwindigkeit v_p mit

$$v_p = \frac{\omega}{\beta(\omega)} \quad (3.12)$$

frequenzabhängig wird. Besonders für den Fall $k \approx k_c$ ist dies signifikant. Wird die Differenz $k^2 - k_c^2$ durch die spezielle Wahl der Frequenz ω oder der Geometrieparameter a und b jedoch negativ, wird β rein imaginär und der Faktor $\exp(-i\beta z)$ wandelt sich zu Gunsten eines exponentiellen Abfalls. Damit ist eine Strahlungsleitung nur noch in Form abklingender evaneszenter Wellen möglich.

Die Cutoff-Frequenz oder Grenzfrequenz f_c ab der eine ungestörte Propagation möglich, beziehungsweise β rein reell ist, ist gegeben durch

$$f_c = \frac{c}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad . \quad (3.13)$$

Dabei ist zu sehen, dass die Cutoff-Frequenz für entsprechende Moden, abgesehen von der Dielektrizitätskonstante des inneren Mediums ϵ_r , lediglich durch die Geometrieparameter a und b gegeben ist.

Wellenleitermoden

Wie bereits erwähnt, stellen die vielen verschiedenen Moden, die in einem Rechteckhohlleiter propagieren können, Lösungen der entsprechenden Maxwell-Gleichungen dar. Dabei entspricht jede Kombination aus den natürlichen Zahlen m und n ein oder zwei Moden, die unterschiedliche Propagationskonstanten β und Cutoff-Frequenzen f_c besitzen. Hinzu kommt eine Unterteilung der Moden für die beiden Fälle $E_z = 0$ und $H_z = 0$.

Die auf der linken Seite der Tab. 3.1 aufgeführten Feldverteilung mit der Abkürzung TE_{mn} stehen für transversalelektrische Moden. Das bedeutet, dass hierbei alle Komponenten des elektrischen Feldes senkrecht zur Propagationsrichtung z oszillieren und somit $E_z = 0$ ist. Die anderen Moden mit der Abkürzung TM_{mn} besitzen im Vergleich dazu nur magnetische Komponenten, die senkrecht zur z -Richtung stehen. Sie werden transversalmagnetische Moden genannt.

Die aus der Optik wohlbekanntesten TEM-Moden, transversalelekromagnetische Moden mit $E_z = H_z = 0$, können sich laut Pozar [52] in Rechteckhohlleitern nicht ausbreiten, sondern nur in den Wellenleitern, die aus mindestens zwei Leitern bestehen. Das ist zum Beispiel bei Parallelplattenleitern oder Mikrostreifenleitern der Fall. Die Besonderheit an TEM-Moden ist, dass sie keine Cutoff-Frequenzen besitzen und somit alle Frequenzen im

Wellenleiter erlaubt sind, wohingegen in Rechteckhohlleitern keinerlei Frequenzen unter der tiefsten Cutoff-Frequenz zugelassen sind.

Die erste erlaubte Mode im Rechteckhohlleiter ist die TE_{10} -Mode, welche damit die Fundamentalmode darstellt. Für $m = 1$ und $n = 0$ vereinfacht sich damit die elektrische Feldverteilung zu

$$\begin{aligned} E_x &= 0 \\ E_y &= \frac{-i\omega\mu\pi}{k_c^2 a} A \sin \frac{\pi x}{a} \exp(-i\beta z) \\ E_z &= 0 \quad , \end{aligned}$$

sodass lediglich Feldkomponenten in y -Richtung übrig bleiben, deren Feldstärke entlang der x -Richtung eine halbe Sinuswelle darstellen. Zusätzlich ist zu erwähnen, dass durch $n = 0$, die Cutoff-Frequenz f_c nur noch von der Wellenleiterbreite a vorgeben wird. Eine Visualisierung des elektrischen Feldes der ersten acht Moden befindet sich in Abb. 3.4, eine Auflistung von deren Cutoff-Frequenzen f_c in Tab. 3.2.

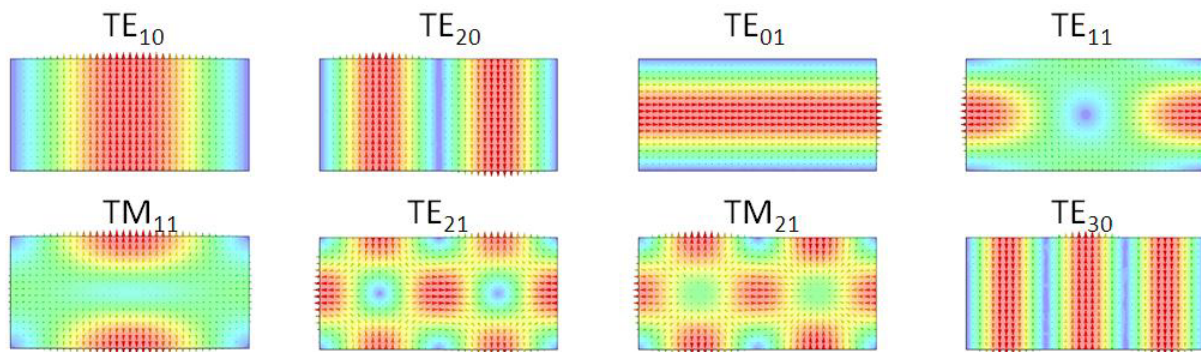


Abb. 3.4: Darstellung des elektrischen Feldes \vec{E} unterschiedlicher Moden in einem Rechteckhohlleiter. Die Vektoren deuten hierbei die Feldrichtung an, deren Größen und Farbe die Feldstärke. [62]

Tab. 3.2: Auflistung der ersten 8 Moden des Rechteckhohlleiters WM-380 mit den dazugehörigen Cutoff-Frequenzen f_c

Mode	m	n	f_c [THz]
TE	1	0	0,39
TE	2	0	0,79
TE	0	1	0,79
TE, TM	1	1	0,88
TE, TM	2	1	1,12
TE	3	0	1,18

Wellenleitergeometrie

Der Querschnitt kommerzieller Wellenleiter ist für gewöhnlich normiert. Daher liegt es nahe, dass sich diese Arbeit zur besseren wissenschaftlichen Einordnung und potentiellen Integration mit anderen Bauteilen ebenfalls an einer solchen Normierung orientiert, wie etwa dem Standard mit der Kennung WM-380 (Tab. 3.3). Dieser besitzt mit seiner Breite von $380 \mu\text{m}$ und Höhe von $190 \mu\text{m}$ einen ausgeschriebenen Frequenzbereich von 500 GHz bis 750 GHz, also direkt im niederfrequenten Bereich des THz-Spektrums. Darüber hinaus passt die geometrische Größenordnung hervorragend zu den Größenverhältnissen der sich in Entwicklung befindenden NED-Strukturen. Und letztlich lassen sich gefräste Wellenleiter dieser Größe mit geringem Aufwand fertigen, was für die Verwendung in experimentellen Vorversuchen hilfreich ist.

Tab. 3.3: Exemplarische Auflistung von standardisierten rechteckigen Hohlleitern für den THz-Bereich [63]

Bezeichnung	Größe [μm]	Frequenzband [GHz]	Cutoff-Frequenz $f_{c_{10}}$ [GHz]
WM-570	570×285	325 - 500	263
WM-380	380×190	500 - 750	394
WM-250	250×125	750 - 1100	600

Zusätzlich ist zu erwähnen, dass Rechteckhohlleiter vorrangig im Singlemode-Betrieb verwendet werden, sodass nur die dämpfungsärmste Fundamentalmode getragen wird. Dies spiegelt sich zum einen im Frequenzbereich wider, der genau zwischen der ersten und zweiten Cutoff-Frequenz liegt. Zum anderen sind aus diesem Grund auch die Seitenlängen im Verhältnis 2:1 festgelegt, wodurch eine ausreichende Modentrennung gewährleistet wird.

Dämpfungen

Die Dämpfung in Rechteckhohlleitern α setzt sich entsprechend

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_c \quad (3.14)$$

aus den Einzeldämpfungen der dielektrischen (α_d) und ohmschen Verluste (α_c) zusammen. Der dielektrische Anteil ist durch

$$\alpha_d = \frac{k^2 \tan \delta_d}{2\beta} \text{ Np/m} \quad , \quad (3.15)$$

wobei δ_d den materialspezifischen Verlustwinkel darstellt. Das Ergebnis ist hierbei in der Hilfsmaßeinheit Neper pro Meter angegeben, was sich leicht durch die Multiplikation mit

dem Faktor $20/\ln 10$ in dB/m umrechnen lässt. Dabei ist zu erkennen, dass die dielektrische Dämpfung indirekt proportional zur Propagationskonstante β ist, was dazu führt, dass die Verluste nahe der Cutoff-Frequenz besonders hoch sind.

Die ohmschen Verluste sind auf die hervorgerufenen Ströme in den Wellenleiterwänden und deren endliche Leitfähigkeit σ zurückzuführen. Sie berechnen sich mit folgender Gleichung:

$$\alpha_c = \frac{R_s}{a^3 b \beta \eta} (2b\pi^2 + a^3 k^2) \text{ Np/m} \quad (3.16)$$

R_s ist der Oberflächenwiderstand mit

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} \quad (3.17)$$

und η die intrinsische Impedanz des Mediums innerhalb des Wellenleiters, gegeben durch

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (3.18)$$

Eine grafische Darstellung der ohmschen Verluste befindet sich in Abbildung 3.5.

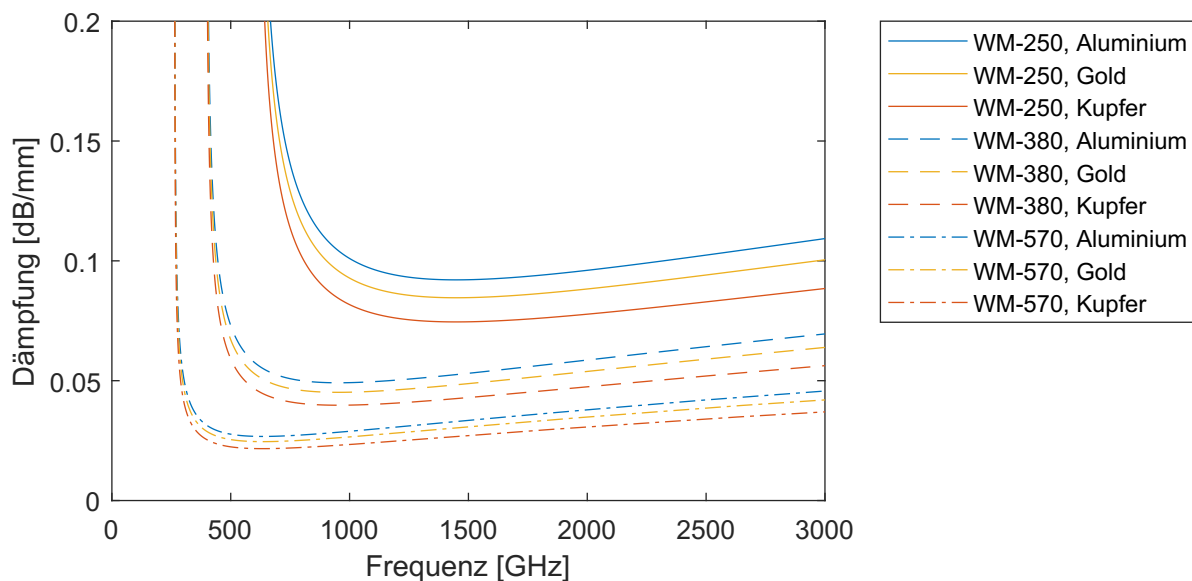


Abb. 3.5: Darstellung der ohmschen Verluste verschiedener Wellenleiterstandards bei unterschiedlichen Leitermaterialien mit Vakuummohlräumen (Leitfähigkeiten σ : Aluminium $3,8 \cdot 10^5$ S/cm; Gold $4,5 \cdot 10^5$ S/cm; Kupfer $5,8 \cdot 10^5$ S/cm)

Darin ist zu erkennen, dass die Wahl des Wellenleiterstandards einen signifikanten Einfluss auf die Dämpfung hat. So ist sie umso kleiner, je größer der Querschnitt ist. Was die Frequenz anbelangt, so ist zu erkennen, dass die Dämpfung beim Überschreiten der Cutoff-Frequenz zunächst aus dem Unendlichen auf ein globales Minimum fällt. Anschließend

steigt sie wieder mit zunehmender Frequenz kontinuierlich an, was sich durch Wirbelströme und dem damit verbundenem Skin-Effekt erklären lässt.

3.2.3 Grundlagen der Netzwerktheorie

Die Netzwerktheorie erlaubt es, diverse Probleme der Strahlungspropagation von Mikrowellen und THz-Strahlung in Wellenleiter zu vereinfachen. Dabei werden komplizierte Wellenleitersysteme auf Ersatzschaltbilder, wie sie in der Elektrotechnik üblich sind, reduziert und anschließend mit dem dafür gebräuchlichen mathematischen Rüstzeug gelöst. Somit ist es für die Charakterisierung eines Wellenleitersystems nicht mehr notwendig, deren Maxwell-Gleichungen explizit aufzustellen und zu lösen.

Beim ersten Schritt des Überganges zur Netzwerktheorie werden die Felder der elektromagnetischen Wellen durch Spannungen und Strömen von Wechselstromsignalen ersetzt [52]. Folgende Gleichungen stellen diesen Schritt dar:

Felder im Wellenleiter	Model der Netzwerktheorie
$E_y = (A^+ e^{-i\beta z} + A^- e^{i\beta z}) \sin \frac{\pi x}{a}$	$U(z) = U^+ e^{-i\beta z} + U^- e^{i\beta z}$
$H_x = \frac{-1}{Z_{\text{TE}}} (A^+ e^{-i\beta z} - A^- e^{i\beta z}) \sin \frac{\pi x}{a}$	$I(z) = I^+ e^{-i\beta z} - I^- e^{i\beta z}$ $= \frac{1}{Z_0} (U^+ e^{-i\beta z} - U^- e^{i\beta z})$

Die Felder im Wellenleiter entsprechen hier denen der fundamentalen TE_{10} -Mode, welche sich in positive und negative Richtung ausbreitet. Die Parameter A^+ und A^- stehen dabei für die Feldamplituden bezüglich der Propagationsrichtungen. Die Spannungen U^+ , U^- und Ströme I^+ , I^- werden so gewählt, dass sie proportional zu den zugehörigen Feldamplituden sind. Außerdem wird die charakteristische Impedanz Z_0 eingeführt, die als Quotient aus Spannung und Stromstärke definiert ist:

$$Z_0 = \frac{U^+}{I^+} = \frac{U^-}{I^-} \quad (3.19)$$

Letztlich lassen sich Mikrowellen- und auch THz-Systeme mit einer beliebigen Anzahl an Ein- und Ausgängen als Netzwerk beschreiben, an dessen Toren entsprechend Eingangs- und Ausgangsspannungen und -ströme definiert werden. Eine Darstellung dieses Konzeptes befindet sich in Abb. 3.6.

Schließlich besteht bei der Charakterisierung eines solchen Systems Interesse daran, wie diverse Eingangssignale (Index +) mit den Ausgangssignale (Index -) korreliert sind. Dieser Zusammenhang wird durch die sogenannte Streumatrix oder auch S-Matrix $[S]$ gegeben.

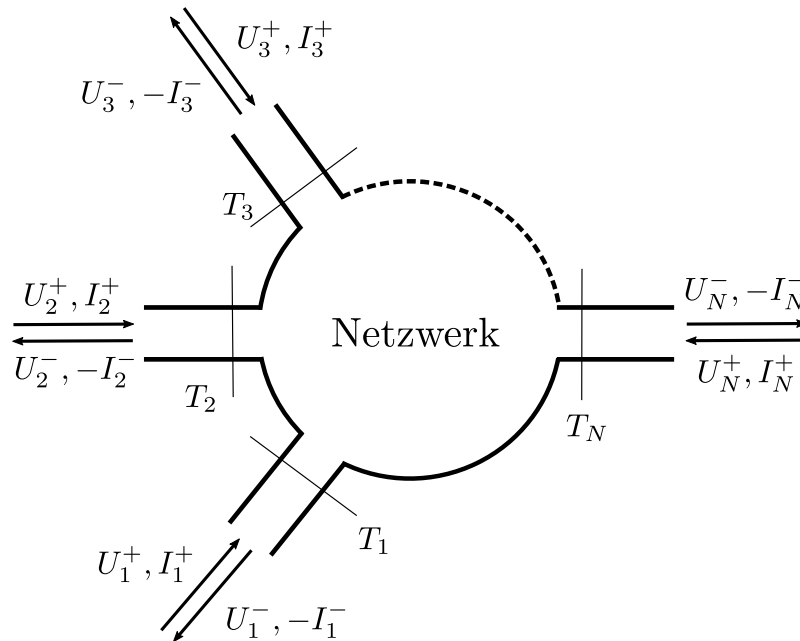


Abb. 3.6: Schematische Darstellung eines N-Tornetzwerkes. T_i repräsentiert die Netzwerkto-re, U_i^+, I_i^+ und $U_i^-, -I_i^-$ die jeweiligen Eingangs- und Ausgangsspannungen und -ströme.

Diese S-Matrix ist mit folgender Gleichung definiert:

$$\begin{bmatrix} U_1^- \\ \vdots \\ U_N^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & \cdots & S_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1^+ \\ \vdots \\ U_N^+ \end{bmatrix}$$

$$[U^-] = [S][U^+] \quad (3.20)$$

Hierbei ist zu erwähnen, dass die Streuparameter S_{ij} , oder einfach S-Parameter, die Eingangs- und Ausgangsspannungen an den jeweiligen Toren T_i verknüpfen. Spannungen, Stromstärken oder gar Feldstärken innerhalb des Netzwerkes werden durch diese Theorie nicht erfasst. Aus praktischer Sicht stellt dies jedoch keinen unzureichenden Umstand dar, da üblicherweise nur die Parameter an den Toren von Interesse sind.

Am einfachsten lässt sich die Bedeutung der einzelnen S-Parameter an einem Zweitorsystem, wie in Abb. 3.7, verdeutlichen. Darin wird das Ersatzschaltbild eines beliebigen Netzwerkes dargestellt, das lediglich zwei Tore besitzt. Innerhalb des Blockes mit der Beschriftung $[S]$ können diverse Hindernisse auftreten, die durch Kapazitäten, Induktivitäten oder auch Widerstände modelliert werden können. Eine exemplarische Darstellung derartiger Systeme mit dazugehörigen Ersatzschaltbildern findet sich in Abb. 3.8.

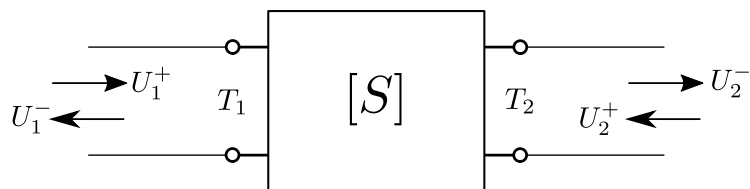


Abb. 3.7: Schematische Darstellung eines Zweitornetzwerkes

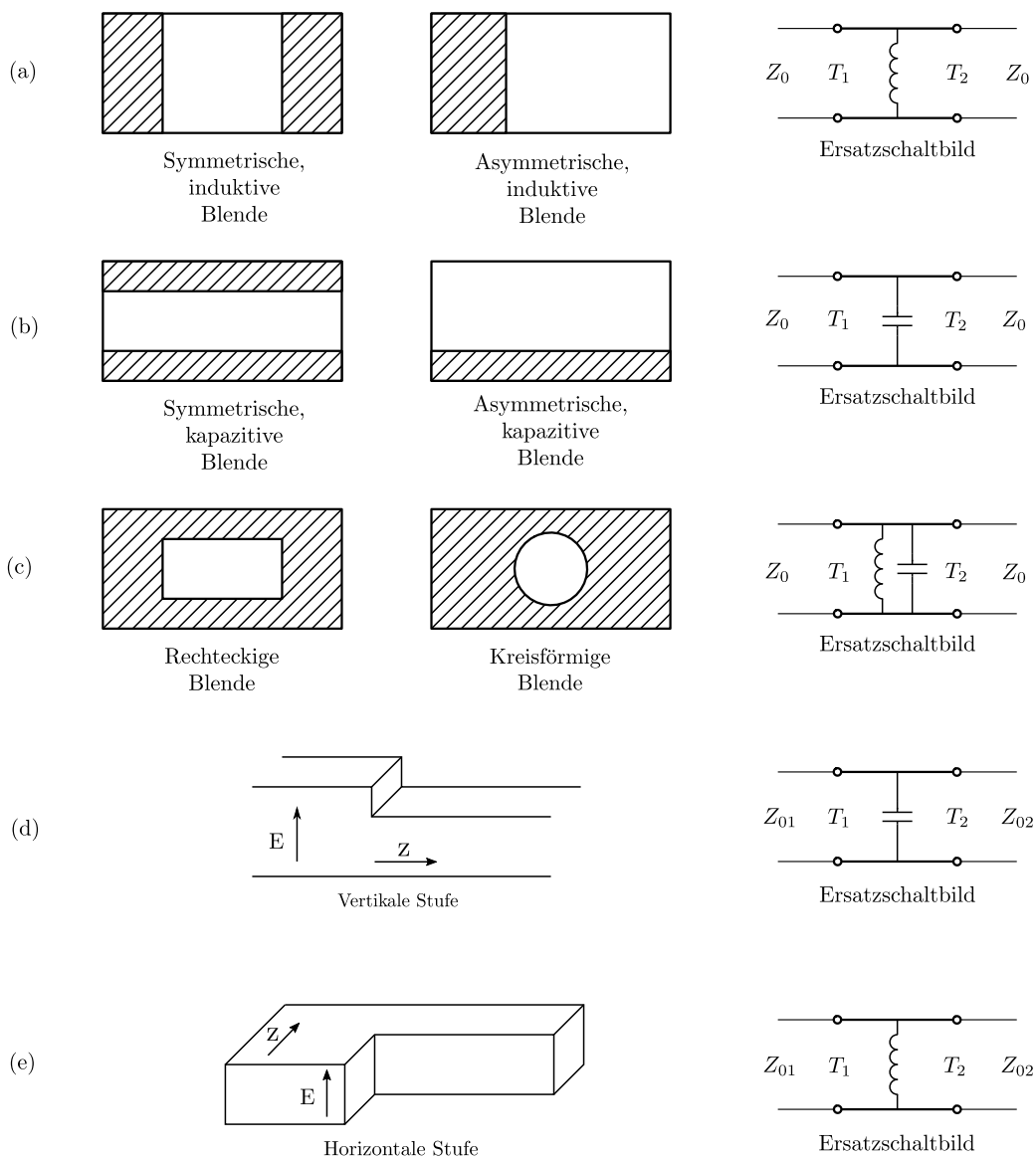


Abb. 3.8: Schematische Darstellung allgemeiner Wellenleiterhindernisse mit den dazugehörigen Ersatzschaltbildern [52]. Das E mit Pfeil steht für die Richtung des elektrischen Feldes, z für die Propagationsrichtung und die Größen Z_0 und Z_{0i} für die charakteristischen Impedanzen an den jeweiligen Toren T_i .

Schließlich lassen sich die einzelnen S-Parameter aus diesen Ersatzschaltbildern analytisch berechnen. Das Ausmultiplizieren von Gl. 3.20 führt daraufhin bei Zweitortsystemen zu

folgenden beiden Gleichungen:

$$\begin{aligned} U_1^- &= S_{11} U_1^+ + S_{12} U_2^+ \\ U_2^- &= S_{21} U_1^+ + S_{22} U_2^+ \end{aligned}$$

Im Vergleich mit Abb. 3.7 wird ersichtlich, dass es sich bei S_{11} um den Eingangsreflexionsfaktor, S_{12} den Rückwärtstransmissionsfaktor, S_{22} den Ausgangsreflexionsfaktor und S_{21} den Vorwärtstransmissionsfaktor der Spannungen und somit auch der Feldstärken handelt.

Unter der Bedingung, dass die Wellenleiter keine aktiven Komponenten enthalten, also Komponenten, die dem System Energie hinzufügen, sowie keine Ferrite oder Plasmen, dann gilt

$$[S] = [S]^T \quad . \quad (3.21)$$

Die S-Matrix ist dann also symmetrisch, wodurch $S_{21} = S_{12}$ ist. In anderen Worten bedeutet dies, dass es keine Rolle spielt, an welchem Tor ein THz-Signal in ein Zweitornetzwerk eingespeist wird, die Transmissionsfaktoren bleiben stets gleich.

Ist das Netzwerksystem zudem verlustfrei, ist zu erwarten, dass sich die an einem Tor angelegte Leistung nur in reflektierte und transmittierte Anteile aufteilt. Um diesen Zusammenhang in S-Parametern auszudrücken, ist zu beachten, dass die Feldintensitäten mit dem Betragsquadrat der S-Parameter skalieren. Demnach gilt in einem Zweitornsystem der Energieerhaltungssatz in der Form

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 = 1 \quad . \quad (3.22)$$

Zudem lässt sich aus diesem Zusammenhang herleiten, dass $S_{11} = S_{22}$ ist. Somit sind auch die Reflexionskoeffizienten unabhängig von der Wahl des Eingangstores.

Für N-Torsysteme mit dem Eingangstor j lässt sich dies verallgemeinernd in folgender Gleichung zusammenfassen:

$$\sum_{i=1}^N |S_{ij}|^2 = 1 \quad (3.23)$$

Neben der S-Matrix existieren aber auch andere Matrizen, die Netzwerke beschreiben. So verknüpft die Impedanz-Matrix oder auch Z-Matrix zum Beispiel die Spannungen und Stromstärken an den jeweiligen Toren nach dem folgendem Schema:

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & \cdots & Z_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{N1} & \cdots & Z_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix}$$

$$[U] = [Z][I] \quad (3.24)$$

Die Admittanz-Matrix oder Y-Matrix mit

$$[Y] = [Z]^{-1} \quad (3.25)$$

beschreibt ein Netzwerk zudem mit

$$[I] = [Y][U] \quad . \quad (3.26)$$

Die Spannungen und Stromstärken setzen sich dabei zusammen aus folgenden Gleichungen:

$$U_i = U_i^+ + U_i^- \quad (3.27)$$

$$I_i = I_i^+ - I_i^- \quad (3.28)$$

Zuletzt gestaltet sich die sogenannte ABCD-Matrix als nützliches Werkzeug zu Berechnung von Spannung und Stromstärke an den beiden Toren eines Zweitortsystems. Sie ist gegeben durch folgende Gleichung:

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

4 Beschreibung des neuartigen THz-Schalters

Dieses Kapitel knüpft direkt an Kapitel 2.2 und 2.3 an, welche sich bereits mit den Ansätzen von siliziumbasierten Wellenleitern und dem Konzept des THz-Schalters befassten. Der Fokus dieses Kapitels ist jedoch der expliziten Beschreibung des gesamten THz-Schalterkonzeptes gewidmet. Dies umfasst zunächst die Fertigung der Wellenleiter und den sich daraus ergebenden Einflussparametern bezüglich der THz-Propagation. Anschließend wird der Aufbau und die Fertigung des NEDs detailliert erläutert sowie auf entscheidende Performanzparameter eingegangen. Am Ende erfolgt schließlich die Darstellung verschiedener Integrationskonzepte mit den dazugehörigen technischen Randbedingungen.

4.1 Beschreibung des Wellenleiters

Siliziumbasierte Wellenleiter besitzen einige Eigenheiten im Vergleich zu ihren Gegenstücken, die aus Metall gefertigt werden. Hervorzuheben sind hierbei vor allem die Rauheiten und Leitfähigkeiten der Wellenleiterinnenwände, welche einen signifikanten Einfluss auf die Dämpfung haben. In diesem Rahmen werden die entsprechenden Einflussgrößen aufgezeigt und anschließend quantitativ verglichen.

4.1.1 Fertigung

Für die Fertigung miniaturisierter Rechteckhohlleiter können diverse Prozesse verwendet werden, welche allesamt etablierte Technologien der Halbleitertechnik darstellen. Dazu gehört beispielsweise die Fertigung in SU-8, einem Negativfotolack, der auf Silizium-Wafer aufgetragen wird und durch eine Abfolge von Maskierungs-, Belichtungs- und Löseprozessen zu Wellenleitern strukturiert wird [64]. Hierbei besteht das Bauteil aber keineswegs aus Silizium, sondern lediglich aus dem ausgehärteten Lack.

Eine zweite exemplarische Fertigungsmöglichkeit bietet die LIGA-Technologie (Lithographie, Galvanik, Abscheidung). Sie erlaubt es vollmetallische Wellenleiterbauteile zu realisieren, denen eine Kombination verschiedener lithographischer Prozesse mit UV- und Röntgenstrahlung und galvanischen Abscheidungen zu Grunde liegt [65].

Aber auch Prozesse wie das anisotrope Nassätzen eignen sich für derartige Bauteile. Die

Wellenleiterkanäle werden dabei direkt in den Silizium-Wafer geätzt. Die Kanalform ist dabei jedoch dahingehend Randbedingungen ausgesetzt, dass entsprechend der Kristallorientierung nur feste, vordefinierte Flankenwinkel erzielt werden können [66].

Keine dieser erwähnten Technologien erlaubt es aber, dass NEDs und Wellenleiter im Laufe einer Prozessabfolge simultan in Silizium gefertigt werden. Dies ermöglicht nur der Bosch- oder auch DRIE-Prozess (Deep Reactive Ion Etching), ein anisotroper Trockenätzprozess, dessen gefertigte Strukturen Seitenwände erhalten können, die nahezu 90° zur Wafer-Ebene stehen und das bei Aspektverhältnissen von bis zu 50:1. In Abb. 4.1 befindet sich eine Darstellung der dazugehörigen Prozessschritte.

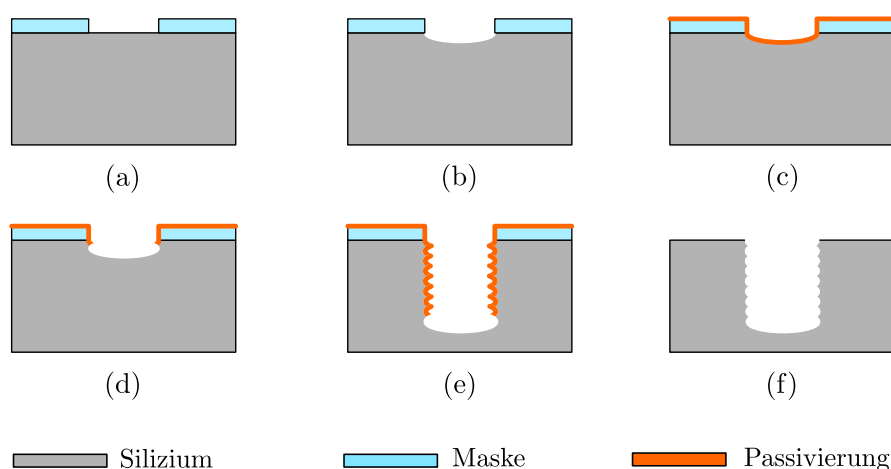


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Reaktiven Ionentiefenätzens (DRIE). Im ersten Schritt (a) wird eine Maske auf dem Silizium-Wafer strukturiert und anschließend ein Ätzprozess durchgeführt (b). Danach wechseln sich aufeinanderfolgende Passivierungs- und Ätzprozesse ab (c, d) bis eine gewünschte Tiefe erreicht wird (e). Im letzten Schritt (f) werden sowohl die Passivierung als auch die Maske entfernt, wodurch ein Loch oder Kanal mit leichten Kammstrukturen zurückbleibt.

Die Seitenwände erhalten durch die alternierenden Passivierungs- und Ätzprozesse eine kammförmige Oberfläche (engl. scallops, Abb. 4.2). Die dadurch entstehende Rauheit wird in einschlägigen Veröffentlichungen mit weniger als 100 nm abgeschätzt [46, 47]. Darüber hinaus führt die letzte Ätzung dazu, dass der Wellenleiter einen konkaven Grund erhält. Allerdings arbeitet man bei der Fertigung von NEDs mit im Wafer vergrabenen Oxidschichten, welche als Ätzstopp agieren. Dadurch bleibt der Wellenleitergrund auch nach der letzten Ätzung nahezu planar.

Letztlich fehlt für die Fertigstellung des Rechteckhohlleiters nur noch die Metallisierung aller Seitenwände, vorrangig durch Sputtern, und die Abdeckung des offenen Kanals mit einem ebenfalls metallisierten Wafer.

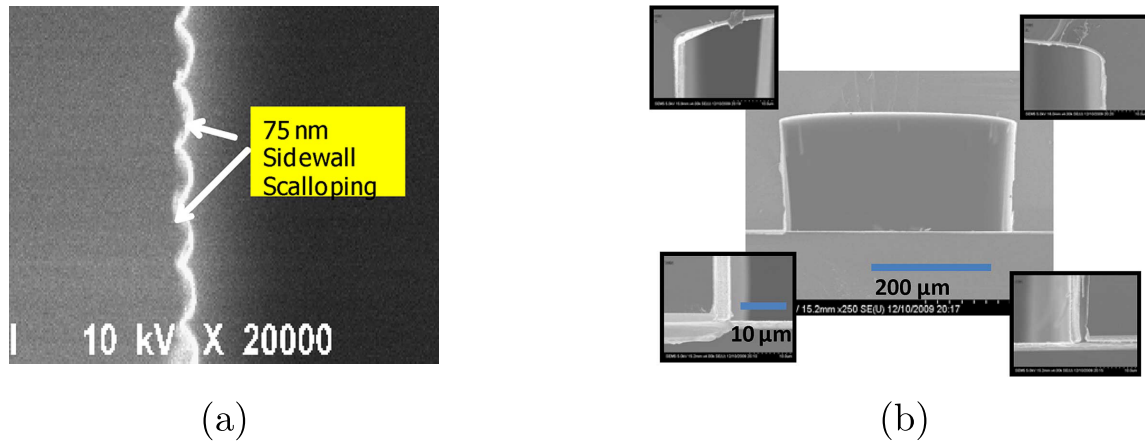


Abb. 4.2: REM-Aufnahmen eines mit dem Bosch-Prozess gefertigten Rechteckhohlleiters des Standards WM-380. An den Seitenwänden (a) sind deutlich Kammstrukturen zu erkennen. Im Querschnitt (b) sind nahezu senkrechte Seitenwände und eine auf den Fertigungsprozess zurückzuführende konkave Oberseite zu sehen. [46]

4.1.2 Einfluss der Wafer-Dotierung

In diesem Abschnitt liegt der Fokus auf der Dotierung des Wellenleitermaterials, welche einen entscheidenden Einfluss auf dessen elektrische Leitfähigkeit und damit auch den Parameter der Skin-Eindringtiefe besitzt. Dieser gibt an, wie tief ein hochfrequentes Wechselfeld in ein leitendes Medium eindringen kann. Dabei wird die Frage beantwortet, ob ein siliziumbasierter Wellenleiter, hinsichtlich der Dämpfung von THz-Strahlung, metallisiert werden muss oder eine ausreichend hohe Waferdotierung genügt.

Die elektrische Leitfähigkeit σ eines p- oder n-dotierten Halbleiters beziehungsweise dessen spezifischer Widerstand ρ ist gegeben durch das Produkt aus der Elementarladung e , der Ladungsträgerdichte N und -mobilität μ_e :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = eN\mu_e \quad (4.1)$$

Hierbei ist darauf Rücksicht zu nehmen, dass auch die Ladungsträgermobilität μ_e von der Ladungsträgerdichte N abhängt und sich durch folgende empirische Gleichung näherungsweise berechnen lässt [67, 68]:

$$\mu_e(N) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + (N/N_1)^{\alpha_1}} - \frac{\mu_1}{1 + (N_2/N)^{\alpha_2}} \quad (4.2)$$

Bei dieser Gleichung handelt es sich um eine approximierte Kurve, der diverse Mobilitätsmessungen zugrunde liegen. Daher sind alle darin vorkommenden Größen, bis auf μ_e und N , Fitparameter, die in Tab. 4.1 zu finden sind.

Drei der gebräuchlichsten Dotierstoffe von Silizium sind Arsen, Phosphor und Bor.

Tab. 4.1: Fitparameter zur Berechnung der Ladungsträgermobilität in Silizium für die Dotierstoffe Arsen (As), Phosphor (P) und Bor (B) [67, 68]

Parameter	As	P	B
μ_{\min} [$\text{cm}^2/(\text{Vs})$]	1417,0	1414,0	470,5
μ_{\max} [$\text{cm}^2/(\text{Vs})$]	52,2	68,0	44,9
μ_1 [$\text{cm}^2/(\text{Vs})$]	43,4	56,1	29,0
N_1 [cm^{-3}]	$9,68 \times 10^{16}$	$9,20 \times 10^{16}$	$2,23 \times 10^{17}$
N_2 [cm^{-3}]	$3,43 \times 10^{20}$	$3,41 \times 10^{20}$	$6,10 \times 10^{20}$
α_1	0,68	0,711	0,719
α_2	2,0	1,98	2,0

Entsprechend ihrer Anzahl an Außenelektronen reihen sich Arsen und Phosphor demnach in die Gruppe der Ladungsdonatoren (n-Dotierung) und Bor in die Gruppe der Ladungsakzeptoren (p-Dotierung) ein. Hierbei ist anzumerken, dass Standardprozesse der Wafer-Dotierung Ladungsträgerdichten bis zur Größenordnung 10^{20} cm^{-3} realisieren können [69]. Darüber hinaus lag die höchste je erzeugte Ladungsträgerkonzentration nach bestem Wissen bei etwa $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ n-Phosphor und konnte nur unter exzessivem technologischem Aufwand realisiert werden [70]. Im Gegensatz dazu werden Konzentrationen von 10^{14} cm^{-3} als schwach dotiert bezeichnet. Aus diesen Gründen wird die in Abb. 4.3 aufgezeigte Ladungsträgermobilität in Silizium in den Grenzen von $10^{14} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt.

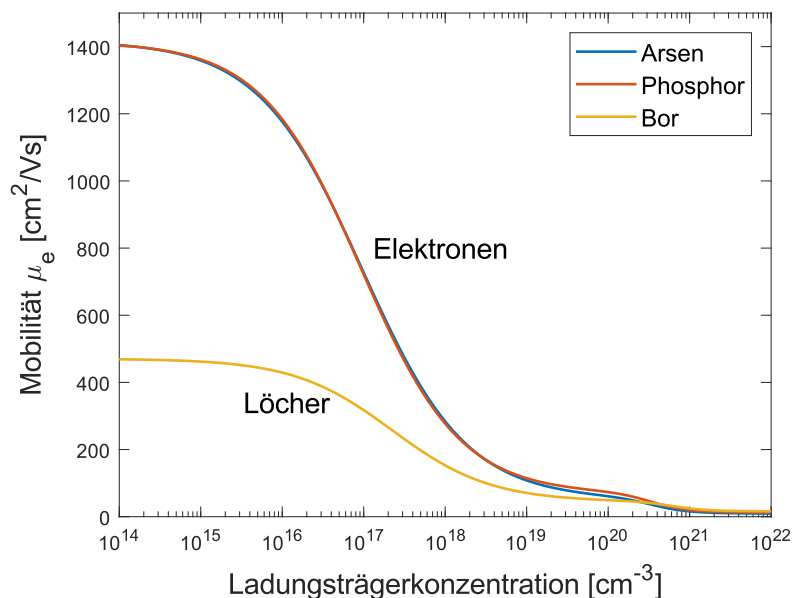


Abb. 4.3: Ladungsträgermobilität in Silizium in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration für die Dotierstoffe Arsen, Phosphor und Bor nach Gl. 4.2

Es ist zu erkennen, dass die Mobilität über Konzentration von $10^{14} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ um bis zu zwei Größenordnungen abfällt. Auffallend ist dabei, dass die Mobilität anfangs bei

geringen Dotierungen nahezu konstant ist, wobei dies der Bereich ist in dem vor allem Gitterstöße die Ladungsträgermobilität limitieren. Ab einer Konzentration von 10^{16} cm^{-3} gewinnen jedoch auch die Stöße an Störstellen an Bedeutung, wodurch die Mobilität mit steigender Dotierung stark zu fallen beginnt. Schließlich nehmen ab einer Konzentration von 10^{20} cm^{-3} weitere Hochkonzentrationseffekte, wie die Streuung an Ladungsträger-Clustern, eine dominierende Rolle ein, was wiederum zu einem rapiden Abfall der Mobilität führt [68].

Letztlich wird dieser Mobilitätsabfall durch die hohe Anzahl freier Ladungsträger überkompensiert, wodurch die Leitfähigkeit mit der Dichte an freien Ladungsträgern zunimmt. Die entsprechender grafische Darstellung hierzu befindet sich in Abb. 4.4.

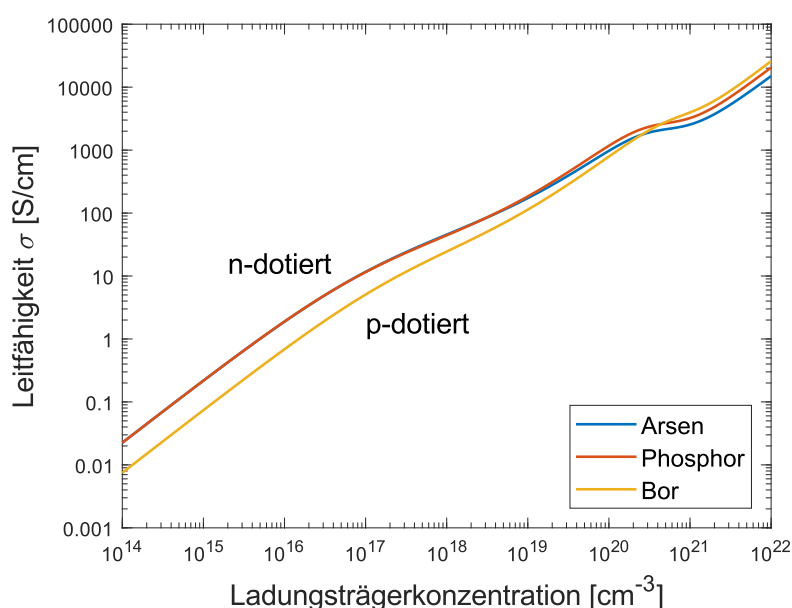


Abb. 4.4: Leitfähigkeit von Silizium in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration für die Dotierstoffe Arsen, Phosphor und Bor nach dem Einsetzen von Gl. 4.2 in Gl. 4.1

Wie man in der oberen Abbildung erkennen kann, ist die Leitfähigkeit von n-dotiertem Silizium bei geringen Dotierungen deutlich größer als es bei einer p-Dotierung der Fall ist. Allerdings bleibt dieser Unterschied kleiner als eine Größenordnung. Mit steigender Dotierung wird diese Differenz jedoch immer kleiner bis sie ab 10^{20} cm^{-3} nur noch marginal ist. An der Stelle der höchsten je ermittelten Ladungsträgerkonzentration von $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ n-Phosphor erhält Silizium eine Leitfähigkeit von etwa $1,1 \cdot 10^4 \text{ S/cm}$. Im Vergleich zu potentiellen Beschichtungsmaterialien wie Aluminium mit $3,8 \cdot 10^5 \text{ S/cm}$ und Gold mit $3,8 \cdot 10^5 \text{ S/cm}$ besteht aber noch immer ein Unterschied von einer Größenordnung.

Um schließlich die Dämpfung in WM-380-Wellenleitern zu bestimmen, muss zusätzlich untersucht werden, inwiefern die Leitfähigkeiten im THz-Bereich frequenzabhängig sind. Die bisher berechneten Leitfähigkeiten bezogen sich nur auf Gleichstromsignale, wobei

$\sigma = \sigma_0$ in Form einer einfachen Konstante die Stromdichte \vec{j} mit dem elektrischen Feld \vec{E} entsprechend

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{E} \quad (4.3)$$

verknüpft. Im Falle eine Wechselfeldes offenbart die Drude-Theorie [71] jedoch eine Stromdichte die frequenzabhängig wird und Gl. 4.3 somit umgeschrieben werden muss zu

$$\vec{j}(\omega) = \sigma(\omega) \vec{E}(\omega) \quad . \quad (4.4)$$

Die frequenzabhängige Leitfähigkeit ist dabei durch den komplexen Ausdruck

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} \quad (4.5)$$

gegeben, wobei σ_0 als Konstante erhalten bleibt, ω die Kreisfrequenz und τ die sogenannte Stoßzeit ist. Diese ist wiederum gegeben durch die Gleichung

$$\tau = \frac{\mu_e m^*}{e} \quad (4.6)$$

in der $m^* = 0,26 m_e$ die effektive Elektronenmasse in Silizium und m_e die Elektronenmasse ist [72].

Laut Kirley et al. [73] decken sich die Leitfähigkeiten aus dem Drude-Modell mit den experimentellen Ergebnissen durchaus für hohe Dotierungen jenseits von 10^{18} cm^{-3} . Bei niedrigeren Dotierungen genüge die Modellierung mit einem einfachen τ -Wert allerdings nicht mehr für eine ausreichende Übereinstimmung. Diese Lücke wird jedoch durch ein erweitertes, verallgemeinerndes Drude-Modell geschlossen, welche auf numerischen Simulationen des Ladungsträgertransportes in dotiertem Silizium beruht [72]. Die daraus resultierenden Daten decken sich in hohem Maße mit den experimentellen Ergebnissen [74, 75] und werden in folgender approximierten Gleichung zusammengefasst:

$$\sigma_{\text{GD}}(\omega) = \frac{\sigma(0)}{(1 - (i\omega\tau_{\text{GD}})^{1-\alpha})^\beta} \quad (4.7)$$

Die durch dieses „Generalisierte Drude-Modell“ erhaltene Leitfähigkeit σ_{GD} unterscheidet sich von der allgemeinen Drude-Theorie durch die Fitparameter α , β und τ_{GD} . $\sigma(0)$ ist in diesem Konzept auch ein Fitparameter, der der Gleichstromleitfähigkeit zu Grunde liegt. Eine Auflistung der entsprechenden Parametergrößen für Phosphor-dotiertes Silizium befindet sich in Tabelle 4.2.

Tab. 4.2: Fitparameter des „Generalisierten Drude-Modells“ für Phosphor-dotiertes Silizium [72]

n [cm^{-3}]	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}
$\sigma(0)$ [S/cm]	0,022	0,219	1,864	11,65	42,17
τ_{GD} [ps]	0,341	0,336	0,264	0,168	0,071
α	0,03	0,02	0,02	0,04	0,19
β	0,84	0,84	0,88	0,89	0,82

Somit sind alle Gleichungen für die frequenz- und dotierungsabhängige Leitfähigkeit definiert und werden in Abb. 4.5 gegenübergestellt. Dabei liegt der Fokus auf dem Realteil der Leitfähigkeit, da nur er Einfluss auf die ohmschen Verluste nimmt. Der Imaginärteil hingegen beschreibt nur die Phasenbeziehung zwischen der Stromdichte $\vec{j}(\omega)$ und dem elektrischen Feld $\vec{E}(\omega)$.

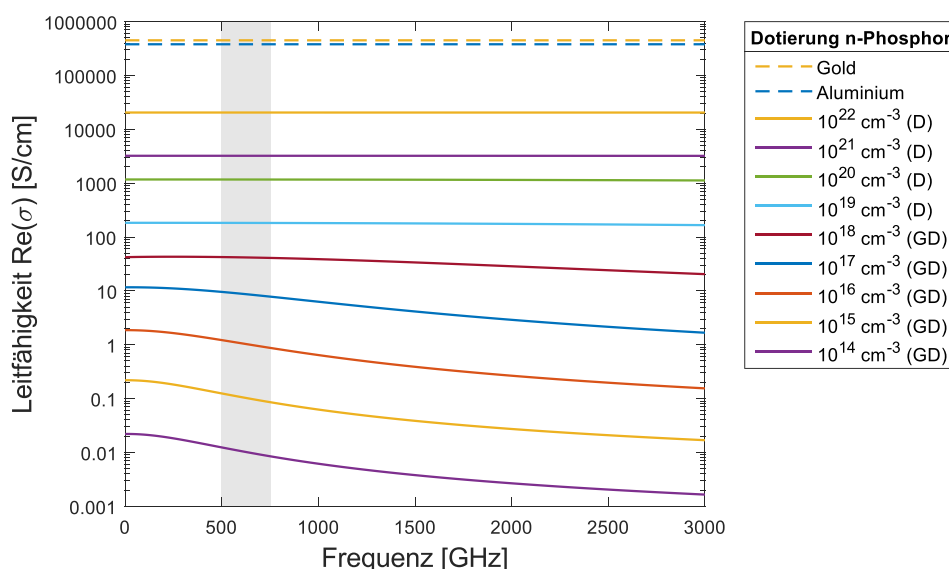


Abb. 4.5: Realteil der Leitfähigkeit von Phosphor-dotiertem Silizium verschiedener Ladungsträgerkonzentrationen in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Berechnungen erfolgten für Ladungsträgerkonzentrationen von $10^{14} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nach der Generalisierten Drude-Theorie (GD) und ab einer Konzentration von 10^{19} cm^{-3} nach der Drude-Theorie (D). Die Leitfähigkeiten der Metalle Gold und Aluminium wurden als konstant angenommen. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem ausgeschriebenen Frequenzbereich des Wellenleiterstandards WM-380.

Wie man in Abb. 4.5 erkennen kann, entspricht bei einer Frequenz von 0 GHz die Leitfähigkeit zunächst dem Fall eines Gleichstromsignals und deckt sich daher mit den Ergebnissen in Abb. 4.4. Mit der Zunahme der Frequenz erfahren jedoch besonders die Kurven geringer Dotierung einen signifikanten Leitfähigkeitsabfall. Mit steigender Dotierung nimmt dieser Trend kontinuierlich ab, sodass ab einer Dotierung von etwa 10^{19} cm^{-3} die Leitfähigkeit

annähernd konstant ist. Quantitativ gesehen entspricht dies im Bereich von 0 GHz bis 750 GHz, der höchsten ausgeschriebenen Frequenz des Wellenleiterstandards WM-380, einem Abfall von etwa 60 % bei 10^{14} cm^{-3} , 1 % bei 10^{19} cm^{-3} und etwa 0,2 % bei 10^{21} cm^{-3} .

Die Leitfähigkeiten der Metalle können hierbei als konstant betrachtet werden, da deren Stoßzeiten τ in der Größenordnung von 10^{-14} s liegen und somit bei THz-Frequenzen von etwa 10^{12} Hz das Produkt $\omega\tau \ll 1$ und demnach $\sigma(\omega) \approx \sigma_0$ ist [76]. Dabei wird zudem deutlich, dass selbst Ladungsträgerdichten jenseits von 10^{21} cm^{-3} unzureichend sind, um Leitfähigkeiten in der Größenordnung von Metallen zu erreichen. Um jedoch abzuschätzen zu können, inwiefern dies auf die THz-Propagation in Wellenleitern des Standards WM-380 Einfluss nimmt, wird in Abb. 4.6 die ohmsche Dämpfung α_c entsprechend Gl. 3.16 dargestellt.

