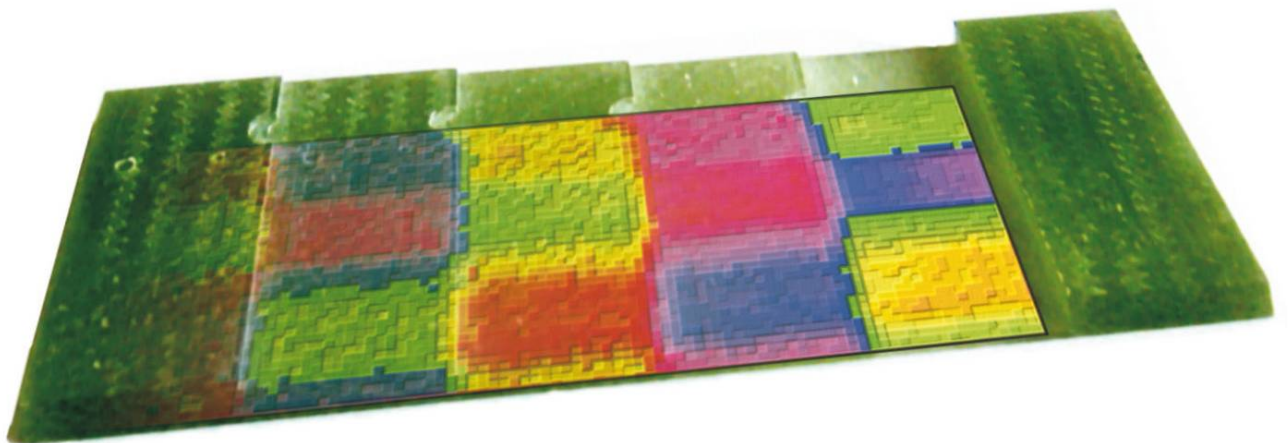


Kai Baaske

Zerstörungsfreie Prüfung von faserverstärkten Kunststoffen mit der Dauerstrich THz-Spektroskopie



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

Zerstörungsfreie Prüfung von faserverstärkten Kunststoffen mit der Dauerstrich THz-Spektroskopie

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von Dipl.-Ing. Kai Baaske
aus Uslar

eingereicht am: 08. April 2011

mündliche Prüfung am: 02. Mai 2011

Referenten: Prof. Dr. rer. nat. Martin Koch
Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Kowalsky

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2011

Zugl.: (TU) Braunschweig, Univ., Diss., 2011

978-3-86955-779-3

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2011

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2011

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-779-3

Für Carola

*„Ein Gelehrter in einem Laboratorium ist nicht
nur ein Techniker, er steht auch vor den
Naturvorgängen wie ein Kind vor einer
Märchenwelt.“*

Marie Curie

Vorwort

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Im ersten Teil wird die Anwendung der kostengünstigen Dauerstrich THz-Spektroskopie zur zerstörungsfreien Qualitätskontrolle von faserverstärkten Kunststoffen untersucht. Durch den Einsatz einer verbesserten Datenauswertung eines Dauerstrich THz-Spektrometers wird die Erkennung von Fehlstellen in industriellen faserverstärkten Kunststoffen wie auch in Polyolefinen ermöglicht. Der sich anschließende Teil beschreibt eine entwickelte leistungsstarke parametrische Dauerstrich THz-Quelle und zeigt deren großes Potential auf, den Einsatzbereich eines konventionellen THz-Spektrometers erweitern zu können.

Entstanden ist diese Dissertation während meiner vierjährigen Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Braunschweig. Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Martin Koch, der mir in seiner Arbeitsgruppe Terahertz Systemtechnik (seit 2009 AG Experimentelle Halbleiterphysik, Uni Marburg) die Möglichkeit zur Promotion gab. In dieser Zeit konnte ich zu Aufgabenstellungen aus einem großen Themenspektrum beitragen, wodurch ich mich fachlich und persönlich weiterentwickeln konnte. Für seinen unermüdlichen Einsatz neue Forschungsfelder und Anwendungsansätze zu finden, seine faire, motivierende und freundschaftliche Art der Betreuung möchte ich mich ganz herzlich bedanken. Neben den vielen Erkenntnissen im Labor waren auch die Erfahrungen, die ich durch die Projektarbeit und die Kooperation mit anderen Forschergruppen und Industriepartnern machen konnte, für mich ein großer Gewinn.

Ebenfalls möchte ich mich bei Prof. Dr. Andreas Waag (TU Braunschweig) für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes und Prof. Dr. Wolfgang Kowalsky (TU Braunschweig) für die Übernahme eines Prüfungsreferats bedanken.

Mein weiterer herzlicher Dank geht an Maik Andre Scheller, der durch seine Diplomarbeit über die parametrische Dauerstrich THz-Quelle, insbesondere die theoretischen Aspekte, einen wertvollen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet hat. Ebenso möchte ich mich bei Ole Peters für seinen Beitrag zu dem Photomischsystem herzlich bedanken, den er im Rahmen seiner Diplomarbeit geleistet hat. Aber auch über die Beiträge zu dieser Arbeit hinaus möchte ich beiden für die gute Zusammenarbeit danken.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen beiden Bürokollegen Christian Jördens und Rafal Wilk für die vielen aufschlussreichen Diskussionen bedanken. Gleiches gilt auch für meine anderen Kollegen Norman Krumbholz, Steffen Wietzke, Tomasz Hasek, Nico Vieweg, Bernd Heinen, Thorsten Probst, Frank Rutz und Kamran Ezdi. Das Arbeitsklima in der Arbeitsgruppe war immer geprägt von Hilfsbereitschaft und einem sehr freundschaftlichen Umgang, an dem alle Kollegen der Arbeitsgruppe wie auch des gesamten Instituts ihren Anteil hatten. Daher gilt auch mein Dank dem Institutsleiter Prof. Dr. Wolfgang Kowalsky, Dr. Hans-Hermann Johannes, Dr. Reinhard Caspary, Dr. Manuela Hahn sowie Ulla Heydecke, Kornelia Nowak und Christa Vogel.

An dieser Stelle danke ich auch Prof. Dr. Stephan W. Koch (AG Theoretische Halbleiterphysik, Universität Marburg) und den Herren Prof. Jerome V. Moloney, Prof. Mahmoud Fallahi

und Dr. Li Fan vom Optical Sciences Center, University of Arizona, Tucson, USA für die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der parametrischen Dauerstrich THz-Quelle.

Ich möchte auch allen Projektpartnern im BMBF-Verbundprojekt (Grundlegende Untersuchungen der Einsatzmöglichkeiten der cw-Terahertz-Spektroskopie zur zerstörungsfreien Prüfung von Kunststoffprodukten und Leichtbaustrukturen aus faserverstärkten Kunststoffen) "Giraffe" für die gute Zusammenarbeit danken. Besonders erwähnen möchte ich Dipl.-Ing. Holger Schmitz von der INVENT GmbH aus Braunschweig sowie Dr. Benjamin Baudrit vom SKZ in Würzburg. Weiterhin gilt mein Dank dem Bundesministerium für Bildung und Forschung für die Förderung des oben genannten Verbundprojektes.

Aber auch meinem familiären Umfeld möchte ich meinen besonderen Dank aussprechen. Meinen Eltern danke ich sehr für ihre Unterstützung speziell während meiner Studienzeit, denn ohne diese Unterstützung hätte ich gar nicht erst die Grundlage zu dieser Promotion schaffen können. Ein ganz besonderer Dank geht an meine Frau Carola, die mir während der gesamten Zeit mit Rat und Tat zur Seite stand und viel Verständnis für meine langen Abende und Nächte während der schriftlichen Ausarbeitung dieser Arbeit entgegenbrachte.

Cremlingen im Mai 2011

Kai Baaske

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Polymere	10
2.1. Polyolefine	10
2.1.1. Herstellung thermoplastischer Polymere	11
2.1.2. Extrusion	12
2.1.3. Spritzgießen	13
2.1.4. Schmelzschweißen	14
2.2. Faserverstärkte Kunststoffe und Sandwichbauteile	15
2.2.1. Epoxidharze	16
2.2.2. Faserwerkstoffe	18
2.3. Gewebearten	22
2.3.1. Gewebe	22
2.3.2. Matten und Vliese	23
2.4. Fertigungsverfahren	23
2.5. Messtechniken zur Qualitätssicherung	26
2.5.1. Zerstörende Prüftechniken	26
2.5.2. Zerstörungsfreie Prüftechniken	29
2.5.3. Dielektrische Spektroskopie	35
2.5.4. IR-Spektroskopie	37
2.5.5. Raman-Spektroskopie	40
2.5.6. Mikrowellen-Spektroskopie	42
3. Grundlagen der Dauerstrich THz-Messtechnik	44
3.1. Photomischung	44
3.1.1. Photomischer	46
3.1.2. Inkohärente Detektoren	49
3.2. Kohärente Detektion	50
3.3. Dauerstrich THz-Spektrometer	52
3.3.1. Freistrahl-spektrometer	52
3.3.2. Fasergekoppeltes cw-Spektrometer	54
3.3.3. Zwei-Farben Lasersystem	55
3.3.4. Fasergekoppelte Antennen	57
3.4. Datenaufnahme	62

3.5.	Datenauswertung	64
3.5.1.	Bestimmung von Amplitude und Phase	64
3.5.2.	Materialparameter	69
3.5.3.	Vergrößerung des Eindeutigkeitsbereiches des Signals	72
3.5.4.	Bestimmung der Probendicke	74
3.5.5.	Dickenbestimmung mit 3-Farben Interferometrie	75
3.5.6.	Kontrastoptimierung und Filterung	76
3.6.	Grundlagen der Materialuntersuchungen	80
3.6.1.	Bestimmung des Faservolumengehaltes	80
3.6.2.	Schlagschädigung bei faserverstärkten Kunststoffen	81
3.6.3.	Doppelbrechung	82
3.6.4.	Schweißgüte von Kunststoffschweißnähten	83
4.	Experimentelle Ergebnisse	87
4.1.	Faserverbundbauteile	87
4.1.1.	Bestimmung des Faservolumengehaltes	87
4.1.2.	Flächenförmige Einschlüsse in GFK	91
4.1.3.	Impact	94
4.1.4.	Sandwichproben	96
4.1.5.	Naturfaserverbunde	98
4.2.	Bauteile aus Polyolefinen	100
4.2.1.	Schweißgüte	100
4.2.2.	Differenzierung von Fremdkörpern in verschweißten PE-Bauteilen . . .	102
5.	Parametrische cw-THz-Quelle	105
5.1.	Einleitung	105
5.1.1.	Wellenoptik	106
5.1.2.	Parameter von Gaußstrahlen	108
5.1.3.	Optische Verstärkung	109
5.1.4.	Quantenfilme	110
5.1.5.	Resonatoren	111
5.1.6.	Stabilität	112
5.1.7.	Hemisphärischer Resonator	112
5.2.	Optische Komponenten	113
5.2.1.	Etalon	113
5.2.2.	Brewster-Fenster	115
5.2.3.	Bragg-Spiegel	116
5.2.4.	Mikrokavität	116
5.3.	VECSEL	117
5.3.1.	Aufbau	117
5.3.2.	Funktionsweise	117
5.3.3.	Aktive Zone	119
5.3.4.	Thermischer Einfluss und spektrale Eigenschaften	120

5.3.5.	Materialsysteme	121
5.3.6.	Resonatoraufbau	123
5.3.7.	Weitere Bauformen	124
5.3.8.	Anwendungen	125
5.3.9.	Vergleich zu Kantenemittern	126
5.4.	Nichtlineare Optik	126
5.4.1.	Parametrische Frequenzkonversionen	127
5.5.	Analytische Beschreibung der Differenzfrequenzerzeugung	130
5.5.1.	Ratengleichung (kollineare Anordnung)	130
5.5.2.	Allgemeine Propagationsrichtungen	132
5.6.	Phasenanpassung	133
5.6.1.	Phasenanpassung über Doppelbrechung	134
5.6.2.	Quasi-Phasenanpassung	135
5.7.	Realisierung eines Zwei-Farben VECSELs	136
5.7.1.	Technische Daten	136
5.7.2.	Aufbau	137
5.7.3.	Zwei-Farben Emission	139
5.7.4.	Notwendige Bedingungen für DFG	141
5.8.	Parametrische THz-Erzeugung	143
5.8.1.	Intensitätserhöhung	143
5.9.	Intrakavitäre THz-Generation	144
5.9.1.	Analytische Beschreibung	144
5.10.	Nichtlineare Kristalle	148
5.10.1.	Oberflächenemittierende, periodisch gepolte Kristalle	149
5.10.2.	Analytische Beschreibung	150
5.10.3.	Verwendeter Kristall	153
5.10.4.	Simuliertes Emissionsverhalten	155
5.10.5.	Praktische Realisierung	156
5.11.	Ergebnisse	158
5.11.1.	Konfiguration mit zwei asphärische Linsen	158
5.11.2.	Konfiguration mit zylindrisch- und asphärischen Linsen	161
5.11.3.	Resonator mit externer Rückkopplung	162
5.11.4.	Einfluss des photorefraktiven Effektes	163
5.11.5.	Optimierungsmöglichkeiten	164
6.	Zusammenfassung	166
A.	Abkürzungsverzeichnis	169
	Literaturverzeichnis	171
	Patente und Publikationen	188

1. Einleitung

Der Mensch weiß seit vielen Jahrhunderten die Eigenschaften von Faserverbundwerkstoffen zur Herstellung von Gebrauchsgegenständen und Häusern für sich zu nutzen. Dabei sind Holz sowie eine aus Lehm und Stroh bestehende Wand bekannte Beispiele. Abgesehen von diesen beiden Beispielen spielten Faserverbundmaterialien bis etwa Ende des 19. Jahrhunderts eine eher untergeordnete Rolle. Stattdessen wurden vielmehr Werkstoffe wie Kupfer, Bronze, Eisen, später auch Stahl, in großem Umfang verwendet. Ebenso waren viele Werkstoffe aus der Gruppe der Keramiken, wie Glas, Feuerstein, Ton und Zement bis dahin weit verbreitet. Sogar Polymere, wenn auch nur solche, die direkt aus der Natur gewonnen werden konnten, wie Bernstein, Baumharz oder natürlicher Asphalt waren bekannt. Ihre Relevanz war jedoch noch sehr gering. Einen groben zeitlichen Überblick über die historische Bedeutung einzelner Werkstoffgruppen gibt die Grafik in Abbildung 1.1, die die relative Wichtigkeit der einzelnen Gruppen über der Zeitachse darstellt. Mit der Entwicklung des ersten Phenolharzes und der anschließenden Patentierung 1907 unter dem Gebrauchsnamen *Bakelit*[®], setzte Leo H. Baekland den Grundstein für die spätere Nutzung von faserverstärkten Kunststoffen [2]. Neun Jahre später, 1916, patentierte R. Kemp die Herstellung eines vollständig aus faserverstärkten Kunststoffen bestehenden Flugzeugs. Weitere nennenswerte Entwicklungen folgten jedoch erst rund 20 Jahre später [3] durch die Owens-Corning Fiberglass Corp., USA, die mit der großtechnischen Herstellung von Glasfasern begannen. Nach der Erteilung des Patentes zur Herstellung von Epoxidharzen an P. Castan 1938, wurden in den 1940er Jahren erste Bauteile aus glasfaserverstärktem Kunststoff

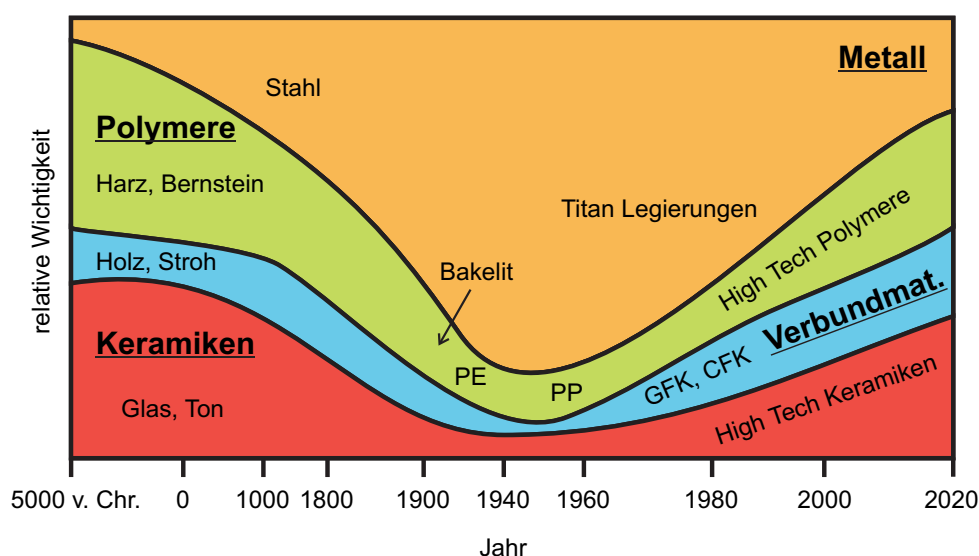


Abbildung 1.1.: Entwicklung technischer Materialien (nach [1])

<i>Luftfahrt</i>	<i>Raumfahrt</i>	<i>Automobil</i>
Tragflächen und Leitwerke	Satellitenstrukturen	Blatt- und Spiralfedern
Holmkonstruktionen	Antennenstrukturen	Karosserieteile
komplette Rumpfe	Hohlleiter	Kardanwellen
Propeller	Druckbehälter	Versteifungselemente
Tankbehälter		

Tabelle 1.1.: Einsatzbereiche von Faserverbundmaterialien

(GFK) für Flugzeuge, Boote und Autos industriell hergestellt. Auch wurden ab 1943 Sandwichbauteile aus Polyesterharz / Glasfasern in Verbindung mit Balsaholz für Flugzeuge verwendet. Seit 1945 kamen dann auch Wabenkern-Verbundmaterialien hinzu, bis dann 1967 das erste nahezu vollständig aus GFK hergestellte Flugzeug (Windecker Research Inc.) gebaut und erprobt wurde.

Die heutige Popularität von Faserverbundbauteilen liegt an ihren vielfältigen Vorteilen [4] gegenüber bspw. metallischen Bauteilen. So weist jeder Werkstoff in Form einer Faser eine deutlich höhere Festigkeit, gegenüber allen anderen Formen [3] auf. Weiterhin können zwei unterschiedlich belastbare Komponenten, die zu einem Verbundwerkstoff kombiniert wurden, höhere mechanische Spannungen aufnehmen, als die schwächere der beiden Komponenten allein aushalten würde. Ein weiterer entscheidender Vorteil liegt in der Parametervielfalt, wie die Anzahl der Gewebelagen, deren Orientierung, Materialart, Bauteilform, Gewicht, Anisotropie der Kraftaufnahme, Temperaturbeständigkeit oder mitunter die elektrische Isolationsfähigkeit, die auf den gewünschten Einsatzzweck hin optimiert werden können. Daher ergeben sich auch speziell dort Einsatzgebiete, wo es auf Gewichts- und der damit einhergehenden Kostenersparnis sowie Stabilität ankommt, wie z.B. in der Luft- und Raumfahrt, oder bei Windkraftanlagen. In der folgenden Aufstellung der Tabelle 1.1 sind einige der häufigsten aus Faserverbundmaterialien bestehenden Bauteile der genannten Rubriken aufgelistet.

Qualitätskontrolle

In den letzten Jahrzehnten nahm neben der rasanten Erforschung und Weiterentwicklung von verschiedensten Werkstoffen auch die Vielfalt ihrer Anwendungsgebiete zu und dabei speziell die, bei denen es auf eine sehr hohe Qualität der Werkstoffe einerseits, wie auch der daraus gefertigten Bauteile andererseits ankommt. Insbesondere in der Luft- und Raumfahrt, wo es um höchste Zuverlässigkeit und Gewichtersparnis geht, werden sehr hohe Anforderungen an die Qualitätskontrolle gestellt. Daher wurden parallel zu den Werkstoffen bzw. Bauteilen auch neuartige Prüftechnologien entwickelt, um den Anforderungen hinsichtlich Fehlstellendetektion oder Überprüfung von mechanischen Kennwerten gerecht zu werden.

Historisch betrachtet, wurden die ersten Qualitätsuntersuchungen optisch bzw. akustisch bei der Beurteilung von Schwertern oder Glocken durchgeführt. Dabei wurde bei letzterer Methode der Klang des Metalls als Bewertungskriterium herangezogen. Im Laufe des 20. Jahrhunderts,

als sich die Luftfahrt und das industrielle Verkehrswesen entwickelte, kamen weitere Techniken wie die Radiographie von Metall mit Röntgen (1922, H. H. Lester) bzw. Gammastrahlen (1930, R. F. Mehl) zum Einsatz [5]. Auch die akustischen Methoden im Ultraschallbereich nahmen 1929 durch Versuche von S.Y. Sokolov ihren Anfang, indem er mit einem Quarzoszillator Ultraschallwellen erzeugte. Ab 1940 wurde die Erforschung dieser Technologie forciert und weitere Methoden entwickelt (F. Firestone). Ab 1942 wurden dann auch erste gepulste Ultraschallgeräte eingesetzt, die dann ab Mitte der 1950er Jahre in Tauchbädern verwendet wurden und mit denen Ultraschallbilder (D. C. Erdman) erzeugt werden konnten.

Generell kann die Qualität bzw. Fehlerfreiheit eines Bauteils mit Hilfe einer Vielzahl von Prüfungstechniken untersucht werden [6–8]. Dabei ist zwischen zerstörenden und zerstörungsfreien Methoden zu unterscheiden. Zur ersten Gruppe zählen hauptsächlich mechanische, physikalische und chemische Prüfungen. Mit ersteren kann ein Bauteil bspw. hinsichtlich seiner Festigkeitswerte (Zug, Biegung, Druck) überprüft werden. Bei den physikalischen Prüfungen werden dann dynamische Eigenschaften bei z.B. Schwingungen untersucht und zuletzt die chemischen Methoden, mit denen eine Massenbestimmung der enthaltenen Bestandteile durchgeführt werden kann.

Soll jedoch jedes Bauteil einer Produktionsreihe einer Qualitätskontrolle unterzogen werden, so können zerstörende Prüftechniken nicht mehr verwendet werden, da sie nur bei Musterbauteilen einer Serie (z.B. Stichprobe) angewendet werden können. In diesem Fall werden zerstörungsfreie Technologien angewendet, zu denen Ultraschall, Röntgen, Thermografie, aber auch Wirbelstrom, Hochfrequenz und optische Techniken gehören. Jede dieser Methoden bietet jeweils einzigartige Vorteile, wie die bildgebende Darstellung des Bauteilinneren beim Ultraschall oder Röntgen, aber auch Nachteile, wie die zwingende Beachtung des Strahlenschutzes beim Röntgen oder begrenzte Eindringtiefen bei der Thermografie. Es ist somit für jede Anwendung bzw. jedes Bauteil die optimale Prüftechnologie zu wählen, da sich nicht alle technologischen Methoden gleichermaßen eignen. Durch die Kombination verschiedener Methoden können die jeweiligen Nachteile der einen Technik durch die Vorteile der anderen kompensiert werden. So werden bei der Qualitätskontrolle von faserverstärkten Kunststoffbauteilen in der Luftfahrtindustrie überwiegend Ultraschallgeräte eingesetzt, aber auch thermografische Techniken sowie Computertomografen (Röntgen).

In der kunststoffherstellenden bzw. -weiterverarbeitenden Industrie kommen hauptsächlich noch zerstörende Prüftechniken zur Anwendung, um z.B. die Dispergiertgüte von Zusatzstoffen in Rohpolymeren zu untersuchen oder deren Zähigkeit mittels Schlagversuchen zu ermitteln. Neben den bisher genannten zerstörungsfreien Technologien gibt es noch eine weitere, im Vergleich zu den bereits etablierten, relativ neue, als Terahertz-Spektroskopie bezeichnete Technologie. Der Frequenzbereich der Terahertz (THz)-Wellen erstreckt sich zwischen den Mikrowellen auf der langwelligen Seite bis hin zu den infraroten Wellen, die den Bereich auf der hochfrequenten Seite begrenzen. Er erstreckt sich somit von 300 GHz bis 6 THz. Eine Übersicht des elektromagnetischen Spektrums zeigt Abbildung 1.2. Zur Erzeugung von elektromagnetischen Wellen in diesem Frequenzbereich bestehen eine Reihe verschiedenartiger Ansätze.

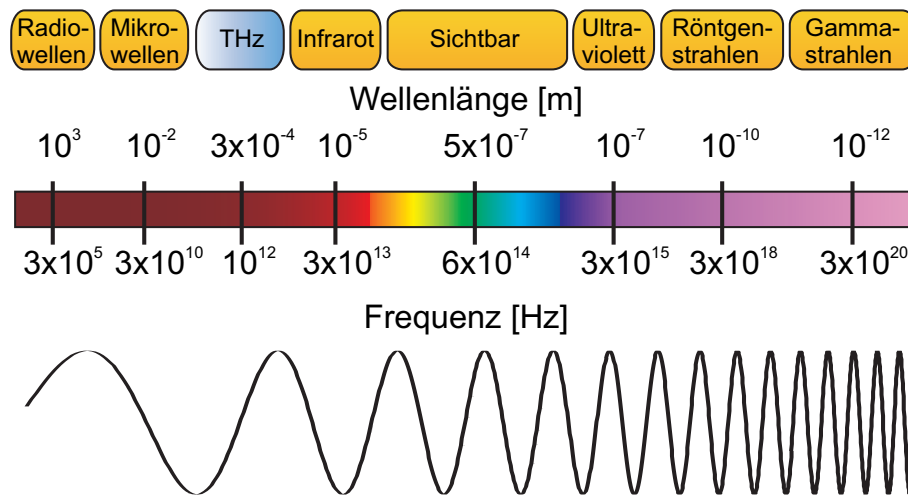


Abbildung 1.2.: Elektromagnetisches Spektrum

Bereits seit den 1960er Jahren existieren Gaslaser, deren Emissionslinien im Fern-Infraroten (FIR) Wellenlängenbereich liegen [9]. Die stärkste Linie mit einer typischen Leistung von einigen mW befindet sich bei 2,52 THz und wird durch Übergänge des gasförmigen Methanols erzeugt. Solche FIR-Laser können bedingt durch die energetischen Übergänge des verwendeten Gases nur bei diskreten Frequenzen emittieren. Eine andere Methode zur spektroskopischen Untersuchung von Materialien wurde mit FT-IR-Spektrometern (engl: Fourier Transform Infrared, FT-IR) realisiert, die in dem gleichen Zeitraum entwickelt wurden [10]. Sie beinhalten eine Breitbandlichtquelle, deren Licht eine Probe durchleuchtet, um anschließend das transmittierte Licht mit Hilfe eines Spektrometers auszuwerten [11].

Eine andere Möglichkeit bietet die Erzeugung von THz-Wellen mittels photoleitender, halbleiterbasierter Antennen. Dazu werden Lichtimpulse eines Ultrakurzpulslasers, auch als Femtosekunden (fs)-Laser bezeichnet, auf das photoelektrische Halbleitermaterial gelenkt und erzeugen dort einen ultrakurzen Strompuls, der zu einer impulsförmigen Abstrahlung einer THz-Welle führt. Als erstes demonstrierte Auston 1984 [12] dieses Prinzip, welches 1989 von Grischkowsky [13] zum Aufbau eines Terahertz-Spektrometers verwendet wurde. Neben der impulsförmigen Erzeugung eignen sich auch zwei Dauerstrich (engl.: continuous wave, cw) Laser mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge, deren Differenzfrequenz durch Überlagerung auf dem Halbleitermaterial zu einer kontinuierlich abgestrahlten THz-Welle führt. Die theoretischen Grundlagen der Photomischung wurden 1992 von Brown [14] dargelegt. Umgesetzt wurde diese Methode in einem Dauerstrich THz-System erstmals 1995, ebenfalls von Brown [15]. Von da an erfolgte eine kontinuierliche Weiterentwicklung der Systeme, so dass auch glasfasergekoppelte Systeme vorgestellt wurden [16,17]. Hierbei wird der Laserstrahl mit Hilfe von Glasfasern vom Laser hin zu den photoleitenden Antennen geführt, um so die Systeme deutlich flexibler und unempfindlicher gegenüber äußeren Einflüssen aufbauen zu können. Diese Technik kam auch bei den Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zum Einsatz.

Eine noch relativ neue Entwicklung stellen die sog. Quantenkaskadenlaser (engl.: Quantum Cascade Laser, QCL) [18, 19] dar, die reine Halbleiterlaser sind. Sie werden elektrisch

gepumpt und erzeugen Frequenzen im THz-Bereich durch Intrabandübergänge im Leitungsband. Im Laufe der vielen Entwicklungsschritte konnte die diskrete Emissionsfrequenz immer mehr zu kleineren Frequenzen, bis hin zu annähernd 1,2 THz verringert werden [20]. Allerdings nimmt dabei die Ausgangsleistung von anfänglich einigen mW immer mehr ab, bzw. bedarf es einer stetigen Kühlung mit flüssigen Gasen wie Stickstoff oder gar Helium. Eine weitere Möglichkeit zur Steigerung der Ausgangsleistungen bis in den mW-Bereich stellt der gepulste Betrieb dar.

So wie sich die QCL durch fortwährende Entwicklungen dem THz-Bereich von der optischen Seite her nähern, so geschieht dies auch von der Seite der elektronisch generierten Mikrowellen. Hierbei werden die von Gunn-, Impatt-, oder resonanten Tunneldioden erzeugten Wellen in speziellen Frequenzvervielfachern gemischt, um Oberwellen zu erzeugen, die dann oberhalb von 100 GHz liegen [21]. Ein anderer Weg wird bei der Generation von solch hohen Frequenzen durch das Zusammenwirken von stark beschleunigten Elektronen und Mikrowellen in einer Vakuumröhre verfolgt. Typische Beispiele dieser zumeist technisch sehr aufwändigen und ausgedehnten Quellen sind Klystrons, Rückwärtswellen-Oszillatoren (engl.: Backward Wave Oscillator, BWO), Gyrotrons und Freie Elektronen Laser (FEL). Gyrotrons sind bspw. in der Lage, elektromagnetische Wellen oberhalb 100 GHz teilweise mit cw-Leistungen größer als 1 MW zu erzeugen [22, 23].

Parametrische cw-THz-Quelle

Eine weitere Klasse von THz-Quellen basieren auf der parametrischen Frequenzmischung innerhalb eines nichtlinearen (nl) Materials. Dabei wird der große Vorteil dieses Mechanismus ausgenutzt, indem die Eingangsphotonen einer Laserquelle im nl-Material instantan in die jeweiligen Ausgangsphotonen umgewandelt werden, je nachdem welcher Konversionsprozess vorliegt. Parametrische Prozesse unterliegen quasi keinen Beschränkungen, die durch Zeitkonstanten verursacht werden, da diese hierbei extrem klein sind.

Es wird dabei zwischen der Generation der Summenfrequenz (engl.: Sum Frequency Generation, SFG), der Frequenzverdoppelung (engl.: Second Harmonic Generation, SHG), der Differenzfrequenz (engl.: Difference Frequency Generation, DFG) und der optischen Gleichrichtung (engl.: Optical Rectification, OR) unterschieden.

Eine der am weitesten verbreiteten Anwendungen der parametrischen Frequenzmischung ist die Frequenzverdoppelung einer Laserwellenlänge [24], wie sie z.B. in einem grünen Laserpointer anzutreffen ist. Dabei wird aus zwei Photonen eines infraroten Laserstrahls mit 1064 nm Wellenlänge ein Photon mit 532 nm Wellenlänge erzeugt, welches im sichtbaren Spektralbereich der Farbe grün entspricht. Prinzipiell kann mit einem nl-Medium nicht nur eine Eingangsfrequenz verdoppelt, sondern auch die Differenz zwischen zwei Eingangsfrequenzen gebildet und somit bei einer entsprechenden Energiedifferenz von zwei optischen Photonen instantan ein THz-Photon erzeugt werden [25]. Zur Frequenzkonversion können je nach Anwendungszweck aus einer Fülle diverser nl-Materialien wie Galliumarsenid (GaAs), Galliumselenid (GaSe), Galliumphosphid (GaP), Zinktellurid (ZnTe), Cadmiumtellurid (CdTe), Diethylamino-

sulfurtetrafluorid (DAST), Beta-Bariumborat (BBO) oder Lithiumniobat (LiNbO_3) ausgewählt werden [26]. Es existiert eine Reihe von unterschiedlichen Techniken und Systemen, die THz-Wellen mittels der DFG erzeugen können. Alle erfordern jedoch die Bereitstellung zweier Laseremissionen mit unterschiedlichen Wellenlängen. Unterschiede sind jedoch in der Ausführungsform der verwendeten Laserquelle, wie auch in der Positionierung des nl-Materials, d.h. extrakavitär, also außerhalb des Laserresonators oder intrakavitär, zu finden. Bei vielen Lasersystemen ist es kaum möglich, das nl-Material intrakavitär einzusetzen, um die dortige deutlich höhere Lichtintensität zu nutzen. Entweder sprechen konstruktive Gründe des Lasers oder eine zu hohe Absorption des nl-Materials dagegen, so dass oft nur der externe Einsatz möglich ist [27, 28].

Eine besondere Anordnung des nl-Materials findet sich bei optisch parametrischen Oszillatoren (OPO), bei denen sich das nl-Material in einem Resonator befindet, allerdings abgetrennt von dem eigentlichen Laserresonator. Als Pumplaserquelle dient hierbei ein leistungsstarker gepulster Nd:YAG (Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat)-Laser mit der Wellenlänge ω_P , dessen Strahl in den externen Resonator gelenkt wird um dort in einem zusätzlichen nl-Kristall in einem Drei-Wellen-Mischprozess zwei weitere Laserwellenlängen (ω_i , ω_S) zu erzeugen für die $\omega_P = \omega_i + \omega_S$ gilt. Diese beiden neu erzeugten Laserstrahlen können dann für die DFG verwendet werden [29, 30].

Eine Sonderform der Differenzfrequenz ist die optische Gleichrichtung, für die häufig regenerativ verstärkte Femtosekunden-Laser zum Einsatz kommen [31–33]. Mit ihnen kann auf Grund der sehr kurzen Laserimpulse der gesamte THz-Frequenzbereich abgedeckt werden [34].

Allen genannten Systemen ist gemein, dass sie entweder für einen DFG-Prozess ausreichend Leistung besitzen, indem sie im gepulsten Modus betrieben werden, was jedoch den Einsatz von sehr komplexen und teuren Laser zur Folge hat. Oder aber es lassen sich durch die Verwendung von bspw. zwei Laserdioden die Kosten der Systeme deutlich reduzieren, allerdings zu Lasten der Ausgangsleistung.

Alternativ dazu wird im Rahmen dieser Arbeit auf eine andere THz-Quelle mit einem Lasersystem eingegangen, welches in der obigen Auflistung noch nicht vorgestellt wurde. Es ist der Klasse der Halbleiterlaser zuzuordnen und wird entsprechend seiner Bauform als flächene-mittierender Scheibenlaser (engl.: *Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Laser*, VECSEL) bezeichnet. Der Laser wird optisch gepumpt und eignet sich zur massentauglichen Produktion, da er auf Halbleiterwafern prozessiert werden kann. Einer der Vorteile ist der *intrakavitäre* Einsatz eines nl-Materials [35].

Der erste Laser dieser Bauart wurde 1997 von Kuznetsov [36, 37] demonstriert. Der große Vorzug dieser Laser liegt in der hohen Ausgangsleistung, der ausgezeichneten Strahlqualität (TEM_{00} Mode) und einem breiten Absorptionsspektrum, woraus geringe Anforderungen an den Pumplaser resultieren [38]. Durch eine entsprechend geeignete Wahl der Zusammensetzung des aktiven Mediums kann eine Laseremission von 400 nm (UV) bis 2,5 μm (IR) erreicht werden [39].

Eine hohe intrakavitäre Leistung kann durch gepulsten Betrieb im fs-Bereich erzielt werden, indem eine Modenverkoppelung mit Hilfe eines auf Halbleiterbasis hergestellten sättigba-

ren Absorbers (engl.: Semiconductor Saturable Absorber, SESAM) realisiert wird. Als erster demonstrierte Hoogland et al. 2000 einen fs-VECSEL [40]. Neben der Vielfalt an realisierbaren Emissionswellenlängen ist es mit diesem Lasertyp auch möglich entweder sehr kurze Impulse von 290 fs [41], hohe Repetitionsraten von 50 GHz [42], eine hohe mittlere Ausgangsleistung von 2,1 W bei 4,7 ps langen Impulsen [43], oder nachverstärkte 4,6 ps lange Impulse mit einer mittleren Ausgangsleistung von 200 W [44] zu erzielen. Bei neueren Entwicklungen kann auch der bisher separate SESAM mit in den VECSEL-Chip integriert werden [45,46]. Auch ein THz-Zeitbereichsspektrometer wurde bereits demonstriert [47].

Für die in dieser Arbeit angestrebte Realisierung einer spektral schmalen parametrischen THz-Quelle, ist ein kontinuierlich emittierender VECSEL notwendig, der gleichzeitig zwei Wellenlängen emittiert. Neben den leistungsstarken modenverkoppelten VECSEL-Varianten existieren auch cw-VECSEL die entweder Ausgangsleistungen von mehr als 20 W [48] oder ein durchstimmbares Emissionsspektrum von 20 nm Breite [49] bieten. Als Erweiterung dazu wurde 2005 erstmalig ein VECSEL demonstriert, der zwei Wellenlängen, auch zwei Farben Emission genannt, simultan emittieren kann [50]. Auch der Einsatz von nl-Materialien zur intrakavitären Frequenzverdoppelung des zugeführten Laserlichtes wurde in [51] gezeigt. Darin beschreiben die Autoren einen VECSEL, mit dem sie eine Ausgangsleistung von 5,2 W bei 530 nm erzielen konnten, was einer Konversionseffizienz von 24 % entspricht. In gleicher Weise konnte auch die Generation von 1,3 W cyan farbenen Laserlichtes bei 488 nm (SHG) gezeigt werden [52].

Die aus der genannten Literatur gewonnenen Erkenntnisse bilden die Grundlage für die Realisierung eines VECSELs im Zwei-Farben Betrieb mit intrakavitärer parametrischer Differenzfrequenzmischung zur Erzeugung von THz-Strahlung, die in einem Teil dieser Arbeit vorgestellt wird. Diese Quelle zeichnet sich durch eine leistungsstarke, schmalbandige Emission aus, die für spektroskopische Untersuchungen, wie auch für industrielle Qualitätskontrollen eingesetzt werden kann.

Anwendungen

Jede THz-Quelle eignet sich unabhängig vom zu Grunde liegenden Generationsprinzip für spektroskopische oder bildgebende Untersuchungen, allerdings bestehen bei manchen Technologien Limitierungen hinsichtlich der zur Verfügung stehenden spektralen Bandbreite und Signalinformationen wie Amplitude, Phase und Laufzeit. So eignen sich beispielsweise BWO- [53], Gunn Dioden- [54], oder FIR-Gas Laser Quellen [55] für bildgebende Untersuchungen, wo die Amplitude und entsprechend die daraus berechnete Absorption bereits bei einer Vielzahl von Anwendungen ausreichend Informationen liefern. Auf Grund der nicht zur Verfügung stehenden Phaseninformation kann der Brechungsindex als Materialparameter jedoch nicht direkt bestimmt werden. Im Gegensatz dazu kann mit THz-Zeitbereichsspektrometern (engl.: Time domain spectroscopy, TDS) neben der Amplitude auch die Phase und eine Impulslaufzeit ausgewertet werden [56, 57]. Solche Systeme sind allerdings sehr kostenintensiv, so dass ein Dauerstrich-THz-Spektrometer eine kompaktere, einfachere und damit kostengünstigere Alter-

native darstellt, auch wenn dabei auf die Laufzeitinformation verzichtet werden muss [58, 59]. Dieser Nachteil wirkt sich nur bei solchen Messaufgaben aus, wo eine Tiefenauflösung erforderlich ist, ansonsten gleichen sich die Anwendungsgebiete beider spektroskopischen Systeme [60]. So erstreckt sich mittlerweile der Anwendungsbereich für THz-Systeme auf die Detektion von Sprengstoffen [61–66] und Waffen [67, 68], die Detektion von Fremdkörpern in Lebensmitteln [69], die Untersuchung histologischer Proben [70], die Spektroskopie an Festkörpern und Gasen [71–73], die Untersuchung des Wasserhaushaltes von Pflanzen [74] und das Gebiet der Breitbandkommunikation [75].

Ein immer stärker wachsendes Einsatzgebiet findet sich in der kunststoffverarbeitenden Industrie [76], so treten dort Fragestellungen zur Untersuchung der Additivkonzentration bei der Kunststoffherstellung [77], der Bestimmung der Faserorientierung bei Flüssigkristallpolymeren [78, 79], der Detektion von Fehlstellen [80], sowie das Erkennen von Beschädigungen an keramischen, geschäumten und faserverstärkten Kunststoffen [54, 81] auf. Auch die kontaktfreie Vermessung der Bauteildicke [82], der Oberflächenbeschaffenheit [83, 84] sowie die Kontrolle auf Vollzähligkeit [85] sind interessante Anwendungen.

Aufbau der Arbeit

In dieser Arbeit, die sich mit der bildgebenden Dauerstrich THz-Spektroskopie zur Qualitätskontrolle von industriellen faserverstärkten Kunststoffbauteilen und ebenso relevanten Standardpolymeren aus der Gruppe der Polyolefine beschäftigt, wird weiterhin eine neuartige Dauerstrich THz-Quelle auf Basis eines VECSELs entwickelt. Diese bietet gegenüber den üblicherweise verwendeten zwei Laserdioden solcher Systeme viele Vorteile und könnte auch in Dauerstrich THz-Spektrometern zum Einsatz kommen.

Im Anschluss an den vorangegangenen einleitenden Überblick über die Gesamthematik folgen nun in den weiteren fünf Kapiteln die Grundlagen, die Beschreibungen der erzielten Fortschritte, die erreichten Messergebnisse und eine Zusammenfassung.

Im zweiten Kapitel werden die Kunststoff- und Faserverbundmaterialien vorgestellt, aus denen die später verwendeten Bauteile bestehen und die dann mit einem cw-THz-Spektrometer untersucht werden. Weiterhin wird eine kurze Übersicht zu den von den Projektpartnern angewandten Herstellungsverfahren gegeben. Am Ende des Kapitels werden die aktuell industriell etablierten zerstörenden und zerstörungsfreien Prüfmethoden vorgestellt, die bei der Qualitätskontrolle von Bauteilen auf Kunststoffbasis eingesetzt werden. Das dritte Kapitel handelt von den Grundlagen der Dauerstrich THz-Messtechnik, worunter die Generation und Detektion von THz-Wellen, der allgemeine Aufbau des bestehenden und neu aufgebauten cw-THz-Spektrometers, die Datenaufnahme sowie die Datenauswertung zu verstehen sind. Bei der Auswertung werden nun die Amplitude und die Phase des Signals verwendet, sowie weiterführende Techniken, um den Eindeutigkeitsbereich des sinusförmigen Signals zu erweitern. Zum Ende des Kapitels werden die verschiedenen theoretischen Grundlagen für die messtechnische Untersuchung von Materialeigenschaften wie dem Faservolumengehalt, einer Schlagschädigung oder der Schweißgüte gelegt. Im vierten Kapitel werden die erzielten Ergebnisse der Untersuchungen

an faserverstärkten Epoxidbauteilen oder Sandwichstrukturen präsentiert. Auch die Erkennung von absichtlich eingebrachten Fehlstellen in den Bauteilen sowie die Identifizierung von intentional fehlerhaft geschweißten Polyethylenplatten werden gezeigt. Anhand dieser Messungen kann das Potential dieses Messsystems aufgezeigt werden.

Mit dem fünften Kapitel wird eine neuartige und leistungsstarke cw-THz-Quelle eingeführt und deren Aufbau beschrieben. Diese Quelle, basierend auf einem oberflächenemittierenden Laser und einem nichtlinearen Kristall, besitzt charakteristische Eigenschaften, die sich sehr gut für einen Frequenzbereich oberhalb von 600 GHz eignen, bei dem ein klassisches Dauerstrich THz-Spektrometer bereits einen Großteil seiner Ausgangsleistung, über die es bei niedrigen Frequenzen verfügt, eingebüßt hat. So beginnt das Kapitel mit einigen wichtigen Grundlagen aus dem Bereich der Lasertechnik und zeigt weiterhin die wichtigsten optischen Bauelemente der Laserquelle auf. Darauf folgt ein Abschnitt, in dem die Funktionsweise der Laserquelle, sowie des nichtlinearen Kristalls beschrieben werden. Auf die theoretischen Ausführungen folgt die praktische Realisierung sowie Charakterisierung der Quelle. Anschließend werden die gewonnenen Messergebnisse präsentiert. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und gibt einen kurzen Ausblick auf das zukünftige Potential eines industriellen Einsatzes dieses Dauerstrich THz-Spektrometers.

2. Polymere

Als Polymere werden Materialien bezeichnet die aus vielen (Poly) Monomeren bestehen, die zu einer Kette aneinandergereiht sind. Anhand der Art und Weise, wie diese Ketten miteinander verbunden sind, können die Polymere in drei verschiedene Gruppen klassifiziert werden. Als erstes sind die Thermoplaste zu nennen. Sie lassen sich innerhalb eines bestimmten Temperaturbereiches beliebig oft verformen, da ihre Molekülketten nur durch elektrostatische Kräfte miteinander verbunden sind. Erst oberhalb einer kritischen Temperatur zersetzt sich das thermoplastische Polymer in seine Bestandteile. Der große Vorteil dieser Polymergruppe, zu der die vielfältig verwendeten Kunststoffe wie Polyethylen (PE) und Polypropylen (PP) gehören, liegt in ihrer Verschweißbarkeit. Ihre Herstellung wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben. Die zweite Gruppe bilden die Duromere, deren Molekülketten sich chemisch untereinander verbinden, d.h. sie vernetzen sich dreidimensional, wie es beispielsweise beim Epoxid der Fall ist. Dadurch bilden sie einen äußerst harten und chemisch resistenten Kunststoff, der nicht schmelzbar ist. Auf dieses Material wird in Abschnitt 2.2 genauer eingegangen. Die letzte Gruppe wird aus den Elastomeren gebildet. Dies sind elastisch verformbare Polymere bei denen nach einer Verformung durch Krafteinwirkung eine Rückformung in die ursprüngliche Form stattfindet. Die bekanntesten Vertreter dieser Gruppe sind Gummi, Silikongummi und Kautschuk. In dieser Arbeit wurden nur Vertreter der ersten beiden Gruppen untersucht und in den folgenden Abschnitten detaillierter vorgestellt, während Elastomere vornehmlich für Verschleißbauteile eingesetzt werden und daher unterliegen sie nur selten einer umfangreichen Qualitätskontrolle mit bildgebenden Verfahren.

2.1. Polyolefine

Kunststoffe sind seit Jahrzehnten nicht mehr aus unserem Alltag wegzudenken, denn sie eignen sich auf Grund ihrer vielfältigen Eigenschaften für eine Vielzahl von Anwendungen und finden sich daher in nahezu jedem Produkt wieder. Es ist durch Modifikation von Standardpolyolefinen, wie PE oder PP möglich, die spezifischen Eigenschaften eines jeden Polymers in gewissen Grenzen zu beeinflussen, um sie bspw. gegen Chemikalien oder UV-Strahlung resistenter zu gestalten. Aber auch die mechanischen Kennwerte lassen sich beeinflussen. Erzielt werden kann dies durch die Beimengung von Zusatzstoffen (Additiven), denn selbst der sehr verbreitete Kunststoff Polyethylen ist am Markt kaum in Reinform erhältlich, da er in der Regel mit Gleitmitteln oder Stabilisatoren versetzt ist, um eine bessere Verarbeitung zu ermöglichen. Die Prozessierung erfolgt sehr häufig mit Extrudern, die das Material aufschmelzen und ggf. mit weiteren Additiven oder Farbpigmenten dispergieren, um es dann z.B. in eine Spritzguss-

maschine einzupressen und dort damit eine Kavität des gewünschten Bauteils auszufüllen. Nach Erkalten der Kunststoffmasse kann ein fertiges Bauteil entnommen werden. Auch bieten thermoplastischen Kunststoffe die Möglichkeit sie untereinander zu verschweißen, wie es bei Rohren häufig der Fall ist. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Schritte am Beispiel von PE detaillierter beschrieben.