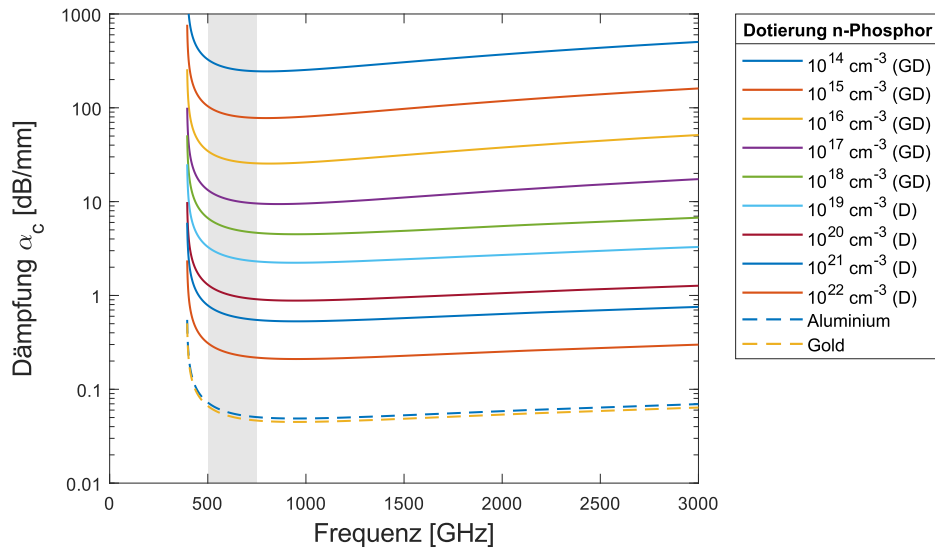


Abb. 4.6: Ohmsche Dämpfung für Wellenleiter des Standards WM-380 aus Silizium verschiedener Phosphorkonzentrationen und aus Aluminium und Gold in Abhängigkeit von der Frequenz. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem ausgeschriebenen Frequenzbereich des Standards WM-380.

Wie erwartet, fällt die Dämpfung durch die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration. Bei 750 GHz und 10^{14} cm^{-3} Phosphor-Dotierung beträgt sie noch etwa 245 dB/mm, fällt bis 10^{21} cm^{-3} jedoch um drei Größenordnungen auf 0,55 dB/mm. Die Dämpfung bei Gold und Aluminium hingegen ist jedoch erneut wesentlich geringer und beträgt bei gleicher Frequenz etwa 0,05 dB/mm.

Ein weiterer kritischer Parameter, der bei der Konzeptionierung eines THz-Systems berücksichtigt werden muss, ist die Skin-Eindringtiefe δ_s mit

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (4.8)$$

und der Permeabilität μ [52]. Sie gibt an, wie stark ein Wechselfeld beim Eindringen in ein elektrisch leitendes Medium gedämpft wird, beziehungsweise wie tief es darin eindringen kann. Laut Definition ist bei dieser Tiefe die Feldstärke um den Faktor $1/e$, also auf etwa 37% des Ausgangswertes, abgefallen. Abb. 4.7 zeigt hierfür die entsprechenden Tiefen von Phosphor-dotiertem Silizium, Aluminium und Gold.

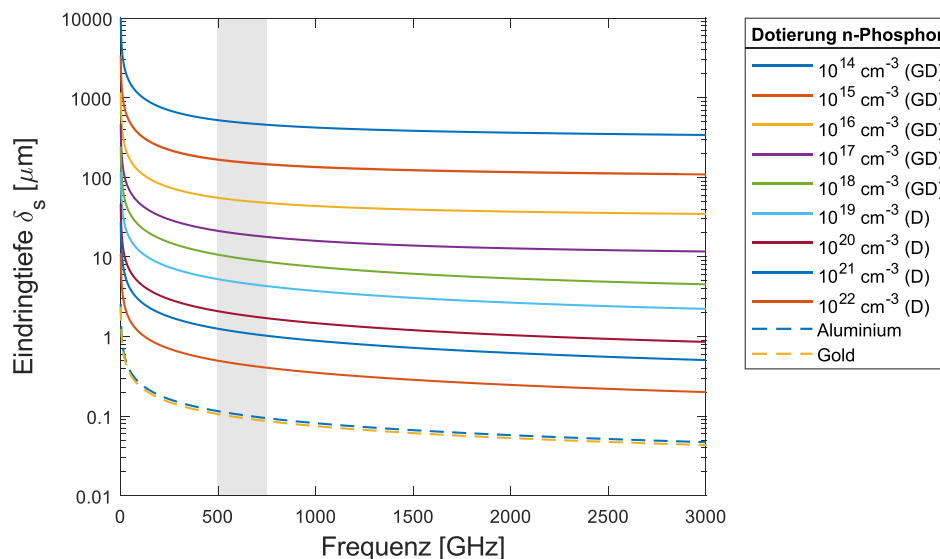


Abb. 4.7: Skin-Eindringtiefe von Phosphor-dotiertem Silizium, Aluminium und Gold bei THz-Frequenzen nach Gl. 4.8. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem ausgeschriebenem Frequenzbereich des Wellenleiterstandards WM-380.

Es zeigt sich, dass auch die Skin-Eindringtiefe mit höherer Dotierung und der zugrunde liegenden Leitfähigkeit abfällt. So beträgt δ_s bei 750 GHz und einer Dotierung von 10^{14} cm^{-3} ungefähr $460 \mu\text{m}$, bei 10^{21} cm^{-3} nur noch $1,0 \mu\text{m}$. Somit liegen zwischen beiden Werten etwa drei Größenordnungen. Bei Gold und Aluminium hingegen wurde bei gleicher Frequenz nur eine Eindringtiefe von $0,1 \mu\text{m}$ ermittelt.

Schließlich muss die Frage beantwortet werden, ob eine Metallisierung des Wellenleiters mit dem in ihm integrierten NED zwingend notwendig ist oder eine hohe Dotierung ausreicht. Da Standardprozesse der Halbleitertechnik bisher nur Ladungsträgerkonzentrationen von 10^{20} cm^{-3} ermöglichen, wird die Gegenüberstellung nur mit dieser maximalen Konzentration erfolgen.

Betrachtet man die zusammengefassten Daten in Tab. 4.3 ist zu erkennen, dass sich die Dämpfung beim Übergang von Aluminium oder Gold zu Silizium mit einer Ladungsträgerkonzentration von 10^{20} cm^{-3} um eine Größenordnung vergrößert. Ob dies eine Metallisierung notwendig macht, lässt sich hiermit noch nicht pauschalisieren, denn auf Wegstrecken von nur wenigen Millimetern ergeben sich nur geringe Unterschiede bezüglich der Feldstärkedämpfungen. Letztlich haben die Dämpfungsparameter aber einen signifikanten Einfluss darauf, wie schnell die Feldstärke gegen null konvergiert, beziehungsweise

Tab. 4.3: Übersichtstabelle der Dämpfung α_c und der Skin-Eindringtiefe δ_s bei 750 GHz für Wellenleiter des Standards WM-380 aus den Materialien Aluminium oder Gold und Silizium verschiedener Dotierung

Material	Dämpfung α_c	Skin-Eindringtiefe δ_s
Aluminium / Gold	0,05 dB/mm	0,1 μm
Silizium 10^{20} cm^{-3} n-Phosphor	0,90 dB/mm	1,7 μm

limitieren sie die maximale Länge eines potentiellen Wellenleiters. So wird THz-Strahlung in metallisierten Wellenleitern erst nach 40 cm einen Abfall auf 10 % (-20 dB) erleiden, wohingegen es bei dotierten Wellenleitern der Konzentration 10^{20} cm^{-3} nur noch 2,2 cm sind. Obwohl es nicht zu erwarten ist, dass derartige Wellenleitersysteme länger als wenige Zentimeter werden, kann die Frage der Metallisierung somit nur im Rahmen der geplanten Systemperformanz beantwortet werden. Unbestritten bleibt jedoch, dass eine Metallisierung die Leistungsfähigkeit eines THz-Systems deutlich steigert.

Der Parameter, der die Metallisierungsfrage aber zumindest in Bezug auf den angestrebten THz-Schalter abschließend beantwortet, ist die Skin-Eindringtiefe δ_s . Hierbei beträgt δ_s für Silizium der Ladungsträgerkonzentration 10^{20} cm^{-3} etwa $1,7 \mu\text{m}$ und ist somit um eine Größenordnung größer als beim metallisierten Bauteil. Hinsichtlich der THz-Propagation im Wellenleiter stellt dieser Wert keineswegs eine signifikante Limitierung dar, da nicht davon auszugehen ist, dass deren Wandstärken im Bereich weniger Mikrometer liegen. Im Gegensatz dazu sind die Elektrodendicken der integrierten NEDs, die je nach Design im Bereich von 2 - 3 μm liegen, jedoch nahezu identisch mit der Skin-Eindringtiefe des aufgeführten dotierten Siliziums. Somit ist beim Schalten mit deutlichen Leistungseinbußen zu rechnen, da ein Teil der Strahlung die Elektroden durchdringt.

Auch ohne eines expliziten Zahlenbeispiels wird damit also deutlich, dass nur Systeme bei denen zumindest der NED metallisiert wurde, eine vielversprechende Leistungsfähigkeit erreichen können. Die Beschichtungsdicke sollte dabei mindestens drei Skin-Eindringtiefen δ_s betragen, in diesem Fall also $0,3 \mu\text{m}$. Auf Grund der technologischen Komplexität von Metallisierungsprozessen des NEDs und des Wellenleiters ist dies jedoch nicht mehr Teil dieser Arbeit.

4.1.3 Einfluss der Oberflächenrauheit

Ein weiterer Aspekt ist der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Dämpfung. Deren Zusammenhang wird deutlich, wenn man die hochfrequenten Ströme in den Wellenleiterseitenwänden betrachtet, welche stets mit der THz-Propagation einhergehen. Dabei findet die Ladungsträgerbewegung durch den Skin-Effekt, nur in einer dünnen Schicht an der Oberfläche der Seitenwände statt, wobei deren Dicke durch die zuvor definierte Skin-Eindringtiefe δ_s gegeben ist. Somit spielt das Verhältnis zwischen Oberflächentopo-

grafie und der Eindringtiefe eine entscheidende Rolle, inwieweit die Ströme behindert werden. Aus diesem Grund liegt es nahe, dass im gängigen Modell zur Beschreibung der rauheitsabhängigen Dämpfung gerade der Quotient aus dem quadratischen Mittel der Rauheit Δ und der Skin-Eindringtiefe δ_s im Mittelpunkt steht, wie in folgender Gleichung dargestellt [77]:

$$\alpha'_c = \alpha_c \left[1 + \frac{2}{\pi} \tan^{-1} 1,4 \left(\frac{\Delta}{\delta_s} \right)^2 \right] \quad (4.9)$$

Hierbei handelt es sich um eine für Wellenleiter allgemein gültige empirische, approximierte Gleichung, wobei die Ausgangsdämpfung α_c lediglich mit einem Korrekturfaktor multipliziert wird. Bei genauerer Betrachtung von Gl. 4.9 wird deutlich, dass sich α_c maximal um den Faktor 2 vergrößern kann. Dies ist auf das zugrundeliegende Modell zurückzuführen, welches annimmt, dass sich die Pfadlänge auf einer rauhen im Vergleich zu einer glatten Oberfläche in Folge der Skin-Eindringtiefe maximal verdoppelt [78, 79]. Diese Annahmen decken sich auch näherungsweise mit den zuvor bestimmten theoretischen ohmschen Dämpfungen von Aluminium und Gold mit etwa 0,05 dB/m und entsprechenden Vergleichswerten aus der Literatur [46, 80], in denen Dämpfungen bis etwa 0,1 dB/m erreicht wurden.

Daraus lässt sich schließlich ableiten, dass die Rauheit zumindest im Falle unbeschichteter Wellenleiter keinen großen Effekt hat. So ist der Korrekturfaktor in Gl. 4.9 für eine Rauheit von $0,1 \mu\text{m}$ und einer minimalen Skin-Eindringtiefe von $1,7 \mu\text{m}$ erst nach der dritten Nachkommastelle von 1 verschieden. Sind beide Parameter aber nahezu identisch, so beträgt der Korrekturfaktor etwa 1,6 und konvergiert bei steigendem Quotient Δ/δ_s langsam gegen 2.

4.2 Beschreibung des NED

Wie bereits in Kapitel 2.3 erläutert, handelt es sich beim Nanoscopic electrostatic drive, kurz NED, um einen MEMS-Biegeaktor, der am Fraunhofer IPMS entwickelt wurde und in seiner einfachsten Ausführung aus zwei gegenüberliegenden Elektroden besteht. Sobald zwischen diesen eine Potentialdifferenz besteht, führt ihre besondere Strukturierung dazu, dass die elektrostatische Anziehungskraft in eine mechanische Spannung übersetzt wird und somit eine Verbiegung stattfindet. Die maximale Auslenkung am Ende des Balkens kann demnach nahezu beliebig über dessen Länge eingestellt werden, wodurch er deutlich mehr Flexibilität besitzt als beispielsweise Kammelektroden, deren maximaler Stellweg nur etwa $1/3$ des Elektrodenabstandes beträgt.

Gegenwärtig findet sich der NED als Kernbauteil unter anderem in Mikrolautsprechern [81] oder Mikropumpen [82] wieder und hebt sich darin durch seine großen Auslenkung und Kraft hervor. Darüber hinaus sind am Fraunhofer IPMS aber auch Konzepte in Arbeit,

die den NED als aktorisches Glied in Scannerspiegeln oder Mikropositionierern vorsehen.

Prinzipiell kann sich der NED je nach Ausführung entweder lateral oder vertikal zur Wafer-Ebene auslenken. Dabei werden die lateral auslenkenden NEDs LNED und die vertikal auslenkenden NEDs VNED genannt.

Diesbezüglich liegt der Fokus dieses Kapitels zum einen auf der Darstellung des Aufbaus und der Fertigung der jeweiligen NED-Ausführungen. Zum anderen erfolgen mathematische Beschreibungen der Biegekurve und des sogenannten Pull-in-Effekts, der zuletzt für die Beschränkung der Bewegungsdynamik maßgebend ist.

4.2.1 Aufbau und Fertigung

Der NED lässt sich am einfachsten anhand zweier gegenüberliegender Elektroden erklären, die in etwa mehreren Dachstrukturen ähneln. Aus einem anderen Blickwinkel betrachtet, können die periodischen Strukturen des NED aber auch als eine Aneinanderreihung identischer Zellen betrachtet werden. Das hat beispielsweise den Vorteil, dass bei Simulationen zur Optimierung des NEDs nicht der gesamte Aktor, sondern lediglich eine einzelne Zelle modelliert werden muss. In diesem Rahmen befasst sich dieses Kapitel mit dem Aufbau und der Fertigung der jeweiligen Ausführungen LNED und VNED.

LNED

Obwohl am IPMS LNEDs gefertigt wurden, die eckige Zellstrukturen besitzen, unterscheiden sich aktuellere Ausführungen, die beispielsweise in Mikropositionierern, Pumpen und Lautsprecher verwendet wurden [81, 82], sowohl in der Form als auch in der Anzahl an Elektroden (Abb. 4.8). Einer der größten Unterschiede liegt darin, dass der Aktor aus drei anstelle von zwei Elektroden besteht. Die äußeren beiden Elektroden sind dabei gerdet und auf der Inneren liegt ein variables Potential. Des Weiteren sind die einzelnen Zellen keineswegs eckig, sondern nehmen die Form von Kreisbögen mit fest definierten Radien ein.

Zur besseren Veranschaulichung des LNED-Aufbaus ist in Abb. 4.9 eine Halbzelle der zweiten Generation der Mikrolautsprecher dargestellt. Die geometrischen Parameter wie zum Beispiel die Halbzellenlänge, deren Krümmung, aber auch die Elektrodendicken und -abstände haben dabei einen entscheidenden Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften des Aktors. Darüber hinaus wurden am IPMS diverse andere Ausführungen entwickelt, auch jene, die sich in zwei Richtungen verbiegen können. Sie werden im Rahmen dieser Diskussion allerdings nur exemplarisch erwähnt.

Hinsichtlich der LNED-Fertigung stellen sogenannte SOI-Wafer (Silicon on Insulator, dt. Silizium auf einem Isolator) die Technologiegrundlage dar. Diese Wafer bestehen aus zwei Siliziumschichten, Device- und Handle-Schicht genannt, welche durch eine weitere Siliziumoxidschicht, die sogenannte BOX-Schicht (Buried Oxygen, dt. vergrabenes Oxid), miteinander verbunden sind. Ausgehend von dieser Wafer-Art zeigt Abb. 4.10 die

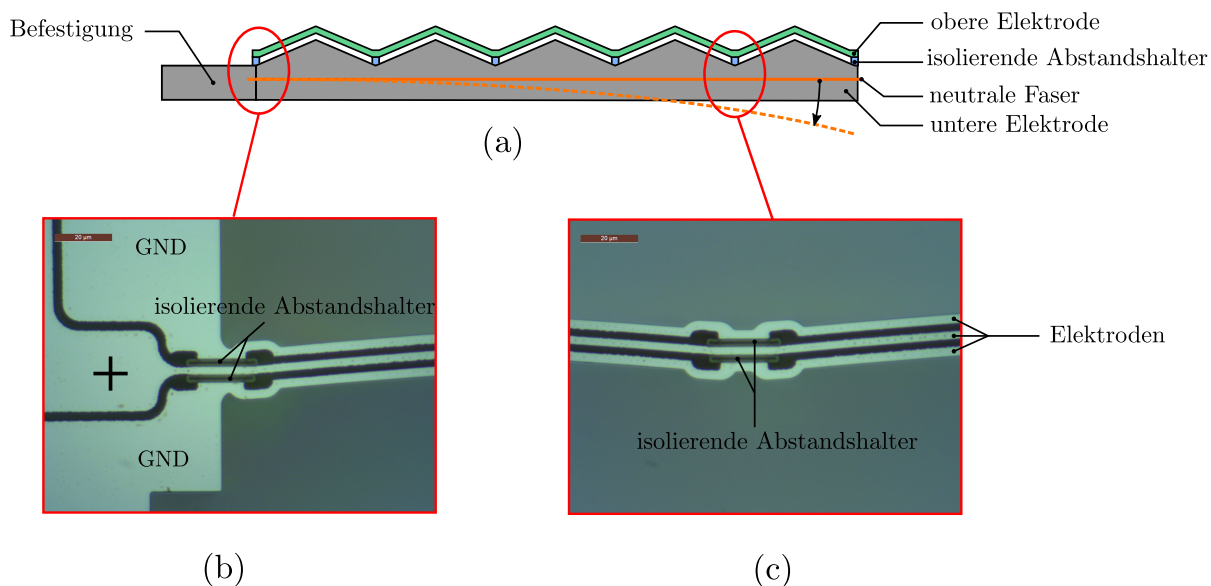


Abb. 4.8: Schematische Darstellung des allgemeinen NED-Aufbaus (a) als auch Mikroskopaufnahmen der LNED-Befestigung (b) und der isolierenden Abstandshalter (c) eines Mikrolautsprecherchips. In dieser Ausführung werden drei, statt zwei, Elektroden verwendet, wobei üblicherweise die äußeren Elektroden geerdet werden (engl. ground, GND) und die innere Elektrode auf einem variablen Potential liegt (+) (adaptiert nach [49]).

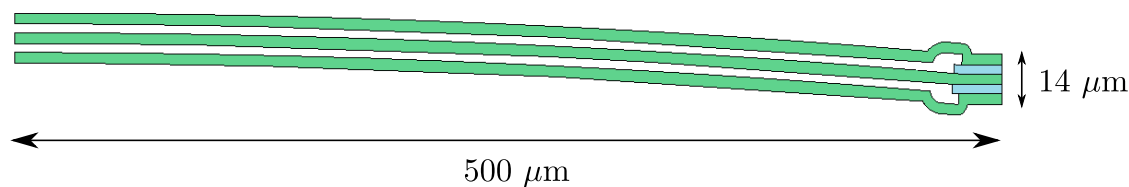


Abb. 4.9: Exemplarische Darstellung einer Halbzelle der 2. Generation des LNED-Mikrolautsprechers. Die grünen Strukturen entsprechen den Elektroden, welche jeweils eine Dicke von $3 \mu\text{m}$ besitzen. Die isolierenden Abstandshalter mit einer Dicke von $2,5 \mu\text{m}$ sind blau dargestellt (interne Mitteilung von David Schuffenhauer).

Fertigungsschritte eines exemplarischen LNED-Bauteils.

Die Besonderheit der BOX-Schicht liegt in ihrer Funktion als Ätzstopp, wodurch die Höhe beziehungsweise Tiefe von gefertigten Strukturen genau vordefiniert werden kann. Somit ist die Höhe der LNEDs, die in Abb. 4.10 durch zwei grüne Elektroden dargestellt werden, durch die Dicke der Device-Schicht festgelegt. Momentan sind die aktuellsten LNED-Systeme noch auf Device-Schichtdicken von $75 \mu\text{m}$ limitiert, wobei die BOX-Schicht

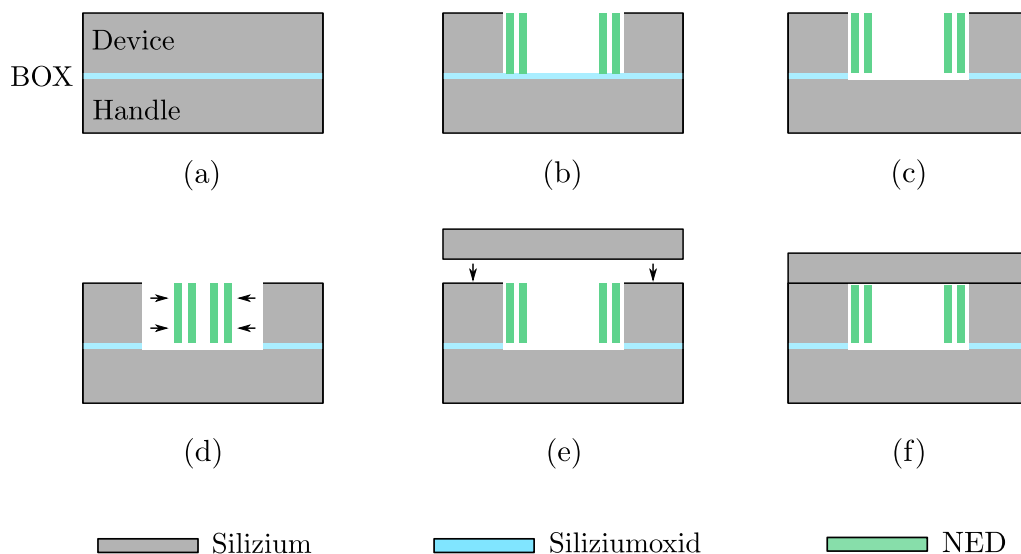


Abb. 4.10: Schematische Darstellung der am Fraunhofer IPMS entwickelten Fertigungsprozesse eines LNED-Paares mit jeweils zwei exemplarischen Elektroden. Der freiliegende Kanal kann nach Abdeckung durch einen Deckelwafer als Wellenleiter agieren. Als Ausgangswafer dient ein SOI-Wafer, bestehend aus einer Device-, BOX- und Handle-Schicht (a). In der ersten Prozessfolge werden Löcher für die isolierenden Abstandshalter geätzt und befüllt, anschließend die Elektroden und nebenliegenden offenen Bereiche ebenfalls durch Ätz strukturiert (b). Die BOX-Schicht dient dabei als Ätzstopp. Durch das Entfernen der BOX-Schicht (c) werden die LNEDs freigesetzt und können aktiviert werden (d). Schließlich können die LNEDs und der nebenliegende offene Kanal noch mit einem gebondeten Deckelwafer abgedeckt werden (e-f) (interne Mitteilung von Sergiu Langa).

eine Dicke von $1\ \mu\text{m}$ aufweist. Die Dicke der Handle-Schicht ist im Rahmen dieser Fertigungstechnologie irrelevant.

VNED

Eine andere NED-Klasse ist der VNED, der sich vertikal zur Wafer-Ebene auslenken kann und am IPMS hauptsächlich für die Verwendung als Mikropositionierer vorgesehen ist. Anders als beim LNED orientieren sich alle bisher entwickelten VNED-Ausführungen stark an den schematischen Skizzen zur Erläuterung ihres Aufbaus und Funktionsprinzips wie in Abb. 4.11 dargestellt.

So besteht der VNED aus zwei Elektroden, die sich in dachförmige Aktorzellen unterteilen. Vergleicht man dessen Darstellung (Abb. 4.11) mit denen des LNEDs (Abb. 4.8) so ist zu erkennen, dass die Position der isolierenden Abstandshalter direkten Einfluss auf die Auslenkrichtung besitzen. Beim VNED ist deren Position gerade so gewählt, dass er sich aus der Wafer-Ebene heraus nach oben bewegt [48, 83].

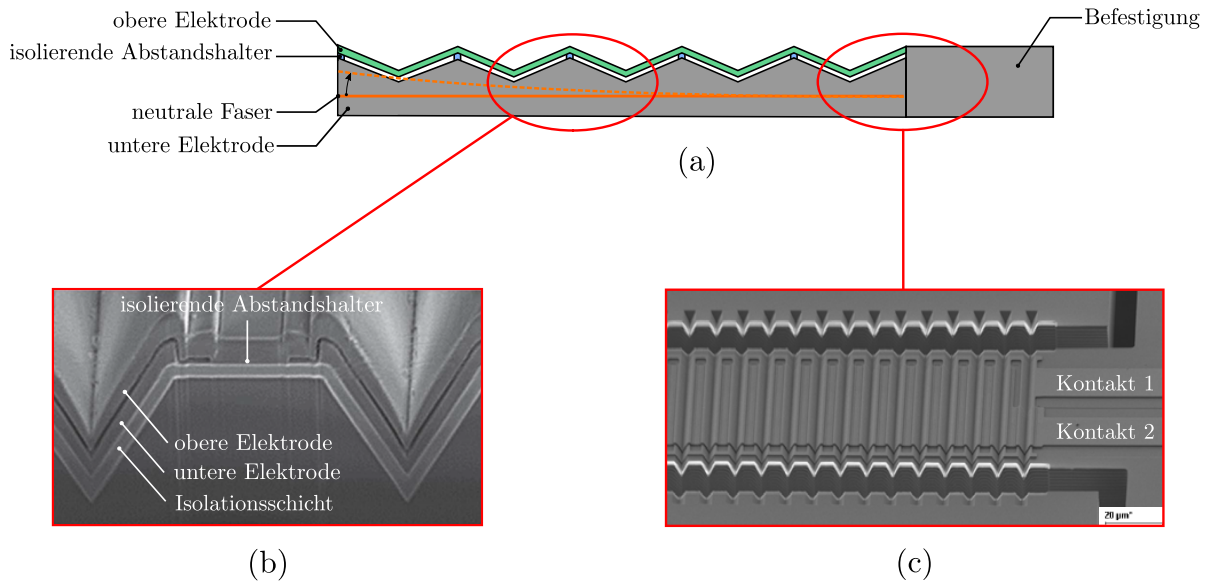


Abb. 4.11: Schematische Darstellung des VNED-Aufbaus (a) mit REM-Aufnahmen einer Aktorzelle (b) und der Befestigung (c). Auf Kontakt 1 wird dabei das Potential für die untere Elektrode angelegt und auf Kontakt 2 das Potential der oberen Elektrode. [48, 83]

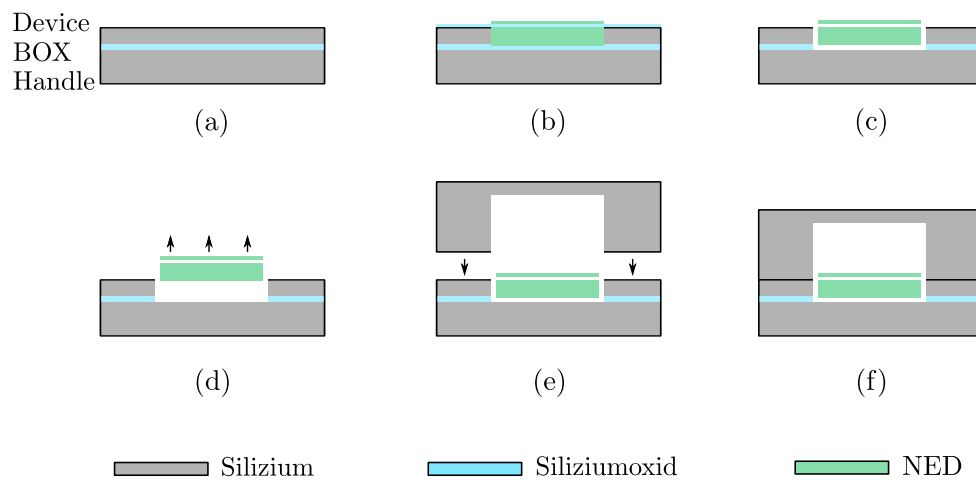


Abb. 4.12: Schematische Darstellung der am Fraunhofer IPMS entwickelten Fertigungsprozesse eines VNED-MEMS. Durch die anschließende Abdeckung durch einen strukturierten Deckelwafer kann der dadurch entstehende Hohlraum als Wellenleiter agieren. Als Ausgangswafer dient ein SOI-Wafer (a). Im ersten Schritt werden über diverse Ätz- und Abscheidungsprozesse die Elektroden strukturiert und Opferschichten geschaffen (b). In den nächsten Schritten wird der VNED-Aktor freigelegt, indem die BOX-Schicht und die Opferschichten entfernt werden und freie Gräben neben ihm geätzt werden (c). Daraufhin wird der VNED aktivierbar (d). Letztlich kann das gesamte Bauteil abgedeckt werden, indem ein Deckelwafer mit Kanalform daraufgebondet wird (e-f). [84]

Obwohl der Fertigung beider Aktorklassen SOI-Wafer zugrunde liegen, unterscheiden sich die Prozesse des VNEDs durch die Ausnutzung diverser Abscheidungs- und Opferschichttechnologien signifikant von denen des LNEDs. So ist beispielsweise dessen obere Elektrode komplett metallisiert. In Abb. 4.12 sind diese Prozessschritte in vereinfachter Form dargestellt.

Im Gegensatz zum LNED ist die Elektrodenfläche des VNEDs nicht durch die BOX-Schichtdicke limitiert, sondern kann nahezu beliebig angepasst werden. Da die Elektrodenquerschnitte jedoch strukturierten Abscheideprozessen zugrunde liegen, bestehen bei deren Gestaltung geringere Freiheiten und somit auch weniger Flexibilität bei der Definition mechanischer Aktoreigenschaften, wie zum Beispiel der maximalen Zellenkrümmung.

4.2.2 Analytische Biegekurve

Der NED lässt sich im Rahmen der analytischen Beschreibung seiner Biegekurve in guter Näherung als ein einseitig eingespannter Balken modellieren (Abb. 4.13). Darin lässt sich wiederum eine Gerade definieren, die während einer Biegebewegung keinerlei Streckung oder Stauchung erfährt. Auf dieser infinitesimal dünnen Geraden, in der Literatur auch „Neutrale Faser“ genannt [85], beruht letztlich die Biegekurve.



Abb. 4.13: Darstellung der Kräfteeinwirkung \vec{F} auf den NED zu Beginn (a) und während der Aktuierung (b). Der NED (grün) ist hierbei als einseitig eingespannter Balken modelliert. Dessen neutrale Faser ist orange eingezeichnet.

Der Ansatz dieser Herleitung liegt der Annahme zu Grunde, dass für kleine Biegewinkel die Balkenkrümmung κ näherungsweise der zweiten Ableitung der Balkenauslenkung, beziehungsweise Biegekurve W , entspricht [86]. Folgende Differentialgleichung stellt diesen Zusammenhang dar:

$$\kappa(x) = W''(x) \quad (4.10)$$

Eine Besonderheit des NEDs ist dabei, dass die mechanischen Spannungen während der Aktuierung zu Verbiegungskräften führen, die stets senkrecht auf seiner Biegekurve stehen, so auch in Abb. 4.13 dargestellt. Die Krümmung κ kann demnach als Konstante angesehen werden:

$$\kappa(x) = \kappa = \text{konstant}$$

Damit kann Gl. 4.10 einfach durch zweifache Integration entsprechend

$$W(x) = \frac{\kappa x^2}{2} + C_1 x + C_2$$

und Verwendung der Anfangsbedingungen gelöst werden.

$$W'(0) = W(0) = 0 \quad \iff \quad C_1 = C_2 = 0$$

$$W(x) = \frac{\kappa x^2}{2} \tag{4.11}$$

Die maximale Auslenkung erhält man dabei, indem der Parameter x durch die Balkenlänge L ersetzt wird.

Entsprechend den Angaben vom Fraunhofer IPMS konnte anhand von FEM-Simulationen gezeigt werden, dass LNEDs der 2. Generation der Mikrolautsprecher eine Krümmung κ von etwa 30 m^{-1} erreichen können. Entsprechend Gl. 4.11 muss somit ein NED eine Länge von etwa $3,5 \text{ mm}$ besitzen, um $190 \mu\text{m}$, die halbe Breite eines Rechteckhohlleiters des Standards WM-380, ausgelenkt zu werden. Im Vergleich dazu wurden am IPMS bei aktuellen VNEDs Krümmungen von etwa 3 m^{-1} gemessen. Damit müssen sie eine Länge von ungefähr 11 mm besitzen, um ebenfalls um $190 \mu\text{m}$ ausgelenkt zu werden. Dem ist jedoch hinzuzufügen, dass es sich dabei um Aktoren handelt, die nicht für das Konzept des THz-Schalters optimiert wurden. So wurde beispielsweise der beschriebene LNED-Aktor für eine Im-Ohr-Anwendung entwickelt, denen eine 50 V -Limitierung zugrunde liegt. Ohne diese Limitierung wurden am IPMS bereits in Simulationen Ausführungen gefunden, die maximale Krümmungen jenseits von 100 m^{-1} erreichten und somit die benötigte LNED-Länge entsprechend verkürzen können. Und auch für VNED-Aktoren sind bereits Konzepte in Entwicklung, die Auslenkungen jenseits von 50 m^{-1} anstreben.

4.2.3 Pull-in-Effekt

Die Auslenkung von Aktoren, die auf elektrostatischer Anziehung von Elektroden basieren, sind zum Großteil durch den Pull-in-Effekt limitiert. Dabei wird eine bewegliche, elastisch gelagerte Elektrode von einer fest eingespannten Gegenelektrode gänzlich eingezogen, sobald eine Auslenkung W von etwa $1/3$ des Elektrodenabstandes d_{el} überschritten wird. Dieser Zustand ist in den meisten Systemen unerwünscht und führt in der Regel zu dessen Zerstörung. Aus diesem Grund beschränkt sich der technisch nutzbare Bewegungsbereich

eines solchen Aktors auf diese maximale Auslenkung. Die Berechnung der entsprechenden Pull-in-Spannung U_{pi} ist durch folgende Gleichung gegeben [87, 88], wobei eine ausführliche Herleitung im Anhang A.1 zu finden ist:

$$U_{\text{pi}} = \sqrt{\frac{8k_f d_{\text{el}}^3}{27\epsilon A}} \quad (4.12)$$

Der Parameter k_f ist hierbei die Federkonstante in Folge der elastischen Aufhängung, ϵ ist die Permittivität und A ist die Elektrodenfläche.

Im Falle des LNEDs, der sich aus drei kreisbogenförmigen Elektroden zusammensetzt und innerhalb des Silizium-Chips direkt über der Handle-Schicht sitzt, kann es auf zwei unterschiedlichen Arten zum Pull-in kommen.

Zum einen kann die Anziehungskraft zwischen einzelnen Elektroden zu groß werden, sodass sie einschnappen und es zum Kurzschluss kommt. In diesem Fall ist vom lateralen Pull-in die Rede. Die entsprechende Federkonstante k_f findet sich dabei unter anderem in den Parametern Materialsteifigkeit, Elektrodendicke und -krümmungsradius wieder, sodass die Pull-in-Spannung U_{pi} hierbei nur durch FEM-Simulationen abgeschätzt werden kann.

Zum anderen herrscht entsprechend Abb. 4.10 zwischen der Elektrode, die das variable Potential trägt und der darunterliegenden Handle-Schicht als auch dem Deckelwafer eine Potentialdifferenz und damit auch eine Anziehungskraft. Letztlich kann der LNED so stark von der Handle-Schicht oder dem Deckelwafer gezogen werden, dass dessen Elektrode einen von ihnen berührt und damit ebenfalls einen Kurzschluss verursacht. Dies wird dann als vertikaler Pull-in bezeichnet. Auf Grund von Fertigungstoleranzen oder dem entsprechenden Bauteilkonzept werden die beiden Elektrodenabstände jedoch nie identisch sein. Dadurch wird stets die Kraft in Richtung derjenigen Gegenelektrode dominieren, welche den geringsten Elektrodenabstand aufweist. Dies hat zur Folge, dass die Pull-in-Spannung U_{pi} , die in Gl. 4.12 für den Fall einer Gegenelektrode aufgestellt wurde, im beidseitigen Fall größer ausfällt. Inwieweit dies zu signifikanten Unterschieden führt, hängt dabei direkt mit dem Verhältnis der beiden Elektrodenabstände zusammen. Zur Vereinfachung wird der Fokus hier jedoch auf dem einseitigen Fall verharren, mit dem Ziel damit eine Worst-Case-Abschätzung zu erhalten. Nähere Ausführungen hinsichtlich des beidseitigen Falles befinden sich im Anhang A.1.

Um die für die Schließung des Wellenleiters notwendige Auslenkung zu maximieren, muss entsprechend Gl. 4.11 das Produkt κL^2 , mit der Krümmung κ und der NED-Länge L , maximiert werden. Dies findet üblicherweise unter der Berücksichtigung beider Pull-in-Arten in FEM-Simulationen statt. Allerdings lässt sich die Maximierung von L im Rahmen des vertikalen Pull-ins auch analytisch niederschreiben, was es erlaubt, wichtige Einflussparameter zu identifizieren. Demnach ist die maximale, vertikale Auslenkung W_{vmax} gegeben durch folgende Gleichung [86]:

$$W_{\text{vmax}} = \frac{qL^4}{8E_m I_m} \quad (4.13)$$

Der Parameter q ist darin die Flächenlast entsprechend der Gleichung

$$q = \frac{F}{L} \quad , \quad (4.14)$$

wobei die Kraft durch F gegeben ist. E_m ist das Elastizitätsmodul und I_m ist das Flächenträgheitsmoment 2. Grades eines soliden Biegebalkens mit

$$I_m = \frac{bh_{\text{el}}^3}{12} \quad . \quad (4.15)$$

Die Breite des Balkens, die sich auf die Elektrodendicke bezieht, ist dabei b und dessen Höhe ist h_{el} . Wird anschließend Gl. 4.14 in Gl. 4.13 gesetzt und nach der Kraft F umgestellt, ergeben sich folgende Gleichungen:

$$W_{\text{vmax}} = \frac{F}{L} \cdot \frac{L^4}{8E_m I_m} \quad \iff \quad F = \underbrace{\frac{8E_m I_m}{L^3}}_{k_f} \cdot W_{\text{vmax}} \quad (4.16)$$

Darin lässt sich nun das Hookesche Gesetz wiedererkennen, wodurch der Vorfaktor von W_{vmax} als Federkonstante k_f interpretiert werden kann. Wird daraufhin k_f in die Gleichung zur Berechnung der Pull-in-Spannung 4.12 eingesetzt, kann diese letztlich nach der maximalen NED-Länge L umgestellt werden. Durch das Ersetzen von I_m mit Gl. 4.15 und der Elektrodenfläche A mit dem Produkt aus Elektrodenlänge L und Elektrodenbreite b ergibt sich folgende Gleichung:

$$L = \sqrt[4]{\frac{16E_m h_{\text{el}}^3 d_{\text{el}}^3}{81\epsilon U_{\text{pi}}^2}} \quad (4.17)$$

Hervorzuheben ist hierbei, dass sich die Breite des Aktor b herauskürzt und somit keinen Einfluss auf die maximal zulässige Länge L nimmt. Im Gegensatz dazu bleiben die Parameter h_{el} als NED-Höhe, d_{el} als BOX-Schichtdicke und U_{pi} als Spannung des lateralen Pull-ins als adressierbare Größen übrig. h_{el} kann dabei ebenfalls als fixiert betrachtet werden, da die NED-Höhe der Wellenleiterhöhe entsprechen soll.

Als Beispiel erfolgt nun eine Berechnung von L für den NED des Mikrolautsprechers zweiter Generation, dessen Höhe h_{el} auf $190 \mu\text{m}$ angepasst wurde. Das Elastizitätsmodul von monokristallinem Silizium beträgt 169 GPa , die BOX-Schichtdicke d_{el} entspricht $1 \mu\text{m}$ und die Pull-in-Spannung U_{pi} ist 48 V . Dies führt laut Gl. 4.17 daraufhin zu einer Länge L von etwa $1,8 \text{ mm}$. In anderen Worten bedeutet dies, dass ein NED der Länge $1,8 \text{ mm}$ bei

48 V simultan in den vertikalen und laterale Pull-in gehen würde. Wäre er länger, käme es als erstes zum vertikalen Pull-in, wäre er kürzer, zuerst zum lateralen Pull-in.

Letztlich besteht zur Maximierung von L nur die Möglichkeit, die Geometrie und somit auch U_{pi} anzupassen oder gar die BOX-Schichtdicke zu erhöhen. So würde beispielsweise eine Dicke von $d_{\text{el}} = 4 \mu\text{m}$ bereits eine NED-Länge von etwa 5,2 mm zulassen, was eine deutlich größere Flexibilität bei der Ausgestaltung eines NED-Aktors zulässt.

Es ist hierbei nochmals zu erwähnen, dass sich diese Diskussion auf ein LNED-Bauteil ohne Deckelwafer bezog. Sollte das Bauteil jedoch durch den entsprechenden Wafer abgedeckt werden, so würde dies die Pull-in-Spannung entsprechend der Spaltabstände vergrößern. Da die Berechnung dieses Effekts jedoch stark durch Fertigungstoleranzen verfälscht wird, konzentriert sich diese Darstellung auf den Fall ohne Deckelwafer als Worst-Case-Abschätzung.

Diese Argumentation lässt sich genauso auf VNED-Bauteile übertragen. Dabei kann es bei ihnen ebenfalls zwischen den beiden Elektroden, aber auch zwischen dem Aktor und den Seitenwänden zum Pull-in kommen. Die entsprechende Charakterisierung dieses Effekts liegt jedoch außerhalb des Fokus dieser Arbeit.

4.3 Beschreibung des Gesamtsystems

Im folgenden Unterkapitel werden zunächst die verschiedenen Integrationskonzepte zur Fertigstellung der THz-Wellenleiterschalter kurz aufgezeigt und anschließend zusammenfassend verglichen. Dabei liegt ein entscheidender Fokus auf den jeweiligen technologischen Besonderheiten und Randbedingungen, die letztlich bei der Wahl des Konzeptes mit dem höchsten Applikationspotential entscheidend sind.

4.3.1 Aufbau

Die in Abb. 4.14 aufgezeigten Konzepte beziehen sich allesamt auf Rechteckhohlleiter, die sich an den WM-Wellenleiterstandards orientieren und damit Seitenverhältnissen von 2:1 vorweisen. Zusätzlich liegt ihnen allen die Annahme zugrunde, dass das E-Feld der propagierenden, dominanten Mode senkrecht zur langen Seitenwand steht.

Die Konzepte des LNEDs, als auch des VNEDs, sehen es vor, den Wellenleiter entweder entlang der kurzen oder der langen Seitenwand zu schließen. Dabei hebt sich die erste Darstellung in Abb. 4.14 (a) dahingehend ab, dass sie als einzige zwei NEDs verwendet. Prinzipiell wäre es auch denkbar, dieses Schaltkonzept mit einem einzelnen NED darzustellen. Doch da das Hinzufügen eines weiteren Aktors hierbei einen geringen technologischen Mehraufwand darstellt und damit die maximal benötigte Auslenkung auf einfachem Wege halbiert wird, ist diese Ausnahme gerechtfertigt. Im Falle des VNED in Abb. 4.14 (c) ließe sich dieses Konzept eines doppelten Aktors auch anwenden, doch ist dafür der technologische Aufwand deutlich höher. So müsste der abgebildete Deckelwafer unterteilt werden in

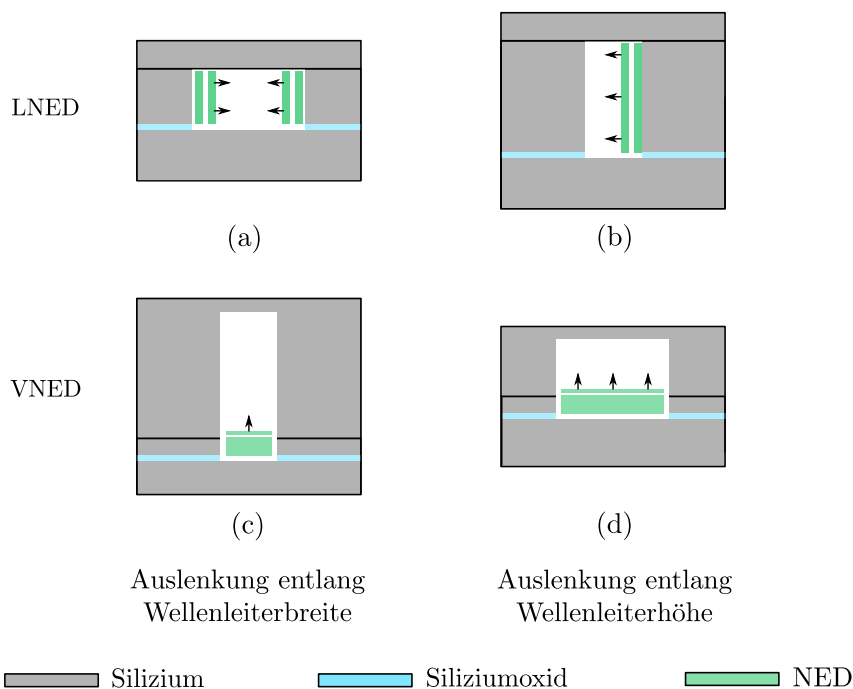


Abb. 4.14: Schematische Darstellung von vier möglichen Integrationskonzepten des NEDs zur Fertigung eines Wellenleiterschalters. Hierbei kann der LNED den Rechteckhohlleiter entweder entlang der langen (a) oder der kurzen Seitenwand (b) schließen. Die gleichen Schließkonzepte wurden auch auf den VNED übertragen (c-d).

einen Wafer auf dem der zweite VNED gefertigt wird und in einen weiteren Wafer, in den der Wellenleiterkanal geätzt wurde. Aus diesem Grund beruht der Fokus der nachfolgenden Betrachtungen vorerst nur auf den dargestellten Integrationskonzepten.

4.3.2 Designtechnische Vorteile und Randbedingungen

Eine kritische Randbedingung der Konzepte mit LNED (Abb. 4.14 (a-b)) ist die fehlende Metallisierung, welche dazu führen kann, dass THz-Strahlung durch die Elektroden der Biegebalken hindurchleckt. Eine entsprechende Technologieentwicklung muss demnach in nachfolgenden Arbeiten stattfinden. Darüber hinaus ist die Elektrodenhöhe h_{el} noch auf $75\ \mu\text{m}$ limitiert. Der Abstand der Elektroden und der Handle-Schicht kann beliebig durch die BOX-Schichtdicke d_{el} vorgegeben werden, welche allerdings in aktuellen Systemen $1\ \mu\text{m}$ beträgt.

Sobald diese beiden Limitierungen jedoch behoben worden sind, besticht Konzept (a) zum einen durch die Verwendungen zweier LNEDs, die auf Grund der geringeren benötigten Auslenkung kürzer gestaltet werden können und zum anderen mit Seitenwänden bei denen nur die kurzen Seiten durch den Bosch-Prozess Rauheiten aufweisen, die nicht

vernachlässigt werden dürfen.

Im Vergleich dazu besitzt das LNED-Konzept (b) deutlich höhere Elektroden, deren Entwicklung eine nochmals größere Herausforderung darstellen. Allerdings steigt mit der Elektrodenhöhe h_{el} auch das Flächenträgheitsmodul I_m und somit auch der Widerstand gegen den vertikalen Pull-in. Es ließen sich also deutlich höhere Spannungen verwenden, die wiederum zu höheren Krümmungen κ führen und damit geringere Elektrodenlängen L ermöglichen. Als Nachteile gelten jedoch die langen Seitenwände, die raue Kammstrukturen besitzen und damit ohmsche Verluste vergrößern.

Im Gegensatz dazu zeichnen sich die VNED-Konzepte (Abb. 4.14 (c-d)) dadurch aus, dass deren obere Elektrode bereits metallisiert ist. Zudem kann deren Elektrodenfläche nach Belieben vergrößert werden. Da auf den VNED aber ein Deckelwafer gebondet werden muss, in dem ein offener Kanal strukturiert wurde, ergeben sich einige Randbedingungen. Im besten Fall wird dieser Deckelwafer so gebondet, dass der Abstand zwischen ausgelenktem VNED und den Seitenwänden minimal ist. Zum Kontakt darf es jedoch nicht kommen, da es damit zu einem Kurzschluss kommen kann. Schließlich muss dieser Abstand im Rahmen der lateralen Bondgenauigkeit festgelegt werden. Technologisch ist hierfür zum einen das direkte Bonding von Silizium auf Silizium denkbar. Die lateralen Bondgenauigkeiten betragen dabei in etwa $\pm 1 \mu\text{m}$, was durchaus vorteilhaft erscheint. Allerdings sind dafür besonders glatte Oberflächen mit Rauheiten von etwa 0,5 nm (RMS) notwendig, was potentielle Fertigungskonzepte ungemein limitiert. Eine Alternative hierzu stellt das Bonding mit einer Paryleneverbindungsschicht dar. Die Oberflächenrauheit ist dabei unbedenklich. Jedoch beträgt die laterale Bondinggenauigkeit hierbei etwa $\pm 10 \mu\text{m}$, wodurch die Lücken zwischen VNED und Seitenwänden ebenfalls in dieser Größe liegen müssen.

Des Weiteren ergeben sich für die VNED-Konzepte teilweise gleiche Vor- und Nachteile, wie bei den LNED-Konzepten. So sind es in Abb. 4.14 (c) ebenfalls die langen Seitenwände, welche Kammstrukturen vorweisen und damit zu erhöhten ohmschen Verlusten führen. Und auch in Abb. 4.14 (d) kann eine breitere Elektrode durch ein höheres Flächenträgheitsmoment I_m dem Pull-in mit den Seitenwänden auch bei höheren Spannungen standhalten als Ausführungen mit schmalen Elektroden.

Letztlich muss die Frage nach dem Konzept mit der besten Leistungsfähigkeit und auch höchstem Applikationspotential mit Hilfe von FEM-Simulationen beantwortet werden, welchen sich das nächste Kapitel widmet.

5 Simulationen der Modulationseigenschaften

Im Rahmen diverser FEM-Simulationen werden die im vorherigen Kapitel entwickelten Schalterkonzepte bezüglich ihrer Modulationseigenschaften verglichen. Dabei wird schließlich die Frage beantwortet, in welchem Umfang die jeweiligen technischen Randbedingungen die Leistungsfähigkeit eines Schalters limitieren und welches Konzept somit das größte Applikationspotential bietet.

Die Berechnungen erfolgen mit der kommerziellen Simulationssoftware HFSSTM (High-frequency Structure Simulator) der Firma ANSYS. Die jeweiligen Bauteile werden darin als perfekte Leiter definiert, wodurch frequenzabhängige ohmsche Verluste unberücksichtigt bleiben und somit eine bessere Vergleichbarkeit möglich wird. Da es sich bei den Wellenleitern um Komponenten des Standards WM-380 handelt, die für den Singlemode-Bereich von 500 – 750 GHz ausgelegt sind, werden ausschließlich TE_{10} -Moden bei den exemplarisch gewählten Einzelfrequenzen 500, 600 und 700 GHz betrachtet.

In den folgenden Unterkapiteln werden zunächst allgemeine Blendenstrukturen im Wellenleiter hinsichtlich ihrer Modulationseigenschaften simuliert und anschließend mit analytischen Lösungen aus der Literatur [52, 89] verglichen. Diese Ergebnisse bilden die Grundlage, um in den darauffolgenden Unterkapiteln die Simulationsergebnisse modellierter, NED-basierter Schalter auf Plausibilität zu untersuchen.

5.1 Vergleich von analytischen und Simulationsergebnissen

Die in diesem Unterkapitel zu untersuchenden allgemeinen Blendenstrukturen sind in einem Rechteckhohlleiter integriert und schließen diesen schrittweise entweder horizontal oder vertikal. Dabei werden die jeweiligen S-Parameter durch FEM-Simulationen sowie mit Hilfe von analytischen Gleichungen bestimmt. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die Simulationsmodelle allgemeiner Wellenleiterdiskontinuitäten zu validieren.