2.1.1. Herstellung thermoplastischer Polymere

Eigenschaften von Polymeren

Die Eigenschaften der Polymere unterscheiden sich in der Art und Weise wie sich die einzelnen Ketten untereinander verbinden. Im Falle von PE, wie auch bei vielen anderen Kunststoffen, bestehen zwischen den einzelnen Molekülketten physikalische Verbindungen über Wasserstoffbrückenbindungen, die ein Verhaken der Ketten ermöglichen. Auch ein Verschlaufen der Polymerketten ist möglich. Allerdings sind diese intermolekularen Kräfte, im Gegensatz zu den kovalenten intramolekularen Bindungen des Polymers, nicht besonders stark und können so durch Zugabe von thermischer oder mechanischer Energie wieder aufgetrennt werden. Daher sind diese Kunststoffe theoretisch beliebig oft einschmelzbar, solange sie nicht über die Zersetzungstemperatur erhitzt werden, denn ab der Temperatur pyrolysiert das Polymer in seine Bestandteile. Beim PE kann das Ausgangsprodukt noch in drei molekulare Kategorien unterschieden werden: HDPE (engl.: high density PE), LDPE (engl.: low density PE) und LLDPE (engl.: linear low density PE). Diese Bezeichnungen beschreiben die Erscheinungsform der Molekülketten und indirekt auch ihre physikalischen Eigenschaften. Eine Übersicht bietet die Skizze in Abbildung 2.1. HDPE weist, wie bereits erwähnt, eine hohe Dichte auf, die sich im

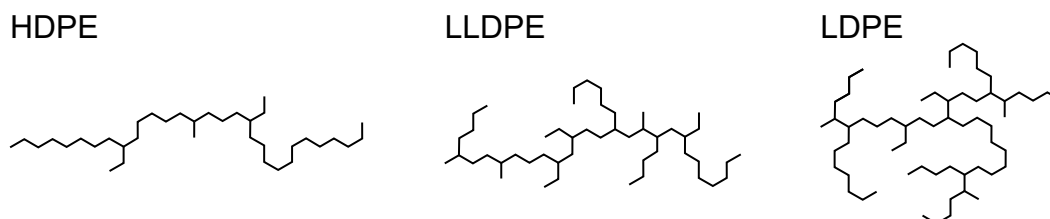


Abbildung 2.1.: PE-Polymerketten mit unterschiedlichem Verzweigungsgrad, nach [86]

Bereich von $0,94 \text{ g/cm}^3$ bis $0,97 \text{ g/cm}^3$ befindet und besitzt entlang der Hauptketten nur wenige kurze Verzweigungen, woraus ein Kristallisationsgrad von rund 60 % bis 80 % resultiert, was zu höheren mechanischen Kennwerten führt als beim LDPE [87]. Das low density Polyethylen weist lediglich eine Dichte von $0,91\text{-}0,925 \text{ g/cm}^3$ auf, während das LLDPE mit einer Dichte von $0,91\text{-}0,94 \text{ g/cm}^3$ zur Verfügung steht, dessen Dichte zwischen der des LD- und HDPE's angesiedelt ist. LDPE besitzt sehr viele Abzweigungen entlang seiner Ketten, was sich auch in einem deutlich geringeren Kristallisationsgrad von 45 % bis 60 % und einer dementsprechend höheren Flexibilität widerspiegelt. Beim LLDPE liegen nur kurze Verzweigungen vor, wobei diese durch eine Kopolymerisation (gleichzeitige Polymerisation mehrerer verschiedener Monomere) des Ethens z.B. mit Propylen, Buten, Hexen, etc. hergestellt werden. Dadurch

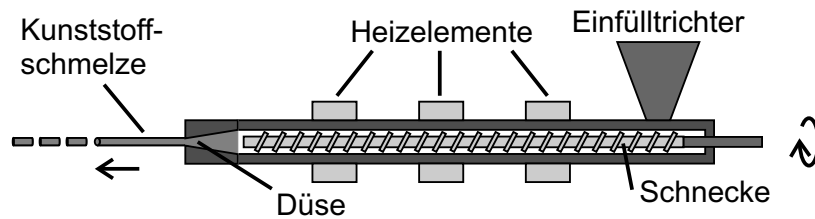


Abbildung 2.2.: Einzelschneckenextruder mit Spritzgusswerkzeug

wird eine Ausweitung der verschiedenen charakteristischen Kennwertbereiche (Schmelzpunkt, Dichte, Elastizitätsmodul und Kristallinität) im Vergleich zum HD- und LDPE erreicht [88].

2.1.2. Extrusion

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die Eigenschaften der Basispolymere am Beispiel von Polyethylen beschrieben wurde, folgt in den folgenden Abschnitten die Beschreibung der gängigsten Weiterverarbeitungsmöglichkeiten. Die Basispolymere wie Polyethylen, Polypropylen, Polyvinylchlorid (PVC) usw. werden in reiner Form nur selten weiterverarbeitet, da sie oft den Ansprüchen an die Verarbeitungstechnik, Anwendungszweck etc. nicht genügen. Um sie zu optimieren, müssen die Polymere mit Additiven versehen werden, die im einfachsten Fall aus Farbpigmenten bestehen. Weitere Additive sind Gleitmittel zur besseren Entformung bspw. beim Spritzguss, Stabilisatoren, die eine Beständigkeit gegen UV-Strahlung ermöglichen und Füllstoffe, die keine funktionelle Aufgabe erfüllen, außer als Substituent für das Polymer zu dienen und das Bauteil dadurch kostengünstiger zu machen. Weiterhin können Flammenschutzmittel oder Antistatikzusätze die physikalischen Eigenschaften des späteren Bauteils positiv beeinflussen. Alle diese Zusatzstoffe können häufig nicht direkt bei der Polymerisation in das Polymer eingearbeitet werden, sondern müssen in einem zusätzlichen Verarbeitungsschritt mit dem Basispolymer dispergiert werden. Dies kann mit Extrudern in einem großindustriellen Maßstab geschehen. Der Vorteil dabei ist, dass der Extruder nicht nur für seinen ursprünglichen Einsatzzweck, der Herstellung von Fensterprofilen, Rohren, Kabelummantelungen, u.v.m. mittels Hindurchpressen der Kunststoffmasse durch eine Düse genutzt wird, sondern auch gleichzeitig zur Dispergierung der Polymermasse dient. Den Aufbau eines Extruders zeigt die Skizze in Abbildung 2.2. Er besteht aus einer Zuführeinheit, einer Schnecke in einem beheizbaren Zylinder und einer Auslassdüse. Das Basispolymer wird in Granulatform in die Zuführeinheit geschüttet, während die beizumengenden Additive in weitere Zuführungen, die auf Grund der Übersichtlichkeit nicht in der Skizze enthalten sind, gefüllt werden. Das Polymergranulat wird durch die extern zugeführte Wärme und durch die Reibung der Schnecke aufgeschmolzen und mit genau dosierten Mengen an Additiven dispergiert. Am Ende der Schnecke wird die Kunststoffschmelze mittels einer Düse in eine vorgefertigte Form gepresst. Das können Formen bzw. Profile entsprechend der bereits genannten Beispiele sein, oder das Extrudat wird zu Granulat zerkleinert, so dass es für spätere Verarbeitungsschritte zur Verfügung steht.

So unterschiedlich die einzelnen thermoplastischen Kunststoffe sind, so genau muss das gesamte Extrudersystem auf den jeweiligen Kunststoff angepasst sein. Veränderungen der Pro-

zessparameter wie Druck, Temperatur, Geschwindigkeit, aber auch die Verwendung von zwei parallelen Schnecken, anstelle von einer, sowie deren Geometrie haben einen Einfluss auf die Qualität des Produktes [89].

2.1.3. Spritzgießen

Das Spritzgießen ist eine Verarbeitungsform, bei der die flüssige Thermoplastmasse unter hohem Druck in eine Hohlform gepresst, dort erkaltet und anschließend nach dem Öffnen der Hohlform ausgestoßen wird. An dieser Stelle soll nur eine kurze Übersicht dieses Prozesses gegeben werden.

Die Skizze in Abbildung 2.3 zeigt einen prinzipiellen Aufbau einer Spritzgußmaschine. Sie

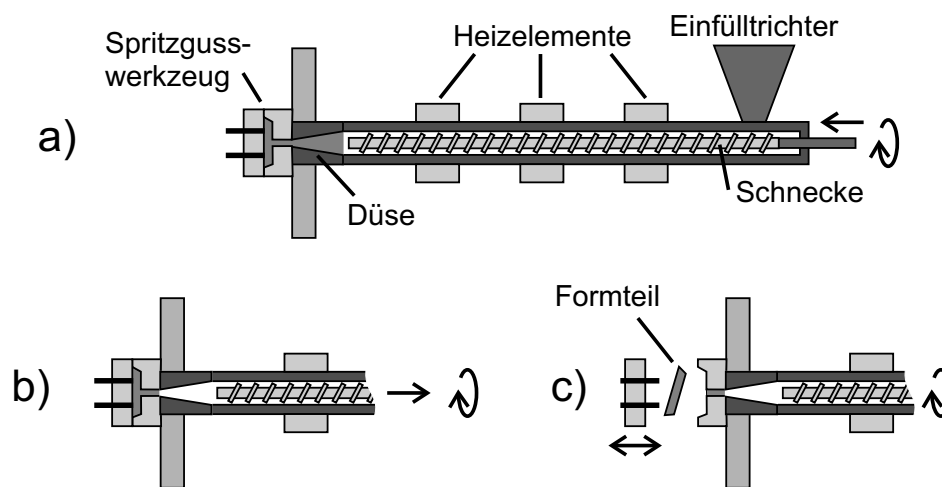


Abbildung 2.3.: Spritzgussprozess in drei Schritten. a) Ansammlung von Kunststoffschmelze an der geschlossenen Düse und Druckaufbau, b) öffnen der Düse und Füllen der Werkzeugform, c) Auswurf des erkalteten Formteils

ähnelt zum Teil einem Extruder, wobei die Schnecke hier eine weitere Funktionalität aufweist. Zu Beginn wird das zu verarbeitende, fertig konfektionierte Polymergranulat in den Trichter gefüllt und fällt von dort in den beheizten Zylinder, in dem sich die Schnecke dreht. Das Kunststoffmaterial wird im Zylinder durch die extern zugeführte Wärme, wie auch durch die Schneckenrotation je nach Material auf Temperaturen zwischen 70°C bis 400°C erhitzt und zum Schmelzen gebracht. Die Schnecke transportiert die Schmelze weiter bis zu der Auslassdüse, die zu diesem Zeitpunkt geschlossen ist. Dadurch baut sich ein Druck auf, der die Schnecke in die entgegengesetzte Richtung des Schmelzefflusses drückt. Hat sich vor der Düse eine für die Füllung des Hohlraumes im Spritzgußwerkzeug ausreichende Materialmenge gesammelt, so wird die Düse geöffnet und die Schnecke stoßartig nach vorne geschoben (2.3 a)). Das aufgestaute Material wird unter hohem Druck, der bisweilen 3000 bar erreichen kann, in die Kavität des Werkzeuges gepresst und füllt den Hohlraum aus. Das aus zwei Hälften bestehende Werkzeug ist für die Form, Oberflächenbeschaffenheit und Abkühlung des Kunststoffbauteils verantwortlich. Nachdem das Material in die Werkzeugform gepresst wurde (2.3 b)), wird das

Auslassventil geschlossen und die flüssige Kunststoffmasse erstarrt in der Werkzeugform bis sie nicht mehr verformbar ist. Nun öffnet sich das Werkzeug, indem dessen eine Hälfte mit dem darin enthaltenen Bauteil entfernt und mittels Durchdrücken von Auswerfstiften das Bauteil daraus entfernt wird (2.3 c)). Mit dieser Technik sind mühelos Zykluszeiten von 1 s möglich, wie auch Bauteilgrößen von mikromechanischen Dimensionen bis zu einigen zehn Kilogramm schweren Bauteilen [90].

2.1.4. Schmelzschweißen

Das Kunststoffschweißen ist eine Verarbeitungstechnik, mit der ausschließlich thermoplastische Polymere miteinander verbunden werden können. Anwendung findet diese Technik z.B. bei der Verbindung von Rohrelementen oder komplizierteren Geometrien, bei denen es unwirtschaftlich wäre, sie ausschließlich im Spritzgussverfahren herzustellen.

Mit dieser Schweißtechnik ist es möglich, zwei Bauteile stoffschlüssig miteinander zu verschmelzen, oder wie es aus der Metallschweißtechnik bekannt ist, durch Zugabe eines Füllmaterials in Form eines Drahtes eine Verbindung mit der Schmelzmasse herzustellen. Bei letzterer Variante kann der Schweißbereich durch heißes Gas oder einen Laser erhitzt werden, wobei die miteinander zu verschweißenden Bauteile lokal erhitzt werden, so dass das Material an dieser Stelle plastifiziert und unter Zugabe des Füllmaterials, bspw. eine vorhandene Fuge ausfüllt. Dabei vermischt sich das Füllmaterial mit den plastifizierten Bereichen der beiden Bauteile und ergibt nach dem Abkühlen eine stoffschlüssige Verbindung.

Es besteht auch die Möglichkeit, zwei Bauteile ohne zusätzliche Füllstoffe direkt miteinander zu verschweißen. Dabei werden die beteiligten Flächen, die nicht zwangsläufig planar sein müssen, solange etwas oberhalb der Schmelztemperatur erhitzt, bis die oberflächlichen Bereiche des Bauteils bis zu einer bestimmten Tiefe aufgeschmolzen sind, um sie anschließend aneinander zu pressen. Auch hier entsteht eine Verbindung mit Stoffschluss. Der Wärmeeintrag in das Bauteil kann auf unterschiedliche Weise erfolgen [91], beispielsweise indem Reibungswärme an den Oberflächen erzeugt wird. Dies kann durch in Vibration versetzte und gleichzeitig aneinander gepresste Bauteile erfolgen, wie es z.B. mit hochfrequenten Vibrationen im Ultraschallbereich möglich ist. Bei rotationssymmetrischen Körpern entsteht die Reibung auch durch das Rotieren des Bauteils, welches dann auf einen fixierten oder sich gegenläufig drehenden Körper gedrückt wird. Einfachere Varianten verwenden Infrarotstrahler oder Heizplatten, um die Oberflächen anzuschmelzen [92]. Letztere technische Umsetzung wurde vom Süddeutschen Kunststoffzentrum (SKZ) in Würzburg bei den in dieser Arbeit verwendeten Bauteilen angewendet.

Hierbei werden die beiden Bauteilseiten für wenige Sekunden an die Heizplatte gepresst, bis die Oberflächen plastisch verformbar sind. Dabei wird der Anpressdruck vermindert sobald die Schmelztemperatur erreicht ist, da sonst das aufgeschmolzene Material an der Grenzschicht zwischen Bauteil und Heizelement herausgedrückt werden würde. Anschließend wird das Heizelement entfernt und die beiden Bauteile mit definiertem Druck aneinandergespresst. Dabei vermischen sich die obersten Molekülschichten der beiden Bauteiloberflächen, d.h. es findet eine

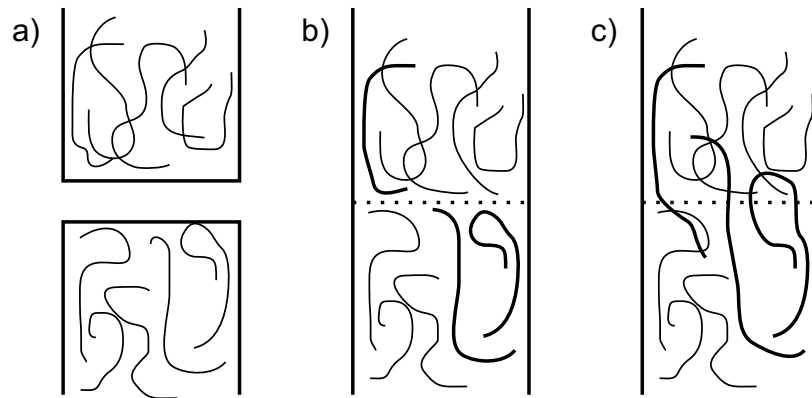


Abbildung 2.4.: Polymerschweißverbindung in mikroskopischer Darstellung (nach [93]). Die gepunktete Linie stellt die Grenzschicht zwischen den beiden Bauteilen dar.

Diffusion der Polymerketten in das benachbarte Gebiet statt, wodurch sich eine stoffschlüssige Verbindung bildet. Die Skizze in Abbildung 2.4 zeigt diesen Vorgang zu drei verschiedenen Zeitpunkten. Zum Zeitpunkt a) befinden sich die beiden Bauteile dicht beieinander, nachdem das Heizelement entfernt wurde, ohne sich zu berühren. Direkt nach dem ersten Kontakt (b) ist noch keine Polymerkette durch die Grenzschicht diffundiert, während nach einer gewissen Zeit (c) einige Ketten die Grenzschicht überbrücken. Der Druck, der auf die beiden Bauteile ausgeübt wird, darf nicht zu hoch sein, da sich sonst die Bauteilgeometrie (Dicke) durch herauspressen von Material aus der Fügezone ändern würde. Andererseits muss das Aufeinanderpressen schnell erfolgen, damit die Oberflächen nicht vorzeitig erkalten und dadurch die Diffusion der Polymerketten durch die Grenzschicht hindurch unterbunden wird. Die beiden Bauteile wären lediglich aneinandergedrückt und es bestände bestenfalls ein Formschluss, jedoch kein Stoffschluss. Im Idealfall ergibt sich allerdings eine Fügezone, deren mechanische Stabilität der von unverschweißtem Kunststoff (Vollmaterial) entspricht. Jedoch sollte der Schweißprozess sehr präzise ausgeführt werden, da sich sonst Fehlstellen ergeben können, die die Festigkeit deutlich reduzieren. Solche Fehlstellen können eingeschlossene Luftblasen oder Fremdkörper (Sand, Steine, Metallpartikel) sein, wie sie bspw. bei der Verschweißung von Rohren im Erdreich auftreten können.

2.2. Faserverstärkte Kunststoffe und Sandwichbauteile

Seit den 1940er Jahren werden faserverstärkte Kunststoffe (FVK) industriell in einem nennenswerten Maßstab verwendet. Das begründet sich hauptsächlich darin, dass die eingebrachten Fasern die mechanischen Kennwerte wie den Elastizitätsmodul des Bauteils deutlich erhöhen. Die genauen Eigenschaften hängen allerdings stark von dem Material der verwendeten Fasern, wie auch von der Kunststoffmatrix ab, in der die Fasern eingebettet sind. Daher gibt es für die unterschiedlichsten Anwendungen speziell zugeschnittene Matrix-Faser Kombinationen, die unter dem Oberbegriff „Glasfaserverstärkter Kunststoff“, GFK, folgende typische Kunststoffe enthalten: PE, Polyester und Epoxid. Das Endprodukt aus Kohlenstofffasern und typischerweise

Epoxid wird als „Carbonfaserverstärkter Kunststoff“, CFK, bezeichnet. Weitere faserverstärkte Kunststoffe stellen Kombinationen mit Aramid (AFK), Naturfasern (NFK) oder Basalt (BFK) dar. Weiterhin wird noch zwischen lang- und kurzfaserverstärkten Kunststoffen unterschieden, wobei bei den letztgenannten die verwendeten Fasern eine Länge von einigen mm bis cm haben. Bei der anderen Gruppe liegen Endlosfasern vor.

Eine Sonderform bilden die sogenannten Flüssigkristallpolymere (engl.: Liquid crystal polymers, LCP), bei denen sich durch einen stäbchenförmigen Molekulaufbau eine Versteifung in Richtung der Molekülorientierung ergibt, die mit einigen faserverstärkten Polymeren vergleichbar ist.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden jedoch an industriell bedeutenden Epoxid-Faser Materialkombinationen gewonnen, daher werden in den nächsten Abschnitten die Eigenschaften von Epoxid und verschiedenen Fasermaterialien detaillierter vorgestellt.

2.2.1. Epoxidharze

In diesem Abschnitt werden die chemische Zusammensetzung von Epoxidharz und die daraus resultierenden makroskopischen Eigenschaften beschrieben. Im Anschluss daran werden einige Herstellungsverfahren, wie sie für die Probenherstellung verwendet wurden, erläutert.

Im Gegensatz zu den thermoplastischen Polymeren des vorangegangenen Abschnittes, gehört das Epoxid zu den duroplastischen Polymeren, die nur einmalig unter Wärme in Form gebracht werden können und danach, auch unter Wärmezufuhr, formstabil bleiben, d.h. sie sind nicht schmelz- oder schweißbar und bei zu großer Hitze beginnen sie zu verkohlen. Den molekularen Aufbau von Epoxid zeigt die Abbildung 2.5. Die Endgruppen der dargestellten Epoxidharzkette bestehen aus den chemisch umgewandelten Ausgangsmolekülen Epichlorhydrin, welche bei der Reaktion mit der Bisphenol „A“ Mittelgruppe, Salzsäure (HCl) abgegeben haben. Der aussenliegende Dreiering mit dem Sauerstoffatom des gesamten Moleküls wird als Epoxidgruppe bezeichnet. Zur Vergrößerung der Kettenlänge des Moleküls kann die Mittelsection bei entsprechendem Molverhältnis der reaktiven Ausgangsprodukte n-fach wiederholt werden.

Ein Epoxidharz besitzt im unverarbeiteten Zustand eine Viskosität im Bereich von 500 mPa s – 1000 mPa s und ist anschaulich betrachtet etwas dickflüssiger als Olivenöl [4]. Erst unter der Zugabe eines Härters findet eine dreidimensionale Quervernetzung der einzelnen Epoxidstränge statt, die aus den flüssigen Ausgangsstoffen einen harten Kunststoff werden lassen. Eine wichtige Eigenschaft dieser beiden Reaktionspartner ist die, dass der Härter ein Teil dieses räumlichen Netzwerkes ist und nicht nur als Katalysator dient. Durch den Härter werden zwei Epoxidharzketten miteinander verbunden, wobei die Ankopplung entweder an einer Epichlorhydringruppe durch Aufspaltung des C–O–C Dreierings oder an der OH-Gruppe der Wiederholeinheit erfolgen kann, wie in der zweiten Zeile der Abbildung 2.5 zu sehen ist. Aus den Härter- und Epoxidharzketten entsteht so ein dreidimensionales Netzwerk. Dabei reagiert die Anhydridgruppe eines Härters mit einer Epoxidgruppe, was zu einem stöchiometrischen Mischungsverhältnis beider Ausgangsstoffe von nahezu 1:1 führt. Bei einer deutlichen Abweichung von dieser Zusam-

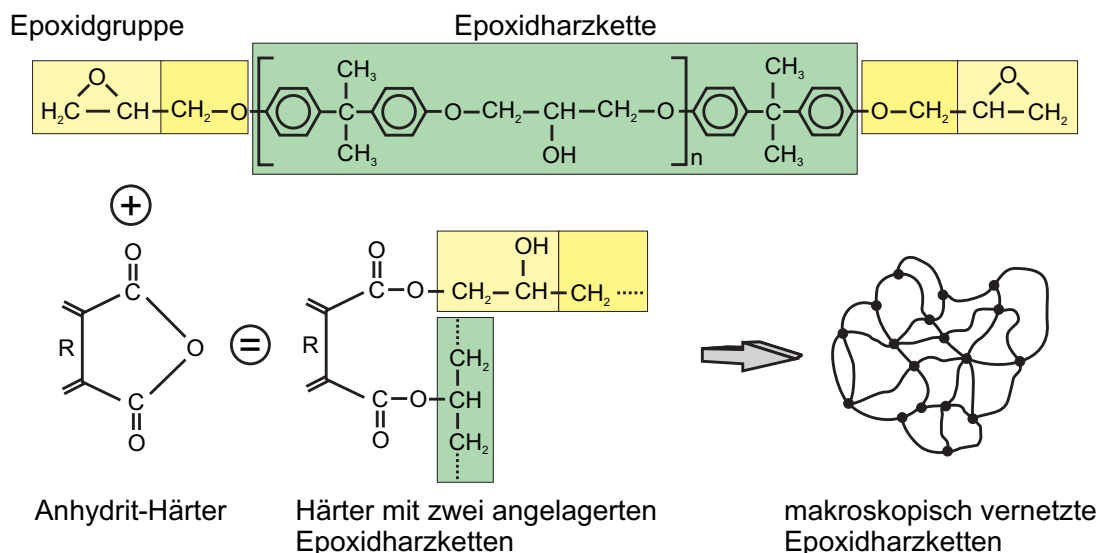


Abbildung 2.5.: Epoxydharzkette mit n Wiederholeinheiten und deren Vernetzung durch Anhydrit-Härter zu einem dreidimensional vernetzten Polymer.

mensetzung findet nicht jedes Molekül einen Reaktionspartner und es bleiben überschüssige Anteile eines Stoffes unvernetzt. Dadurch kann es zu einer geringeren mechanischen Belastbarkeit des Bauteils, sowie zu klebrigen Oberflächen kommen.

Bei der praktischen Umsetzung beeinflusst die Wahl des Härtersystems maßgebend die Reaktionsgeschwindigkeit des Aushärtungsprozesses. Ein typisches Härtersystem kann entweder auf Aminen oder Carbonsäureanhydriden basieren, woraus sich unterschiedliche Reaktionsgeschwindigkeiten des Aushärtungsprozesses sowie physikalische und chemische Eigenschaften des resultierenden Bauteils ergeben. Auch werden z.T. Beschleuniger hinzugefügt (hochreaktiver Härter), da sonst der Aushärtungsprozess zu langsam erfolgen würde. Ausgehärtete Epoxydharze bieten durch ihre räumliche Quervernetzung eine gute Widerstandsfähigkeit gegenüber organischen, sowie einigen anorganischen Säuren und Wasser, allerdings zersetzen sie sich in stark alkalischen Flüssigkeiten. Weiterhin bieten sie eine gute thermische Stabilität und elektrische Isolationsfestigkeit. Für die in dieser Arbeit verwendeten Epoxydbauteile wurde ein üblicher Anhydrit-Härter verwendet. Eine detaillierte Aufstellung der Eigenschaften der jeweiligen Materialsysteme, sowie eine Beschreibung der Reaktionsverläufe der Härtersysteme, ist in [94, 95] zu finden.

Eine allgemeingültige Eigenschaft von Epoxydkunststoffen ist ihr hohes molekulares Dipolmoment. Aufgrund seiner unsymmetrischen, dreidimensionalen Molekularstruktur und der exponierten Sauerstoffatome bzw. OH-Gruppen (vgl. Abb. 2.5) entsteht eine Orientierungspolarisation und es ergibt sich eine relative Permittivität ϵ_r von 4 [96].

Ergänzend sei an dieser Stelle noch erwähnt, dass der Aushärtungsprozess in zwei verschiedene Verläufe aufgeteilt werden kann, in Abhängigkeit des verwendeten Harz- und Härtersystems. Da wären auf der einen Seite die kalthärtenden Systeme zu nennen, die bei Raumtemperatur und einer exothermen Reaktion aushärten und auf der anderen Seite die heißhärtenden, die ein endothermes System bilden und nur unter Wärmezufuhr aushärten. Dennoch wird in der

Praxis ein kalthärtendes Harzsystem nachträglich und unter Beachtung der Herstellerangaben, wie ein heißhärtendes in einem Autoklaven vollständig ausgehärtet (Tempern). Näheres dazu wird bei den Herstellungsverfahren in Abschnitt 2.4 erläutert.

2.2.2. Faserwerkstoffe

Die in Faserverbundwerkstoffen eingesetzten Fasermaterialien können aus Glas, Kohlenstoff, Basalt, Aramid, Keramik oder natürlichen Materialien bestehen. Für welches Fasermaterial sich der Bauteilhersteller entscheidet hängt von vielfältigen Gesichtspunkten des späteren Bauteils wie z.B. Steifigkeit, Festigkeit, Einsatztemperatur, Wandstärken, Gewicht, Umgebungsmedien, etc. ab. Die folgende Beschreibung der Materialeigenschaften beschränkt sich auf die Materialien Glas-, Basalt- und Naturfasern, da die anderen im Rahmen dieser Arbeit z.T. wegen ihrer guten elektrischen Leitfähigkeit des Kohlenstoffs (Reflexion der THz-Welle an der Bauteiloberfläche) nicht zum Einsatz kamen.

Glasfasern

Als häufigstes eingesetztes Glasmaterial für Verbundbauteile wird seit 1938 sog. E-Glas (engl.: Electrical) verwendet [4], welches ursprünglich in der Elektroindustrie als Isolationsmaterial weit verbreitet angewendet wurde [97]. Für die Herstellung dieses Glases wird reiner Quarz mit diversen Zusätzen wie Kalkstein, Kaolin oder Borsäure, sowie Siliziumdioxid und etlichen anderen Metalloxiden versehen. Eine Aufstellung dieser Zusätze mit Richtwerten zeigt Tabelle 2.1.

Siliziumdioxid (SiO_2)	53–55 %
Calciumoxid (CaO)	17–22 %
Aluminiumoxid (Al_2O_3)	14–15 %
Bortrioxid, (B_2O_3)	6–8 %
Magnesiumoxid (MgO)	<5 %
Kaliumoxid, Natriumoxid (K_2O , Na_2O)	<1 %
Andere Oxide	ca. 1 %
Elektrische Eigenschaften:	
Spezifischer elektrischer Widerstand	$10^{15} \Omega \text{ cm}$
Permittivität	5,8–6,7

Tabelle 2.1.: Bestandteile und elektrische Eigenschaften von E-Glas [4]

Eine einzelne Glasfaser, Elementarfaden genannt, wird im Düsenziehverfahren (eine Variante des Schmelzspinnverfahrens) hergestellt. Allein die Schwerkraft zieht die Glasschmelze bei diesem Verfahren durch eine Spinnplatte, die mit hunderten feinen Bohrungen mit Durchmesser von je 1–2 mm, versehen ist. Danach wird das noch zähflüssige Glas mit hoher Geschwindigkeit ausgezogen, bis der Endlosfaden einen Durchmesser von ca. 5–24 μm erreicht

hat, wobei die Faser eine amorphe innere Struktur besitzt, d.h. die Atome bilden ein dreidimensionales Netzwerk, jedoch ohne strukturelle Ordnung.

Anschließend erhält jeder Faden einen sehr dünnen Polymerüberzug (Schlichte), der die Fasern gegen Scheuern schützt und später die Haftung der Matrix verbessern soll. Weiterhin wird die Schlichte genutzt, um 100 oder mehr Elementarfäden zu einem Bündel zu verkleben, was als Filamentgarn bezeichnet wird, welches wiederum zu Geweben weiterverarbeitet werden kann. Die Vorteile der extrem geringen Durchmesser der Elementarfäden, sind die daraus resultierende hohe Festigkeit und die geringen Krümmungsradien der Fäden, was bei der Verarbeitung eine äußerst große Rolle spielt.

Für Spezialanwendungen stehen noch weitere Glassorten zur Verfügung, die an dieser Stelle der Vollständigkeit halber erwähnt werden. Sind erhöhte mechanische Anforderungen gestellt, so empfiehlt sich R (engl.: Resistance)-, oder S (engl.: Strength)-Glas, sowie Borosilicatglas (D-Glas) (engl.: Dielectric) bei erhöhten elektrischen Anforderungen. Wird eine bessere chemische Widerstandsfähigkeit gefordert, so ist C-Glas zu empfehlen, während Quarzglas eine hohe Temperaturbeständigkeit bietet.

Naturfasern

Als Naturfasern werden im Allgemeinen nachwachsende Rohstoffe verstanden, die entweder pflanzlichen, tierischen oder mineralischen Ursprungs sind. Gemein ist allen Fasern der ersten beiden Kategorien, dass sie nur in einer endlichen Länge und in stark schwankender Qualität zur Verfügung stehen. Zu den tierischen Fasern zählen alle Sorten von Wolle, Seide und Haaren, wie Schafwolle, Ziegenhaar, etc., während bspw. Basalt und Asbest mineralische Fasern sind. Zu den wichtigsten Vertretern der Pflanzenfasern zählen Flachs, Jute, Ramie, Hanf, Sisal, Palmfasern, Baumwolle, Kapok oder Kokos. Die Qualität der Fasern entscheidet, ob sie, wie bei einer minderwertigen Faserqualität, nur als Vlies verwendbar sind, oder ob bei einer hohen Qualität ein technisches Gewebe daraus zu fertigen ist. Beide Halbzeuge sind gleichermaßen als Verstärkungsmaterial zusammen mit Polymeren zu verwenden, wobei ihre spezifischen Materialeigenschaften über die Einsatzmöglichkeiten entscheiden.

So bieten insbesondere Flachs, Hanf und Sisal eine ähnliche mechanische Leistungsfähigkeit, wie E-Glas [97,98], was das folgende Schaubild 2.6 verdeutlicht. Dabei ist die Reißlänge¹ über der Bruchdehnung² aufgetragen. Letzterer dient als Auswahlkriterium für Naturfasern, denn eine Bruchdehnung von 4 % sollte nicht überschritten werden. Bei diesem Vergleich ist allerdings zu beachten, dass dieses nur auf die dichtebezogene Festigkeit zutrifft, denn die meistens hohlen Naturfasern besitzen eine deutlich niedrigere Dichte als Glasfasern. Die absoluten Steifigkeits- und Festigkeitswerte sind jedoch deutlich geringer, daher beschränken sich die Einsatzorte der Faserverbundbauteile hauptsächlich auf nichttragende Verkleidungsbauteile.

¹Maß für die spezifische Festigkeit. Als Reißlänge wird die Länge verstanden, bei der eine einzelne Faser infolge ihres Eigengewichtes reißen würde.

²Unter Bruchdehnung versteht man die Längenänderung einer Faser vor dem Bruch. Fasern mit einer geringen Bruchdehnung sind hochsteif, spröde und rißempfindlich.

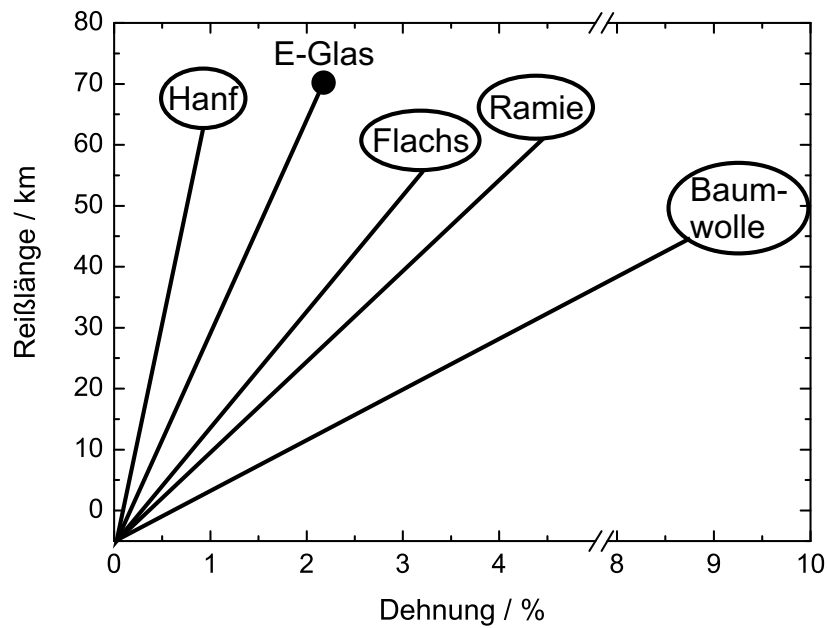


Abbildung 2.6.: Eigenschaften verschiedener einzelner Naturfasern im Vergleich zu E-Glas (Spannungs-Dehnungsverhalten linearisiert), nach [98]

Bei den späteren Versuchen wurden Probekörper untersucht, die hauptsächlich Flachs-, Hanf- und Baumwollfasern enthalten, da diese die oben genannten Kriterien erfüllen.

Basalt

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, gehören die Basaltfasern zu den mineralischen Naturfasern, denn sie bestehen zu 100 % aus vulkanischem Basaltgestein. Der Faserziehprozess ist identisch mit dem der Glasfasern, lediglich die Zusammensetzung des Basalts differiert, je nachdem in welcher Lagerstätte das Gestein gewonnen wurde. Im Allgemeinen besteht Basalt aus den in der Tabelle 2.2 zusammengefassten Bestandteilen. Die gezogene Faser besitzt eine

Siliziumdioxid (SiO_2)	52 %
Aluminiumoxid (Al_2O_3)	17 %
Calciumoxid (CaO)	9 %
Magnesiumoxid (MgO)	5 %
Eisen(III)-oxid, Natriumoxid, Kaliumoxid, Titandioxid (Fe_2O_3 , Na_2O , K_2O , TiO_2)	geringe Mengen

Tabelle 2.2.: Bestandteile von Basalt [97]

kristalline Struktur und ist nicht amorph wie eine Glasfaser. In ihrer schwarz-grauen Farbe ähneln sie sehr den Kohlenstofffasern und sind leicht mit ihnen zu verwechseln. Der Vorteil dieser mineralischen Fasern liegt in ihren hydrophoben und UV-beständigen Eigenschaften. Zusätzlich verhalten sie sich inert, sind nicht toxisch und besitzen sehr gute Isolationsfähigkeiten.

Kohlenstofffasern

Obwohl keine Bauteile mit diesem Fasertyp bei den später beschriebenen Messungen wegen seiner guten elektrischen Eigenschaften (spezifischer Widerstand: $1,6 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$) verwendet wurde, soll an dieser Stelle ein kurzer Überblick über diesen technisch sehr wichtigen Fasertyp gegeben werden [4, 97].

Reiner Kohlenstoff kommt in der Natur nur in Form von unlöslichem, unschmelzbarem Graphit oder Diamant vor und ist daher nicht für die Herstellung von Kohlenstofffäden geeignet. Vielmehr werden dafür nicht schmelzbare Polymerfäden auf Kohlenstoffbasis verwendet. Ein seit 1971 technisch bedeutender Vertreter ist das Polyacrylnitril (PAN), der eine durchgehende Kohlenstoffkette ($\dots -C-C-C-\dots$) enthält und durch einen dreistufigen Pyrolyseprozess in eine Kohlenstofffaser umgewandelt wird. Zunächst wird die Ausgangsfaser (Precursor) versponnen und anschließend in Faserrichtung gestreckt, um die verschlauften Polymerketten auszurichten. Anschließend findet in einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre bei 200-300°C eine Voroxidation statt, wobei die Fasern unter Vorspannung gehalten werden. Im zweiten Schritt wird in einer Inertgasatmosphäre die eigentliche Pyrolyse bei 1500°C durchgeführt, bei der alle Nicht-Kohlenstoffatome abgespalten werden und Kohlenstoffringe übrig bleiben. Mit einer darauffolgenden optionalen Hochtemperaturbehandlung (Graphitierung) bei 2000-3000°C wird der Herstellungsprozess abgeschlossen. Anhand der Vorspannung und Temperaturhöhe als Prozessparameter können die Eigenschaften der Kohlenstofffasern, insbesondere bestimmt durch den Orientierungsgrad der C-Ketten, beeinflusst werden. Mit einer Schlichte wird wie bei der Glasfaser eine gute Anbindung an die Polymermatrix erreicht.

Aramid

Eine Aramidfaser besteht aus einem aromatischen Polyamid und ist insbesondere unter ihrem Handelsnamen Kevlar® bekannt und wird z.B. für beschusshemmende Westen eingesetzt. Der Herstellungsprozess ist vergleichsweise simpel im Gegensatz zur Kohlefaser. Das Polyamid wird in flüssig-kristalliner Lösung versponnen und im Anschluss bei erhöhter Temperatur gestreckt [97]. Der Vorteil dieser Faser liegt in der Gewichtsersparnis der faserverstärkten Bauteile gegenüber GFK oder CFK. Nachteilig machen sich die hydrophile Eigenschaft und die Unbeständigkeit der Fasern gegenüber UV-Strahlung bemerkbar.

Weitere Fasertypen (Keramik, Polyester, Polyethylen)

Diese Fasertypen werden hauptsächlich für Spezialanwendungen, wie z.B. Keramikfasern in der Raketentechnik, Turbinen- oder Motorenbau angewendet [97]. Im Gegensatz dazu werden Polyester-, Polyethylenfasern nicht als lastaufnehmende Fasern, sondern eher als Mischgewebe in GFK³ eingesetzt, um die Schlagzähigkeit des Bauteils zu erhöhen.

³meistens in Verbindung mit C-Glas

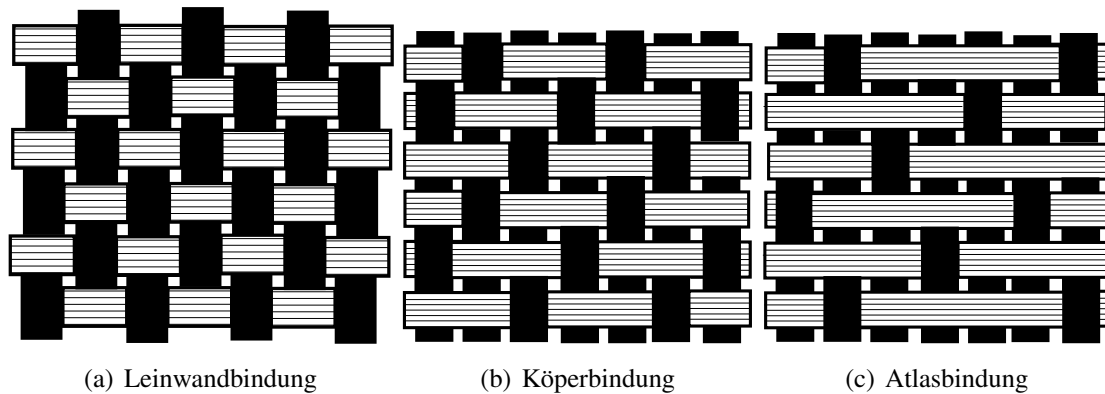


Abbildung 2.7.: Gewebearten

2.3. Gewebearten

Die in dem vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Fasermaterialien werden zu Geweben, Matten oder Vliesen weiterverarbeitet, bevor sie in eine Form drapiert und mit einer Harzmatrix getränkt werden. Der folgende Abschnitt stellt die am häufigsten verwendeten Gewebehalbzzeuge und ihre Eigenschaften vor [97].

2.3.1. Gewebe

Ein Gewebe enthält zwei rechtwinklige Faserrichtungen, Kette und Schuss, wobei die Faser- menge dieser beiden Orientierungen sowohl gleich als auch unterschiedlich ausgeprägt sein kann, je nachdem, für welche Lastverhältnisse das endgültige Bauteil ausgelegt werden soll.

Die einfachste Form der Bindung von Fasern wird als Roving bezeichnet und stellt ein Bündel von parallelen Fasern dar. Teilweise werden auch, wie z.B. bei Glas-, Kohle- Basaltfasern, einige 100 Fasern zu Rovings zusammengefasst, bevor sie dann zu einem Gewebe weiterver- arbeitet werden.

Eine der bekanntesten Gewebearten ist die Leinwandbindung, bei der jeweils ein Kett- oder Schussfaden über bzw. unter dem jeweils anderen verlaufen. Dadurch ergibt sich eine sehr en- ge Bindung und ein kleiner Abstand zwischen den Kreuzungspunkten (Flottierung), wie Ab- bildung 2.7(a) verdeutlicht. Mit dieser Bindungsart kann eine gute Schiebefestigkeit erreicht werden, d.h. das Gewebe verzieht sich nicht so leicht, allerdings wird dadurch die Drapierbar- keit in einer Bauteilform erschwert. Eine Verbesserung in dieser Hinsicht bieten Gewebe mit einer Körper- und Atlasbindung. Bei der Körperbindung verlaufen die Schussfäden über zwei (Doppelkörper, Gleichgratkörper) oder drei Kettfäden (Kreuzkörper). Bei dem Gleichgratkörper verlaufen die Kreuzungspunkte in diagonalen Linien, was ein charakteristisches Merkmal dieser Bindungsart ist. Anhand der Abbildung 2.7(b) ist zu erkennen, dass die Flottierung dadurch deutlich größer ist als bei der Leinwandbindung, was zu einer geringeren Schiebefestigkeit führt, aber gleichzeitig die Drapierbarkeit deutlich verbessert.

Die Atlasbindung, wie in Abbildung 2.7(c) dargestellt, kann als Weiterführung der Körperbindung verstanden werden, denn hier verlaufen die Schussfäden über z.B. 7 Kettfäden, was zu einer signifikanten Umverteilung der Schuss- und Kettfäden auf Vorder- und Rückseite führt (Vorderseite: 80 % Schussfäden; Rückseite: 80 % Kettfäden). Beiden Gewebearten, Körper wie auch Atlas, ist gemein, dass sie beide eine deutlich höhere Ermüdungsfestigkeit als eine Leinwandbindung besitzen. Generell ist es auch möglich für Kette und Schuss unterschiedliche Materialien zu verwenden, bspw. Aramid und Glas, um so die Gesamteigenschaften des Bauteils, wie in diesem Beispiel die Schlagzähigkeit, zu erhöhen.

2.3.2. Matten und Vliese

Im Gegensatz zu den verwobenen Bindungen existieren auch Matten und Vliese. Erstere besitzen eine grobe Struktur aus Spinnfädenbündeln, die flächig aber regellos verteilt und über einen Binder miteinander verklebt sind. Durch das Aufbringen der Epoxidmatrix löst sich der Binder von den Fasern und die Matte wird wieder verformbar. Matten lassen sich gut drapieren und wegen ihrer geringen Packungsdichte mit Harz tränken. Allerdings führt dieser geringe Faservolumengehalt von nur 15–35 % beim späteren Bauteil auch zu einer geringen Festigkeit, was nicht auf die Faserlänge, sondern auf die im Vergleich zu GFK mit Geweben geringen Fasermenge und den hohen Anteil an spröder Harzmatrix zurückzuführen ist.

Im Vergleich dazu werden bei einem Vlies die Spinnfäden durch mit Widerhaken versehene Nadeln in Dickenrichtung verschlauft. Durch seine vernadelten Einzelfilamente ist es viel feiner als eine Matte und wird daher vielfach zur Oberflächenverbesserung angewendet. Sei es um eine grobe Gewebestruktur zu überdecken, oder als Schutzschicht für das Bauteil gegen Witterung, Chemikalien, Schlag oder abrasive Substanzen. Faserverstärkte Bauteile aus Matten oder Vliesen eignen sich nicht als Strukturbauelemente, sondern nur als Verkleidungsbauteile oder Deckschichten.

Um die Verarbeitung von Fasern und Matrix zu vereinfachen, wird häufig auf sog. Prepregs (engl.: pre-impregnated) zurückgegriffen. Dabei ist das Fasergewebe oder Roving bereits mit einer Mischung aus Harz und Härter getränkt und kann in diesem Zustand manuell oder automatisiert ausgelegt werden. Gerade bei sehr großen Bauteilen, wie sie in der Flugzeugfertigung gebraucht werden, bietet sich die Verarbeitung mit Robotern an. Die Aushärtung erfolgt dann im Autoklaven oder in einer Presse (mehr dazu im nächsten Abschnitt). Der Vorteil dieses Halbzeuges liegt in der gleichbleibenden Qualität, da es von entscheidender Bedeutung ist, dass die Faser-Matrix-Anbindung möglichst gut ist und keine Luftblasen enthält, die später die Ausgangspunkte für Delaminationen darstellen können.

2.4. Fertigungsverfahren

Der folgende Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die gängigsten Herstellungsverfahren von faserverstärkten Kunststoffen [6]. Im Rahmen der Bauteildimensionierung werden im

Allgemeinen vor Beginn des Herstellungsprozesses die Anzahl der Gewebeschichten, das Verhältnis Faser zu Matrix innerhalb einer Schicht bzw. der angestrebte Faservolumengehalt, die Faserorientierungen und Dicken der einzelnen Schichten, sowie deren Reihenfolge so ausgewählt, dass die geforderten Bauteileigenschaften erfüllt werden.

Handlaminierung

Das Handlaminieren ist technologisch eine sehr einfache Art des Herstellungsprozesses, bei dem das Bauteil in einer Werkzeugform durch schichtweises Aufbringen von Faserhalbzeugen und Matrix abgeformt wird, bis die erforderliche Wandstärke erreicht ist. Die Fasern werden mit Hilfe von Pinseln oder Laminierrollen in die Matrix eingearbeitet und von ihr durchtränkt.

Faserspritzen

Das stellt quasi das automatisierte Handlaminierverfahren dar, bei dem in einer Faserspritzpistole das Harzgemisch mit kurzen Faserstücken in einem Luftstrom gemischt und auf die Bauteilform aufgetragen wird. Die Länge der Fasern wird in der Pistole festgelegt, in dem die zugeführten Endlosfasern (Rovings) mit einem Schneidwerk entsprechend geschnitten werden.

Harzinjektionsverfahren

Die Herstellung von Bauteilen mit diesem Verfahren erfolgt in 5 Stufen. Zuerst werden die einzelnen Verstärkungsfasern (z.B. Vliese, Rovings, Gewebe) zugeschnitten, entsprechend der Vorgaben bezüglich Ausrichtung der Fasern in eine Werkzeugform gelegt und mit einer Folie hermetisch abgedichtet. In einem Autoklaven wird über zwei an die Folie angeschlossenen Leitungen das Bauteil evakuiert, bzw. mit der zweiten Leitung das fertige Harzgemisch angesogen. Sobald das Bauteil vollständig mit dem Harz durchtränkt ist, wird in dem Autoklaven unter Druck und erhöhter Temperatur das Bauteil in der Form ausgehärtet. Nach dem Aushärtungsprozess wird das Bauteil entformt.

Eine Abwandlung zu diesem Verfahren besteht in der Verwendung von den oben erwähnten Prepregs, da hier die Fasern bereits mit der Matrix durchtränkt wurden, reicht in diesem Fall der Aushärtungsprozess im Autoklaven unter Vakuum, obwohl diese Bauteile zusätzlich noch mit einer Folie versiegelt wurden, um überschüssiges Harz absaugen zu können. Der Vorteil dieses Verfahrens ist die günstige Werkzeugherstellung bei großer Geometrievielfalt, da die eine Seite des Werkzeugs durch die Folie ersetzt wird, können auch Hinterschneidungen realisiert werden.

Wickelverfahren

Im Wickelverfahren werden Rohre hoher Qualität aus Rovings hergestellt, in dem die harzgetränkten Endlosfasern in unterschiedlichen Ausrichtungen um einen rotierenden Kern gewickelt werden. Dieser Prozess wird hauptsächlich durch Roboter oder an Drehbänken automatisiert

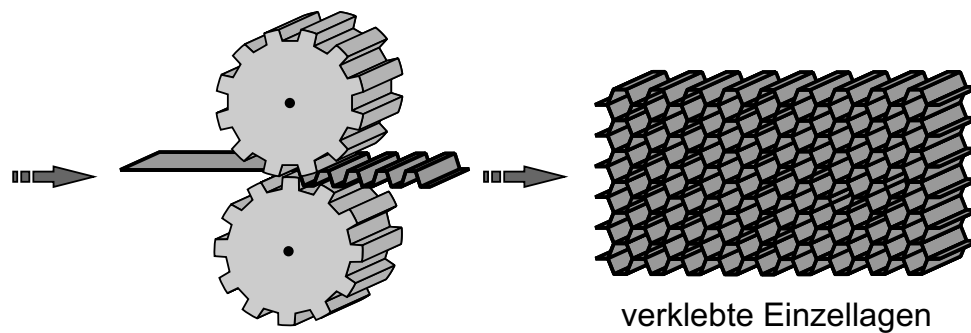


Abbildung 2.8.: Herstellungsprozess einer Wabenstruktur (nach [94])

durchgeführt. Die Aushärtung kann in einem Ofen oder Autoklaven erfolgen. Am Ende des Fertigungsprozesses wird entweder der Kern entfernt, oder er verbleibt bei manchen Anwendungen absichtlich als strukturelle Komponente im Bauteil.

Pressen

Das Pressverfahren ist hauptsächlich geeignet, um große flächige Bauteile hoher Qualität herzustellen, denn ausschlaggebend für gute mechanische Eigenschaften ist, dass die verwendeten Fasern in ihrer Länge nicht unterbrochen werden und so große Kräfte aufnehmen können. Hinterschneidungen sind mit diesem Verfahren allerdings nicht herstellbar. Bei komplizierten Bauteilgeometrien wird daher das Harzinjektionsverfahren oder die Spritzgußtechnik angewendet. Ein Pressbauteil entsteht, in dem zugeschnittene Prepregs, Rovings oder Gewebe übereinander gelegt werden, bis die gewünschte Wandstärke erreicht ist. Bei letzteren beiden muss selbstverständlich noch das Matrixpolymer hinzugegeben werden. Anschließend werden die Halbzeuge unter erhöhter Temperatur gepresst und dadurch ausgehärtet.

Sandwichbauteile

Faserverbundproben, die aus Schichten unterschiedlicher Materialien oder Strukturen bestehen, werden als Sandwichbauteile bezeichnet. Sie bestehen häufig aus drei oder mehr Schichten, wobei das Bauteil durch zwei Deckschichten abgeschlossen ist. Diese können aus GFK, CFK oder NFK bestehen, während für das Kernmaterial häufig Balsaholz, Polymerschäum oder eine Wabenstruktur verwendet werden. Als Ausgangsmaterial für die Waben können eine Vielzahl von Materialien verwendet werden, wie z.B. Pappe, Kunststoff, Metall oder Kohlefasern. Bei der Herstellung der Waben werden einzelne Bahnen des zu verwendenden Materials in Form gepresst und anschließend miteinander verklebt, wie die Abbildung 2.8 verdeutlicht. Im letzten Fertigungsschritt wird der Waben- oder Vollmaterialkern beidseitig mit Decklaminaten verklebt.

Diese Sorte von verstärkten Bauteilen kommt immer dann zum Einsatz, wenn auf eine deutliche Gewichtsersparnis bei gleichzeitiger hoher mechanischer Belastbarkeit im Vergleich zu herkömmlichen, massiven Bauteilen Wert gelegt wird.

2.5. Messtechniken zur Qualitätssicherung

In diesem Kapitel werden typische Messverfahren, sowohl zerstörende als auch nichtzerstörende vorgestellt, die bei der Qualitätskontrolle von Polymer- und faserverstärkten Bauteilen eingesetzt werden.

Zur Erlangung von mechanischen Kennwerten bei neu konstruierten Bauteilen ist es unerlässlich hiervon entweder Probekörper oder ein vollständiges Muster mittels verschiedener Techniken zu prüfen. Damit geht eine Zerstörung des Bauteils einher. Eine hundertprozentige Bauteilprüfung einer Serie ist damit nicht möglich. Hierfür eignen sich hingegen die zerstörungsfreien Prüftechniken besonders gut. So können mit ihnen Mängel, die während des Herstellungsprozesses in der Serie entstehen, aufgedeckt werden.

2.5.1. Zerstörende Prüftechniken

2.5.1.1. Zugversuch

Für diesen Test werden genormte Probekörper verwendet, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, die nicht durch Geometrieviationen zwischen den Probekörpern verfälscht sind. Mit Hilfe dieses Tests können Spannungs-Dehnungs-Diagramme erstellt werden, die die Spannung σ in $[\text{N}/\text{mm}^2]$ über der Längenänderung ϵ_1 in $[\%]$ des Bauteils bei Zugbelastung darstellen. Ein exemplarisches Beispiel für solche Kurven zeigt die Abbildung 2.9(a), in der Kurven für spröde Endlosfasern, wie z.B. Glas oder Kohlenstoff, einer duktilen Matrix und die Kombination aus beiden als Faserverbundwerkstoff dargestellt sind. Bei FVK sind die Materialeigenschaften stark anisotrop, so dass auch die mechanischen Kennwerte richtungsabhängig sind. Das hier

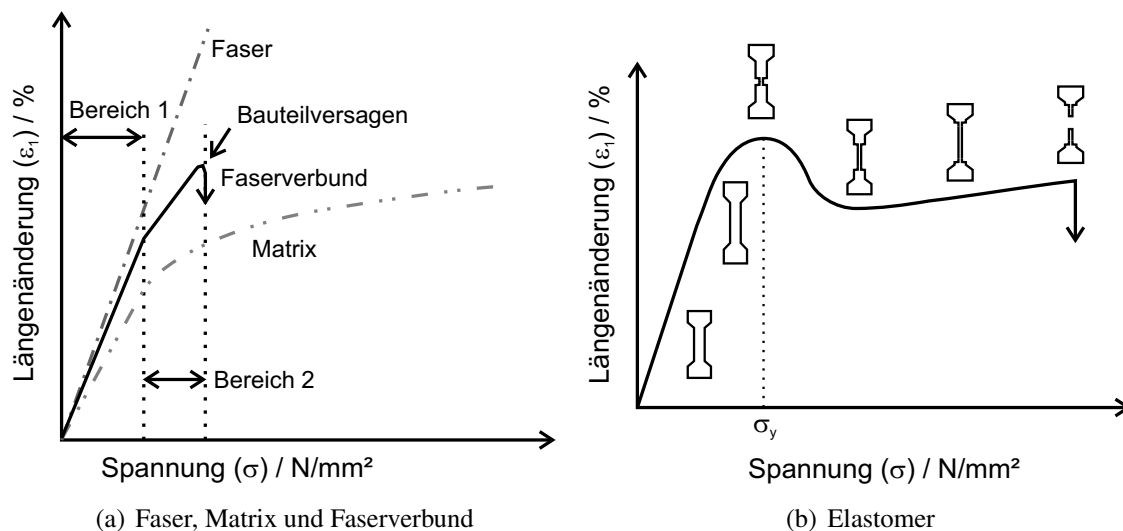


Abbildung 2.9.: Prozentuale Längenänderung von Materialien hervorgerufen durch eine mechanische Spannung (nach [99])

gezeigte Diagramm stellt den longitudinalen Lastfall dar, bei dem die Zugkraft in Faserausrichtung angreift. Im *Bereich 1* liegt eine elastische Deformation sowohl der Fasern als auch der Matrix vor, deren Steigung durch der Elastizitätsmodul (E-Modul) $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$ gekennzeichnet ist. Ab dem Übergang in den *Bereich 2* wird die Matrix plastisch deformiert und beginnt zu „fließen“. Dadurch müssen die Fasern eine zunehmend größere Last auch von der Matrix übernehmen. Mit weiter steigender Last verläuft die Spannungs-Dehnungs-Kurve in diesem Bereich wieder linear, jedoch mit geringerer Steigung. Bei Erreichen der Bruchdehnung setzt ein Versagen der Fasern ein, das jedoch nicht instantan, sondern über einen gewissen Zeitverlauf verteilt, da die Faserkennwerte einer gewissen Streuung unterliegen.

Als Vergleich zu den eben beschriebenen Verläufen ist eine typische Kurve eines Elastomers in Abbildung 2.9(b) dargestellt. Auch hier verläuft die Kurve zunächst linear, bis sie ihr Maximum bei der Streckgrenze (σ_y) erreicht hat. Ab diesem Punkt beginnt das Material sich einzuschnüren, bis es letztlich bei der Bruchspannung reißt.

Der Vergleich von Elastomeren und Faser-Matrix-Verbindungen zeigt, dass Elastomere zu einer Einschnürung neigen bevor sie reißen, während Polymere in typischen FVK deutlich spröder und damit rissanfälliger sind. Allerdings halten die Fasern auch noch nach der Rissbildung den Zugkräften stand, bis auch sie bei erhöhten Belastungen versagen. Bei diesem Prozess spielt jedoch die Güte der Faser-Matrix Haftung eine entscheidende Rolle, die sich stark auf den Bruchprozess auswirkt [100].

Biegefestigkeit

Dieser Versuch besitzt eine große Praxisrelevanz, da viele Bauteile bei ihrer normalen Verwendung Kräften ausgesetzt sind, die zu einer Deformation führen. Als Messergebnis liefert dieser Test die Biegespannung des Bauteils, die ein Maß für die aufnehmbare, senkrecht eingeleitete Kraft ist.

Bei der Prüfung liegt der Probekörper auf zwei Stützpunkten auf, während von oben mittels eines geeigneten Druckkopfes eine Kraft ausgeübt wird. Generell ist zwischen einem Druckkopf mit einer Druckfläche (Drei-Punkt-Messung) und einem Druckkopf mit zwei, deutlich voneinander separierten Druckflächen (Vier-Punkt-Messung) zu unterscheiden. Die Vier-Punkt-Messung bietet den Vorteil, dass zwischen den Druckpunkten keine zusätzlichen Scherkräfte auftreten, die sonst zu zusätzlichen Schädigungen und einem verfälschten Messergebnis führen.

Scherfestigkeit

Scherkräfte gehören ebenso wie Zug- und Biegekräfte zu den häufig vorkommenden Lastfällen, daher ist es nötig, Bauteile auch für diese Beanspruchung zu testen. Die Durchführung dieses Versuches kann mit dem skizzierten Aufbau der Abbildung 2.10 erfolgen. Dabei übt ein Stempel auf eine fest eingespannte Probe eine Kraft F verteilt über die Scherfläche S_0 , die die Querschnittsfläche zwischen den beiden Einkerbungen darstellt, aus. Die von oben eingebrachte

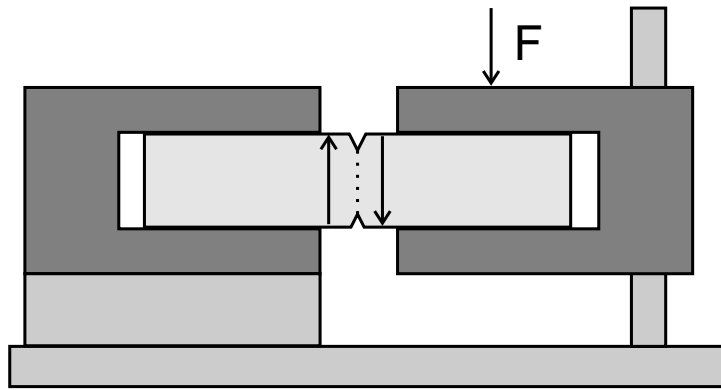


Abbildung 2.10.: Skizzierter Prüfaufbau zur Untersuchung der Scherfestigkeit nach Nicolai Iosipescu (nach [100]).

Kraft ruft in der sich im Festlager befindenden Probenseite eine Gegenkraft hervor und führt zu einer Scherung. Als Ergebnis dieses Versuches steht die Scherfestigkeit $\tau_S = F/S_0$ und eine Aussage über die maximale Schubspannung liefert, mit der ein Bauteil belastet werden kann. Besonders bei faserverstärkten Bauteilen können Scherkräfte zu Delaminationen zwischen den einzelnen Faserlagen führen. Für eine detaillierte Vorstellung der verschiedenen Techniken sei auf [100] verwiesen.

Schlagfestigkeit

Anhand dieser Prüfung, die auch als Impact-Prüfung bezeichnet wird, werden die Auswirkungen eines Einschlages mit unterschiedlichen Energien auf ein Bauteil untersucht. Dazu wird ein Fallgewicht mit genormter Masse und Stirnfläche aus bestimmten Höhen auf das Prüfobjekt fallen gelassen, wobei sichergestellt sein muss, dass der Fallkörper, sollte er vom Prüfobjekt abprallen, kein weiteres Mal auf die Einschlagstelle trifft. Die Auftreffgeschwindigkeit v_0 lässt sich durch den einfachen Zusammenhang $v_0 = \sqrt{2g\Delta h}$ mit Δh als Höhe der Fallmasse über der Bauteiloberfläche ausdrücken [101].

Die Einschlagenergien können durch die Wahl des Fallkörpers und der Fallhöhe eingestellt werden und liegen typischerweise im Bereich zwischen 0,5 J und 50 J. Für den Test wird ein Probekörper wie beim Biegefestigkeitsversuch auf zwei Auflageflächen gelegt, zwischen denen anschließend der Fallkörper genau in der Mitte auftrifft.

Eine abgewandelte Versuchsanordnung besteht ebenfalls aus einer Halterung, in die das Bauteil im unteren Bereich eingespannt wird, während das obere Teil durch ein Pendel mit definierter Masse getroffen wird. Diese Konfiguration wird Charpy Anordnung, bzw. wenn das Bauteil auf der Unterseite mit einer definierten, dicht oberhalb der Halterung angebrachten Kerbe versehen wurde, Kerb-Charpy Anordnung genannt. Durch die Kerbe wird eine Belastungsüberhöhung eingebracht, die dann letztlich einen Bruch begünstigt, auch wenn das Bauteil aus einem Kunststoff besteht, der normalerweise nicht brechen würde.

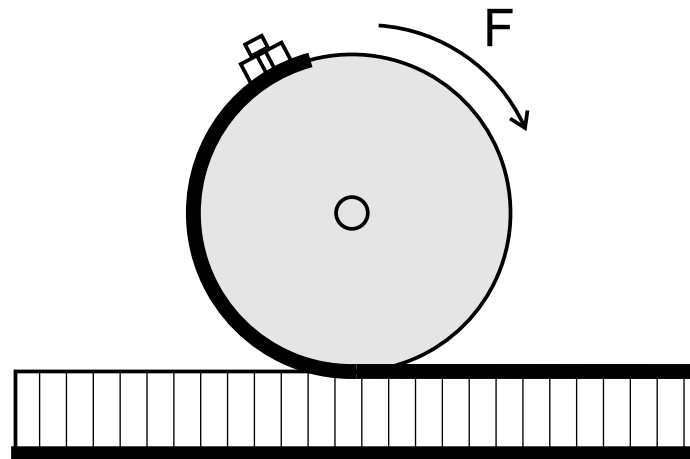


Abbildung 2.11.: Skizze eines Trommelschälprüfplatzes für Sandwichstrukturen. Das obere Decklaminat wird mit einem Joch an der Trommel bestigt.

Interessant an dieser Stelle ist, welche Energiemenge das Bauteil absorbieren kann, ohne dass die mechanischen Eigenschaften beeinträchtigt werden. Insbesondere bei faserverstärkten Bauteilen ist diese Fragestellung von großer Relevanz, da hier bereits Einschläge mit geringen Energien zu lokal sehr begrenzten Delaminationen von einzelnen Faserlagen oder Rissen in der Matrix führen können, die optisch oder mit Hilfe von Ultraschall nur schwer detektierbar sind und die dann unter normaler Beanspruchung weiterwachsen und so letztendlich zu einem Versagen des Bauteils führen können. Dieser Aspekt wird eingehender im Kapitel 3.6.2 behandelt.

Schälversuch

Alle bisher vorgestellten mechanischen Testverfahren sind sowohl für unverstärkte, als auch für faserverstärkte Polymere anwendbar. Das Schältestverfahren ist allerdings nur auf FVK, Sandwichstrukturen und miteinander verklebte Bauteilen anwendbar. Mit diesem Versuch wird die Haftung, also die Energie, die zur Lösung der Klebeverbindung verschiedener Faserlagen untereinander oder der Verbindung von Deckschichten mit einem Sandwichkern nötig ist, gemessen. Dabei wird das Bauteil an einer Stirnseite etwas eingekerbt, wobei die eine Hälfte mit einem Joch an der Trommel starr eingespannt ist, während die andere Hälfte unter einem definierten Winkel abgezogen wird. Die Einhaltung des genormten Schälwinkels ist zur Erzielung von reproduzierbaren Ergebnissen von großer Bedeutung. Als Apparaturen eignen sich hierfür Trommeln oder Umlenkrollen wie der skizzierte Aufbau in Abbildung 2.11 zeigt.

2.5.2. Zerstörungsfreie Prüftechniken

Ultraschall

Die Ultraschallprüfung zählt zu den etabliertesten zerstörungsfreien Prüftechniken im Bereich der faserverstärkten Verbundwerkstoffe. Dabei wird mit Hilfe einer piezoelektrischen Keramik

je nach elektrischer Anregung ein kontinuierliches oder gepulstes Schallfeld im Frequenzbereich zwischen typischerweise 0,5 – 20 MHz erzeugt.

Bei Ultraschallprüfungen kann zwischen einer kontinuierlichen und gepulsten Schallausstrahlung, sowie zwischen einer transmissiven oder reflektiven Prüfkopfanzordnung unterschieden werden. Mit den kontinuierlichen Schallfeldern ist lediglich eine Auswertung der Schallschwächung, hervorgerufen durch eine Kombination aus Absorption, Beugung und Streuung, möglich. Eine Schalllaufzeitinformation, wie mit dem gepulsten Modus, steht damit nicht zur Verfügung. Daher wird in der Praxis fast ausschließlich mit dem Impuls-Echo-Verfahren gearbeitet. Bei diesem Verfahren wird in der Regel auch nur ein Ultraschallwandlerkopf verwendet, der Sender und Empfänger vereint, um Fehlpositionierungen von getrennten Sender- und Empfängermodulen, wie es bei der transmittiven Anordnung weiterhin unumgänglich ist und dort die Ergebnisbeurteilung erschwert, zu vermeiden. Auf der Grundlage der gemessenen Werte der Impulslaufzeit lassen sich eine Vielzahl von Materialparametern, wie die elastischen Moduln (Elastizitäts-, Torsions- und Kompressionsmodul), sowie bei bekannter Dicke, die Dichte des Bauteils bestimmen.

In der Anwendung der Ultraschalltechnik ist außer bei Luftultraschall immer ein Kontaktmedium erforderlich. Bei dem Sonderfall der Luftankopplung, die einzige berührungslose Ultraschalltechnik, wird nur in Transmissionsanordnung gemessen, da die erste Probenoberfläche durch den großen Impedanzsprung zwischen Luft und Material ein sehr starkes Echosignal erzeugt, dass alle weiteren Echos aus der Probentiefe überdecken würde. Die Impedanz Z eines Materials berechnet sich aus dem Produkt von Materialdichte ρ und Schallgeschwindigkeit v zu

$$Z = \rho \cdot v. \quad (2.1)$$

Im Folgenden wird nur auf eine Reflexionsanordnung mit Kontaktmedium (z.B. Wasser, Glycerin) eingegangen, wobei sich entweder nur eine dünne Flüssigkeitsschicht zwischen Transmitter und Probe, oder die gesamte Anordnung in einem Tauchbecken befindet. Wie eingangs erwähnt, sind die Impulslaufzeit und die Amplitude die einzigen Messgrößen, die bestimmt werden, woraus dann weitere Materialkenngrößen berechnet werden können.

Die Messgrößen (Amplitude, Impulslaufzeit) können in verschiedenen Varianten dargestellt werden, wie in der Abbildung 2.12 skizziert ist. In einem A-Scan wird die Amplitude der reflektierten Impulse über der Zeit an einem einzigen Messpunkt wiedergegeben. Dabei sind mindestens die Echos der Vorder- und Rückseite der Probe, sowie mögliche Fehlstellen oder Grenzschichten als weitere Impulse zu erkennen. Die Laufzeit der Impulse gibt Auskunft über die Tiefenlage der einzelnen Reflexionszentren. Um ein Bild entlang einer Messzeile zu erhalten werden mehrere A-Scans aneinandergereiht und es entsteht ein B-Scan, wobei die Amplituden der Impulse durch Falschfarbenwerte dargestellt werden. Aus solchen einzelnen Linienscans kann wiederum durch Kombination eine flächige Darstellung gewonnen werden (C-Scan), die dann die Amplitudenverteilung der registrierten Echos in der Ebene wiedergibt. Um Informationen über die Tiefenlage der Echos zu erhalten wird in Analogie zum C-Scan anstelle der Amplitude die zeitliche Position der Reflexionen als Falschfarbenbild dargestellt (D-Scan).

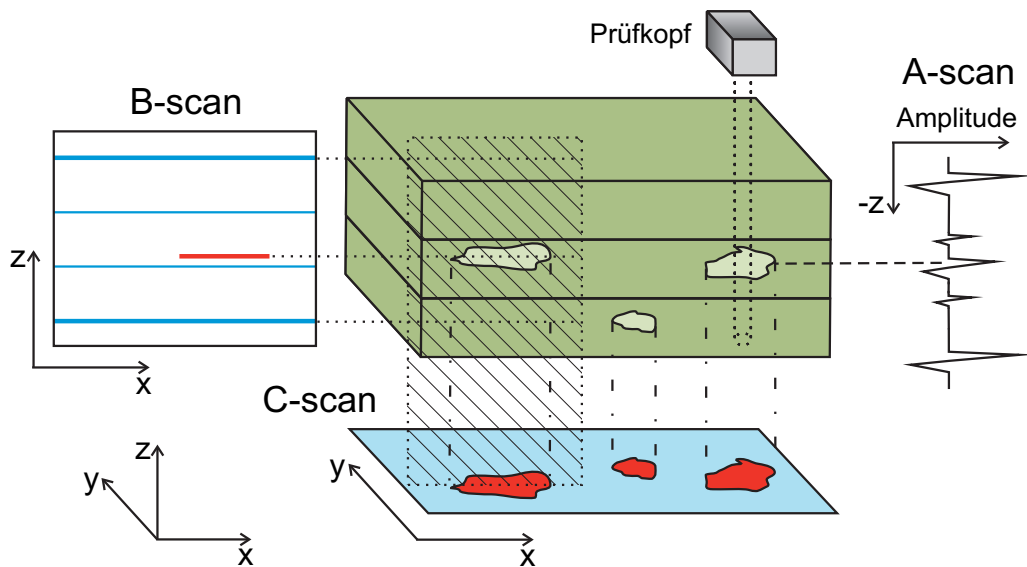


Abbildung 2.12.: Zusammenstellung der drei wichtigsten Darstellungsarten bei der Ultraschallprüfung

Für eine korrekte Messung der Amplitude und der Tiefenlage bedarf es einer vorangehenden sorgfältigen Justierung der Ultraschallmessapparatur, denn die Materialeigenschaften der Probe wie Dichte, Schallgeschwindigkeit und akustische Impedanz beeinflussen maßgeblich die Schallausbreitung im Material. Die erzeugten Schallwellen sind im Allgemeinen Longitudinalwellen, nur bei einer Bauteildicke, die geringer als die Schallwellenlänge ist, werden zusätzlich noch Transversalwellen bzw. eine Kombination aus Longitudinal- und Transversalwellen erzeugt, die sich als Oberflächenwellen entlang der Bauteiloberfläche ausbreiten. Eine Übersichtstabelle gängiger Materialien mit Angabe der Schallgeschwindigkeit, Dichte und Impedanz ist in [102] zu finden. Daher ist im Vorfeld die beste Kombination aus geforderter Ortsauflösung (Wellenlänge) und durch die material- und frequenzabhängige Schallschwächung begrenzte maximal erreichbare Eindringtiefe zu wählen. Die Intensitätsabnahme des Schalls folgt einer exponentiellen Abnahme nach

$$I(x) = I_0 e^{\mu x}. \quad (2.2)$$

Mit μ wird der Schwächungskoeffizient bezeichnet und er setzt sich zusammen aus einem Absorptionsanteil μ_{Abs} und einem Anteil der Streuung μ_{Streu} zu $\mu = \mu_{Abs} + \mu_{Streu}$. Weiterhin bezeichnet x die Weglänge und I_0 die Ausgangsintensität. Unter der Absorption ist eine Umwandlung der Schallenergie durch Reibung in Wärme zu verstehen. Deutlich stärker als die Absorption nehmen die Streuverluste (Rayleigh-Streuung) zu, da diese mit der vierten Potenz der Frequenz steigen.

Weiterhin ist für den Anwendungszweck der entsprechende Prüfkopftyp (breit- oder schmalbandiger Frequenzgang), Fokusform (Kreis, Linie), Strahlrichtung (senkrecht oder unter einem Winkel zur Bauteiloberfläche) zu bestimmen.

Der große Vorteil von Ultraschallmessungen ist ihre hohe örtliche Auflösung, sowohl in axialer, wie auch in lateraler Ausdehnung. Bei ersterer hängt die Auflösung von der Wellenlänge und der Impulsdauer τ_i ab. Sie sollte so gewählt werden, dass zwischen zwei Echosignalen ein

zeitlicher Abstand von mindestens einer Impulsdauer existiert, die zu $\tau_i = \frac{2\lambda}{v}$ gewählt werden sollte. Dabei bezeichnen v die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Material, und λ die Wellenlänge. Die laterale Auflösung wird durch die Geometrie des Ultraschallkopfes sowie die Strahlcharakteristik beeinflusst. Die Strahlbreite wird durch die 6-dB-Grenze bestimmt, bei der die Amplitude des Schallfokusses auf die Hälfte abgefallen ist. Daher ergibt sich die laterale Auflösung δ aus der Eindringtiefe x , dem Durchmesser des Wandlers D und der Wellenlänge λ zu $\delta \approx \sqrt{2\lambda x}/3$ [103]. Im Realfall werden allerdings nur Auflösungen im Bereich von $0,5\text{--}1 \lambda$ erzielt. Generell ist es möglich Fehlstellen, also Sprünge in der akustischen Impedanz, wie sie bspw. bei Delaminationen oder Fremdkörpern auftreten, zu detektieren, solange sie eine gewisse laterale Ausdehnung besitzen. Risse, die in Einstrahlungsrichtung verlaufen, können hingegen nur sehr schwer oder überhaupt nicht erkannt werden. Abhilfe können dabei Winkelköpfe, bzw. Phased Array-Messköpfe leisten, sofern sie den Riss im Bauteil unter einem Winkel beschallen und so zumindest ein gewisses Reflexionssignal hervorrufen.

Bei der Detektion und der anschließenden Interpretation der Messergebnisse dürfen eine Reihe von Einflussgrößen durch die Materialeigenschaften selbst, wie auch durch die Bauteilgeometrie, nicht vernachlässigt werden. So kann trotz Auswahl eines passenden Prüfkopfes das Messsignal durch eine geringe Verkipfung des Prüfkopfes von Bruchteilen eines Grades zu der Bauteiloberfläche zu einer starken Signaländerung führen [102]. In diesem Fall würden sowohl eine longitudinale, wie auch transversale Schallwelle erzeugt werden, deren Reflexionen dann zu einer Fehlinterpretation führen könnten. Da bei der Schallausbreitung im Material im Allgemeinen die Gesetze der Optik gelten, führt dies zu einer Veränderung der Schallgeschwindigkeit bei dem Übergang von der senkrechten zu einer nicht lotrechten Einschallung, welche durch das Snelliussche Brechungsgesetz gegeben ist. Weiterhin führt auch die Formgebung des Bauteils, insbesondere Kanten von Nuten, Bohrungen etc. zu Echos (Formechos), die von den Fehlstellenechos unterschieden werden müssen. Ein weiteres Phänomen tritt z.B. bei Schweißnähten in Thermoplasten auf, da diese die Schallwellen total reflektieren oder stark absorbieren können, weil durch die Aufschmelzung im Nahtbereich die Materialeigenschaften geändert werden.

Auch bei Faserverbundmaterialien spielen eine Vielzahl von Faktoren eine Rolle, die die Erkennbarkeit von Bauteileigenschaften beeinflussen. So ist es von Bedeutung, die Faserausrichtung im Bauteil zu kennen, um zusätzliche Echos, die durch Doppelbrechung entstehen, identifizieren zu können. Auch ist es möglich, dass nicht alle Schädigungen des Bauteils, die z.B. durch Schlageinwirkungen mit geringer Energie stattgefunden haben, zu detektieren, obwohl ihre Wirkung auf das Bauteil nicht unerheblich sind (siehe Abschnitt 3.6.2). Ebenso kommt der Oberflächenbeschaffenheit der Faserverbundbauteile eine Bedeutung zu, die, wenn sie eine raue Oberfläche besitzen, nicht mit den konventionellen Prüfköpfen untersucht werden können, da keine homogene Ankopplung möglich ist [104]. Hier muss dann auf die sog. Squirter-Technik ausgewichen werden, bei der der Messkopf einige mm bis cm von der Bauteiloberfläche angebracht wird. Die Ankopplung erfolgt mit Hilfe eines Wasserstrahls, in den der Schall des Sendekopfes eingekoppelt und auf das Bauteil übertragen wird [102].

Bei Sandwichbauteilen kann die Streuung in einem Schaumkern zu einem deutlich erhöhten Signalrauschen führen, oder bei luftgefüllten Wabenkernen eine Messung von Fehlstellen an der Rückwand sogar nahezu unmöglich machen. Eine Übersicht mit typischen Echobildern ist in [105] abgebildet.

Aufgrund der vielfältigen Einflüsse, die das Material und die Geometrie der Probe auf die Messergebnisse haben, ist eine Justierung des Messsystems zwingend erforderlich, sobald sich die Material- oder Fehlerart, sowie die Bauteilgeometrie ändern. Wenn nicht auf Erfahrungswerte zurückgegriffen werden kann, ist auch für einen erfahrenen Prüfer eine oft mehrstündige Justage des Ultraschallsystems unumgänglich.

Dieser Überblick der Möglichkeiten und Grenzen eines Ultraschallsystems soll einen Eindruck vermitteln, welche Schwierigkeiten bei einer in der Faserverbundtechnologie seit Jahren sehr etablierten Messtechnik auftreten. Bei der Bewertung einer Messtechnik darf auch der Schulungsaufwand für das Bedienpersonal nicht außer Acht gelassen werden, denn um eine sichere Interpretation der Messergebnisse zu gewährleisten, ist eine mehrmonatige praktische Erfahrung absolut erforderlich.

Klangprüfung

Die Klangprüfung, auch als „Tap Test“ bezeichnet, ist eine von der Seite der benötigten Prüfgeräte betrachtet einfache Untersuchungsmethode, um oberflächennahe Delaminationen bei Sandwichbauteilen zu erkennen. Es wird häufig ein kleiner kunststoffbeschichteter Hammer verwendet, mit dem mit geringer Kraft auf ein flächiges Bauteil geklopft und das akustische Resonanzverhalten der Struktur durch einen erfahrenen Prüfer subjektiv bewertet wird. Emittiert das Prüfobjekt einen klaren, kräftigen Klang, so befindet sich sehr wahrscheinlich keine Fehlstelle in der lokalen Umgebung des Schallemissionspunktes. Klingt das Bauteil allerdings mit stark gedämpfter, tieferer Frequenz, so liegt eine flächige Fehlstelle vor. Mit diesem personalintensiven Verfahren lassen sich in Abhängigkeit von der Erfahrung des Prüfers, Ablösungen von Klebeverbindungen (Delaminationen) zwischen Decklaminat und Wabenkern erkennen. Allerdings ist diese subjektive Methode auf relativ dünne Bauteile von einigen Millimetern beschränkt, oder das Bauteil muss von beiden Seiten geprüft werden, denn die Klangänderungen zwischen unbeschädigtem und defektem Bereich werden mit zunehmender Schichtdicke immer geringer [94, 106].

Mittlerweile sind auch automatisierte, d.h. elektronische Klangprüfgeräte erhältlich, die als Ergebnis eine Falschfarbendarstellung des Prüfgebietes ähnlich einem Ultraschall C-Scan bieten. Allerdings unterliegen auch diese Geräte den Einschränkungen hinsichtlich der Bauteilbeschaffenheit, insbesondere der Dicke.

Röntgen

In einer evakuierten Röhre werden aus einer Kathode thermisch emittierte Elektronen in einem, durch Hochspannung erzeugtem elektrischen Feld, beschleunigt, bis sie auf einem Metallblock,

der als Anode wirkt, massiv abgebremst werden. Durch diese stark negative Beschleunigung entsteht, neben Abwärme, das für das Anodenmaterial charakteristische Bremsstrahlungsspektrum im Röntgenfrequenzbereich. Das Absorptionsverhalten von Röntgenstrahlung folgt dem Lambertschen Gesetz:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.3)$$

wobei μ als Schwächungskoeffizient und x als Dicke bezeichnet werden. Der Koeffizient μ enthält unter anderem die Kernladungszahl Z und die Wellenlänge in der dritten Potenz als Parameter, wodurch bei den in Polymeren am häufigsten vorkommenden Elementen wie Wasserstoff ($Z_H = 1$), Kohlenstoff ($Z_C = 6$) und Sauerstoff ($Z_O = 8$) nur eine geringe Intensitätsänderung eintritt [100]. Dieses hat einen Einfluss auf den Kontrast K , der als Differenz der beiden Schwärzungen S_1 und S_2 bzw. als logarithmisches Verhältnis der beiden Intensitäten I_1 und I_2 definiert ist:

$$K = S_2 - S_1 = \log(I_1/I_2) \quad (2.4)$$

Weiterhin verringert sich die Absorption der beteiligten Elemente mit abnehmender Wellenlänge deutlich, wohingegen die Streuung im Röntgenbereich nahezu frequenzunabhängig ist. Diese jedoch sorgen für eine deutliche Reduzierung des Bildkontrastes, woraus sich eine praxisrelevante Obergrenze für die nutzbare Beschleunigungsspannung von ca. 10-20 kV ergibt [100, 105].

Die Erkennung von Delaminationen und Rissen ist im Röntgenbereich sehr schwierig, da der Brechungsindex für alle Materialien nahezu 1 beträgt und dadurch keine Reflexionen entstehen. Abhilfe kann nur durch den Einsatz von Kontrastmitteln geschaffen werden, die allerdings häufig aus halogenisierten Kohlenwasserstoffen (z.B. Dijodmethan (CH_2J_2), oder Tetrabrommethan ($\text{C}_2\text{H}_2\text{Br}_4$)) bestehen und ökologisch sehr bedenklich sind. Ein solches Verfahren ist jedoch auf Bauteile mit relativ geringen Abmessungen begrenzt [107].

Thermografie

Bei der Thermografie wird das zu prüfende Bauteil mit einer modulierten Wärmequelle bestrahlt und der Wärmefluss mittels einer Wärmebildkamera aufgenommen. Durch eine Bildverarbeitung werden viele aufeinanderfolgende Bilder mit Hilfe eines schnellen Fouriertransformations (engl.: Fast Fourier Transformation, FFT)-Algorithmusses verarbeitet, woraus ein Amplituden- und Phasenbild berechnet werden kann. Schadhafte Bereiche stören den Wärmefluss und treten dadurch als z.B. wärmere Regionen hervor. Der erzielbare Kontrast zwischen beschädigten Bereichen und dem umgebenden intakten Bereich, hängt maßgeblich von der Fehlstellentiefe ab. So zeigen sich tieferliegende Fehler deutlich später, als oberflächennahe, bedingt durch die Wärmeleitfähigkeit des Materials. Als Maßnahme zur Verbesserung des Kontrastes kann die Modulationsfrequenz gesenkt werden, was jedoch gleichzeitig die Bildaufnahme deutlich verlangsamt. Folgende Tabelle gibt eine kurze Übersicht über die Eindringtiefen und Modulationsfrequenzen bei typischen Polymeren und CFK. Auch die Verwendung der Lock-in Technologie [108] bietet eine Steigerung bei der Ergebnisqualität, da hierdurch Messfehler z.B. durch eine inhomogene Beleuchtung vermieden werden.

	Eindringtiefe	Modulationsfrequenz
Polymer	kleiner 2 mm	0,03 Hz
	kleiner 0,25 mm	1 Hz
CFK	4,6 mm	0,03 Hz
	0,8 mm	1 Hz

Tabelle 2.3.: Eindringtiefe thermischer Wellen in Material [100]

Der Vorteil der Thermografie ist die Prüfung von großflächigen Bauteilen, d.h. ein 3 m² großes CFK-Bauteil kann in weniger als 3 min. überprüft werden. Allerdings beschränkt sich die Prüfung auf oberflächennahe Fehler, wie aus der obigen Tabelle hervorgeht. Zu beachten ist bei dieser Prüftechnik, dass nicht nur Fehlstellen den Wärmefluss verändern können, sondern auch alle anderen thermischen Grenzflächen im Bauteil, was eine fehlerfreie Interpretation der Messergebnisse erschwert. In den letzten Jahren wurde die Thermografiertechnologie deutlich weiterentwickelt, insbesondere für spezielle Messanwendungen, allerdings befinden sich diese Techniken noch häufig auf einem labortechnischen Niveau, so dass an dieser Stelle lediglich darauf verwiesen werden soll [100].

2.5.3. Dielektrische Spektroskopie

Die dielektrische Spektroskopie stellt eine zerstörungsfreie Messmethode dar, mit deren Hilfe die dielektrischen Eigenschaften von bspw. Polymeren bzw. daraus hergestellten Bauteilen untersucht werden kann. Durch die Anwendung verschiedenster Prüftechnologien kann ein weiterer Frequenzbereich von 10⁻⁵ Hz bis zu 10¹² Hz abgedeckt werden. Beobachtet wird dabei eine Veränderung der Amplitude und Phase der angelegten elektromagnetischen Welle, um daraus Rückschlüsse auf die innere Struktur zu ziehen, wie z.B. den Aushärtungsgrad von Epoxidharz, oder den Brechungsindex sowie Absorption eines Materials. Im Folgenden wird darauf näher eingegangen.

Ein von außen angelegtes elektrisches Feld übt eine Kraft auf die im Material vorliegenden permanenten Dipole aus bzw. erzeugt diese durch Ladungsverschiebung. Ausgedrückt wird diese Eigenschaft durch die Polarisierung $\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\vec{E}$, welche ein Maß für das Dipolmoment pro Volumeneinheit (Dipoldichte) ist. Allgemein liegt bei der Polarisierung eine Frequenzabhängigkeit gemäß

$$\vec{P}_0 = \epsilon_0(\epsilon_r(\omega) - 1)\vec{E}_0 \quad (2.5)$$

vor, wobei sich entsprechend eine material- und frequenzabhängige, komplexe *dielektrische Funktion* $\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_r(\omega) + i\epsilon''_r(\omega)$ ergibt. Die beiden Terme dieser Gleichung stehen über den Brechungsindex n und den Dämpfungskoeffizienten κ in Relation

$$\epsilon'_r = n^2 - \kappa^2, \quad (2.6)$$

$$\epsilon''_r = 2n\kappa. \quad (2.7)$$

Das ϵ_r'' stellt einen Verlustfaktor dar, der einer Leitfähigkeit σ entspricht

$$\sigma = \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' \quad (2.8)$$

Weiterhin resultiert aus der Leitfähigkeit ein Absorptionskoeffizient α , der mit κ über

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c_0} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (2.9)$$

verknüpft ist. Des Weiteren kann auch der komplexe Brechungsindex als $\underline{n} = n + i\kappa$ beschrieben werden. Generell kann zwischen verschiedenen Polarisationsarten unterschieden werden. Bei der Orientierungspolarisation $\vec{P}_0$ werden permanente Dipole, die beispielsweise durch funktionelle Gruppen wie beim Epoxid gebildet werden, im E-Feld ausgerichtet. Allerdings können diese Dipole nur bei relativ geringen Frequenzen dem E-Feld folgen, wie aus der Abbildung 2.13 hervorgeht. Mit steigender Frequenz bis in den HF-Bereich entsteht eine Phasenverschie-

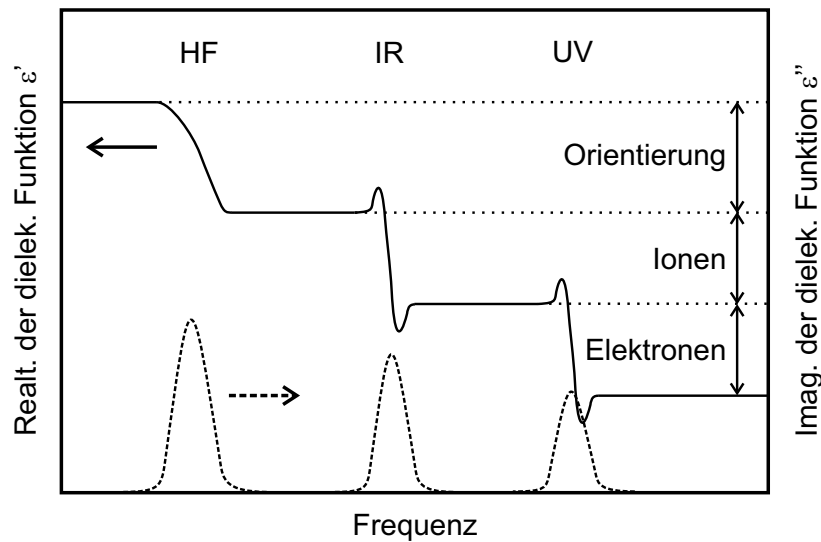


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung des Realteils und Imaginärteils der dielektrischen Funktion ϵ_r' bzw. ϵ_r'' über der Frequenz. Die jeweilige dominierende Polarisationsart (Orientierungs-, Ionen- und Elektronen Polarisation) ist dargestellt (nach [99])

bung zwischen E-Feld und dielektrischer Verschiebung $\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'}$, welche zu einem Energieverlust (steigendes $\tan(\delta)$) und somit zu einer Erwärmung des Materials führt. Gleichzeitig sinkt der Realteil der komplexen Permittivität. Im Übergangsbereich, dort wo die Anregungsfrequenz gleich der Relaxationsfrequenz ist, zeigt sich das erste Maximum von ϵ'' . Bei Frequenzen deutlich über der Relaxationsfrequenz der permanenten Dipole nähert sich ϵ'' wieder Null, während der Realteil ungleich Null ist, da hier nur der Anteil der Orientierungspolarisation zur Gesamtpolarisation ($\vec{P} = \vec{P}_O + \vec{P}_V$) gegen Null geht. Die Dipole können dem Wechselfeld nicht mehr folgen und orientieren sich rein statistisch. Der Frequenzbereich, in dem dieser Übergang stattfindet hängt stark von den beteiligten Dipolen, sowie von der Temperatur und dem Druck ab.

Bei Frequenzen, die dem IR-Wellenlängenbereich zuzuordnen sind, also oberhalb der Orientierungspolarisation, tritt die Ionenpolarisation (temporäre Dipole) als Hauptbestandteil der

Gesamtpolarisation auf, bei der die unterschiedlich geladenen Bereiche einer Ionenverbindung gegeneinander verschoben werden. Auch hier tritt beim Absinken von ϵ' eine deutliche Absorption, hervorgerufen durch ein weiteres Maximum von ϵ'' , auf.

Im Wellenlängenbereich des UV-Lichts tritt die letzte, temperaturunabhängige Polarisationsart auf. Bei der Elektronen- oder atomaren Polarisation wird die Elektronenhülle durch das E-Feld gegenüber dem Atomkern ausgelenkt. Die Stärke dieser Deformation wird durch die Polarisierbarkeit ausgedrückt. Erst oberhalb der Plasmafrequenz entfällt der Beitrag der Polarisation die Gesamtpermittivität reduziert sich zu ϵ_0 . Das begründet auch, warum alle Materialien im Röntgenbereich einen Brechungsindex von nahezu 1 haben.

In der Praxis sind die dielektrischen Parameter je nach Frequenzbereich durch unterschiedliche Messtechniken zu ermitteln. Im Zeitbereich bei niedrigen Frequenzen bis ca. 10 kHz kann der Auf- und Entladevorgang bei einem wechselweise leeren und mit dem Probenmaterial gefüllten Kondensator gemessen werden. Die Entladezeit gibt einen Aufschluss über die Relaxationszeit. Eine Anwendung für diesen Bereich stellt die augenblickliche Bestimmung des Aushärtungsgrades von Epoxidharzen bzw. Prepregs dar [109].