Im ersten Schritt soll eine Blende untersucht werden, die aus zwei dicken Balken besteht und deren Wellenleiterquerschnitt entsprechend eines symmetrischen Fensters horizontal schließt, wie in Abb. 5.1 dargestellt.

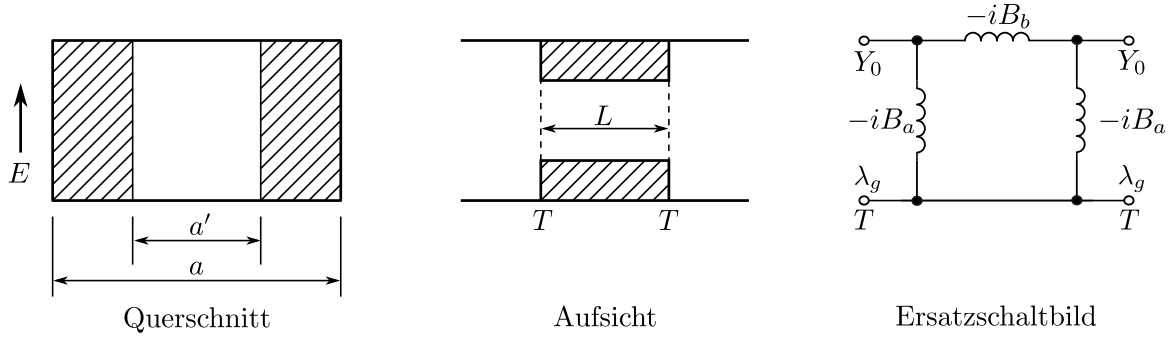


Abb. 5.1: Querschnitt, Aufsicht und Ersatzschaltbild einer dicken, symmetrischen, induktiven Blende in einem Rechteckhohlleiter. Der Parameter a entspricht dabei der Wellenleiterbreite, a' der Breite der Blendenöffnung und L der Länge der Diskontinuität. Das Ersatzschaltbild lässt sich mit den beiden identischen Toren T als Zweitorsystem modellieren, wobei Y_0 die charakteristische Admittanz, B_a und B_b Blindleitwerte und λ_g die Wellenlänge im Wellenleiter ist. Das elektrische Feld E steht stets senkrecht zur langen Seitenwand. [89]

Wie bereits in Kapitel 3.2.3 mit Hilfe der Netzwerktheorie aufgezeigt, lassen sich Diskontinuitäten, die den Wellenleiterquerschnitt horizontal verändern, im Ersatzschaltbild als Induktivitäten darstellen. Für die dicken, symmetrischen, induktiven Blenden sind diese näherungsweise durch folgende Gleichungen gegeben:

$$\frac{B_a}{Y_0} = \frac{B}{Y_0} - \frac{Y'_0}{Y_0} \tan\left(\frac{\pi(L + 2l)}{\lambda'_g}\right) \quad (5.1a)$$

$$\frac{B_b}{Y_0} = \frac{Y'_0}{Y_0} \csc\left(\frac{\pi(L + 2l)}{\lambda'_g}\right) \quad (5.1b)$$

Die Blindleitwerte B_i sind dabei, entsprechend der Gleichung

$$Y_i = G_i + iB_i \quad , \quad (5.2)$$

die induktiven Imaginäranteile des komplexen Leitwertes Y_i , wohingegen G_i dem realen Wirkleitwert entspricht. Der Normierungsparameter Y_0 bleibt als charakteristische Admittanz bestehen. Zudem entspricht L in diesem Fall der Länge der Diskontinuität, welche sich an am Fraunhofer IPMS optimierten LNED-Strukturen der Länge $3198 \mu\text{m}$ orientiert und λ'_g ist gegeben durch

$$\lambda'_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}} \quad . \quad (5.3)$$

Somit ist λ'_g identisch mit λ_g , abgesehen vom Parameter a , der hier mit a' ausgetauscht

wurde. Da für den Fall von $\alpha' = a'/a \ll 1$ der Wellenleiter fast geschlossen ist und eine Transmission dabei nicht stattfindet, wird in den nachfolgenden Gleichungen, entsprechend der Literatur [89], alleinig der Grenzfall $\beta' = (1 - \alpha') \ll 1$ betrachtet. Demnach wurde der Parameter l zur Vollständigkeit mit aufgeführt, jedoch ist er in diesem Grenzfall gegeben durch

$$l = 0, \quad \beta' \ll 1 \quad . \quad (5.4)$$

Zuletzt sind die noch fehlenden Quotienten gegeben durch

$$\frac{Y_0}{Y'_0} = \frac{Z'_0}{Z_0} \approx \frac{\lambda'_g a'}{\lambda_g a} \left(1 + \beta' + \frac{\beta'^2}{2} \right), \quad \beta' \ll 1 \quad (5.5)$$

und

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{Z_0}{X} \approx \frac{\lambda_g \beta'^2 (1 + \beta') \ln\left(\frac{2}{\beta'}\right)}{2a \left(1 - \frac{\beta'}{2}\right)} \left(1 - \frac{27}{8} \frac{Q + Q'}{1 + 8 \ln\left(\frac{2}{\beta'}\right)} \right), \quad \beta' \ll 1 \quad (5.6)$$

mit

$$Q = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2} \quad (5.7)$$

und

$$Q' = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{a'}{\lambda}\right)^2} \quad . \quad (5.8)$$

Zur Berechnung der relevanten S-Parameter S_{11} und S_{21} können schließlich folgende Gleichungen verwendet werden [52]:

$$S_{11} = \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}/Z_0 - \mathcal{C} \cdot Z_0 - \mathcal{D}}{\mathcal{A} + \mathcal{B}/Z_0 + \mathcal{C} \cdot Z_0 + \mathcal{D}} \quad (5.9a)$$

$$S_{21} = \frac{2}{\mathcal{A} + \mathcal{B}/Z_0 + \mathcal{C} \cdot Z_0 + \mathcal{D}} \quad (5.9b)$$

Die darin verwendeten stilisierten Buchstaben stimmen mit den jeweiligen Parametern der ABCD-Matrix überein und lassen sich entsprechend den Definitionen in Abb. 5.2 mit Hilfe der Gleichungen 5.10 berechnen.

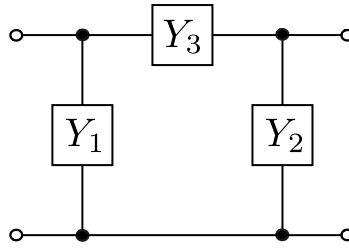


Abb. 5.2: Darstellung eines π -förmigen Netzwerkes mit den exemplarischen komplexen Leitwerten Y_1 , Y_2 und Y_3 [52]

$$\mathcal{A} = 1 + \frac{Y_2}{Y_3} = 1 + \frac{B_a/Y_0}{B_b/Y_0} \quad (5.10a)$$

$$\mathcal{B}/Z_0 = \frac{1}{Y_3 \cdot Z_0} = \frac{1}{-iB_b/Y_0} \quad (5.10b)$$

$$\mathcal{C} \cdot Z_0 = Y_1 + Y_2 + \frac{Y_1 Y_2}{Y_3} = -2i \frac{B_a}{Y_0} - i \frac{(B_a/Y_0)^2}{B_b/Y_0} \quad (5.10c)$$

$$\mathcal{D} = 1 + \frac{Y_1}{Y_3} = 1 + \frac{B_a/Y_0}{B_b/Y_0} \quad (5.10d)$$

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Beträge der relevanten S-Parameter S_{11} und S_{21} der sich schließenden Blende aufgezeigt. Dabei zeigen die in Abb. 5.3 dargestellten S-Parameter eine hohe Übereinstimmung zwischen dem analytischen und simulatorischen Modell. Marginale Abweichungen sind nur bei 700 GHz zu beobachten, da gerade höhere Frequenzen geringe Ungenauigkeiten aufweisen, sobald das erstellte FEM-Raster nicht fein genug ist. Des Weiteren sind die in den beiden Abbildungen auftauchenden Transmissions- und Reflexionsextrema auf die beiden Stufen der Diskontinuität zurückzuführen, welche jeweils zu abrupten Impedanzänderungen führen. Somit kann dieses System als Analogon eines Fabry-Perot-Etalon in der Optik betrachtet werden, bei dem sich eine einfallende Welle an jeder Grenzfläche in einen transmittierten und reflektierten Anteil aufteilt. Da die Breite des Wellenleiters a' dabei Einfluss auf den Propagationsparameter β nimmt, kann sie als Pendant zum Brechungsindex betrachtet werden. Letztlich führt der horizontale Schließvorgang zu einer Verringerung der Transmission, wobei die jeweiligen Kurven in Abhängigkeit von der Balkenbreite zusätzlich den konstruktiven oder destruktiven Überlagerung der THz-Wellen ausgesetzt sind und entsprechende Extrema vorweisen.

Des Weiteren wird aus der Gegenüberstellung der simulierten S-Parameter in Abb. 5.4 ersichtlich, dass das Transmissionsverhalten signifikant von der Frequenz abhängig ist. So führt das Schließen der Blende zuerst bei 500 GHz zu einem deutlichen Transmissionsabfall. Das Ergebnis ist dahingehend naheliegend, dass sich die Cutoff-Frequenz f_c der TE_{10} -Mode indirekt proportional zur Wellenleiterbreite a beziehungsweise a' verhält. Ein

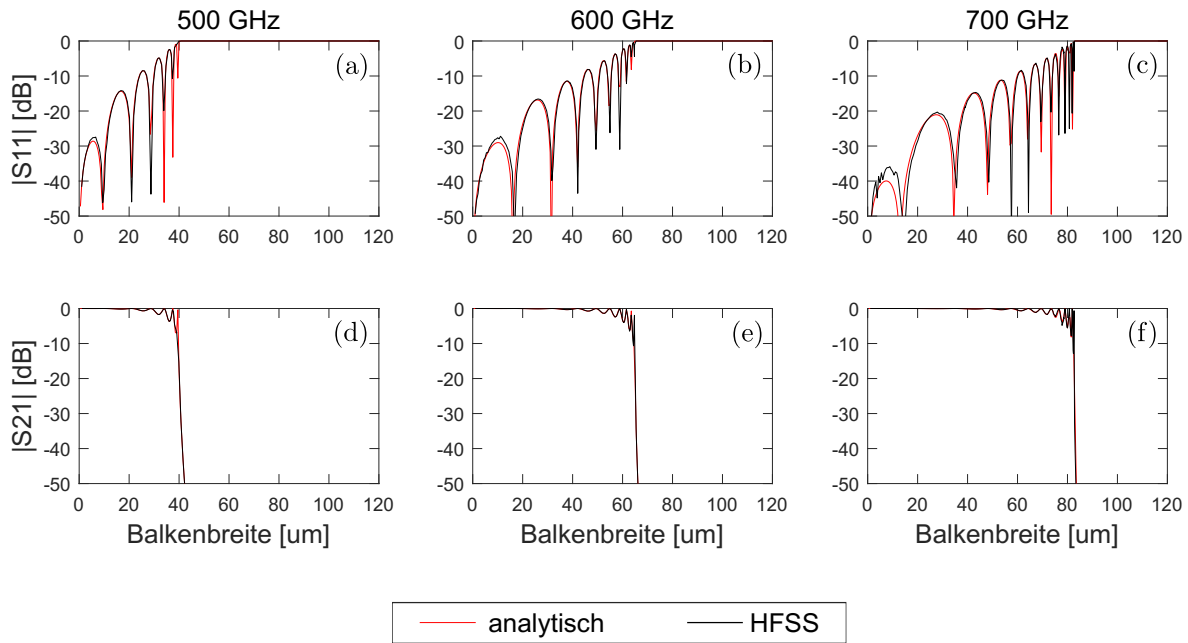


Abb. 5.3: S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integrierten sich schließenden dicken, symmetrischen, induktiven Balken. Die analytischen Kurven beruhen auf den Gleichungen 5.9a und 5.9b mit den dazugehörigen Blindleitwerten B_a und B_b , wohingegen die simulierten Kurven in HFSS erzeugt wurden. Der Parameter $(a - a')/2$ entspricht der jeweiligen Breite der integrierten Balken.

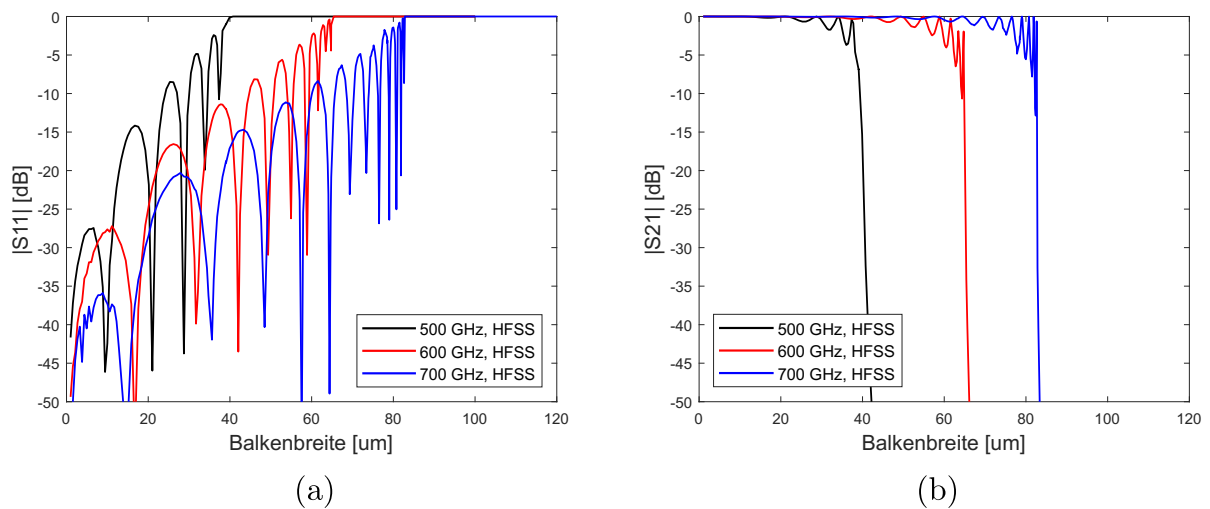


Abb. 5.4: Gegenüberstellung der simulierten S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integrierten dicken, induktiven, symmetrischen Balken.

sich horizontal schließender Wellenleiter verbietet somit nach und nach die Propagation höherer Frequenzen.

Als nächstes erfolgt die Untersuchung einer Blende, die den Wellenleiterquerschnitt ebenfalls horizontal verschließt, dabei aber nur aus einem integrierten Balken besteht (Abb. 5.5).

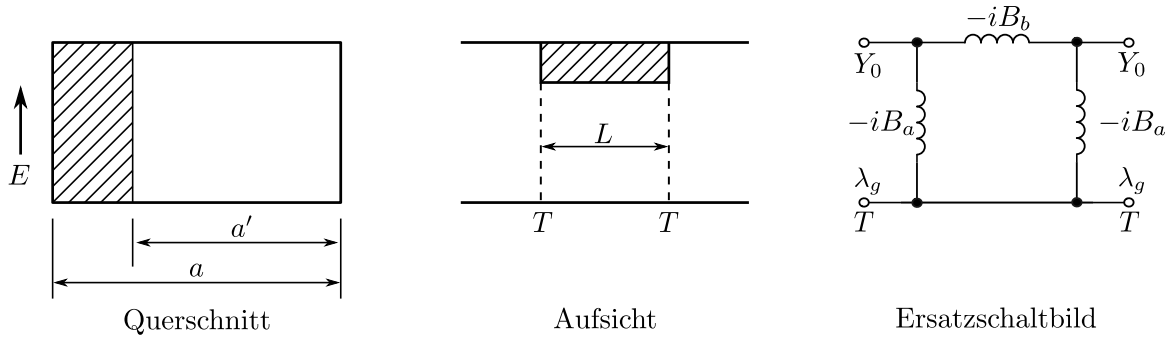


Abb. 5.5: Querschnitt, Aufsicht und Ersatzschaltbild einer dicken, asymmetrischen, induktiven Blende in einem Rechteckhohlleiter. Der Parameter a entspricht dabei der Wellenleiterbreite und a' der Breite der Blendenöffnung. Das Ersatzschaltbild lässt sich mit den beiden identischen Toren T als Zweitorsystem modellieren, wobei Y_0 die charakteristische Admittanz, B_a und B_b den Blindleitwert und λ_g die Wellenlänge im Wellenleiter ist. Das elektrische Feld E steht stets senkrecht zur langen Seitenwand. [89]

Die Berechnung der S-Parameter erfolgt hierbei wie beim vorherigen Modell nach den Gleichungen 5.1 und 5.9 mit $l = 0$ und im Grenzfalle $\beta' \ll 1$. Lediglich die Quotienten B/Y_0 und Y'_0/Y_0 entsprechen in diesem System den folgenden Gleichungen:

$$\frac{Y_0}{Y'_0} = \frac{Z'_0}{Y_0} \approx \frac{\lambda'_g/a'}{\lambda_g/a} \left(1 - \beta' - \frac{7\beta'^2}{4} \right), \quad \beta' \ll 1 \quad (5.11)$$

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{Z_0}{X} \approx \frac{\lambda_g}{2a} \frac{\beta'^2}{1 - \frac{\beta'}{2} - \beta'^2 \left(\ln \frac{2}{\beta'} + \frac{3}{2} \right)} \left[\frac{7}{4} \ln \frac{2}{\beta'} \left(1 + \beta' - \frac{5}{4} \beta'^2 \ln \frac{2}{\beta'} \right) \cdot \left(1 + \frac{4}{7} (1 - \beta')^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \right) - \frac{8}{9} \left(1 + 3\beta' \ln \frac{2}{\beta'} \right) (Q + Q') \right], \quad \beta' \ll 1 \quad (5.12)$$

Eine Darstellung der daraus berechneten S-Parameter und denen der simulierten Blende ist in Abb. 5.6 zu finden. Auch hier decken sich die analytischen Kurven der S-Parameter im hohen Maße mit denen der Simulation. Dabei wird deutlich, dass sich der Kurvenverlauf, abgesehen von der maximalen Balkenbreite, nur geringfügig vom vorherigen System unterscheidet, welches den Wellenleiterquerschnitt mit zwei Balken schloss. Auch hier führt die allmähliche Schließung des Wellenleiterquerschnitts zur Verringerung der Transmission, wobei die Kurven der S-Parameter auf Grund von konstruktiven und destruktiven Überlagerungen entsprechend Transmissions- und Reflexionsmaxima vorweisen. Zudem sind auch hier die Unterschiede zwischen den einzelnen Frequenzen in Abb. 5.7 mit Hilfe der Wellenleiterbreiten a' und den daraus resultierenden Cutoff-Frequenzen zu erklären.

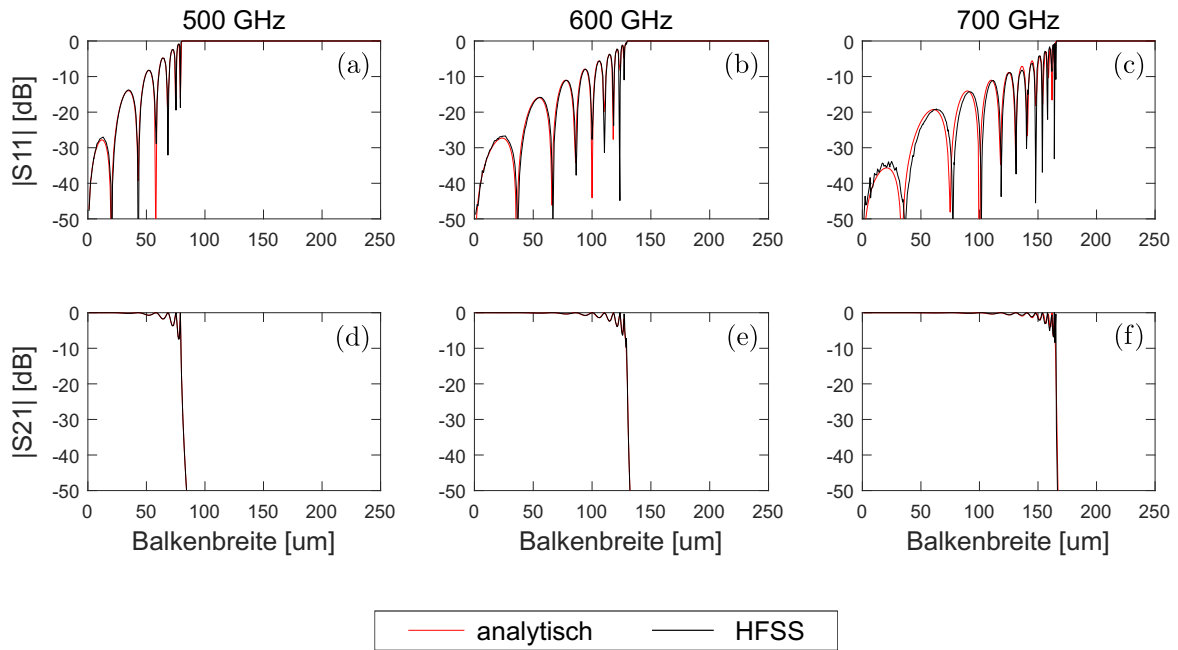


Abb. 5.6: S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integrierten sich schließenden dicken, asymmetrischen, induktiven Balken. Die analytischen Kurven beruhen auf den Gleichungen 5.9a und 5.9b mit den dazugehörigen Blindleitwerten B_a und B_b , wohingegen die simulierten Kurven in HFSS erzeugt wurden. Der Parameter $a - a'$ entspricht der jeweiligen Breite des integrierten Balkens.

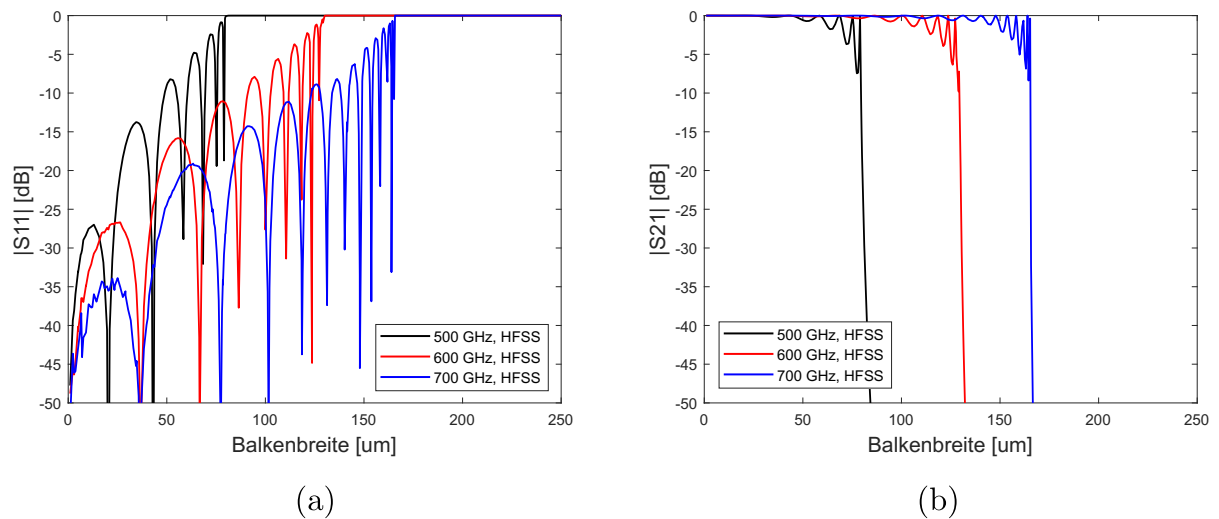


Abb. 5.7: Gegenüberstellung der simulierten S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integrierten dicken, induktiven, asymmetrischen Balken.

Als letzte Untersuchung dieses Unterkapitels liegt der Fokus nun auf einer Blende, die den Wellenleiterquerschnitt mittels eines einzelnen Balkens vertikal schließt. Eine Darstellung dieser asymmetrischen, kapazitiven Blende befindet sich in Abb. 5.8.

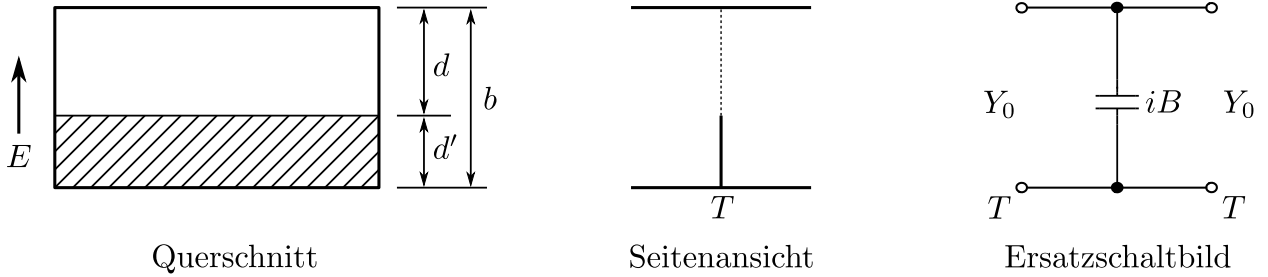


Abb. 5.8: Querschnitt, Seitenansicht und Ersatzschaltbild einer infinitesimal dünnen, asymmetrischen, kapazitiven Blende in einem Rechteckhohlleiter. Der Parameter b entspricht dabei der Wellenleiterhöhe, d' der Höhe des Wellenleiterhindernisses und d die Höhe der Blendenöffnung. Das Ersatzschaltbild lässt sich mit den beiden identischen Toren T als Zweitorsystem modellieren, wobei Y_0 den charakteristischen komplexen Leitwert und B den Blindleitwert darstellt. Das elektrische Feld E steht stets senkrecht zur langen Seitenwand. [89]

Im Gegensatz zu den horizontal schließenden Systemen werden die Balken der vertikal schließenden Systeme im Ersatzschaltbild durch eine Kapazität repräsentiert. Für die infinitesimal dünne, asymmetrische, kapazitive Blende ist sie gegeben durch

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{8b}{\lambda_g} \left[\ln \left(\csc \frac{\pi d}{2b} \right) + \frac{Q_b \cos^4 \frac{\pi d}{2b}}{1 + Q_b \sin^4 \frac{\pi d}{2b}} + \frac{1}{4} \left(\frac{b}{\lambda_g} \right)^2 \left(1 - 3 \sin^2 \frac{\pi d}{2b} \right)^2 \cos^4 \frac{\pi d}{2b} \right]. \quad (5.13)$$

Weiterhin entspricht auch hier b der Wellenleiterhöhe und die Substitution Q_b ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$Q_b = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2b}{\lambda_g} \right)^2}} - 1 \quad (5.14)$$

Zur Bestimmung der S-Parameter wird hierbei zur Vereinfachung ein Ansatz gewählt, bei dem die Berechnung über die Z-Matrix $[Z]$ und des Ersatzschaltbildes aus Abb. 5.8 erfolgt. Die jeweiligen Matrixeinträge sind hierbei durch folgende Gleichung definiert:

$$Z_{ij} = \left. \frac{U_i}{I_j} \right|_{I_k=0 \text{ für } k \neq j} \quad (5.15)$$

Demnach erhält man das Matrixelement Z_{ij} , indem nur am Tor j ein Strom I_j anliegt und sich alle anderen Tore im Leerlauf befinden ($I_k = 0$ für $k \neq j$). Da sich im Ersatzschaltbild jedoch nur ein einziges kapazitives Element befindet, vereinfacht sich das Ergebnis zu

$$Z_{11} = Z_{12} = Z_{21} = Z_{22} = \frac{1}{iB} \quad . \quad (5.16)$$

Die um $Z_0 = Y_0^{-1}$ normierte Z-Matrix ist demzufolge durch folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{[Z]}{Z_0} = \begin{bmatrix} \frac{Y_0}{iB} & \frac{Y_0}{iB} \\ \frac{Y_0}{iB} & \frac{Y_0}{iB} \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

Durch das Einsetzen von Gl. 5.17 in die Gleichung

$$[S] = \left(\frac{[Z]}{Z_0} + \mathbb{1} \right)^{-1} \left(\frac{[Z]}{Z_0} - \mathbb{1} \right) \quad (5.18)$$

kann die S-Matrix schließlich explizit berechnet werden und man erhält

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{-1}{2\frac{Y_0}{iB}+1} & \frac{2\frac{Y_0}{iB}}{2\frac{Y_0}{iB}+1} \\ \frac{2\frac{Y_0}{iB}}{2\frac{Y_0}{iB}+1} & \frac{-1}{2\frac{Y_0}{iB}+1} \end{bmatrix} \quad . \quad (5.19)$$

In Abb. 5.9 befinden sich nun die zugehörigen Kurven der Beträge der beiden S-Parameter aus den analytischen Gleichungen und der Simulation, in der der Balken eine geringe Dicke von $5 \mu\text{m}$ erhalten hat.

Auch für das letzte System ist in Abb. 5.9 eine hohe Übereinstimmung zwischen simulierten und analytisch bestimmten S-Parametern zu erkennen, wobei der geringe Unterschied zumindest anteilig auf die endliche Dicke des simulierten Balkens zurückzuführen ist. Für die vertikal schließenden Blenden ergeben sich neben einigen Gemeinsamkeiten mit den horizontal schließenden Blenden auch einige deutliche Unterschiede. So führen beispielsweise auch hier geringe Änderungen der Balkenhöhe im fast geöffneten Zustand ($d' \ll b$) zu marginalen Transmissionsänderungen. Allerdings führen schon geringe Änderungen der Balkenhöhe im fast geschlossenen Zustand ($d \ll b$) zu signifikanten Transmissions- und Reflexionsänderungen. Ein weiterer Unterschied besteht im Einfluss der Frequenzen auf den Kurvenverlauf der S-Parameter. Anders als zuvor erfahren nun die höheren Frequenzen während des Schließvorganges zuerst eine signifikante Dämpfung. Eine naheliegende Erklärung dieses Verhaltens auf Basis der Cutoff-Frequenz f_c ist hierbei nicht möglich, da f_c für die TE_{10} -Mode nicht von der Wellenleiterhöhe b abhängt. Es erscheint jedoch dahingehend plausibel, dass kapazitive Balken gerade für höhere Frequenzen mit ihren geringeren Wellenlängen als größeres Hindernis wahrgenommen werden, als es bei größeren Wellenlängen der Fall ist. Zuletzt sind aber auch die fehlenden Extrema in den Kurven ein

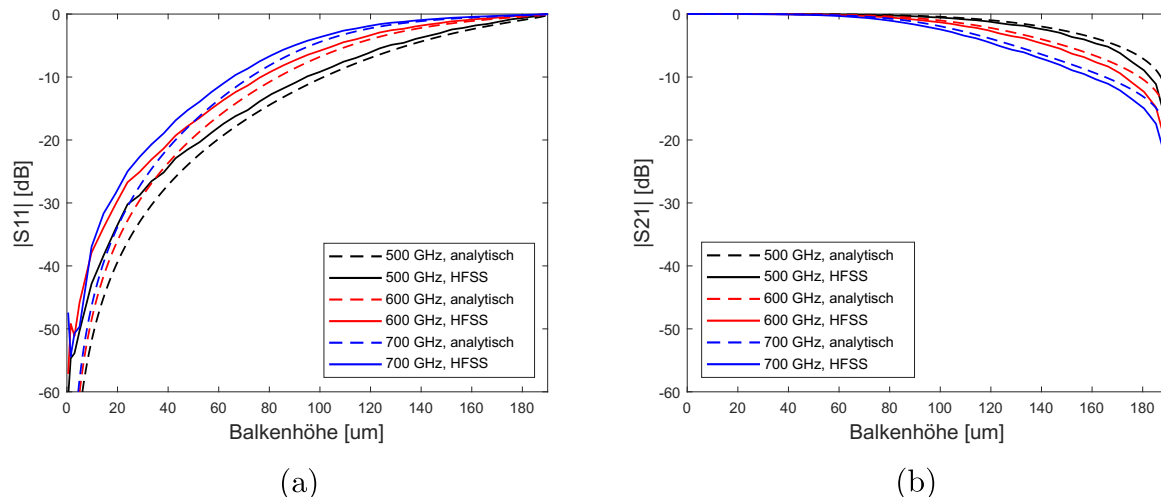


Abb. 5.9: S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit einer integrierten sich schließenden, kapazitiven, asymmetrischen Blende. Die analytischen Kurven beruhen auf infinitesimal dünnen Wänden, wohingegen den mit HFSS simulierten Kurven 5 μm dicke Wände zugrunde liegen.

signifikanter Unterschied, welche darauf zurückzuführen sind, dass es sich hierbei zumindest im analytischen Modell um eine infinitesimal dünne Blende handelt. Damit stellt sie entsprechend eines optisches Analogons nur eine Grenzfläche dar, die keine konstruktiven oder destruktiven Interferenzen ermöglicht.

5.2 Modulationseigenschaften idealisierter NED-Aktoren

Dieses Unterkapitel widmet sich der Untersuchung des Modulationsverhaltens idealisierter NED-Strukturen in einem Rechteckhohlleiter. Die Idealisierung bezieht sich hierbei zum einen auf die Leitfähigkeit der Systeme, wobei wieder alle Komponenten als perfekte Leiter definiert werden. Zum anderen werden die NEDs nicht detailliert, bestehend aus drei Elektroden, dargestellt, sondern werden als vollmanteliger Biegebalken modelliert. Dies liegt der Annahme zu Grunde, dass innerhalb der Elektrodenzwischenräume keine relevanten physikalischen Effekte Einfluss auf die THz-Propagation nehmen. Die NED-Dicke soll dabei 15 μm entsprechen, was sich näherungsweise mit der Dicke eines echten NED-Balkens deckt. Seine Länge L orientiert sich an Optimierungssimulationen seiner Geometrie, die am Fraunhofer IPMS durchgeführt wurden, wobei der Fokus auf einer hohen Auslenkung lag, ohne dabei verfrüht in den vertikalen Pull-in zu gehen. Sie entspricht 3198 μm , was einem Aktor entspräche, der aus sechs Zellen besteht, deren Einzellängen 533 μm betragen. Die einzelnen Auslenkungskurven $W_{\kappa}(x)$ des Balkens entlang des Parameters x sind durch die Kurvenschar

$$W_\kappa(x) = \frac{\kappa x^2}{2} \quad \text{mit} \quad x \in [0, L] \quad (5.20)$$

definiert. Die Größe κ ist hierbei die Balkenkrümmung.

Weiterhin werden keinerlei Lücken zwischen den NEDs und den Seitenwänden parallel zur Auslenkrichtung berücksichtigt, mit dem Ziel jegliche parasitären Strahlungslecks zu verhindern und somit eine bessere Vergleichbarkeit unter den jeweiligen Schaltkonzepten zu gewährleisten. Eine Berücksichtigung der Lücken wird diesbezüglich erst im anschließenden Unterkapitel stattfinden.

Im ersten Schritt wird das Schaltkonzept untersucht, bei dem zwei gegenüberliegende LNEDs den Wellenleiterquerschnitt horizontal schließen, wie in Abb. 5.10 dargestellt. Dabei verhält sich dieser Schalter ähnlich dem Schließvorgang der dicken, symmetrischen, induktiven Blende aus Abb. 5.1, für dessen Beschreibung analytische Lösungen bereitstehen. Diese analytischen Lösungen besitzen in diesem Kapitel jedoch nicht den Anspruch, akkurat die Simulationsergebnisse des NED-Schließvorgang wiederzugeben, sondern sollen anhand eines qualitativen Kurvenvergleiches die Plausibilität der Simulationsergebnisse untermauern. Relevant ist dabei vor allem das gegenseitige Verhalten im nahezu geöffneten und geschlossenen Zustand, als auch der Transmissionsabfall infolge eines auftretenden Cutoffs.

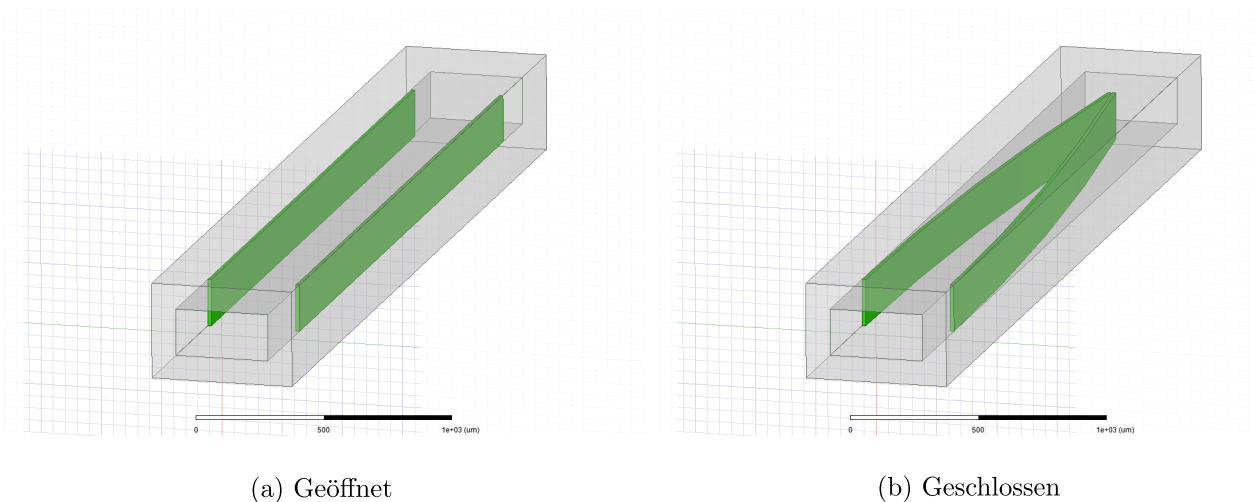


Abb. 5.10: HFSS-Modell eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit zwei integrierten LNED-Balken der Dicke $15 \mu\text{m}$, der Höhe $190 \mu\text{m}$ und der Länge von $3198 \mu\text{m}$, die den Hohlleiterquerschnitt horizontal schließen.

Es zeigt sich, dass sich die simulierten S-Parameter des Schließvorganges in Abb. 5.11 in relevanten Aspekten mit dem analytischen Modell der dicken Blenden decken. So sind die in Abb. 5.11a gut zu erkennenden Extrema des analytischen Modells zwar nicht bei den Simulationen des LNED-Schaltermodells zu erkennen, doch weisen beide Kurven

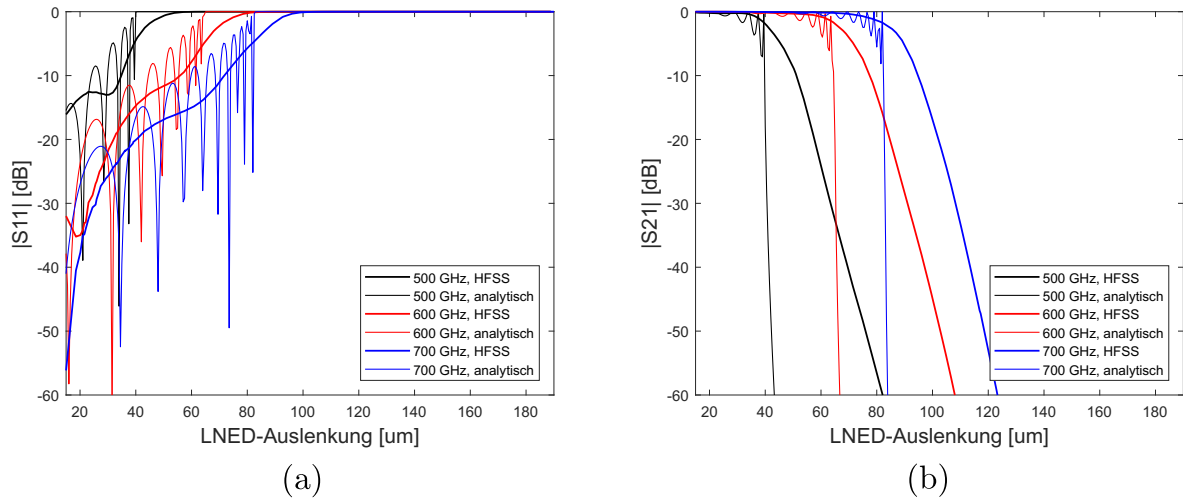


Abb. 5.11: Simulierte und analytisch bestimmte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380, der durch zwei integrierte LNEDs der Dicke $15\ \mu\text{m}$, der Höhe $190\ \mu\text{m}$ und der Länge von $3198\ \mu\text{m}$ lateral geschlossen wird. Die Dicke wird dabei in der Auslenkung berücksichtigt. Die analytischen S-Parameter beruhen auf dem Modell der dicken, symmetrischen, induktiven Blende (Gl. 5.9 mit Gl. 5.10 und 5.1).

einen erheblichen Überlapp auf. Dies spiegelt sich vor allem in den Transmissionsabfällen infolge des Cutoffs wieder, die im analytischen und simulatorischem Modell sehr nahe beieinanderliegen. Zwar fallen die Kurven des NED-basierten Schalters hierbei deutlich schwächer ab als bei den dicken, induktiven Balken, dies liegt jedoch daran, dass die LNEDs nur an ihrer Spitze die maximale Auslenkung vorweisen. Damit erfahren die einfallende THz-Wellen nicht über die gesamte Länge der LNEDs eine exponentielle Dämpfung und die Transmission fällt geringfügig höher aus. Zudem ist darauf hinzuweisen, dass bereits die unausgelenkten Balken, die den Wellenleiterquerschnitt auf beiden Seiten um jeweils $15\ \mu\text{m}$ einengen, vor allem bei 500 GHz, deutliche Reflexionen bewirken. Außerdem führen die beiden Impedanzsprünge am Anfang und Ende der LNEDs auch hier zu Interferenzen, die sich vor allem im S_{11} -Parameter bei 500 GHz in Form eines nicht monotonen Kurvenverlaufs manifestieren.

Auf der anderen Seite ähneln sich die simulierten und analytischen Kurven im Verhalten bei der Annäherung des vollkommen geöffneten Zustandes, indem deren S_{21} -Parameter nahezu gegen 0 dB konvergieren und bei Annäherung des vollkommen geschlossenen Zustandes gegen $-\infty$ streben. Zudem erfahren auch hier beide Kurve zuerst bei geringen Frequenzen einen Transmissionsabfall, sobald die Systeme geschlossen werden. Somit sind die Simulationsergebnisse durchaus als plausibel zu betrachten.

Das nächste Schalterkonzept, das untersucht wird, beinhaltet einen einzelnen NED, der sowohl ein LNED als auch ein VNED sein kann und den Wellenleiterquerschnitt ebenfalls

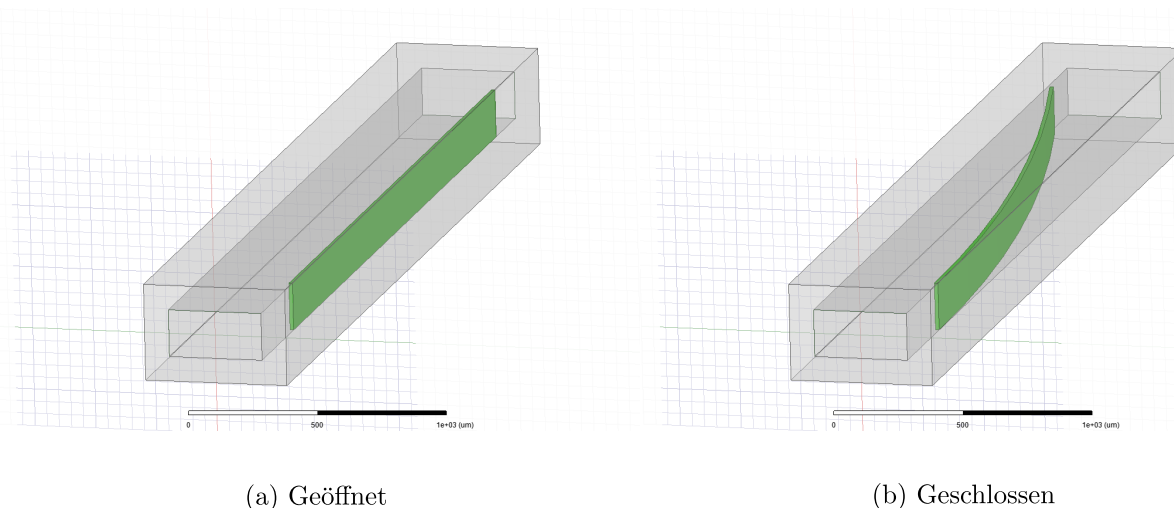


Abb. 5.12: HFSS-Modell eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integriertem NED der Dicke $15\ \mu\text{m}$, der Höhe $190\ \mu\text{m}$ und der Länge von $3198\ \mu\text{m}$, der den Hohlleiterquerschnitt lateral schließt.

horizontal schließt (Abb. 5.12).

Um abschätzen zu können, ob die Simulationsergebnisse des Schalterkonzeptes aus Abb. 5.12 auch plausibel sind, liegt es nahe, sie hierfür mit den analytischen Ergebnissen der dicken, asymmetrischen, induktiven Blende zu vergleichen. Eine grafische Darstellung der betreffenden S-Parameter befindet sich in Abb. 5.13.

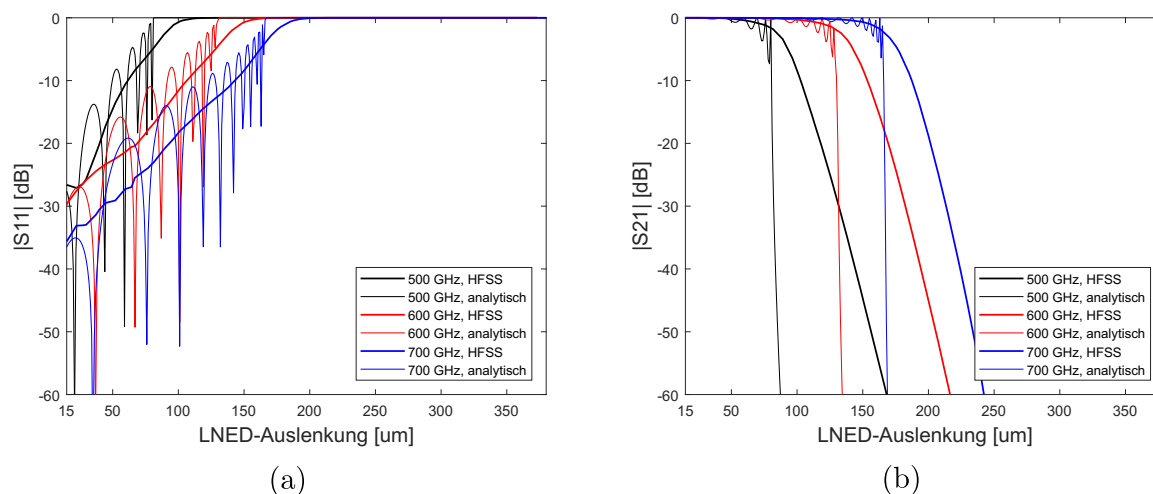


Abb. 5.13: Simulierte und analytisch bestimmte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380, der durch einen integrierten Biegebalken der Dicke $15\ \mu\text{m}$, der Höhe $190\ \mu\text{m}$ und der Länge von $3198\ \mu\text{m}$ lateral geschlossen wird. Die analytischen S-Parameter stammen vom Modell der dicken, asymmetrischen, induktiven Blende (Gl. 5.9 mit Gl. 5.10 und 5.1).

Auch in diesem Vergleich decken sich die Kurven der simulierten S-Parameter in entscheidenden Aspekten mit denen der analytischen Lösungen. Dabei verhalten sich die simulierten Kurven qualitativ betrachtet sehr ähnlich zum vorigen Modell, welches den Wellenleiter mit zwei LNEDs schloss. So weisen die analytischen Kurven und die Kurven aus der Simulation trotz der fehlenden Extrema einen erheblichen Überlapp auf. Zudem liegt der Transmissionsabfall der analytischen Kurven nahe an denen der Simulation des NED-basierten Bauteils. Weiterhin erfahren die tieferen Frequenzen ebenfalls bei geringeren NED-Auslenkungen einen erheblichen Transmissionsabfall. Des Weiteren lässt sich auch hierbei ein nicht monotonen Verhalten der simulierten S_{11} -Kurve bei 500 GHz beobachten, was sich aber ebenfalls mit Interferenzen erläutern lässt. Zuletzt fällt die S_{11} -Kurve bei 700 GHz durch geringfügige Sprünge in ihren Anstiegen bei geringen Auslenkungen auf. Auch hier liegt es nahe, dass es sich dabei um keinen physikalischen Effekt handelt, sondern durch marginale Ungenauigkeiten der FEM-Simulation. Somit ließ sich der gesamte Kurvenverlauf nahezu identisch mit den Hypothesen des vorigen Modells erläutern, wodurch auch diese Simulationsergebnisse als plausibel eingestuft werden können.

Die letzte Untersuchung dieser idealisierten Wellenleiterschalter befasst sich mit einem integrierten VNED-Aktor, der den Wellenleiterquerschnitt vertikal schließt (Abb. 5.14). Das Modell, das hier zur Plausibilitätsuntersuchung verwendet wird, ist das der infinitesimal dünnen, asymmetrischen, kapazitiven Blende. Da hierbei die Wellenleiterbreite a und dadurch auch der Propagationsparameter β über die gesamte Länge L des VNEDs konstant bleibt, war es nicht notwendig, den VNED mit einer dicken, vertikal schließenden Blende zu vergleichen. Zumal hat die infinitesimal dünne Blende den Vorteil, dass keine modellbedingten Interferenzen eingeführt werden.

Anders als zuvor decken sich die analytischen und simulierten Kurven der S-Parameter

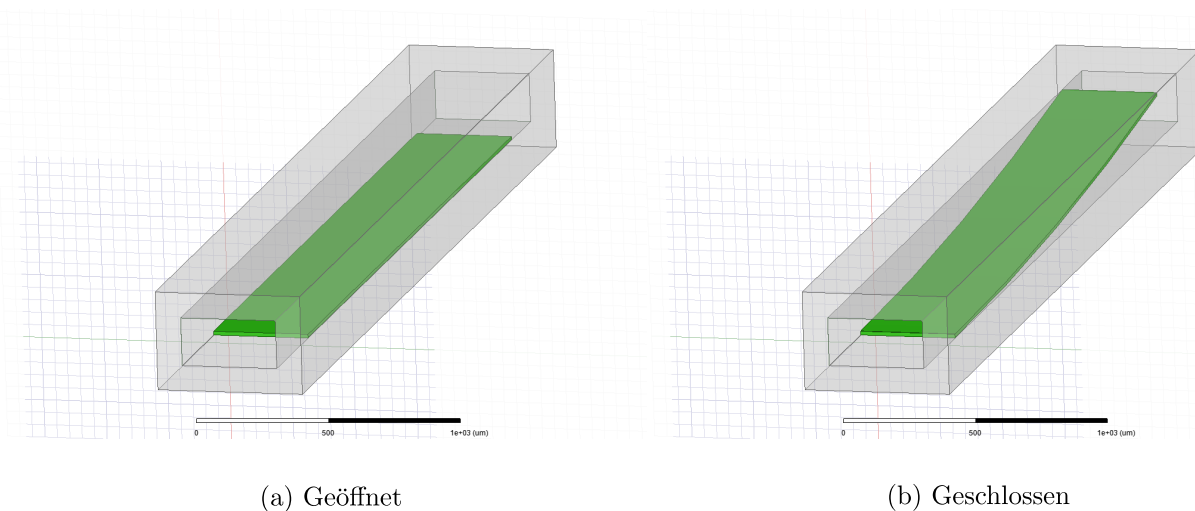


Abb. 5.14: HFSS-Modell eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integriertem Biegebalken der Höhe $15 \mu\text{m}$, der Breite $380 \mu\text{m}$ und der Länge von $3198 \mu\text{m}$, der den Hohlleiterquerschnitt vertikal schließt.

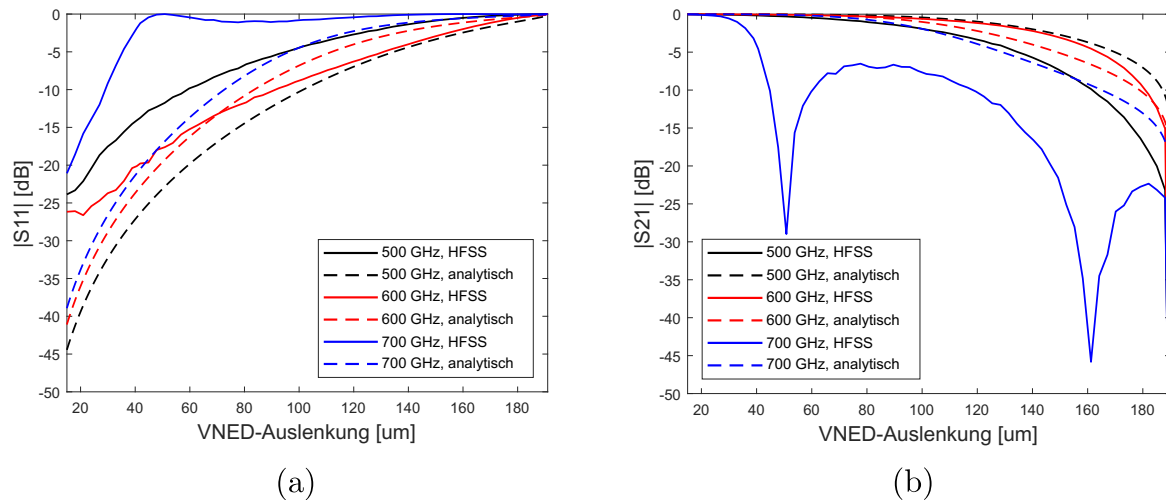


Abb. 5.15: Simulierte und analytisch bestimmte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380, der durch einen integrierten Biegebalken der Höhe $15\ \mu\text{m}$, der Breite $190\ \mu\text{m}$ und der Länge von $3198\ \mu\text{m}$ vertikal geschlossen wird. Die analytischen S-Parameter stammen vom Modell der infinitesimal dünnen, asymmetrischen, kapazitiven Blende (Gl. 5.19 mit 5.13).

hier nur sehr schwach, wie in Abb. 5.15 zu sehen. Dabei ist zunächst darauf hinzuweisen, dass die Reihenfolge mit der die einzelnen Frequenzen im analytischen Modell nacheinander anfangen signifikante Dämpfungen zu erfahren, nicht im simulierten Modell wiederzufinden ist. Zwar folgen die S-Parameter in der Simulation für 500 GHz und 600 GHz grob dem analytischen Kurvenverlauf, doch bei 700 GHz kommt es zu einer zuvor nicht gesehenen Abweichung. Vor allem bei einer Auslenkung von etwa $50\ \mu\text{m}$ fällt die Transmission für diese Frequenz in ein lokales Minimum, um bei weiterer Auslenkung wieder zu steigen. Eine Darstellung des Frequenzganges von 500 - 750 GHz bei dieser Auslenkung in Abb. 5.16 liefert einen Hinweis für die Erklärung dieses Verhalten.

Demnach handelt es sich dabei um einen Resonanzeffekt bei dem die Frequenzen 500 GHz und 600 GHz nun zufällig nahe einem lokalen Transmissionsmaximum sitzen, wohingegen 700 GHz in einem Transmissionsminimum sitzt. Die Herkunft dieser Interferenzen lässt sich anschaulich in Abb. 5.17 darstellen. Während der NED darin ausgelenkt ist, aber nicht seine gegenüberliegende Seitenwand berührt, wird ein Teil der THz-Strahlung an ihm vorbeiführen und ein anderer Teil in die Kavität unter ihm hineinpropagieren. Da die Strahlung dort jedoch wieder reflektiert wird, führt dies zu einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ an der Spitze des NEDs. Dies führt schließlich genau dann zu Reflexionsspitzen, wenn es hierbei zu destruktiven Überlagerungen kommt. In der Hochfrequenztechnik werden diese Systeme auch Hohlraumresonatoren genannt. Dabei ist es irrelevant, an welchem Eingang die THz-Strahlung in den Wellenleiter tritt. Für reziproke, verlustfreie Wellenleiter im Singlemode-Frequenzbereich gilt stets $S_{11} = S_{22}$ und $S_{21} = S_{12}$.

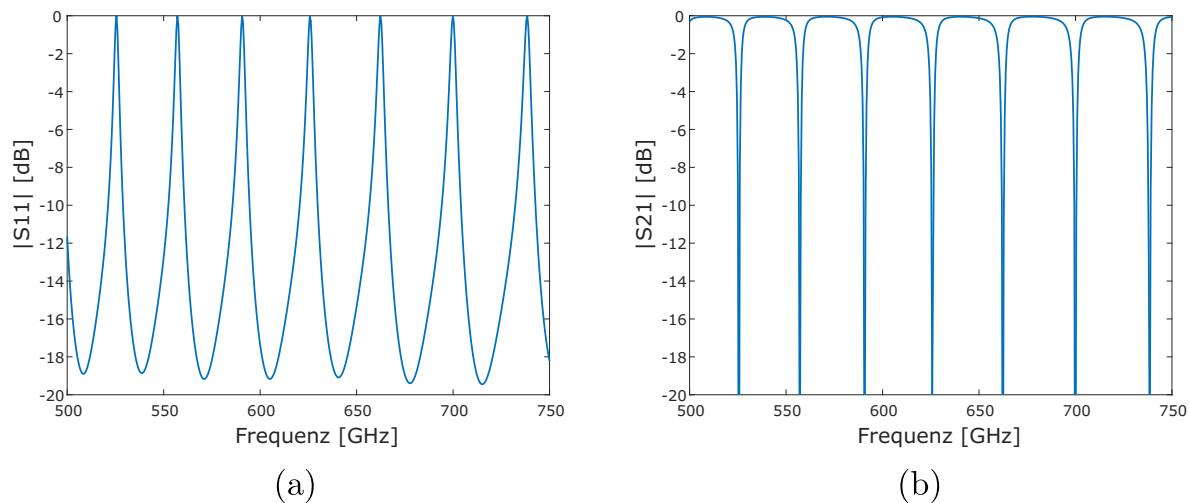


Abb. 5.16: Simulierte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380, der durch einen integrierten Biegebalken der Höhe $15\ \mu\text{m}$, der Breite $380\ \mu\text{m}$ und der Länge von $3198\ \mu\text{m}$ vertikal um $50\ \mu\text{m}$ ausgelenkt ist.

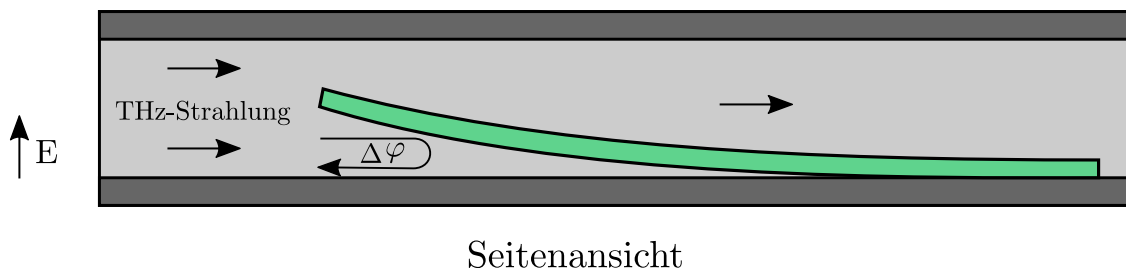


Abb. 5.17: Schematische Darstellung eines Rechteckhohlleiters mit einem integrierten Biegebalken der vertikal zur langen Querschnittsseite ausgelenkt wird. Strahlung, die unter dem Balken propagiert, wird reflektiert und erfährt im Vergleich zum oberen Propagationsweg eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi$. Der Parameter E mit Pfeil verdeutlicht die Polarisation des E-Feldes.

Darüber hinaus ergeben sich aus den Simulationen, dass der NED bei diesem Schaltkonzept soweit ausgelenkt werden muss, bis er seine gegenüberliegende Wellenleiterseitenwand berührt, um in der Lage zu sein, die THz-Propagation abzuschneiden. Dies stellt sich jedoch als weiterer Nachteil gegenüber den anderen Konzepten dar, da der NED beim Schließvorgang stets die Wellenleiterwand berühren muss, was letztendlich die Lebensdauer solcher Komponenten erheblich reduzieren kann.

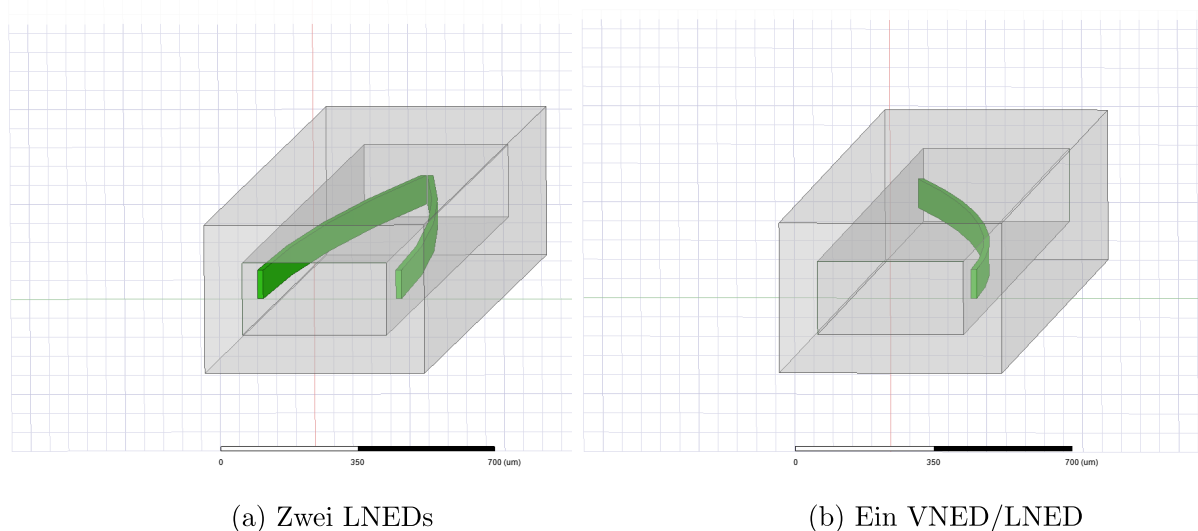
5.3 Modulationseigenschaften im Rahmen technologischer Limitierungen

In diesem Unterkapitel werden die Lücken zwischen den NEDs und den Seitenwänden parallel zur Auslenkrichtung berücksichtigt. Pauschal betrachtet sollten diese zwar möglichst klein sein, sodass die elektromagnetischen Wellen daran gehindert werden, durch sie hindurchzulecken. Jedoch müssen die Lücken auch eine gewisse Breite aufweisen, da der NED sonst während der Auslenkung in den vertikalen Pull-in geht und das Bauteil dadurch zerstört wird.

Bei einem LNED-basierten Schaltelement wird die Lücke durch die BOX-Schicht vordefiniert. Bei VNED-basierten Schaltern hingegen kann sie durch die Breite des strukturierten Wellenleiterkanals, der im letzten Fertigungsschritt auf den Wafer mit VNED gebondet wird, festgelegt werden (Vergleich Kap. 4.3). Bei diesem Bondprozess darf die Wellenleiterseitenwand jedoch nicht den VNED berühren, da er sonst nicht ausgelenkt werden kann. Die minimale Lücke wird somit durch die laterale Bondgenauigkeit limitiert.

Die Untersuchung des Einflusses der Lücke auf die Modulation erfolgt zunächst mit dem Modell des THz-Schalters, bei denen zwei LNEDs und nur ein LNED oder VNED den Hohlleiterquerschnitt horizontal schließen. Dabei sind sie vollausgelenkt mittig der vertikalen Seitenwand integriert und erfahren im Rahmen der Simulationen einen Parameter Sweep über deren NED-Höhe, wodurch die Lücke stetig kleiner wird (Abb. 5.18).

Wie in den Betrachtungen zuvor, wird auch hier ein analytisches Modell verwendet, um die Plausibilität der Simulationsergebnisse zu bewerten. Dies entspricht in jenem Fall einer infinitesimal dünnen, symmetrischen, kapazitiven Blende, wie in Abb. 5.19 dargestellt.



(a) Zwei LNEDs

(b) Ein VNED/LNED

Abb. 5.18: HFSS-Modelle von Wellenleitern des Standards WM-380 mit integrierten NEDs der Dicke $15 \mu\text{m}$, der Länge von $3198 \mu\text{m}$ und der Höhe $75 \mu\text{m}$, die horizontal voll ausgelenkt sind.

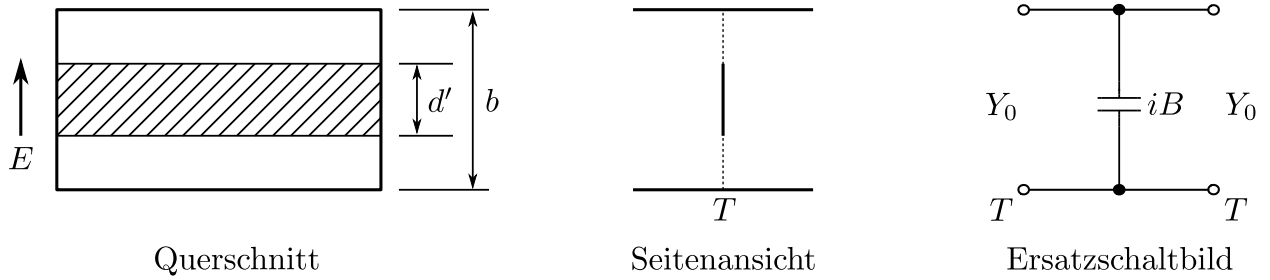


Abb. 5.19: Querschnitt, Seitenansicht und Ersatzschaltbild einer infinitesimal dünnen, symmetrischen, kapazitiven Blende in einem Rechteckhohlleiter. Der Parameter b entspricht dabei der Wellenleiterhöhe und d' der Höhe des Wellenleiterhindernisses. Das Ersatzschaltbild lässt sich mit den beiden identischen Toren T als Zweitorsystem modellieren, wobei Y_0 den charakteristischen komplexen Leitwert und B den Blindleitwert darstellt. Das elektrische Feld E steht stets senkrecht zur langen Seitenwand. [89]

Die Herleitung der S-Matrix dieses analytischen Modells erfolgt identisch zum Modell der symmetrischen, kapazitiven Blende in Gl. 5.19 mit dem normierten Blindleitwert

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{4b}{\lambda_g} \left[\ln \left(\csc \frac{\pi d}{2b} \right) + \frac{Q_c \cos^4 \frac{\pi d}{2b}}{1 + Q_c \sin^4 \frac{\pi d}{2b}} + \frac{1}{16} \left(\frac{b}{\lambda_g} \right)^2 \left(1 - 3 \sin^2 \frac{\pi d}{2b} \right)^2 \cos^4 \frac{\pi d}{2b} \right] \quad (5.21)$$

und den Substitutionen

$$Q_c = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{b}{\lambda_g} \right)^2}} - 1 \quad \text{und} \quad d = b - d' \quad . \quad (5.22)$$

Eine Gegenüberstellung der simulierten S-Parameter beider NED-Schaltkonzepte und dem entsprechenden analytischen Modell findet sich in Abb. 5.20.

Im Falle des Wellenleiters, in dem sich zwei vollausgelenkte LNEDs befinden (Abb. 5.20 a-b), stimmen die Simulationsergebnisse grob mit denen des analytischen Modells überein. Demnach führt eine LNED-Höhe von $75 \mu\text{m}$, dem aktuellen Technologiestand, nur zu geringfügigen Modulationen. Bei der weiteren Steigerung der Höhe nimmt der Abfall des Transmissionsvermögens stetig zu, bis es bei $190 \mu\text{m}$ komplett geschlossen ist und die gesamte einfallende Strahlung reflektiert wird. Dabei ist zu erkennen, dass gerade kleine Lücken von wenigen Mikrometern der FEM-Simulation Schwierigkeiten bereiten und daher die berechneten S-Parameter stark variieren. Die Validität der Modelle ist daher in diesem Bereich teilweise eingeschränkt. In diesem Rahmen liegt es jedoch nahe, dass

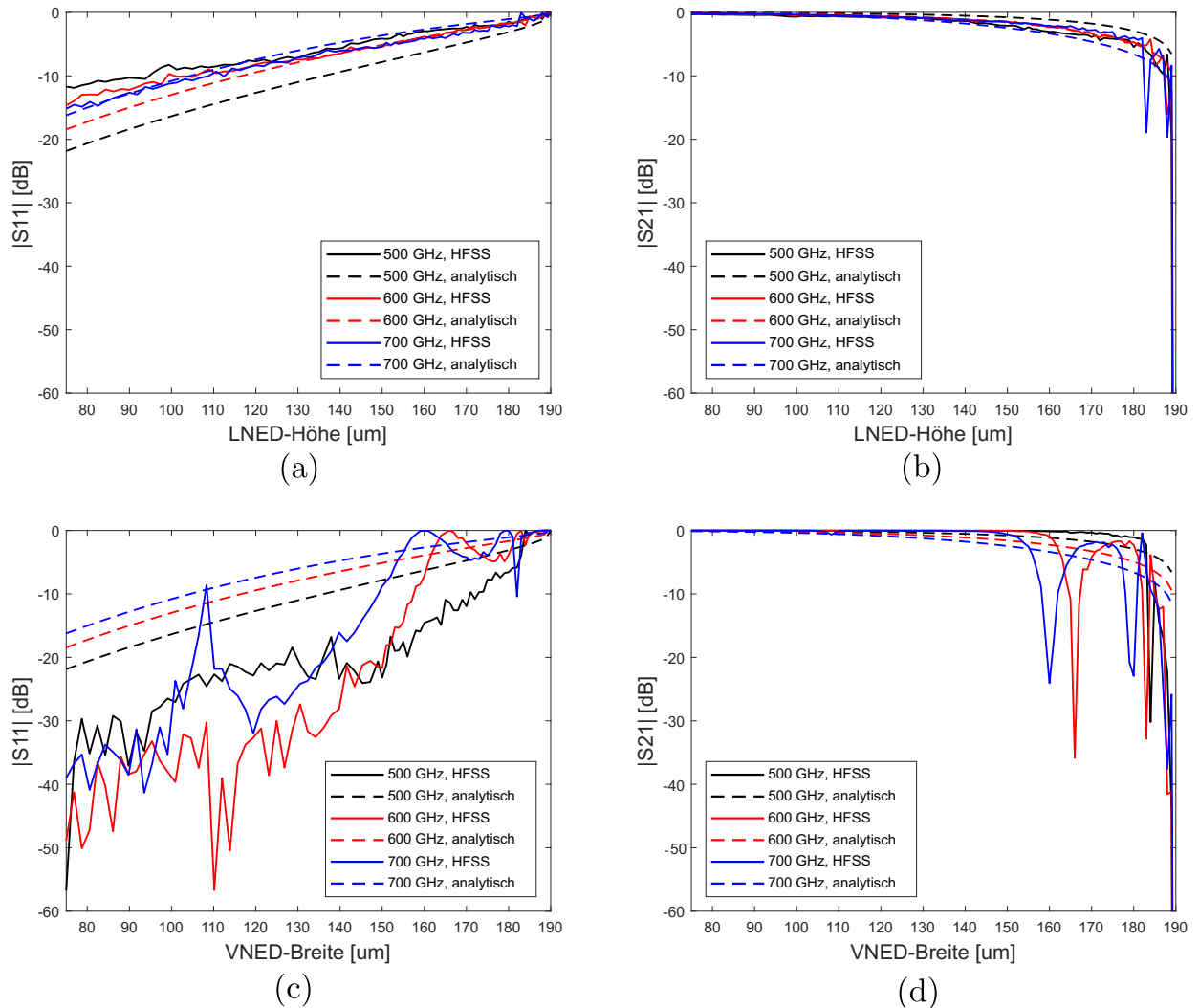


Abb. 5.20: Simulierte und analytisch bestimmte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 in dem mittig der vertikalen Seitenwand zwei (a-b) beziehungsweise ein (c-d) vollausgelenkter NED der Dicke $15 \mu\text{m}$ und der Länge von $3198 \mu\text{m}$ integriert wurde, dessen Höhe variabel ist. Die analytischen S-Parameter stammen vom Modell der infinitesimal dünnen, symmetrischen, kapazitiven Blende (Gl. 5.19 mit 5.21).

die S-Parameter dabei nahe an den Ergebnissen des analytischen Modells liegen.

Im Kontrast dazu unterscheiden sich die Simulationsergebnisse des Wellenleiters, in dem nur ein vollausgelenkter NED integriert wurde (Abb. 5.20 c-d), deutlich vom analytischen Modell. So führt eine NED-Breite von $75 \mu\text{m}$ zu vernachlässigbaren Transmissionsdämpfungen. Zudem lassen sich hierbei aber auch bei 600 GHz und 700 GHz lokale Transmissionsminima ausmachen. Woraufhin bei weiterem Steigern der NED-Breite die Transmission wieder steigt und gegen $190 \mu\text{m}$ schließlich gegen $-\infty$ tendiert. Hervorzuheben ist dabei, dass derartige Transmissionsextrema nur bei 600 und 700 GHz zu beobachten sind und beim vorherigen System mit zwei LNEHs nichts dergleichen auftritt. Abbildung

5.21 zeigt hierzu die S-Parameter beider Systeme bei einer NED-Höhe von $165\ \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Frequenz.

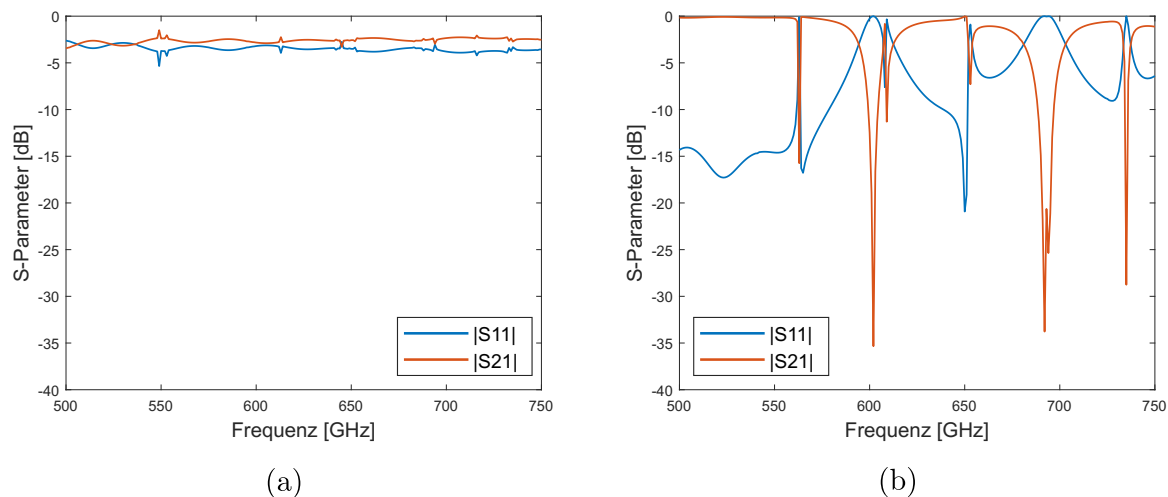


Abb. 5.21: Simulierte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 in dem mittig der vertikalen Seitenwand zwei (a) bzw. ein (b) vollausgelenkter NED der Dicke $15\ \mu\text{m}$, der Länge von $3198\ \mu\text{m}$ und der Höhe $165\ \mu\text{m}$ integriert wurde, in Abhängigkeit von der Frequenz.

Darin zeigt sich wiederum, dass das System mit zwei integrierten LNEs der Höhe $165\ \mu\text{m}$ (Abb. 5.21 a) keinerlei ausgeprägte Extrema aufweist und damit die S-Parameter im Bereich zwischen 500 - 750 GHz nahezu konstant sind. Die geringfügigen Oszillationen lassen sich dabei auf stehende Wellen zurückführen, die von Reflexionen an den LNE-Aktoren stammen.

Im Vergleich dazu zeigt die gleiche grafische Darstellung für das System mit nur einem integrierten NED (Abb. 5.21 b) ab etwa 550 GHz signifikante Interferenzerscheinungen. Erklären lässt sich dieses Verhalten mit der Propagation von THz-Strahlung entlang der Lücken zwischen NED sowie der oberen und unteren Wellenleiterwand, die in groben Zügen sogenannte „Ridge Waveguides“ repräsentieren [89]. Dies sind Rechteckhohlleiter, in denen ein Steg entlang einer Seitenwand verläuft. Somit koppelt ein Teil der Strahlung an Moden dieses „Ridge Waveguide“, wohingegen der andere Teil entweder reflektiert wird oder im rechteckigen Querschnitt hinter dem NED propagiert, nachdem sie durch die schmalen Lücken hindurchgedrungen sind. Da allerdings die Propagationsparameter der Moden auf dem „Ridge Waveguides“ vom Spaltabstand zwischen NED und Wellenleiterseitenwand abhängen und auch Moden hinter dem NED durch die veränderliche Wellenleiterbreite veränderliche Propagationsparameter besitzen, führt dies folglich zu resonanten Überlagerungen. Dieser Effekt tritt allerdings erst jenseits von 550 GHz auf, was darauf zurückzuführen ist, dass erst diese Frequenzen in dem schmalen Wellenleiter-

querschnitt hinter dem NED propagieren können. Die entsprechende Wellenleiterbreite, bei der bei 550 GHz ein Cutoff erfolgt, beträgt etwa $270 \mu\text{m}$. Solange die Breite also nicht unterschritten wird, erfolgt keine exponentielle Felddämpfung. Im Gegensatz dazu engen die beiden LNEDs im ersteren Schaltkonzept die Wellenleiterbreite hinter ihnen so stark ein, dass in deren Volumen keine TE_{10} -Moden des entsprechenden Frequenzbereiches propagieren können, es demnach auch zu keinen Resonanzen kommt.

Als letztes wird der Einfluss der Lücken zwischen NED und Seitenwänden im Falle des VNEDs untersucht, der den Wellenleiterquerschnitt vertikal schließt. Dabei ist er mittig an der unteren Wellenleiterwand befestigt und erfährt einen Parameter Sweep über seine Breite. Eine Darstellung dieses Modells findet sich in Abb 5.22.

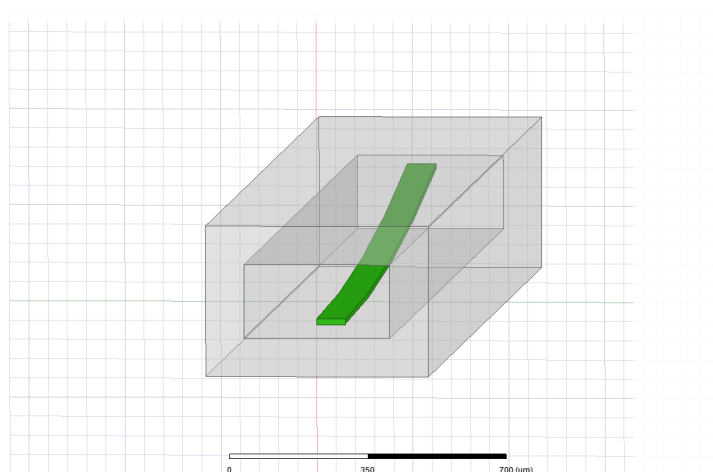


Abb. 5.22: HFSS-Modell eines Wellenleiters des Standards WM-380 mit integriertem VNED der Höhe $15 \mu\text{m}$, der Länge von $3198 \mu\text{m}$ und der Breite $75 \mu\text{m}$, der vertikal voll ausgelenkt ist.

Für dieses System ließ sich jedoch weder in der Literatur, noch durch eigene Rechnungen ein adäquates analytisches Modell finden, welche eine Plausibilitätsuntersuchung unterstützen würde. Daher zeigt die grafische Darstellung in Abb. 5.23 nur die S-Parameter des Simulationsmodells.

Darin zeigt sich, dass die Verbreiterung des VNEDs fast über den gesamten Parameter Sweep kaum Einfluss auf die Transmission nimmt. Unterschreitet die Lücke zwischen VNED und Seitenwänden jedoch eine Grenze von wenigen Mikrometern, fällt die Transmission rapide ab, bis bei einer Breite von $380 \mu\text{m}$ schließlich die gesamte einfallende Strahlung reflektiert wird. Eine Erklärung für dieses Verhalten kann wieder darauf zurückgeführt werden, dass die TE_{10} -Mode, sobald sie die VNED-Rampe hinaufpropagiert, keine Änderung der Propagationsparameter erfährt und somit über die gesamte VNED-Länge allmählich an ihm vorbeilecken kann. Sobald die Lücke jedoch nur noch wenige Mikrometer beträgt, kann die THz-Strahlung diese jedoch nicht mehr überwinden und es kommt zu einem abrupten Abfall der Transmission. Des Weiteren erscheinen auch hier die Kurven

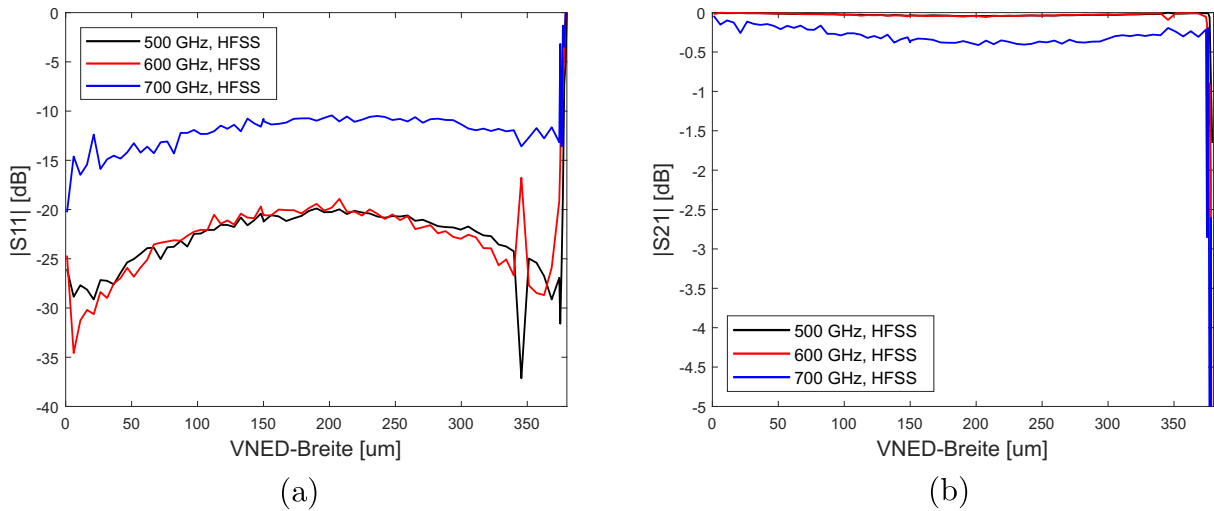


Abb. 5.23: Simulierte und analytisch bestimmte S-Parameter eines Wellenleiters des Standards WM-380 in dem mittig der horizontalen Seitenwand ein vollausgelenkter VNED der Dicke $15\ \mu\text{m}$ und der Länge von $3198\ \mu\text{m}$ integriert wurde, dessen Breite variabel ist.

verrauscht zu sein und zeigen bei etwa $350\ \mu\text{m}$ sogar Extrema auf. Jedoch liegt es auch hier nahe, dass es sich dabei lediglich um marginale Ungenauigkeiten der FEM-Simulation handelt. Letztlich ist es auch für dieses Schaltkonzept daher notwendig, die benannten Lücke bis auf wenige Mikrometer zu reduzieren, um eine signifikante Strahlungsmodulation zu erzielen.

5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde analytisch und anhand von FEM-Simulationen die Leistungsfähigkeit von drei NED-basierten Schaltkonzepten zur Modulation von THz-Strahlung in einem Wellenleiter des Standards WM-380 untersucht. Zwei Konzepte sahen es vor, den Wellenleiterquerschnitt mit jeweils einem oder zwei LNEDs horizontal zu schließen. Ein drittes Konzept bezog sich auf einen vertikalen Schließprozess mittels VNED. Der vertikale Schließprozess mittels LNED wurde nicht berücksichtigt, da die Fertigung der Elektrodenspalte durch eine benötigte Tiefe von $380\ \mu\text{m}$ eine zu große technologische Herausforderung darstellt. In diesem Rahmen wurden zunächst idealisierte NED-Strukturen betrachtet, die allesamt aus einem perfekten Leitermaterial bestehen und keine Lücke zu den Seitenwänden parallel zur Auslenkrichtung besitzen. Im nächsten Auswertungsschritt wurde jedoch auch diese Lücke berücksichtigt. Die entsprechenden Simulationsergebnisse deckten sich zwar nicht vollkommen mit den analytischen Modellen, trotzdem konnten sie

Tab. 5.1: Übersicht über die Vor- und Nachteile der verschiedenen Bauteilkonzepte

Bauteilkonzept	Vorteile	Nachteile
1 LNED, horizontale Schließung	<ul style="list-style-type: none"> • vollständige Auslenkung nicht notwendig • Lücke definiert durch BOX-Schicht 	<ul style="list-style-type: none"> • fehlende Metallisierung • Auslenkung entlang langer Seitenwand ($380 \mu\text{m}$)
2 LNED, horizontale Schließung	<ul style="list-style-type: none"> • vollständige Auslenkung nicht notwendig • Lücke definiert durch BOX-Schicht • Auslenkung halbiert gegenüber 1 LNED 	<ul style="list-style-type: none"> • fehlende Metallisierung
1 VNED, vertikale Schließung	<ul style="list-style-type: none"> • Auslenkung entlang kurzer Seitenwand ($190 \mu\text{m}$) • metallisierte Elektrode 	<ul style="list-style-type: none"> • vollständige Auslenkung notwendig • Lücke definiert durch Bonding-Genauigkeit • Lücke hat signifikanteren Einfluss auf Dämpfungsvermögen

durch entsprechende Erläuterungen als plausibel eingestuft werden.

Bei der Untersuchung der idealisierten NED-Strukturen ohne Lücke zeigt sich, dass die Schaltkonzepte, die den Wellenleiterquerschnitt horizontal schließen, den Vorteil besitzen, dass die NEDs dabei nicht vollständig ausgelenkt werden müssen, um das Frequenzband von 500 - 750 GHz auszuschneiden. Das vertikal schließende Pendant hingegen muss sogar die gegenüberliegende Seitenwand berühren, um einen ähnlichen Effekt zu erzielen.

Schließlich zeigte sich, dass das Modulationsvermögen aller Konzepte anfällig ist für Lücken zwischen den NEDs und den Seitenwänden parallel zur Auslenkrichtung. Demnach dürften diese nur wenige Mikrometer breit sein, um noch eine signifikante Modulation zu erzeugen. Dabei zeigte sich zudem, dass die Simulationsmodelle äußerst empfindlich auf Änderungen der Lückenbreite reagieren, sobald diese nur wenige Mikrometer beträgt. Demnach ist es zielführender, die Ergebnisse qualitativ zu bewerten, als explizite S-Parameter für diese Geometrien aufzuzeigen.

Letztlich müssen diese Ergebnisse noch im Rahmen der technologischen Limitierungen begutachtet werden. Im Falle des VNEDs, der den Wellenleiterquerschnitt vertikal schließt, wird die besagte Lücke durch die laterale Bonding-Genauigkeit limitiert. Der übliche Bonding-Prozess mit Parylene als Verbindungsmaterial kann wegen der geringen, empirisch abgeschätzten Genauigkeit von $\pm 10 \mu\text{m}$ ausgeschlossen werden. Die lateralen Genauigkeiten bei einem direkten Bondprozess mit $\pm 1 \mu\text{m}$ sind dafür jedoch ausreichend, wobei die technologische Umsetzung jedoch an die Oberflächenrauheit gebunden ist. Dies trifft auch für das Konzept zu, in dem der Wellenleiterquerschnitt durch einen VNED horizontal geschlossen wird.

Erfolgt die Schließung allerdings durch einen oder zwei LNEDs, so ist deren Lücke durch die BOX-Schichtdicke der SOI-Wafer vordefiniert, welche nach Anbieter zwischen 0,1 - 10 μm betragen kann. Somit erfüllt dieser Prozesse technologisch ebenso die benötigten Anforderungen für die Lücke. Im direkten Vergleich der Konzepte mit einem LNED und zwei LNEDs ragt die letztere Variante als vorteilhafter hervor, da sie deutlich geringere Auslenkungen vollführen muss. Dabei ist anzumerken, dass eine Optimierung der NEDs auf eine maximale Auslenkung mit enormen technologischen Schwierigkeiten verbunden ist. So geht eine höhere Auslenkung stets mit höheren Aktuierungsspannungen einher, welche wiederum zu Limitierungen hinsichtlich des vertikalen Pull-ins führen.

Auf Grundlage dieser Argumente stellt sich das Schaltkonzept, in dem zwei LNEDs den Wellenleiter horizontal schließen, als Konzept mit den geringsten technologischen Risiken heraus. Somit wird dieses Schaltkonzept den Fokus der nachfolgenden experimentellen Untersuchungen bilden.

6 Fertigung und Charakterisierung gedruckter Wellenleiterkomponenten

Dieses Kapitel behandelt den gesamten experimentellen Teil dieser Arbeit, in dessen Fokus die spektroskopische Charakterisierung gedruckter Wellenleitersysteme im THz-Bereich steht. Hierzu wird vorerst eingehend die Fertigung der Wellenleiter und das Versuchsvorhaben beschrieben, woraufhin im Anschluss die Messergebnisse mit statischen und aktuierten Wellenleitern ausgewertet werden.

6.1 Versuchsdurchführung

Die Grundlage dieser Versuchsreihen entspricht gedruckten Wellenleiterstrukturen, die als ein Rapid-Prototyping-Ansatz gewählt wurden, um NED-Technologien abzubilden, die noch nicht verfügbar sind. Die Fertigungsprozesse dieser gedruckten Strukturen werden zunächst explizit erläutert. Des Weiteren werden die Eigenschaften des THz-Spektrometers und des verwendeten Versuchsaufbaus detailliert dargestellt. Außerdem liegt ein weiterer Fokus auf der theoretischen Abschätzung der Kopplungseigenschaften beim Übergang von THz-Strahlen im freien Raum hin zu einer TE-Mode im Wellenleiter.

6.1.1 Fertigung gedruckter Wellenleiter

Die Fertigung der Wellenleiterkomponenten erfolgt mit dem Verfahren des „direkten Laserschreibens“. Im Allgemeinen wird dabei der Laserfokus mittels Scannerspiegel und Verschiebetischen durch einen transparenten Fotolack bewegt, wobei es innerhalb des Fokus zu einer photoinduzierten Polymerisation und damit Aushärtung des Lackes kommt.

Im Rahmen dieser Versuchsreihe wird auf einen UV-empfindlichen Negativfotolack zurückgegriffen, in dem die gezielte Polymerisation über den Prozess der Zwei-Photonen-Absorption eingeleitet wird. Dabei werden die Femtosekundenpulse eines Infrarotlasers in solch einem Ausmaß fokussiert, dass zwei Photonen gleichzeitig absorbieren können. Demnach ist dieser nichtlineare Effekt äquivalent mit der Absorption eines einzelnen

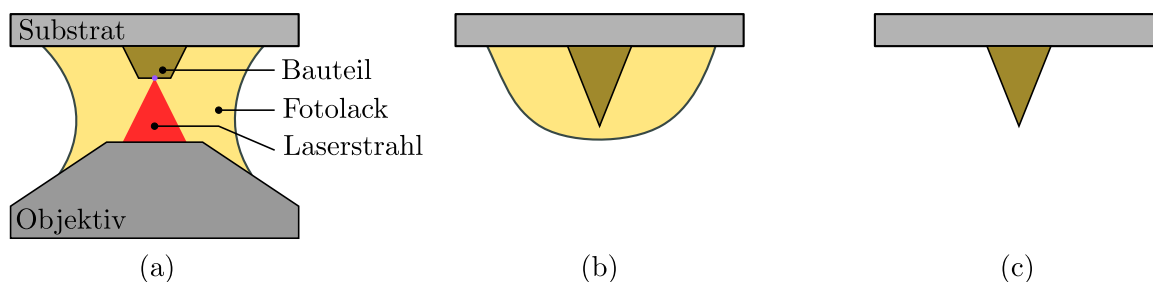
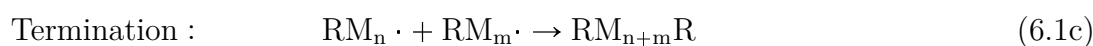
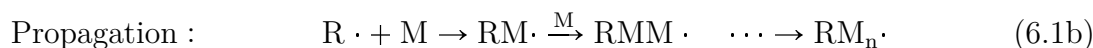
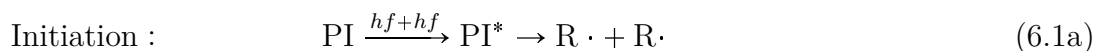


Abb. 6.1: Schematische Darstellung eines 3D-Druckprozesses basierend auf Zwei-Photonen-Lithographie. Beginnend auf der Oberfläche eines Substrates, wird der Laserfokus durch den zähflüssigen, UV-empfindlichen Fotolack bewegt und hinterlässt dabei ausgehärtete, polymerisierte Strukturen (a). Sobald die zielgerichtete Polymerisierung abgeschlossen ist, wird das Objektiv entfernt (b) und der zurückgebliebene Fotolack durch geeignete Entwickler und Lösungsmittel beseitigt (c).

UV-Photons, wodurch der Fotolack innerhalb des Laserfokus zur Polymerisation angeregt wird. Letztlich lassen sich mit diesem Fertigungsverfahren, das auch Zwei-Photonen-Lithographie genannt wird, beliebige Strukturen erzeugen, die je nach optischem System selbst Submikrometernaflösung jenseits des Beugungslimits erreichen können [90,91]. Eine schematische Darstellung dieses Fertigungsverfahrens ist in Abb. 6.1 aufgezeigt.

Die chemischen Reaktionen während der Zwei-Photonen-Polymerisation sind vereinfacht in den Gleichungen 6.1a - 6.1c dargestellt [91]:



Demnach wird im ersten Prozess die Polymerisation dadurch initiiert, indem ein Photoinitiator (PI) durch die simultane Absorption zweier IR-Photonen der Energie hf in einen angeregten Zustand (PI^*) übergeht und anschließend in Radikale ($\text{R}\cdot$) zerfällt. Im zweiten Prozess, der Propagation, verbinden sich die Radikale ($\text{R}\cdot$) mit Monomeren (M) zu langkettigen Monomerradikalen ($\text{RM}_n\cdot$). Im Terminationsschritt verbinden sich schließlich zwei Monomerradikale ($\text{RM}_n\cdot$), was den Polymerisationsprozess beendet.

Der Vorteil der Zwei-Photonen-Lithographie im Vergleich zur Ein-Photonen-Lithographie, bei der lediglich ein Photon zur Anregung des Photoinitiators ausreicht, liegt in der deutlich höheren Strukturauflösung, die damit erreicht werden kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Laserintensität I linear in die Rate der Einzel-Photonen-Absorption eingeht, wohingegen sie bei der Zwei-Photonen-Absorption mit I^2 skaliert. Das Volumen, in dem die Zwei-Photonen-Polymerisation abläuft, auch Voxel genannt, kann demnach deutlich

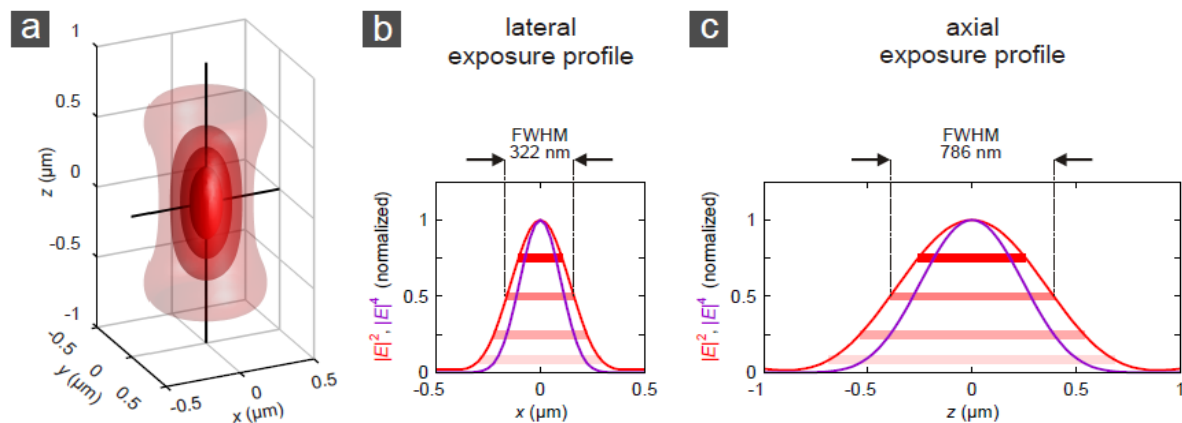


Abb. 6.2: Exemplarische Darstellung der Geometrie eines Voxels. (a) zeigt die Isoflächen eines Voxels bezüglich $|E|^2$. (b) und (c) zeigen die normierten lateralen und axialen Profile bezüglich $|E|^2$ und $|E|^4$, die entsprechend der Ein-Photonen- und Zwei-Photonen-Absorption zugehörig sind. Die roten horizontalen Linien stimmen dabei mit den Isoflächen in (a) überein. [92]

verkleinert werden (Abb. 6.2). Zusätzlich ist darauf hinzuweisen, dass die gebräuchlichen Fotolacke die Eigenschaft besitzen, eine Polymerisation erst dann zu ermöglichen, sobald eine gewisse Konzentration an Radikalen erreicht wird, beziehungsweise die Laserintensität eine bestimmte Schwelle überschreitet. Somit findet die Aushärtung des Fotolacks nahezu ausschließlich in einem Voxel mit fest definierter Geometrie statt.

Damit ist es ein vielseitiges Fertigungsverfahren, deren Erzeugnisse bereits in diversen Forschungsgebieten wie zum Beispiel der Biologie [93], Optik [94], Photonik [95] und Robotik [96] Anwendung finden. Selbst gedruckte THz-Komponenten wie Hornantennen wurden in der Literatur gefunden [97].

Das in diesen Versuchsreihen verwendete System ist ein 3D-Drucker der Firma Nanoscribe mit der Produktbezeichnung „Photonic Professional GT2“. Bei der Auswahl der Objektive stehen dabei verschiedenen Vergrößerungen zur Verfügung, deren hervorgerufene Voxelgrößen und -formen untereinander deutlich variieren. Dabei ist bei der Wahl des geeigneten Objektivs darauf zu achten, dass eine Erhöhung der Strukturauflösungen durch kleinere Voxelgrößen stets auf Kosten der Druckzeit geht. Darüber hinaus erlaubt das Drucksystem weitere Einstellungen hinsichtlich der verwendeten Laserleistung, der Scangeschwindigkeit und der Abstände gedruckter Linien.

Letztlich bestehen die gedruckten Wellenleiter aus einem Quader mit den Abmessungen $3 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$, an deren Oberseite ein offener Kanal mit dem WM-380-Querschnitt von $380 \mu\text{m} \times 190 \mu\text{m}$ hinterlassen wird. Nach deren Metallisierung werden sie anschließend entsprechend dem Splitblock-Prinzip mit einem Metallkörper abgedeckt, woraufhin sie in der Lage sind THz-Wellen entlang ihres rechteckigen Querschnitts zu leiten. Eine

umfassende Darstellung der gedruckten Wellenleiter wird nachfolgend im Rahmen der Versuchserläuterungen stattfinden.

6.1.2 Messausrüstung

Die Charakterisierung der gedruckten Wellenleiterkomponenten erfolgt mit einem THz-Zeitbereichsspektrometer, auch THz-TDS System (time domain spectroscopy) genannt [9]. Diese Systeme besitzen in der hier gewählten Ausführung zwei photoleitende Antennen (PCA, photoconductive antenna), wobei eine als THz-Emitter und die andere als THz-Detektor dient. Die Emitter-PCA ist dabei elektrisch vorgespannt und wird kontinuierlich von optischen fs-Laserpulsen zur Photoleitung gebracht. Die dadurch entstehenden Ladungsträger werden anschließend durch die angelegte Spannung derart beschleunigt, dass THz-ps-Pulse emittiert werden.

Die Detektor-PCA hingegen ist nicht elektrisch vorgespannt, wird jedoch ebenfalls von optischen fs-Pulsen der gleichen Laserquelle wie zuvor zur Photoleitung gebracht. Trifft schließlich ein THz-Puls auf die Detektor-PCA, so beschleunigt das THz-Feld während der kurzzeitigen Photoleitung die freien Ladungsträger, was als Strom gemessen werden kann. Stromstärke und elektrisches Feld verhalten sich dabei in etwa direkt proportional. Die fs-Pulse, die in diesem Regime als Deltafunktionen betrachtet werden können, tasten den THz-Puls somit nur innerhalb eines Zeitfensters ab, das deutlich kleiner als die THz-Pulslänge ist. Daher wird mit Hilfe einer optischen Zeitverzögerungsstrecke die Zeitdifferenz zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen sukzessiv angepasst, woraufhin es schließlich möglich ist, das Abtastfenster durch den gesamten THz-Puls zu schieben und ihn anschließend zu rekonstruieren. Darüber hinaus kann dessen Fourier-Transformation

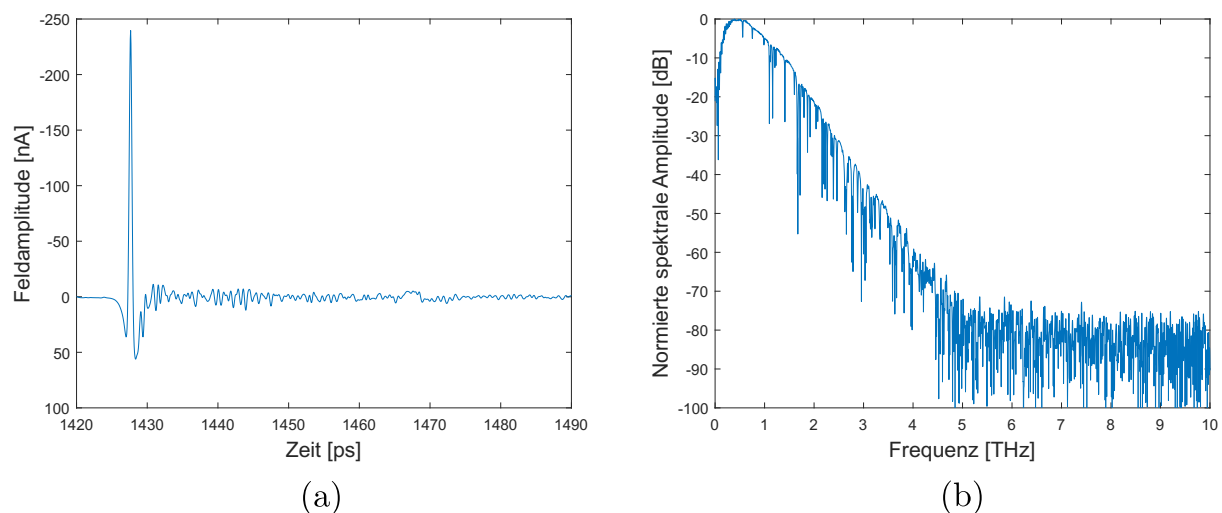


Abb. 6.3: Exemplarische Darstellung des Pulses eines THz-TDS Systems im Zeit- (a) und Frequenzbereich (b)

wertvolle Informationen über Wechselwirkungen im Frequenzraum liefern.