Eine weiterentwickelte Variante dieser Messtechnik ist eine LCR-Messbrücke, die die komplexe Impedanz auch automatisch bis etwa 10 MHz ermitteln kann. Im Bereich der Mikrowellentechnik können spezielle Hohl- oder Koaxialleiter zum Einsatz kommen, die mit dem Probenmaterial gefüllt oder bei offenen Enden der Wellenleitern, mit diesem abgeschlossen sind [100, 110]. Mit Hilfe eines Netzwerkanalysators können dann die Transmission T , die Phasenverschiebungen der transmittierten (Φ) und reflektierten (ψ) Wellen, wie auch der Reflexionskoeffizient R gemessen werden. Selbst mit einer inkohärenten Quelle wie einem BWO können unter Verwendung von interferometrischen Aufbauten [23] die oben genannten Parameter bestimmt werden. Alternativ können auch Hohlraumresonatoren verwendet werden, mit denen sich ein Frequenzbereich durch Messung der Resonatorgüte und Resonanzfrequenz bis etwa 300 GHz nutzen lässt. Auch oberhalb der THz-Frequenzen bis hin in den infraroten Bereich lassen sich durch Messung der Transmission und Phasenverschiebung die Materialparameter bestimmen.

2.5.4. IR-Spektroskopie

In der Infrarotspektroskopie wird hauptsächlich das Verfahren der Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie (FT-IR) angewendet. Die Abbildung 2.14 zeigt einen typischen Aufbau eines FT-IR-Spektrometers. Dabei wird das Licht einer breitbandigen Lichtquelle in einem Michelson-Interferometer mit einem Strahlteiler in zwei Arme aufgeteilt, nach der Reflexion an den beiden Endspiegeln wieder vereint und auf einen Detektor geleitet. Einer der beiden Endspiegel ist beweglich, wobei der Auslenkungsweg präzise gemessen wird. Am Detektor entsteht ein wechselndes Intensitätsmuster, das Interferogramm, welches eine Funktion des Auslenkungsweges ist [111]. Es besteht aus zwei Wellenbündeln mit den Amplituden

$$a_1(\nu) = \sqrt{p(\nu)} \cdot e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (2.10)$$

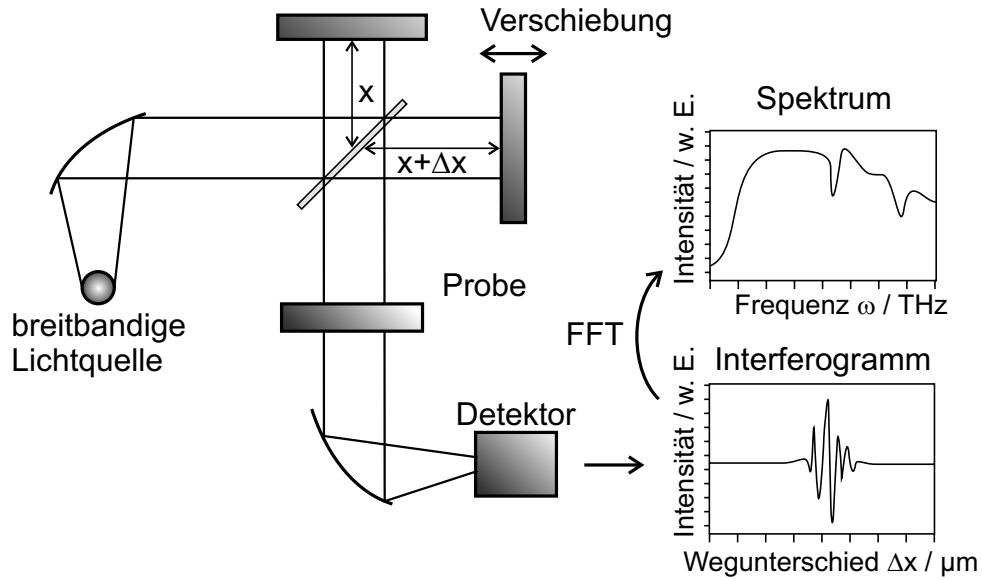


Abbildung 2.14.: Schematisches FT-IR Spektrometer mit Interferogramm und aus der FFT resultierendem Spektrum (nach [100])

und

$$a_2(\nu) = \sqrt{p(\nu)} \cdot e^{i\omega t}, \quad (2.11)$$

wobei ν die Wellenzahl, φ die Phasenverschiebung und die Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu c$ mit der Lichtgeschwindigkeit c sind. Mit dem Gangunterschied δx ergibt sich folgender Zusammenhang

$$\varphi(\delta x) = \frac{2\pi\delta x}{\lambda} = 2\pi\nu\delta x. \quad (2.12)$$

Der Detektor misst die Intensität (Amplitudenquadrat) der beiden kohärenten Wellenbündel, wobei sich die Gleichung

$$dI = |a_1(\nu) + a_2(\nu)|^2 d\nu \quad (2.13)$$

für ein Intervall von ν bis $\nu + d\nu$ ergibt. Durch Einsetzen der Gleichungen (2.10), (2.11) und (2.12) ergibt sich

$$dI = 2p(\nu)[1 + \cos(2\pi\nu\delta x)]d\nu \quad (2.14a)$$

$$= 4p(\nu)\cos^2(\pi\nu\delta x)d\nu. \quad (2.14b)$$

Das $\cos^2$ der Gleichung (2.14b) stellt die Interferogrammfunktion einer einzelnen Spektrallinie dar, somit muss bei einem kontinuierlichen Frequenzverlauf über alle dI (Glg. (2.14a)) integriert werden, was zu

$$I(\delta x) = 2 \int_0^\infty p(\nu)d\nu + 2 \int_0^\infty p(\nu)\cos(2\pi\nu\delta x)d\nu \quad (2.15)$$

führt. Ist kein Gangunterschied zwischen den beiden Armen zu detektieren, also $\delta x = 0$ (sog. *White-light position*), ergibt sich die Intensität zu

$$I(0) = 4 \int_0^\infty p(\nu)d\nu. \quad (2.16)$$

Wird der Gangunterschied allerdings sehr groß, so nimmt der Mittelwert der cos-Funktion im zweiten Integral von (2.15) den Wert Null an. Daher ist

$$I(\infty) = 2 \int_0^{\infty} p(\nu) d\nu. \quad (2.17)$$

Unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaft eines Interferogramms, d.h. $I(\delta x) = I(-\delta x)$, kann die Gleichung (2.15) umgeschrieben werden zu

$$P(\delta x) \equiv [I(\delta x) - I(\infty)] = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\nu) e^{i2\pi\nu\delta x} d\nu. \quad (2.18)$$

Diese Gleichung kann durch die Anwendung des Fourier-Integral-Theorems in folgende Form gebracht werden, die wiederum fouriertransformierbar ist

$$p(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\delta x) e^{i2\pi\nu\delta x} \delta x. \quad (2.19)$$

Unter Beachtung der Symmetrie und der Tatsache, dass der Sinusanteil in (2.18) bei einer geraden Funktion Null ist, ergibt sich schließlich

$$\begin{aligned} p(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(\delta x) \cos(2\pi\nu\delta x) \delta x \\ &= 2 \int_0^{+\infty} P(\delta x) \cos(2\pi\nu\delta x) \delta x \end{aligned} \quad (2.20)$$

Um nun das Transmissionsspektrum einer Probe bestimmen zu können, ist es notwendig, eine Messung ohne Probe (Referenz) und eine mit Probe durchzuführen. Aus der Division des Probenspektrums durch das Referenzspektrum resultiert das Transmissionsspektrum

$$T(\nu) = \frac{p_{Probe}(\nu)}{p_{Ref}(\nu)}. \quad (2.21)$$

Durch die vorherige Bestimmung der Referenz ist das Transmissionsspektrum unabhängig von der Übertragungsfunktion des Spektrometers, da diese sowohl in der Referenz, als auch in der Probenmessung enthalten ist. Weiterhin ist es auch möglich, aus der Transmission unter Vernachlässigung von Mehrfachreflexionen innerhalb der Probe den Absorptionskoeffizienten, bei gegebener Probendicke d , mit Hilfe des Lambert-Beer'schen Gesetzes durch folgenden Zusammenhang abzuschätzen

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln(T). \quad (2.22)$$

Werden allerdings die Mehrfachreflexionen, die durch die Probe entstehen, nicht vernachlässigt sondern genauer untersucht, so entstehen durch sie im Spektrum Oszillationen der Einhüllenden, die durch folgenden Zusammenhang zur Bestimmung des Brechungsindex der Probe genutzt werden können [23]

$$n = \frac{m\lambda}{2d}. \quad (2.23)$$

Dabei ist λ die Emissionswellenlänge der Quelle, d die Dicke der planparallelen Probe und m die Anzahl der Interferenzmaxima.

Der Hauptanwendungsbereich der FT-IR-Spektroskopie umfasst die zerstörungsfreie, chemische Analyse unbekannter Materialproben. Dabei werden verschiedene Energieniveaus von Rotations- und Vibrationsübergängen untersucht, die sich als Absorptionsbanden im Spektrum widerspiegeln. Im ferninfraroten Wellenlängenbereich finden sich Rotationsübergängen von Molekülen wieder, während bei kürzeren Wellenlängen (mittleres Infrarot) nur noch die Bindungen kleinerer Gruppen, wie C–H oder O–H schwingen. Im nahen Infrarot sind dann die Kombinationen bzw. Oberwellen dieser Schwingungen zu detektieren [112]. Je nach Lage der Resonanzbanden im Spektrum muss dann für deren Vermessung eine geeignete Strahlungsquelle ausgewählt werden.

2.5.5. Raman-Spektroskopie

Die Ramanspektroskopie stellt in vielen Fällen eine sinnvolle Ergänzung zu der bereits vorgestellten FT-IR-Spektroskopie dar. Sie basiert allerdings nicht auf der Änderung von permanenten elektrischen Dipolmomenten, sondern auf der inelastischen Streuung von Photonen an Molekülen.

Um den Raman-Effekt messen zu können, dient der in Abbildung 2.15 skizzierte exemplarische Aufbau. Als monochromatische Strahlungsquelle kommt ein Laser zum Einsatz, dessen

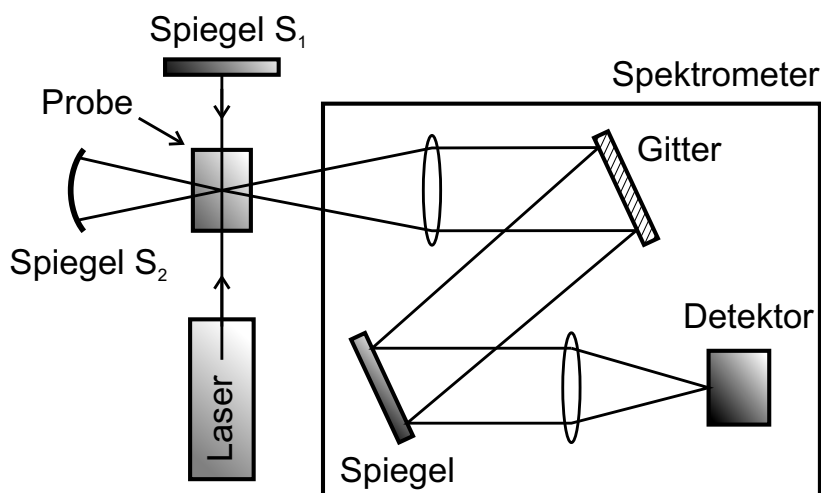


Abbildung 2.15.: Schematischer Aufbau eines Raman-Spektrometers (nach [113])

Emission im sichtbaren oder infraroten Wellenlängenbereich liegt. Ziel ist es, in der Probe ein in alle Raumrichtungen gestreutes Licht zu erzeugen. Dieses wird senkrecht zu der Einfallsrichtung des Laserstrahls über Optiken auf ein optisches Gitter gelenkt, mit dem das Lichtbündel spektral zerlegt werden kann. Zusammen mit einem Photodetektor wird so das Ramanspektrum detektiert. In der Probe entstehen durch elastische und inelastische Streuprozesse drei verschiedene Wellenlängen [113], die in der Abbildung 2.16 angedeutet sind.

Der erstgenannte Streuprozess erzeugt eine Emissionswellenlänge, die der Absorptionsenergie des Lasers ω_0 entspricht und Rayleigh-Linie $\omega_R = \omega_0$ genannt wird. Ihre Intensität ist um den Faktor 10^{-4} gegenüber der Laserlinie verringert. Der inelastische Streuprozess

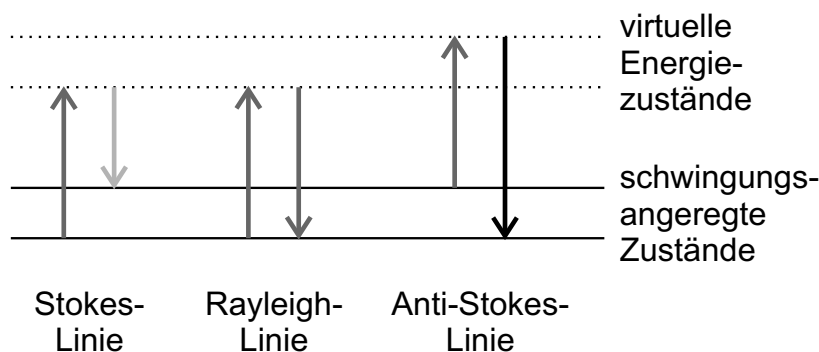


Abbildung 2.16.: Die bei der Raman-Spektroskopie entstehenden drei verschiedenen Wellenlängen der Stokes-, Rayleigh- und Anti-Stokes-Linie. Sie resultieren durch Übergänge aus verschiedenen virtuellen Energiezuständen in unterschiedliche schwingungsangeregte Zustände.

kann hingegen zwei Differenzlinien erzeugen. Die Stokes-Linie mit einer größeren Wellenlänge ($\omega_S = \omega_0 - \omega$) und eine Anti-Stokes-Linie mit einer kürzeren Wellenlänge ($\omega_{AS} = \omega_0 + \omega$) als die Rayleigh-Linie. Dieser Streueffekt beruht auf der Änderung der Polarisierung eines Moleküls während einer Schwingung. Somit ergänzen sich die IR- und die Raman-Spektroskopie, indem erstere nur bei IR-aktiven, also unsymmetrischen Molekülen mit einem permanenten elektrischen Dipolmoment eingesetzt werden kann, während letztere ausschließlich bei IR-inaktiven, d.h. symmetrischen Molekülen ohne elektrisches Dipolmoment ein detektierbares Signal liefert. Die beiden Graphen in Abbildung 2.17 zeigen den qualitativen Verlauf der Polarisierbarkeit α und des Dipolmomentes μ am Beispiel des symmetrischen CO_2 -Moleküls im Zusammenhang mit den entsprechenden Valenzschwingungen. Bei der symmetrischen Valenzschwingung

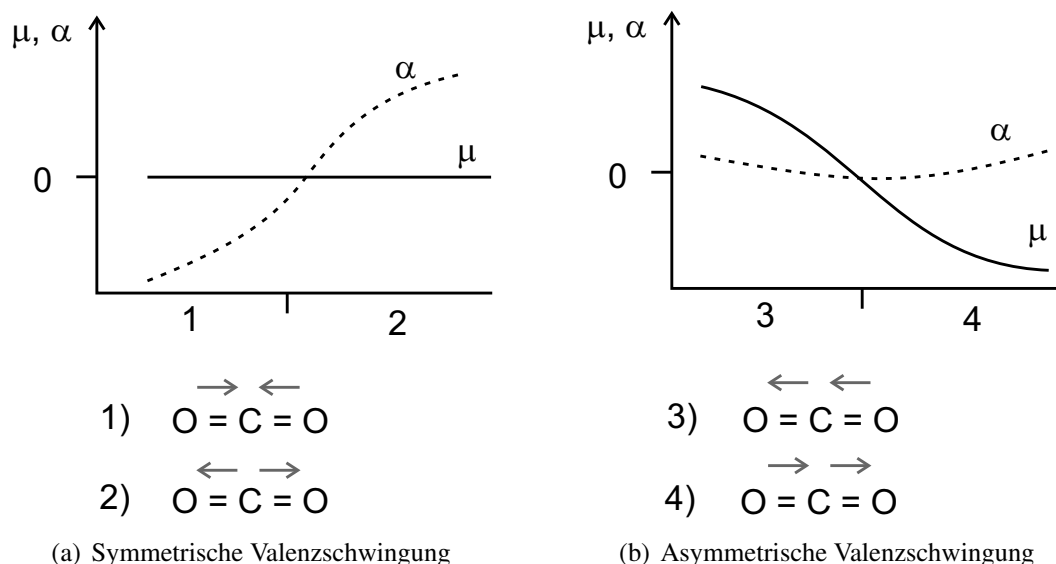


Abbildung 2.17.: Exemplarischer Vergleich von symmetrischen und asymmetrischen Valenzschwingungen (molekulare Stauch- und Streckbewegungen) bezüglich des zentralen C-Atoms und der Verlauf der Polarisierbarkeit α und des Dipolmomentes μ eines CO_2 -Moleküls (nach [113])

(2.17(a)) zeigt sich für die beiden Schwingungsrichtungen (1,2) ein konstantes Dipolmoment, während sich die Polarisierbarkeit signifikant ändert. Hingegen bei der IR-aktiven, unsymmetrischen Valenzschwingung (2.17(b)) ist eine deutliche Änderung des Dipolmomentes zu erkennen (3,4), während sich die Polarisierbarkeit nur unwesentlich ändert. In der Kombination von IR- und Ramanspektroskopie lassen sich beide Valenzschwingungsarten detektieren, denn die beiden Spektren sind zueinander komplementär, wie in [113] an einem Beispiel gezeigt ist.

Praktische Anwendung findet die auf dem Raman-Effekt basierende Spektroskopie hauptsächlich bei der Untersuchung von unpolaren oder leicht polaren Bindungen, wie C=C, N=N, C–C, O–O, S–S oder Ringstrukturen. Hingegen liefern polare Bindungen wie sie bei C=O oder O–H zu finden sind, nur geringe spektrale Signaturen. Wie bereits im vorherigen Abschnitt angedeutet, bietet die Ramanspektroskopie in Kombination mit der FT-IR-Spektroskopie einen deutlichen Mehrwert bei der Identifikation unbekannter Schwingungsspektren [113]. Weitere Anwendungen zielen auf die Bestimmung der Orientierung von Polyethylenfasern hin [114, 115]. Dabei ist ein Ramanspektrum detektierbar, wenn die Polarisation des Laserlichtes parallel zu der Faserorientierung einfällt. Auch ist es möglich, Deformationen durch Zug- und Druckspannungen messbar zu machen, indem die Verschiebung der charakteristischen Linie der C–C-Bindungen untersucht wird. Diese Veränderung basiert auf der Verschiebung der Atombindungen innerhalb der Kohlenstoffkette der PE-Fasern. Gleiches ist auch bei faserverstärktem Kunststoff auf Epoxidbasis mit PE-, Aramid- oder Glasfasern möglich, wobei Epoxidharz nur einen geringen Raman-Effekt hervorruft. Allerdings wird bei Glasfasern zusätzlich eine Polydiacetylenfaser als Indikator eingebracht, da diese ein gutes Ramanspektrum aufweist. Einen detaillierten Überblick über Anwendungen dieser Art geben [114, 115].

Im Bereich der Epoxidharze kann durch die Anwendung der Raman-Methode weiterhin der Aushärtungsgrad der Harzmatrix in Echtzeit bestimmt werden [116, 117]. Dabei wird die zeitliche Veränderung des Maximums der charakteristischen Epoxidendgruppe als Messgröße verwendet. Mit zunehmendem Aushärtungsgrad verringert sich die Intensität dieser Linie und lässt einen Rückschluss auf den Aushärtungsgrad zu.

2.5.6. Mikrowellen-Spektroskopie

Elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich von 1 GHz–100 GHz eignen sich für eine Vielzahl von Anwendungen, auch wenn die örtliche Auflösung bei den bildgebenden Verfahren, wie z.B. die Erkennung von Einschlagschäden (Impact) an einem GFK-Bauteil [118] bei einer Frequenz von 24 GHz durch die relativ große Wellenlänge von 12,5 mm nur zur Erkennung von relativ groben Strukturen ausreicht. Der große Vorteil liegt, neben der großen Eindringtiefe bei Kunststoffen, in der phasensensitiven Aufnahme der transmittierten bzw. reflektierten Signale mittels vektorieller Netzwerkanalysatoren. Daher existiert bereits eine Vielzahl von Anwendungen bei der zerstörungsfreien Untersuchung von Kunststoffbauteilen.

Beispielsweise ist es mit dieser Technik möglich, den Faservolumengehalt von glasfaserverstärkten Bauteilen im Frequenzbereich von 1 GHz–4 GHz zu bestimmen, indem die Verschiebung der Resonanzfrequenz eines an dem Ende eines Koaxialkabels angeschlossenen Re-

sonators bestimmt wird. Dazu wird eine Referenzprobe in den Resonator eingebracht und anschließend die unbekannte Probe. Anhand einer entsprechenden Referenztabelle kann zu einer Frequenzverschiebung der jeweilige Faservolumenanteil zugeordnet werden [119].

Eine weitere Messanordnung besteht aus einem offenen Resonator, der bspw. bei einer Frequenz von 30 GHz betrieben wird und bei dem die Länge so abgestimmt ist, dass eine stehende Welle am Detektor gerade ein Minimum aufweist [120]. Verändert sich nun der Faservolumenanteil, so ändert sich dadurch auch der Brechungsindex und die Resonatorlänge muss verändert werden, um wieder das Minimum am Detektor zu erhalten. Diese Wegänderung ist proportional zum gesuchten Faservolumenanteil. Mit diesem Aufbau ist es auch zusätzlich möglich, die Faserorientierung im Bauteil zu messen, die durch Doppelbrechung hervorgerufen wird [121].

Bei der Qualitätskontrolle von faserverstärkten Bauteilen spielt die Suche nach Fehlstellen wie Delaminationen zwischen zwei Faserlagen eine große Rolle, da diese Bereiche die Ausgangszentren für Risse sind. Eine typische Anordnung zur Untersuchung dieser Fragestellung ist in [122–125] zu finden. Dabei werden mit Hilfe eines Rechteckhohlleiters im Frequenzbereich von 10 GHz der Reflexionskoeffizient, die Phasenlage des reflektierten Signals und das Stehwellenverhältnis (engl.: Voltage standing wave ratio, VSWR) gemessen.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit besteht in der Bestimmung des Aushärtungsgrades der Harzmatrix während des Herstellungsprozesses [126]. Dabei wird die Methode der Zeitbereichsspektroskopie angewendet, bei der die Probe, die am Ende eines Koaxialkabels angeschlossen oder selbst ein Teil der Leitung ist, mit einem Spannungsimpuls beaufschlagt wird. Mit einem Vektor-Netzwerkanalysator wird das von der Probe reflektierte Signal dann gemessen. Während des Aushärtungsprozesses verändern sich dann die dielektrischen Eigenschaften der Harzmatrix. Der Hauptgrund dafür ist eine veränderliche Polarisierbarkeit des Materials, da durch die Aushärtung die zu Beginn vorhandenen Epoxidendgruppen von dem Härter umgewandelt werden (siehe 2.2.1). Dabei entstehen schließlich die charakteristischen Hydroxylgruppen des ausgehärteten Harzes. Weiterhin nimmt die Mobilität der verbleibenden Epoxidgruppen mit zunehmender Aushärtung und damit verbundener steigender Viskosität ab. Das führt dazu, dass bei niedrigen Frequenzen von rund 100 MHz die messbare Permittivitätsänderung hauptsächlich durch die verringerte Mobilität der Dipole (längere Relaxationszeit) verursacht wird. Hingegen können bei hohen Frequenzen von etwa 10 GHz nur die kleinen Dipolgruppen (OH-Gruppen) dem elektromagnetischen Feld folgen. Hier spielt die Veränderung der Viskosität keine bedeutende Rolle. Die Veränderung der Permittivität resultiert hauptsächlich aus der Menge an Dipolen pro Volumeneinheit, die durch die chemische Umwandlung des Harzes während der Aushärtung entstehen. Es ist allerdings nicht möglich, die einzelnen Dipolarten zu unterscheiden, da sich ihre Beiträge zum Spektrum überlagern, zumal während der Umwandlung noch Zwischenprodukte entstehen, sowie am Ende der Aushärtung nicht jede Epoxidgruppe einen Reaktionspartner gefunden hat und somit als unverändertes Harzmolekül im Bauteil verbleibt.

3. Grundlagen der Dauerstrich THz-Messtechnik

3.1. Photomischung

Erste Ansätze der Photomischung mit zwei optischen Wellenlängen von Forrester et al. sind bereits in [127] beschrieben worden. Sie erzeugten durch die Überlagerung von zwei verschiedenen Wellenlängen einer Quecksilberentladungslampe ein Differenzsignal im Mikrowellenbereich. Später untersuchte Foreman [128] anhand der Überlagerung von zwei oder mehr Moden eines Helium-Neon Lasers den Effekt einer Weglängenänderung auf das Photomischsignal, welches mit einem Fotodetektor gemessen wurde. Vom Funktionsprinzip ähnelt ein typisches Dauerstrich THz-Spektrometer einem FT-IR-Spektrometer [111], wenn dabei eine schmalbandige Quelle eingesetzt wird. Allerdings wird bei einem FT-IR Spektrometer sinnvollerweise eine Lichtquelle eingesetzt, um mit einer Messung ein möglichst breites Frequenzspektrum abzudecken (siehe Abschnitt 2.5.4).

Diese Erzeugung von kontinuierlichen THz-Wellen basierend auf der Überlagerung von zwei Laserwellenlängen, unterliegt hinsichtlich der Laserquelle jedoch keinen prinzipiellen Einschränkungen. Ob dafür ein Laser, der zwei Moden gleichzeitig emittiert oder zwei separate Einzelmodenlaser verwendet werden, ist unerheblich. Das Verfahren ist letztlich die optische Variante der Heterodyn Mischung, welche in der Hochfrequenztechnik seit langem verwendet wird. Im folgenden Abschnitt wird der Erzeugungsprozess für Dauerstrich THz-Wellen erläutert, dessen Ablauf anhand der Abbildung 3.1 graphisch nachvollzogen werden kann.

Zunächst werden die beiden einzelnen Laserstrahlen in einem Strahlteiler überlagert und entsprechend auf den Emittor und Detektor geleitet. Wenn davon ausgegangen wird, dass sich die E-Feldvektoren der beiden Strahlen perfekt superponieren und die gleiche Polarisierung besitzen, entsteht auf der Oberfläche des Photomischers eine optische Schwebung. Sie enthält zwei Frequenzkomponenten mit der halben Summen- und Differenzfrequenz, wie folgende Umformung unter der Annahme $E_0 = E_1 = E_2$ zeigt:

$$\begin{aligned} E(t) &= E_1(t) + E_2(t) \\ &= E_0 \cos(\omega_1 t) + E_0 \cos(\omega_2 t) \quad \text{mit} \quad \cos(x) + \cos(y) = 2 \cos\left(\frac{x+y}{2}\right) \cos\left(\frac{x-y}{2}\right) \quad (3.1) \\ &= 2E_0 \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right). \end{aligned}$$

Liegt keine parallele Orientierung der E-Feldvektoren vor, so ergibt sich aus dem Skalarprodukt von $\vec{E} = |\vec{E}_1| \cdot |\vec{E}_2| \cdot \cos(\gamma)$, mit γ als den Winkel zwischen den beiden E-Feldvektoren,

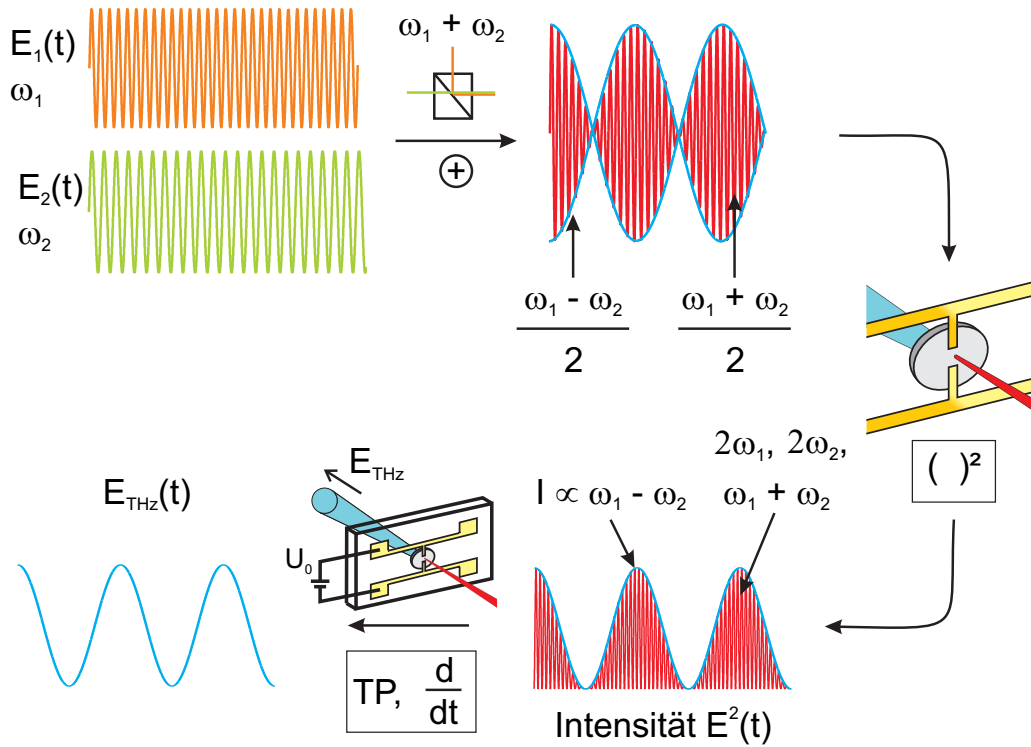


Abbildung 3.1.: Prinzip der Erzeugung einer Dauerstrich THz-Welle (Photomischung)

eine Abhängigkeit von der $\cos$ -Funktion. In einem Halbleitermaterial, das Teil eines Photomischers ist (siehe Abschnitt 3.1.1), wird die optische Leistung absorbiert und es werden freie Ladungsträger erzeugt. Dieser Prozess ist proportional zur Intensität, die wiederum das Quadrat des elektrischen Feldes ist. Diese quadratische Nichtlinearität ist Voraussetzung für einen Mischprozess und in folgender Gleichung aufgeführt:

$$\begin{aligned}
 E^2(t) &= 4E_0^2 \cos^2\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t\right) \cos^2\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right) \\
 &= E_0^2 [1 + \cos^2(\omega_1 + \omega_2)t] [1 + \cos^2(\omega_1 - \omega_2)t] \\
 &= E_0^2 [1 + \cos^2(\omega_1 + \omega_2)t + \cos^2(\omega_1 - \omega_2)t + \frac{1}{2}\cos(2\omega_1)t + \frac{1}{2}\cos(2\omega_2)t].
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Die Summen- sowie die doppelten Einzelfrequenzen können vernachlässigt werden, da diese optischen Frequenzen viel höher sind als die inverse Ladungsträgerlebensdauer des Halbleitermaterials. Es mittelt somit zeitlich über diese kurzwelligen optischen Schwingungen und wirkt wie ein Tiefpass (TP). Einzig die THz-Frequenz, entstanden aus der Differenz der beiden Laserwellenlängen

$$\Delta f_{THz} = c_0 \left| \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right| \tag{3.3}$$

wird emittiert. Ursache dafür ist die zeitlich variierende Photostromdichte $\vec{j}(t)$, welche ein zeitlich veränderliches Magnetfeld $\vec{B}(t)$ erzeugt. Nach Maxwell resultiert daraus die Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_{THz}(t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(t) \propto -\frac{\partial}{\partial t} \vec{j}(t). \tag{3.4}$$

Die Leitfähigkeit des Photomischers wird durch die Intensitätsänderungen der einfallenden optischen Leistung mit der Frequenz ω_{THz} moduliert. Auf die Herleitung der zeitabhängigen Leitfähigkeit wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf [14, 129–131] verwiesen. Das Resultat der Herleitung ergibt eine zeitabhängige Leitfähigkeit $G(t)$

$$G(t) = \mu n(t) e \frac{A}{d}, \quad (3.5)$$

die von der Ladungsträgerdichte $n(t)$, dem Elektrodenabstand d , dem Querschnitt A , der Elektronenladung e und der Beweglichkeit μ abhängt. Dabei ist $n(t)$ gegeben durch

$$n(t) = \frac{\eta P_0 \tau}{\hbar \omega A d} \left(1 + \frac{\sin(\omega_{THz} t)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \right). \quad (3.6)$$

Eingesetzt in Gleichung (3.5) ergibt sich mit der einfallenden optischen Leistung $P_0 = P_1 + P_2$ und der Quanteneffizienz η , der zeitlich veränderliche Photoleitwert

$$G(t) = \frac{\eta P_0 \tau e \mu}{\hbar \omega d^2} \left(1 + \frac{\sin(\omega_{THz} t)}{\sqrt{1 + \tau^2 \omega_{THz}^2}} \right). \quad (3.7)$$

Dieser Leitwert beschreibt die Eigenschaften des lichtabsorbierenden Halbleitermaterials. Zur Vollständigen Charakterisierung eines Photomischers gehören jedoch noch weitere Einflussgrößen, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

3.1.1. Photomischer

Ein Photomischer ist ein Bauteil bestehend aus einem photoelektrischen Halbleitermaterial und einer aufgedampften metallischen Struktur, die zwei Aufgaben übernimmt: Angeschlossen an eine externe Spannungsquelle erzeugt sie ein elektrisches Feld am Ort der Laseranregung bzw. leitet den dort erzeugten Strom beim Empfänger zu einem Messgerät. Des Weiteren fungiert die Metallstruktur als Antenne. Die Abbildung 3.2(a) zeigt einen skizzierten Photomischer mit den anregenden Laserstrahlen auf der Vorderseite und den durch die Siliziumlinse vorkollimierten THz-Stahl auf der Rückseite.

Um mit diesem Bauteil THz-Wellen erzeugen zu können, müssen jedoch einige Voraussetzungen erfüllt sein. Wichtigste Bedingung ist, dass die jeweilige Photonenenergie der verwendeten Laser höher ist, als die Energielücke E_G zwischen den beiden Bändern $\hbar\omega_1 \approx \hbar\omega_2 \approx \hbar\omega$ mit $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$. Dadurch ist es überhaupt erst möglich, freie Ladungsträger (Elektronen und Löcher) zu erzeugen, die letztlich die Photoleitfähigkeit zeitlich verändern, wie es im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde. Weiterhin bedarf es einer kurzen Ladungsträgerlebensdauer, damit der Strom der optischen Schwebung instantan folgen kann. Erste Betrachtungen zu photoleitenden Detektoren sind in [132] beschrieben.

Das elektrische Ersatzschaltbild (ESB) eines Photomischers ist in Abbildung 3.2(b) zu sehen, mit der aus Gleichung (3.7) bereits bekannten Leitfähigkeit $G(t)$. Der Kehrwert des Photoleitwertes ergibt typischerweise Werte im Bereich von $R(t) \geq 10 \text{ k}\Omega$ [14]. Das ESB enthält

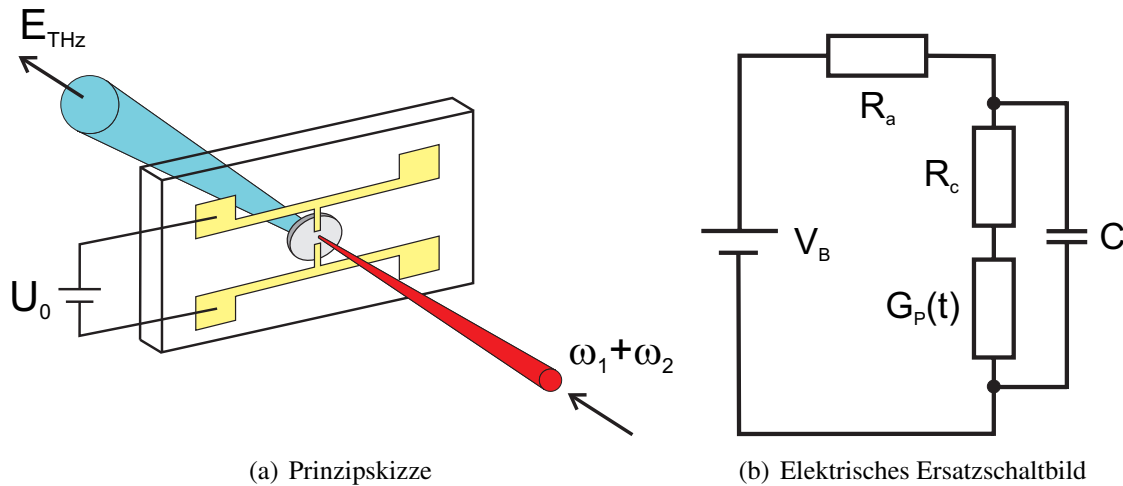


Abbildung 3.2.: Skizze und elektrisches Ersatzschaltbild eines Photomischers

weiterhin eine Spannungsquelle V_B , die das externe elektrische Feld, welches an den photoleitenden Bereich mit Hilfe von Elektroden angelegt wird, erzeugt und die freien Ladungsträger beschleunigt. Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt (Glg. 3.4), erzeugt ein schnell veränderlicher Strom nach der Maxwell'schen Theorie eine elektromagnetische Welle, die in diesem Fall hauptsächlich in Richtung des Substrates mit rückseitig aufgesetzter Siliziumlinse emittiert wird. Die Energie für die abgestrahlten Wellen stammt aus dem externen E-Feld, während die optische Laserintensität nur die Anzahl der generierten Ladungsträger beeinflusst. Die weiteren Bestandteile im ESB sind der Strahlungs- und Kontaktwiderstand R_a bzw. R_c . Parallel zu R_c und G_P liegt noch eine von den Elektroden hervorgerufene parasitäre Kapazität C , die maßgeblich durch deren Gestalt beeinflusst wird.

Typischerweise wird für Laserwellenlängen die kleiner als 872 nm sind *Low temperature grown (LT-)Galliumarsenid (GaAs)* verwendet. Hierbei wurde bei der Herstellung eine wenige μm dicke Schicht GaAs bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen von $200^\circ\text{C} - 300^\circ\text{C}$ mit einem stöchiometrisch einprozentigen Überschuss an Arsen aufgewachsen und anschließend bei rund 600°C ausgeheilt (annealed). Der Arsenüberschuss sorgt dafür, dass sich Cluster von As-Atomen bilden, die als Einfangzentren für Elektronen dienen und so die Rekombinationszeit der Elektronen auf eine Zeitskala von 200 fs reduzieren, bei einer gleichzeitig hohen Ladungsträgerbeweglichkeit [133]. Eine zusätzliche Dotierung des GaAs mit Erbium (Er) verkürzt die Ladungsträgerlebensdauer auf 120 fs [134], wobei der Nutzen dieser weiter verkürzten Lebensdauer eher bei Zeitbereichsspektrometern liegt, da bei Photomischern die parasitäre Kapazität der wesentliche limitierende Faktor hinsichtlich der spektralen Nutzbarkeit ist. Mit diesen kurzen Lebensdauern ist gewährleistet, dass der Strom der optischen Schwebung ohne zeitliche Verzögerung folgen kann und so die Modulation des Stromes nicht „verschmiert“ wird. Weiterhin wird ein Gegenfeld durch die freien Ladungsträger aufgebaut, welches den Strom begrenzt. Dieser Effekt wirkt sich umso stärker aus, je länger die Ladungsträgerlebensdauer ist.

Nachdem die optischen und elektrischen Eigenschaften des Materials durch den Herstellungsprozess festgelegt und optimiert sind, können weitere, externe Parameter, variiert werden,

um die Effizienz zu steigern. Die Arbeitsgruppe um Verghese [135, 136] zeigte mit Messungen, dass durch die Absenkung der Betriebstemperatur des Photomischers auf 77 K die Ausgangsleistung verdoppelt werden kann. Die thermische Leitfähigkeit von LT-GaAs steigt dadurch um das 6-fache, was eine deutlich höhere optische Leistung auf dem Photomischer ermöglicht. So wird bei Raumtemperatur die kritische Temperaturdifferenz von rund 110 K, die zu einer mechanischen Beschädigung des Halbleitermaterials führt, bei deutlich kleineren optischen Leistungen erreicht. Ein anderer Ansatz wurde von Brown et al. [137] vorgeschlagen, der eine theoretische Betrachtung zur Erhöhung der Quantenausbeute, also dem Quotienten aus erzeugten Ladungsträgerpaaren zu eingestrahlt Photonen, innerhalb der absorbierenden, photoleitenden Schicht vorstellte. Er hat gezeigt, dass sich durch den Einsatz eines dielektrischen Spiegels unterhalb einer nun dünneren absorbierenden Schicht ein Resonator verwirklichen lassen sollte, in dem das Laserlicht mehrfach reflektiert wird und so die Quantenausbeute um den Faktor 2,7 steigert.

Die metallische Struktur auf dem Halbleitersubstrat dient nicht nur zur Erzeugung eines elektrischen Feldes am Ort der optischen Anregung, sondern kann auch in Form einer Antennenstruktur ausgebildet werden und so die Abstrahlungseigenschaften beeinflussen. Ersteres kann auch zur Erhöhung der Effizienz des Photomischers genutzt werden, indem die Elektrodengeometrie optimiert wird [138, 139]. Eine weitere Variante der Elektrodengeometrie besteht in der interdigitalen Ausführung, bei der feine fingerartige Metallstrukturen in die Anregungszone hineinreichen und so den Driftweg der Ladungsträger deutlich verkürzen. Auch hierbei sind einige Optimierungsmöglichkeiten in der Literatur zu finden [136, 137, 139]. Nicht zu vernachlässigen ist der Kontaktwiderstand R_c , der maßgeblich durch die Materialzusammensetzung der metallischen Elektroden beeinflusst wird, wie in [140] beschrieben. Durch eine geeignete Wahl der Legierungszusammensetzung basierend auf Gold und Germanium ist es möglich, die abgestrahlte Leistung um bis zu 50 % zu erhöhen.

Aber auch für die Antennenform selbst können verschiedene Konfigurationen verwendet werden, um den Strahlungswiderstand zu optimieren. Die einfachste Form ist ein Dipol [141], der jedoch eine feste Resonanzfrequenz besitzt und außerhalb der Hauptresonanz bzw. bei den ungeraden Vielfachen dieser Frequenz nur eine vergleichsweise schlechte Abstrahlung ermöglicht. Abhilfe schaffen hier breitbandige Antennengeometrien wie Spiral- [15, 142], Bow-tie- [143], oder logarithmisch periodische Antennen [144]. Sie besitzen eine flachere Frequenzcharakteristik, allerdings liefern sie im Vergleich zum resonanten Dipol eine geringere Maximalleistung [136]. Falls jedoch für eine Anwendung bspw. in der Molekülspektroskopie eine schmalbandige Emission gefordert ist, so bietet sich ein Dipol an, dessen Abstrahlcharakteristik durch geeignete Maßnahmen weiter optimiert werden kann. Hierbei kommen Doppeldipole oder Doppelschlitzantennen zum Einsatz, bei denen, wie auch bei einem Einfachdipol, die Kapazität der Elektroden, besonders bei Interdigitalstrukturen, durch eine induktiv wirkende koplanare Streifenleitung kompensiert werden kann [130, 145].

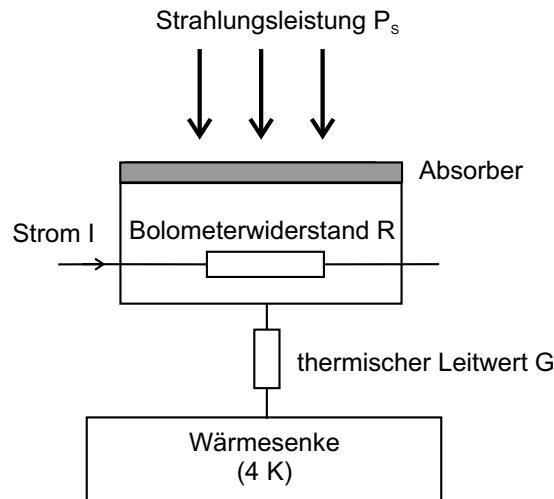


Abbildung 3.3.: Elektrisches Ersatzschaltbild eines Bolometers (nach [132])

3.1.2. Inkohärente Detektoren

Neben den Photomischern als häufig verwendete kohärente Detektoren, deren messtechnisches Funktionsprinzip näher im nächsten Abschnitt 3.2 beschrieben wird, gibt es noch eine Reihe weiterer, inkohärenter Detektoren, die die empfangene elektromagnetische Welle in thermische Energie umwandeln. Zu diesen Vertretern gehören Pyrodetektoren, Bolometer und Golayzellen, wobei die beiden letztgenannten zu den empfindlichsten thermischen Detektoren gehören. Für alle gilt gleichermaßen, dass auf Grund des inkohärenten Detektionsprinzips die Phaseninformation verloren geht.

Der bekannteste und empfindlichste Detektor ist das Bolometer. Die verbreitetsten Bauformen sind Hot-Electron Bolometer, InSb-Bolometer, Mikrobolometer-Arrays, die auf unterschiedlichsten Detektormaterialien basieren [146]. Ein bekanntes und das am längsten verwendete Material ist ein Siliziumverbund mit Saphir als Substrat, welches auf der Oberseite geschwärzt ist und als Absorber fungiert [147]. Das Silizium dient als temperaturempfindlicher Widerstand, durch den ein konstanter Biasstrom eingeprägt wird, der einen Spannungsabfall verursacht. Es ist auch möglich, eine konstante Spannung aufzuprägen und die Stromänderung zu messen. Zur Detektion von Strahlung, dies können Wellen mit Frequenzen von einigen 10 GHz bis hin zu optischen Frequenzen sein, wird deren Energie von dem Absorbermaterial in Wärme umgewandelt, die direkt an den Widerstand weitergegeben wird. Dieser verändert seinen Widerstand und das Spannungssignal kann am Ausgang eines hochohmigen Verstärkers mit einem Voltmeter gemessen werden. Um eine möglichst kurze Ansprechzeit des Bolometers zu gewährleisten, müssen Widerstand und Absorber gemeinsam eine möglichst geringe Wärmekapazität besitzen und über einen guten thermischen Leitwert an die Wärmesenke gekoppelt sein. Eine Prinzipskizze ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Die Ausgangsspannung V_S des Bolometers hängt über folgende Gleichung [132]

$$V_S = I \Delta R = I b R \Delta T = I b R P_S / G \quad \text{mit } b = (1/R) dR/dT \quad (3.8)$$

mit dem Strom I , der Strahlungsleistung P_S , dem thermischen Leitwert G und der anteiligen Änderung des Widerstandes pro Kelvin zusammen.

Um mit einem Bolometer sensitive Messungen durchführen zu können, muss es mit flüssigem Helium auf kryogene Temperaturen um 4 K abgekühlt werden. Dadurch wird ausgenutzt, dass der thermische Detektor seine Wärmekapazität mit sinkender Temperatur verringern kann. Weiterhin minimiert sich auch das Detektorrauschen bei diesen niedrigen Temperaturen, was ein maximales Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR) ermöglicht. Bei sehr schwachen Signalleistungen empfiehlt es sich zur besseren Trennung des Nutzsignals vom Hintergrundrauschen (Erhöhung des SNR), das Nutzsignal zu modulieren, um es anschließend mit der Lock-in-Technik zu detektieren. Dabei ist die Bandbreite des Bolometers zu berücksichtigen, die üblicherweise unter 100 Hz liegt.

Der zweite bekannte Vertreter unter den thermischen Detektoren ist die Golayzelle, die einen entscheidenden Vorteil gegenüber einem Bolometer aufweist, da bei diesem Detektor auf die kryogene Kühlung vollständig verzichtet werden kann. Die Golayzelle kann bei Raumtemperatur betrieben werden, auch wenn die Empfindlichkeit verglichen mit einem Bolometer um rund 1–2 Größenordnungen geringer ist. Bei diesem Detektor wird die Strahlung mit Hilfe einer dünnen Folie absorbiert, die sich innerhalb eines thermisch leitfähigen Gases in einer Gaszelle befindet. Die einfallende Strahlung erwärmt die Folie, die wiederum die thermische Energie an das Gas abgibt, welches sich dadurch ausdehnt. Auf der Rückseite der Gaszelle ist die Membrane von außen verspiegelt, so dass ein Lichtstrahl, der auf diese Fläche trifft, durch die Ausdehnung leicht abgelenkt und mit einer Fotozelle registriert wird. Die Stärke der Ablenkung ist ein Maß für die eingestrahlte Leistung. Auch bei diesem Detektor wird die Dynamik durch die thermische Zeitkonstante begrenzt. Im Allgemeinen besitzt eine Golayzelle eine Bandbreite von wenigen 10 Hz und reagiert damit langsamer auf Signaländerungen als ein Bolometer.