Das in dieser Versuchsreihe verwendete THz-TDS System wurde von der Firma Toptica und dem Fraunhofer Heinrich-Hertz-Institut (HHI) entwickelt und trägt die Bezeichnung „TeraFlash“. Wie man in der dazugehörigen exemplarischen Messung in Abb. 6.3 erkennen kann, offenbart der THz-Pulse ein breites Spektrum von etwa 0,1 THz bis 5 THz. Je nach Aufbau und dem damit verbundenem SNR, sind sogar Frequenzanteile bis etwa 6 THz zugänglich. Die Absorptionslinien in Abb. 6.3b sind dabei hauptsächlich Wassermolekülen in der Luft zuzuordnen.

6.1.3 Versuchsaufbau

Dieses Unterkapitel befasst sich mit einer expliziten Beschreibung des experimentellen Versuchsaufbaus zur Charakterisierung der gedruckten Wellenleiter und den darin verwendeten Komponenten. Zudem liegt hierbei ein weiterer Fokus auf der Darstellung des Strahlengangs und der damit verbundenen Einkopplung von THz-Pulsen in den Wellenleiter.

Eine der Kernkomponenten des Versuchsaufbaus ist ein gefräster Wellenleiterhalter aus Aluminium, in den der gedruckte Wellenleiter manuell hineingesetzt und anschließend mit einem Aluminiumklotz abgedeckt wird (Abb. 6.4). Zusätzlich befindet sich an der

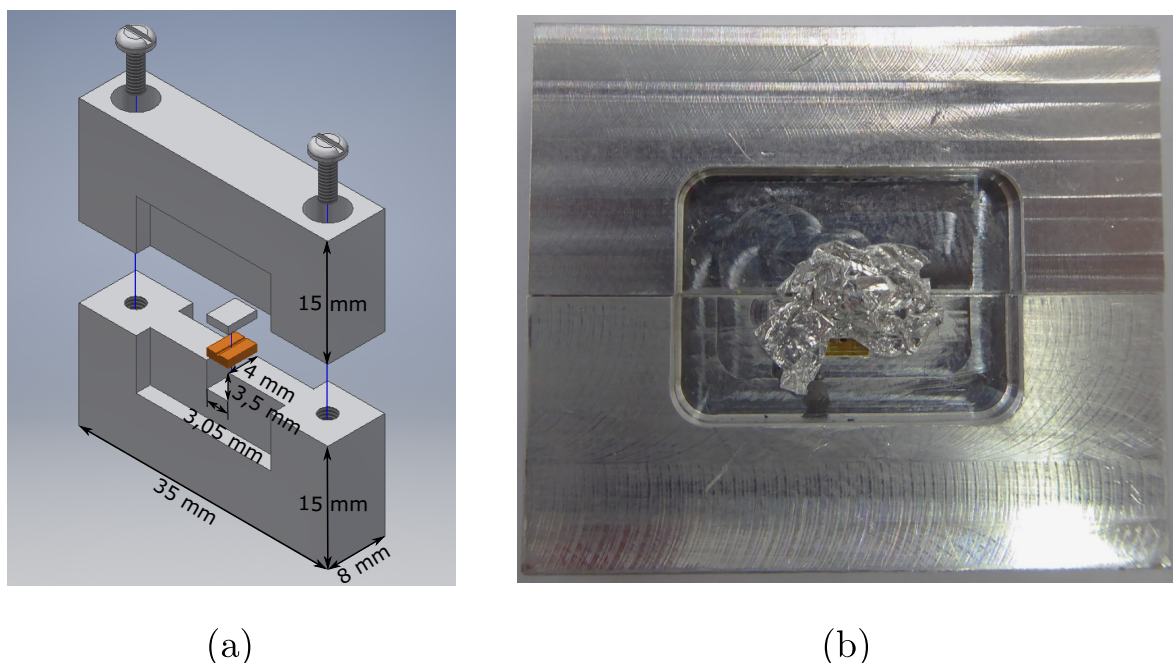


Abb. 6.4: CAD-Zeichnung (a) und Fotoabbildung (b) des gefrästen Wellenleiterhalters mit gedrucktem, metallisiertem Wellenleiter (orange) und dessen Metallklotz zur Abdeckung. Der Wellenleiter und der Metallklotz besitzen jeweils die Abmessungen $2,9 \times 4 \times 1$ mm und $3 \times 4 \times 1$ mm. Die Lücke zwischen Metallklotz und der oberen Hälfte des Halters, wird durch Aluminiumfolie geschlossen, die gleichzeitig dazu dient alle restlichen offenen Spalte abzudecken.

Unterseite des Halters ein Gewinde, wodurch er auf einen Metallpfosten geschraubt und flexibel in einen Versuchsaufbau integriert werden kann.

Der Versuchsaufbau besteht aus dem Wellenleiter mit Halter, dem Emitter und Detektor des THz-TDS Systems und zwei Paaren um 90° achsenversetzter Parabolspiegel (OAPM, Off-Axis Parabolic Mirror), wie in Abb. 6.5 dargestellt. Demnach wird ausgehend von der THz-Quelle der divergente Strahl zunächst mit einem OAPM kollimiert und anschließend zur Einkopplung in den Wellenleitereingang durch einen weiteren OAPM fokussiert. Nach der Propagation durch den Wellenleiter werden die THz-Pulse wiederum mit Hilfe von OAPMs zunächst kollimiert und schließlich auf den Detektor fokussiert. Die

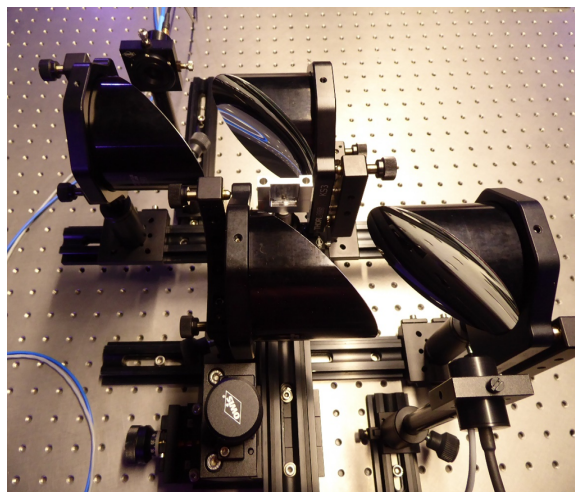
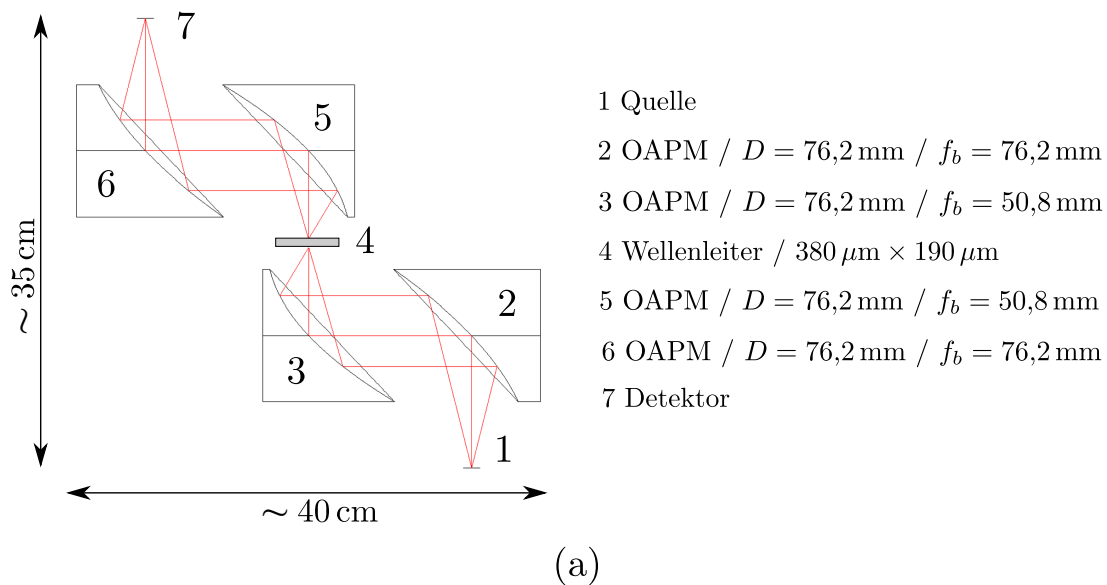


Abb. 6.5: Versuchsaufbau zur Charakterisierung gedruckter Wellenleiter in einer Raytracing-Darstellung (a) und als Fotoabbildung (b). Der Parameter D entspricht hierbei dem Spiegeldurchmesser und f_b deren Brennweite. Die Abstände zwischen den OAPMs 2-3 und 5-6 betragen jeweils 10 cm. Alle anderen Abstände entsprechen den jeweiligen Brennweiten.

Spiegelanordnung auf der Seite des Detektors ist dabei symmetrisch zur Anordnung auf der Emitterseite. Zudem wurde der Wellenleiterhalter und der umgebene Bereich umfänglich mit einem Absorptionsmaterial für hochfrequente Strahlung (Eccosorb[®]) abgedeckt, um mögliche Strahlungslecks zu verhindern.

Das Konzept des Versuchsaufbaus beruht auf der Maximierung des SNRs der geplanten Messung. Somit wurde darin ausschließlich auf Spiegel als fokussierende Elemente zurückgegriffen, die deutlich geringere Verluste hervorrufen als beispielsweise Linsen aus TPX oder Silizium. Zum anderen musste die Strahltaile am Ort des Wellenleitereingangs klein genug sein, um die höchstmögliche Energieeinkopplung zu ermöglichen. Dies konnte erreicht werden, indem ein OAPM mit möglichst hohem Durchmesser D , den zunächst divergenten Strahl in einen kollimierten Strahl mit ebenfalls hohem Strahldurchmesser überführt und zuletzt ein fokussierender OAPM mit möglichst kurzer Brennweite f_b verwendet wird. Inwieweit dies eine Energieeinkopplung begünstigt, wurde vorab durch theoretische Betrachtungen untersucht.

In welchem Ausmaß die THz-Pulse, die einem Gauß-Strahl ähneln, an die TE₁₀-Mode des Wellenleiters koppeln, kann mittels einer gegenseitigen Modenprojektion in Form eines Überlappintegrals berechnet werden. Die normierte Ausführung dieser Modenprojektion, die auch als eine Kopplungseffizienz hinsichtlich der Strahlungsleistung betrachtet werden kann, wird durch folgende Gleichung ausgedrückt. Obwohl die Berechnung rein klassisch erfolgt, wird hier, wie in der Literatur [98], vereinfachend auf die Bra-Ket-Notation zurückgegriffen:

$$M_n = \frac{|\langle \Phi | \Psi \rangle|^2}{\langle \Phi | \Phi \rangle \langle \Psi | \Psi \rangle} \quad (6.2)$$

Dabei entspricht Φ der Feldverteilung des Gauß-Bündels am Ort der Strahltaile mit

$$\Phi = E(x, y, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{(x - \frac{a}{2})^2 + (y - \frac{b}{2})^2}{w_0^2}\right) \quad (6.3)$$

und Ψ der Feldverteilung der TE₁₀-Mode, welche gegeben ist durch

$$\Psi = E_y(z = 0) = \frac{-i\omega\mu a}{\pi} A \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad (6.4)$$

Die Parameter a und b bleiben dabei die Breite und Höhe des Rechteckhohlleiters, w_0 ist der Strahltaillenradius, μ die Permeabilität und A und E_0 sind Konstanten bezüglich der Feldstärke. Die jeweiligen Phasenfaktoren $\exp(-i\omega t)$ können in diesem Fall wegen der anschließenden Betragsquadratbildungen unberücksichtigt bleiben. Zudem ist anzumerken, dass beide Felder entlang der y -Richtung polarisiert sind.

Das Überlappintegral der beiden Moden ist in den Grenzen des Rechteckhohlleiters gegeben

durch

$$\langle \Phi | \Psi \rangle = \int_0^a dx \int_0^b dy E_0 \exp\left(-\frac{(x - \frac{a}{2})^2 + (y - \frac{b}{2})^2}{w_0^2}\right) \frac{-i\omega\mu a}{\pi} A \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) ,$$

wobei $|\langle \Phi | \Psi \rangle|^2$ ein Maß für die eingekoppelte Leistung ist. In diesem Zuge entspricht

$$\langle \Phi | \Phi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy |E(x, y, 0)|^2$$

der Leistung der Gauß- beziehungsweise TEM₀₀-Mode im freien Raum und

$$\langle \Psi | \Psi \rangle = \int_0^a dx \int_0^b dy |E_y(z = 0)|^2$$

der Leistung der TE₁₀-Mode innerhalb des Wellenleiters. Beide können daher als Normierung betrachtet werden. Die normierte Modenprojektion M_n ist schließlich durch Gl. 6.5 gegeben, wobei die Funktion erf(x) der Gaußschen Fehlerfunktion entspricht. Eine ausführliche Berechnung hierfür befindet sich im Anhang A.2.

$$M_n = \frac{w_0^2 \pi}{ab} \exp\left(-\frac{\pi^2 w_0^2}{2a^2}\right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{b}{2w_0}\right)\right)^2 \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 + a^2}{2w_0 a}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 - a^2}{2w_0 a}\right)\right)^2 \quad (6.5)$$

Abbildung 6.6 zeigt hierzu die grafische Darstellung von M_n für einen Wellenleiter der Breite $a = 380 \mu\text{m}$ und Höhe $b = 190 \mu\text{m}$. Zudem wurde der Verlauf der frequenzabhängigen Strahltaillenzradien w_0 am Wellenleitereingang hinzugefügt, der mittels der Raytracing-Software OpticStudio® von ZEMAX berechnet wurde. Dabei wurde dem THz-Emitter eine vom Hersteller gegebene Strahldivergenz von 15° (FWHM) für die Frequenz 500 - 1000 GHz zugrunde gelegt.

In Abb. 6.6 wird deutlich, dass die berechneten Strahltaillenzradien w_0 sehr nahe am Maximum der normierten Modenprojektion liegen. Eine weitere Verkleinerung wäre nur noch durch das Vergrößern der Spiegeldurchmesser D oder die Verkleinerung der Brennweite f_b des fokussierenden OAPMs möglich. Dies würde die Einkopplung jedoch nur geringfügig

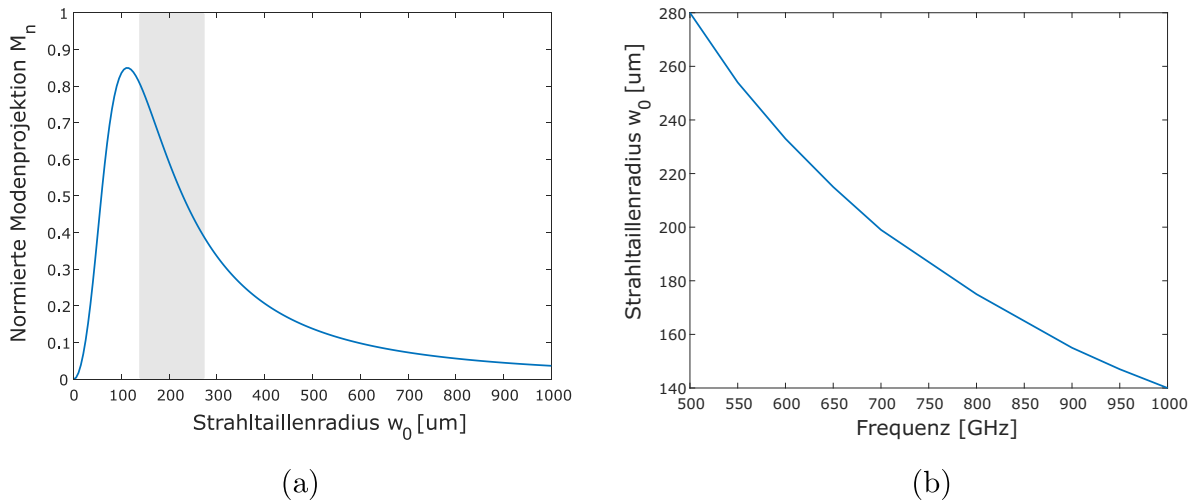


Abb. 6.6: Grafische Darstellung der normierten Modenprojektion M_n in Abhängigkeit vom Strahltaillenradius w_0 (a) und dem Strahltaillenradius am Ort des Wellenleiter-einganges in Abhängigkeit von der Frequenz. Der in (a) hinterlegte graue Balken entspricht dem Strahltaillenradius im Frequenzbereich 500 – 1000 GHz.

verbessern.

Der Parameter M_n entspricht in diesem Falle jedoch noch nicht der eigentlichen Leistungskopplung. Zu berücksichtigen sind hierbei noch die allgemeinen, frequenzabhängigen Transmissionkoeffizienten T am Eingang des Wellenleiters [99]. Diese beruhen auf einem Sprung der Wellenimpedanzen beim Übergang vom TEM-Mode auf TE-Mode und dem Übergang von der Propagation im freien Raum auf einen Wellenleiter. Der Transmissionkoeffizient $|T|^2$, korrespondierend zu Strahlungsleistungen, ist gegeben durch

$$|T|^2 = \frac{4 Z_{\text{TE}} Z_{\text{TEM}}}{Z_{\text{TE}} + Z_{\text{TEM}}} \quad , \quad (6.6)$$

wobei Z_{TE} und Z_{TEM} den jeweiligen Wellenimpedanzen entsprechen. Diese sind gegeben durch

$$Z_{\text{TE}} = \frac{k\eta}{\beta} \quad \text{und} \quad Z_{\text{TEM}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta \approx 377 \Omega \quad . \quad (6.7)$$

Letztlich entspricht die Kopplungseffizienz bezüglich der Strahlungsleistung C dem Produkt

$$C = M_n(w_0(f)) \cdot |T(f)|^2 \quad , \quad (6.8)$$

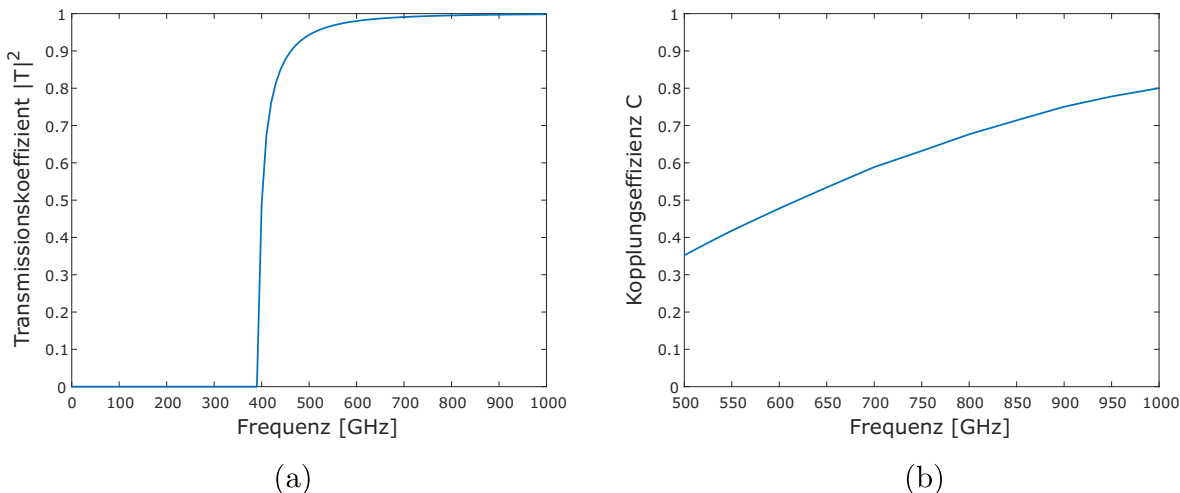


Abb. 6.7: Grafische Darstellung der Transmission $|T|^2$ am Eingang eines WM-380-Wellenleiters (a) und der Kopplungseffizienz C in Abhängigkeit von der Frequenz (b)

wobei die Frequenzabhängigkeit von M_n dadurch erzeugt wird, dass die Raytracing-basierten Strahltaillenradien $w_0(f)$ aus Abb. 6.6 (b) in Gl. 6.5 eingesetzt wurden.

Der in Abb. 6.7 dargestellte Transmissionkoeffizient $|T|^2$ zeigt deutlich das Vorhandensein einer Cutoff-Frequenz bei etwa $f_c = 390$ GHz, wodurch trotz ausreichender Modenüberlappung, keine Strahlung den Wellenleitereingang passieren kann. Zudem wurde anhand der Kopplungseffizienz nachgewiesen, dass der Versuchsaufbau zumindest theoretisch in der Lage ist THz-Pulse in den Wellenleiter einzukoppeln.

Darüber hinaus ist zu erwähnen, dass bei diesem THz-System sowohl der Emittor als auch der Detektor identische Siliziumlinsen zur Aus- beziehungsweise Einkopplung der Strahlung besitzen. Das Emissionsstrahlprofil ist demnach in guter Näherung identisch mit dem Detektionsantennenprofil. Damit ist die mathematische Beschreibung der Kopplungseffizienz in den Detektor ausgehend vom Wellenleiterausgang identisch zur vorherigen Betrachtung, woraus sich ableiten lässt, dass auch die Strahlungsdetektion ohne gravierende Verluste theoretisch möglich ist. Des Weiteren wurde hierbei nur die Kopplung einer TEM_{00} -Mode an eine TE_{10} -Mode untersucht. Jenseits von etwa 790 GHz ist es jedoch auch möglich, dass weitere TE-Moden angeregt werden und die Kopplungseffizienz damit erhöht wird. Dieser Einfluss ist jedoch nur geringfügig, da sich die Feldverteilungen der nachfolgenden Wellenleitermoden signifikant von der TEM_{00} -Mode mit einer Polarisierung in y-Richtung unterscheiden.

Allerdings sind hierbei auch einige Verlustquellen unbeachtet geblieben. So wurde davon ausgegangen, dass die Strahltaille stets genau in der Mitte des Wellenleitereinganges steht. Eine ungenaue Justage kann somit die Kopplungseffizienz deutlich reduzieren. Die

entsprechenden theoretisch bestimmte Werte sind folglich als Maximalabschätzung zu verstehen. Des Weiteren wird es durch einen ungespülten Propagationsweg zu dielektrischen Verlusten kommen. Ebenso sind ohmsche Verluste vorhanden. Nichtsdestotrotz stellen diese Parameter nicht die Machbarkeit dieses Versuches in Frage, sondern reduzieren lediglich das SNR.

6.2 Charakterisierung gedruckter, statischer Wellenleiter

Dieses Kapitel befasst sich mit der experimentellen Charakterisierung gedruckter Wellenleiter des Standards WM-380, deren Querschnitt durch zwei Biegebalkenstrukturen, die LNEs repräsentieren, horizontal geschlossen wird. Diese Balken werden vorerst als statische Strukturen mit fester Auslenkung während des Druckprozesse in die Wellenleiterkomponenten integriert. Der Schließvorgang wird dabei schnappschussartig über mehrere Bauteile mit jeweils unterschiedlicher Balkenauslenkung abgebildet. Hierfür werden die gedruckten Wellenleiter nacheinander manuell in den Metallhalter eingesetzt, in den THz-Aufbau integriert und nach einer Justage spektroskopisch charakterisiert. In diesem Rahmen erfolgt zunächst eine explizite Darstellung des Wellenleitersaufbaus und anschließend die Auswertung der Messergebnisse.

6.2.1 Wellenleitersaufbau

Die Wellenleiterkanäle der gedruckten Komponenten (Abb. 6.8) beruhen auf CAD-Modellen der vorherigen FEM-Simulationen. Demnach besitzen die Biegebalken eine Ausgangsdicke von $15\ \mu\text{m}$, eine Länge von $3198\ \mu\text{m}$ und folgen in den jeweilige Auslenkzuständen einer quadratischen Kurvenschar, die über die Krümmung κ parametrisiert ist (Gl. 5.20). Anders als in den Simulationen werden die Biegebalkenstrukturen in diesem Fall nicht durch dünne Balken repräsentiert, sondern zur Vereinfachung durch eine beidseitige Querschnittsverengung. Um Druckzeit einzusparen, wurden die quaderförmigen Komponenten zudem nahezu hohl entworfen und besitzen an zwei Seitenwänden dreieckige Aussparungen, durch die der unpolymerisierte Fotolack entweichen kann. Ausführliche technische Zeichnungen finden sich zudem im Anhang B.

Für die Versuchsreihen wurden insgesamt sieben Bauteile gefertigt, deren Auslenkung von $0 - 120\ \mu\text{m}$ um jeweils $20\ \mu\text{m}$ erhöht wurde. Eine explizite Ausstellung und Erläuterung der verwendeten Druckparameter findet sich im Anhang C.1.

Nachdem der Druckprozess abgeschlossen wurde, folgte die Entwicklung des Bauteils. Dabei wurde es zur Entfernung des Fotolacks zunächst für 30 min in den Entwickler PGMEA

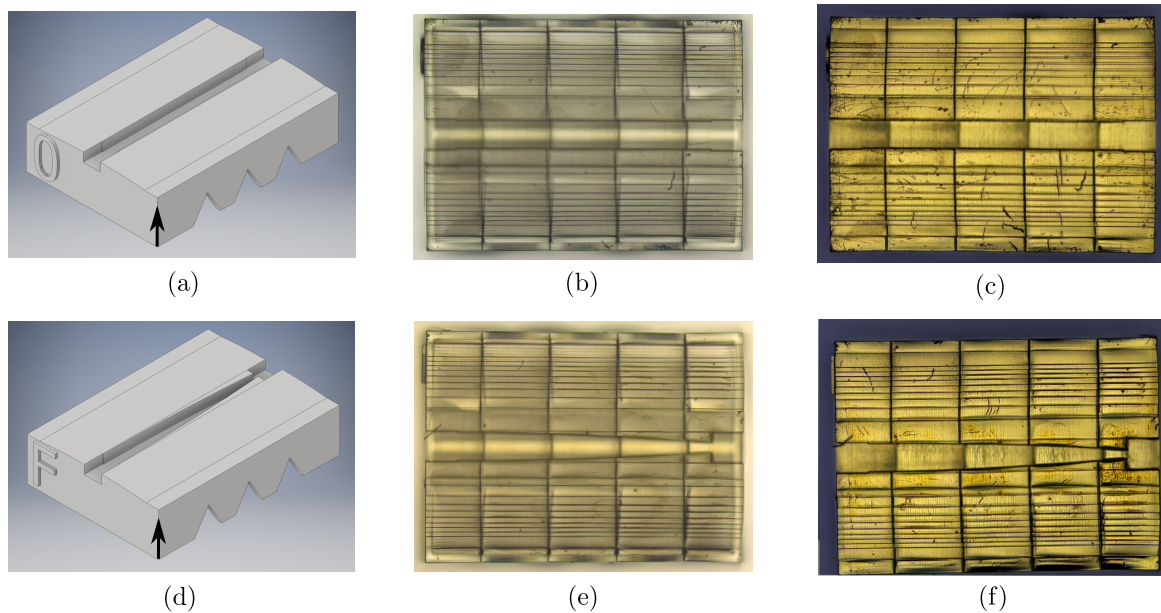


Abb. 6.8: Exemplarische Darstellung zweier gedruckter Wellenleiterkomponenten mit Balkenstrukturen der Auslenkungen $0\ \mu\text{m}$ (a-c) und $120\ \mu\text{m}$ (d-f) als CAD-Modell (a, d), vor der Metallisierung mit Gold (b, e) und danach (c, f). Der schwarze Pfeil steht senkrecht auf dem Substrat und gibt damit die Druckrichtung an.

und anschließend für 1 min in das Lösemittel Novec-7100 getaucht. Danach trocknete es innerhalb weniger Minuten und konnte mit einer Pinzette oder anderem spitzen Werkzeug vom Substrat abgelöst werden.

In welchem Ausmaß die Vorgaben der CAD-Modelle von den gedruckten Komponenten erreicht wurden, ist exemplarisch an den Wellenleitereingängen und -ausgängen in Abb. 6.9 gezeigt. Demnach ist die Übereinstimmung im Wellenleiterquerschnitt sehr zufriedenstellend. So weicht die Querschnittshöhe und -breite, zumindest entlang der unteren langen Seite, nur um wenige Mikrometer von den Vorgaben $380\ \mu\text{m}$ und $190\ \mu\text{m}$ ab, was zudem auch etwa der Ungenauigkeit des manuellen Messvorganges in der Mikroskop-Software entspricht. Auffällig ist jedoch, dass sich der Querschnitt nach oben leicht trapezförmig öffnet, dessen obere lange Seite also etwas länger ist als vorgegeben. Dies ist auch in den Aufsichten zu erkennen. Zu erklären ist dieses Verhalten mit einem leichten Schrumpfen, wonach sich je nach Bauteilgeometrie einige Strukturen während des Druckprozesses, der Entwicklung und beim Trocknen leicht verzerren. Quantitativ betrachtet werden Abweichungen des Querschnitts innerhalb dieser Größenordnung die Transmissionsspektren allerdings nur marginal verfälschen. Die Balkendicken mit vorgegebenen Werten von $15\ \mu\text{m}$ und $135\ \mu\text{m}$ zeigten wiederum eine hohe Übereinstimmung mit den CAD-Modellen. Überdies wurde bei allen weiteren Bauteilen das gleiche Verhalten beobachtet und folglich eine hohe Reproduzierbarkeit festgestellt.

Ein notwendige Bauteiloptimierung ist die leichte Wölbung, die den Wellenleiteroberseiten gegeben wurde und in Abb. 6.8a und 6.8d geringfügig erkennbar ist. Die ersten

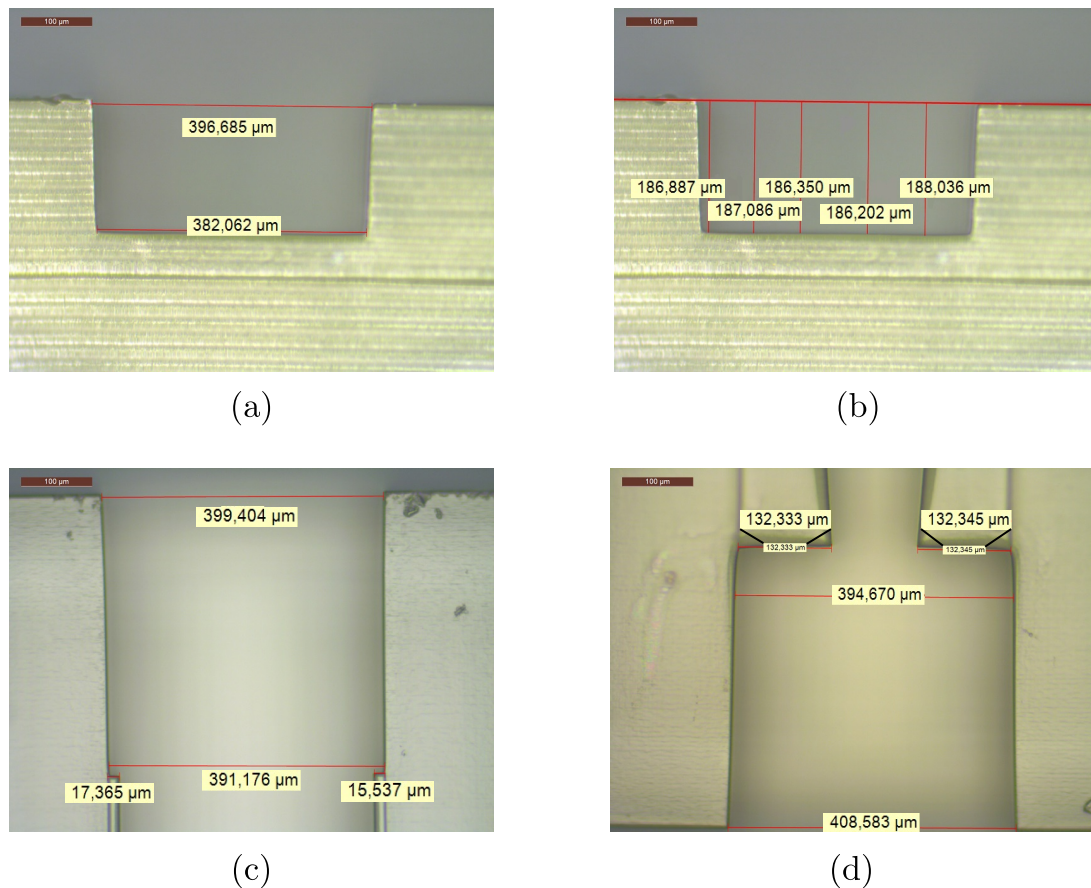
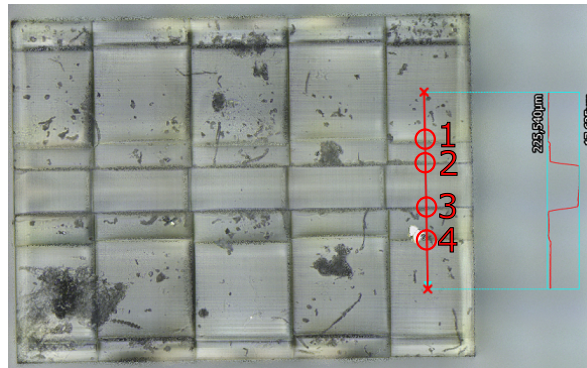


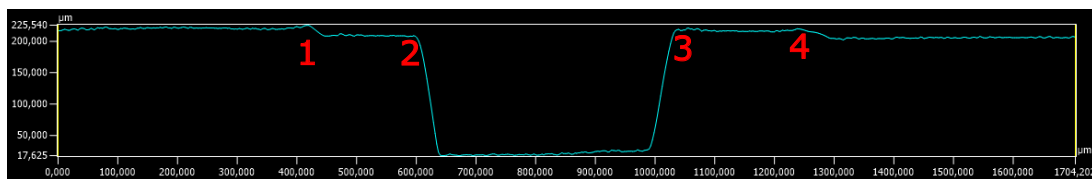
Abb. 6.9: Exemplarische Mikroskopaufnahmen des Wellenleitereinganges in der Draufsicht auf eine Stirnseite (a-b) und des Wellenleiterausganges in der Aufsicht (c-d). (c) entspricht einem gedruckten Wellenleiter mit Balkenstrukturen der Auslenkung $0 \mu\text{m}$ und (d) dem Pendant für die Auslenkung $120 \mu\text{m}$.

Ausführungen gedruckter Wellenleiter, deren obere Flächen noch planar waren, ließen stets signifikante Anteile an Frequenzen unterhalb der Cutoff-Frequenz passieren. Erst die Aufnahme der Höhenprofile der planaren Wellenleiter-Designs mit Hilfe eines Laserscanning-Mikroskops (Keyence VK-X200) offenbarte die Problemursache (Abb. 6.10). So hat der maximale Druckbereich bei Verwendung eines Objektivs mit 10-facher Vergrößerung einen Durchmesser von etwa 1 mm. Bauteile mit einer größeren Grundfläche bestehen daher aus mehreren aneinandergehefteten Blöcken, die sich zur optimalen Haftung auch geringfügig überlappen. Dabei zeigte sich, dass die einzelnen Blöcke unterschiedliche Höhen einnehmen können und die Abdeckung des Wellenleiters an dessen oberen Querschnittsecken dadurch unzureichend erfolgt. Des Weiteren werden dem Wellenleiter dadurch Volumenbereiche gegeben, in denen Frequenzen unterhalb des vorgesehene Cutoffs propagieren können. Es zeigte sich, dass die Prägung einer Wölbung auf der Bauteiloberseite dieses Problem effektiv löst.

Als letzten Fertigungsschritt galt es den Metallisierungsprozess zu optimieren. Hierfür stand eine Sputteranlage (Cressington 108 auto) mit Goldtarget zur Verfügung, die sich durch eine besonders diffuse und damit annähernd homogene Metallisierung des gedruck-



(a)



(b)

Abb. 6.10: Mikroskopaufnahme (a) und Linienhöhenprofil (b) eines gedruckten Wellenleiters ohne gewölbte Oberseite mit nummerierten, korrespondierenden Stellen. Die geringe Steilheit der Wellenleiterseitenwände ist hierbei ein Artefakt des Laserscanning-Mikroskops.

ten Bauteils auszeichnet. Die einzelnen Anlageeinstellungen wurden dabei so angepasst, dass pro Sputterzyklus eine Schichtdicke von etwa 30 nm aufgetragen wurde. Um letztlich jedoch die genaue Anzahl benötigter Zyklen zu bestimmen, wurden TPX-Folienausschnitte unterschiedlicher Metallschichtdicken gefertigt und anschließend mit Hilfe des THz-TDS Systems in Transmission charakterisiert. Dabei zeigte sich, dass zehn Zyklen ausreichen, um die THz-Pulse zu reflektieren und das Signal am Detektor im Rauschen verschwinden zu lassen. Um die ausreichende Abdeckung der Wellenleiterseitenwände jedoch zu garantieren, wurden bei den folgende Bauteilen jeweils 15 Zyklen angewandt. Die daraus resultierende Schichtdicke betrug demnach etwa 450 nm, was bei 300 GHz annähernd der dreifachen Skineindringtiefe von Gold entspricht.

6.2.2 Messergebnisse und Auswertung

Bei den Charakterisierungsmessungen in Abb. 6.11 wurden die einzelnen THz-Pulse in einem Zeitfenster von 70 ps aufgenommen. Änderungen dieser Größe hätten hierbei direkten Einfluss auf die Messdauer, aber auch entsprechend des FFT-Algorithmus auf die Frequenzauflösung des zugrunde liegenden Spektrums. Da die Messdauer bei diesem Versuch kein Kriterium war, wurden zudem 100 Spektren gemittelt, um das SNR zu maximieren.

Die in Abb. 6.11 dargestellten Kurven zeigen sowohl die normierten THz-Spektren als

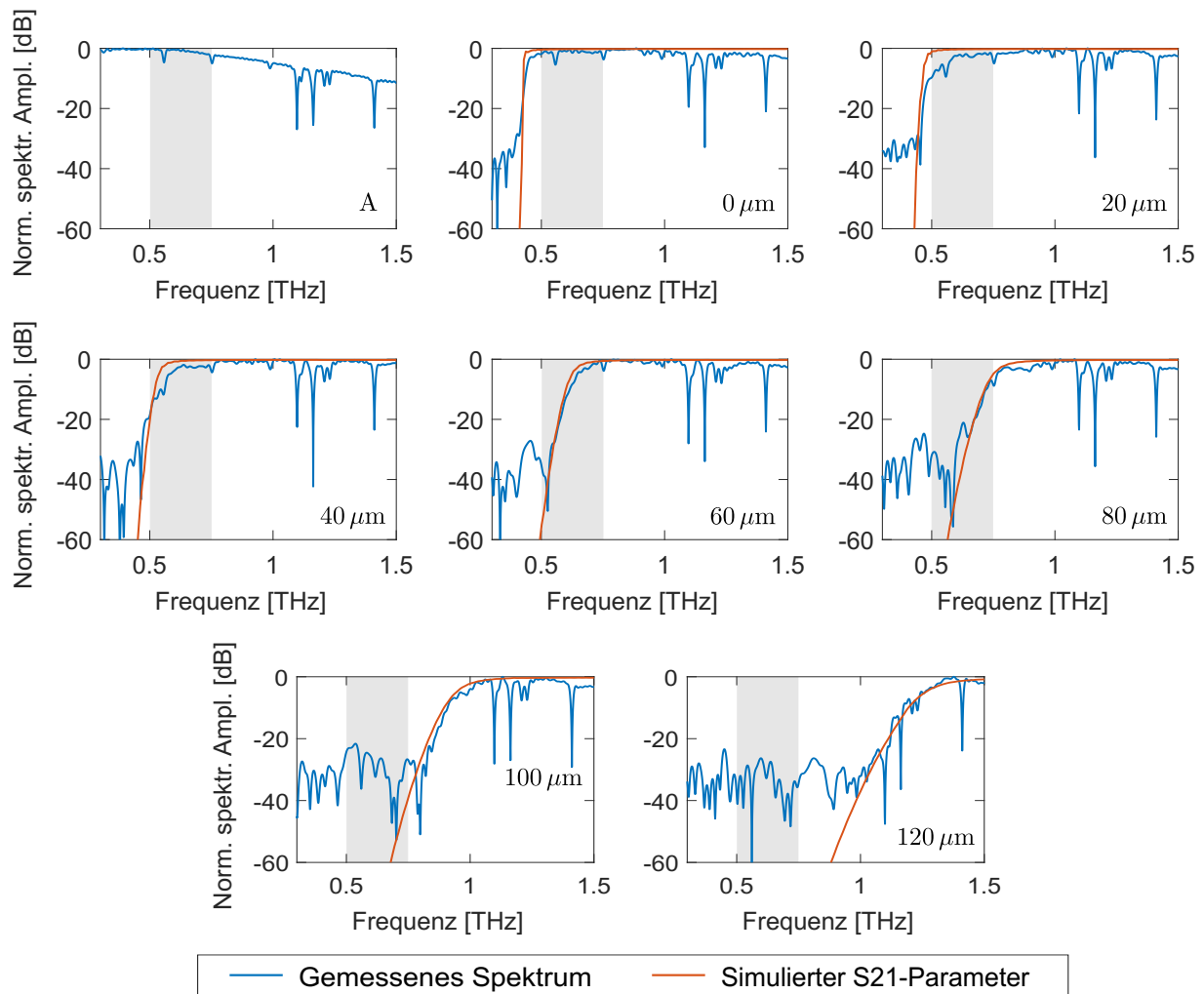


Abb. 6.11: Grafische Darstellung des Ausgangsspektrums ohne Wellenleiter (A) mit den Mess- und Simulationsergebnissen für gedruckte Wellenleiter ($0 \mu\text{m}$ - $120 \mu\text{m}$) im Frequenzbereich $0,3 - 1,5$ THz. Die Spektren sind darin normiert. Die Auslenkung der Balkenstrukturen wird hierbei jeweils um $20 \mu\text{m}$ erhöht. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem Frequenzband $0,5 - 0,75$ THz.

auch die simulierten S_{21} -Parameter, der jeweiligen Bauteile. Diesbezüglich ist darauf hinzuweisen, dass es sich nicht um simulierte Spektren, sondern um Transmissionskoeffizienten bezüglich der Feldstärken, handelt. Die FEM-Modelle der Wellenleiterkanäle entsprechen dabei den CAD-Modellen, die auch für die gedruckten Bauteile genutzt wurden. Auch die Seitenwände wurden in der Simulation den Materialien Gold und Aluminium zugeordnet. Lediglich Oberflächenrauheiten blieben unberücksichtigt. Des Weiteren ist anzumerken, dass am modellierten Wellenleitereingang nur eine TE_{10} -Mode angeregt wird, diese jedoch an der Diskontinuität anteilig in andere Moden überführt wird. Vor allem der Anteil an TE_{30} -Moden am Ausgang ist signifikant. Aus diesem Grund wurden alle angeregten Moden, deren Cutoff unter $1,5$ THz liegt, im S_{21} -Parameter mitberücksichtigt.

Schließlich stellen diese Messungen den im Rahmen dieser Arbeit ersten experimentellen

Nachweis dar, in welchem Rahmen THz-Strahlung innerhalb eines sich horizontal schließenden Wellenleiters moduliert wird. Dabei ist zu erkennen, dass sich alle gemessenen Spektren im hohen Maße mit den Simulationen der Transmissionskoeffizienten decken. Vor allem die Verschiebung der Cutoff-Frequenz ließ sich von Bauteil zu Bauteil eindeutig quantitativ abbilden. Auch innerhalb des ausgelegten Frequenzbandes von 0,5 – 0,75 THz ist ein signifikanter Abfall des Signalpegels zu beobachten. Die gemessenen Frequenzanteile unter dem Cutoff sind hier jedoch kein Rauschen, sondern entsprechen Wellen, die entweder durch die Metallisierungsschicht hindurchgedrungen sind oder auf einem anderen Pfad am Wellenleiter vorbeipropagierten und in den Detektor gelangten. Gerade tiefe Frequenzen neigen durch ihr hohes Beugungsvermögen besonders zu diesem Verhalten.

Allerdings ist die Aussagekraft dieser Ergebnisse teilweise limitiert. Demnach wurde nach jedem Austausch der Wellenleiter, deren Position im Strahlengang nachjustiert, um am Detektor ein maximales Signal zu erhalten. Dies hat zwar keinen Einfluss auf die gemessenen Cutoff-Frequenz, wohl aber auf die Vergleichbarkeit der Signalpegel. Das frequenzabhängige Dämpfungsverhalten wurde also bislang nur qualitativ nachgewiesen.

Diese Limitierung wird schließlich im nächsten Kapitel mit Hilfe eines gedruckten, aktuerbaren Wellenleiters umgangen.

6.3 Charakterisierung gedruckter, aktuerbarer Wellenleiter

Innerhalb dieser experimentellen Versuchsreihen wird das vorherige Wellenleiterbauteil um zwei bewegliche, elektrostatisch aktuerbare Biegebalkenstrukturen erweitert, sodass der Wellenleiter adaptiv geöffnet und geschlossen werden kann. Dabei ist vor allem die Frage zu klären, welchen Einfluss die Druckparameter auf die mechanischen Eigenschaften der fragilen Biegebalken nehmen und welche Parameteranpassungen sich daraus ableiten. Der THz-Aufbau zur Charakterisierung dieses Schaltprozesses bleibt dabei erhalten. Der Vorteil, der aus diesem Ansatz gewonnen wird, ist die quantitative Vergleichbarkeit der beiden Schaltzustände, da keine Bauteile mehr innerhalb einer Messreihe ausgetauscht und nachjustiert werden müssen. In diesem Rahmen wird zunächst die Wellenleiterkomponente, inklusive dessen Peripherie, erläutert und anschließend die Messergebnisse ausgewertet und interpretiert.

6.3.1 Wellenleiteraufbau und -aktuerung

Das Konzept des aktuerbaren Wellenleiters (Abb. 6.12) nimmt die statischen Wellenleiterkomponenten als Vorlage, wobei die Biegebalken nicht mehr als Wellenleiterverengung

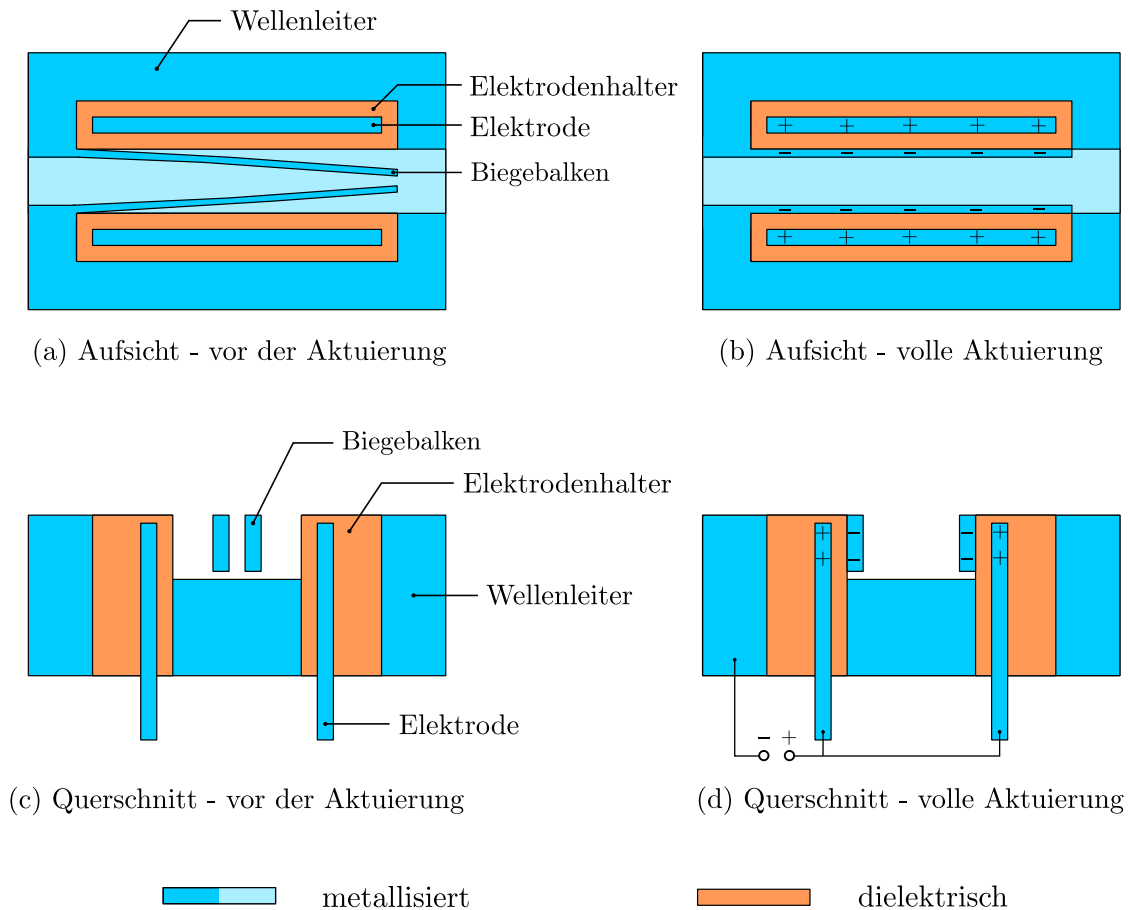


Abb. 6.12: Konzeptionelle Darstellung des gedruckten, aktuierbaren Wellenleiters. Die freibeweglichen Balkenstrukturen werden vorausgelenkt gefertigt und stellen nach der Metallisierung Elektroden dar. Die Gegenelektroden befinden sich elektrisch isoliert und in dielektrischen Elektrodenhaltern direkt neben den Balken. Sobald an den Elektrodenpaaren eine Spannung angelegt wird, führt die elektrostatische Anziehungskraft zur Balkenauslenkung.

dargestellt werden, sondern als bewegliche, einseitig eingespannte Biegebalken, die bereits vorausgelenkt gefertigt werden. Des Weiteren stellen diese Biegebalken, sobald sie metallisiert wurden, Elektroden dar. Die entsprechenden Gegenelektroden werden dabei elektrisch isoliert in dielektrischen Elektrodenhaltern neben die Biegebalken gesetzt. Sobald zwischen beiden Elektrodenpaaren eine Spannung angelegt wird, rollen sich die Biegebalken auf den Elektrodenhaltern ab und der Wellenleiter wird geöffnet. Die Gegenelektroden sind dabei gedruckt und einseitig metallisiert, wohingegen die Elektrodenhalter zwar auch gedruckt sind, jedoch unbeschichtet bleiben.

Um die Druckzeit bei der iterativen Optimierung der Druck- und Designparameter zu minimieren, wurden hierfür reduzierte Wellenleiterbauteile entwickelt, die lediglich aus den Biegebalken, deren Einspannung und dem Wellenleiterboden bestehen, wie in Abb. 6.13 dargestellt.

Den reduzierten Wellenleitern wurden zudem T-förmige Stützen zwischen die Biegebalken gesetzt, die diese während des Druck-, Entwicklungs- und Metallisierungsprozesses

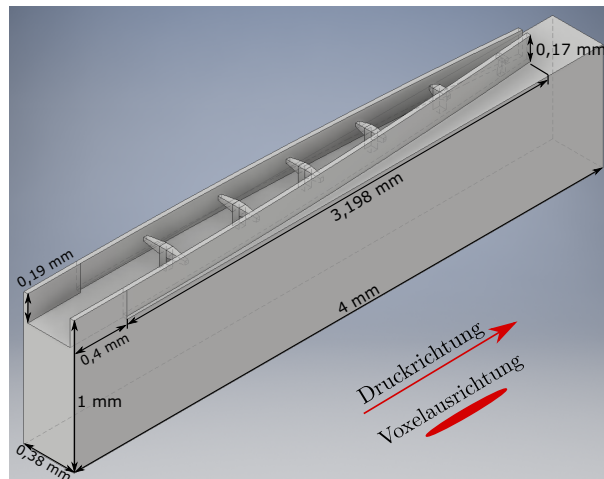


Abb. 6.13: CAD-Zeichnung eines reduzierten Wellenleiterbauteils mit angegebener Druckrichtung und Voxelausrichtung

fixieren. Anderenfalls werden die Balken während dieser Prozesse zerstört. Anschließend werden die Stützen mit Hilfe von Mikromanipulatoren (miBotTM, Imina Technologies SA) herausgebrochen. Des Weiteren wurde die Druckrichtung so angepasst, dass die Voxelstreckung entlang der langen Balkenseite ausgerichtet ist. Dies hat den Vorteil, dass sich die Lücke zwischen den Balken und dem Wellenleiterboden wesentlich kleiner ausgestalten lässt, ohne dass sie ungewollt polymerisiert und damit die Balken dauerhaft fixiert. Außerdem zeigte sich, dass die Dicke der Balkenstrukturen von $15\ \mu\text{m}$ auf $30\ \mu\text{m}$ verdoppelt werden musste, um sie gegen die Kapillarkräfte während des Trocknens und der daraus resultierenden Verbiegung nochmals widerstandsfähiger zu machen.

Im Rahmen der Druckparameteroptimierung wurden schließlich erste reduzierte Wellenleiter gedruckt (Abb. 6.14a), deren Ausgangsdruckparameter noch den Standardparametern (Anhang C.1) entsprachen. Dabei zeigte sich, dass die Balkenstrukturen einen Schrumpf erfuhren und dadurch auf dem Wellenleiterboden auflagen. Eine freie Auslenkung wäre damit nach der Metallisierung nicht mehr möglich.

Die Ursachen für diesen Schrumpf entstammen unterschiedlichen Prozessschritten. Zum einen erfahren die Bauteile schon während des Druckens einen geringfügigen Schrumpf, der darauf zurückzuführen ist, dass der Fotolack während der Polymerisation eine höhere Massedichte erhält und sich dementsprechend zusammenzieht [91]. Zum anderen werden während der Entwicklung Photoinitiatoren, die nicht reagierten, und unpolymersierte Monomere aus den Strukturen gelöst, wodurch sich gedruckte Strukturen noch weiter zusammenziehen [100]. Den größten Schrumpf erfahren die Bauteile jedoch beim Trocknen [101]. Die Hypothese verweist dabei auf die Freiräume zwischen den polymerisierten Linien der gedruckten Bauteile, die nach der Entwicklung wie ein Schwamm mit Entwicklungs- und Löseflüssigkeit gefüllt sind. Schließlich werden die bei der Trocknung auftretenden Kapillarkräfte und Änderungen der Oberflächenspannungen für die Deformation verantwortlich gemacht.

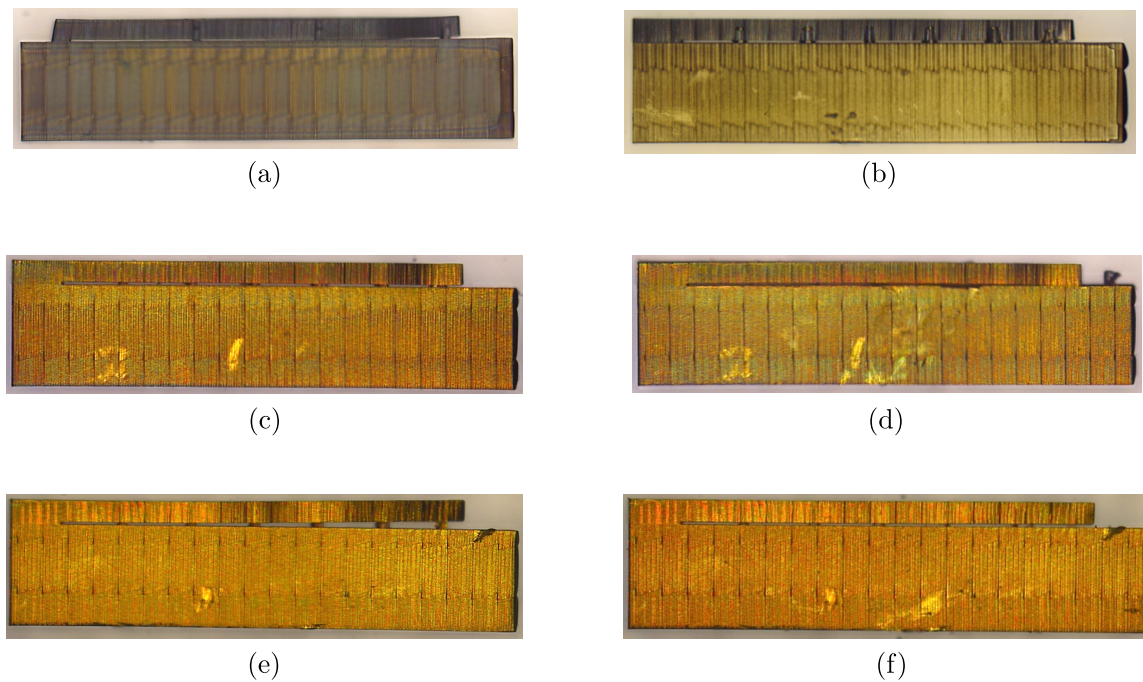


Abb. 6.14: Darstellung der reduzierten Wellenleiterbauteile. Das Ausgangsbauteil (a) zeigte einen signifikanten Schrumpf. Die Anpassung der Druckparameter hin zu höheren Polymerisationsgraden minimierte diesen Schrumpf deutlich (b). Die anschließende Metallisierung (c) zeigte beim Herauslösen der Stützen, dass das Gold zu mechanischen Spannungen führte, die die Biegebalken nach unten ausgelenkten (d). Eine vertikale Vorauslenkung der Balkenstruktur (e) löste dieses Problem. Nach dem Entfernen der Stützen verlaufen die Balken parallel zum Wellenleiterboden (f).

Um diesen Effekt entgegenzuwirken half das Hinzufügen weiterer stabilisierender Strukturen nur marginal. Es konnte jedoch nachgewiesen werden, dass die Erhöhung des Polymerisationsgrades (PG) durch die Anpassung der Druckparameter hierfür zielführend ist. Der PG ist in diesem Zusammenhang das Verhältnis aus der Menge verketteter Monomeren zur Ursprungsmenge unverketteter Monomere. Demnach führt eine Erhöhung der Laserleistung zu einem höheren PG und damit hypothetisch zu einer höheren Steifigkeit und kleineren Freiräumen, die sich schwammartig mit Lösemittel füllen können. So zeigte Sun et al. [101], dass der Schrumpf durch eine Erhöhung der Laserleistung deutlich reduziert werden kann. Allerdings ist die Laserleistung nicht der alleinige Einflussparameter für den PG, sondern jegliche Parameter, die den Energieeintrag in ein Volumen innerhalb eines Zeitfensters erhöhen. Diese über die Zeit eingetragene Energiedosis, welche für die Einleitung der Polymerisation verantwortlich ist, skaliert dabei im Falle der Zwei-Photonen-Polymerisation laut Jiang et al. [102] mit dem Quadrat der Laserleistung und dem Kehrwert der Schreibgeschwindigkeit (Scanspeed). In diesem Zuge wurde in der Literatur [102, 103] gezeigt, dass beide Parameter durchaus Einfluss auf den PG und damit auch die Steifigkeit eines Bauteils nehmen. Eine ausführliche Aufstellung der angepassten Druckparameter befindet sich im Anhang C.2.

Nachdem die Druckparameter für die optimale Energiedosis gefunden wurden, zeigte sich, dass der Schrumpf effektiv minimiert werden konnte und die Balken nun selbst nach dem Herausbrechen der Stützen parallel zum Wellenleiterboden verliefen (Abb. 6.14b). Während der darauffolgenden Metallisierung wurde jedoch beobachtet, dass sich die Biegebalken stark verbogen und somit unbrauchbar wurden. Demnach erfolgte die Metallisierung anschließend stets mit Stützen (6.14c). Das nachträgliche Herausbrechen der Stützen offenbarte jedoch, dass sich die Balkenstrukturen nun auf den Wellenleiterboden neigten, die Metallisierung demnach mechanische Spannungen verursacht hat (6.14d). Dieser Effekt konnte behoben werden, indem die Balken in Form eines Kreisbogens vertikal vorausgelenkt werden (6.14e). Letztlich konnte gezeigt werden, dass bei einer Auslenkung von $50\ \mu\text{m}$ an der Spitze der Balken, diese mechanischen Spannungen kompensiert wurden und die Biegebalken nun parallel zum Wellenleiterboden verlaufen (6.14f).

Die Designs der Einzelkomponenten, aus dem Konzept des aktuierbaren Wellenleiters, wurden anschließend dahingehend angepasst, dass deren Montage so leicht wie möglich erfolgen kann. Zu diesen Einzelkomponenten gehören neben dem Wellenleiterbauteil, zwei Elektroden und zwei Elektrodenhalter (Abb. 6.15).

Das ursprüngliche Wellenleiterbauteil wurde hierbei um zwei Aussparungen neben dem Wellenleiterkanal erweitert, in die wiederum die Elektroden mit ihren Haltern gesetzt werden können. Des Weiteren kann diese Ausführung auf die gewölbte Oberseite (Abb. 6.8) verzichten, da diese durch die Neuausrichtung des Voxels wesentlich planarer wird. Hinsichtlich des Prozesses der Bauteilentwicklung ergab sich empirisch, dass das Bad in PGMEA etwa 30 min und die anschließende Spülung mit Novec 7100 1 min benötigt. Um letztlich in der Lage zu sein THz-Wellen zu leiten, ist auch für dieses Bauteil eine Metallisierung zwingend notwendig. Dabei zeigte sich, dass auch hier eine Goldschichtdicke von etwa 450 nm ausreichend ist.

Für die Fertigung der Elektroden war keine Anpassung der Druckparameter notwendig. So lieferten bereits die Standardparameter, die für die statischen Wellenleiter verwendet wurden, akzeptable Ergebnisse. Selbst bei der Bauteilentwicklung konnte auf Standardwerte des Anlagenherstellers, die 20 min in PGMEA und 30 s in Novec 7100 empfehlen, zurückgegriffen werden. Die Metallisierung erfolgt hierbei nur einseitig, wobei die Goldschicht während der Bauteilmontage in Richtung der Balkenstrukturen ausgerichtet wird. Dabei liegt die Funktion der Goldschicht hauptsächlich in der Erzeugung einer flächendeckenden Leitfähigkeit, um somit als Gegenelektrode der Biegebalken agieren zu können. Die Schichtdicke betrug hierbei etwa 150 nm.

Die beiden Elektrodenhalter sind auf deren Unterseite passgenau für das Einsetzen der Elektroden ausgehöhlt. Zudem ist deren Unterseite spitz zulaufend ausgeführt, sodass sie leichter in das Wellenleiterbauteil eingesetzt werden können. Die Wand, welche die metallisierte Elektrode vom Wellenleiterkanal trennt ist $50\ \mu\text{m}$ dick und kann sich bei der Bauteilentwicklung stark verformen oder gar bei der finalen Bauteilmontage ausgerissen

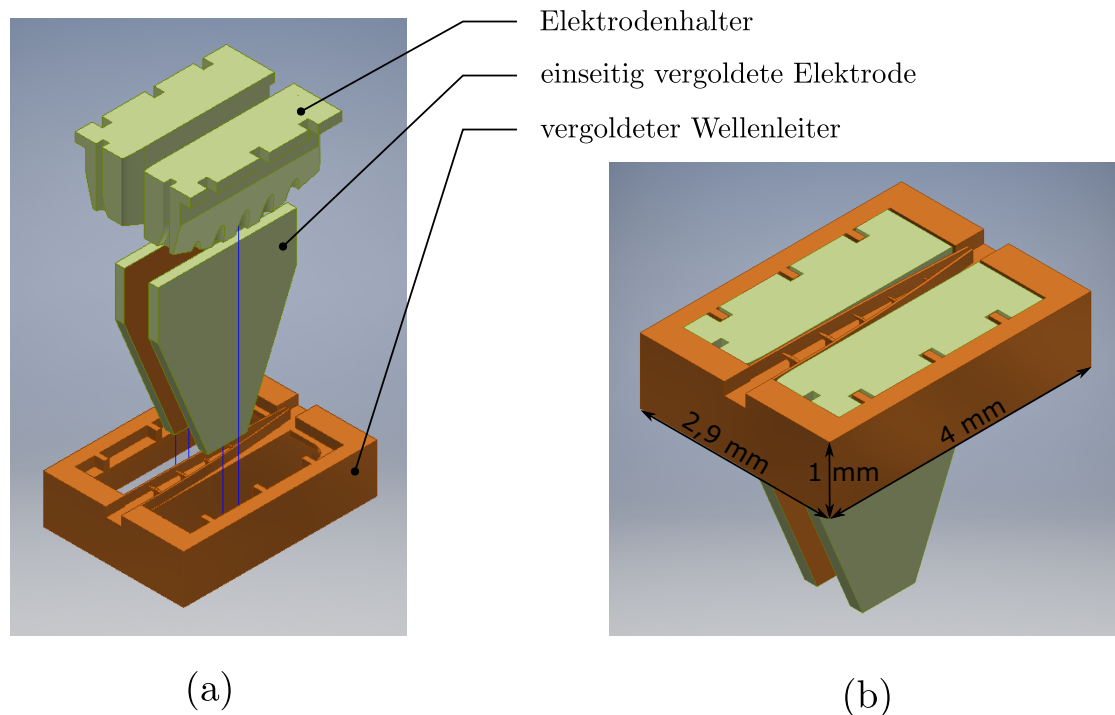


Abb. 6.15: CAD-Darstellung der Einzelkomponenten (a) und des zusammengesetzten gedruckten, aktuierbaren Wellenleiters (b)

werden. Um dieser dünnen Membran eine erhöhte Festigkeit zu verleihen, wurden hierbei wieder die optimierten Druckparameter des Wellenleiters verwendet. Allerdings musste die anschließende Verweilzeit in PGMEA auf 40 min erhöht werden, um in der Lage zu sein, den unpolymerisierten Fotolack aus der schmalen Elektrodenaushüllung zu lösen. Für das Bad in Novec 7100 war 1 min wiederum ausreichend. Eine detaillierte Darstellung der Einzelkomponenten in Form von technischen Zeichnungen ist dem Anhang B zu entnehmen.

Die Montage der Einzelkomponenten zu einem aktuierbaren Wellenleitersystem ist explizit in Abb. 6.16 aufgeführt. Darin stellt das manuelle Einsetzen der Elektrodenhalter entlang der Kabel in die Wellenleiterkomponente mit Abstand die größte Herausforderung dar (Abb. 6.16e), denn ein leichtes Berühren der Biegebalken kann diese bereits verbiegen oder ausbrechen und damit den Schalter unbrauchbar machen.

Ein aktuierbares Wellenleitersystem nach einer erfolgreichen Montage ist in Abb. 6.17 zu sehen. Darin zeigt sich, dass die Biegebalken von ihrem CAD-Modell abweichen und leicht asymmetrisch im Wellenleiterkanal stehen. Hauptverantwortlich hierfür sind die Elektrodenkappen, die die Balken ungleichmäßig an deren Einspannung nach innen drücken (Abb. 6.17a). Eine Behebung dieses Aufkommens gestaltet sich darüber hinaus als durchaus schwierig, da die Ungenauigkeiten hauptsächlich auf die manuelle Montage zurückzuführen ist. Das leichte Reduzieren der Wanddicke des Elektrodenhalters an der Balkeneinspannung konnte diesen Umstand bereits deutlich verbessern, doch sind dieser Reduzierung auch Grenzen gesetzt, da die Wand stets ein Mindestmaß an Stabilität für die Montage vorweisen muss. Letztlich führt diese Asymmetrie dazu, dass die benötigte Spannung zur Auslenkung

für einen Balken erhöht und den anderen Balken reduziert wird.

Für die finale Integration des Wellenleitersystems in den THz-Aufbau wurde der entsprechende gefräste Metallhalter unter anderem um Durchgangsbohrungen für das Hindurchführen der beiden Kabel erweitert (Abb. 6.18). So kann der Wellenleiter problemlos in die untere Metallhalterhälfte gesetzt werden und anschließend mit dem oberen Gegenstück abgedeckt werden. Da der Metallhalter und der Wellenleiter somit elektrisch leitend verbunden wurden, können die Biegebalken problemlos über die Oberfläche des Metallhalters kontaktiert werden. Das dazugehörige Potential liegt in jenem Fall sicherheitsbedingt auf einer geerdeten Masse. Die Kontaktierung der Elektroden erfolgt über die jeweiligen Kabel, die aufgrund ihrer Isolierung in keinem leitenden Kontakt mit dem Metallhalter stehen. Eine technische Zeichnung des angepassten Metallhalters befindet

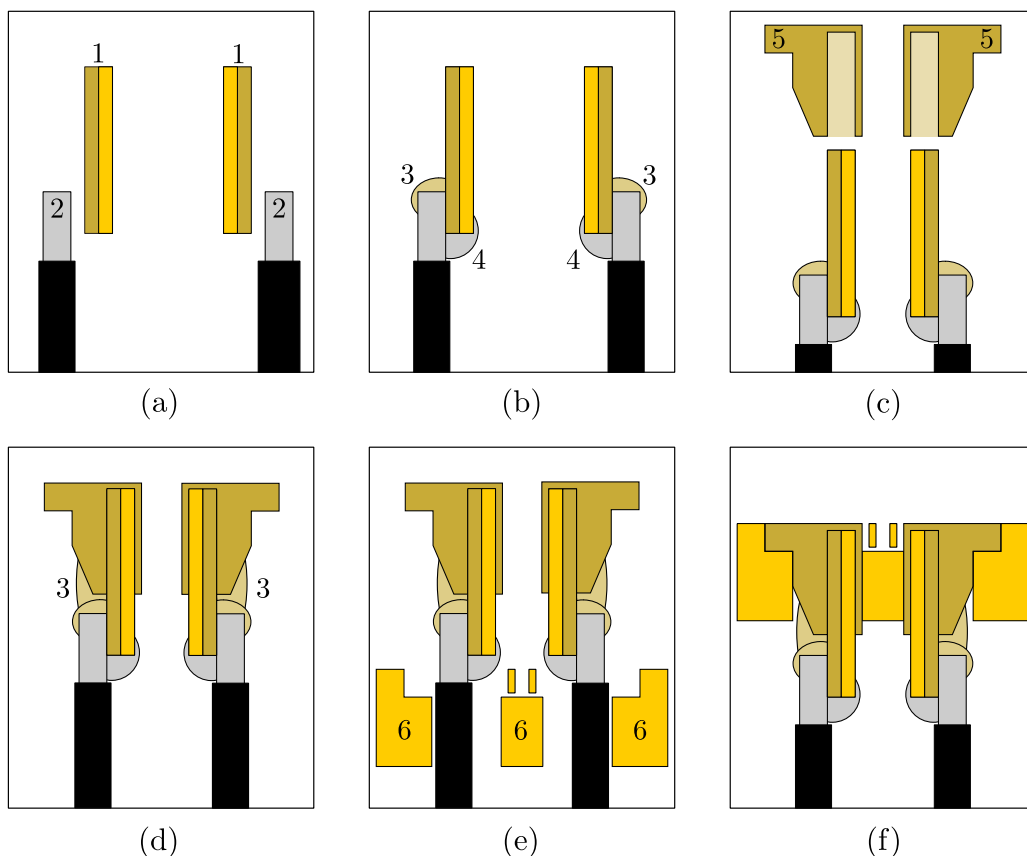


Abb. 6.16: Schematische Darstellung der Montageschritte des aktuierbaren, gedruckten Wellenleiterschalters im Querschnitt. In den ersten Schritten (a-b) werden die einseitig vergoldeten, inneren Elektroden **1** mit Hilfe von Sekundenkleber **3** an Kabeln **2** (Durchmesser etwa 0,26 mm) befestigt. Die leitende Verbindung zwischen vergoldeten Seiten und den Kabelanschlüssen wird mit Silberleitlack **4** gewährleistet. In den nächsten Schritten (c-d) werden diese in die unbeschichteten, gedruckten Elektrodenhalter **5** gesteckt und ebenfalls mit Sekundenkleber **3** verklebt. Im letzten Schritt (e-f) werden diese zusammengesetzten Komponenten entlang der Kabel **2** zu den vergoldeten Wellenleiterbauteilen **6** geführt und darin passgenau eingesetzt. Der Anpressdruck unter den Bauteilen ist dabei groß genug, sodass ein zusätzliches Verkleben nicht notwendig ist.

sich wiederum im Anhang B.

Zur Abschätzung der benötigten Spannung, um den Wellenleiterschalter voll zu öffnen, beziehungsweise alle Biegebalken in den Pull-in zu bringen, wurde am Fraunhofer IPMS eine entsprechende FEM-Simulation mittels Ansys MechanicalTM aufgesetzt (Abb. 6.19). Die darin verwendete Vorauslenkung von $143\ \mu\text{m}$ entspricht dabei dem Fall, dass die Biegebalken keinerlei Asymmetrie aufweisen, sie sich also perfekt mit der CAD-Vorgabe decken. Die andere Vorauslenkung von $200\ \mu\text{m}$ bezieht sich auf das hier verwendete Wellenleitersystem (Abb. 6.17). Darin geht der Balken mit der größeren Vorauslenkung deutlich später in den Pull-in als der Balken mit der geringen Vorauslenkung. Dadurch sind letztlich die Ergebnisse des Ersteren maßgeblich für die benötigte Spannung zum Öffnen des gesamten Schalters. Da für den polymerisierten Photolack IP-Q noch keine Werte bezüglich der Elastizitätsmodule E_m und Dielektrizitätskonstanten ϵ_r veröffentlicht sind, wurden die Werte des ähnlichen Fotolacks IP-S mit $E_m = 5\ \text{GPa}$ verwendet und $\epsilon_r = 3,5$ empirisch durch den Anlagenhersteller abgeschätzt. Da es sich hierbei bereits um grobe Abschätzungen handelt, blieb die Goldschicht mit jeweils etwa $0,5\ \mu\text{m}$ auf beiden Seiten des Biegebalkens unberücksichtigt.

Schließlich zeigte sich in den experimentellen Vorversuchen mit unabgedeckten Wellenleiterkomponenten, dass sich ab einer Spannung von $260\ \text{V}$ beide Biegebalken auf der Wand des Elektrodenhalters abrollen und der Schalter dadurch geöffnet wird. Somit decken sich diese Messwerte in hohem Maße mit den Simulationsergebnissen des FEM-Modells. Sobald die Wellenleiterkomponente durch die obere Hälfte des Metallhalters abgedeckt wurde, war eine Öffnung des Schalters allerdings erst ab $500\ \text{V}$ zu beobachten. Eine mögliche Erklärung dieses Verhaltens ist, dass die Biegebalken leicht die Oberseite des Rechteckhohlraumes berühren und somit beim Versuch sich auszulenken Reibungskräfte erfahren. In Abb. 6.20 finden sich hierzu exemplarische Mikroskopaufnahmen des Wellenleitersystems in Ruhezustand und während der Aktuierung.

Darüber hinaus wurden für diese Versuchsreihen insgesamt 10 Wellenleitersysteme gedruckt, von denen drei im Versuchsaufbau eine Strahlungsmodulation hervorriefen. Die

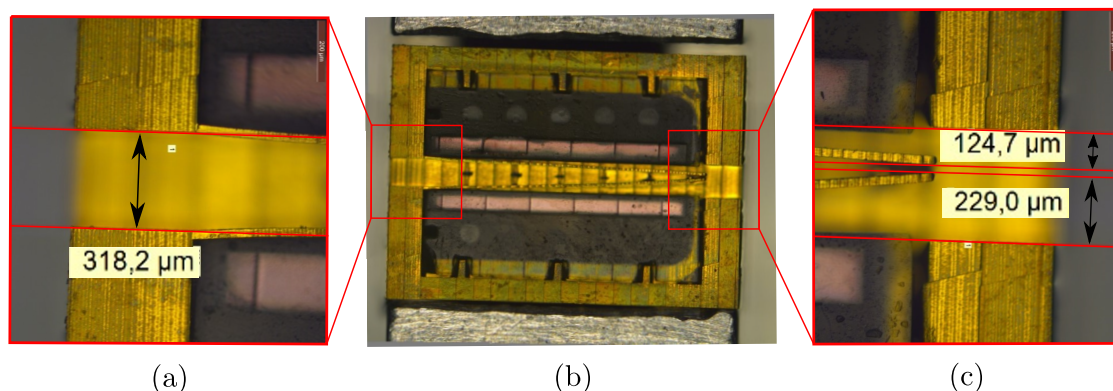


Abb. 6.17: Fotoabbildung des montierten aktuierbaren Wellenleitersystems

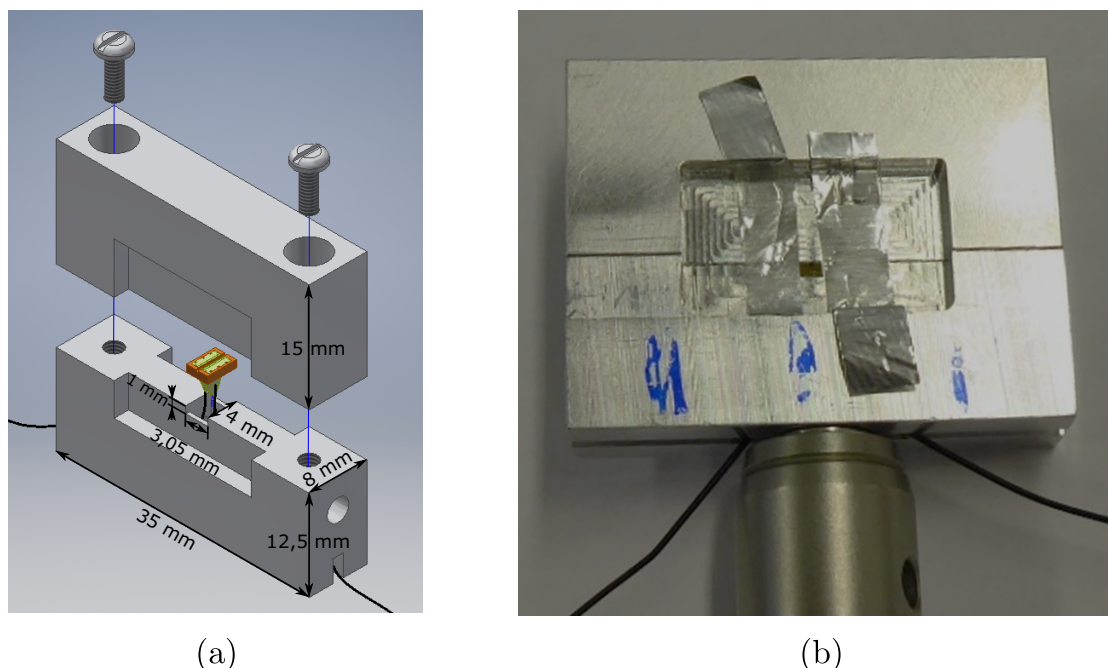


Abb. 6.18: CAD-Zeichnung des montierten Wellenleitersystems beim Einsetzen in den gefrästen Metallhalter (b) und eine Fotoabbildung des Gesamtbauteils aus Wellenleiter, Metallhalter und Pfosten (b)

verbleibenden Bauteile wurden entweder bei der Montage zerstört oder ließen sich nicht aktivieren. Von diesen drei erfolgreich integrierten Systemen zeigte das hier bereits mehrfach aufgeführte System (Abb. 6.17 und 6.20) die höchsten Modulationsgrade, welche im nächsten Unterkapitel eingehend ausgewertet werden.

6.3.2 Messergebnisse und Auswertung

Zur Aufnahme der Messergebnisse wurde der Wellenleitereingang zunächst dahingehend justiert, dass der Detektor ein maximales Signal aufnimmt. Im Anschluss wurden keine weiteren Änderungen am Versuchsaufbau vorgenommen.

In diesem Rahmen ist in Abb. 6.21 der gemessene THz-Puls nach der Propagation durch den Wellenleiter im geschlossenen und geöffneten Schaltzustand dargestellt. Das Zeitfenster beträgt dabei 70 ps bei jeweils zwei Mittlungen. Die geringfügige Transmission im geschlossenen Zustand lässt sich zum einen auf die Lücken unter und über den Balkenstrukturen zurückführen, durch die ein Teil der THz-Strahlung hindurchleckt und zum anderen auf die dielektrischen Strukturen neben dem Wellenleiterkanal, durch die ebenfalls eine Strahlungspropagation möglich ist. Zuletzt sind auch stets THz-Wellen daran beteiligt, die gänzlich am Metallhalter vorbeipropagieren und in den Detektor gelangen. In der grafischen Darstellung des Pulses im Frequenzbereich (Abb. 6.21) ist eine Dämpfung von über 20 dB und ein Cutoff bei ungefähr 600 GHz zu erkennen. Entsprechend der Theorie dürfte diese bei einer Querschnittsbreite von $320\ \mu\text{m}$ zwar nur 470 GHz betragen,

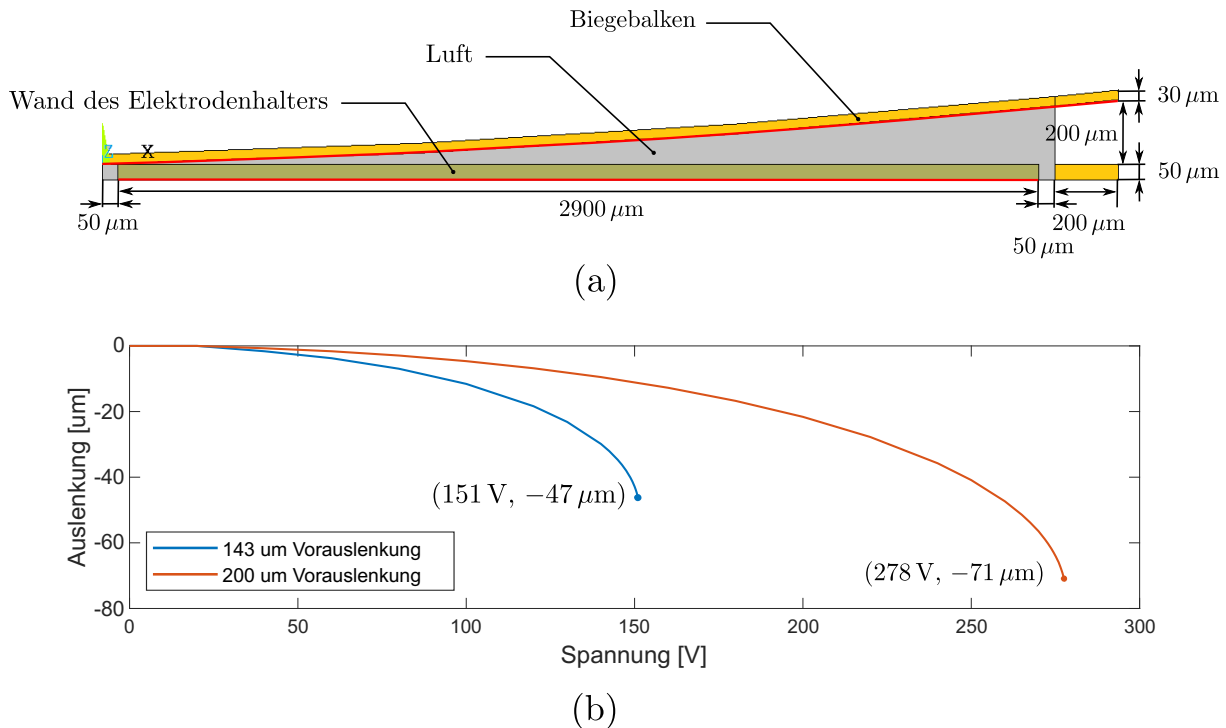


Abb. 6.19: FEM-Modell (a) und Simulationsergebnisse (b) zur Bestimmung der Pull-in-Spannung des gedruckten, aktuierbaren Wellenleiters bei zwei verschiedenen Vorauslenkungen. Das Modell in (a) orientiert sich an der gedruckten NED-Struktur mit der größten Auslenkung von 200 μm . Sowohl der Biegebalken als auch die Wand des Elektrodenhalters werden als Dielektrika modelliert mit $\epsilon_r = 3,5$ und einem E-Modul von $E_m = 5 \text{ GPa}$. Die roten Linien stellen die Ebenen dar, die die Potentiale tragen, wobei die untere und die linke äußere Kante des Modells die Randbedingung einer festen Einspannung tragen.

doch durch die Elektrodenhalter werden die Biegebalken geringfügig nach innen gedrückt, wodurch die Querschnittsbreite sinkt und der Cutoff zu höheren Frequenzen wandert.

Während der Messaufnahme konnten nur wenige Pulse gemittelt werden, da einer der beiden Biegebalken trotz Aktuierung nach wenigen Sekunden zurück in seine Ruhelage sprang. Dieses reproduzierbare Verhalten war dabei bereits in den vorangehenden Aktuierungsversuchen unter dem Mikroskop zu beobachten und wird auch im zeitliche Verlauf der Pulsfeldstärken im Rahmen der THz-Charakterisierung in Abb. 6.22 anschaulich aufgezeigt. Demnach verweilt dieser Balken anschließend trotz einer angelegten Spannung von 700 V weiterhin in seiner Ruhelage. Wird die Spannung jedoch wieder auf 0 V gesetzt, lenkt sich der Balken erneut für wenige Sekunden aus und die Pulsfeldamplitude steigt innerhalb dieses Zeitfensters auf ihren maximalen Signalpegel. Zu erklären ist dieses ungewöhnliche zeitliche Verhalten mit dem Effekt des Charge Trappings (Abb. 6.23), wonach Ladungsansammlungen an der Oberfläche der dielektrischen Wand zwischen Elektroden und Biegebalken für das Auslenken des Balkens beim Ausschalten des Systems verantwortlich sind. Der zweite Balken hingegen bleibt während und nach der Aktuierung stets ausgelenkt und springt erst nach fast einer Minute zurück in seine Ruhelage, wodurch

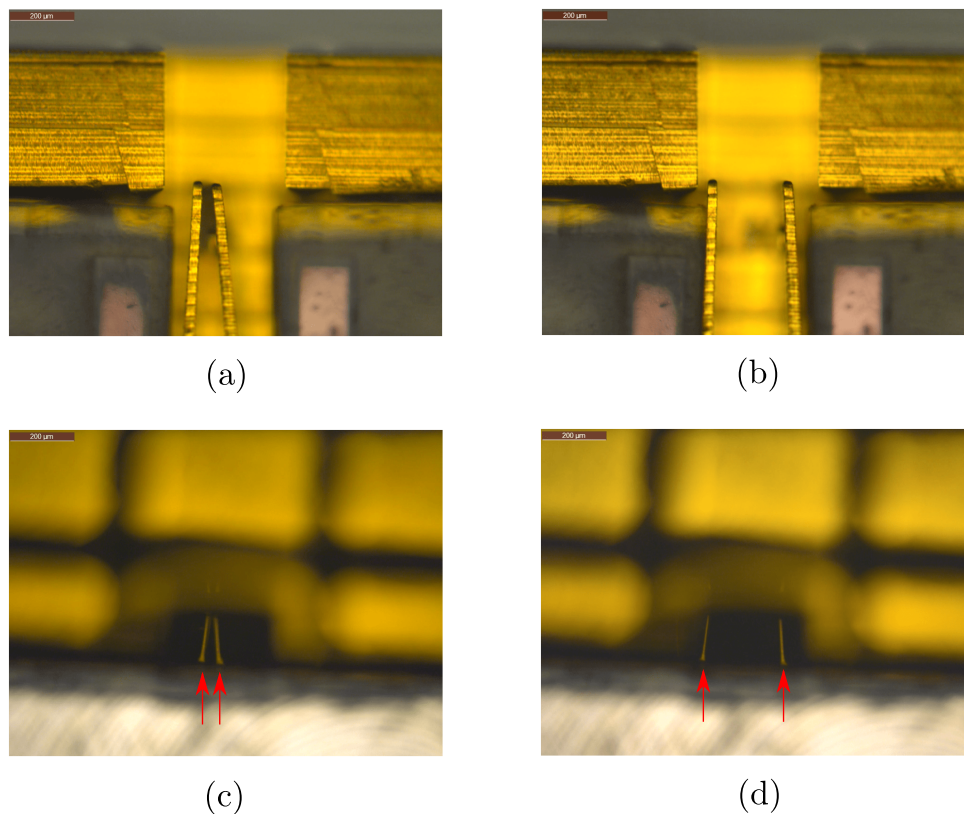


Abb. 6.20: Mikroskopaufnahme des gedruckten aktuierten Wellenleitersystems ohne Abdeckung in der Aufsicht (a-b) und mit Abdeckung im Blick auf den Wellenleiterausgang (c-d). Innerhalb der Abbildungen (a) und (c) befinden sich die Biegebalken in der vorausgelenkten Ruhelage, währenddessen sie in Abbildung (b) und (d) mit 600 V aktuiert werden.

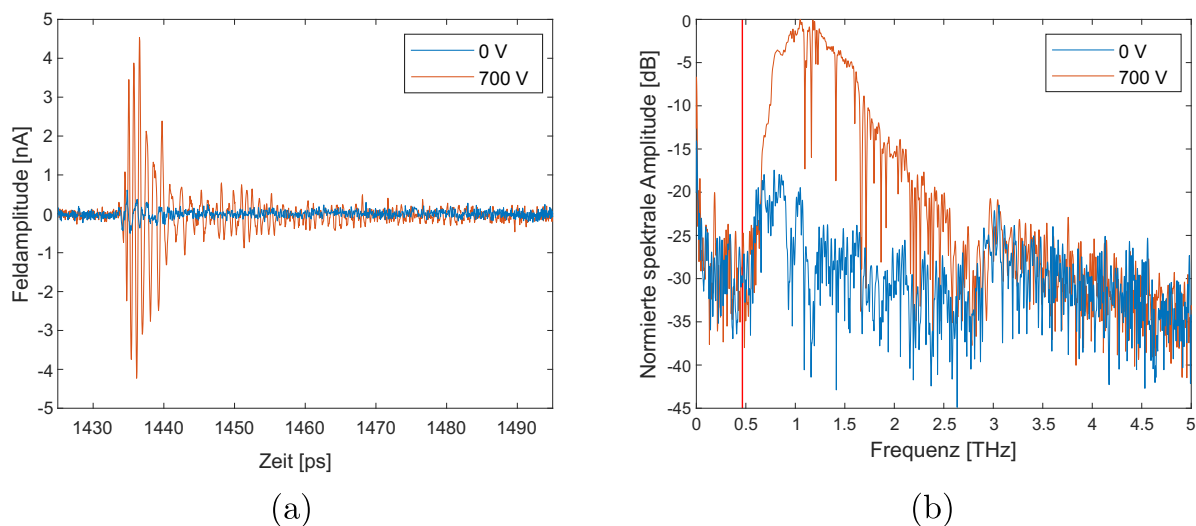


Abb. 6.21: Gemessene THz-Pulse nach der Propagation durch den geschlossenen (0 V) und geöffneten Wellenleiter (700 V) im Zeit- (a) und Frequenzbereich (b). Die senkrechte rote Linie entspricht der theoretisch bestimmten Cutoff-Frequenz von 470 GHz.

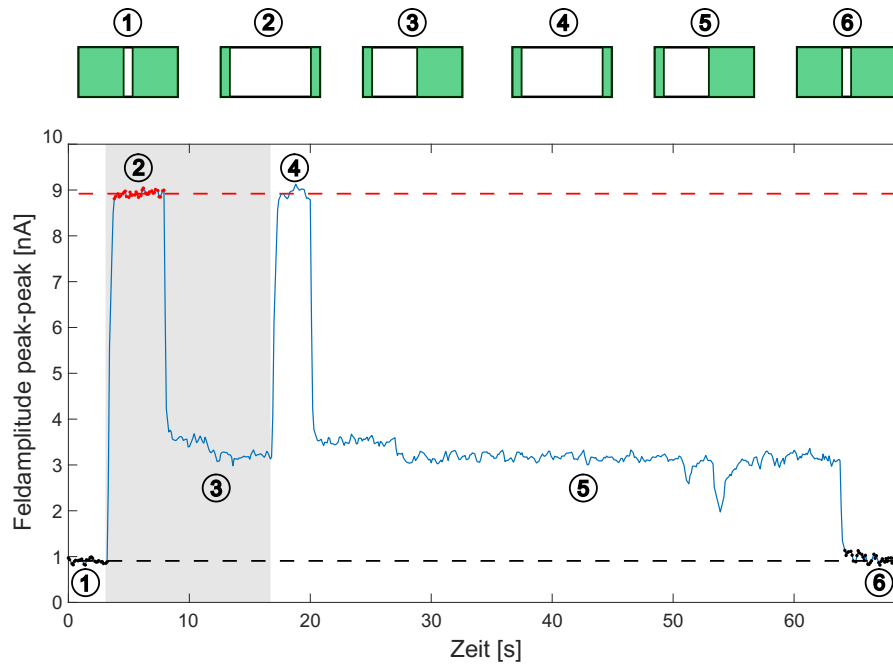


Abb. 6.22: Zeitlicher Verlauf der Feldamplitude der THz-Pulse vor, während und nach der Aktuierung des Wellenleiterschalters. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem Zeitraum der Aktuierung mit 700 V. Die jeweiligen Auslenkzustände in Folge der Aktuierung und des Charge-Trapping-Effekts sind durch die darüberliegenden Einzeldarstellungen der Wellenleiterquerschnitte aufgezeigt. Die roten und schwarzen Datenpunkte wurden für die Berechnung der Dämpfung verwendet, wobei die gestrichelten Linien die entsprechenden Mittelwerte darstellen.

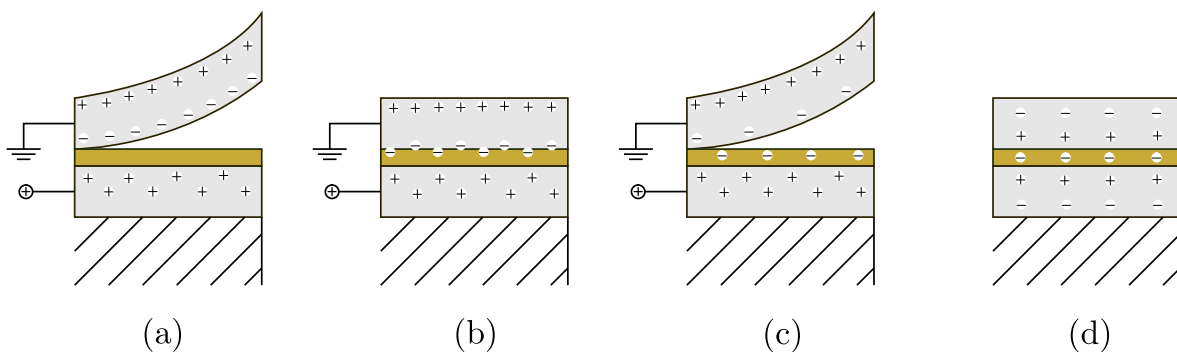


Abb. 6.23: Schematische Darstellung des Charge-Trapping-Effekts am Beispiel des gedruckten aktuierbaren Wellenleiters. Der vorausgelenkte Biegebalken ist durch eine dielektrische Wand von der Elektrode getrennt (a). Auf Grund deren Potentialdifferenz rollt sich der Biegebalken auf dieser Wand ab, wobei sich Ladungen an ihrer Oberfläche ansammeln (b). Dabei wird die anziehende Kraft abgeschwächt, wodurch der Biegebalken zurück in seine Ruhelage geht (c). Beim Ausschalten des System sind Ladungen auf der Oberfläche des Dielektrikums verblieben, die den Biegebalken dann zur Auslenkungen verleiten (d). Nachdem die Ladungen abgefließen sind, geht der Biegebalken wieder zurück in seine Ruhelage (adaptiert nach [39]).

der Schalter wieder geschlossen wird. Hierbei liegt es nahe, dass er die obere oder untere Wellenleiterseitenwand berührt und dadurch Haftreibungskräften ausgesetzt ist, welche dieses Verhalten erklären. Letztlich konnte anhand der gemittelten Feldstärkewerte aus den entsprechenden Schaltzuständen dabei eine durchschnittliche Dämpfung von 19,5 dB ermittelt werden.

In Folge des Charge-Trapping-Effekts ließen sich keine stabilen elektrostatischen Auslenkzustände erzeugen, wodurch es auch nicht möglich war, spannungsabhängige Auslenkkurven der Biegebalken aufzunehmen, wie man sie aus Abb. 6.19 erwartet hätte. Mit Hilfe der vorangehenden Aktuierungsversuche unter dem Mikroskop war demnach zu beobachten, dass die Biegebalken ab einer gewissen Spannung sich stets sprunghaft auslenken und den Wellenleiter öffnen. Und auch nach der Aktuierung erfolgte die Bewegung zurück in die Ruhelage sprunghaft. Somit waren nur digitale Schaltzustände ansteuerbar. Der Grund dafür ist die Haftreibung, die dazu führte, dass nur eine schockartige Erhöhung der Spannung auf Werte jenseits des Pull-ins die Biegebalken losreißen und in einen anderen Schaltzustand überführen konnte.

Um den Effekt des Charge Trappings zu umgehen, erwies sich bei nachfolgenden Untersuchungen von unabgedeckten Wellensystemen unter dem Mikroskop eine bipolare Ansteuerung als zielführend. Dabei wird das System nicht wie zuvor mit einer Gleichspannung aktuiert, sondern mit einer Wechselspannung, die eine Frequenz weit über der Resonanzfrequenz der Biegebalken besitzt. Somit können die Balken dem Wechselsignal nicht folgen, sondern agieren wie bei einer Aktuierung mit Gleichspannung. Da die Spannung dabei jedoch stets die Polarisation ändert, sammeln sich keine Ladungen an der Oberfläche der dielektrischen Trennwand an und die Balken lenken sich nur aus, sobald sich die elektrische Aktuierung ändert. Da der dabei verwendete Verstärker jedoch nur Spannung bis 400 V ausgab, konnten damit keine abgedeckten Wellenleiterkomponenten aktuiert werden. Im Gegensatz dazu kann die haftreibungsbedingte Auslenkcharakteristik nur durch entsprechendes Hinzufügen von Lücken in der Bauteilgeometrie behoben werden. Dies hätte jedoch den Nachteil, dass dadurch ein höherer Strahlungsanteil an den Schaltelementen vorbeileckt und somit die Dämpfung gemindert wird.

Nichtsdestotrotz konnte hiermit ein weiterer Funktionsnachweis dieses Schaltkonzeptes erbracht werden, der es erlaubte, explizit eine Dämpfung von 19,5 dB zu bestimmen. Andere vergleichbare siliziumbasierte Wellenleiterschalter des Standards WM-380 erreichen dabei ähnliche Dämpfungsparameter zwischen 15 und 40 dB [40, 41].

Die Dämpfungen, die hierbei mit gedruckten und metallisierten Strukturen erreicht wurden, lassen sich jedoch konzeptionell nicht vollkommen auf ihr siliziumbasiertes Gegenstück übertragen. Der Grund dafür liegt in den dielektrischen Strukturen, die sich direkt neben den Balkenstrukturen befinden. Diese werden im Gegensatz zum geschlossenen Schaltzustand im geöffneten Zustand nahezu komplett durch die Biegebalken abgedeckt. Dadurch tragen sie im geschlossenen Zustand zu höheren dielektrischen Verlusten bei,

was die Modulationsdämpfung weiter erhöht. Im Falle eines NED-basierten Schalters aus Silizium fällt diese zusätzliche Dämpfung im geschlossenen Zustand weg, wodurch aus dieser Perspektive die Modulationsdämpfung geringer ausfällt. Allerdings ermöglichen die Fertigungsprozesse in Silizium auch wesentlich geringere Lücken zwischen den LNEDs und dem Wellenleiterboden. Da die Simulationen in Kapitel 5.3 zudem zeigten, dass die Verringerung dieser Lücken die Modulationsdämpfung signifikant erhöhen, liegt es nahe, dass somit die dielektrischen Verluste überkompensiert werden und für den LNED-basierten Schalter ebenfalls Dämpfungen jenseits von 20 dB realistisch erscheinen.

Makroskopische, kommerziell verfügbare Wellenleiterdämpfungsglieder für den Frequenzbereich von 500 – 750 GHz ermöglichen Dämpfungen in der Größenordnung bis 40 dB [50], wodurch dieser Wert als applikationsseitige Anforderung betrachtet werden kann. Ausgehend von 20 dB entspricht dies hinsichtlich der Feldstärke einer Dämpfungssteigerung von einer Größenordnung. Nach bestem Wissen erfüllen die bisher entwickelten MEMS-basierten Wellenleiterschalter des Standards WM-380 diese Anforderungen jedoch nur innerhalb eines kleinen Frequenzbereiches [40]. Um zu klären, inwiefern der NED-basierte Wellenleiterschalter aus Silizium eine Dämpfung von 20 dB überschreitet oder gar 40 dB erreicht, müssten letztlich THz-Charakterisierungen an ihm durchgeführt werden, sobald eine entsprechende Technologie verfügbar ist. Schlussendlich ist die Dämpfung nicht der einzige relevante Parameter zur Bewertung des Applikationspotentials. So stellt die Größe des Bauteils einen entscheidenden Aspekt dar, der den Einsatz in integrierten Systemen erst gewährleistet und damit ermöglicht, gänzliche neue Anwendungen adressieren zu können. Damit ist das Applikationspotential besonders für den Einsatz in diversen miniaturisierten System hinsichtlich der prognostizierten Dämpfung und auch der Bauteilgröße als durchaus hoch einzustufen.

7 Bewertung und Einordnung

Das Ziel dieser Arbeit lag in der Evaluation von NED-basierten THz-Hohlleiterschaltern hinsichtlich ihres Leistungs- und Applikationspotentials. Zudem sollten im Laufe der Untersuchungen Parameter und Vorgaben zur größtmöglichen Ausnutzung dieser Potentiale abgeleitet werden. Die Untersuchungen basierten dabei neben rein theoretischen Vorbetrachtungen hauptsächlich auf modellierten Systemen innerhalb von FEM-Simulationen und gedruckten Wellenleiterschaltern zur experimentellen Verifikation. In diesem Rahmen liegt der Fokus dieses Kapitels in der Bewertung der Untersuchungsmethoden und der Einordnung der daraus erarbeiteten Ergebnisse.

Des Weiteren stellte sich die Zwei-Photonen-Lithographie als vielseitige Fertigungsmethode heraus, die in Hinblick auf die Entwicklung von THz-Komponenten bisher in der Literatur wenig Aufmerksamkeit erhielt. Aus diesem Grunde liegt ein zweiter Fokus auf der Bewertung des Anwendungspotentials dieser Fertigungsmethode für die allgemeine Entwicklung von THz- und Hochfrequenzwellenleiterkomponenten. Insbesondere soll dabei die Eignung für das Rapid Prototyping und die Fertigung von Kleinserien diskutiert werden.

7.1 NED-basierte Wellenleiterschalter

Bereits die theoretischen Vorbetrachtungen ermöglichten es, diverse Randbedingungen beziehungsweise Vorgaben für die Beschaffenheit des NED-basierten Wellenleiterschalters abzuleiten. So zeigte sich, dass eine hohe Dotierung des Siliziumwafers keineswegs ausreicht, um die ohmschen Verluste während der Propagation durch den Wellenleiter in die Größenordnungen von Wellenleitern aus Kupfer oder Aluminium zu bringen. Außerdem kann Strahlung dabei durch die schließenden NED-Strukturen einfach hindurchdringen. Die einzige Alternative ist demnach die Metallisierung der gesamten Innenwände und des NEDs. Als weiteren Optimierungsparameter konnte zudem die Oberflächenrauheit identifiziert werden, wonach die ohmschen Verluste durch möglichst glatte Seitenwände minimiert werden. Zusätzlich lässt sich daraus ableiten, dass auch die NED-Elektroden möglichst glatt sein sollten, um ungewünschte Verluste zu vermeiden.