3.2. Kohärente Detektion

Bei der kohärenten Detektion der THz-Strahlung ist es von großer Bedeutung, nicht nur die Amplituden- sondern auch die Phaseninformation nutzen zu können. Zumal es mit unmodulierten Dauerstrichsignalen nicht möglich ist, die Signallaufzeit zu bestimmen, wie es allgemein bei Systemen mit impulsförmigen Signalen der Fall ist. Die Signallaufzeit kann dann z.B. zur Bestimmung der Tiefenlage einer Fehlstelle in einem Bauteil genutzt werden. Da für Dauerstrichsysteme auf diese Information nicht zurückgegriffen werden kann, bleiben als die beiden einzigen Signalkenngrößen die Amplitude und Phase. Letztere ist, wie später noch gezeigt wird, zur Bestimmung von Materialparametern wie z. B. der Bauteildicke oder des Brechungsindex notwendig.

Ein Photomischer zum Empfangen von THz-Wellen ist in seinem Aufbau identisch mit einem, der als Emitter eingesetzt wird. Im Allgemeinen werden für den Emitter und Detektor die gleichen Antennengeometrien verwendet, da so auch die Frequenzcharakteristik der beiden Photomischer identisch ist. Wichtigster Unterschied zwischen den beiden ist, dass der Detektor

nicht an eine Spannungsquelle angeschlossen wird, sondern an ein empfindliches Amperemeter. In der aktiven Zone der Photomischer werden durch die optische Schwebung der beiden Laserwellenlängen freie Ladungsträger generiert. Im Emitter werden die freien Ladungsträger im externen E-Feld der Spannungsquelle beschleunigt und erzeugen ein zeitlich abhängiges E-Feld $E_{THz,E}(t)$ bei der Differenzfrequenz der beiden Laserwellenlängen

$$E_{THz,E}(t) = \hat{E}_{THz,E} \cos(\omega_{THz}t + \varphi_1). \quad (3.9)$$

Mit $\hat{E}_{THz,E}$ werden die Amplitude der erzeugten THz-Welle und mit φ_1 die Phasenverschiebung durch die optische Weglänge d des Emitterpfades bis zum Detektor bezeichnet. Die Verschiebung der Phase ist ihrerseits gegeben durch

$$\varphi_1 = \frac{\omega_{THz}d}{c} - 2\pi m. \quad (3.10)$$

Der Multiplikator m trägt der Periodizität der Sinusfunktion Rechnung. In dem empfangenden Photomischer wird eine zeitabhängige Stromdichte erzeugt

$$i_D(t) = \sigma(t)E_{THz,D} \propto G_D(t)E_{THz,D}, \quad (3.11)$$

bei der die Leitfähigkeit $\sigma(t)$ durch die Intensitätsänderungen der Lichtschwebung, welche proportional zum E-Feld am Detektor $E_{THz,D}$ ist, moduliert wird. Der elektrische Leitwert des Detektors $G_D(t)$ ergibt sich in Analogie zum Emitter zu

$$G_D(t) = G_0 (1 + \beta \cos(\omega_{THz}t + \varphi_2)), \quad (3.12)$$

wobei φ_2 die Phasenverschiebung, hervorgerufen durch die optische Weglänge vom Strahlteiler bis zum Detektor, ist. Weiterhin sind nach [14] β und G_0 gegeben durch

$$\beta = \frac{2\sqrt{mP_1P_2}}{P_0\sqrt{1 + \omega_{THz}^2\tau^2}} \quad (3.13)$$

$$G_0 = \frac{P_0\eta_e\tau e}{hf_{THz}\omega_g^2}. \quad (3.14)$$

Da sich der Detektorstrom im Photomischer proportional zur Stromdichte verhält, ergibt sich mit den Gleichungen (3.9), (3.11) und (3.12)

$$I_D \propto G_0(1 + \beta \cos(\omega_{THz}t + \varphi_2)) \cdot \hat{E}_{THz,D} \cos(\omega_{THz}t + \varphi_1). \quad (3.15)$$

Durch Anwendung der trigonometrischen Zusammenhänge

$$\cos(x) \cdot \cos(y) = \frac{1}{2}\cos(x+y) + \frac{1}{2}\cos(x-y) \quad (3.16)$$

ergibt sich aus Gleichung (3.15)

$$I_D \propto G_0\hat{E}_{THz,D}\cos(\omega_{THz}t + \varphi_1) + \frac{1}{2}G_0\hat{E}_{THz,D}\beta\cos(2\omega_{THz}t + \varphi_1 + \varphi_2) + \frac{1}{2}G_0\hat{E}_{THz,D}\beta\cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3.17)$$

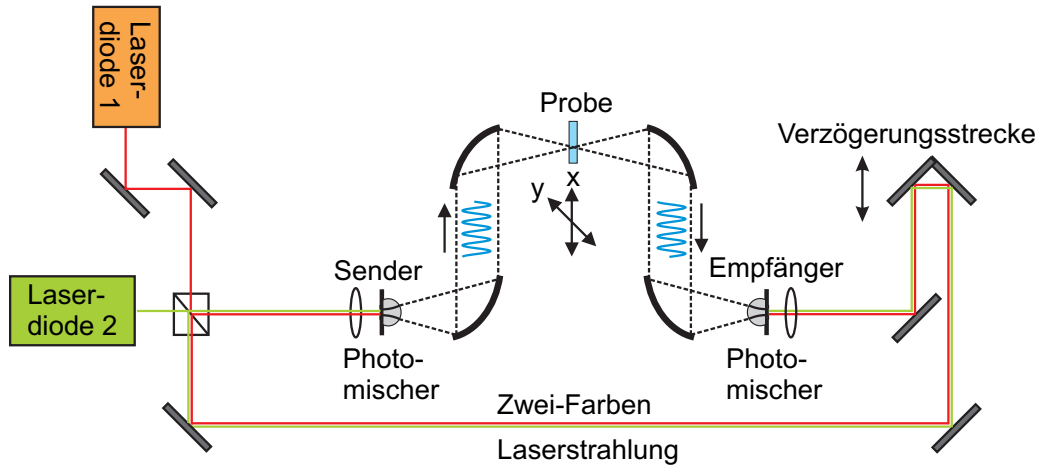


Abbildung 3.4.: Freistrahle Dauerstrich THz-Spektrometer mit detektorseitiger Verzögerungsstrecke

Dieser Strom ist mit der THz-Frequenz moduliert, jedoch kann kein Amperemeter dieser Oszillation folgen und integriert entsprechend über sehr viele Schwingungen. Daraus resultiert ein zeitlicher Mittelwert

$$\langle I_D \rangle = \frac{1}{T} \int_T I_D dt = \frac{1}{2} G_0 E_0 \beta \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3.18)$$

bei dem lediglich die Phasendifferenz übrig bleibt, welche aus der Wegdifferenz der beiden Signalfade am Detektor resultiert. Damit wirkt sich nur eine Änderung der Wegstrecke aus. Sie kann hervorgerufen werden entweder durch eine Veränderung des optischen Weges, oder durch das Durchlaufen der THz-Welle durch eine Probe, die entsprechend ihres Brechungsindex die Laufzeit der THz-Welle verlängert. Als Resultat hängt der Detektorstrom

$$\langle I_D \rangle \propto P_0 E_{THz,E} \cos\left(\frac{\omega}{c} \Delta\varphi\right) \quad (3.19)$$

mit

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (3.20)$$

nur noch von der einfallenden optischen Leistung P_0 , dem elektrischen Feld der THz-Welle $E_{THz,E}$ und der kosinusförmigen Änderung durch die Phasendifferenz [131, 148] ab.

3.3. Dauerstrich THz-Spektrometer

3.3.1. Freistrahlspektrometer

Für Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, stand unter anderem ein Dauerstrich (cw)-THz-Spektrometer zur Verfügung [131], dessen Prinzipskizze in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Es sind allerdings Erweiterungen bei der Datenaufnahme vorgenommen worden, um bei bildgebenden Messungen nicht nur ein Amplitudenbild mit implizierter Phase zur

Verfügung zu haben, sondern die Amplitude und Phase getrennt voneinander auswerten zu können. Ausführlichere Informationen dazu finden sich im folgenden Abschnitt 3.4.

In diesem Spektrometer kommen zwei DFB (engl.: distributed feedback)-Laserdioden zum Einsatz, deren Wellenlänge durch Regelung der Betriebstemperatur zwischen 1 °C und 49,5 °C bis zu 2,3 nm um eine Mittenwellenlänge von 860 nm herum verstimmt werden können. Der damit erzielbare Differenzfrequenzbereich erstreckt sich bis zu 1,3 THz. Die Ausgangsleistung der beiden Laserdioden ist so eingestellt, dass sie zusammen jeweils auf den Photomischern 40 mW optische Leistung einstrahlen. Zuvor werden die Laserstrahlen durch ein anamorphisches Prismenpaar zur Strahlformkorrektur und einem optischen Isolator zur Verringerung von Rückreflexionen (nicht in der Skizze gezeigt), gelenkt. Die Reflexionen werden hauptsächlich durch die senkrecht zum Laserstrahl positionierten Photomischer mit ihren polierten Oberflächen hervorgerufen. Nach dem Isolator werden die beiden einzelnen Laserstrahlen in einem Strahlteilerwürfel überlagert und zu gleichen Teilen in einen Emitter- und einen Detektorarm aufgeteilt. Über Spiegel werden sie dann zu den Photomischern gelenkt, wobei sich im Detektorarm eine computergesteuerte Präzisionsverschiebestrecke mit einem Retroreflektor befindet. Über diese Verschiebestrecke wird eine Phasenverschiebung zwischen dem optischen und dem THz-Signal erzeugt. Im Ausgangszustand sind die optische Detektorstrecke, wie auch die emittierte Strecke, d.h. der optische Pfad bis zum Emitter plus die Weglänge des THz-Pfades zum Detektor gleich lang.

Die verwendeten identischen Photomischer für den Emitter und den Detektor sind zwei H-Typ Dipole mit 90 µm Länge sowie einer 5 µm breiten Anregungslücke. Auf der Rückseite der Antennen befindet sich jeweils eine hyperhemisphärische Linse aus hochresistivem Silizium mit einem Radius von 3 mm und einer Höhe von 3,8 mm zur Verringerung des Divergenzwinkels und der Reduzierung der Fresnel'schen Verluste bei der Auskopplung der THz-Welle aus dem Halbleitersubstrat.

Der Emitter wird mit einer rechteckförmigen, bipolaren Biasspannung von 30 V bei einer Frequenz von rund 4 kHz betrieben. Die Anregungslücken der beiden Photomischer werden mit einer optischen Leistung von je 40 mW beleuchtet. Dazu wird der Laserstrahl mit Hilfe von je einer Linse mit 11 mm Brennweite auf ca. 5 µm Durchmesser fokussiert. Am Detektor wird das Stromsignal mit einem Lock-in Verstärker mit einer typischen Integrationszeitkonstante von 30 ms gemessen. Der Messwert wird dann per Computersoftware ausgelesen und in einer Datei zur späteren Auswertung abgespeichert.

Zwischen den beiden Photomischern wird der THz-Strahl durch vier „Off-axis“ Parabolspiegel (engl.: off-axis parabolic mirrors, OPM) zuerst hinter dem Emitter kollimiert, um ihn dann mit einem weiteren OPM zu einem Zwischenfokus zu bündeln. An dieser Stelle des Fokusses wird eine Probe mittels einer Zwei-Achsen Verschiebeeinheit rasterartig verfahren. Die Schrittweite kann vom Benutzer vorgeben werden, sie beträgt aber typischerweise 1 mm für beide Achsen. Hinter dem Fokus folgen zwei weitere OPMs, die den THz-Strahl wieder kollimieren bzw. auf den Detektor fokussieren. Die Steuerung der Verschiebestrecke, wie auch die Zwei-Achsen Verschiebeeinheit mit Probenhalter und die THz-Frequenz über die Lasertemperatur, werden durch die in LabView® programmierte Software anhand von Benutzervorgaben

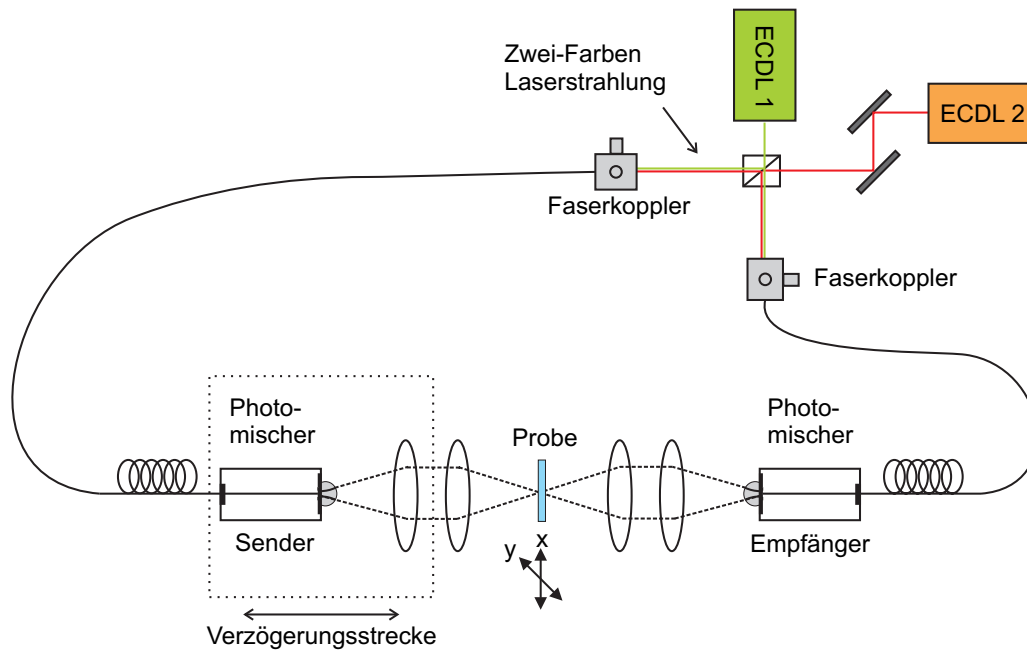


Abbildung 3.5.: Glasfasergekoppeltes Dauerstrich THz-Spektrometer mit PE-Linsen zur Formung des THz-Strahls

vorgenommen. Für weiterführende Informationen bezüglich des Aufbaus sei auf die Dissertation von Rafal Wilk [131] verwiesen.

3.3.2. Fasergekoppeltes cw-Spektrometer

Das bisher vorgestellte cw-Spektrometer ist ein reiner Freistrahlaufbau, so wie er in Optiklaboren oft betrieben wird. Wenn jedoch die Zielsetzung der Einsatz außerhalb der idealen Laborbedingungen sein soll, so muss die Empfindlichkeit des Gesamtsystems auf Erschütterungen oder Verschmutzungen durch Staub deutlich reduziert werden. Auch die Handhabbarkeit und die Möglichkeit, den Aufbau flexibel verändern zu können, ist ein wichtiger Grund dafür, den überwiegenden Teil der Laserstrahlführung mit Glasfasern zu realisieren. Der im Folgenden beschriebene Aufbau (Abb. 3.5) ist im Rahmen dieser Arbeit entstanden und in Betrieb genommen worden [149]. Er besteht aus einem Zwei-Farben Lasersystem der Firma Sacher Lasertechnik, zwei Strahleinkopplungen in Single mode (SM) Fasern, sowie zwei Photomischern, die an einer Glasfaser angekoppelt sind. Der THz-Strahl wird in diesem Aufbau durch High Density Polyethylen (HDPE)-Linsen geformt und nicht, wie im vorherigen Aufbau mit Off-axis Parabolspiegeln. Polyethylen hat den Vorteil, dass es einen Brechungsindex $n_{HDPE} = 1,54$ und eine vernachlässigbare Absorption unterhalb von 1 THz besitzt. Das erlaubt einen geometrisch linearen Aufbau, der sehr einfach und kompakt auf einer Schiene montiert werden kann. Zur Erzeugung der notwendigen Phasenverschiebung kommt hier eine Verschiebeeinheit zum Einsatz, die eine der beiden Antennen mit zugehöriger PE-Linse gleichzeitig verschiebt [150].

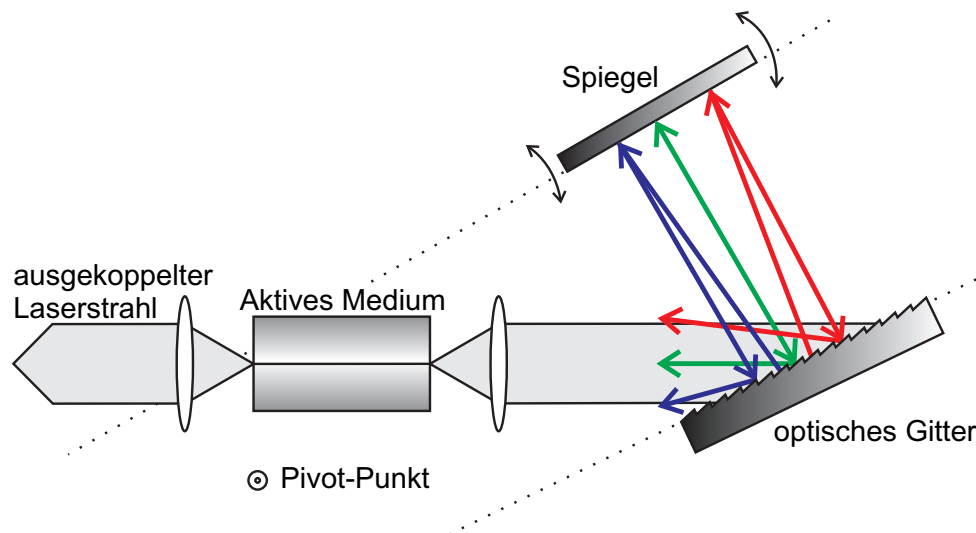


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung eines ECDL in einer Littmann/Metcalf Konfiguration (nach [151])

3.3.3. Zwei-Farben Lasersystem

Dieses Lasersystem unterscheidet sich von dem des Freistrahlaufbaus darin, dass hier keine DFB-, sondern Fabry-Perot Laserdioden in einem externen Resonator (ECDL: External Cavity Laser Diode) verwendet werden. Dazu ist es nötig, eine der beiden planaren Endfacetten der Laserdiode mit einer Antireflexionsschicht zu versehen anstelle der üblichen hochreflektierenden Schicht, um eine möglichst perfekte, reflexionsfreie Auskopplung des Laserlichtes aus, bzw. Einkopplung in die Diode zu ermöglichen. Ein typischer Aufbau dieses Resonatortyps, der auf der Littmann/Metcalf Konfiguration basiert, ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Das Laserlicht verlässt die Diode auf der entspiegelten Seite und trifft auf ein Beugungsgitter, welches den Laserstrahl in seine Beugungsordnungen aufteilt. Das Licht der ersten Beugungsordnung wird auf den hochreflektierenden Endspiegel des externen Resonators gelenkt und in sich wieder zurückgeworfen. Der Laserresonator wird somit durch diesen externen Spiegel und die nahezu hochreflektierende Endfacette der Laserdiode gebildet.

Als nutzbare Laserleistung wird der Anteil der oszillierenden Laserleistung verwendet, der von dem hochreflektierenden Laserendspiegel ausgekoppelt und mittels einer Linse kollimiert wird. Für diesen Laseraufbau werden Dioden verwendet, die eine Ausgangsleistung von je 100 mW liefern. Die zentrale Emissionswellenlänge dieses Systems liegt bei 780 nm mit einem Durchstimmbereich von ± 5 nm. Die wichtigste Rolle bei der Durchstimmung der Wellenlänge spielt dabei das Beugungsgitter, welches durch räumliche Dispersion das Emissionsspektrum der Laserdiode in seine spektralen Anteile separiert. Die einzelnen Wellenlängen werden unter verschiedenen Winkeln in Richtung des externen Resonatorspiegels reflektiert. Nur die Wellenlänge, deren Strahl exakt senkrecht auf den Spiegel trifft und in sich selbst zurück in das aktive Medium der Laserdiode reflektiert wird, erfährt eine Verstärkung. Dadurch wird das Spektrum deutlich schmaler. Eine Veränderung der Wellenlänge kann durch Drehung des externen Endspiegels um den Pivot-Punkt erzielt werden, wobei dann jeweils eine andere Wellenlänge in

das aktive Medium zurückreflektiert wird. Realisiert ist dies durch eine Mikrometerschraube zur groben Einstellung der Emissionswellenlänge, die Feineinstellung kann über den Diodenstrom erfolgen. Weiterhin wird die Laserdiodentemperatur konstant auf einer Temperatur zwischen 20 °C und 22 °C gehalten. Durch diese Technik ist es möglich, eine erheblich feinere Frequenzeinstellung als mit DFB-Laserdioden zu erzielen, die dafür jedoch einen sehr großen Wellenlängenbereich ohne Modensprünge abdecken können.

Außerhalb des Laserresonators verhindert auch hier ein optischer Isolator, dass unerwünschte Reflexionen aus dem Aufbau zurück in die Laserdiode gelangen und dämpft sie daher um ≥ 30 dB. Rückreflexionen führen in der aktiven Zone des Lasers zu einer chaotisch fluktuierenden Intensität des Lasers. Nach dem Isolator der jeweiligen Diode werden die beiden Laserstrahlen, wie auch bei dem Freistrahlsystem, in einem Strahlteilerwürfel überlagert. Die aufgeteilten Laserstrahlen werden je auf einen Fasereinkoppler gelenkt und dort in eine SM-Faser fokussiert. Bis zu diesem Punkt ist dieser Laseraufbau vergleichbar mit dem oben beschriebenen DFB-Lasersystem, es stellt allerdings nur eine Vorstufe dar. Im weiteren Verlauf des Forschungsprojektes, in dessen Rahmen dieses System entstanden ist, wird das gesamte Lasersystem vom Hersteller soweit miniaturisiert, dass alle Komponenten vom Laser bis zur Fasereinkoppeleinheit in einem Butterfly-Gehäuse untergebracht werden sollen. Somit stünde dann ein Zwei-Farben Lasersystem zur Verfügung, welches die gleichen Spezifikationen wie das vorliegende besitzen wird und gleichzeitig einen Anschluss für eine Glasfaser bietet. Beim aktuellen Stand des Projektes konnte jedoch darauf noch nicht zurückgegriffen werden.

Bei der Verwendung von Glasfasern ist zu bedenken, dass es an den Stoßstellen zweier Fasern zu Rückreflexionen kommen kann, die zurück in den Laserresonator gelangen könnten. Um dieses zu vermeiden, sind alle Fasern mit einem FC/APC¹-Stecker versehen, bei dem das Faserende unter einem Winkel von 8° angeschrägt ist. Dadurch wird das reflektierte Licht so stark abgelenkt, dass die Bedingung der Totalreflexion im Faserkern nicht mehr erfüllt ist und der reflektierte Laserstrahl den Faserkern verlässt. Am Ende der Glasfasern werden über einen Steckkontakt mit kurzen Glasfaserstücken verbundene Photomischer angeschlossen.

Zur Herstellung eines in einem Metallgehäuse untergebrachten fasergekoppelten Photomischers bedarf es mehrerer Schritte. Zu Beginn wird eine Siliziumlinse in einem Loch eines für diesen Zweck hergestellten Antennenhalters verklebt. Als Kleber hierfür und für die weiteren Schritte wird ein UV-aushärtender Kleber verwendet. Auf die planare Rückseite der Antenne wird mit Hilfe eines 6-Achsen Positioniertisches unter einem Makroskop der Photomischer zentral auf der Linse positioniert und dort verklebt. Im folgenden Arbeitsschritt werden dann mit einem Bonder feine Golddrähte zur Kontaktierung der Antennenstruktur von den Kontaktflächen der Metallisierung zu dem Antennenhalter gezogen. Die Drähte werden im Wedge-Bond Verfahren, d.h. unter Druck, Wärme und durch Ultraschall verursachte Vibrationen mit den Metallflächen der Antenne wie auch des Halters verschweißt. Zu dem Antennenhalter können dann normale Kupferdrähte führen, um entweder eine Spannungsquelle für die Verwendung als Emitter oder ein Amperemeter für den Einsatz als Detektor anzuschließen.

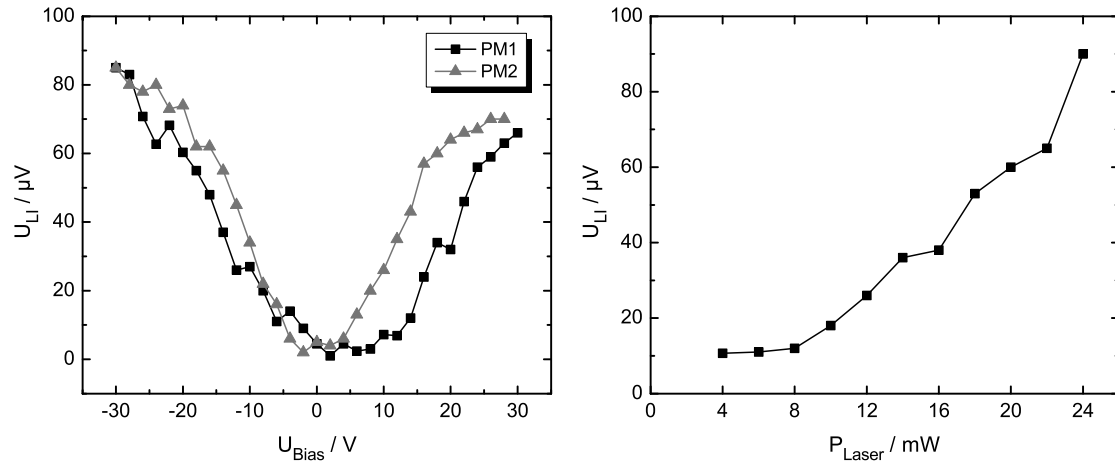
¹engl.: Ferrule Connector / Angled Physical Contact. Dieser Stecker ist eine Variante des FC/PC-Steckers.

Nachdem der Photomischer mit dem Halter und der Siliziumlinse verbunden wurde, muss noch die Glasfaser auf die Anregungslücke der Antenne geklebt werden. Dazu werden die Faser und die Antenne in einen Halter eingespannt und die Faser mit einem Manipulator so positioniert, dass der durch sie geleitete Laserstrahl einen maximalen Photostrom in dem Halbleitermaterial erzeugt. In dieser Position wird die Faser mit dem Kleber fixiert. Dieser muss für diesen Zweck einige relevante Eigenschaften erfüllen, indem er für den Wellenlängenbereich des Lasers transparent ist, bei homogener Beleuchtung mit UV-Licht gleichmäßig und verspannungsfrei aushärtet und der Faser auf der Antenne ausreichende mechanische Stabilität bietet.

Nach Beendigung dieser Prozesskette kann der fasergekoppelte Photomischer in ein Metallgehäuse eingebaut werden, wobei das nicht verklebte Ende des kurzen Glasfaserstückes mit einer Standard FC/APC-Buchse versehen wird, die das rückseitige Ende des Gehäuses darstellt. Das Gehäuse des Detektors enthält noch eine Besonderheit, denn hier ist bereits ein Transimpedanzverstärker eingebaut, um den schwachen induzierten Strom möglichst nah an der Antenne zu verstärken und so die möglichen Störungen durch Rauschen zu minimieren [152]. Die hier beschriebene Herstellung eines fasergekoppelten Photomischers stellt nur einen kurzen Abriss der nötigen Prozessschritte dar, Details dazu sind in [148] beschrieben.

3.3.4. Fasergekoppelte Antennen

In diesem Abschnitt werden Messergebnisse von zwei fasergekoppelten Photomischern gezeigt, die mit dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten Verfahren hergestellt wurden. Dabei handelt es sich um zwei Photomischer mit LT-GaAs-Substrat und einer epitaktisch aufgebracht 200 μm langen Dipolstruktur. Zur Charakterisierung der beiden Strukturen wird eine Golayzelle verwendet, wobei die angelegte Spannung mit einer Frequenz von 12 Hz unipolar geschaltet wird. Die Zeitkonstante des Lock-in Verstärkers, der das Spannungssignal von der Golayzelle erhält, ist wegen des hohen Eigenrauschens des Detektors auf 10 s eingestellt. Bei den ersten beiden Messungen wird das emittierte THz-Signal mit zwei HDPE-Linsen zuerst kollimiert und anschließend auf die Apertur der Golayzelle fokussiert. Die erste Versuchsreihe (Abbildung 3.7(a)) zeigt die detektierte Spannung an der Golayzelle über der Biasspannung des Emitters. Es ist ganz deutlich die quadratische Abhängigkeit der Signalstärke von der angelegten Spannung zu erkennen, wobei der Photomischer PM1 einen unsymmetrischen Verlauf bezüglich der Vertikalen bei 0 V Biasspannung zeigt. Diese Unsymmetrie rührt von einer nicht perfekt über der Anregungslücke positionierten Glasfaser, da bei der Herstellung die Polarität der Speisenspannung nicht verändert wurde. Bei Spannung ab -25 V bzw. +20 V deutet sich ein Übergang in einen gesättigten Zustand an, bei dem der quadratische Zusammenhang von Spannung und Ausgangssignal nicht mehr gilt [140]. Eine weitere quadratische Abhängigkeit kann in Zusammenhang mit der optischen Leistung gezeigt werden. In Abbildung 3.7(b) ist das gemessene Ausgangssignal des Photomischers PM1 über der optischen Gesamtleistung der beiden Laser bei einer Biasspannung von 25 V gezeigt. Bei einer Leistung von unter 6 mW ist das Signal nicht mehr vom thermischen Rauschen des Detektors zu unterscheiden.



(a) U_{LI} in Abhängigkeit von U_{Bias} bei einer konstanten Laserleistung von 9 mW pro Diode

(b) U_{LI} in Abhängigkeit von P_{Laser} bei PM1 und U_{Bias} von 25 V

Abbildung 3.7.: Mit einer Golayzelle gemessenen Spannung U_{LI} zweier verschiedenen Antennen PM1 und PM2 als Repräsentant der THz-Leistung in Abhängigkeit der angelegten Speisespannung U_{Bias} bzw. der optischen Laserleistung.

Nachdem die beiden Photomischer grundlegend charakterisiert wurden, konnte der Aufbau für die kohärente Detektion umgebaut werden. Dazu wurde die Golayzelle durch den Photomischer PM2 substituiert. Weiterhin ist der Strahlweg zwischen den beiden Antennen um zwei auf vier PE-Linsen erweitert worden, um einen Zwischenfokus erzeugen zu können. Damit gleicht der Aufbau in der Funktion dem Freistrahlaufbau. Entsprechend werden zwei Fasereinkoppler verwendet, die jeweils eine Hälfte der durch den Strahlteiler halbierten optischen Leistung in eine Einzelmodenglasfaser einkoppeln [153].

Der Emitter wird bei einer Biasspannung von 20 V und beide Photomischer mit einer optischen Leistung von je 9 mW betrieben. Als Verzögerungsstrecke kommt die bereits in Abschnitt 3.3.2 erwähnte Variante zum Einsatz. Hierbei wird nicht der optische Weg verändert, sondern eine Antenne mit zugehöriger PE-Linse, zur Kollimierung des divergenten THz-Strahls, verschoben. Von Vorteil ist hierbei, dass der Bereich paralleler Wellen nahezu beliebig verlängert oder verkürzt werden kann, bevor die nächste PE-Linse den Strahl zum Zwischenfokus bündelt. Das Resultat einer Messung, welches sich einstellt, ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Als Ursache für die starken Abweichungen im Signal sind die plan-konvexen PE-Linsen zu nennen, zwischen denen sich Mehrfachreflexionen ausbilden, insbesondere wenn sich zwei Linsen mit ihren planaren Seiten gegenüberstehen. Es entsteht ein Fabry-Perot Resonator (Etalon) mit geringer Finesse ($F = (2r/1 - r^2)^2 = 0,19$) und mit einem Reflexionsfaktor

$$r = \frac{n_{HDPE} - n_L}{n_{HDPE} + n_L} = \frac{1,54 - 1}{1,54 + 1} = 0,21, \quad (3.21)$$

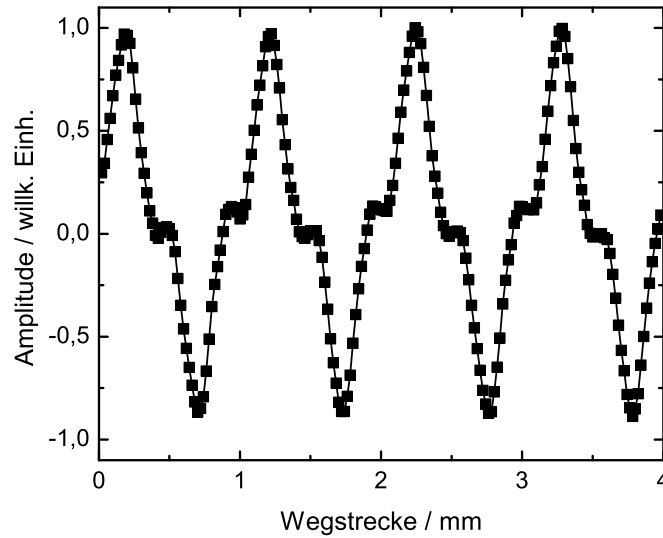


Abbildung 3.8.: Kohärentes THz-Signal unter Verwendung der Z-scan Verzögerungsstrecke

resultierend aus den Brechungsindizes von HDPE (n_{HDPE}) und Luft (n_L). Das Transmissionsverhalten des Etalons lässt sich durch die Airy-Funktion mit den transmittierten und einfallenden Intensitäten I_t bzw. I_e

$$\frac{I_t}{I_e} = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad \text{mit } \delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nl \cos\theta \quad (3.22)$$

beschreiben und überlagert sich als Modulation der Sinuskurve. Die Periodenlänge und entsprechend die Phasenverschiebung δ zwischen den einzelnen Teilstrahlen ändern sich gleichzeitig durch die Abstandsänderung, so dass sich kontinuierlich ein anderer freier Spektralabstand des Etalons ergibt. Diese beiden Effekte beeinflussen wiederum das transmittierte Signal in der Form, dass einerseits durch die Wegänderung das THz-Signal abgetastet, aber andererseits auch die Länge des Fabry-Perot Resonators verändert wird, was zu einer veränderten Übertragungsfunktion in Abhängigkeit vom Ort führt.

Bei einer Betrachtung des THz-Signals im Zeitbereich würde es durch die Veränderung der Linsenabstände eine zeitabhängige Filtercharakteristik erfahren, da in diesem Fall zwar ein lineares, aber kein zeitinvariantes Filter vorliegt. Eine Korrektur dieses Einflusses kann mittels zweier Methoden erfolgen. Zum einen können die plan-konvexen PE-Linsen durch bikonvexe ausgetauscht werden, um so die Mehrfachreflexionen zu minimieren oder zum anderen durch eine Entfaltung des Messsignals mit der vorher genau charakterisierten Übertragungsfunktion. Allerdings darf dann keine Abweichung bei der Startposition der Verschiebestrecke (Abstand der HDPE-Linsen) auftreten, bzw. diese Abweichung muss genau bekannt sein, da sich sonst die Filterdurchlasskurve gegenüber der charakterisierten Kurve verschieben würde. Das würde zu einem verfälschten Ergebnis führen.

Um den Systemaufwand (Hardware und Datenauswertung) möglichst klein zu halten, wird diese Art der Verschiebestrecke als für cw-THz-Systeme nur dann als geeignet angesehen, wenn bikonvexe Linsen verwendet werden und der Aufbau als ein ortsfestes System betrieben werden

soll. Bei beliebig im Raum positionierbaren Antennen, wie sie bei einer späteren industriellen Untersuchung von Bauteilen gefordert sind, muss auf Grund der Systemkomplexität wieder auf eine fasergekoppelte Verschiebestrecke zurückgegriffen werden, da sich nur so der mechanische Aufwand an den Antennen minimieren lässt.

Faserkoppler

Das bisher vorgestellte und erfolgreich in Betrieb genommene THz-Spektrometer bestand aus einem einzelnen Kanal mit emittierendem und detektierendem Photomischer. Um es nun mit mehreren parallelen Kanälen gleichzeitig betreiben zu können, müssen faseroptische Leistungsteiler eingebaut werden, die die optische Leistung symmetrisch auf die einzelnen Photomischer aufteilen. Dieses kann am einfachsten mit einem faseroptischen Schmelzkoppler geschehen, der aus kostengünstigen Standard Einzelmodenglasfasern besteht. Bekannt ist, dass sich bei den Einzelmodenfasern die Polarisierung rein zufällig dreht, da sie einen rundsymmetrischen Kern besitzen, der eine definierte Führung der Polarisationsachse nicht ermöglicht. Daher wirken sich Vibrationen, Biegungen oder Torsionen der Faser unmittelbar auf die Orientierung der Polarisierung am Ende der Faser aus. Dabei stellt sich die Frage, ob die Polarisierungsebene der Lasers einen Einfluss auf die Quanteneffizienz des Photomischers hat. In der Literatur wird über eine polarisationsabhängige Quanteneffizienz bei semiisolierendem GaAs mit interdigitalen Metallstrukturen berichtet [154]. Dabei wurde das Bauteil bei einer Wellenlänge von 763 nm mit einem gepulsten Femtosekunden-Laser angeregt. Der Einfluss der Polarisationsabhängigkeit nimmt mit zunehmendem Abstand der Finger der Interdigitalstruktur ab. Bei Abständen, die größer als 2 μm sind, wurde keine signifikante Abhängigkeit mehr beobachtet. Zum gleichen Ergebnis kamen auch die Autoren in [155], die die gleiche Elektrodenstruktur auf InGaAs (Indium-Galliumarsenid) aufbrachten und das Bauteil mit einem Dauerstrichlaser bei 1,3 μm anregten. Bei den für diesen Aufbau verwendeten Photomischern beträgt die Anregungslücke 5 μm und sollte diesbezüglich nur eine geringe Empfindlichkeit aufweisen. Lediglich Crooker [156] berichtet über eine Polarisationsabhängigkeit der Signalamplitude von $\pm 15\%$ unter Verwendung von fasergekoppelten Antennen, jedoch ohne eine Erklärung zur Ursache dieses Effektes zu liefern.

Auf dieser Grundlage und der Tatsache, dass die beiden verwendeten Laserwellenlängen spektral sehr dicht beieinander liegen und sich die Polarisationsachsen der beiden Laserwellenlängen gleichsinnig um den identischen Winkelbetrag drehen sollten, wurde ein Faserkoppler aus Standard Einzelmodenglasfasern als geeignet angesehen.

Aus diesem Grund ist die Tauglichkeit eines faseroptischen Schmelzfaserkopplers aus diesen Einzelmodenfasern geprüft worden. Dabei ist der Faserkoppler direkt hinter der Fasereinkopplung des Lasersystems angeschlossen, während am Ausgang, nach der Leistungsaufteilung mit Hilfe eines Polarisationsfilters und eines Leistungsmesskopfes, die ausgekoppelte optische Leistung gemessen wird. Dazu wird nacheinander jeweils eine Laserdiode mittels einer Strahlfalle blockiert und für den verbliebenen Laser die Orientierung der Polarisationsachse mit dem Polarisationsfilter vermessen. Das Filter ist so eingestellt, dass ein Maximum der transmittierten Leistung gemessen werden kann. Nach jeder Messung der beiden Polarisationsachsen der

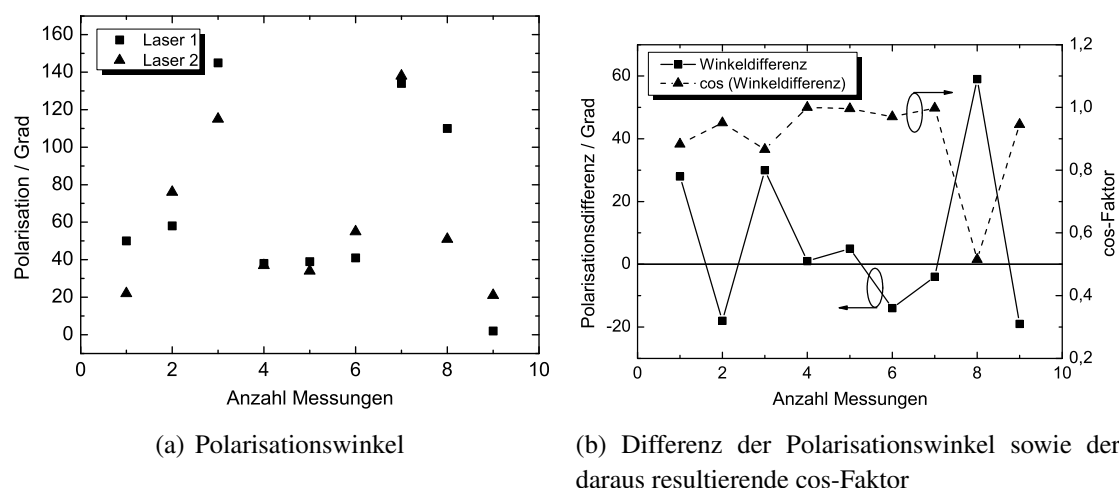


Abbildung 3.9.: 9 Messungen des Polarisationswinkels der beiden Laserdioden am Ende des Fasersplitters sowie die Bestimmung der Winkeldifferenz. Die Positionierung des Fasersplitters wurde zwischen den einzelnen Messungen leicht verändert.

beiden Laser ist der Faserkoppler bewegt worden, da dies auch später im Betrieb vorkommen wird. Anschließend wurde die Messung wiederholt. Die Ergebnisse einer Reihe von 9 Messungen, sowie die Differenz zwischen den beiden Laserstrahlen, sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Der erste Graph (Abb. 3.9(a)) zeigt den absoluten Winkel beider Laserpolarisationen über dem jeweiligen Messdurchgang aufgetragen, während der Graph in Abbildung 3.9(b) die Differenz zwischen beiden zeigt. Es ist bei einigen Messdurchgängen eine ganz deutliche Differenz zwischen den beiden Laserwellenlängen von bis zu 60° zu erkennen. Wie eingangs bei den Grundlagen zur Photomischung gezeigt wurde, hängt die Effizienz der Photomischung unter anderem von der Orientierung der Polarisationen der beiden beteiligten Laserstrahlen ab. Der einfache Zusammenhang über die Kosinusfunktion des Skalarproduktes $P' = P \cos(\alpha)$, wie er auch in Abbildung 3.9(b) eingetragen ist, zeigt eine Schwankung der Effizienz und somit der Amplitude um 50 %. Hervorgerufen wird dieses unterschiedliche Verhalten innerhalb der Kopplungszone, denn eine normale Glasfaser verdreht die Polarisationsorientierung der beiden Wellenlängen, wie oben erwähnt, nicht gegeneinander. Ursache für die Winkeldifferenzen könnten vermutlich mechanische Veränderungen innerhalb der Kopplungszone sein, in der die beiden Fasern miteinander verschmolzen sind. Vorstellbar sind z.B. mechanische Verspannungen, die von außen über die Fasern in diese Zone eingebracht werden. Generell ist diese Schwankungsbreite nicht tolerierbar. Die Verwendung eines Schmelzkoppler aus polarisationserhaltenden Fasern stellt für die bei diesem System verwendete Wellenlänge von 780 nm eine Spezialanfertigung dar, was bei geplanten vier Kanälen eine monetäre Belastung bedeuten würde und seitens der Hersteller keine Garantie auf bestimmungsgemäße Funktion gegeben wurde. Eine Lösung könnte ein stabiles Gehäuse darstellen, in dem das Laserlicht aus der Faser ausgekoppelt, mit Strahlteilern beliebig oft aufgeteilt und anschließend wieder in Glasfasern eingekoppelt wird. Ein solcher Aufbau verursacht allerdings Kosten von weit über 1.000,- € und wurde bisher nicht verfolgt, so dass zum aktuellen Zeitpunkt das System mit einem Kanal, ohne faseroptischen Leistungsteiler, betrieben wird.

3.4. Datenaufnahme

Das Freistrahlspektrometer, wie es bereits in Abbildung 3.4 gezeigt ist, besaß in seiner ursprünglichen Konfiguration nur die Möglichkeit, das Interferogramm für eine feste Phasenverschiebung aufzunehmen, d.h. die Verschiebestrecke mit dem Retroreflektor wurde während der Messung nicht bewegt. Das bedeutet wiederum, dass von dem sinusförmigen Interferogramm nur ein Punkt, der der Phasenverschiebung entsprach, abgetastet wurde. Mit dieser Einstellung ist dann die zu untersuchende Probe im THz-Fokus rasterartig verfahren worden und durch Änderungen der Probe, sei es durch Brechungsindexvariationen oder Veränderungen der Bauteildicke, verschob sich auch die Phasenlage. Der Photostrom, der durch die Antenne floss, wurde mit einem Lock-in-Verstärker zeitlich entsprechend der vorgegebenen Zeitkonstante integriert und der Endwert mit einer Computersoftware ausgelesen und abgespeichert. Dieser Messwert stellte die Amplitude des Interferogramms entsprechend der Phasenlage dar. Es war somit auch möglich, dass das Signal annähernd zu Null wurde, obwohl die Probe den größten Teil der THz-Signalleistung transmittiert. Das Amplitudenbild, das nach Abschluss der Messung aus den gewonnenen Daten erstellt wird, enthält die durch die Phasenlage beeinflusste Amplitude. Eine Trennung nach Amplitude und Phase war mit dieser Messtechnik nicht möglich und so konnte bei einer Probe auch nicht zwischen einer reinen Absorption und einer Veränderung der optischen Dicke, unter der Voraussetzung einer konstanten Absorption, unterschieden werden.

In dieser Arbeit ist diese simple Messmethode erweitert worden, indem nun die Wegstrecke über einen definierten Bereich verändert wird und so eine Vielzahl von diskreten Phasenlagen eingestellt werden kann, bei denen der durch die Probe transmittierte THz-Signalanteil anhand des Photostroms vermessen wird. Es ergibt sich aus dieser Methode ein sinusförmiges Interferogramm, wie es in Abbildung 3.10 für verschiedene Frequenzen gezeigt ist. Nachdem der Retrospegel die vorgegebene Wegstrecke verfahren wurde, wird die in der Zwei-Achsen Ver-

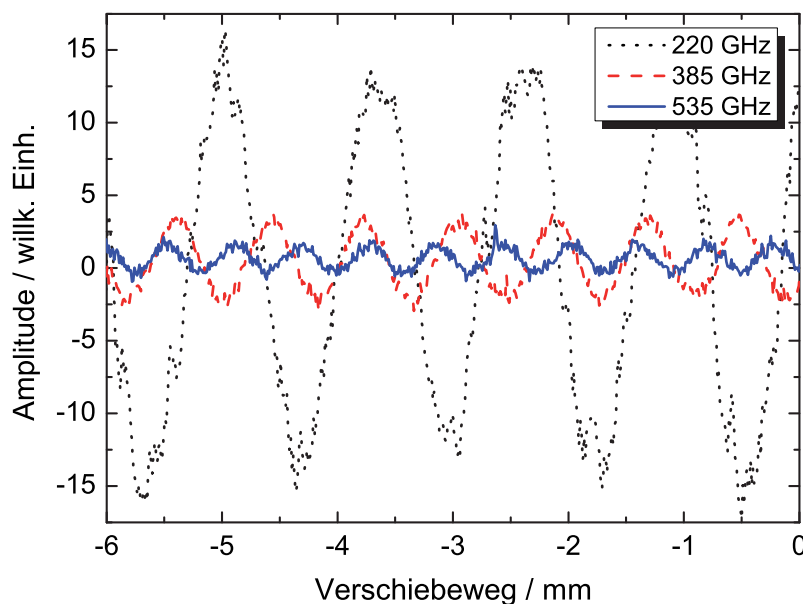


Abbildung 3.10.: Sinusförmige Interferogramme gemessen bei drei verschiedenen Frequenzen.

schiebeeinheit befestigte Probe um ein Inkrement weiterbewegt. In der Zwischenzeit ist der Retrospiegel an seine Ausgangsposition zurückgefahren und durchfährt die Wegstrecke erneut, um eine neues Interferogramm aufzunehmen. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis die gesamte Probe abgerastert ist. Die Wegstrecke des Retrospiegels ist so gewählt, dass sich die Phase der Sinusfunktion insgesamt um mehr als mindestens 2π ändert, in die dann mit Hilfe eines Regressionsalgorithmusses eine Sinusfunktion mit bekannten Parametern gelegt werden kann. Eine detaillierte Beschreibung dieses Algorithmusses ist im Abschnitt 3.5.1 dargestellt. Zu beachten ist hierbei, dass der absolute Phasenwert von der Startposition der Verfahrstrecke abhängt. Bei allen Messungen spielt jedoch nur die relative Phase, entweder zwischen Referenz und Probe oder zwischen verschiedenen Bereichen der Probe eine Rolle, so dass die Startposition diesbezüglich nicht relevant ist.

Obwohl diese Methode zeitaufwändiger als die eingangs beschriebene ist, bietet sie die Möglichkeit, die maximale Amplitude und die Phasenlage getrennt voneinander bestimmen zu können. Die auf die Messzeit einflussnehmenden Parameter sind die Anzahl der Messpunkte, die Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers und die Fahrgeschwindigkeiten der Präzisionsverschiebestrecke mit dem Retrospiegel und des Probenhalters. Die Wegstrecke, um die der Retrospiegel verfahren werden muss, um eine Periode des sinusförmigen Signals abtasten zu können, entspricht der halben Freiraumwellenlänge des THz-Signals, da der Laserstrahl diese Strecke durch die Rückreflexion zweimal durchläuft. Bei der Wahl der Verfahrgeschwindigkeit des Schlittens mit dem montierten Retrospiegel muss bedacht werden, dass eine nicht zu hohe Geschwindigkeit gewählt wird, da der Schlitten sonst zwischen zwei Messpunkten zu stark beschleunigt und abgebremst werden muss, was zu Vibrationen und damit zu leichten Schwankungen des Retrospiegels führt. Diese führten dann auf Grund der langen Wegstrecke von dem Spiegel bis hin zum Photomischer zu deutlichen Abweichungen der örtlichen Position des Fokusses auf der photoleitenden Lücke des Photomischers, was markante Signalschwankungen zur Folge hätte.

Auch die Anzahl der Messpunkte könnte zur Geschwindigkeitsoptimierung auf ein Minimum reduziert werden. Im Idealfall sind laut Nyquist-Shannon-Abtasttheorem ($f_{abtast} > 2f_{max}$) mindestens drei Messpunkte pro Signalperiode notwendig. Diese minimale Anzahl an Stützstellen ist nötig, so dass die Sinusfunktion eindeutig bestimmt ist. Allerdings ist das reale Signal von Rauschen überlagert, besonders wenn sich eine stark absorbierende Probe im THz-Fokus befindet, so dass die Anzahl der Messpunkte pro Periode deutlich erhöht werden muss (siehe Abschnitt 3.5.1). Daraus ergibt sich auch die Notwendigkeit einer größeren Lock-in-Zeitkonstante von typischerweise 20-50 ms pro Messpunkt. Insgesamt werden so für ein 82 x 60 Pixel großes Bild rund 11 Stunden gebraucht. Während der Messung werden kontinuierlich für jedes Pixel die Amplitude und Phase mit Hilfe der schnellen Fouriertransformation (FFT) berechnet und dargestellt, um eine erste Beurteilung der Probe vornehmen zu können. Gleichzeitig werden die gewonnen Messdaten zur späteren Weiterverarbeitung für jedes Pixel im ASCII-Format abgespeichert. Eine zukünftige Erhöhung der Messgeschwindigkeit kann mit einer kontinuierlichen Verfahrensweise der beiden Verschiebestrecken erfolgen. Auch durch die Substitution der Lock-in-Messtechnik durch eine schnelle, computergesteuerte Datenaufnahme bei gleichzeitiger kontinuierlicher Abtastung, bei der das Sinussignal stark überabgetastet wird, kann zur

Geschwindigkeitssteigerung beigetragen werden. Zur Verminderung des hierbei stärker auftretenden Rauschens, können mehrere aufeinanderfolgende Datenpunkte segmentweise gemittelt werden.

3.5. Datenauswertung

Die Datenauswertung bildet das Kernstück der Messdatenverarbeitung und wird im folgenden Abschnitt detailliert vorgestellt. Die Vorgehensweise besteht darin, die sinusförmigen Daten durch eine Regressionsfunktion darzustellen, von der dann die gesuchten Parameter wie Amplitude und Phase bestimmt werden können. Dazu sind auch statistische Kriterien notwendig, anhand derer die Güte der Regression bestimmt werden kann. Die Hauptaufgabe der Auswertung des sinusförmigen Interferogramms besteht in der möglichst präzisen Bestimmung von Amplitude und Phase selbst bei verrauschten Daten, besonders bei solchen Datensätzen, die nur etwas länger sind als eine Periode. Hierbei spielt die Messdauer eine Rolle, denn wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, stellt die Zeitspanne, die für die Abtastung des Interferogramms nötig ist, einen signifikanten Anteil an der Gesamtmesszeit dar. Im Anschluss an die Bestimmung der Sinusfunktionsparameter können diese zur Berechnung der Probenparameter wie Brechungsindex, Absorption und Dicke sowie zur Unterscheidung von Fremdkörperarten herangezogen werden. Auch Spezialfälle wie die Mehrfrequenzbestimmung zur Erweiterung des Eindeutigkeitsbereiches der Sinusfunktion können mit dem Auswertungsalgorithmus bearbeitet werden.

3.5.1. Bestimmung von Amplitude und Phase

Eine erste Auswertung der gemessenen Signale findet bereits in der Messsoftware selbst statt. Hier werden direkt nach der Datenaufnahme für einen Pixel mittels einer schnellen Fouriertransformation (FFT) Amplitude und Phase bestimmt und jeweils in einer Datei abgespeichert. Alle gemessenen Datenpunkte werden zusätzlich für eine erste Begutachtung in einem separaten Bild graphisch angezeigt. Wie später noch gezeigt wird, ist diese Art der Auswertung, insbesondere bei Daten die nur geringfügig länger als eine Periode sind, recht ungenau. Sie lässt sich jedoch einfach implementieren und ist für eine erste Begutachtung völlig ausreichend.

Für eine präzisere Datenauswertung der Sinuskurven werden die Daten im Nachhinein mit einer eigens erstellten Software ausgewertet, die mit der Entwicklungsumgebung Matlab® erstellt wurde. Dabei ist wegen der zum Teil geringen Anzahl der Messpunkte, die, wie bereits erwähnt wurde, auch minimal drei pro Periode betragen könnten, ein alternativer Ansatz zur FFT gewählt worden. Hierbei kommt die Fourierreihe

$$f(t) = y_0 + \sum_{n=1}^{\infty} y_n \cos(n\omega t + \phi_n) \quad (3.23)$$

zur Anwendung, da sich jedes beliebige periodische Signal, sowie auch das hier vorliegende Messsignal, aus einer Linearkombination von unterschiedlichen Kosinusschwingungen erzeugen lässt. Unter Anwendung eines Additionstheorems lässt sich dieser Ausdruck in die Form

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos\left(2\pi n \frac{c}{\lambda} t\right) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin\left(2\pi n \frac{c}{\lambda} t\right) \quad (3.24)$$

bringen. Die Bedeutungen der Parameter sind hier mit a_0 , a_n und b_n als die Größen des Gleichanteils, bzw. die Koeffizienten des Kosinus- und Sinusanteils, sowie der Wellenlänge λ gegeben. Für die Umsetzung des Algorithmusses zur Erstellung der Regressionsfunktion wurde auf die „Curve Fitting Toolbox“ von Matlab® zurückgegriffen. Diese bietet eine komfortable Routine zur Erstellung von beliebigen Funktionen mit gleichzeitiger statistischer Auswertung der Regressionsfunktion. Es ergibt sich sonst pro vorgegebener THz-Wellenlänge λ ein a_n , b_n Parameterpaar. Bei einem Signal mit nur einer Frequenz sind es entsprechend a_0 , a_1 und b_1 .

Der Algorithmus, der von der Curve Fitting Toolbox bei Fourierreihen zum Einsatz kommt, wendet die Methode der kleinsten Quadrate an. Dabei wird die Regressionsfunktion so an die Daten angepasst, dass die Fehlerquadrate minimiert werden und der Mittelwert der Fehler zu Null wird. Die besten Ergebnisse sind zu erreichen, wenn der Wertebereich der jeweiligen Parameter aus dem standardmäßig vorgegebenen Bereich von $-\infty$ bis $+\infty$ auf sinnvolle Werte eingeschränkt wird. Dabei reicht eine Genauigkeit von ein bis zwei Größenordnungen aus. Wenn zusätzlich die Wellenlänge unbekannt ist, wird die Methode der kleinsten Quadrate nichtlinear, da die Wellenlänge in der trigonometrischen Funktion als zu optimierender Parameter enthalten ist. Wie weiter unten gezeigt wird, stehen beide Varianten, also die Bestimmung der Regressionsfunktion mit bekannter oder unbekannter Wellenlänge, zur Verfügung. An dieser Stelle wird auch deutlich, dass die Fourierreihendarstellung aus Gleichung (3.23) für diese Aufgabe ungeeignet ist, da hier die Phase in gewissen Grenzen von einigen zehn Grad als Startwert des Algorithmusses vorgegeben werden muss, sie ist jedoch vollkommen unbekannt. Daraus wird bei falscher Vorgabe eine ungenaue bzw. falsche Regressionsfunktion generiert. Die hier gewählte Variante der Fourierreihe besitzt keinen direkten Phasenanteil, lediglich die Koeffizienten bzw. einen etwaigen Gleichanteil und die bekannte, am Lasersystem einstellbare, Differenzwellenlänge. Somit sind alle Parameter für eine qualitativ gute Regressionskurve mit hinreichender Genauigkeit bekannt. Weiterhin eignet sich die Fourierreihe auch bei Signalen, die aus mehreren Frequenzen bestehen bei gleichzeitig geringer Anzahl an Messpunkten. Dafür bedarf es lediglich einer Erweiterung der Reihe um die entsprechenden Glieder.

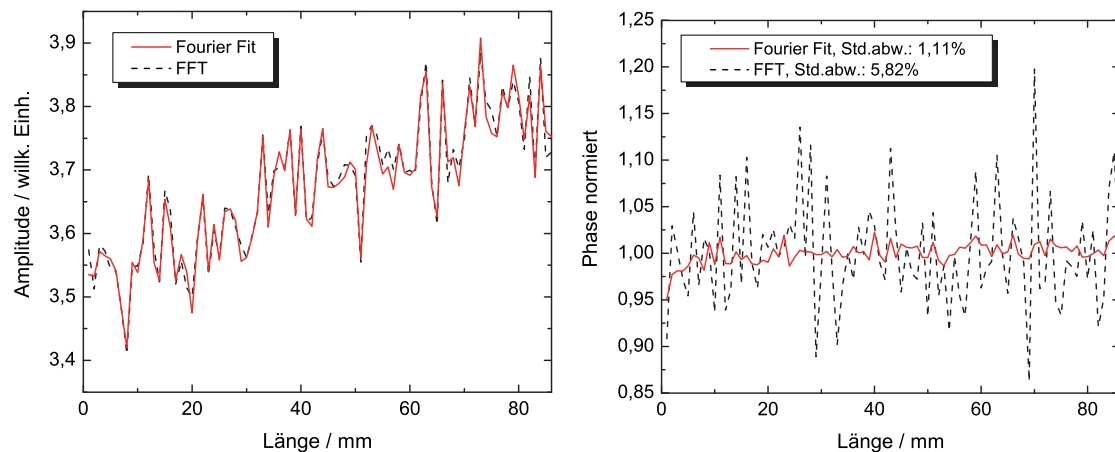
Als Ausgabe der Regressionsfunktion erhält der Anwender die unbekannten Parameter, wobei die beiden Koeffizienten a_n und b_n von großem Interesse sind, da sie durch die Berechnung des Betrages die absolute Amplitude mit

$$A = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (3.25)$$

und durch den Arkustangens

$$\varphi = \operatorname{atan}\left(\frac{a_n}{b_n}\right) \quad (3.26)$$

die absolute Phase liefern.



(a) Amplitudenwerte bestimmt mit Fourierfit und FFT-Algorithmus (b) Phasenwerte bestimmt mit Fourierfit und FFT-Algorithmus inkl. Standardabweichung

Abbildung 3.11.: Verlauf von Amplitude und Phase entlang einer Bauteillänge von 80 mm.

Der Algorithmus zur Parameterbestimmung durchläuft maximal 400 Iterationen pro Messkurve, bis er mit einer Fehlermeldung abbricht und mit dem nächsten Datensatz fortfährt. Bei gut gewählten Startwerten sind in Abhängigkeit vom SNR der Daten jedoch nur einige Iterationen notwendig, so dass die Berechnungszeit sehr gering ist. Zusätzlich werden nach der erstmaligen Bestimmung eines Parameterpaares diese als neue Startwerte für einen erneuten Durchlauf des Algorithmusses genutzt, so dass sich teilweise die Genauigkeit des Ergebnisses noch erhöhen lässt.

Das folgende Beispiel zeigt die Amplituden und Phasen einer Messreihe, die entlang eines Bauteiles bei einer Frequenz von 656 GHz durchgeführt wurde. Etwaige Schwankungen oder Drifts in den Messdaten sind hierbei nur auf Instabilitäten des Messsystems zurückzuführen. Die Messkurven zeigen einen Vergleich zwischen der Auswertung mit dem Regressionsalgorithmus (durchgezogenen Linie) und der FFT-Funktion der Messsoftware (gestrichelte Linie). Es ist eine gute Übereinstimmung der beiden Amplitudenverläufe (Abbildung 3.11(a)) zu erkennen. Bei der Betrachtung des normierten Phasenverlaufes (Abbildung 3.11(b)) hingegen, ist bei der Auswertung mittels der FFT eine deutlich größere Schwankungsbreite zu erkennen als bei der Phasenbestimmung durch die Regressionsfunktion. Ergänzend sind die Standardabweichungen in der Legende angegeben. Diese große Variabilität der Phasenwerte bei der FFT-Auswertung liegt an der geringen Auflösung der Fouriertransformation, denn das Signal besteht nur aus ca. 1,5 Perioden. Demzufolge ist das Maximum im Spektrum dieser Schwingung sehr breit. Die Amplitude wird dabei relativ gut bestimmt, allerdings kann die exakte spektrale Position des Maximums auf Grund der geringen Auflösung nicht angegeben werden. Das führt zu Phasenfehlern, die erst verringert werden können, wenn die Signallänge einige Perioden umfasst.

Wie eingangs angesprochen liefert die Regressionsroutine neben den Funktions- auch statistische Parameter, die einen Rückschluss auf die Güte der Ausgleichsfunktion erlauben. Zum Erzeugen der Regressionsfunktion verwendet die Routine der Matlab® Toolbox die Methode

der kleinsten Quadrate. Dabei werden die Kurvenparameter iterativ so gewählt, dass die Differenz (Residuen) zwischen den Messpunkten und den Punkten der erzeugten Kurve minimiert wird. Als statistisches Maß wird die Summe der Quadrate der Residuen (SSE: sum of squared errors)

$$SSE = \sum_{i=1}^n w_i (y_i - f_i)^2 \quad (3.27)$$

verwendet. Hierin stellt y_i einen Messpunkt, f_i einen Punkt der Kurve und w_i die Gewichtung der Residuen dar. Bei dieser Methode kann es nun passieren, dass durch Störeinflüsse wenige Messpunkte deutlich weiter von der Kurve entfernt sind, als der Mittelwert der Residuen angibt. Um diese Ausreißer nicht überproportional zu bewerten, wird bei der Regression die Option „Biquadratisch“ verwendet, die weit entfernte Messpunkte deutlich geringer gewichtet als die näher liegenden. Die SSE misst die totale Abweichung der Messpunkte von der Regressionskurve. Eine qualitativ gute Regression liefert einen sehr kleinen, positiven, SSE-Wert, der im Idealfall Null beträgt. Dann wäre die Regressionsfunktion perfekt und würde die Messdaten exakt abbilden. Nachteilig bei diesem statistischen Maß wirken sich trotz ihrer geringeren Gewichtung die Messwerte aus, die deutlich vom Mittelwert der Residuen abweichen. Sie führen dazu, dass der SSE-Wert an Aussagekraft verliert. Um dennoch eine Aussage über die Qualität der Regressionskurve zu erhalten, kann das Bestimmtheitsmaß R^2 verwendet werden:

$$R^2 = 1 - \frac{SSE}{SST} \quad (3.28)$$

Darin sind wieder die Summe der Quadrate der Residuen und die Gesamtsumme der Quadrate (SST: total sum of squares)

$$SST = \sum_{i=1}^n w_i (y_i - \hat{y}_i)^2 \quad (3.29)$$

enthalten. Die Werte von R^2 bewegen sich zwischen 0 und 1, wobei 1 eine perfekte Kurvenanpassung bedeutet. Allerdings steigt der Wert des R^2 mit zunehmender Anzahl an unabhängigen Variablen. Um dieser Verfälschung vorzubeugen, wird für die Auswertung der Messergebnisse das korrigierte Bestimmtheitsmaß (korr. R^2) verwendet.

$$\text{korr. } R^2 = 1 - (1 - R^2) \frac{n - 1}{n - p - 1}. \quad (3.30)$$

Dabei bezeichnet n die Anzahl der Datenpunkte und p die Anzahl der unabhängigen Variablen. Daraus ist zu erkennen, dass das korrigierte Bestimmtheitsmaß nur dann ansteigt, wenn eine zusätzliche, unabhängige Variable eine deutliche Steigerung des R^2 mit sich bringt. Das korrigierte Bestimmtheitsmaß ist immer kleiner oder gleich dem R^2 [157].

Zur Veranschaulichung der Leistungsfähigkeit des Regressionsalgorithmusses werden zwei identische, künstliche Signale erzeugt. Eines davon wird zusätzlich mit weißem, gaußförmig verteilten Rauschen überlagert. Die Datenlänge jedes Signalpaares beträgt dabei etwas mehr als eine Periode, wobei die Periode entweder aus 4, 12 oder 24 Stützstellen besteht. Bei der Regressionsroutine ist die Frequenz in diesem Falle nicht exakt vorgegeben, sondern darf sich

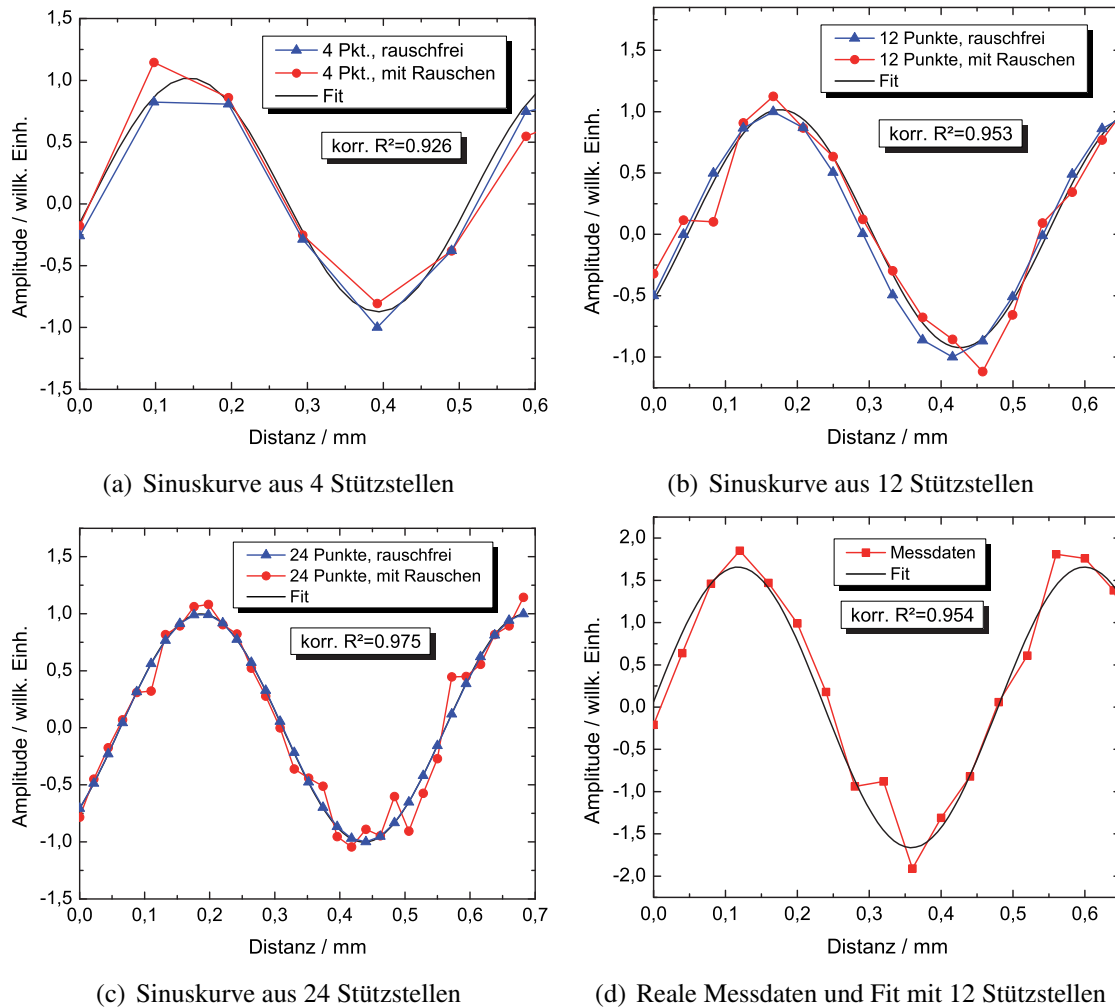


Abbildung 3.12.: Demonstration der Fähigkeit des Regressionsalgorithmus zur Bestimmung von Amplitude und Phase bei verrauschten Sinusfunktionen mit unterschiedlicher Anzahl von Stützstellen. Die Güte der Regression wird durch den $\text{korr. } R^2$ -Parameter angegeben. Zum Vergleich ist auch eine Messkurve einer Materialprobe mit Regressionsfunktion dargestellt

in einem Intervall von ± 20 GHz um den Vorgabewert von 600 GHz bewegen. In den Abbildungen 3.12(a) bis 3.12(c) sind die Ergebnisse der Regressionskurven sowie deren Güte mittels des $\text{korr. } R^2$ -Parameters gezeigt. Es ergeben sich Abweichungen der gefitteten Amplitude von typischerweise $< 5\%$. Die üblicherweise vorliegenden Signale bei den später gezeigten Messungen besitzen ein ähnliches Signal zu Rausch Verhältnis, wie die Messkurve mit einer Frequenz von 620 GHz in Abbildung 3.12(d) zeigt. Weiterhin wird pro Stützstellenanzahl eine Reihe von Kurven erzeugt, deren Phase sich jeweils um 15° unterscheidet. In den Abbildungen 3.13(a) und 3.13(b) sind jeweils die Amplitudenfehler und Phasendifferenzen zwischen der Amplitude bzw. Phase des ungestörten Signals sowie der durch die Regressionsroutine ermittelten Werte als Funktion der vorgegebenen Phasenlage des künstlichen Signals dargestellt. Es zeigen sich typische Standardabweichungen der Amplitudenfehler von $< 9,2\%$ bzw. Phasenfehler von $< 4,9^\circ$, sowie eine Häufung der Frequenzverteilung des Histogramms in Abbildung 3.13(c) in-

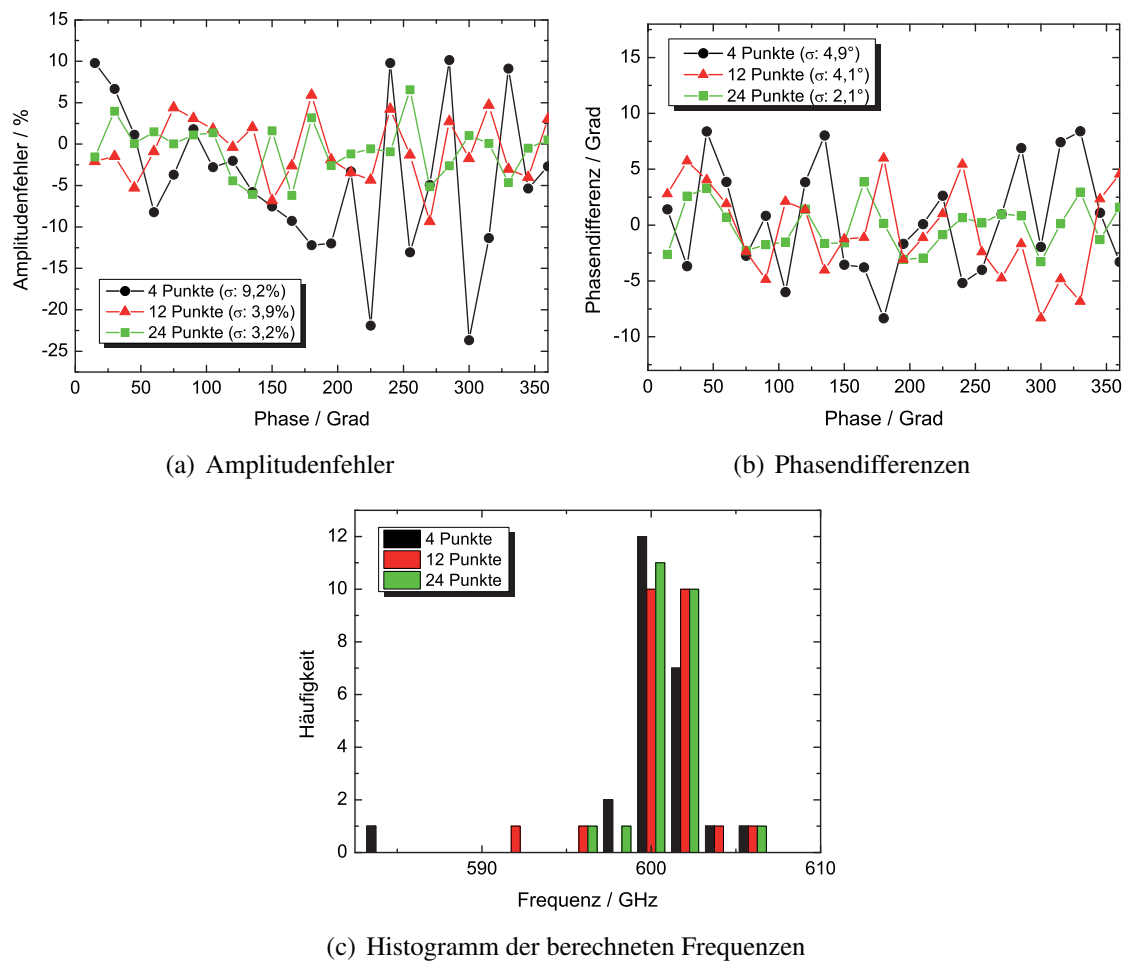


Abbildung 3.13.: Amplituden- und Phasendifferenzen zwischen den Ergebnissen der Regressionsfunktionen und der Phase der rauschfreien Signale sowie ein Histogramm mit einer Balkenbreite von 2 GHz die aus den Regressionen berechneten Frequenzen für eine vorgegebene Frequenz von 600 GHz.

nerhalb von ± 5 GHz um den vorgegebenen Wert von 600 GHz. Die weiteren Charakteristika der Signale, sowie die voreingestellten Parameter der Regressionsfunktion sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet.

Der beschriebene Regressionsalgorithmus liefert somit eine Fülle von Informationen, die sowohl zur bildhaften Darstellung, von Amplitude und Phase, als auch zur statistischen Bewertung der Regressionsfunktionen dienen. Die Ergebnisse der ausgewerteten Messungen finden sich in Kapitel 4.

3.5.2. Materialparameter

Nachdem nun ein leistungsfähiger Regressionsalgorithmus die unterschiedlichsten Sinusfunktionen bestimmen kann, ergibt sich allerdings eine konzeptionelle Schwierigkeit bei der Auswertung der Phaseninformationen. Wie bereits an anderer Stelle kurz erwähnt wurde, ist ledig-

	<i>Signal</i>	<i>Regression</i>
Frequenz	600 GHz	600 GHz $\pm$ 20 GHz
Amplitude	$1 \cdot 10^{-6}$	$0,5 \cdot 10^{-6}$, (a_1 , b_1)
Offset	0	0, (a_0)
Punkte Periode	4, 12, 24	4, 12, 24
Phasenschritte	15°	15°
Gewichtung		biqadratisch
Weißes Rauschen	gaußverteilt	

Tabelle 3.1.: Übersicht der verwendeten Signal- und Regressionsparameter.

lich die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen der Referenz und der Probe von Interesse, da sie zur Bestimmung des Brechungsindex n_P herangezogen wird, wie

$$n_{Probe} = \frac{(\Delta\varphi + m \cdot 2\pi)\lambda_0}{2\pi d} + n_0 \quad (3.31)$$

zeigt. Weiterhin bezeichnet λ_0 die Wellenlänge des verwendeten THz-Signals, d die Dicke der Probe und n_0 den Brechungsindex der Referenz, die in vielen Fällen die Umgebungsluft ist und somit $n_0 \approx 1$ ist. Der Parameter m bezeichnet einen Multiplikator, der der Periodizität des Sinus Rechnung trägt und in Kürze näher betrachtet wird.

Neben dem Brechungsindex kann auch die Absorption der Probe unter Berücksichtigung der Fresnelverluste an den Grenzschichten der Probe bestimmt werden. Dazu wird hier die all-gemeingültige Transfermatrixmethode [158] zum Einsatz gebracht, bei der alle auftretenden Mehrfachreflexionen berücksichtigt werden, wie in Abbildung 3.14 angegeben ist. Dennoch wurden bei der Implementierung dieser Methode zwei Vereinfachungen eingeführt. Als erste wird der Einfallswinkel, den die THz-Welle mit der Probenoberfläche aufspannt, als konstant senkrecht angenommen, damit in der Berechnung nicht zwischen der transversal elektrischen (TE) und transversal magnetischen (TM) Polarisation unterschieden werden muss. Des Weiteren wird die Probe in der Transfermatrix als absorptionsfrei angenommen, denn es sollen lediglich die reinen Reflexionsverluste bestimmt werden. Die Transfermatrix M_i für eine Schicht i ist

$$M_i = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi & j\frac{\sin\phi}{\gamma_i} \\ j\gamma_i\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix}, \quad (3.32)$$

mit der Phasenverschiebung ϕ

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_i d \cos(\epsilon_i), \quad (3.33)$$

die durch die Dicke d der Schicht hervorgerufen wird, sowie dem Parameter γ_i

$$\gamma_i = \frac{n_i}{c_0} \cos(\epsilon_i) \quad (3.34)$$

gegeben. Dabei stellt ϵ_i den Einfallswinkel zwischen der Welle und der Grenzschicht dar, der hier immer 0° beträgt. Der Transmissionsfaktor t beträgt

$$\underline{t} = \frac{\hat{E}_{t2}}{\hat{E}_0} = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_2 m_{12} + m_{21} + \gamma_2 m_{22}}, \quad (3.35)$$

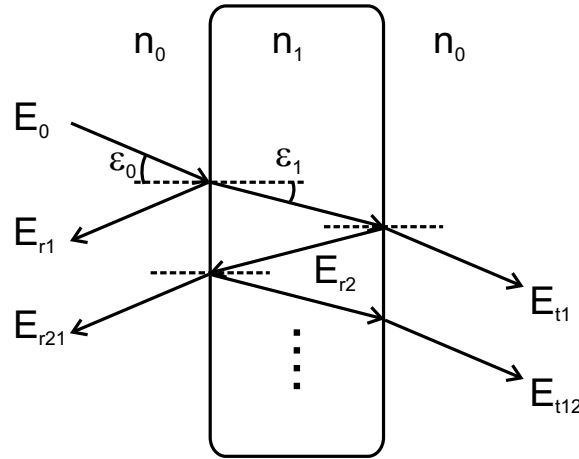


Abbildung 3.14.: Mehrfachreflexionen, wie sie an den beiden Grenzschichten eines Materials mit einem von n_0 abweichenden Brechungsindex n_1 auftreten.

wobei der Quotient zwischen dem transmittierten und dem ursprünglichen elektrischen Feld durch die Transfermatrix ersetzt wird. Weiterhin bietet diese Methode auch die Behandlung von multiplen Schichten, wobei die Matrizen der einzelnen Schichten i zu einer resultierenden Matrix M_T multipliziert werden. Der Transmissionsfaktor wird dann entsprechend mit der Gesamtmatrix M_T gebildet:

$$M_T = M_1 M_2 \cdots M_i \cdots M_N. \quad (3.36)$$

Mit der Kenntnis der Transfermatrix und somit dem Transmissionsfaktor kann die Absorption ausgehend von dem Zusammenhang für eine einzelne, absorbierende Schicht

$$E_{Probe} = \underline{t} \cdot e^{i(n+i\kappa)\frac{\omega}{c_0}d} \quad (3.37)$$

berechnet werden. Der Parameter $\underline{n} = n + i\kappa$ bezeichnet den komplexen Brechungsindex mit der Extinktion κ . Die Absorption α ergibt sich zu

$$\alpha = -\frac{2}{d} \ln \left(\frac{(n+1)^2}{4n} \cdot |t| \right) \quad (3.38)$$

mit n als Brechungsindex der Probe, während der Brechungsindex der Luft zu 1 angenommen wird.

Die bisher beschriebene Berechnung des Brechungsindex und der Absorption führt nur dann zu einem korrekten Ergebnis, solange der Multiplikator m aus Gleichung (3.31) für die Bestimmung von n_{Probe} bekannt ist. Das ist jedoch nur innerhalb des Eindeutigkeitsbereiches der Phase möglich. Daraus folgt, dass die Wellenlänge der THz-Schwingung im Material länger sein muss, als die optische Dicke der Probe. Nur dann ist der Faktor $m = 1$. Ist die optische Dicke der Probe, also die physikalische Dicke unter Berücksichtigung des Brechungsindex, der für diesen Fall vorher abgeschätzt werden muss, größer als die Wellenlänge, so ist die Phasendifferenz zwischen Probe und Referenz nicht mehr eindeutig. In diesem Fall ändert sich die

Phase um ein unbekanntes Vielfaches von 2π . Die einzige Abhilfe besteht darin, die Wellenlänge immer größer als die optische Dicke der Probe zu wählen. Dadurch ist der Anwender allerdings auf Probendicken (in Abhängigkeit des Brechungsindex) von < 3 mm limitiert, was einer Frequenz im Bereich von 100 GHz entspricht und gleichzeitig nahe der unteren nutzbaren Grenzfrequenz liegt. Abhilfe kann das Verfahren der Drei-Farben Interferometrie bieten, das auf der Überlagerung von drei Wellenlängen beruht und in optischen Systemen seit langem angewendet wird.

3.5.3. Vergrößerung des Eindeutigkeitsbereiches des Signals

Der Eindeutigkeitsbereich der Phase beim Sinus kann durch die Erzeugung einer künstlichen Wellenlänge Λ erweitert werden, indem die gemessenen Phasen bei zwei unterschiedlichen Wellenlängen anhand des folgenden Zusammenhangs

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \quad (3.39)$$

kombiniert werden.

Die notwendigen Phasenbilder können durch Messungen bei zwei leicht unterschiedlichen Frequenzen [159] generiert werden. Dabei ist zu beachten, dass einerseits die künstliche Wellenlänge Λ entsprechend länger ist als die größte optische Dicke des zu untersuchenden Bauteils, andererseits aber auch die beiden Wellenlängen der Messungen entsprechend der geforderten Ortsauflösung ausreichend kurz sind. Diese Methode erfordert zwei separate Messungen, zwischen denen die Probe nicht bewegt werden darf, da sonst die beiden Phasenbilder nicht mehr ortsfest überlagert werden können. Weiterhin wirken sich auch Langzeitinstabilitäten des THZ-Systems negativ auf das Ergebnis aus.

Eine zu bevorzugende Methode ist die gleichzeitige Erzeugung und Überlagerung der beiden THZ-Wellenlängen zu einem Signal. Dazu bedarf es entweder drei separater Laserdioden, die jeweils eine Lasermode emittieren, einer Multimodelaserdiode [160–162], oder zweier DBR (engl.: Distributed Bragg-Reflector)-Laserdioden, wobei eine der beiden Laserdioden zwei Moden simultan emittiert. Letztere Variante wird in dieser Arbeit verwendet, da sich die DBR-Laserdioden des cw-Systems dafür eignen. Der große Vorteil dieser 3-Farben-Methode ist, dass kein Umbau des Lasersystems notwendig ist.

Dazu werden die Phasen φ_1 und φ_2 jedes Pixels der jeweiligen Wellenlänge zu einer Phasendifferenz $\Delta\varphi$ kombiniert [163]:

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{c_0} (n(f_1) - 1) d \cdot f_1 + \varphi_{10}, \quad (3.40)$$

$$\varphi_2 = \frac{2\pi}{c_0} (n(f_2) - 1) d \cdot f_2 + \varphi_{20}, \quad (3.41)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{c_0} \left[(n(f_1) - 1) df_1 - (n(f_2) - 1) df_2 \right] \cdot d + \varphi_0. \quad (3.42)$$

Die Phasenterme φ_{10} und φ_{20} spiegeln die jeweilige durch die Referenz (typischerweise Luft) hervorgerufene Phasenlage wieder. Die Phase φ_0 bezeichnet die Referenz bei der künstlichen

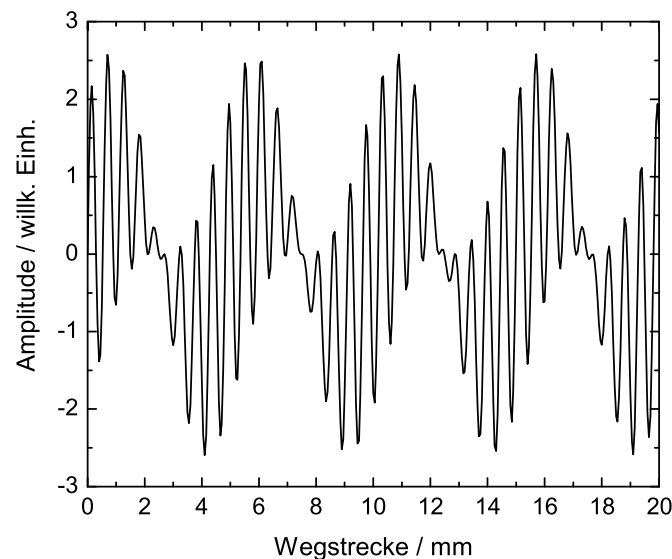


Abbildung 3.15.: Simuliertes Mischsignal aus drei Frequenzanteilen: 50 GHz, 500 GHz und 560 GHz

Schwingung. Im Normalfall liegen die beiden verwendeten Wellenlängen dicht beieinander, um eine möglichst große synthetische Wellenlänge ($\Lambda \gg 5 \text{ mm}$) zu erhalten. Daher ist es möglich, Dispersionseffekte zu vernachlässigen, wodurch der Brechungsindex n keine Funktion der Frequenz sein muss. Die Phase der künstlichen Schwingung ergibt sich aus der einfachen Subtraktion der beiden Phasen der Einzelschwingungen. Wird die Differenz negativ, so sind 2π zu addieren.

Diese Methode ist bei der optischen Abtastung von Oberflächen verbreitet, wo aus zwei sichtbaren Laserwellenlängen im Bereich von 600 nm eine künstliche Wellenlänge von rund $10 \mu\text{m}$ erzeugt wird. Dadurch ist es möglich, deutlich größere Oberflächenvariationen ohne Mehrdeutigkeiten der Phase abzutasten [164, 165]. Im THz-Bereich findet diese Technik bereits Anwendung [166], wobei in diesem Fall ein Zeitbereichsspektrometer verwendet wurde, aus dessen Frequenzspektrum zwei Frequenzen bei 1 THz und 1,1 THz ausgewählt wurden.

Die Abbildung 3.15 zeigt einen exemplarischen, künstlich erzeugten Signalverlauf mit Frequenzanteilen bei 50 GHz, 500 GHz und 560 GHz. Für die Analyse kommt das bereits beschriebene Auswertungsprogramm zum Einsatz, bei dem lediglich die Fourierreihe um zwei weitere Frequenzen erweitert wurde. Die Ergebnissausgabe, sowie die statistische Bewertung der Regressionsfunktion wurden entsprechend der zusätzlichen Parameter erweitert. Zu beachten ist, dass nun der Verfahrensweg der Verschiebestrecke ggf. verlängert werden muss, entsprechend der niedrigsten vorkommenden Frequenz, um mindestens eine volle Periode des Signals abtasten zu können. Die Abbildung 3.16 zeigt ein Messsignal der beiden DBR-Laserdioden, die ein THz-Summensignal erzeugen (Interferogramm, Abb. 3.16(a) und Spektrum, Abb. 3.16(b)), welches Frequenzanteile bei 67 GHz, 425 GHz und 492 GHz enthält. Diese Methode vereint mehrere Vorteile, denn die Messzeit kann um 25 % reduziert werden, da nur noch eine Messung erforderlich ist, auch wenn die Abtastdistanz durch die niedrigste vorkommende Frequenz deutlich verlängert wird. Weiterhin wirken sich Instabilitäten des THz-Systems bei allen Frequenzen auf die gleichen Pixel aus, d.h. ein instabiles Messsystem produziert somit weniger fehlerhafte

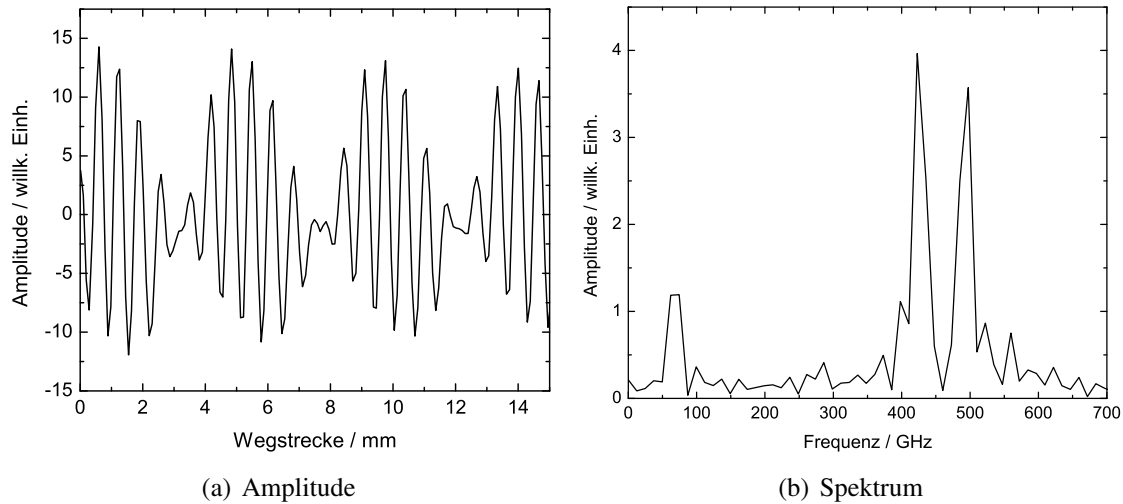


Abbildung 3.16.: Gemessenes Signal bestehend aus Frequenzbestandteilen bei 67 GHz, 425 GHz und 492 GHz

Messwerte, als während zwei separater Messdurchgänge. Die Fehleranfälligkeit durch eine Dejustierung der Probe oder einen möglichen Offset der optischen Verschiebestrecke zwischen den beiden einzelnen Messungen entfällt hierbei. Daher ist diese Methode gegenüber der zu Beginn vorgestellten zu bevorzugen.

3.5.4. Bestimmung der Probendicke

Die Bestimmung der Probendicke direkt aus den Messergebnissen basiert auf der vorherigen Kenntnis des Brechungsindex, denn eine gleichzeitige Bestimmung der Probendicke und des Brechungsindex ist nicht möglich, da zur Bestimmung des einen Parameters der jeweils andere bekannt sein muss, wie aus der Umstellung der Gleichung (3.31) nach der Dicke d ersichtlich ist.

$$d = \frac{(\Delta\varphi + m \cdot 2\pi)\lambda_0}{2\pi(n - n_0)} \quad (3.43)$$

Eine weitere Voraussetzung ist, dass der bekannte Parameter über der Probe konstant sein muss.

Aus der Literatur ist bereits ein Verfahren bekannt, mit dem die Probendicke anhand der Phasenverschiebung, berechnet aus der Amplitudenänderung zwischen Referenz und Probe, bestimmt werden kann [82]. Diesem Ansatz liegt das vereinfachte Messverfahren aus Abschnitt 3.4 zugrunde, bei dem die Phase in den Amplitudenmesswerten impliziert ist. Nachteilig bei dieser Methode ist die Mehrdeutigkeit der Amplitudenwerte innerhalb einer Periode, weshalb sich die Dickenbestimmung auf Proben mit einer kontinuierlichen Dickenänderung beschränkt. Sprunghafte Dickenänderungen führen zu Mehrdeutigkeiten. Dazu ist es unumgänglich, dass die Probe entlang des Dickengradienten vollständig vermessen wird, um ein eindeutiges Ergebnis zu erhalten.

Durch den in dieser Arbeit gewählten Ansatz, der die Trennung von Amplitude und Phase ermöglicht, können Fehler, die durch die Amplitudenmehrdeutigkeit entstehen würden, ver-

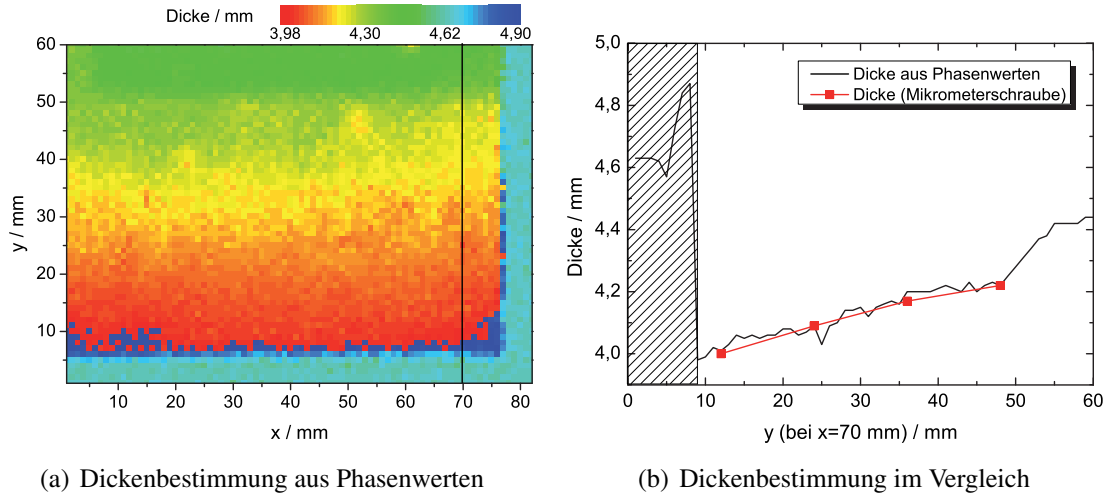


Abbildung 3.17.: Bestimmung der Probendicke aus den Phasenwerten sowie ein Vergleich der Dicken einer Spalte an der Position $x = 70$ mit Werten, die mit einer Mikrometerschraube gemessen wurden.

mieden werden. Als erstes Beispiel wird die Bestimmung der Dicke bei einer PE-Probe mit Einschlüssen gezeigt, bei der ein Startwert in Form einer geschätzten Dicke an einem beliebigen Punkt vorgegeben wird. Dazu kann die Gleichung (3.43) herangezogen werden. Dieser Startwert dient zur Abschätzung des Parameters m der genannten Formel und muss nur innerhalb des Eindeutigkeitsbereiches des Sinus mit der physikalischen Dicke übereinstimmen. Zur genauen Bestimmung der Dicke an diesem Punkt wird m iterativ erhöht, bis die Differenz zwischen dem Vorgabewert und der Summe aus $\Delta\varphi + m \cdot 2\pi$ ein Minimum erreicht. Alle weiteren Dicken der einzelnen Pixel werden aus der Phasendifferenz zwischen diesem Startpixel, das als Referenz dient, und den jeweiligen Pixeln bestimmt, indem die Dickenreferenz zu der Ausgangsdicke addiert wird. Ein exemplarisches Ergebnis ist in Abbildung 3.17(a) gezeigt. Zusätzlich ist in Abbildung 3.17(b) ein Vergleich der bestimmten Dicken der fiktiven Linie an der Position $x = 70$ mit gemessenen Werten gezeigt, die mit Hilfe einer Mikrometerschraube gewonnen wurden. Da für den Bereich der Luft keine Dickenwerte bestimmbar sind, wurde er in der Grafik mit einer Schraffur überlagert. Der Vergleich zeigt auf, dass die Phase zur Dickenbestimmung geeignet ist. Die Vorgabe eines Startwertes kann nur vermieden werden, wenn die Probe an ihrer dicksten Stelle eine Phasenverschiebung von weniger als 2π zur Referenz der Probe hervorruft. Weiterhin darf die Probe keine Sprünge der optischen Dicke von mehr als der THz-Wellenlänge enthalten.