Als eine der zentralen, limitierenden Größen stellte sich der vertikale Pull-in heraus. Neben dem lateralen Pull-in nimmt er Einfluss auf die maximale Auslenkung, die ein NED erreichen kann. Die entsprechende Pull-in-Spannung ist dabei abhängig von der

NED-Geometrie, dessen Höhe und Länge, aber auch vom Elektrodenspalt zur Seitenwand, welche parallel zur Auslenkrichtung liegt. Hierbei ermöglicht ein größerer Elektrodenspalt höhere Antriebsspannungen und damit tendenziell höhere Auslenkungen. Im Umkehrschluss führt dies jedoch zu Strahlungslecks im geschlossenen Schaltzustand und damit zu einer geringeren Leistungsfähigkeit. Zu welchen Gunsten dieser Kompromiss letztlich ausfallen sollte, kann nicht pauschal beantwortet werden, sondern kann nur bei genauer Kenntnis der Applikationsspezifikation und den fertigungstechnologischen Randbedingungen vollumfänglich bewertet werden.

In diesem Rahmen wurden die beiden Technologien der LNEDs und VNEDs vorgestellt und deren Anwendungspotential gegenübergestellt. Daraus ergab sich, dass beide Technologien noch erweitert werden müssen, um deren Funktionalität als THz-Schalter gewährleisten zu können. So benötigt der LNED eine Höhe, die der Wellenleiterhöhe entspricht, dessen äußere Elektroden, die ins Innere des Wellenleiters gerichtet sind, müssen zwingend metallisiert sein und dessen Auslenkung muss mindestens der halben Wellenleiterbreite entsprechen. Besonders vorteilhaft am LNED ist jedoch dessen SOI-Technologie, die es ermöglicht die Dicke des besagten Elektrodenspalt genau vorzudefinieren.

Beim VNED hingegen muss gewährleistet werden, dass die Lücken zwischen ihm und den Seitenwänden des geätzten Wellenleiterkanals minimal sind und in den Größenordnungen weniger Mikrometer liegt. Die einzige dafür geeignete Bonding-Technologie, die diese Anforderungen erfüllt, ist das direkte Bonden von Silizium auf Silizium. Dabei muss gewährleistet werden, dass die entsprechenden Flächen äußerst glatt sind, mit RMS-Rauheiten von etwa 0,1 nm. Da die Fertigung von VNED jedoch auf einer Opferschichttechnologie beruht, müssen für die zu bondenden Flächen Maskierungen vorgenommen werden, die im Nachgang entfernt werden. Die Mindestauslenkung muss für den VNED ebenfalls der halben Wellenleiterbreite entsprechen. Doch da dessen Elektroden deutlich dicker sind als beim LNED, ist dies hierbei ein deutlich größeres technologisches Unterfangen. In diesem Sinne erscheint zwar der LNED als vorteilhafterer Akteur für eine THz-Schaltung, aber ob er oder doch der VNED das größere Applikationspotential besitzt, ist zwangsläufig an die erfolgreiche Entwicklung ihrer jeweiligen Anpassungen und den sich daraus resultierenden Limitierungen geknüpft.

Mit Hilfe von FEM-Simulationen ließen sich in den darauffolgenden Untersuchungen die Leistungspotentiale der einzelnen Schaltkonzepte untereinander abschätzen. Darin stellten sich diejenigen Schalter als besonders vorteilhaft heraus, deren NEDs den Wellenleiter entlang der langen Seitenwand schließen. Demnach müssen dabei die NEDs nicht voll ausgeleitet werden und die gegenüberliegende Seitenwand berühren, um die Strahlungsanteile des Singlemode-Frequenzbereiches signifikant zu dämpfen. Dadurch ist dieses Schaltkonzept besonders schonend hinsichtlich der Lebenszeit der NED-Komponente. Darüber hinaus ergab sich, dass die Erweiterung von einem schaltenden NED auf zwei, weitere Vorteile mit sich bringt. Demzufolge wird die benötigte Auslenkung jeweils halbiert, wodurch die

Limitierungen hinsichtlich des vertikalen Pull-ins deutlich reduziert werden. Durch die FEM-Simulation und den vorangehenden theoretischen Betrachtungen war es demnach möglich alle potentiellen Konzepte des NED-basierten THz-Schalters auf einige Wenige einzugrenzen.

Das Konzept, welches demnach die größten Vorteile bot, ist das System mit zwei schließenden LNED-Aktoren. Hierfür wurden im Anschluss experimentelle Charakterisierungen mit gedruckten Strukturen durchgeführt. Die in den Simulationen bestimmten Signalmodulationen konnten dabei durch statische und aktuierbare Strukturen im hohen Maße abgebildet werden.

Die Charakterisierungen statischer Wellenleiter im THz-Bereich ermöglichten in jenem Fall den quantitativen Nachweis für eine Änderung des Cutoffs während des Schließvorganges. Dabei ließ sich zeigen, dass es nicht notwendig ist, NED-Strukturen voll auszulenken, um das vorgesehene Frequenzband von 500 GHz bis 750 GHz abzuschneiden. Versuche mit aktuierbaren Wellenleiterschaltan erlaubten anschließend eine quantitative Untersuchung der Dämpfung. Des Weiteren konnte das Funktionsprinzip einer adaptiven Signaldämpfung nachgewiesen werden.

Die Funktion eines NED-basierten Wellenleiterschalters ließ sich jedoch nicht vollumfänglich durch die gedruckten, aktuierbaren Strukturen abbilden. Der Grund dafür liegt in den unmetallisierten Strukturen der Elektrodenhalter, die je nach Schaltzustand unterschiedliche dielektrische Verluste hervorriefen. Im Zusammenhang mit dem THz-TDS System war es dabei nicht zugänglich zu ermitteln, in welchem Maße die gemessene Dämpfung von etwa 20 dB auf die Balkenauslenkung beziehungsweise die dielektrischen Verluste zurückzuführen sind.

Des Weiteren deuten die Messungen am gedruckten, aktuierbaren Wellenleiter an, dass der Einfluss der Lücke zwischen LNED und Wellenleiterboden möglicherweise in den Simulationen überschätzt wurde. Ein potentieller Grund dafür könnte das stark idealisierte Modell sein, in dem die entsprechenden Lücken absolut planare Stirnflächen vorweisen und nicht wie beim gedruckten Bau abgerundet sind oder gar aus mehreren Elektrodenschichten bestehen wie beim LNED-Aktor. Demnach führten in den Simulationen bereits Lücken von jeweils $1\ \mu\text{m}$ zu Dämpfungen von nur noch etwa 10 dB. Inwieweit diese Differenz allerdings den unterschiedlich strukturierten Lücken oder den dielektrischen Verlusten zuzuschreiben ist, konnte mit der zur Verfügung stehenden Messtechnik nicht zweifelsfrei bestimmt werden.

Nichtsdestotrotz deuten die Simulationen an, dass die NED-basierten Schaltkonzepte Dämpfungen jenseits von 20 dB erreichen können. Experimentell konnte dabei dessen Funktion in Form einer verschobenen Cutoff-Frequenz und einer Dämpfung von 20 dB nachgewiesen werden. Um das volle Potential der NED-basierten Schalter abschätzen zu können, sind jedoch noch experimentelle Untersuchungen mit einem echten, Si-basierten Schalter und einem Netzwerkanalysator notwendig.

7.2 Gedruckte Wellenleitschalter mittels Zwei-Photonen-Lithographie

Um der Frage nachzugehen, welches Potential der Fertigungsprozess der Zwei-Photonen-Lithographie für die Entwicklung von Hochfrequenz- und THz-Wellenleiterkomponenten besitzt, sind die Aspekte Produzierbarkeit und Reproduzierbarkeit zu klären. Hinsichtlich der Fertigung der statischen Wellenleiter war es innerhalb weniger iterativer Bauteilanpassungen möglich ein Bauteil zu produzieren, das zum einen die gewünschte Funktion erfüllte und zum anderen eine hohe Reproduzierbarkeit vorwies. Die Entwicklung eines aktuierbaren Bauteils gestaltete sich dabei als weitaus größere Herausforderung. So waren für die erfolgreiche Fertigung deutlich mehr iterative Anpassungen der Bauteildesigns und sogar der Druckparameter notwendig. Die Produzierbarkeit wurde damit zwar belegt, doch die Reproduzierbarkeit war weiterhin deutlich eingeschränkt. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass sich die eingeschränkte Reproduzierbarkeit allein auf die gedruckten Balkenstrukturen beziehen und eine Aktuierung immer dann misslang, wenn die Biegebalken zu stark verbogen waren.

Um die Reproduzierbarkeit dieses Systems deutlich zu erhöhen, müssen demnach weitere Optimierungen an den Aspekten Fertigungsparameter und Bauteildesign beziehungsweise -konzept vorgenommen werden. Da die Druckparameter über den Polymerisierungsgrad und dem damit verbundenen Elastizitätsmodul die mechanischen Eigenschaften der Biegebalken vorgeben, ist die Fixierung auf die ermittelten optimalen Werte ein wichtiger Aspekt für die Reproduzierbarkeit. Hierfür ist vor allem zu gewährleisten, dass die Laserleistung des Drucksystems stets konstant bleibt, wodurch es notwendig wird nach jedem Druckprozess diese zu kalibrieren. Des Weiteren ist es notwendig, dass auch der Schrumpf unter den Bauteilen konstant ausfällt. Als einflussnehmende Größe wurde hierfür der Polymerisationsgrad bereits benannt. Die Entwicklung in PGMEA stellt jedoch auch eine Einflussgröße dar. Vor allem die Entwicklungszeit und die daraus resultierende Menge an herausgelöstem unpolymerisiertem Material und Photoinitiatoren kann bei Variationen auch zu Änderungen des Schrumpfes führen, besonders wenn die Entwicklungszeit zu kurz ist. Nahezu unkritisch ist hingegen eine zu lange Zeit. Die Reproduzierbarkeit kann demnach erhöht werden, indem diese Zeiten ebenfalls konstant gehalten werden und die Entwicklungsflüssigkeit nach jeder Bauteilentwicklung ausgetauscht wird.

Da die Biegebalken nach dem Herausbrechen der Stützen ohne integrierte Elektrodenhalter nur geringfügig asymmetrisch im Wellenleiter liegen, sind diese Elektrodenhalter für Asymmetrien verantwortlich. Somit ist das entsprechende Bauteil- und Montagekonzept als größte Limitierung hinsichtlich der Reproduzierbarkeit identifiziert. Demzufolge ist hierbei eine Überarbeitung des Bauteilkonzeptes und ein Übergang von einer manuellen Montage

hin zu der Verwendung von Fineplacern oder anderen unterstützenden Instrumenten zielführend.

Auf Grund der geringen Reproduzierbarkeit ist der gedruckte, aktuierbare Wellenleiter-schalter in der jetzigen Ausführung somit lediglich für das Rapid Prototyping geeignet. Eine Überarbeitung des Bauteildesigns, des Montagekonzeptes sowie fixierte Fertigungsparameter bieten jedoch das Potential für die Fertigung von Kleinserien.

Weiterhin ist die Frage zu klären, welches Potential die gedruckten Strukturen auf Basis der Zwei-Photonen-Lithographie im Allgemeinen für das Rapid Prototyping oder gar Kleinserien von Hochfrequenz- und THz-Wellenleiterkomponenten besitzen. Wie bereits dargestellt, ist die entscheidende Größe hierbei vor allem die Reproduzierbarkeit. Diese wird, sobald die optimalen Fertigungsparameter fixiert wurden, hauptsächlich durch die Komplexität des Bauteilkonzeptes vorgegeben. So waren beispielsweise die statischen Strukturen stets durch eine hohe Reproduzierbarkeit gekennzeichnet und offenbarten in ihren experimentellen Charakterisierungen einen signifikanten Überlapp mit den dazugehörigen Simulationsergebnissen. Es zeigte sich also, dass passive Komponenten auch jenseits des Rapid Prototyping für Kleinserien geeignet sind.

Die Anforderungen für eine Reproduzierbarkeit von elektrostatisch aktuierbaren Systemen ist jedoch deutlich erhöht. Da hierfür im Allgemeinen bewegliche Strukturen notwendig sind, gewinnen auch mechanische Eigenschaften des polymerisierten Materials an Bedeutung. Zudem ist davon auszugehen, dass derartige Systeme in Zukunft aus Einzelkomponenten bestehen werden, von denen ein Teil metallisiert ist, ein anderer Teil unbeschichtet bleibt. Die anschließende Montage birgt dabei durchaus Fehlerquellen, die zu Fehlanpassungen oder gar der Zerstörung des Bauteils führen. Die Produzierbarkeit ist in dieser Hinsicht entweder erschwert oder entsprechend der Komplexität des gedruckten Systems limitiert. Sobald die Produzierbarkeit allerdings gegeben ist, lässt sich diese Fertigungsmethode hervorragend für das Rapid Prototyping ausnutzen. Eine Pauschalierung für das Potential im Falle von Kleinserien lässt sich dabei ähnlich formulieren. Sobald die Komplexität des Bauteils einen stabilen Fertigungsprozess erlaubt, ist die Reproduzierbarkeit gegeben und somit auch die Entwicklung von Kleinserien möglich. Die Bauteilkomplexität ist demnach auch hierbei das entscheidende Maß.

Die Argumente, die in diese Bewertung einfließen, basieren hauptsächlich auf den in dieser Arbeit gesammelten Messdaten und Laborerfahrungen. Eine weitreichendere Einschätzung ist jedoch möglich, wenn die charakterisierten Strukturen dieser Arbeit mit den entsprechenden siliziumbasierten Gegenständen verglichen werden könnten. Dadurch wäre es möglich, etwaige Unterschiede direkt zu identifizieren und anschließend einzuordnen. Zusätzlich würde auch hierbei eine explizite Messung der S-Parameter mit Hilfe eines Netzwerkanalysators ermöglichen, die Abbildung eines siliziumbasierten Bauteils durch ein gedrucktes Bauteil zu bewerten. Vor allem durch die Identifizierung weiterer Limitierungen kann diese Einschätzung erweitert werden.

Davon abgesehen stellen gedruckte Wellenleiterkomponenten sowohl als Prototyp als auch als Serienbauteil stets Subkomponenten eines Hochfrequenz- oder THz-Systems dar. Somit müssen sie nach ihrer Fertigung entsprechend integriert werden, was unweigerlich zu Anpassungsfehlern führt. Die dabei auftretenden Einfügungsdämpfungen stellen eine weitere Limitierung für die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems dar. Letztlich würden experimentelle Vergleiche bezüglich dieser Dämpfung zwischen den Konzepten gedruckter Subkomponenten und alternativer Bauteile aus gefrästen Metallkörpern oder strukturiertem Silizium diese Bewertung vervollständigen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die Konzeptionierung eines miniaturisierten NED-basierten THz-Schalters für Rechteckhohlleiter des Standards WM-380. Darüber hinaus wurde das Leistungs- und Applikationspotential eines solchen Systems abgeschätzt.

Die Motivation für dieses Vorhaben entstammte dem allgemeinen Miniaturisierungstrend jeglicher elektrischer Systeme und dem daraus resultierenden erhöhten Applikationspotential, vor allem im Bereich der Telekommunikation. Dabei sind für dieses Vorhaben besonders Bauteilkonzepte in Silizium von Vorteil, da deren Fertigung auf etablierten Standardprozessen der Halbleitertechnik beruht. Damit sind sie bezüglich ihrer Strukturauflösung, Reproduzierbarkeit, Integrationsgrad und potentiellen Einzelbauteilkosten den üblicherweise gefrästen Gegenständen deutlich überlegen.

Das Fertigungskonzept dieses THz-Schalters sah vor, den Wellenleiterkanal mit einem integrierten NED als aktuierbaren Biegebalken zunächst in Silizium zu ätzen und sie anschließend nach dem Split-Block-Prinzip mit einem weiteren Wafer zu schließen. Für die Auswahl des NEDs wurde hierfür ein längsauslenkender LNED und ein vertikalauslenkender VNED in Aussicht gestellt.

Aus theoretischen und technologischen Vorbetrachtungen ergaben sich dabei zum einen limitierende Größen hinsichtlich der Leitfähigkeit der Wellenleiterseitenwände und der äußeren Elektrodenwände. Im optimalen Fall entspricht diese Leitfähigkeiten denen von Kupfer, Gold oder Aluminium, sodass die ohmschen Verluste während der Propagation minimal sind und keine Strahlung durch die NEDs hindurchleckt. Eine hohe Dotierung der Ausgangswafer ist allerdings selbst bei Dotierungsdichten jenseits von 10^{20} cm^{-3} für diese Anforderungen nicht ausreichend, wodurch eine Metallisierung der Seitenwände und des NEDs notwendig ist. Als zweiter Optimierungsparameter wurde die Rauheit der Seitenwände identifiziert, welche Einfluss auf die Leitfähigkeit und damit auch die ohmschen Verluste nimmt. Sie sollte in diesen Systemen minimal sein. Eine weitere einflussnehmende Größe ist der vertikale Pull-in von NEDs, der indirekt deren maximale Auslenkung limitiert. Die Pull-in-Spannung kann dabei durch die Anpassung der NED-Geometrie oder durch einen größeren Spalt zwischen den entsprechenden Elektroden vergrößert werden.

Mit Hilfe von FEM-Simulationen wurden anschließend verschiedene Schließkonzepte auf Basis von LNEDs und VNEDs untersucht und mit analytischen Modellen validiert. Darin zeigte sich, dass der Schließvorgang, bei dem zwei LNEDs den Wellenleiterquerschnitt längs entlang der langen Seitenwand schließen, besonders vorteilhaft ist. Demnach sind dadurch

geringere NED-Auslenkungen notwendig und zudem wird dabei auf eine hochentwickelte SOI-Technologie zurückgegriffen, die besonders kleine Lücken zwischen den LNEDs und den Seitenwänden parallel zur Auslenkung ermöglicht. Des Weiteren konnte nachgewiesen werden, dass diese Lücke einen signifikanten Einfluss auf die Dämpfungseigenschaften des Schalters haben und so klein wie möglich sein sollten. Da eine kleinere Lücke jedoch wiederum die Spannung des vertikalen Pull-ins reduziert, muss hierbei im finalen Bauteilkonzept ein optimaler Kompromiss ausgearbeitet werden.

Um den Wellenleiterquerschnitt mit einer Höhe von $190\ \mu\text{m}$ zu schließen sind LNEDs notwendig, die in etwa die gleiche Höhe besitzen. Da die Technologie dafür jedoch noch in der Entwicklung ist, wurden die experimentellen Charakterisierungen an gedruckten Bauteilen durchgeführt, die die siliziumbasierten Gegenstücke aus zwei schließenden LNEDs abbildeten. Der Druckprozess entsprach dabei der Zwei-Photonen-Lithographie. Das THz-System bestand in diesem Fall aus einem breitbandigen THz-TDS System, das die gedruckten Bauteile in Transmission spektroskopisch analysierte. Anhand statischer Strukturen war es dadurch möglich, während des Schließprozesses die Änderung der Cutoff-Frequenz quantitativ und die Dämpfung qualitativ experimentell nachzuweisen. Es folgte die Entwicklung von gedruckten, aktuierten Wellenleitersystemen, wobei der Einfluss der Druckparameter auf die mechanischen Eigenschaften der Biegebalkenstrukturen und deren Schrumpf eingehend untersucht wurde. Dabei zeigte sich, dass der Schrumpf umso kleiner ist, je höher der Polymerisationsgrad der gedruckten Balken ist. Letztlich erzeugte dieses System zwischen einem ansteuerbarem geöffnetem und geschlossenem Schaltzustand Dämpfungen von etwa 20 dB, was auch in der Größenordnung anderer miniaturisierter THz-Schalter lag [40, 41].

Anhand der theoretischen, technologischen, simulatorischen und experimentellen Untersuchungen war es somit möglich, entscheidende limitierende Parameter zu ermitteln und das Leistungspotential NED-basierter THz-Schalter abzuschätzen. Demnach erscheinen Dämpfungen in der Größenordnung von 20 dB realistisch.

Zuletzt wurde darauf hingewiesen, dass der 3D-Fertigungsprozess der Zwei-Photonen-Lithographie ein allgemein hohes Applikationspotential für das Rapid Prototyping und die Kleinserienfertigung von Hochfrequenz- und THz-Wellenleitersystemen besitzt. Die Grundlage dafür ist die Produzierbarkeit und darüber hinaus die Reproduzierbarkeit der entsprechenden Systeme. Diese lassen sich verallgemeinernd auf die Komplexität der Bauteile zurückführen, sodass das Applikationspotential für statische Bauteile als wesentlich größer eingeschätzt wird als für aktuierte Systeme.

Ein weiterer Aspekt, der in dieser Arbeit in Ausblick gestellt werden soll, ist das Erweiterungskonzept des LNED-Aktors durch eine passive Verlängerung, die lediglich aus einem metallisierten Siliziumbalken besteht (Abb. 8.1). Liegt diese Verlängerung dabei auf dem gleichen Potential wie die Seitenwände, so wirkt zwischen ihnen keine anziehende Kraft. Zudem können die Elektroden des NEDs damit verkürzt werden, womit die Spannung für den vertikalen Pull-in deutlich reduziert wird. Damit wird die Auslenkung an der Spitze

des LNED-Elektroden zwar deutlich reduziert, doch durch die passive Verlängerung kann dieser Defizit wiederum überkompensiert werden.

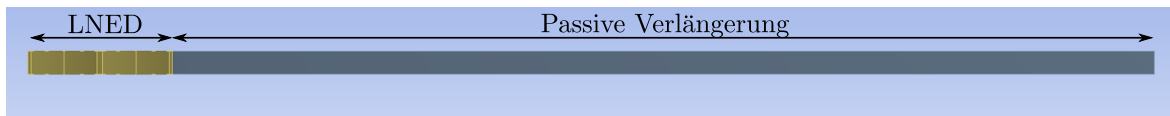


Abb. 8.1: Exemplarische CAD-Modell eines LNED-Aktors mit passiver Verlängerung in der Seitenansicht

Ein weiteres vielversprechendes Konzept stellt das THz-Wellenleiterventil dar, das es erlauben würde, Strahlung aus einem Eingangstor 1 adaptiv, in zwei Ausgangstore 2 oder 3 zu leiten (Abb. 8.2). Die Umsetzung ist hierbei sowohl in einem NED-basierten System als auch in Form eines gedruckten Bauteils denkbar. Im Falle des Konzeptes mit siliziumbasiertem NED sind dazu, abgesehen von der Metallisierung, lediglich Anpassungen am Wellenleiterkanal notwendig. Im Gegensatz dazu müssten für ein gedrucktes System zusätzlich Konzepte für eine optimale Position der Gegenelektroden erarbeitet werden. Letztlich stellt dieser Schalter, auch Single-Pole-Double-Throw-Schalter genannt (SPDT), eine sehr generische Komponente dar, die in diversen integrierten THz-Wellenleitersystemen Anwendung finden kann.

Bisher wurden im Rahmen der aktuierbaren Schalter nur digitale Auslenkzustände diskutiert. Jedoch ist durch die Ausnutzung von analogen Zuständen auch die Verwendung als Phasenmodulator [43, 104] oder adaptiver Filter denkbar [105, 106].

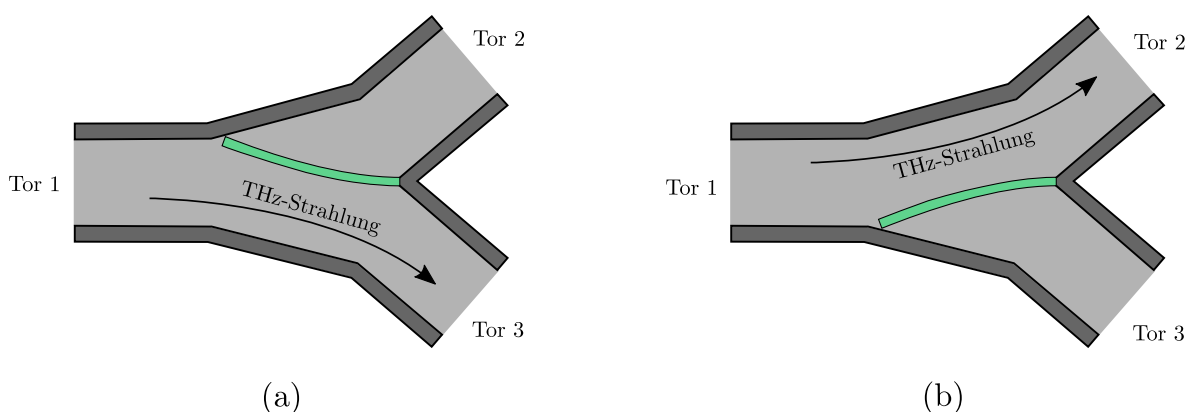


Abb. 8.2: Konzeptionelle Darstellung eines NED-basierten 3-Torwellenleiterschalters für THz-Frequenzen

Literaturverzeichnis

- [1] *New device converts DC electric field to terahertz radiation.* <https://deskarati.com/2015/08/04/new-device-converts-dc-electric-field-to-terahertz-radiation/>. – (besucht am 18.03.2021)
- [2] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG: *DIN 50996:2019-06: Nichtleitende Schichten - Zerstörungsfreie Messung der Schichtdicke - Terahertz-Messverfahren.* Berlin, 2019-06
- [3] BRÜNDERMANN, Erik ; HÜBERS, Heinz-Wilhelm ; KIMMITT, Maurice F.: *Springer-Link Bücher.* Bd. 151: *Terahertz Techniques.* Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2012. – ISBN 9783642025921
- [4] SCHIESSL, U. ; JOHN, Joachim ; MCCANN, Patrick J. ; CHOI, H. K.: Lead-chalcogenide-based mid-infrared diode lasers. In: *Long-wavelength infrared semiconductor lasers* (2004), S. 145
- [5] FAIST, Jérôme: *Quantum cascade lasers.* 1. ed. Oxford : Oxford Univ. Press, 2013 <http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy1402/2012277520-b.html>. – ISBN 0198528248
- [6] KÖHLER, Rüdiger ; TREDICUCCI, Alessandro ; BELTRAM, Fabio ; BEERE, Harvey E. ; LINFIELD, Edmund H. ; DAVIES, A. G. ; RITCHIE, David A. ; IOTTI, Rita C. ; ROSSI, Fausto: Terahertz semiconductor-heterostructure laser. In: *Nature* 417 (2002), Nr. 6885, S. 156–159. <http://dx.doi.org/10.1038/417156a>. – DOI 10.1038/417156a
- [7] WILLIAMS, Benjamin S.: Terahertz quantum-cascade lasers. In: *Nature Photonics* 1 (2007), Nr. 9, S. 517–525. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2007.166>. – DOI 10.1038/nphoton.2007.166. – ISSN 1749–4885
- [8] TOMASINO, A. ; PARISI, A. ; STIVALA, S. ; LIVRERI, P. ; CINO, A. C. ; BUSACCA, A. C. ; PECCIANI, M. ; MORANDOTTI, R.: Wideband THz time domain spectroscopy based on optical rectification and electro-optic sampling. In: *Scientific reports* 3 (2013), S. 3116. <http://dx.doi.org/10.1038/srep03116>. – DOI 10.1038/srep03116
- [9] NEU, Jens ; SCHMUTTENMAER, Charles A.: Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS). In: *Journal of Applied Physics* 124 (2018), Nr.

- 23, S. 231101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.5047659>. – DOI 10.1063/1.5047659. – ISSN 0021–8979
- [10] MAESTRINI, Alain ; WARD, John S. ; GILL, John J. ; LEE, Choonsup ; THOMAS, Bertrand ; LIN, Robert H. ; CHATTOPADHYAY, Goutam ; MEHDI, Imran: A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840–900-GHz Band. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 58 (2010), Nr. 7, S. 1925–1932. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2010.2050171>. – DOI 10.1109/TMTT.2010.2050171. – ISSN 0018–9480
- [11] NAFTALY, Mira ; VIEWEG, Nico ; DENINGER, Anselm: Industrial Applications of Terahertz Sensing: State of Play. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 19 (2019), Nr. 19. <http://dx.doi.org/10.3390/s19194203>. – DOI 10.3390/s19194203
- [12] ERIK HEINZ ; DETLEF BORN ; GABRIEL ZIEGER ; TORSTEN MAY ; TORSTEN KRAUSE ; ANDRE KRÜGER ; MARCO SCHULZ ; SOLVEIG ANDERS ; VIATCHESLAV ZAKOSARENKO ; HANS-GEORG MEYER ; MICHAEL STARKLOFF ; MARIO RÖSSLER ; GUENTER THORWIRTH ; ULF KRAUSE: Progress report on Safe VISITOR: approaching a practical instrument for terahertz security screening, International Society for Optics and Photonics, 2010, 767005
- [13] KODO KAWASE ; YUICHI OGAWA ; YUUKI WATANABE ; HIROYUKI INOUE: Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints. In: *Optics Express* 11 (2003), Nr. 20, S. 2549–2554. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.11.002549>. – DOI 10.1364/OE.11.002549. – ISSN 1094–4087
- [14] TSYDYNZHAPOV, Gombo E. ; GUSIKHIN, Pavel A. ; MURAVEV, Vyacheslav M. ; ANDREEV, Ivan V. ; KUKUSHKIN, Igor V.: New terahertz security body scanner. In: *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, IEEE, 92018. – ISBN 978–1–5386–3809–5, S. 1
- [15] FENG, Hui ; AN, Deyue ; TU, Hao ; BU, Weihua ; WANG, Wenjing ; ZHANG, Yuehao ; ZHANG, Huakun ; MENG, Xiangxin ; WEI, Wei ; GAO, Bingxi ; WU, Shuai: A passive video-rate terahertz human body imager with real-time calibration for security applications. In: *Applied Physics B* 126 (2020), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-020-07496-3>. – DOI 10.1007/s00340-020-07496-3. – ISSN 0946–2171
- [16] KEMP, Michael C.: Explosives Detection by Terahertz Spectroscopy—A Bridge Too Far? In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 1 (2011), Nr. 1, S. 282–292. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2159647>. – DOI 10.1109/TTHZ.2011.2159647. – ISSN 2156–342X
- [17] SUN, Qiushuo ; HE, Yuezhi ; LIU, Kai ; FAN, Shuting ; PARROTT, Edward P. J. ; PICKWELL-MACPHERSON, Emma: Recent advances in terahertz technology

- for biomedical applications. In: *Quantitative imaging in medicine and surgery* 7 (2017), Nr. 3, S. 345–355. <http://dx.doi.org/10.21037/qims.2017.06.02>. – DOI 10.21037/qims.2017.06.02. – ISSN 2223–4292
- [18] ELLRICH, F. ; BAUER, M. ; SCHREINER, N. ; KEIL, A. ; PFEIFFER, T. ; KLIER, J. ; WEBER, S. ; JONUSCHEIT, J. ; FRIEDERICH, F. ; MOLTER, D.: Terahertz Quality Inspection for Automotive and Aviation Industries. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 41 (2020), Nr. 4, S. 470–489. <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-019-00639-4>. – DOI 10.1007/s10762-019-00639-4. – ISSN 1866–6892
- [19] XING, Liyun ; CUI, Hong-Liang ; SHI, Changcheng ; ZHANG, Ziyin ; ZHANG, Jin ; CHANG, Tianying ; WEI, Dongshan ; DU, Chunlei ; ZHANG, Songnian ; ZHOU, Zhenxiong: Nondestructive examination of polymethacrylimide composite structures with terahertz time-domain spectroscopy. In: *Polymer Testing* 57 (2017), S. 141–148. <http://dx.doi.org/10.1016/j.polymertesting.2016.11.022>. – DOI 10.1016/j.polymertesting.2016.11.022. – ISSN 01429418
- [20] KRIMI, Soufiene ; KLIER, Jens ; JONUSCHEIT, Joachim ; FREYMAN, Georg von ; URBANSKY, Ralph ; BEIGANG, René: Highly accurate thickness measurement of multi-layered automotive paints using terahertz technology. In: *Applied Physics Letters* 109 (2016), Nr. 2, S. 021105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4955407>. – DOI 10.1063/1.4955407. – ISSN 0003–6951
- [21] NÜSSLER, Dirk ; JONUSCHEIT, Joachim: Terahertz based non-destructive testing (NDT). In: *tm - Technisches Messen* 0 (2020), Nr. 0. <http://dx.doi.org/10.1515/teme-2019-0100>. – DOI 10.1515/teme-2019-0100. – ISSN 0171–8096
- [22] HAN, Chong ; WU, Yongzhi ; CHEN, Zhi ; WANG, Xudong: *Terahertz Communications (TeraCom): Challenges and Impact on 6G Wireless Systems*. <http://arxiv.org/pdf/1912.06040v2>
- [23] LEE, Juho ; TEJEDOR, Erika ; RANTA-AHO, Karri ; WANG, Hu ; LEE, Kyung-Tak ; SEMAAN, Eliane ; MOHYELDIN, Eiman ; SONG, Juyeon ; BERGLJUNG, Christian ; JUNG, Sangyeob: Spectrum for 5G: Global Status, Challenges, and Enabling Technologies. In: *IEEE Communications Magazine* 56 (2018), Nr. 3, S. 12–18. <http://dx.doi.org/10.1109/MCOM.2018.1700818>. – DOI 10.1109/MCOM.2018.1700818. – ISSN 0163–6804
- [24] KOENIG, S. ; LOPEZ-DIAZ, D. ; ANTES, J. ; BOES, F. ; HENNEBERGER, R. ; LEUTHER, A. ; TESSMANN, A. ; SCHMOGROW, R. ; HILLERKUSS, D. ; PALMER, R. ; ZWICK, T. ; KOOS, C. ; FREUDE, W. ; AMBACHER, O. ; LEUTHOLD, J. ; KALLFASS, I.: Wireless sub-THz communication system with high data rate. In: *Nature Photonics* 7

- (2013), Nr. 12, S. 977–981. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2013.275>. – DOI 10.1038/nphoton.2013.275. – ISSN 1749–4885
- [25] HUQ, Kazi Mohammed S. ; BUSARI, Sherif A. ; RODRIGUEZ, Jonathan ; FRASCOLLA, Valerio ; BAZZI, Wael ; SICKER, Douglas C.: Terahertz-Enabled Wireless System for Beyond-5G Ultra-Fast Networks: A Brief Survey. In: *IEEE Network* 33 (2019), Nr. 4, S. 89–95. <http://dx.doi.org/10.1109/MNET.2019.1800430>. – DOI 10.1109/MNET.2019.1800430. – ISSN 0890–8044
- [26] HEADLAND, Daniel ; MONNAI, Yasuaki ; ABBOTT, Derek ; FUMEAUX, Christophe ; WITHAYACHUMNANKUL, Withawat: Tutorial: Terahertz beamforming, from concepts to realizations. In: *APL Photonics* 3 (2018), Nr. 5, S. 051101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.5011063>. – DOI 10.1063/1.5011063
- [27] KRUMBHOLZ, N. ; GERLACH, K. ; RUTZ, F. ; KOCH, M. ; PIESIEWICZ, R. ; KÜRNER, T. ; MITTLEMAN, D.: Omnidirectional terahertz mirrors: A key element for future terahertz communication systems. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), Nr. 20, S. 202905. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2205727>. – DOI 10.1063/1.2205727. – ISSN 0003–6951
- [28] KÜRNER, Thomas ; PRIEBE, Sebastian: Towards THz Communications - Status in Research, Standardization and Regulation. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 35 (2014), Nr. 1, S. 53–62. <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-013-0014-3>. – DOI 10.1007/s10762-013-0014-3. – ISSN 1866–6892
- [29] MEHDI, Imran: THz instruments for space exploration. In: *2017 IEEE Asia Pacific Microwave Conference (APMC)*, IEEE, 112017. – ISBN 978–1–5386–0640–7, S. 410–413
- [30] RISACHER, C. ; GÜSTEN, R. ; STUTZKI, J. ; HÜBERS, H.-W. ; BELL, A. ; BUCHBENDER, C. ; BÜCHEL, D. ; CSENGERI, T. ; GRAF, U. U. ; HEYMINCK, S. ; HIGGINS, R. D. ; HONINGH, C. E. ; JACOBS, K. ; KLEIN, B. ; OKADA, Y. ; PARIKKA, A. ; PÜTZ, P. ; REYES, N. ; RICKEN, O. ; RIQUELME, D. ; SIMON, R. ; WIESEMAYER, H.: The upGREAT 1.9 THz multi-pixel high resolution spectrometer for the SOFIA Observatory. In: *Astronomy & Astrophysics* 595 (2016), S. A34. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201629045>. – DOI 10.1051/0004-6361/201629045. – ISSN 0004–6361
- [31] WATERS, J. W. ; FROIDEVAUX, L. ; HARWOOD, R. S. ; JARNOT, R. F. ; PICKETT, H. M. ; READ, W. G. ; SIEGEL, P. H. ; COFIELD, R. E. ; FILIPIAK, M. J. ; FLOWER, D. A. ; HOLDEN, J. R. ; LAU, G. K. ; LIVESEY, N. J. ; MANNEY, G. L. ; PUMPHREY, H. C. ; SANTEE, M. L. ; WU, D. L. ; CUDDY, D. T. ; LAY, R. R. ; LOO, M. S. ; PERUN, V. S. ; SCHWARTZ, M. J. ; STEK, P. C. ; THURSTANS, R. P. ; BOYLES,

- M. A. ; CHANDRA, K. M. ; CHAVEZ, M. C. ; CHEN, Gun-Shing ; CHUDASAMA, B. V. ; DODGE, R. ; FULLER, R. A. ; GIRARD, M. A. ; JIANG, J. H. ; JIANG, Yibo ; KNOSP, B. W. ; LABELLE, R. C. ; LAM, J. C. ; LEE, K. A. ; MILLER, D. ; OSWALD, J. E. ; PATEL, N. C. ; PUKALA, D. M. ; QUINTERO, O. ; SCAFF, D. M. ; VAN SNYDER, W. ; TOPE, M. C. ; WAGNER, P. A. ; WALCH, M. J.: The Earth observing system microwave limb sounder (EOS MLS) on the aura Satellite. In: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 44 (2006), Nr. 5, S. 1075–1092. <http://dx.doi.org/10.1109/TGRS.2006.873771>. – DOI 10.1109/TGRS.2006.873771. – ISSN 0196–2892
- [32] BRATMAN, V. L. ; ZORIN, V. G. ; KALYNOV, Yu. K. ; KOLDANOV, V. A. ; LITVAK, A. G. ; RAZIN, S. V. ; SIDOROV, A. V. ; SKALYGA, V. A.: Plasma creation by terahertz electromagnetic radiation. In: *Physics of Plasmas* 18 (2011), Nr. 8, S. 083507. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3622202>. – DOI 10.1063/1.3622202. – ISSN 1070–664X
- [33] MCINTOSH, Alexander I. ; YANG, Bin ; GOLDUP, Stephen M. ; WATKINSON, Michael ; DONNAN, Robert S.: Terahertz spectroscopy: a powerful new tool for the chemical sciences? In: *Chemical Society reviews* 41 (2012), Nr. 6, S. 2072–2082. <http://dx.doi.org/10.1039/C1CS15277G>. – DOI 10.1039/C1CS15277G
- [34] GEHNER, Andreas ; DÖRING, Sebastian ; RUDLOFF, Dirk ; KUNZE, Detlef ; DÜRR, Peter ; FRANCÉS GONZÁLEZ, Sara ; HÄNSEL, Leander ; TORLEE, Hannes ; ELGNER, Andreas ; ECKERT, Mark ; FRIEDRICHS, Martin ; HEBER, Jörg ; SCHMIDT, Jan-Uwe ; PUFE, Wolfram ; HOHLE, Christoph ; SCHULZE, Matthias ; WAGNER, Michael: Novel CMOS-integrated 512x320 tip-tilt micro mirror array and related technology platform. In: PIYAWATTANAMETHA, Wibool (Hrsg.) ; PARK, Yong-Hwa (Hrsg.) ; ZAPPE, Hans (Hrsg.): *MOEMS and Miniaturized Systems XIX*, SPIE, 01.02.2020 - 06.02.2020. – ISBN 9781510633490, 1
- [35] DODEL, G.: On the history of far-infrared (FIR) gas lasers: Thirty-five years of research and application. In: *Infrared Physics & Technology* 40 (1999), Nr. 3, S. 127–139. [http://dx.doi.org/10.1016/S1350-4495\(99\)00005-5](http://dx.doi.org/10.1016/S1350-4495(99)00005-5). – DOI 10.1016/S1350-4495(99)00005-5. – ISSN 13504495
- [36] GOLAY, M. J. E.: A pneumatic infra-red detector. In: *The Review of scientific instruments* 18 (1947), Nr. 5, S. 357–362. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1740949>. – DOI 10.1063/1.1740949. – ISSN 0034–6748
- [37] MARCHESE, Linda ; BOLDUC, Martin ; TREMBLAY, Bruno ; DOUCET, Michel ; OULACHGAR, Hassane ; LE NOC, Loïc ; WILLIAMSON, Fraser ; ALAIN, Christine ; JEROMINEK, Hubert ; BERGERON, Alain: A microbolometer-based THz imager. In:

- ANWAR, Mehdi (Hrsg.) ; DHAR, Nibir K. (Hrsg.) ; CROWE, Thomas W. (Hrsg.): *Terahertz Physics, Devices, and Systems IV: Advanced Applications in Industry and Defense*, SPIE, 2010 (SPIE Proceedings), S. 76710Z
- [38] BEUERLE, Bernhard ; CAMPION, James ; SHAH, Umer ; OBERHAMMER, Joachim: A Very Low Loss 220–325 GHz Silicon Micromachined Waveguide Technology. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 8 (2018), Nr. 2, S. 248–250. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2018.2791841>. – DOI 10.1109/TTHZ.2018.2791841. – ISSN 2156–342X
- [39] LÄMMLE, David: *THz-Hohlleiter-Schalter basierend auf Nickel-Wanderkeilaktoren*. Darmstadt, Universitäts- und Landesbibliothek Darmstadt, Dissertation, 2017
- [40] RECK, Theodore ; JUNG-KUBIAK, Cecile ; CHATTOPADHYAY, Goutam: A 700-GHz MEMS Waveguide Switch. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 6 (2016), Nr. 4, S. 641–643. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2574304>. – DOI 10.1109/TTHZ.2016.2574304. – ISSN 2156–342X
- [41] SHAH, U. ; RECK, T. ; DECROSSAS, E. ; JUNG-KUBIAK, C. ; FRID, H. ; CHATTOPADHYAY, G. ; MEHDI, I. ; OBERHAMMER, J.: 500-750 GHz submillimeter-wave MEMS waveguide switch. In: *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*, IEEE, 22.05.2016 - 27.05.2016. – ISBN 978–1–5090–0698–4, S. 1–4
- [42] SHAH, Umer ; DECROSSAS, Emmanuel ; JUNG-KUBIAK, Cecile ; RECK, Theodore ; CHATTOPADHYAY, Goutam ; MEHDI, Imran ; OBERHAMMER, Joachim: Submillimeter-Wave 3.3-bit RF MEMS Phase Shifter Integrated in Micromachined Waveguide. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* (2016), S. 1–10. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2584924>. – DOI 10.1109/TTHZ.2016.2584924. – ISSN 2156–342X
- [43] HESSELBARTH, Jan ; VAHLDIECK, Ruediger: Concepts for millimeter-wave waveguide-MEMS phase shifters. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 52 (2010), Nr. 5, S. 1028–1030. <http://dx.doi.org/10.1002/mop.25144>. – DOI 10.1002/mop.25144. – ISSN 08952477
- [44] BRUNEAU, Peter J. ; JANZEN, Hal D. ; WARD, John S.: Machining of terahertz split-block waveguides with micrometer precision. In: *2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, IEEE, 15.09.2008 - 19.09.2008. – ISBN 978–1–4244–2119–0, S. 1–2
- [45] GROPPI, Christopher E. ; LOVE, Brian ; UNDERHILL, Matthew ; WALKER, Christopher: *Automated CNC Micromachining for Integrated THz Waveguide Circuits*. 2010 (21st International Symposium on Space Terahertz Technology). <https://authors.library.caltech.edu/64976/>

- [46] LEONG, Kevin M. K. H. ; HENNIG, Kelly ; ZHANG, Chunbo ; ELMADJIAN, Raffi N. ; ZHOU, Zeyang ; GOROSPE, Ben S. ; CHANG-CHIEN, Patty P. ; RADISIC, Vesna ; DEAL, William R.: WR1.5 Silicon Micromachined Waveguide Components and Active Circuit Integration Methodology. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 60 (2012), Nr. 4, S. 998–1005. <http://dx.doi.org/10.1109/TMTT.2012.2184296>. – DOI 10.1109/TMTT.2012.2184296. – ISSN 0018–9480
- [47] JUNG-KUBIAK, Cecile ; RECK, Theodore J. ; SILES, Jose V. ; LIN, Robert ; LEE, Choonsup ; GILL, John ; COOPER, Ken ; MEHDI, Imran ; CHATTOPADHYAY, Goutam: A Multistep DRIE Process for Complex Terahertz Waveguide Components. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* (2016), S. 1–6. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2593793>. – DOI 10.1109/TTHZ.2016.2593793. – ISSN 2156–342X
- [48] CONRAD, Holger ; SCHENK, Harald ; KAISER, Bert ; LANGA, Sergiu ; GAUDET, Matthieu ; SCHIMMANZ, Klaus ; STOLZ, Michael ; LENZ, Miriam: A small-gap electrostatic micro-actuator for large deflections. In: *Nature communications* 6 (2015), S. 10078. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms10078>. – DOI 10.1038/ncomms10078
- [49] CONRAD, H. ; KAISER, B. ; GAUDET, M. ; LANGA, S. ; STOLZ, M. ; UHLIG, S. ; SCHIMMANZ, K. ; SCHENK, H.: A Novel Electrostatic Actuator Class. In: *Procedia Engineering* 168 (2016), S. 1533–1536. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2016.11.454>. – DOI 10.1016/j.proeng.2016.11.454. – ISSN 18777058
- [50] *Waveguide Tunable Attenuator 500-750 GHz - RPG Radiometer Physics GmbH*. <https://www.radiometer-physics.de/products/mmwave-and-terahertz-products/passive-waveguide-components/attenuators/waveguide-tunable-attenuators/waveguide-tunable-attenuator-500-750-ghz/>. – (besucht am 22.07.2020)
- [51] BLACHOWICZ, Tomasz ; EHRMANN, Andrea: 3D Printed MEMS Technology-Recent Developments and Applications. In: *Micromachines* 11 (2020), Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.3390/mi11040434>. – DOI 10.3390/mi11040434. – ISSN 2072–666X
- [52] POZAR, David M.: *Microwave engineering*. Fourth edition. Hoboken : Wiley, 2012 <http://gbv.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=2064708>. – ISBN 9780470631553
- [53] ATAKARAMIANS, Shaghik ; AFSHAR V., Shahraam ; MONRO, Tanya M. ; ABBOTT, Derek: Terahertz dielectric waveguides. In: *Advances in Optics and Photonics* 5 (2013), Nr. 2, S. 169. <http://dx.doi.org/10.1364/AOP.5.000169>. – DOI 10.1364/AOP.5.000169

- [54] LI, Jingwen ; NALLAPPAN, Kathirvel ; GUERBOUKHA, Hichem ; SKOROBOGATIY, Maksim: 3D printed hollow core terahertz Bragg waveguides with defect layers for surface sensing applications. In: *Optics Express* 25 (2017), Nr. 4, S. 4126–4144. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.25.004126>. – DOI 10.1364/OE.25.004126. – ISSN 1094–4087
- [55] YANG, Jing ; ZHAO, Jiayu ; GONG, Cheng ; TIAN, Haolin ; SUN, Lu ; CHEN, Ping ; LIN, Lie ; LIU, Weiwei: 3D printed low-loss THz waveguide based on Kagome photonic crystal structure. In: *Optics Express* 24 (2016), Nr. 20, S. 22454–22460. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.24.022454>. – DOI 10.1364/OE.24.022454. – ISSN 1094–4087
- [56] JEON, Tae-In ; ZHANG, Jiangquan ; GRISCHKOWSKY, D.: THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), Nr. 16, S. 161904. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1904718>. – DOI 10.1063/1.1904718. – ISSN 0003–6951
- [57] WANG, Kanglin ; MITTLEMAN, Daniel M.: Metal wires for terahertz wave guiding. In: *Nature* 432 (2004), Nr. 7015, S. 376–379. <http://dx.doi.org/10.1038/nature03040>. – DOI 10.1038/nature03040.
- [58] CUNNINGHAM, J. ; BYRNE, M. ; UPADHYA, P. ; LACHAB, M. ; LINFIELD, E. H. ; DAVIES, A. G.: Terahertz evanescent field microscopy of dielectric materials using on-chip waveguides. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), Nr. 3, S. 032903. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2835705>. – DOI 10.1063/1.2835705. – ISSN 0003–6951
- [59] THEUER, Michael ; SHUTLER, Alisha J. ; HARSHA, S. S. ; BEIGANG, Rene ; GRISCHKOWSKY, Daniel R.: Adiabatic coupling into Terahertz parallel-plate waveguides. In: *2011 XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium, IEEE*, 13.08.2011 - 20.08.2011. – ISBN 978–1–4244–5117–3, S. 1–4
- [60] MCGOWAN, R. W. ; GALLOT, G. ; GRISCHKOWSKY, D.: Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides. In: *Optics Letters* 24 (1999), Nr. 20, S. 1431–1433. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.24.001431>. – DOI 10.1364/OL.24.001431. – ISSN 1539–4794
- [61] WALLIS, R. ; INNOCENTI, R. D. ; JESSOP, D. S. ; MITROFANOV, O. ; BLEDT, C. M. ; MELZER, J. E. ; HARRINGTON, J. A. ; BEERE, H. E. ; RITCHIE, D. A.: Investigation of hollow cylindrical metal terahertz waveguides suitable for cryogenic environments. In: *Optics Express* 24 (2016), Nr. 26, S. 30002–30014. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.24.030002>. – DOI 10.1364/OE.24.030002. – ISSN 1094–4087

- [62] JENSEN, E.: Cavity basics. In: *CERN Yellow Report* (2012), S. 259–275
- [63] RIDLER, N. M. ; GINLEY, R. A. ; HESLER, J. L. ; KERR, A. R. ; POLLARD, R. D. ; WILLIAMS, D. F.: Towards standardized waveguide sizes and interfaces for submillimeter wavelengths. In: *21ST INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON SPACE TERAHERTZ TECHNOLOGY*, IEEE, 23.03.2010 - 25.03.2010
- [64] SHANG, Xiaobang ; KE, Maolong ; WANG, Yi ; LANCASTER, Michael J.: WR-3 Band Waveguides and Filters Fabricated Using SU8 Photoresist Micromachining Technology. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology 2* (2012), Nr. 6, S. 629–637. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2220136>. – DOI 10.1109/TTHZ.2012.2220136. – ISSN 2156–342X
- [65] JANG, Kwang H. ; CHOI, Jin J. ; KIM, Jong H.: X-ray LIGA Microfabricated Circuits for a Sub-THz Wave Folded Waveguide Traveling-Wave-Tube Amplifier. In: *Journal of the Korean Physical Society* 75 (2019), Nr. 9, S. 716–723. <http://dx.doi.org/10.3938/jkps.75.716>. – DOI 10.3938/jkps.75.716. – ISSN 0374–4884
- [66] SHENOUDA, B. A. ; PEARSON, L. W. ; HARRISS, J. E.: Etched-silicon micromachined W-band waveguides and horn antennas. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 49 (2001), Nr. 4, S. 724–727. <http://dx.doi.org/10.1109/22.915450>. – DOI 10.1109/22.915450. – ISSN 0018–9480
- [67] MASETTI, G. ; SEVERI, M. ; SOLMI, S.: Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-doped silicon. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 30 (1983), Nr. 7, S. 764–769. <http://dx.doi.org/10.1109/T-ED.1983.21207>. – DOI 10.1109/T-ED.1983.21207. – ISSN 0018–9383
- [68] KLAASSEN, D.B.M.: A unified mobility model for device simulation—I. Model equations and concentration dependence. In: *Solid-State Electronics* 35 (1992), Nr. 7, S. 953–959. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(92\)90325-7](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(92)90325-7). – DOI 10.1016/0038–1101(92)90325–7. – ISSN 00381101
- [69] MCKIBBIN, S. R. ; POLLEY, C. M. ; SCAPPUCCI, G. ; KEIZER, J. G. ; SIMMONS, M. Y.: Low resistivity, super-saturation phosphorus-in-silicon monolayer doping. In: *Applied Physics Letters* 104 (2014), Nr. 12, S. 123502. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4869111>. – DOI 10.1063/1.4869111. – ISSN 0003–6951
- [70] FINETTI, M. ; NEGRINI, P. ; SOLMI, S. ; NOBILI, D.: Electrical Properties and Stability of Supersaturated Phosphorus–Doped Silicon Layers. In: *Journal of The Electrochemical Society* 128 (1981), Nr. 6, S. 1313–1317. <http://dx.doi.org/10.1149/1.2127626>. – DOI 10.1149/1.2127626. – ISSN 0013–4651