3.5.5. Dickenbestimmung mit 3-Farben Interferometrie

Zur Berechnung der Dicke einer Probe mit erweitertem Eindeutigkeitsbereich des Sinus kann die Gleichung (3.43) aus dem vorherigen Abschnitt 3.5.4 verwendet werden:

$$d = \frac{(\Delta\varphi + m \cdot 2\pi)\lambda_0}{\frac{2\pi}{c_0} [(n(f_1) - n_0)f_1 - (n(f_2) - n_0)f_2]} \quad \text{mit} \quad \lambda_0 = \frac{c_0}{|f_1 - f_2|}, \quad \Delta\varphi = \varphi - \varphi_0. \quad (3.44)$$

Auf die Berücksichtigung der Dispersion kann üblicherweise auf Grund des geringen Frequenzabstandes verzichtet werden, so dass sich die Gleichung (3.44) zu

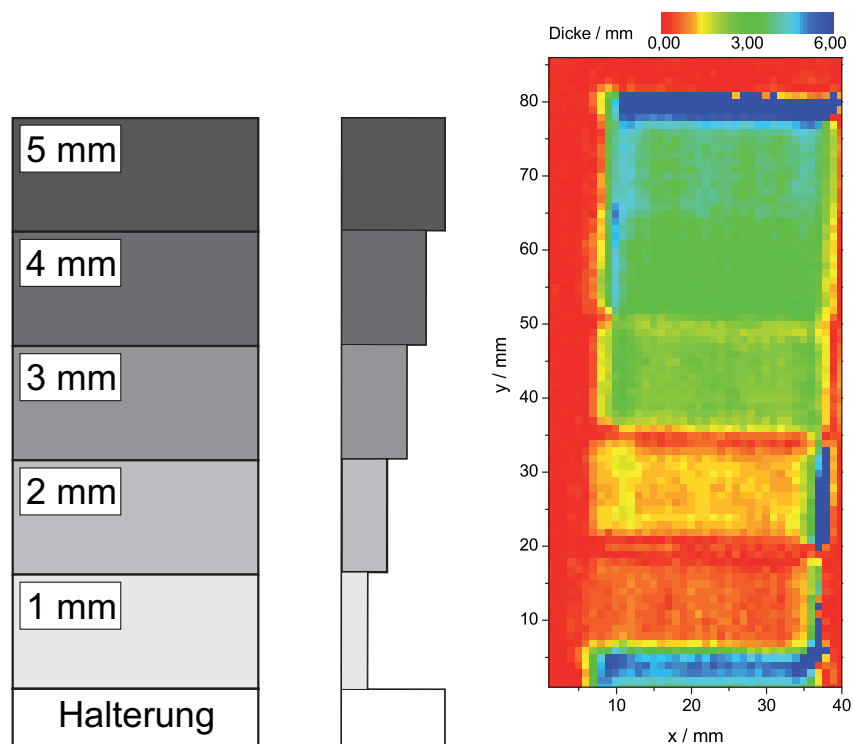
$$d = \frac{(\Delta\varphi + m \cdot 2\pi)\lambda_0}{\frac{2\pi}{c_0} [|f_1 - f_2|] (n - n_0)} \quad (3.45)$$

vereinfacht. Die Phase φ_0 gibt den Offset an, der in diesem Fall durch die Umgebungsluft des Bauteils entsteht und von der gemessenen Phase subtrahiert werden muss. Als Demonstrationsprobe dient ein Stufenkeil aus PE, dessen Dicke sich in fünf Schritten von 1 mm bis 5 mm ändert und als Skizze in der Drauf- und Seitenansicht in Abbildung 3.18(a) gezeigt ist. Das Resultat der pixelweisen Berechnung der Dicken aus den Phasen der künstlichen Schwebung, welches das aus zwei separaten Messdurchgängen berechnet wurde, ist in der Abbildung 3.18(b) dargestellt. Deutlich komfortabler und zuverlässiger wird die Dickenbestimmung durch die Anwendung eines einstufigen Messverfahrens. Dies vereinfacht auch die Datenaufnahmen, in dem die beiden nötigen THz-Frequenzen gleichzeitig erzeugt werden. Die Bestimmung der absoluten Dicke erfolgt wiederum anhand der Gleichung (3.45), wie auch schon bei der ersten Variante. Lediglich der Auswertungsalgorithmus wurde vorher angepasst. Das Resultat dieser Vorgehensweise ist in Abbildung 3.18(c) zu sehen. Im Vergleich der beiden Abbildungen 3.18(b) (2 separate Messungen) und 3.18(c) (einstufige Messung) fällt bei letzterer die geringere Streuung der Dickenwerte je Stufe auf. Diese resultiert aus den oben genannten Vorteilen der gleichzeitigen Aufnahme aller THz-Frequenzen [163].

Es ist allerdings möglich, die Genauigkeit der Dickenbestimmung noch weiter zu verbessern, denn bei systembedingten Phasenschwankungen von ca. 10° ergibt sich daraus bei einer synthetischen Wellenlänge von 4,47 mm eine Dickenschwankung von $\pm 225 \mu\text{m}$. Abhilfe kann hierbei die Nutzung der ursprünglich gemessenen Phasenwerte (φ_{THz}) einer beliebigen, jedoch möglichst hohen THz-Frequenz schaffen. Hier ist die Wellenlänge um eine Größenordnung kleiner als die synthetische, was zu einer deutlich kleineren Dickenvariation führt. Vorher muss jedoch noch der unbekannte Multiplikator m aus Gleichung (3.45) bestimmt werden. Da die mit größerer Unsicherheit behaftete Dicke aus der Berechnung der synthetischen Schwebung für jedes Pixel bekannt ist, kann das m in Gleichung (3.45) mit $f_0 = f_{THz}$ und $\varphi_0 = \varphi_{THz}$ iterativ erhöht werden, bis die Differenz zwischen der vorher bestimmten Dicke und der berechneten Dicke bei der THz-Frequenz minimiert ist. Ist der Multiplikator m bestimmt, so kann die präzisere Dicke anhand von φ_{THz} und f_{THz} und m berechnet werden. Der resultierende Dickenverlauf (Abbildung 3.18(d)), sowie ein Vergleich für beide Berechnungen, ist in der Abbildung 3.19 exemplarisch für die fiktive Linie $x = 30 \text{ mm}$ (Abb. 3.18(b)) und $x = 23 \text{ mm}$ (Abb. 3.18(c) und 3.18(d)) der jeweiligen Dickenmatrizen, gezeigt. Es ist durch die Nutzung der THz-Phasen ist eine deutlich glattere und präzisere Dickenbestimmung möglich.

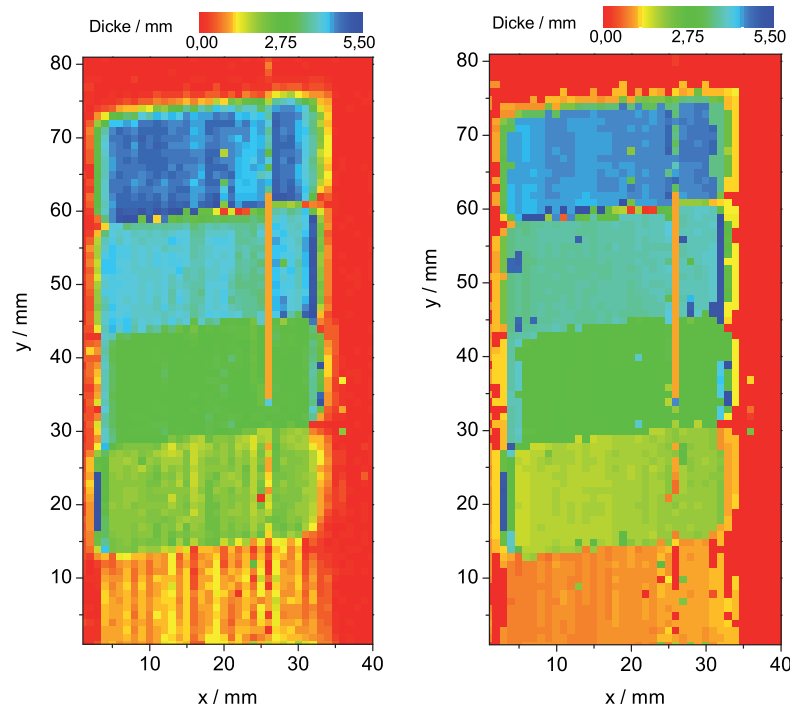
3.5.6. Kontrastoptimierung und Filterung

Die bisher mit dem Auswertungsalgorithmus erzeugten Darstellungen der Amplituden und Phasen können direkt durch den Nutzer bewertet, oder falls erforderlich, weiter verarbeitet werden, um schwach erkennbare Charakteristika deutlicher hervorzuheben. Dazu sind zwei Verfahren



(a) Skizze des Stufenkeils mit Dickenangabe

(b) Aus synthetischer Frequenz der zwei Messdurchgänge



(c) Aus einem Messdurchgang bei der synthetischen Messfrequenz ($f = 67 \text{ GHz}$)

(d) Aus der originalen, einstufigen Messung ($f = 424 \text{ GHz}$)

Abbildung 3.18.: Bestimmung der Probendicke aus den Phasenwerten der synthetischen Frequenz sowie aus den Phasenwerten der originalen Messung.

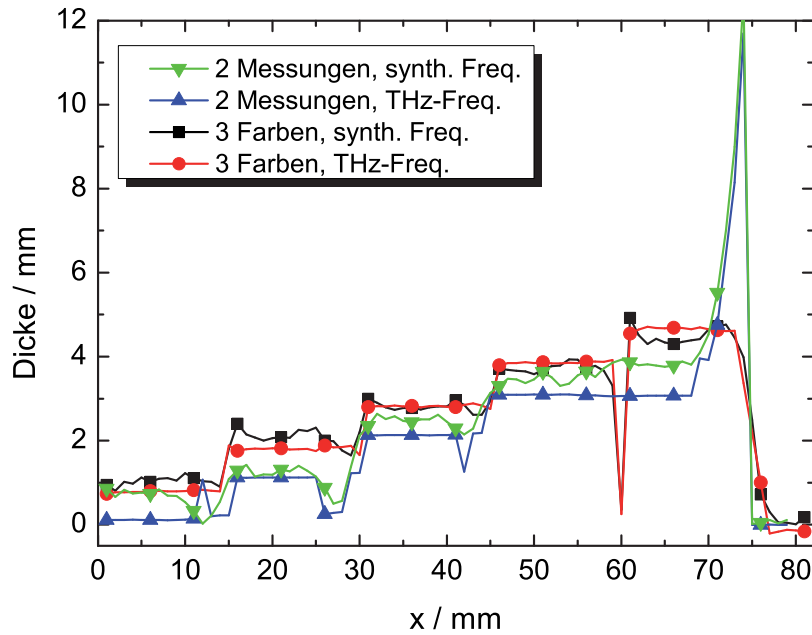


Abbildung 3.19.: Vergleich der berechneten Dicken der beiden Methoden (3-Farben-Interferometrie (fiktive Linie 23) und 2 separate Messungen (fiktive Linie 30))

gut geeignet. Auf der einen Seite die Gradientenbildung in einer oder beiden Dimensionen, die sich anbietet, wenn geringe lokale Kontraständerungen hervorgehoben werden sollen. Dies kann notwendig sein, falls durch einen kontinuierlichen Messwerteverlauf der Kontrast zwischen den charakteristischen Stellen der Probe und ihrer Umgebung verringert ist. Diese Methode kommt bei der Auswertung der Untersuchung zu Fremdkörpern in PE-Kunststoff in Abschnitt 4.2.2 zum Einsatz. Auf der anderen Seite kann die Filterung im Frequenzraum mit Hilfe der zweidimensionalen FFT bzw. der anschließenden inversen FFT erfolgen. Nützlich ist diese Methode, wenn periodische Überstrukturen im Bild zu sehen sind, diese jedoch die Bewertung erschweren und herausgefiltert werden sollen.

Gradientenbildung

Durch die Extraktion von Amplitude und Phase aus dem aufgenommenen Signal mit Hilfe des Regressionsalgorithmus können die charakteristischen Eigenschaften der beiden Parameter separat genutzt werden. So variieren die Amplitudenwerte nur bei einer Veränderung der Absorptions- oder Reflexionseigenschaften des untersuchten Materials. Bei absorptionsarmen Materialien, zu denen viele gebräuchliche Kunststoffe gehören, ändert sich die Amplitude jedoch bei einer Zu- oder Abnahme der Bauteildicke nur unwesentlich. Lediglich bei Variationen des Brechungsindex kommt es auf Grund der Fresnel'schen Verluste zu veränderten Amplitudenwerten. Eine Luftblase kann allerdings sowohl im Amplituden- als auch im Phasenbild erkannt werden, da hier entweder durch Beugung an den Randbereichen, wie auch durch mögliche Interferenzen der Mehrfachreflexionen eine Amplitudenänderung, oder aber durch die veränderte Propagationslänge im Material eine Phasenänderung hervorgerufen werden. Die

Phase selbst ist ein empfindlicher Indikator für Dickenvariationen, was bei keilförmigen Bauteilen durch die stetige Phasenänderung zu einer Maskierung von weiteren Merkmalen, wie z.B. Fehlstellen führen kann. Um diese Einschränkung zu umgehen, kann die Gradientenbildung als eine einfache Methode angewendet werden, um einen langsamen Phasenverlauf aus einem Bild zu entfernen. Der dazugehörige Zusammenhang für n Variablen ist mit

$$\vec{\nabla} F = \sum_{i=1}^n \frac{\partial F}{\partial x_i} \vec{e}_i \quad (3.46)$$

gegeben, wobei $\vec{e}_i$ den Einheitsvektor bezeichnet. Die numerische Berechnung in Matlab® erfolgt allerdings mit Hilfe des zentralen Differenzquotienten, der mit der Gleichung

$$\vec{\nabla} F = \frac{(x_i - x_{i-1}) + (x_{i+1} - x_i)}{2h} \quad (3.47)$$

berechnet werden kann. Dabei ist x_i das zentrale Element und x_{i-1} bzw. x_{i+1} das vorherige bzw. nächste Element. Der Parameter h gibt die Schrittweite an, wobei als Standard $h = 1$ gewählt wird, d.h. die Berechnung erfolgt mit den jeweils benachbarten Werten des zentralen Elementes [157, 167]. Bei einer zweidimensionalen Matrix werden die beiden Koordinatenrichtungen separat berechnet. Ein Anwendungsbeispiel ist in Abschnitt 4.2.2 Abbildung 4.16(d) zu sehen.

Filterung und Interpolation mit 2-D FFT

Mit dieser Filtertechnik wird die Sichtbarkeit einer Schlagschädigung bei einer GFK-Probe verbessert, indem eine periodische Überstruktur, die z.B. durch die Faserorientierung entstehen kann, die Schadstelle nicht mehr überlagert. Zu sehen ist das Ergebnis in Abschnitt 4.1.3 im Bild 4.8(c). Dazu wird zuerst das Bild mittels der zweidimensionalen FFT in den Frequenzraum transformiert. Anschließend werden zur einfacheren Filterung die Gleichanteile von den Randbereichen in das Zentrum verschoben, während die hohen Ortsfrequenzen dementsprechend in den Randbereichen zu finden sind. In Matlab® kann dies durch die Funktion „fftsift“ erreicht werden. Im Ortsfrequenzraum äußern sich langsame Messwertänderungen durch niederfrequente Signaturen im zentralen Bereich des Bildes, während periodische Änderungen entsprechend ihrer Periodizität bei den korrespondierenden höheren Ortsfrequenzen zu finden sind. Die Filterung kann durch einfaches Ersetzen dieser Werte durch Null erfolgen, was in der Funktion einem Tiefpassfilter entspricht. Nach der Rücktransformation erscheint die periodische Überstruktur mit deutlich geringerer Intensität oder ist ganz entfernt.

Die Fouriertransformation lässt sich auch zur Interpolation der Bilder verwenden, indem dem Bild im Ortsfrequenzraum in beiden Dimensionen Nullen angehängt werden. Diese weit verbreitete Technik [168, 169] dient an dieser Stelle als Ergänzung und ist keine Notwendigkeit. Durch das Hinzufügen von Nullen wird der Ortsraum vergrößert und somit der Abstand der Datenpunkte nach der Rücktransformation verringert, was wiederum einer Interpolation entspricht.

3.6. Grundlagen der Materialuntersuchungen

In den vorherigen Abschnitten wurden die Photomischung, das darauf basierende THz-Spektrometer und die softwareseitige Datenaufbereitung vorgestellt. In diesem werden nun zu einigen anwendungsrelevanten messtechnischen Fragestellungen, die mit dem vorgestellten THz-Messsystem bearbeitet werden können, die Grundlagen erläutert.

3.6.1. Bestimmung des Faservolumengehaltes

Die Bestimmung des Faservolumengehaltes (FVG) kann konventionell auf drei verschiedene Arten erfolgen [100], wobei die ersten beiden Varianten zerstörend und die dritte zerstörungsfrei für das Bauteil sind. Bei der ersten Methode wird das Bauteil senkrecht zur Faserorientierung durchtrennt und die Schnittkante poliert. Anschließend wird mit Hilfe eines Mikroskops und einer Bildauswertungssoftware der Faseranteil pro Fläche vermessen und durch folgenden Zusammenhang zwischen der Fasergesamtfläche A_f und der geschliffenen Bauteilfläche A der Faservolumengehalt (V_f) berechnet:

$$V_f = \frac{A_f}{A} \cdot 100(\text{vol.} - \%). \quad (3.48)$$

Bei der zweiten Methode wird die Kunststoffmatrix nach wiegen der Probe entweder durch Veraschung oder durch ein chemisches Lösungsmittel entfernt und das reine Fasergewicht zum ursprünglichen Bauteilgewicht ins Verhältnis gesetzt, um den Volumengehalt anhand der folgenden Formel zu bestimmen [100, 170],

$$V_f = \frac{\rho_m w_f}{\rho_f w_m + \rho_m w_f} \cdot 100(\text{vol.} - \%). \quad (3.49)$$

Hierbei stellen w_m und w_f die Massen der Matrix bzw. der Fasern dar, während ρ_m und ρ_f ihre jeweiligen Dichten bezeichnen.

Bei der dritten Methode werden Ultraschallwellen eingesetzt, deren Schallgeschwindigkeit im Material ein Maß für den FVG ist. Für die Schallgeschwindigkeit v im Material, gilt bei der Anwendung der Impulsequomethode [171, 172]

$$v = \frac{2d}{\tau}. \quad (3.50)$$

Darin enthalten sind die doppelte Dicke der Probe $2d$ und die Schalllaufzeit τ . Es zeigt sich ein nahezu linearer Anstieg der Schallgeschwindigkeit mit zunehmendem Faservolumengehalt [173] auf Grund der höheren Dichte von Glasfasern gegenüber der Polymermatrix.

Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit wird allerdings von verschiedenen Parametern beeinflusst, wodurch kein einfacher Rückschluss auf den FVG möglich ist. Zu den beeinflussenden Faktoren gehören das Material der Matrix bzw. Fasern (Brechungsindex) und die Art der Fasern (Vlies, Roving, Gewebe), Einfluss einer möglichen Langzeitdegradation des Bauteils und Verlauf von Grenzschichten zwischen Matrix und Fasern, welche einen zusätzlichen

Einfluss auf die Form des Ultraschallimpulses haben [174]. Durch diese Vielzahl an Einflussgrößen ist eine vorherige Kalibrierung der Ultraschallmeseinrichtung auf das jeweilige Material anhand eines bekannten Referenzkörpers unumgänglich.

Zur Bestimmung des Faservolumengehaltes mit THz-Wellen kann der Brechungsindex herangezogen werden, wie er bereits im Abschnitt 3.5.2 eingeführt wurde.

3.6.2. Schlagschädigung bei faserverstärkten Kunststoffen

Im Abschnitt 2.2 wurde bereits auf die Matrix und Fasern eingegangen. Einzeln betrachtet sind sie sehr spröde, so dass erwartet werden kann, dass sie zusammen als Verbundmaterial eine niedrige Bruchenergie aufweisen, doch das Gegenteil ist der Fall. Sie ist um ein Vielfaches höher. So liegt die Schlagzähigkeit bei Kompositen, die aus Geweben bestehen, bei $100\text{--}150\text{ kJ/m}^2$, wohingegen die Werte für die Matrix lediglich bei 2 kJ/m^2 liegen. Der Grund für diese deutliche Zunahme der Schlagzähigkeit resultiert aus der Tatsache, dass eine zusätzliche Energie aufgebracht werden muss, um die Faser-Matrix-Haftung aufzuheben sowie für die Reibung, um die Fasern aus der Matrix herauszuziehen. Allerdings darf die Haftung zwischen Fasern und Matrix nicht so groß sein, dass sie nicht überwunden werden kann, sonst könnten sich Risse durch Matrix und Fasern ausbreiten, wodurch nur wenig Energie absorbiert werden würde [175].

Schädigungen durch Schlageinwirkungen führen bei Faserverbundbauteilen häufig zu einer Verminderung der mechanischen Kennwerte, so dass ein vorzeitiges Bauteilversagen eintreten kann. Ursachen für solche Beschädigungen können z.B. beim Flugzeug, wo heutzutage eine Vielzahl von Faserverbundstrukturen verwendet werden, Einschläge durch aufgewirbelte Steine bei Start und Landungen, aber auch größere Hagelkörner während des Fluges sein. Die dadurch entstehenden Schädigungen können das gesamte Schadensspektrum überdecken. Neben massiven Strukturbeschädigungen können auch sehr geringe, optisch nicht sichtbare Schäden zu einer nachhaltigen Schädigung führen [176].

Das Versagen von Faserverbundlaminaten entsteht durch zwei wichtige Brucharten, den Faser- und den Matrixbrüchen, wie in Abbildung 3.20 skizziert ist. Beide gehören zu der Gruppe der Sprödbrüche und ihr Schadensbild wird auf Grund der weißlichen Färbung in Verbindung mit Glasfasern auch Weißbruch genannt. In FVK stellen die Fasern die primären Tragelemente dar, denn erst wenn sie reißen und dadurch keine weiteren Kräfte mehr aufnehmen können, kommt es zum Zusammenbruch der Gesamtstruktur. Die weiterhin häufig vorkommenden Delaminationen sind eine spezielle Form des Matrixbruches (Mitte in Abb. 3.20), bei der die Bruchebene zwischen zwei Laminaten (interlaminarer Bruch) verläuft. Ursachen von Delaminationen sind Matrixbrüche oder auch eine ungenügende Faser-Matrix-Haftung, die die Entstehung von Delaminationen begünstigen. Weiterhin spielt es auch eine Rolle, ob die Fasern als Vlies, Roving oder Gewebe vorliegen, denn ein gewebeverstärktes Verbundbauteil widersteht höheren Beanspruchungen, als z.B. rovingverstärkte Verbundbauteile, die Kräfte nur in einer Richtung aufnehmen können [178].

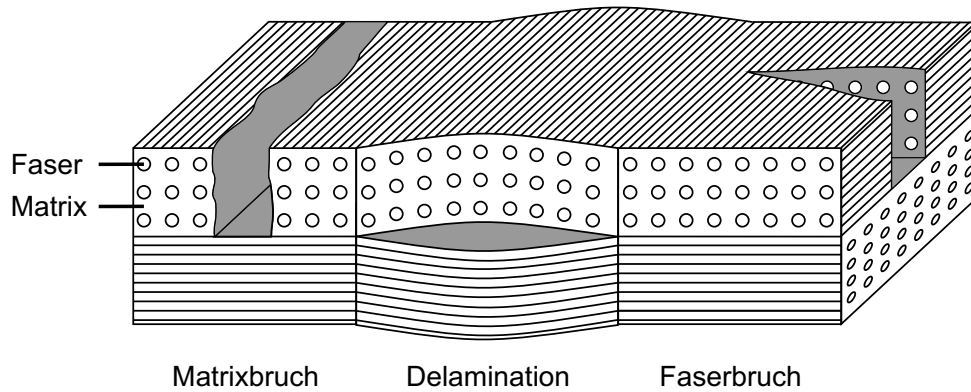


Abbildung 3.20.: Schädigungsarten bei faserverstärkten Kunststoffbauteilen (nach [177])

Durch das schlagartige Auftreffen von Massen mit geringer kinetischer Energie können oberflächlich kaum sichtbare Schädigungen entstehen, die jedoch zu einigen wenigen Faser- und Matrixbrüchen führen können, welche wiederum die Restfestigkeit des Bauteils reduzieren und Delaminationen begünstigen. Dieses Phänomen nimmt mit größer werdender Dicke der Faserverbundschicht zu. Das Gesamtschadensbild, das sich durch diese Krafteinwirkung ergibt, ist in Abbildung 3.21 anhand eines laminaren Querschnitts skizziert. Es zeigt sich, dass die Schadenszone einen kegelförmigen Bereich bildet, bei dem im Zentrum das Material gestaucht wird, wodurch starke Delaminationen auftreten, während nach außen hin Scherkräfte wirken, die Rissbildungen in Fasern und Matrix nach sich ziehen, woraus weitere Delaminationen resultieren. Bei dünnen Laminaten kann das dazu führen, dass auf der Rückseite des Bauteils die größten Schäden auftreten, während die Vorderseite nahezu unbeschädigt bleibt [179–181].

3.6.3. Doppelbrechung

Aus der Optik ist bekannt, dass viele Materialien, insbesondere Kristalle, deren Atome in einer regulären, sich wiederholenden Anordnung vorliegen, doppelbrechende Eigenschaften besit-

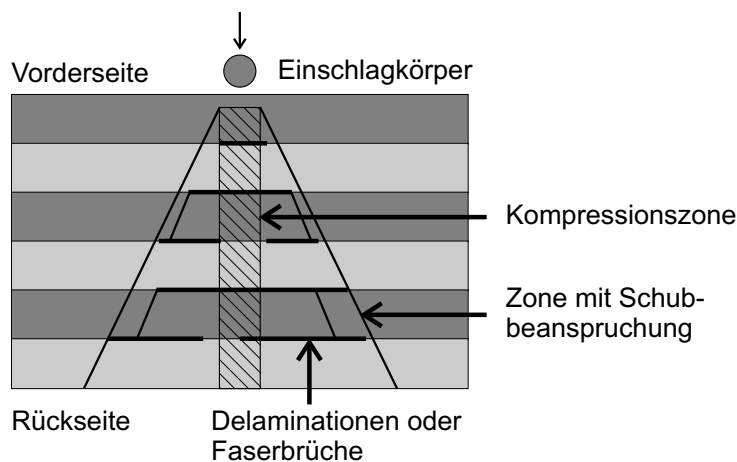


Abbildung 3.21.: Konusförmige Aufweitung des Schädigungsbereiches einer durch Schlageinwirkung beschädigten faserverstärkten Kunststoffplatte (nach [179, 180])

zen. Darunter ist die Anisotropie, also die Richtungsabhängigkeit, des Brechungsindex zu verstehen.

Eine elektromagnetische Welle breitet sich in einem Material aus, indem das einfallende elektrische Feld Elektronen im Material zum Schwingen anregt, die wiederum Sekundärwellen emittieren, die sich zu einer neuen Wellenfront überlagern (Prinzip von Huygens). Liegt nun eine unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit für die Orientierungen parallel und senkrecht zur optischen Achse vor, so resultieren daraus zwei unterschiedliche Brechungsindizes. Für den ordentlichen Strahl, der senkrecht zur opt. Achse verläuft, ergibt sich der Brechungsindex n_o mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{\perp}$, während der außerordentliche Strahl mit n_{ao} und $v_{\parallel}$ beschrieben wird. Die Doppelbrechung ergibt sich aus der Differenz der beiden Brechungsindexanteile $\Delta n = n_o - n_{ao}$, wobei für $n_o = \frac{c}{v_{\perp}}$ und $n_{ao} = \frac{c}{v_{\parallel}}$ gilt [182].

Nicht nur Kristalle weisen durch ihre periodische Anordnung der Atome eine Anisotropie des Brechungsindex auf, auch Kunststoffe können anisotrope Eigenschaften besitzen. Dabei ist jedoch zwischen einer Orientierungs- und einer Spannungsanisotropie zu unterscheiden [183, 184]. Bei der orientierungsinduzierten Doppelbrechung entsteht der Unterschied in der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch die quasi gleichförmige Orientierung von Molekül- oder deren Seitenketten im Material. Vergleichbares ist auch bspw. bei Faserverbundbauteilen durch die Orientierung der eingebetteten Fasern zu beobachten [78, 185]. Bei der Spannungspolarisation wird die doppelbrechende Eigenschaft durch eine extern angelegte mechanische Spannung erzeugt, unter der sich die Molekülketten des Materials strecken und somit parallel ausrichten.

3.6.4. Schweißgüte von Kunststoffschweißnähten

Die Bestimmung der Güte von Schweißnähten bzw. miteinander verschweißten flächigen Bauteilen ist von besonderer Bedeutung, da die Haltbarkeit des Bauteils maßgeblich von der Verarbeitungsqualität abhängt (siehe Abschnitt 2.1.1). Bei der Bestimmung der Schweißgüte von Kunststoffen, wie in diesem Fall bei HDPE, stellt sich die Frage, wie bei einem transluzenten Kunststoff verschweißte von nicht verschweißten Bereichen im THz-Frequenzbereich messtechnisch unterschieden werden können. Abgesehen von Verunreinigungen, die in diesem Fall vernachlässigt werden sollen, ändert sich die Materialzusammensetzung des Polyethylens bei dem Schweißvorgang nur geringfügig. Lediglich geringe Unterschiede in der molekularen Struktur können auftreten, die jedoch kaum messtechnisch erfassbar sind. Die Antwort auf diese messtechnische Fragestellung liefert die Suche nach Interferenzen durch Mehrfachreflexionen, welche durch kleine Luftspalte innerhalb der Schweißnaht hervorgerufen werden. Die Skizze in Abbildung 3.22(a) verdeutlicht diese Situation. Hier befindet sich ein Luftspalt ($n_0 = 1$) zwischen zwei Materialschichten (n_1). Die transmittierten Signalanteile E_{01} , E_{02} , ... überlagern sich mit ihren jeweiligen Phasenverschiebungen zu einem Gesamtsignal. Mit Hilfe der Gleichungen (3.51) und (3.52) können die Frequenzen berechnet werden, wo die destruktive bzw. konstruktive Interferenz ihr Maximum erreicht:

$$n_0 \cdot d = m \frac{\lambda}{4} \iff f = m \frac{c_0}{4n_0 d} \quad (3.51)$$

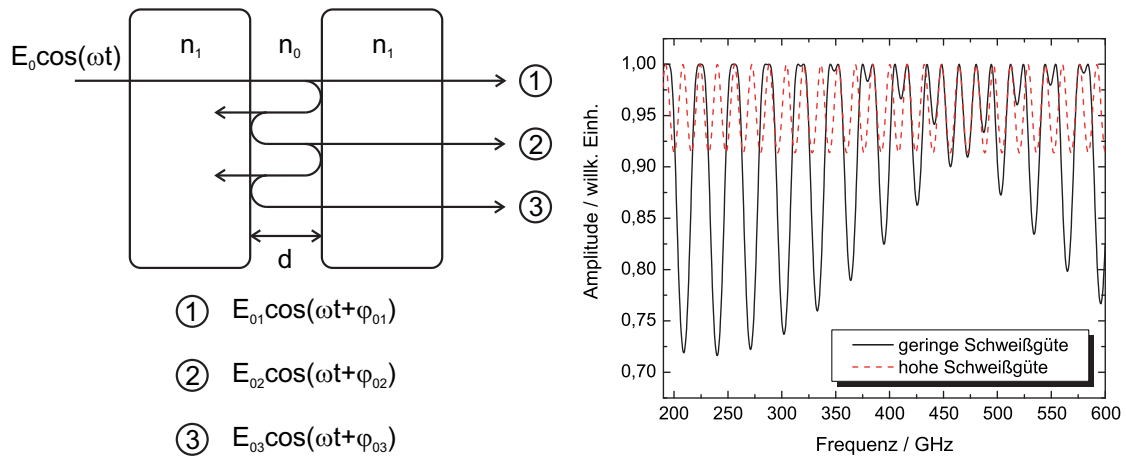
mit $m=1,3,5,\dots$ für destruktive und

$$n_0 \cdot d = n \frac{\lambda}{2} \iff f = n \frac{c_0}{2n_0 d} \quad (3.52)$$

mit $n=1,2,3,\dots$ für konstruktive Interferenzen. Als Ergänzung zu den Formeln verdeutlicht das Schaubild in Abbildung 3.22(d) den Zusammenhang.

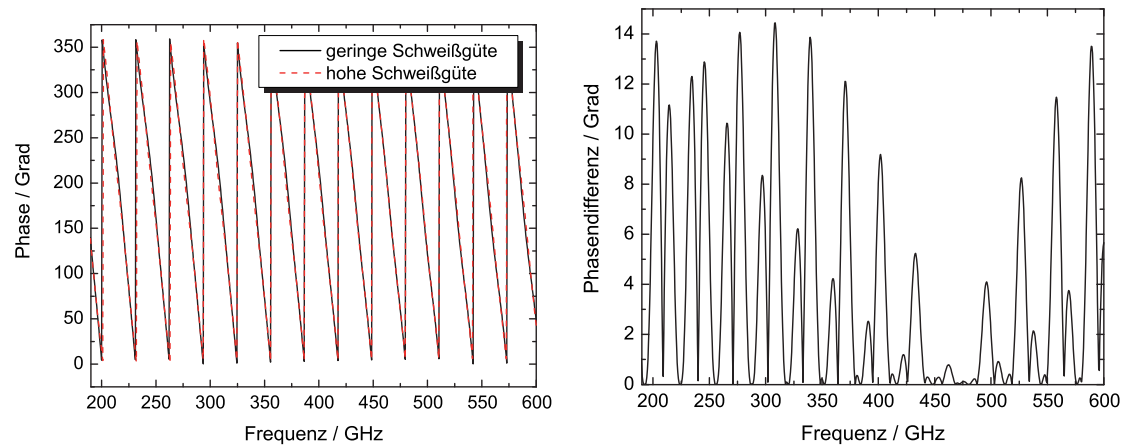
Wie bereits in [186] gezeigt wurde, haben sich in gewissen Bereichen der Probe, in denen kein Stoffschluss zustande gekommen ist, schmale Luftspalte gebildet, in denen nun das transmittierte Signal mehrfach reflektiert wird und sich letztendlich dem rein transmittierten Signalanteil überlagert. Eine Simulation, die mit Hilfe der Transfermatrixmethode (Abschnitt 3.5.2) erstellt wurde, zeigt den Amplitudenverlauf (Abbildung 3.22(b)) der Transmission für zwei Strahlen, die durch das Bauteil an einer Stelle mit guter und einer mit schlechter Schweißverbindung gelaufen sind. Das Bauteil hat eine Gesamtdicke von 6,08 mm und einen Brechungsindex von $n_1 = 1,54$, was zu einer Periodizität der Transmission von 16 GHz (freier Spektralbereich) im Bereich hoher Schweißgüte (durchgezogene, rote Kurve) führt. Die schwarze, gestrichelte Kurve hingegen durchläuft einen Bereich mit geringer Schweißgüte, was zu einer Superposition von unterschiedlichen Periodizitäten führt. Zu sehen ist ein periodischer Verlauf mit einem Minimum bei 468 GHz, was einer Luftspaltdicke von 320 μm und einen Amplitudenverlauf mit einer Periode von 31 GHz entspricht. Letzterer resultiert aus der Überlagerung der Transmissionen durch zwei 3,04 mm dicke PE-Platten mit dem bereits genannten, dazwischenliegenden Luftspalt, der eine zusätzliche Phasenverschiebung verursacht. Aus dem Amplitudenbild geht hervor, dass es Bereiche mit destruktiver und konstruktiver Interferenz gibt, deren Frequenzen mit Hilfe der Gleichungen (3.51) und (3.52) berechnet werden können. Bei 468 GHz tritt maximale konstruktive Interferenz auf, da hier sowohl die Amplituden als auch die Phasen (Abb. 3.22(c)) deckungsgleich sind und die Phasendifferenz über einen weiten Bereich nahezu Null ist. Der Kurvenverlauf in Abbildung 3.22(d) bestätigt, dass die Phasendifferenz auf Grund der häufigen Berührungspunkte mit der Nulllinie kein alleiniges Merkmal für die Erkennung von Schweißverbindungen geringer Güte sein kann. Im Zweifelsfall muss die Frequenz etwas variiert werden, um die Positionen der Interferenzmaxima und -minima und damit die Frequenzen an denen keine Phasendifferenz auftritt zu verschieben, um ein aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten.

Im Folgenden sind jeweils zwei Messungen gezeigt, wobei eine an einer Stelle mit guter Schweißqualität und die andere an einer Stelle mit schlechter Schweißqualität durchgeführt wurde. Bei allen Messungen wurde jeweils die Frequenz in 2 GHz-Schritten von 190 GHz bis 500 GHz variiert. Es wurde bei der Versuchsdurchführung pro Datenpunkt eine ausreichende Wartezeit von rund 15 s vorgesehen, damit das thermisch geregelte Lasersystem einen Gleichgewichtszustand erreichen konnte. Allerdings führt das zu einer Messzeit von 40 Minuten pro Durchlauf. Weiterhin resultieren die unterschiedlichen Amplitudenmaxima über der Frequenz aus einem Langzeitdrift, sowie der Übertragungsfunktion der Antennen. Zudem kommt erschwerend hinzu, dass das cw-THz-System bei jedem erneuten Beginn eines Messdurchganges trotz gleichen Startwertes (Frequenz) nicht die exakt gleiche THz-Frequenz bereitstellte, sondern um wenige GHz abwich. Somit ist ein korrekter Vergleich der beiden Phasenkurven



(a) Mehrfachreflexionen in einem Luftspalt zwischen zwei Materialschichten mit Brechungsindex n_1

(b) Vergleich der simulierten Amplituden im Bereich guter und geringer Schweißgüte



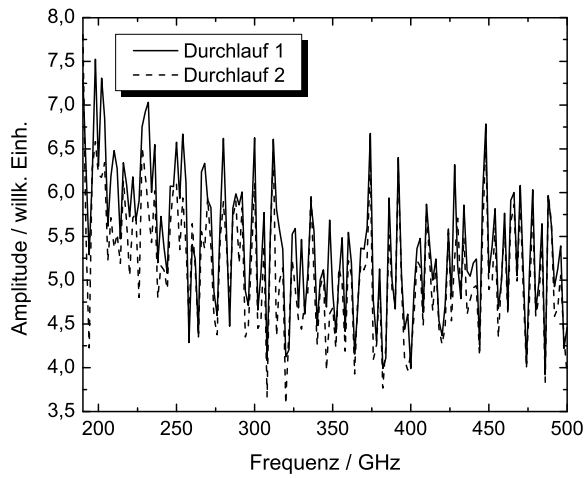
(c) Vergleich der simulierten Phasen im Bereich guter und geringer Schweißgüte

(d) Phasendifferenz zwischen den simulierten Bereichen guter und geringer Schweißgüte

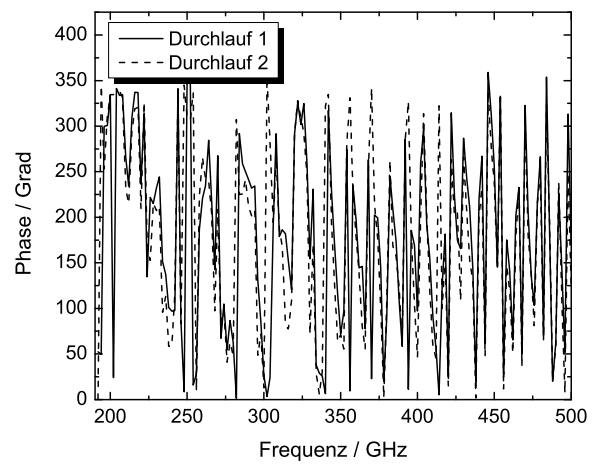
Abbildung 3.22.: Simulation der Amplituden- und Phasenverläufe über der Frequenz bei einem PE-Bauteil mit guter und geringer Schweißgüte anhand der Transfermatrixmethode.

nur bedingt möglich, da dadurch die ohnehin nur geringe zu erwartende Phasendifferenz maskiert werden kann. In den Bildern 3.23(a) bis 3.24(b) sind die Amplituden und Phasen von zwei Messdurchgängen im Bereich hoher bzw. geringer Schweißgüte dargestellt. Die Ergebnisse zeigen nahezu chaotische Signale, die wenig Bezug zu der vorher präsentierten Simulation haben. Dennoch sind die Signale bis auf kleine Abweichungen reproduzierbar.

Bei der bildgebenden Auswertung, deren Ergebnisse im folgenden Kapitel 4 zu sehen sind, kann durch die Kombination von Amplituden- und Phasenbildern eine gesicherte Aussage bezüglich der Schweißgüte getroffen werden, da hier nur die Phasendifferenz zwischen den Pixeln bei einer konstanten Frequenz ausgewertet wird. Hierbei wirken sich auch Systemschwankungen deutlich geringer aus.

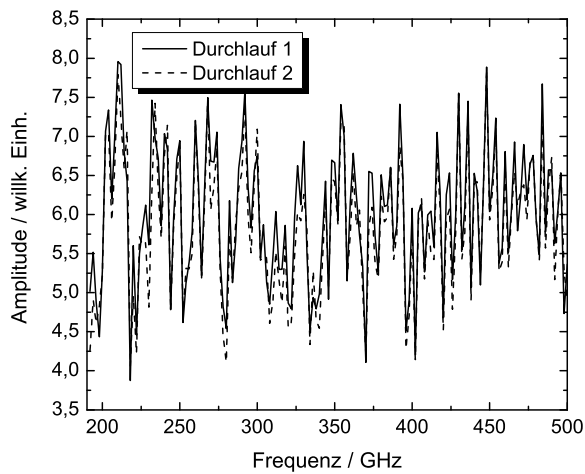


(a) Amplitudenverläufe, hohe Schweißgüte

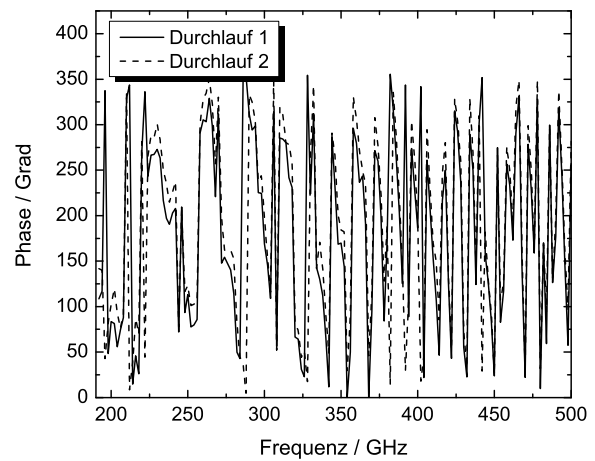


(b) Phasenverläufe, hohe Schweißgüte

Abbildung 3.23.: Amplituden und Phasenverläufe zweier Messdurchgänge im Bereich hoher Schweißgüte.



(a) Amplitudenverläufe, geringe Schweißgüte



(b) Phasenverläufe, geringe Schweißgüte

Abbildung 3.24.: Amplituden und Phasenverläufe zweier Messdurchgänge im Bereich geringer Schweißgüte.

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1. Faserverbundbauteile

4.1.1. Bestimmung des Faservolumengehaltes

Die Bestimmung des Faservolumengehaltes (FVG) bei glasfaserverstärkten Kunststoffen, welche meist aus Glasfasergeweben aufgebaut sind, ist in der industriellen Qualitätskontrolle eine bedeutende Fragestellung. Die üblicherweise eingesetzten Messmethoden lassen sich in zerstörende und zerstörungsfreie einteilen. Bei der zerstörenden wird nach der Veraschung (siehe Abschnitt 3.6.1) eines baugleichen Probekörpers der Faseranteil durch Wiegen bestimmt. Hingegen wird bei der zerstörungsfreien Methode die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Ultraschallwelle im Bauteil gemessen. In diesem Fall ist für eine korrekte Bestimmung des Faservolumenanteils ein Vergleich mit einem Messergebnis einer Referenzprobe mit bekanntem FVG notwendig.

Die hier untersuchte Probe wurde von der Firma INVENT GmbH aus Braunschweig gefertigt und besteht aus 6 Segmenten mit unterschiedlichen Faservolumenanteilen, die in 5 %-Schritten von 35 % bis 60 % erhöht wurden. Erzielt wurde dies durch die Einbettung einer zunehmenden Anzahl von Fasergewebelagen in die Matrix, anschließend wurde das Bauteil gepresst und ausgehärtet. Ein Foto der Probe zeigt Abbildung 4.1. Das fertige Bauteil mit Abmaßen von 38 cm mal 9 cm ist auf eine Nennstärke von 3 mm ausgelegt. Allerdings schrumpft die Harzmatrix bei der Aushärtung, so dass sich durch den unterschiedlichen Harzanteil in den einzelnen Segmenten eine unterschiedliche Dicke einstellt. Diese wurde im Abstand von jeweils 1 cm entlang der im Foto sichtbaren gepunkteten Linie gemessen, die 2 cm oberhalb der Bauteilunterkante verläuft. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 4.2(a). Wie zu sehen ist, schrumpfte das Harz durch den Aushärtungsprozess im 60 %-Segment am wenigsten, so dass sich hier eine Dicke von 2,97 mm bis 2,96 mm ergibt. Mit der Abnahme des Glasfaseranteils vergrößert sich der Schrumpf, so dass sich die Dicke des Bauteils des 35 %-Segmentes auf nur noch 2,9 mm

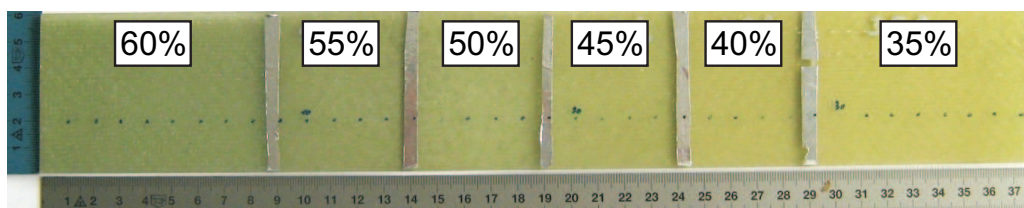


Abbildung 4.1.: Foto einer GFK-Probe mit von links nach rechts abnehmendem Faservolumengehalt.