- [71] KITTEL, Charles: *Introduction to solid state physics*. 8., internat. ed. Hoboken, NJ : Wiley, 2005 <http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy0617/2004042250-b.html>. – ISBN 0-471-41526-X
- [72] WILLIS, K. J. ; HAGNESS, S. C. ; KNEZEVIC, I.: A generalized Drude model for doped silicon at terahertz frequencies derived from microscopic transport simulation. In: *Applied Physics Letters* 102 (2013), Nr. 12, S. 122113. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4798658>. – DOI 10.1063/1.4798658. – ISSN 0003-6951
- [73] KIRLEY, Matt P. ; BOOSKE, John H.: The physics of conductivity at terahertz frequencies. In: *2015 IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*, IEEE, 27.04.2015 - 29.04.2015. – ISBN 978-1-4799-7109-1, S. 1-2
- [74] WILLIS, K. J. ; HAGNESS, S. C. ; KNEZEVIC, I.: Multiphysics simulation of high-frequency carrier dynamics in conductive materials. In: *Journal of Applied Physics* 110 (2011), Nr. 6, S. 063714. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3627145>. – DOI 10.1063/1.3627145. – ISSN 0021-8979
- [75] JEON, Tae-In ; GRISCHKOWSKY, D.: Nature of Conduction in Doped Silicon. In: *Physical Review Letters* 78 (1997), Nr. 6, S. 1106-1109. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.1106>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.78.1106. – ISSN 0031-9007
- [76] GALL, Daniel: Electron mean free path in elemental metals. In: *Journal of Applied Physics* 119 (2016), Nr. 8, S. 085101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4942216>. – DOI 10.1063/1.4942216. – ISSN 0021-8979
- [77] EDWARDS, Terence C.: *Foundations for microstrip circuit design*. Chichester : Wiley, 1981. – ISBN 0471279447
- [78] GAMZINA, Diana ; LI, Hanyan ; HIMES, Logan ; BARCHFELD, Robert ; POPOVIC, Branko ; PAN, Pan ; LETIZIA, Rosa ; MINEO, Mauro ; FENG, Jinjun ; PAOLONI, Claudio ; LUHMANN, Neville C.: Nanoscale Surface Roughness Effects on THz Vacuum Electron Device Performance. In: *IEEE Transactions on Nanotechnology* 15 (2016), Nr. 1, S. 85-93. <http://dx.doi.org/10.1109/TNANO.2015.2503984>. – DOI 10.1109/TNANO.2015.2503984. – ISSN 1536-125X
- [79] HAMMERSTAD, E. ; JENSEN, O.: Accurate Models for Microstrip Computer-Aided Design. In: *MTT-S International Microwave Symposium Digest*, MTT006, 1980, S. 407-409
- [80] RECK, Theodore J. ; JUNG-KUBIAK, Cecile ; GILL, John ; CHATTOPADHYAY, Goutam: Measurement of Silicon Micromachined Waveguide Components at 500-750 GHz. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 4

- (2014), Nr. 1, S. 33–38. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2013.2282534>. – DOI 10.1109/TTHZ.2013.2282534. – ISSN 2156–342X
- [81] B. SPITZ ; F. WALL ; H. SCHENK ; A. MELNIKOV ; L. EHRIG ; S. LANGA ; M. STOLZ ; B. KAISER ; H. CONRAD: Audio-Transducer for In-Ear-Applications based on CMOS-compatible electrostatic actuators. In: *MikroSystemTechnik 2019; Congress*, 2019, S. 1–4
- [82] UHLIG, Sebastian ; GAUDET, Matthieu ; LANGA, Sergiu ; SCHIMMANZ, Klaus ; CONRAD, Holger ; KAISER, Bert ; SCHENK, Harald: Electrostatically Driven In-Plane Silicon Micropump for Modular Configuration. In: *Micromachines* 9 (2018), Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.3390/mi9040190>. – DOI 10.3390/mi9040190. – ISSN 2072–666X
- [83] SCHENK, H. ; CONRAD, H. ; GAUDET, M. ; UHLIG, S. ; KAISER, B. ; LANGA, S. ; STOLZ, M. ; SCHIMMANZ, K.: A novel electrostatic micro-actuator class and its application potential for Optical MEMS. In: *2016 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OMN)*, IEEE, 31.07.2016 - 04.08.2016. – ISBN 978–1–5090–1035–6, S. 1–2
- [84] LANGA, S. ; CONRAD, H. ; KAISER, B. ; STOLZ, M. ; GAUDET, M. ; UHLIG, S. ; SCHIMMANZ, K. ; SCHENK, H.: Technological aspects of a new micro-electro-mechanical actuation principle: nano-e-drive. In: *Microsystem Technologies* 23 (2017), Nr. 12, S. 5697–5708. <http://dx.doi.org/10.1007/s00542-017-3360-6>. – DOI 10.1007/s00542-017-3360-6. – ISSN 0946–7076
- [85] DANKERT, Jürgen ; DANKERT, Helga: *Technische Mechanik: Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik*. 7. ergänzte Auflage. Wiesbaden : Springer Vieweg, 2013. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-2235-2>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-2235-2>. – ISBN 3834818097
- [86] ETTEMEYER, Andreas ; SCHÄFER, Bernd ; WALLRAPP, Oskmar: Technische Mechanik -Teil 2: Elastostatik. In: *Fachhochschule München Fachbereich 06-Feinwerk-und Mikrotechnik* (2006)
- [87] NATHANSON, H. C. ; NEWELL, W. E. ; WICKSTROM, R. A. ; DAVIS, J. R.: The resonant gate transistor. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 14 (1967), Nr. 3, S. 117–133. <http://dx.doi.org/10.1109/T-ED.1967.15912>. – DOI 10.1109/T-ED.1967.15912. – ISSN 0018–9383
- [88] KAISER, Bert: *Simulation und Charakterisierung eines neuartigen mikromechanischen elektrostatischen Aktors*. Cottbus, BTU Cottbus - Senftenberg, Dissertation, 2016

- [89] MARCUVITZ, Nathan: *IEEE electromagnetic waves series*. Bd. 21: *Waveguide handbook*. [Nachdr.]. London : Peregrinus, 2009. – ISBN 978–0–86341–058–1
- [90] JIANG, Li J. ; MARUO, Shoji ; OSELLAME, Roberto ; XIONG, Wei ; CAMPBELL, John H. ; LU, Yong F.: Femtosecond laser direct writing in transparent materials based on nonlinear absorption. In: *MRS Bulletin* 41 (2016), Nr. 12, S. 975–983. <http://dx.doi.org/10.1557/mrs.2016.272>. – DOI 10.1557/mrs.2016.272. – ISSN 0883–7694
- [91] ZHOU, Xiaoqin ; HOU, Yihong ; LIN, Jieqiong: A review on the processing accuracy of two-photon polymerization. In: *AIP Advances* 5 (2015), Nr. 3, S. 030701. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4916886>. – DOI 10.1063/1.4916886
- [92] FISCHER, Joachim ; WEGENER, Martin: Three-dimensional optical laser lithography beyond the diffraction limit. In: *Laser & Photonics Reviews* 7 (2013), Nr. 1, S. 22–44. <http://dx.doi.org/10.1002/lpor.201100046>. – DOI 10.1002/lpor.201100046. – ISSN 1863–8899
- [93] HIPPLER, Marc ; LEMMA, Enrico D. ; BERTELS, Sarah ; BLASCO, Eva ; BARNER-KOWOLLIK, Christopher ; WEGENER, Martin ; BASTMEYER, Martin: 3D Scaffolds to Study Basic Cell Biology. In: *Advanced Materials* 31 (2019), Nr. 26, S. e1808110. <http://dx.doi.org/10.1002/adma.201808110>. – DOI 10.1002/adma.201808110. – ISSN 0935–9648
- [94] GISSIBL, Timo ; THIELE, Simon ; HERKOMMER, Alois ; GIESSEN, Harald: Two-photon direct laser writing of ultracompact multi-lens objectives. In: *Nature Photonics* 10 (2016), Nr. 8, S. 554–560. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2016.121>. – DOI 10.1038/nphoton.2016.121. – ISSN 1749–4885
- [95] ERGIN, T. ; STENGER, N. ; BRENNER, P. ; PENDRY, J. B. ; WEGENER, M.: Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths. In: *Science* 328 (2010), Nr. 5976, S. 337–339. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1186351>. – DOI 10.1126/science.1186351. – ISSN 0036–8075
- [96] LI, Jinhua ; PUMERA, Martin: 3D printing of functional microrobots. In: *Chemical Society reviews* (2021). <http://dx.doi.org/10.1039/D0CS01062F>. – DOI 10.1039/D0CS01062F
- [97] STANDAERT, Alexander ; BRANCATO, Luigi ; LIPS, Bram ; CEYSSENS, Frederik ; PUERS, Robert ; REYNAERT, Patrick: Three techniques for the fabrication of high precision, mm-sized metal components based on two-photon lithography, applied for manufacturing horn antennas for THz transceivers. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 28 (2018), Nr. 3, S. 035008. <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6439/aaa74b>. – DOI 10.1088/1361-6439/aaa74b. – ISSN 0960–1317

- [98] LESURF, J.C.G.: Gaussian beam-mode optics and the design of millimetre-wave Martin-Puplett instruments. In: *Infrared Physics* 28 (1988), Nr. 2, S. 129–137. [http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891\(88\)90032-2](http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891(88)90032-2). – DOI 10.1016/0020-0891(88)90032-2. – ISSN 00200891
- [99] GALLOT, G. ; JAMISON, S. P. ; MCGOWAN, R. W. ; GRISCHKOWSKY, D.: Terahertz waveguides. In: *Journal of the Optical Society of America B* 17 (2000), Nr. 5, S. 851. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.17.000851>. – DOI 10.1364/JOSAB.17.000851. – ISSN 0740-3224
- [100] DENNING, Robert G. ; BLANFORD, Christopher F. ; URBAN, Henning ; BHARAJ, Harpal ; SHARP, David N. ; TURBERFIELD, Andrew J.: The Control of Shrinkage and Thermal Instability in SU-8 Photoresists for Holographic Lithography. In: *Advanced Functional Materials* 21 (2011), Nr. 9, S. 1593–1601. <http://dx.doi.org/10.1002/adfm.201002653>. – DOI 10.1002/adfm.201002653. – ISSN 1616301X
- [101] SUN, Quan ; UENO, Kosei ; MISAWA, Hiroaki: In situ investigation of the shrinkage of photopolymerized micro/nanostructures: the effect of the drying process. In: *Optics Letters* 37 (2012), Nr. 4, S. 710–712. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.37.000710>. – DOI 10.1364/OL.37.000710. – ISSN 1539-4794
- [102] JIANG, Li J. ; ZHOU, Yun S. ; XIONG, Wei ; GAO, Yang ; HUANG, Xi ; JIANG, Lan ; BALDACCHINI, Tommaso ; SILVAIN, Jean-Francois ; LU, Yong F.: Two-photon polymerization: investigation of chemical and mechanical properties of resins using Raman microspectroscopy. In: *Optics Letters* 39 (2014), Nr. 10, S. 3034–3037. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.39.003034>. – DOI 10.1364/OL.39.003034. – ISSN 1539-4794
- [103] BAUER, Jens ; GUELL IZARD, Anna ; ZHANG, Yunfei ; BALDACCHINI, Tommaso ; VALDEVIT, Lorenzo: Programmable Mechanical Properties of Two-Photon Polymerized Materials: From Nanowires to Bulk. In: *Advanced Materials Technologies* 4 (2019), Nr. 9, S. 1900146. <http://dx.doi.org/10.1002/admt.201900146>. – DOI 10.1002/admt.201900146. – ISSN 2365-709X
- [104] PSYCHOGIOU, D. ; HESSELBARTH, J. ; LI, Y. ; KUEHNE, S. ; HIEROLD, C.: W-band tunable reflective type phase shifter based on waveguide-mounted RF MEMS. In: *2011 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Millimeter Wave Integration Technologies*, IEEE, 092011. – ISBN 978-1-61284-963-8, S. 85–88
- [105] WANG, Yaohui ; HU, Jiang ; LUO, Yuyue: A Terahertz Tunable Waveguide Band-pass Filter Based on Bimorph Microactuators. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 29 (2019), Nr. 2, S. 110–112. <http://dx.doi.org/10.1109/LMWC.2018.2889919>. – DOI 10.1109/LMWC.2018.2889919. – ISSN 1531-1309

- [106] KOHLSTEDT, A. ; DASSINGER, F. ; SCHLAAK, F. ; FRITZSCH, C. ; JAKOBY, R.: Monolithic SU-8 based hollow waveguide with integrated electro thermally tunable iris filter for W-band applications. In: *2012 IEEE 25th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, IEEE, 012012. – ISBN 978-1-4673-0325-5, S. 713-716

Danksagung

Während der Erarbeitung meines Forschungsthemas durfte ich mich glücklich schätzen, in einer Vielzahl von Kollegen fachlich und motivierend Unterstützung zu finden. Besonders bin ich jedoch Jens Knobbe, Severin Schweiger und Michael Stolz zum Dank verpflichtet, da sie mir in unzähligen fachlichen Diskussionen zur Seite standen und mir durch ihre kreativen Ideen stets neue Denkansätze verschafften.

Meinen Dank gebührt aber auch Sergiu Langa, der es mir wie kein anderer ermöglichte, die technologischen Eigenheiten des NEDs und dessen Fertigung zu verstehen.

Darüber hinaus fand ich große Unterstützung beim Aufsetzen diverser FEM-Simulationen durch meine Kollegen Anton Melnikov, David Schuffenhauer und Sebastian Uhlig. Vielen Dank dafür!

Zudem möchte ich mich auch bei Yannic Adler, Aleksei Obrosof und Markus Ratzke für ihren nicht gerade kleinen, zeitlichen Aufwand bedanken, mit mir meine gedruckten Bauteile zu metallisieren.

Gern erinnere ich mich aber auch an all die anderen Unterstützer meiner Arbeit zurück, die mir im Labor tatkräftig zur Seite standen und/oder ebenfalls in unzähligen fachlichen Diskussionen eine Hilfe waren. Dabei möchte ich vor allem Marcel Jongsmanns, Andreas Mrosk, Henry Niemann und Shashank nicht unerwähnt lassen.

Zuletzt gebührt aber auch allen anderen, die in meiner Arbeit involviert waren mein Dank. Es hat mir stets Freude bereitet, mit euch zusammenzuarbeiten.

A Formelherleitungen und Ergänzungen

A.1 Pull-in-Effekt mit ein und zwei Gegenelektroden

Eine schematische Darstellung des Pull-in-Effekts mit einer Gegenelektrode ist in Abb. A.1 aufgezeigt. Demnach wird eine bewegliche, elastisch gelagerte Elektrode ab einer Auslenkung von $1/3$ des Elektrodenabstandes d_{el} gänzlich eingezogen bis sie die Gegenelektrode berührt. Die in Kapitel 4.2.3 aufgestellte Gl. 4.12 zur Berechnung der Pull-Spannung dieses Systems wird in diesem Rahmen mittels folgendem Ansatz hergeleitet [87, 88].

Im Falle eines statischen Auslenkzustandes heben sich alle am System wirkenden Kräfte auf, was gleichbedeutend ist mit der Annahme, dass die elektrostatische Anziehungskraft F_{el} gleich der Federrückstellkraft F_f ist (Gl. A.1).

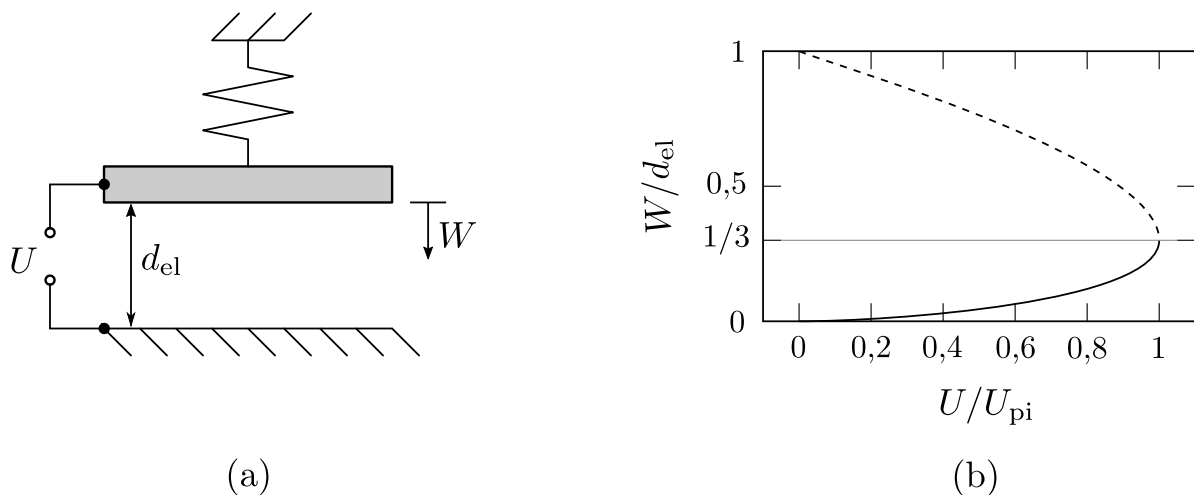


Abb. A.1: Vereinfachte Modelldarstellung des Pull-in-Effekts anhand eines Plattenkondensators mit einer beweglichen Elektrode (a). Liegt zwischen beiden Elektroden eine Spannung U an, so reduziert sich deren Ausgangsabstand d_{el} um die Auslenkungsstrecke W . Die Feder repräsentiert dabei die Rückstellkraft. Die Kurve in (b) stellt die normierte Auslenkung dem Verhältnis aus Spannung U und Pull-in-Spannung U_{pi} gegenüber. Sobald die Auslenkung ein Drittel des Elektrodenabstandes erreicht, wird sie gänzlich eingezogen. Es kommt zum Pull-in (dt. Einzug). [88]

$$F_f \stackrel{!}{=} F_{el} \quad (\text{A.1})$$

$$k_f W = \frac{U^2}{2} \frac{\epsilon A}{(d_{el} - W)^2} \quad (\text{A.2})$$

Der Parameter k_f ist dabei die Federkonstante, U die angelegte Spannung, ϵ die Permittivität, und A die Elektrodenfläche. Wird anschließend Gl. A.2 nach U umgestellt und zweimal nach der Auslenkung W abgeleitet, erhält man folgende Gleichungen:

$$U = \sqrt{\frac{2k_f W (d_{el} - W)^2}{\epsilon A}} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial U}{\partial W} = \sqrt{\frac{2k_f}{\epsilon A} \frac{d_{el} - 3W}{2\sqrt{W}}} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial W^2} = -\sqrt{\frac{2k_f}{\epsilon A} \frac{(d_{el} + 3W)}{4W^{\frac{3}{2}}}} \quad (\text{A.5})$$

Dabei wird ersichtlich, dass die erste Ableitung für $W = 1/3 d_{el}$ verschwindet und die zweite Ableitung stets kleiner als 0 ist. Demnach besitzt die Spannung U an dieser Stelle hinsichtlich der Auslenkung W ein Maximum. Wird die Spannung in der Praxis jedoch weiter erhöht, kommt es zum besagten Pull-in. Die entsprechende Pull-in-Spannung U_{pi} erhält man, indem der Wert $W = 1/3 d_{el}$ in Gl. A.3 eingesetzt wird:

$$U_{pi} = \sqrt{\frac{8k_f d_{el}^3}{27\epsilon A}} \quad (\text{A.6})$$

Für den Fall, in dem sich eine elastisch gelagerte Elektrode zwischen zwei Gegenelektroden befindet, wie in Abb. A.2 zu sehen, muss der Ansatz zur Berechnung der Auslenkkurven entsprechend Gl. A.7 angepasst werden. Dabei wird angenommen, dass die Dicke des Elektrodenspalt d_{el1} stets kleiner als d_{el2} ist. Damit wird sich der kleinere Spalt bei der Aktuierung um Wert den W reduzieren, wohingegen der sich der größere Spalt um W

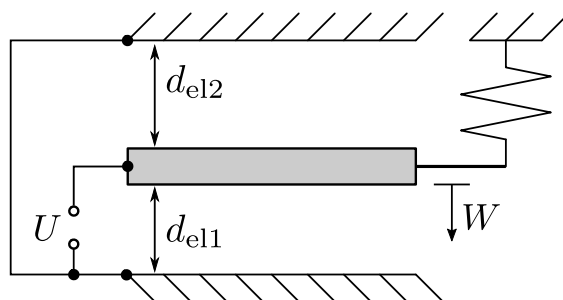


Abb. A.2: Vereinfachte Modelldarstellung des Pull-in-Effekts anhand eines Plattenkondensators mit einer elastisch gelagerten Elektrode zwischen zwei Gegenelektroden.

vergrößert.

$$k_f W = \frac{U^2 \epsilon A}{2} \left(\frac{1}{(d_{el1} - W)^2} - \frac{1}{(d_{el2} + W)^2} \right) \quad (\text{A.7})$$

Durch das Umstellen von Gl. A.7 nach der Spannung U ergibt sich folgende Gleichung, welche zudem in Abb. A.3 grafisch dargestellt ist.

$$U = \sqrt{\frac{2k_f W}{\epsilon A} \left(\frac{1}{(d_{el1} - W)^2} - \frac{1}{(d_{el2} + W)^2} \right)^{-1}} \quad (\text{A.8})$$

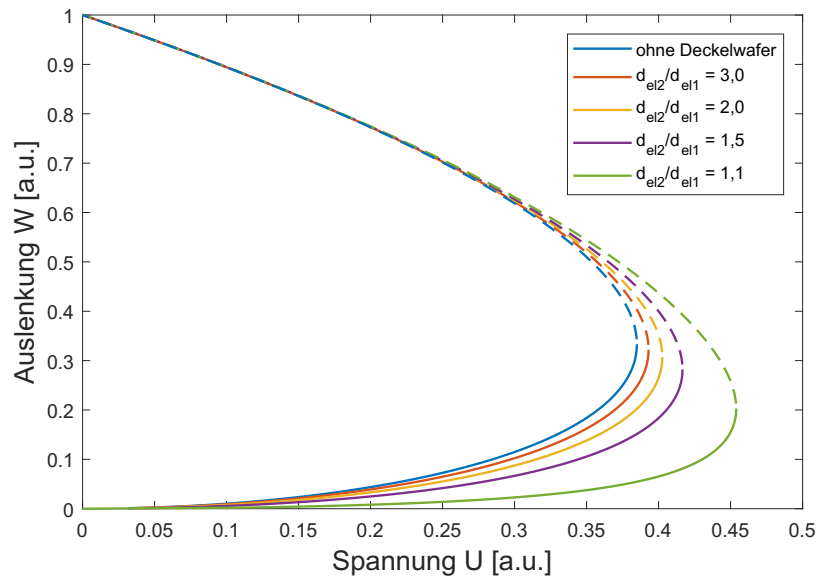


Abb. A.3: Grafische Darstellung der Auslenkung W einer elastisch gelagerten Elektroden, welche zwischen zwei Gegenelektroden sitzt, in Abhängigkeit von der Aktuierungsspannung U entsprechend Gl. A.8 für den Fall $(2k_f)/(\epsilon A) = 1$. Die Bezeichnung „ohne Deckelwafer“ bezieht sich auf den Fall einer Gegenelektrode, wobei U durch Gl. A.3 gegeben ist. Die Parameter d_{el1} und d_{el2} entsprechen den Elektrodenabstände im beidseitigen Fall. Die durchgezogenen Kurven beziehen sich auf stabile Gleichgewichtszustände, wohingegen die gestrichelten Kurven labile Gleichgewichtszustände jenseits des Pull-ins darstellen.

Wie man in Abb. A.3 erkennt, kann das Hinzufügen einer weiteren Gegenelektroden die Pull-in-Spannung signifikant vergrößern. Dieser Einfluss ist dabei umso größer, je näher der Quotient d_{el2}/d_{el1} an 1 liegt, beziehungsweise je kleiner die Differenz zwischen den Spaltdicken ist. Übersteigt dieser Quotient jedoch einen Wert von etwa 2, kann dieser Einfluss als marginal betrachtet werden. In Hinblick auf den LNED bedeutet dies, dass er je nach Verhältnis aus d_{el1} und d_{el2} zumindest theoretisch bei höheren Spannungen betrieben werden kann und damit höhere laterale Auslenkungen erreicht bevor er in den

vertikalen Pull-in geht. Auf der anderen Seite wird bei einer geringen Differenz von d_{e12} und d_{e12} die maximale vertikale Auslenkung reduziert, was theoretisch eine Reduzierung der mechanischen Schockresistenz des Bauteils zur Folge hätte. Eine experimentelle Verifizierung dieser Hypothese liegt jedoch außerhalb des Umfangs dieser Arbeit.

A.2 Modenkopplung

In den nachfolgenden Gleichungen wird die Herleitung der normierten Modenprojektion M_n aus Kap. 6.1.3 ausführlich dargestellt.

Der Parameter M_n ist in der Bra-Ket-Notation gegeben durch den Quotienten [98]

$$M_n = \frac{|\langle \Phi | \Psi \rangle|^2}{\langle \Phi | \Phi \rangle \langle \Psi | \Psi \rangle} \quad . \quad (\text{A.9})$$

Im Rahmen dieser Arbeit entspricht M_n der normierten Modenprojektion beim Übergang von der Propagation von Gauß-Bündeln im freien Raum, hin zur Propagation als TE₁₀-Mode im Rechteckhohlleiter. Die entsprechenden Feldverteilungen am Wellenleitereingang entsprechen demnach zum einen einem Gauß-Bündel, dargestellt durch den Parameter Φ , und zum anderen der TE₁₀-Mode, gegeben durch Ψ .

So entspricht Φ der Gleichung

$$\Phi = E(x, y, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{(x - \frac{a}{2})^2 + (y - \frac{b}{2})^2}{w_0^2}\right) \quad (\text{A.10})$$

mit der Amplitude des E-Feldes E_0 , dem Strahltaillendurchmesser w_0 und der Wellenleiterbreite und -höhe a,b.

Der Normierungsfaktor $\langle \Phi | \Phi \rangle$ entspricht dem Integral

$$\begin{aligned} \langle \Phi | \Phi \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy |E(x, y, 0)|^2 \\ &= E_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx \exp\left(-\frac{2(x - \frac{a}{2})^2}{w_0^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp\left(-\frac{2(y - \frac{b}{2})^2}{w_0^2}\right) \\ &= E_0^2 \cdot w_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot w_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \\ &= \frac{\pi}{2} E_0^2 w_0^2 \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Die Gleichung für die Feldverteilung der TE₁₀-Mode ist hierbei gegeben durch die Gleichung

$$\Psi = E_y(z = 0) = \frac{-i\omega\mu a}{\pi} A \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad , \quad (\text{A.12})$$

wobei A der Feldamplitude, ω der Kreisfrequenz, μ der Permeabilität und a ebenfalls der Wellenleiterbreite entspricht. Somit ist das Integral $\langle \Psi | \Psi \rangle$ gegeben durch

$$\begin{aligned} \langle \Psi | \Psi \rangle &= \int_0^a dx \int_0^b dy |E_y|^2 \\ &= \frac{\omega^2 \mu^2 a^2}{\pi^2} A^2 \int_0^a dx \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \int_0^b dy \\ &= \frac{\omega^2 \mu^2 a^2}{\pi^2} A^2 \cdot \frac{a}{2} \cdot b \\ &= \frac{\omega^2 \mu^2 a^3 b A^2}{2\pi^2} \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Zuletzt berechnet sich der Modenüberlapp aus Φ und Ψ sowie deren Betragsquadrat unter Verwendung des Rechenprogramms MapleTM folgend. Die Funktion erf(x) stellt dabei die Gaußsche Fehlerfunktion dar:

$$\begin{aligned} \langle \Phi | \Psi \rangle &= \int_0^a dx \int_0^b dy E_0 \exp\left(-\frac{(x - \frac{a}{2})^2 + (y - \frac{b}{2})^2}{w_0^2}\right) \frac{-i\omega\mu a}{\pi} A \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \\ &= -\frac{1}{2} E_0 \omega \mu a A w_0^2 \exp\left(-\frac{\pi^2 w_0^2}{4a^2}\right) \\ &\quad \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b}{2w_0}\right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 + a^2}{2w_0 a}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 - a^2}{2w_0 a}\right) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} |\langle \Phi | \Psi \rangle|^2 &= \frac{1}{4} E_0^2 \omega^2 \mu^2 a^2 A^2 w_0^4 \exp\left(-\frac{\pi^2 w_0^2}{2a^2}\right) \\ &\quad \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{b}{2w_0}\right) \right)^2 \left(\operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 + a^2}{2w_0 a}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 - a^2}{2w_0 a}\right) \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Schließlich lässt sich M_n zusammenfassen zu

$$M_n = \frac{|\langle \Phi | \Psi \rangle|^2}{\langle \Phi | \Phi \rangle \langle \Psi | \Psi \rangle} = \frac{w_0^2 \pi}{ab} \exp\left(-\frac{\pi^2 w_0^2}{2a^2}\right) \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{b}{2w_0}\right)\right)^2 \left(\operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 + a^2}{2w_0 a}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{i\pi w_0^2 - a^2}{2w_0 a}\right)\right)^2 \quad . \quad (\text{A.16})$$

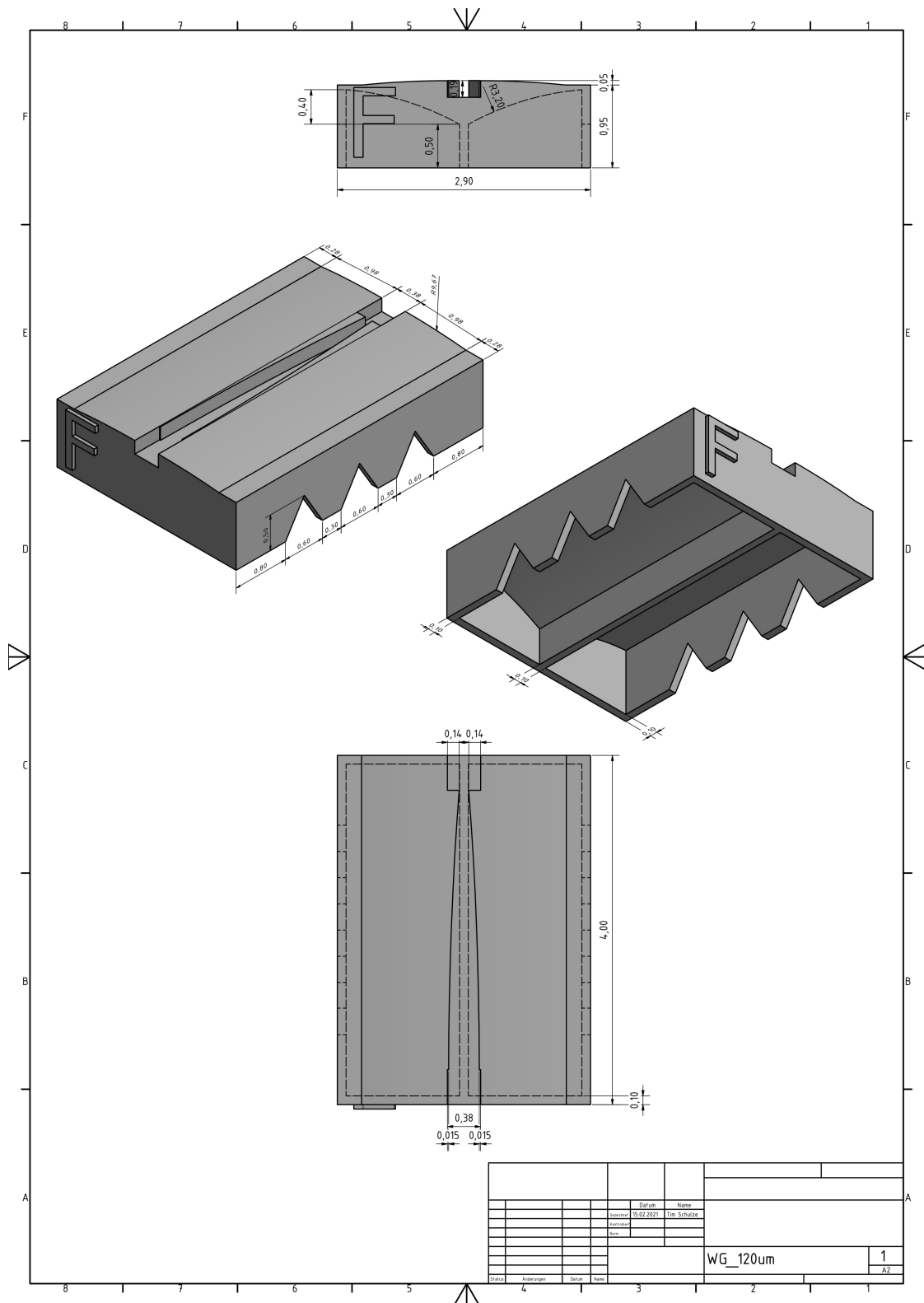


Abb. B.2: Technische Zeichnung des gedruckten, statischen Wellenleiters mit zwei Balkenstrukturen der Auslenkung $120\ \mu\text{m}$

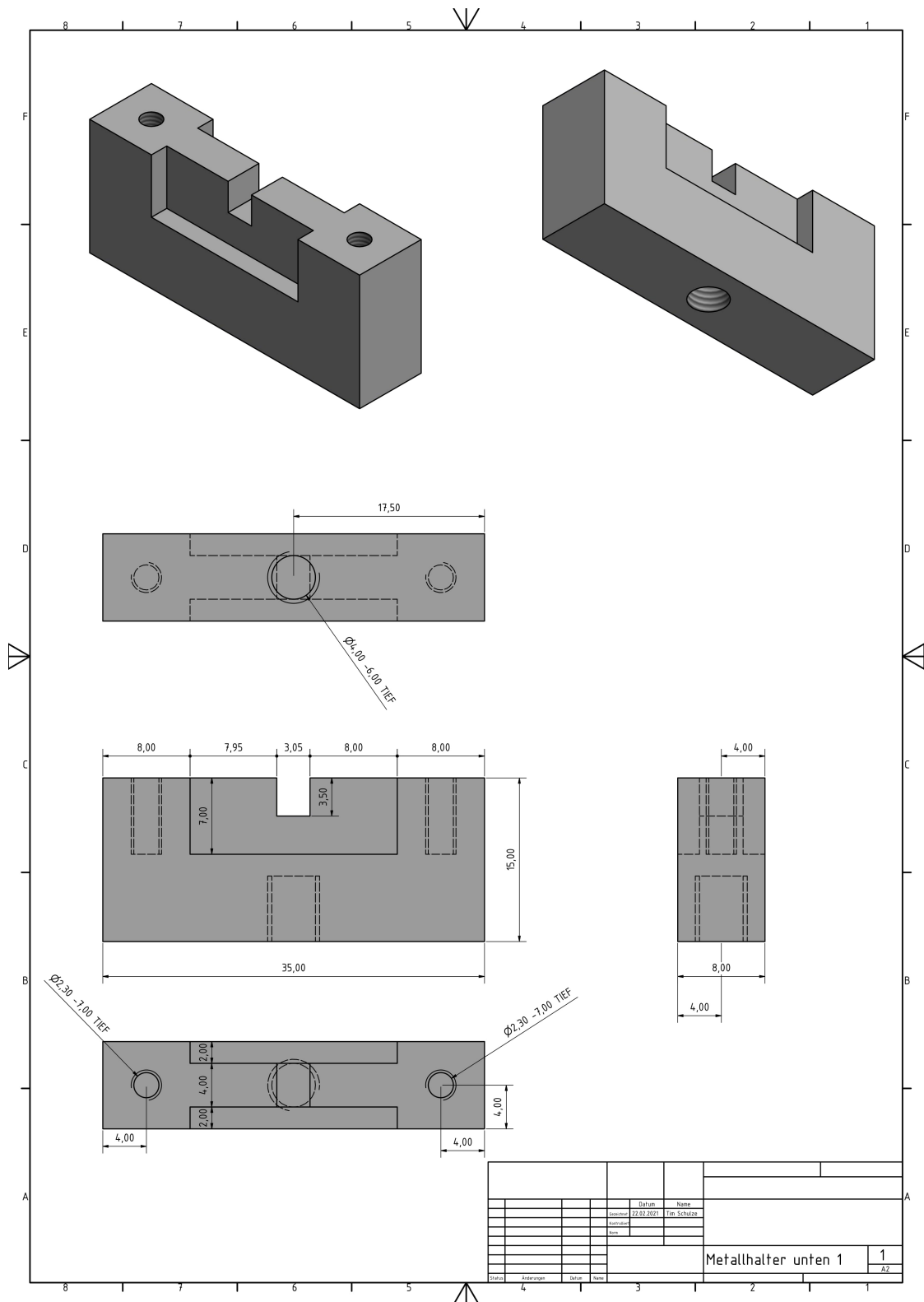


Abb. B.3: Technische Zeichnung des unteren gefrästen Metallhalters für die statischen Wellenleiter

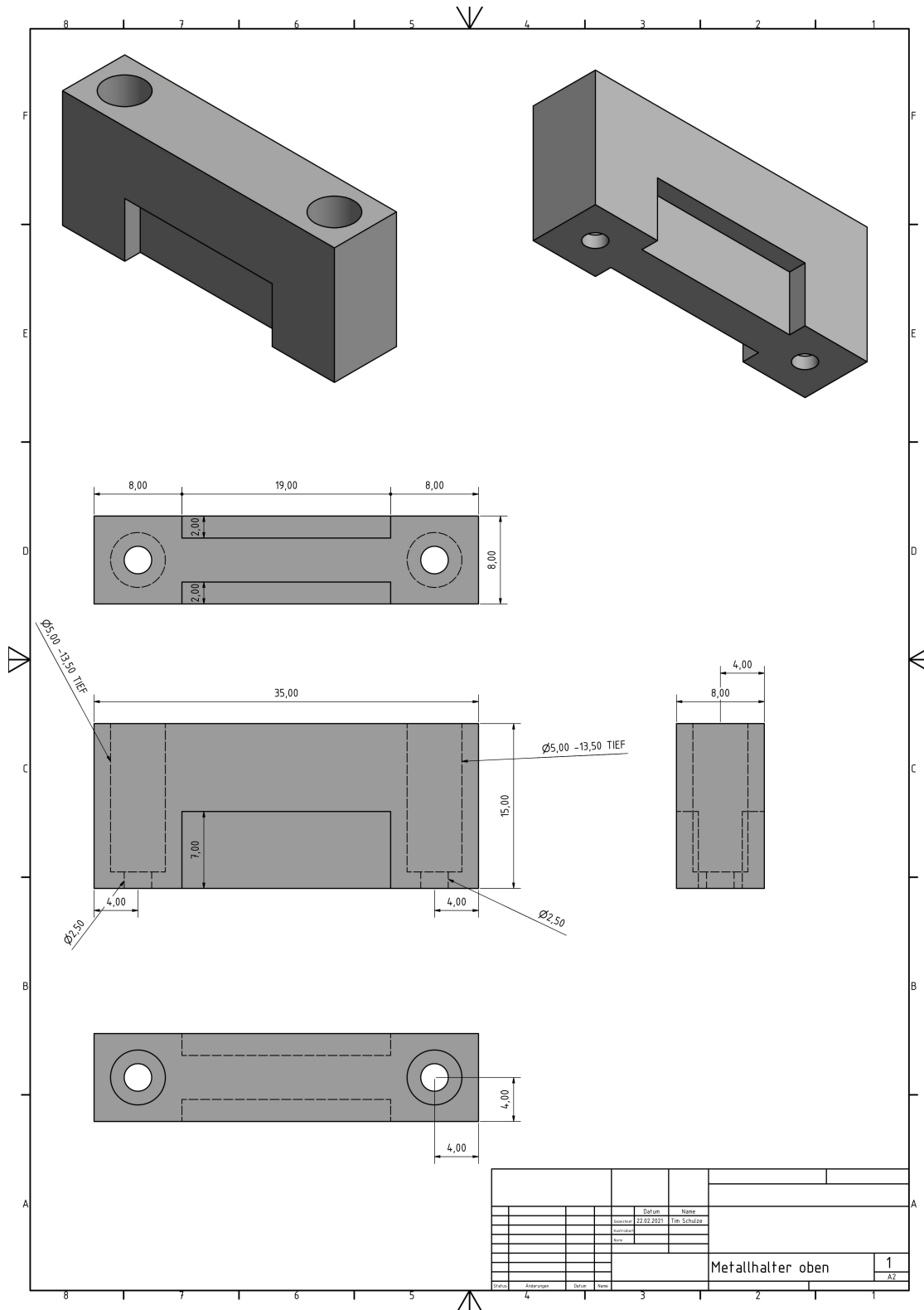


Abb. B.4: Technische Zeichnung des oberen gefrästen Metallhalters für die statischen und aktiverbaren Wellenleiter

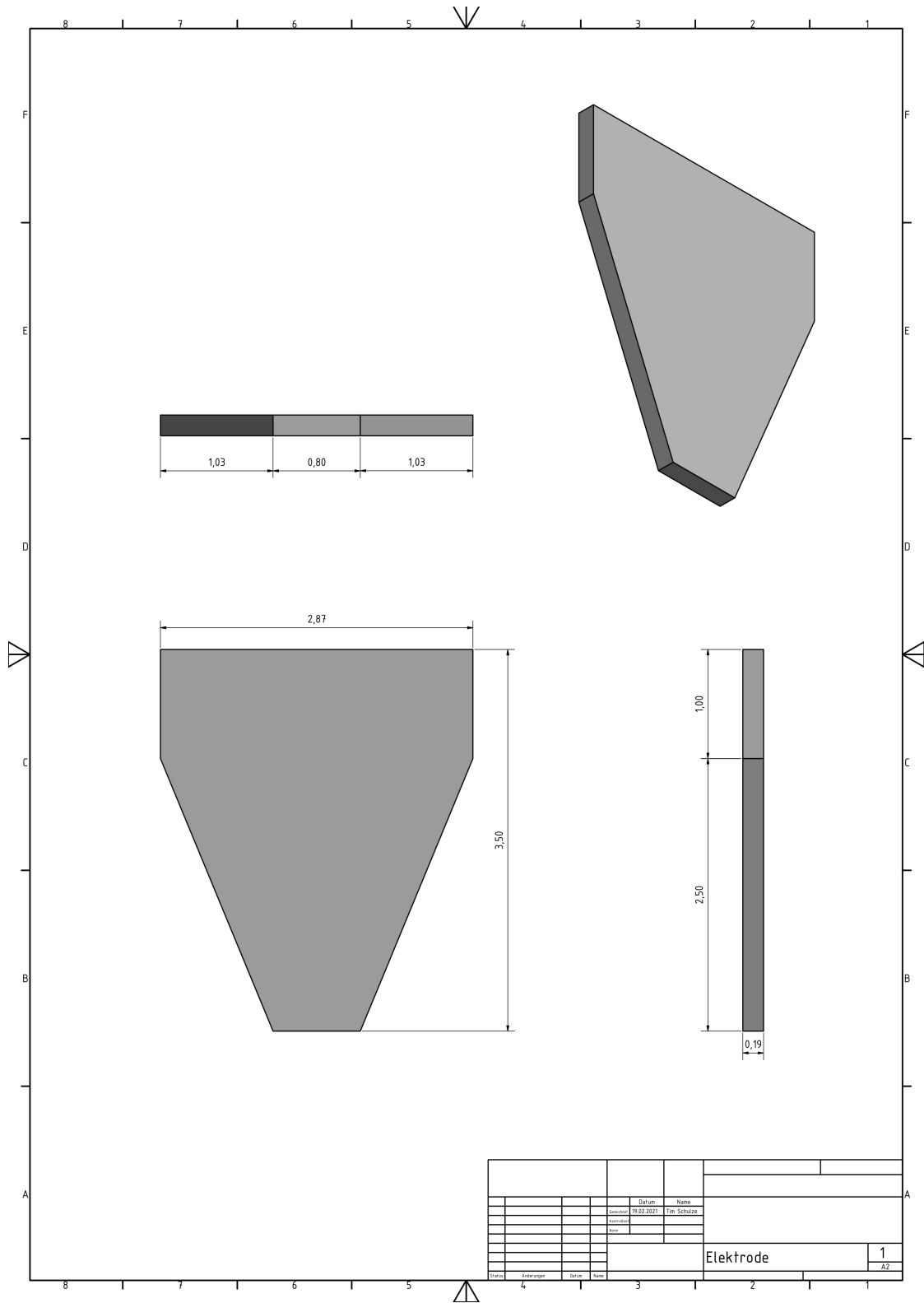


Abb. B.7: Technische Zeichnung der gedruckten Elektrode

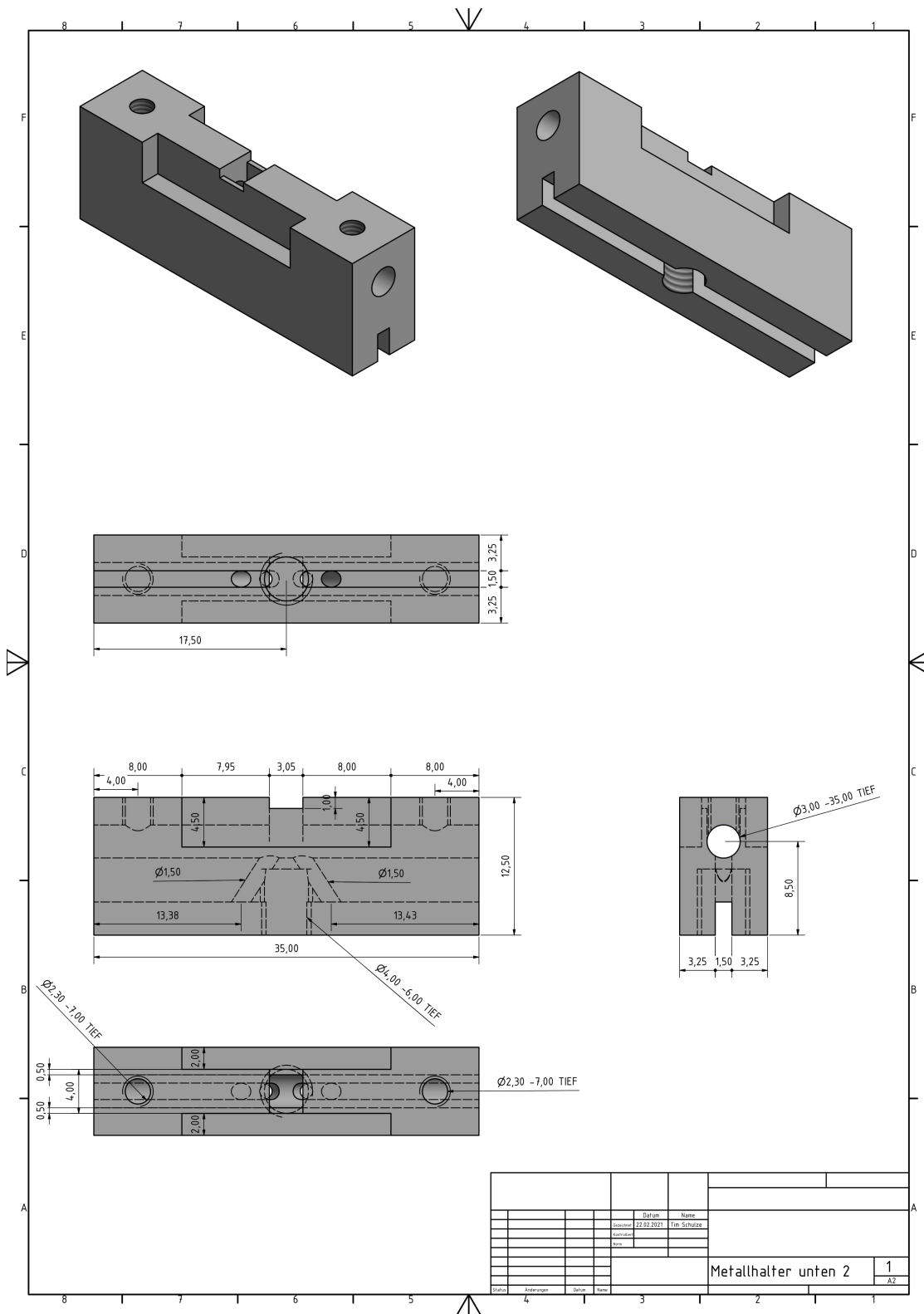


Abb. B.8: Technische Zeichnung des unteren gefrästen Metallhalters für den aktuierbaren Wellenleiter

C Druckparameter

Im Rahmen von Kapitel 6 erfolgte eine Optimierung der Druckparameter von statischen und aktuierten Wellenleiterkomponenten. In den nachfolgenden Unterkapiteln erfolgt nun eine explizite Darstellung dieser Parameter.

C.1 Statische Wellenleiterkomponenten

Die Druckparameter, die für die statischen Wellenleiterkomponenten Verwendung fanden (Tab. C.1), entsprechen den Standardparametern für Komponenten dieser Größenordnung. Demnach erzeugt das Objektiv mit einer 10-fachen Vergrößerung innerhalb des Fotolacks IP-Q den für dieses Drucksystem größtmöglichen Voxel, dessen Form jedoch stark elongiert ist. Der Durchmesser bezieht sich hierbei auf die Ebene parallel zum Substrat und das Aspektverhältnis bezieht sich auf die Voxelstreckung in der Richtung senkrecht zum Substrat. Schließlich werden polymerisierte Strukturen erzeugt, indem der Voxel mittels Galvoscantern auf festdefinierten Bahnen entlanggeführt wird. Deren lateraler Abstand beziehungsweise Schraffurabstand wird in der Terminologie von Nanoscribe als „Hatch Distance“ und deren vertikaler beziehungsweise Schichtabstand als „Slice Distance“ aufgeführt. Letztlich lässt sich auch die Geschwindigkeit mit der die Voxel durch den Fotolack bewegt werden, dem „Scanspeed“, und die Laserleistung oder auch „Laserpower“ frei anpassen. Dies erschien für diese Versuchsreihe jedoch nicht notwendig.

Tab. C.1: Druckparameter der statischen Wellenleiter

Druckparameter	Wert
Objektiv	10x
Fotolack	IP-Q
Voxeldurchmesser (Aspektverhältnis)	1,2 μm (10)
Hatch Distance	1 μm
Slice Distance	5 μm
Scanspeed	100000 $\mu\text{m/s}$
Laserpower	90 %

C.2 Aktuierbare Wellenleiterkomponenten

Innerhalb der Optimierung der Druckparameter für die aktuierbaren Wellenleiterkomponenten zeigte sich, dass es neben den Parametern Laserpower und Scanspeed auch notwendig war, die Slice-Abstände anzupassen. Dadurch wird die Steifigkeit der Balkenstrukturen so weit erhöht, dass deren Schrumpfung zu keinen einschränkenden Deformationen führt (Abb. 6.14b). Eine Auflistung dieser Druckparameter ist in Tabelle C.2 dargestellt.

Tab. C.2: Druckparameter der aktuierbaren Wellenleiter

Druckparameter	Wert
Objektiv	10x
Fotolack	IP-Q
Voxeldurchmesser (Aspektverhältnis)	1,2 μm (10)
Hatch Distance	1 μm
Slice Distance	3 μm
Scanspeed	60000 $\mu\text{m/s}$
Laserpower	100 %