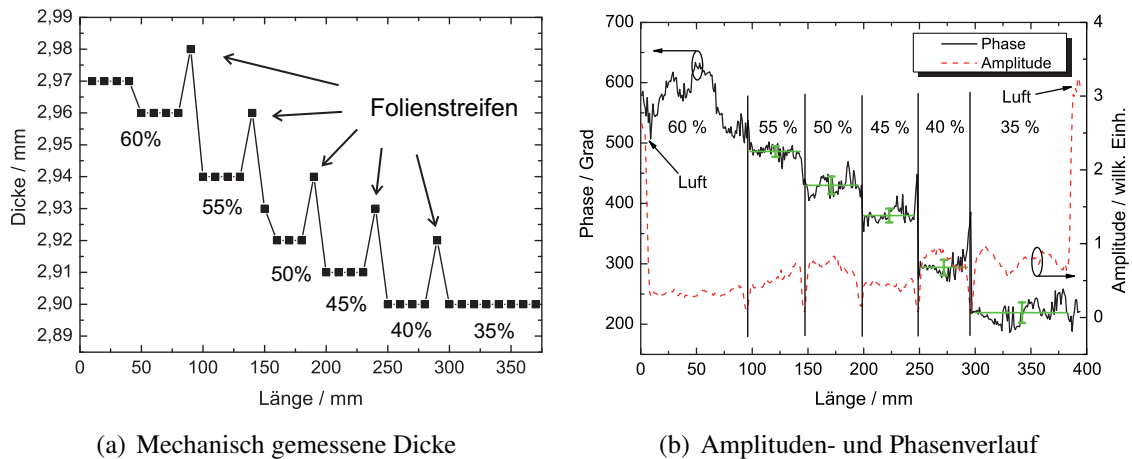


Abbildung 4.2.: Mechanisch gemessene Dicke des FVG-Bauteils und die Amplituden- und Phasenwerte einer Messung bei 410 GHz entlang der 2 cm oberhalb der Unterkante verlaufenden Linie. Zusätzlich sind die jeweiligen Mittelwerte sowie die Standardabweichungen der Bereiche von 35 % bis 55 % eingezeichnet.

beläuft. Weiterhin wurden vor der THz-Messung Aluminiumfolienstreifen auf die Übergangsbereiche der Segmente geklebt, um eine spätere Ortsbestimmung anhand deutlicher Signaleinbrüche im Amplitudengraphen zu erleichtern.

Entlang der bereits erwähnten, punktierten Linie wurde ein Linienscan bei 410 GHz durchgeführt, dessen Ergebnis Abbildung 4.2(b) zeigt. Die Amplitudenkurve zeigt ganz deutlich die Übergänge von der Luft, bei dem sich das Bauteil noch nicht im Strahlengang befindet, hin zum Bauteil sowie zwischen den einzelnen Segmenten. Dort verursacht die Aluminiumfolie einen deutlichen Signaleinbruch. Insgesamt ist der Verlauf der Amplitude über die Bauteillänge hinweg sehr indifferent und lässt keinen eindeutigen Rückschluss auf den FVG zu, obwohl ein leichter Signlrückgang mit zunehmenden FVG erkennbar ist. Der Phasenverlauf fällt stufenförmig mit abnehmendem Fasergehalt, wobei 2π -Sprünge in den Messdaten zur besseren Sichtbarkeit korrigiert wurden. Bei der Betrachtung des Phasenverlaufes innerhalb eines Segmentes zeigen sich teilweise deutliche Fluktuationen der Messwerte, die auf Inhomogenitäten innerhalb des Bauteils hindeuten. Anhand der eingefügten Mittelwerte mit den zugehörigen Standardabweichungen der Phasenwerte zeigt sich eine gute Unterscheidbarkeit der jeweiligen Faservolumengehalte. Für den 60 %-Bereich wurden auf Grund der deutlichen strukturellen Inhomogenität des Bauteils keine statistischen Kennwerte berechnet. Zur Verifizierung wurde daher eine Ultraschalluntersuchung des Bauteils bei der Firma INVENT GmbH durchgeführt, deren Ergebnis in Abbildung 4.3(a) zu sehen ist. Das Bild wurde auf der Grundlage eines D-Scans berechnet, der die Echolaufzeit über der Scanebene repräsentiert, um so die Bauteildicke zweidimensional darstellen zu können. So können entlang der eingezeichneten Linie deutliche Inhomogenitäten identifiziert werden, die durch Gewebeverschiebungen während des Herstellungsprozesses zu erklären sind und auch für die Phasenschwankungen im THz-Scan verantwortlich gemacht werden können.

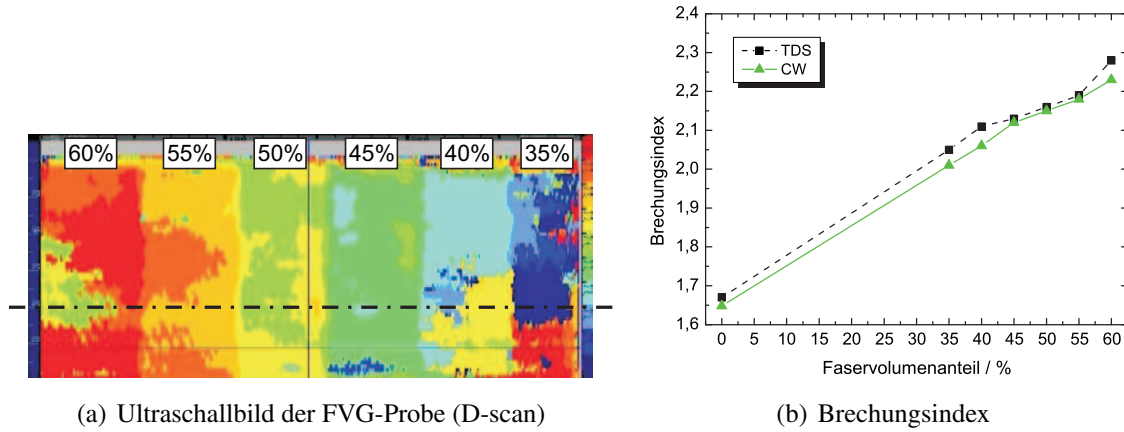


Abbildung 4.3.: Ultraschallbild (D-scan) der Probe mit eingezeichneter Linie der Dickenmessung (a) und gemessener Brechungsindex bei verschiedenen Faservolumenanteilen (b) (Zeitbereichsspektrometer und Dauerstrich). Der Brechungsindex bei 0 % resultiert von einer Reinharzprobe.

Unter Verwendung der Phaseninformationen lässt sich mit THz-Wellen der FVG am besten anhand des Brechungsindex bestimmen. Die nötige Gleichung (3.31) wurde bereits eingeführt und der gemessene Brechungsindex für die einzelnen Faservolumenanteile ist in Abbildung 4.3(b) dargestellt. Dabei wurde der Parameter m in einem iterativen Prozess zu $m = 4$ bestimmt. Die sich daraus ergebenden Werte für den Brechungsindex wurden anhand von Messungen mit einem THz-Zeitbereichsspektrometer verifiziert. Zusätzlich ist noch ein Messpunkt für eine Reinharzprobe eingefügt, wobei $m = 3$ angenommen wurde. Daraus zeigt sich eine nahezu lineare Abhängigkeit des Brechungsindex vom Faservolumengehalt, (siehe auch [187]), was eine direkte Bestimmung des letzteren möglich macht. Die teilweise existierende Differenz zwischen den Kurven der TDS und cw-Messungen begründet sich aus den nicht verschwindenden Instabilitäten der Phasenwerte des Dauerstrichsystems sowie aus den Ungenauigkeiten der Auswertung des Brechungsindex bedingt durch die stark gedämpften Probensignale des Zeitbereichsspektrometers.

Eine Bestimmung des Brechungsindex mittels der Phase aus einer einzelnen Messung ist nur möglich, wenn eine Referenzmessung sowohl mit bekanntem FVG und entsprechendem Brechungsindex, wie auch die Phase einer Referenzmessung vorliegen. So kann durch Auflösung der Gleichung (3.31) nach

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(n - n_0)d - m}{\lambda_0} \quad (4.1)$$

und der Vernachlässigung des Faktors m der Faservolumengehalt innerhalb des Eindeutigkeitsbereiches des Sinus berechnet werden, ohne für jeden Messpunkt den Brechungsindex explizit bestimmen zu müssen.

Ein 1,94 mm dickes praxisrelevantes Bauteil ist in Abbildung 4.4(a) vor einem weißen Hintergrund und in 4.4(b) mit Hintergrundbeleuchtung zur besseren Sichtbarkeit der Fasern gezeigt. Hierbei haben sich bei der Herstellung die Fasergewebe verschoben, was bei üblicherweise ein-

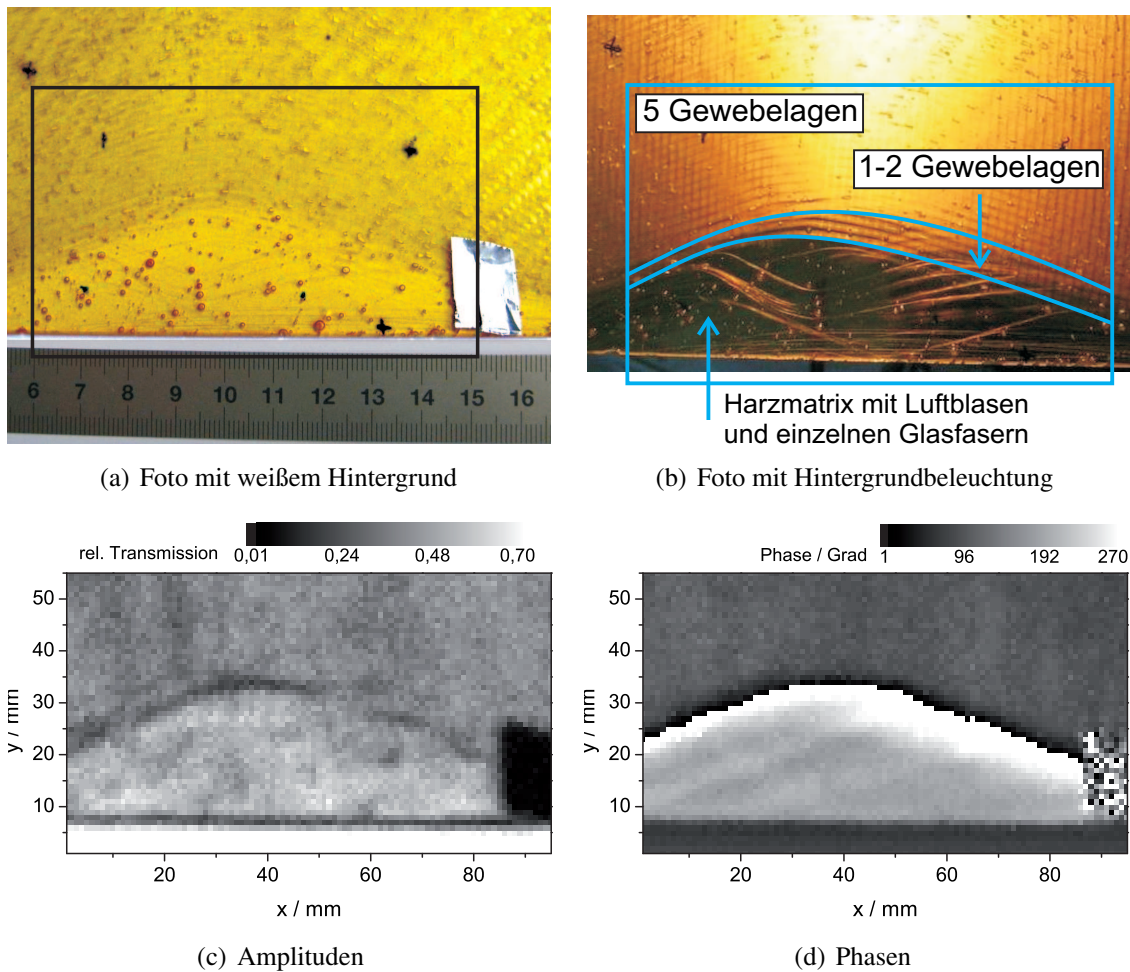


Abbildung 4.4.: Nicht eingefärbte, praxisrelevante Probe mit unterschiedlichem FVG durch unbeabsichtigte Verschiebung einzelner Glasfaserlagen während des Herstellungsprozesses.

gefärbten Bauteilen nicht zu erkennen wäre. Im oberen, homogenen Bereich besteht das Bauteil aus fünf Glasfaserlagen. In der Übergangszone zum unteren Reinharzbereich sind in einem schmalen Streifen nur 1–2 Lagen vorhanden, während der untere Bereich nur wenige einzelne Faserstränge enthält. Zusätzlich sind bei der Herstellung noch einige Luftblasen unabsichtlich eingeschlossen worden, die vor allem auf dem linken Foto deutlich zu sehen sind. Der einzige äußere Hinweis auf eine variierende Anzahl an Gewebelagen besteht bei dieser Probe lediglich in der leicht unterschiedlichen Dicke, die sich zwischen dem unteren und oberen Bereich um 0,16 mm unterscheidet. Die Probe wurde bei 307 GHz rasterartig innerhalb des markierten Bereichs mit 1 mm Abstand zwischen den Messpunkten verfahren und das transmittierte Signal gemessen. Im Amplitudenbild hebt sich der Bereich mit den fünf Glasfaserlagen aufgrund der geringeren Transmission deutlich von dem unteren Bereich mit wenigen oder ohne Glasfasern ab (Abbildung 4.4(c)). Weiterhin sind Agglomerate von Luftblasen, wie auch ein Stück Metallfolie als Markierung, am rechten Bildrand zu erkennen. Das Phasenbild in Abbildung 4.4(d) erlaubt eine feinere Differenzierung zwischen den einzelnen Bereichen. So hebt sich der Übergangsbereich mit der verringerten Anzahl an Gewebelagen sichtbar von dem Reinharz- und dem

5-lagigen Gewebebereich ab. Zusätzlich zeigt die Abbildung 4.5 einen Schnitt des Phasenbildes 4.4(d) bei der Position $x = 50$, aus dem die einzelnen Bereiche deutlich hervorgehen. Dabei wurde der Phasenverlauf entfaltet.

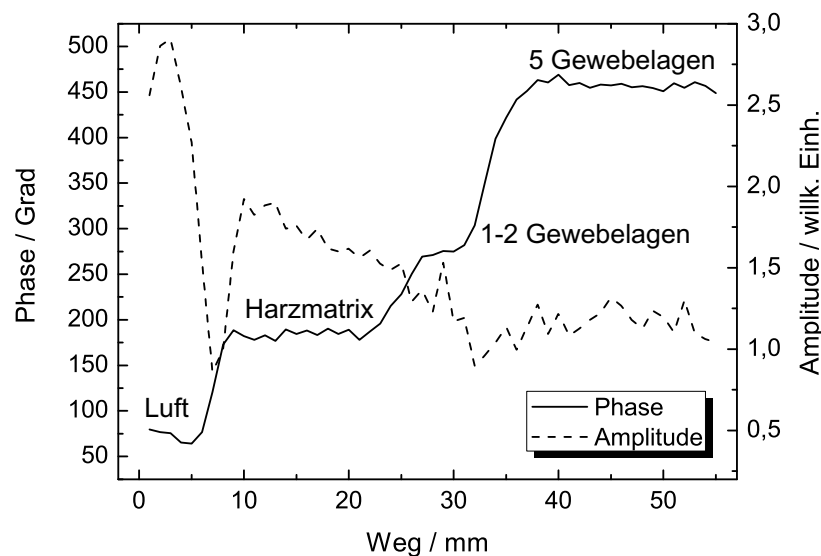


Abbildung 4.5.: Schnitt des Phasenbildes bei der Position $x = 50$ mit entfaltetem Phasenverlauf.

4.1.2. Flächenförmige Einschlüsse in GFK

Eine andere Art von Fehlstellen in GFK oder auch BFK können eingebettete Folien oder Vliese sein, wie sie bspw. beim Injektionsverfahren oder Pressen als Hilfsmittel verwendet werden. Diese werden mitunter unbeabsichtigt während des Herstellungsprozesses im Bauteil belassen und stellen ein strukturschwächendes Element dar, so dass sie unbedingt im Qualitätssicherungsprozess erkannt werden müssen. Dies soll anhand der beiden folgenden Proben demonstriert werden.

Es wurden dazu ein GFK-Bauteil aus einem gängigen Glasfasergewebe mit einem Flächengewicht von 380 g/m^2 und eine BFK-Probe aus einem Basaltgewebe mit einem Flächengewicht von 600 g/m^2 aufgebaut. Anschließend wurden in beide Bauteile fünf Stufen mit einer Gesamthöhe von 1 mm bis 5 mm und mit einem Höhenunterschied von jeweils 1 mm zur nächsten Stufe gefräst, wie in der Skizze der Abbildung 4.6(a) zu sehen ist. Dabei dient die äußerst rechte Fläche zur Halterung der Probe. Als Fehlstelle wurde jeweils unterhalb der zentralen, horizontal verlaufenden Nut ein dazu parallel verlaufendes 0,5 mm dickes und 10 mm breites Glasfaservlies mit einem Flächengewicht von nur 30 g/m^2 eingebettet, welches allerdings auf den Fotos der Abbildungen 4.6(b), 4.6(c) bzw. 4.6(d) nicht zu erkennen ist. Die besagte Nut wurde auf der planaren Seite des Bauteils eingefräst und besitzt eine Tiefe von 0,5 mm bei einer Breite von 10 mm. Pro Stufe wurden zwei Löcher mit einem Durchmesser von 0,4 mm und 1 mm gebohrt, wobei sie bei den beiden dünnsten Stufen als Durchgangslöcher und bei den restlichen drei Stufen als Sacklöcher mit einer Tiefe, die der halben Dicke der entsprechenden Stufe entsprechen, ausgeführt wurden. Zu guter Letzt enthalten die Bauteile in jeder Stufe, oberhalb der Bohrungen

eine halbkreisförmige Aussparungen mit einem Radius von 2,5 mm. Die logarithmische Farbskalierung der Amplitudenbilder (Abbildung 4.6(e)) und 4.6(g) zeigen deutliche Abgrenzungen zwischen den einzelnen Stufen, allerdings ist die Erkennbarkeit durch eine merkliche Signalabnahme bei der 5 mm dicken Stufe auf unter 10 % der ursprünglichen Signalstärke erschwert. Dies zeigt sich auch in den Bereichen der Nut und des Vlieses, die durch eine geringere mechanische Dicke bzw. effektive Dichte zu einer reduzierten optischen Dicke führen und somit das Signal etwas weniger schwächen.

Nicht viel besser stellt sich die Situation bei den Bohrungen und Aussparungen dar. Letztere sind am oberen Rand des Amplitudenbildes zu erkennen. Die Bohrungen sind jeweils nur bei der 1 mm dicken Stufe erkennbar, allerdings ist hier die Signalstärke im Bereich des Durchgangsloches niedriger, als im umgebenden Material, was darauf schließen lässt, dass das Signal durch Beugung an den Lochrändern geschwächt wird und so der Kontrast bei den dickeren Stufen entsprechend vermindert ist und daher die Löcher nicht mehr zu erkennen sind.

Durch Hinzunahme der Phasenbilder, welche in Abbildung 4.6(f) bzw. 4.6(h) zu sehen sind, können die Nut, das Vlies, sowie die Aussparungen sofort und mit einer einzigen, den gesamten Wertebereich überdeckenden Farbskalierung erkannt werden. Selbst bei einer geringen Signalstärke, wie sie im dicksten Bereich der Bauteile vorliegt, ist eine noch relativ gute Bildqualität erzielbar. Auch grenzen sich die einzelnen Stufen sehr gut voneinander ab, so dass Dickenänderungen sehr gut erkannt werden können, auch wenn sich die Phasenwerte der 3 mm und 5 mm dicken Stufen der GFK-Probe sehr ähneln. Hier tritt die Mehrdeutigkeit der Sinusfunktion auf, denn bei einer Frequenz von 350 GHz, entsprechend einer Freiraumwellenlänge von $857\text{ }\mu\text{m}$ und einem Brechungsindex von ca. 2,25 (vgl. 60 % Faservolumengehalt in Abbildung 4.2(b)) ergibt sich im Material eine Wellenlänge von $342\text{ }\mu\text{m}$. Die entsprechende Wegstrecke entspricht dem Eindeutigkeitsbereich der Phase, so dass entsprechend zwischen den beiden genannten Stufen eine Phasenverschiebung von nahezu $6 \cdot 2\pi$ existiert. Auf Grund des Mehrfachen von 2π der Phase ergibt sich eine Mehrdeutigkeit, die die Bestimmung der absoluten Dicke verhindert. Jedoch könnte dieses Problem mit Hilfe der Zwei-Wellenlängen Interferometrie umgangen werden, wie an anderer Stelle gezeigt ist (siehe Abschn. 3.5.3). In Bezug auf die Erkennbarkeit der Bohrungen können mit Hilfe der Phaseninformationen keine weiteren Aussagen getroffen werden, denn nur das Loch mit 1 mm Durchmesser in der 1 mm dicken Stufe ist schemenhaft zu erkennen. Bei allen weiteren Löchern ist die Phasenänderung durch die Beugung, wie bereits bei den Amplituden beschrieben, so verändert, dass sich kein erkennbarer Kontrast einstellt. Zusätzlich überlagert sich in dem Amplituden- und Phasenbild der BFK-Probe eine grobe diagonale und vertikale Überstruktur. Diese wird hervorgerufen durch das verwendete Köpergewebe, d.h. es liegt eine Variation der optischen Dicke entlang des Grates (diagonal) sowie zusätzlich in vertikaler Orientierung vor. Es entstehen Harzansammlungen in den Übergangsbereichen, wo die Kett- bzw. Schussfäden die Ebene, d.h. von der Ober- auf die Unterseite wechseln, wie mit der Skizze in der Abbildung 4.7 angedeutet ist.

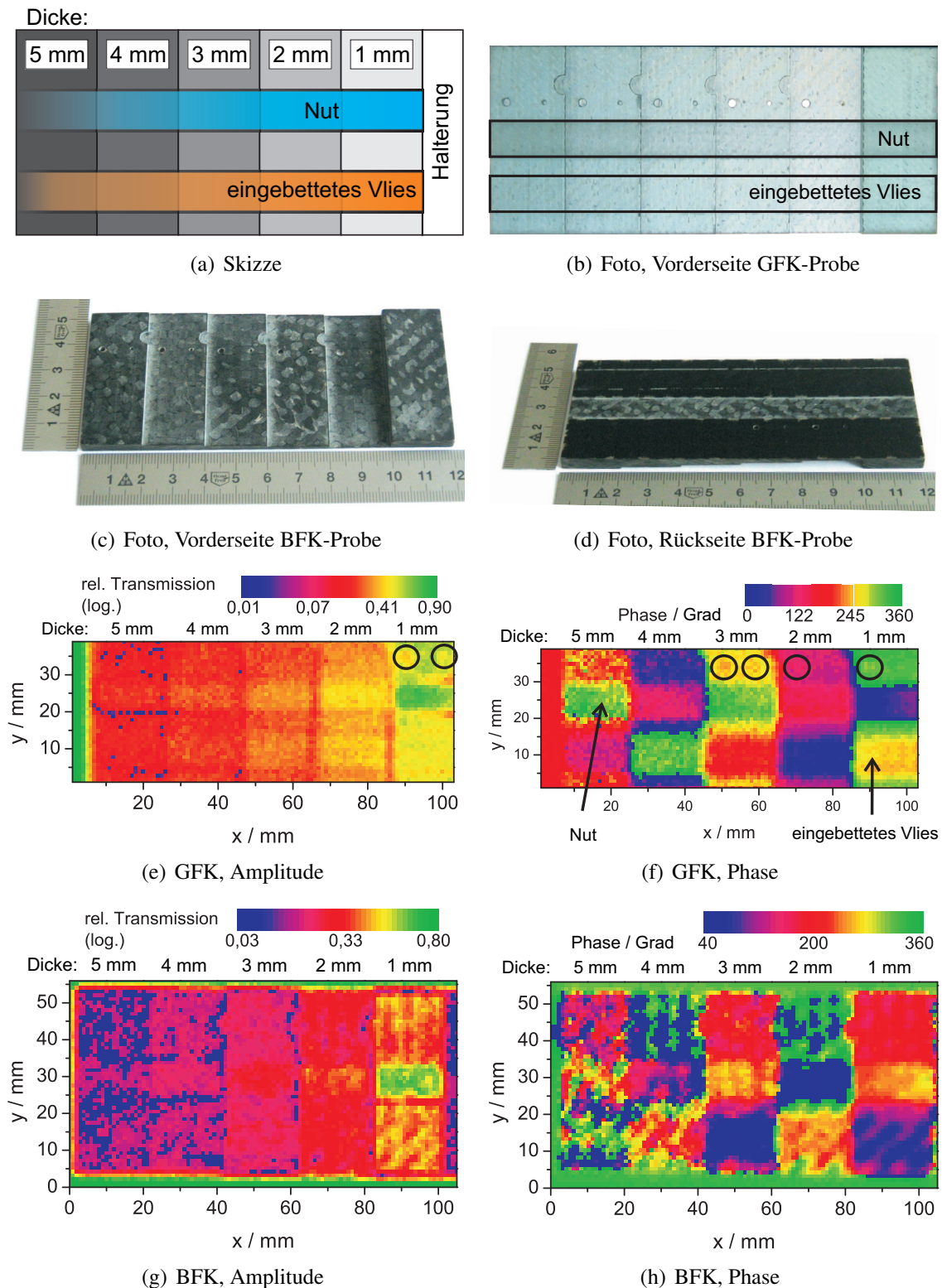


Abbildung 4.6.: GFK- und BFK-Stufenkeil mit Stufen von 1 mm bis 5 mm Dicke. Auf der Rückseite befindet sich eine eingefräste Nut, im unteren Bereich des Bauteils ist ein Glasfaservlies eingebettet, welches optisch nicht sichtbar ist. Ferner enthalten beide Bauteile Sack- bzw. Durchgangslöcher und halbkreisförmige Aussparungen.

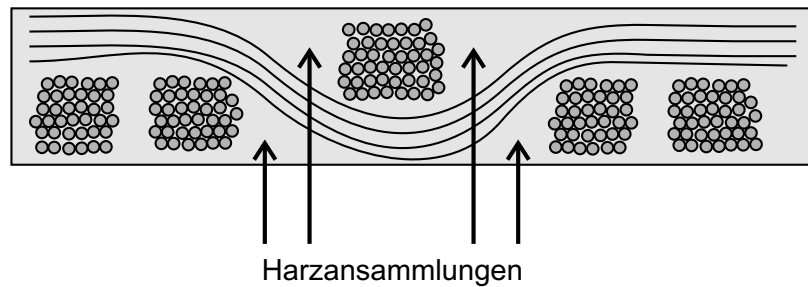


Abbildung 4.7.: Skizzierte Seitenansicht eines Körpergewebes mit Harzansammlungen an den Stellen, an denen die Kett- bzw. Schussfäden die Eben wechseln.

4.1.3. Impact

Beschädigungen an faserverstärkten Bauteilen durch Schlageinwirkungen sind eine häufige Ursache für Bauteilversagen. Insbesondere glasfaser- wie auch kohlefaserverstärkte Kunststoffe zeigen ein sprödes Verhalten bei solchen impulsartigen Krafteinwirkungen, die in einem stumpfen Winkel zu ihrer Faserausrichtung auftreffen. Etwaige Beschädigungen führen zu Rissbildungen in den Fasern, wie auch in der Matrix, welche sich dann bei Dauerbeanspruchung weiter ausdehnen und später zu Bauteilversagen führen können (siehe Abschnitt 3.6.2).

Bei der in diesem Zusammenhang untersuchten Probe handelt es sich um eine 2,2 mm dicke GFK-Platte, die aus 9 Lagen GFK-Gewebe mit einer Körperbindung besteht, die alternierend in einer $\pm 45^\circ$ - und $0^\circ/90^\circ$ -Orientierung verarbeitet wurden. Die Platte wurde vor der Untersuchung in einem Impact-Prüfstand nach der Prüfnorm AITM (Airbus Industries Test Method) 1-0010 (*Determination of compression strength after impact-stress*) mit einem kugelförmigen Fallgewicht beaufschlagt, um in die Platte eine Einschlagenergie von 15 J einzubringen. Das Resultat ist auf dem Foto in Abbildung 4.8(a) zu sehen. Im Zentrum der GFK-Platte ist ein deutlicher Schlagschaden zu erkennen, wobei sich der beschädigte Bereich in zwei Zonen aufteilen lässt. Direkt am Aufschlagpunkt entsteht bei ausreichend hoher Einschlagenergie eine Verformung der GFK-Platte durch Reißen der Gewebe und Loslösen von der Harzmatrix, woraus dann Delaminationen entstehen und Matrixpartikel absplittern können. Bei einer dünnen Platte, wie in diesem Fall, kann es auch zu einer geringfügigen Aufwölbung der Bauteilrückseite kommen. Um diese zentrale Beschädigungsstelle herum entsteht durch die Schlagwirkung ein großer Bereich, der bei einer ungefärbten Matrix weiß erscheint und daher auch als *Weißbruch* bezeichnet wird. Diese weißliche Färbung wird durch Mikrorisse in den Glasfasern und der Matrix hervorgerufen. Die Fasern sind jedoch weiterhin mit der Matrix verbunden, erst zum Zentrum hin tritt eine stärkere Ablösung der Fasern von der Matrix auf.

Für die Messung ist der Abtastbereich mit drei Aluminiumstreifen gekennzeichnet, um in den THz-Bildern eine eindeutige Ortsbestimmung durchführen zu können. Das Amplitudenbild in der Abbildung 4.8(b) ist bei einer Frequenz von 473 GHz aufgenommen worden. Es zeigt Ausschnitte der drei Aluminiumstreifen, die als schwarze Flächen in drei der vier Bildecken zu sehen sind. Im Zentrum des Bildes ist eine kleine Signalschwächung zu erkennen, die durch Entfernen der streifenförmigen Überstruktur mittels zweimaliger Filterung unter Anwendung

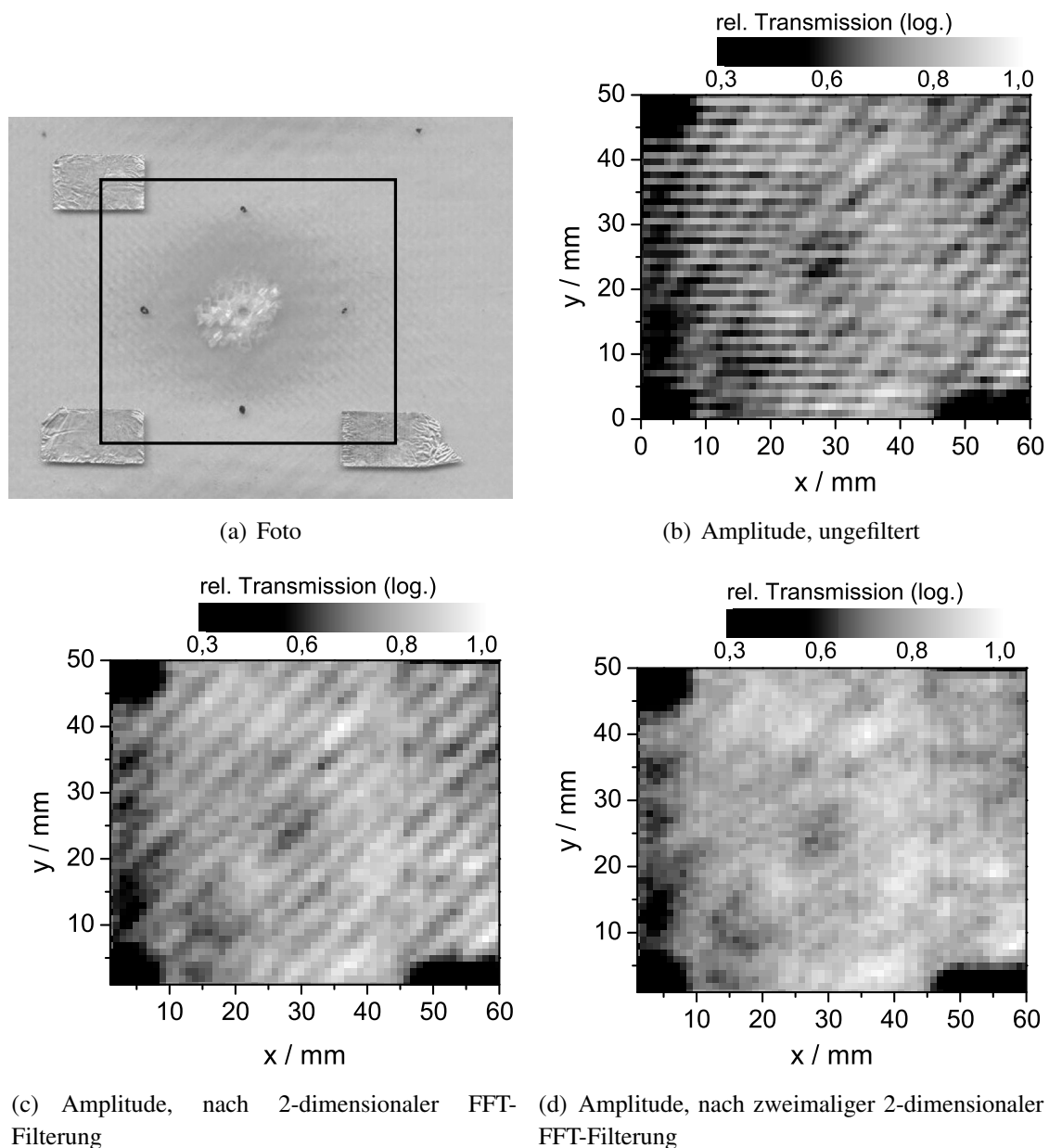


Abbildung 4.8.: Schlagschädigung bei einer 2 mm dicken GFK-Platte, die durch einen Einschlagenergie von 15 J hervorgerufen wurde. Die drei Aluminiumstreifen dienen als Markierung.

der 2-dimensionalen FFT deutlicher hervortritt. Die Abbildungen 4.8(c) und 4.8(d) zeigen die Ergebnisse.

Die Position der zentralen Signalschwächung ist identisch mit der stark beschädigten Zone der Schlageinwirkung und wird durch eine Kombination von Beugung, Brechung und Streuung der gestörten Materialanordnung und Orientierung der Gewebelagen hervorgerufen. Der Bereich des Weißbruchs ist jedoch nicht im Amplitudenbild erkennbar, trotz der hier in einer großen Anzahl vorhandenen Mikrorisse in den Glasfasern. Diese sind jedoch größtenteils parallel zur Ausbreitungsrichtung der THz-Welle orientiert und tragen somit kaum zu einer erhöhten Streuung des THz-Signals bei. Weiterhin deutet das Fehlen einer Signalschwächung durch

Streuung darauf hin, dass auch die Mikrorisse in der Matrix zu klein, bzw. in ihrer Auftretshäufigkeit keine signifikante Rolle spielen. Daher lassen sich nur Schlageinwirkungen detektieren, die eine Materialdeformation zur Folge haben. Die in Abbildung 4.8(c) zu erkennende streifenförmige Überstruktur, die von links unten nach rechts oben verläuft, ist auf die Webart der Glasfasergewebe zurückzuführen. Der Abstand von zwei Linien gleicher Amplitude deckt sich mit dem Abstand zwischen zwei diagonalen Verläufen des Grates der $0^\circ/90^\circ$ orientierten Gewebe (vgl. Abbildung 2.7(a)). Bei der Probe ist der Grat des Glasfasergewebes nur dann mit dem bloßen Auge sichtbar, wenn die Platte etwas gekippt im Gegenlicht betrachtet wird. Hervorgehoben wird diese Sichtbarkeit sehr wahrscheinlich durch Harzansammlungen in den Bereichen, wo die Schuss- und Kettfäden die Ebene wechseln, wie es bereits in Abbildung 4.7 für ein Köpergewebe dargestellt ist.

4.1.4. Sandwichproben

Diese besonders leichten und dennoch stabilen Verbundbauteile werden sehr häufig im Flugzeugbau eingesetzt und sind dort hohen mechanischen Belastungen, wie auch Witterungseinflüssen ausgesetzt. So kann es häufig dazu kommen, dass z.B. die mechanischen Eigenschaften durch Eindringen von Feuchtigkeit in die Strukturen verschlechtert werden oder zumindest für eine Gewichtszunahme der Bauteile verursachen, was in der Luftfahrt äußerst unerwünscht ist.

Die in diesem Anwendungsbereich untersuchte Probe ist baugleich mit Strukturen, die von der Firma INVENT GmbH für einen Flugzeughersteller in Serie produziert werden. Sie besteht insgesamt aus drei Schichten, zwei 0,8 mm dicken Decklaminaten aus GFK und einem Wabenstrukturkern aus Aluminium mit einer Dicke von 12 mm und einem Wabendurchmesser von 7 mm.

Die Ultraschalltechnologie ist das Standardprüfverfahren in der Flugzeugbranche, jedoch kann diese für die Prüfung von luftgefüllten Wabenstrukturen nicht angewendet werden, da der Schall einen sehr großen Impedanzsprung an der Grenzschicht zwischen der ersten Deckschicht und den dahinterliegenden luftgefüllten Waben erfährt und somit nahezu vollständig reflektiert wird. Auch eine optische Kontrolle der Bauteile entfällt, da sie in der Regel lackiert und somit opak sind. Hier bietet sich die Untersuchung mit THz-Wellen an, denn gerade H_2O lässt sich wegen seiner starken Absorption von $\alpha = 200 \frac{1}{\text{cm}}$ bei 1 THz [188] sehr gut detektieren. Daher ist diese Messaufgabe, auch wegen ihrer eindeutigen Ergebnisse geradezu prädestiniert für einen späteren industriellen Einsatz eines cw-THz-Spektrometers.

Die Abbildungen 4.9(a) und 4.9(b) zeigen zwei Fotos des mit Wassertropfen präparierten Sandwichbauteils. In der obersten Reihe wurde von der linken Kante aus jede zweite Wabe mittels einer Injektionsnadel von oben mit Wasser gefüllt und anschließend das Loch mit Kleber wieder verschlossen. Die präparierten Waben enthalten von links nach rechts 0,4 ml, 0,3 ml, 0,2 ml und 0,1 ml Wasser, was einem Füllgrad von 1 , $\frac{3}{4}$, $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{4}$ entspricht. Auf dem linken Foto sind nur die Waben 1–3 durch eine etwas dunklere Färbung zu erkennen, die Wabe mit 0,1 ml hingegen erscheint leer. Im Gegenlicht betrachtet (rechtes Foto) sind die präparierten

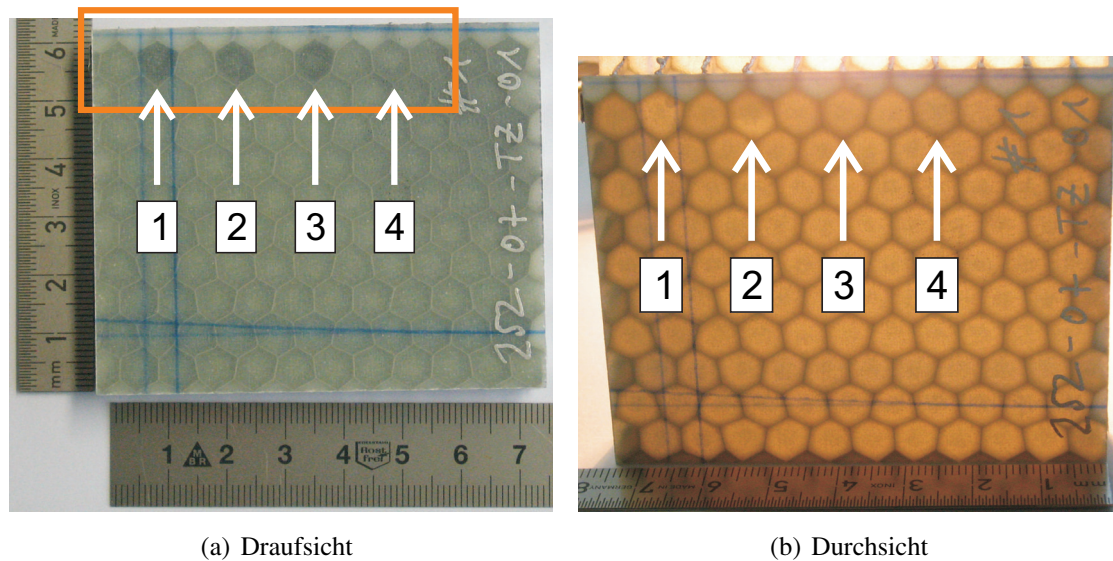


Abbildung 4.9.: Fotos einer GFK-Sandwichstruktur mit Aluminiumwaben bei der vier Waben mit einer unterschiedlichen Menge Wasser gefüllt sind: 1) 0,4 ml, 2) 0,3 ml, 3) 0,2 ml und 4) 0,1 ml. Der farbige Rahmen im linken Foto kennzeichnet den Bereich der THz-Messung.

Waben von den luftgefüllten nicht zu unterscheiden. Das Ergebnis der THz-Messung, die bei 350 GHz durchgeführt wurde, ist in Abbildung 4.10 zu sehen.

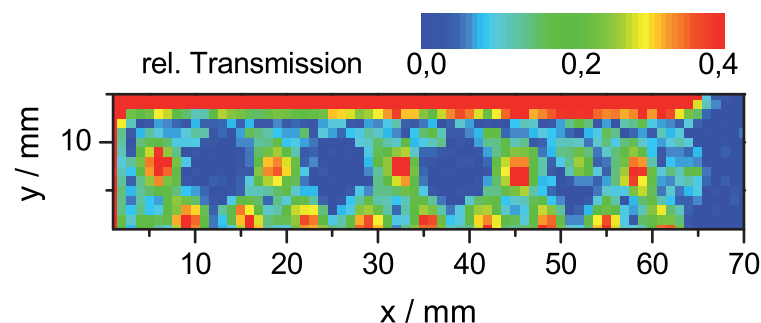


Abbildung 4.10.: Transmission (Amplitudenwerte) durch die GFK-Sandwichprobe mit drei wassergefüllten Aluminiumwaben.

Wie zu erwarten war, heben sich alle mit Wasser gefüllten Waben durch eine vollständige Absorption der THz-Welle gegenüber den leeren Waben ab. Die rechte, nur zu einem viertel gefüllte Wabe ist auch als solche zu erkennen, da hier im oberen Bereich der Wabe noch ein nennenswerter Anteil des Signals transmittiert wird. Es sollte somit auch möglich sein, eine deutlich geringere Flüssigkeitsmenge oder nur eine erhöhte Luftfeuchtigkeit in einer Wabe detektieren zu können, indem für die Messung bspw. eine Frequenz gewählt wird, bei der sich eine Absorptionslinie von gasförmigen H_2O (z.B. 557 GHz) befindet. Zusätzlich sollte durch einen deutlich verkürzten Abstand zwischen Send- und Empfangsantenne eine merklich erhöhte Sensitivität auf Feuchtigkeitsunterschiede erzielbar sein, als es mit dem derzeitigen System möglich ist, da so der Einfluss der atmosphärischen Dämpfung verringert wird.

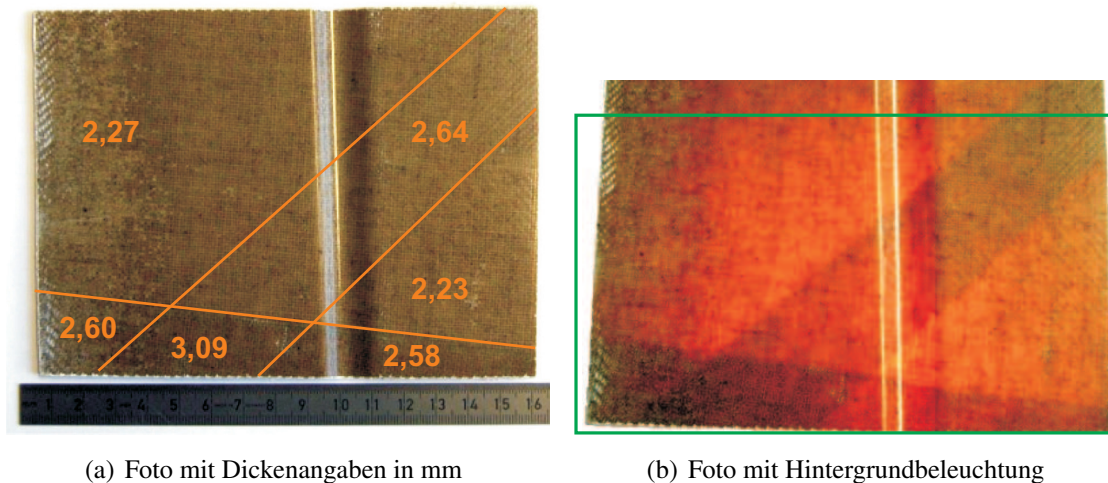


Abbildung 4.11.: Fotos eines Ausschnittes einer Kanadierbordwand mit überlappenden NFK und GFK-Lagen sowie eine vertikal verlaufenden Sicke und einer rückseitigen Harzagglomeration.

4.1.5. Naturfaserverbunde

Auch im Bereich der Naturfaserverbunde sind qualitätssichernde Maßnahmen erforderlich, um entsprechende Nutzungsdauern gewährleisten zu können. Das folgende Bauteil ist ein Ausschnitt aus dem oberen Rand eines Kanadier Bootes, welches zu 75 % aus nachwachsenden Rohstoffen besteht. Das Bauteil wurde einem Prototypen entnommen, der zwecks Materialuntersuchung zersägt wurde. Ein Foto des Ausschnitts mit Angaben der lokalen Dicken ist in Abbildung 4.11(a) gezeigt. Zusätzlich verdeutlicht das Foto der Abbildung 4.11(b) die Bereiche, in denen sich zwei bzw. drei Naturfasergewebelagen überlappen. Sie heben sich deutlich als dunkle Bereiche (diagonal und am linken Bildrand) ab. Es zeigt sich auch eine vertikal verlaufende Sicke im Bereich 95 mm bis 110 mm des Längenmaßes. Die durchschnittliche Dicke der Kanadierwand beträgt 2,2 mm, wobei in dem Überlappungsbereich die Dicke um 0,4 mm je Lage zunimmt. So beträgt die Dicke im diagonalen und im linken Überlappungsbereich 2,6 mm, wogegen sich dort, wo sich die beiden Bereiche überlagern, eine Gesamtdicke von 3,09 mm ergibt, entsprechend drei übereinanderliegenden Gewebelagen.

Der Hauptbestandteil der Kanadierwand besteht aus einem Flachs-Baumwollmischgewebe, das zu einer Leinwandbindung verarbeitet ist und mit Epoxidharz als Matrix getränkt wurde. Für den Einsatz im Wasser wäre ein solches Faserverbundmaterial jedoch zu anfällig gegen Kratzer und Schlagschäden, denn diese könnten die Bauteiloberfläche beschädigen und ein Eindringen von Feuchtigkeit in das Fasergewebe wäre die Folge. Verhindert werden kann dies durch eine Kombination mit dünnen Glasfasergeweben als Deckschichten auf der Vorder- und Rückseite. Diese dienen auch gleichzeitig als Indikator für etwaige Beschädigungen, da GFK einen ausgeprägten Weißbruch erzeugt, wie schon bei der GFK-Impactprobe gezeigt wurde (siehe Abschnitt 3.6.2). Das Amplitudenbild einer Messung bei 300 GHz ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Die Datenaufnahme wurde noch mit der Vorversion der Messsoftware (siehe Kapitel 3.4) durchgeführt, bei der wie bereits beschrieben nur der Amplitudenwert bei einer fixen Position

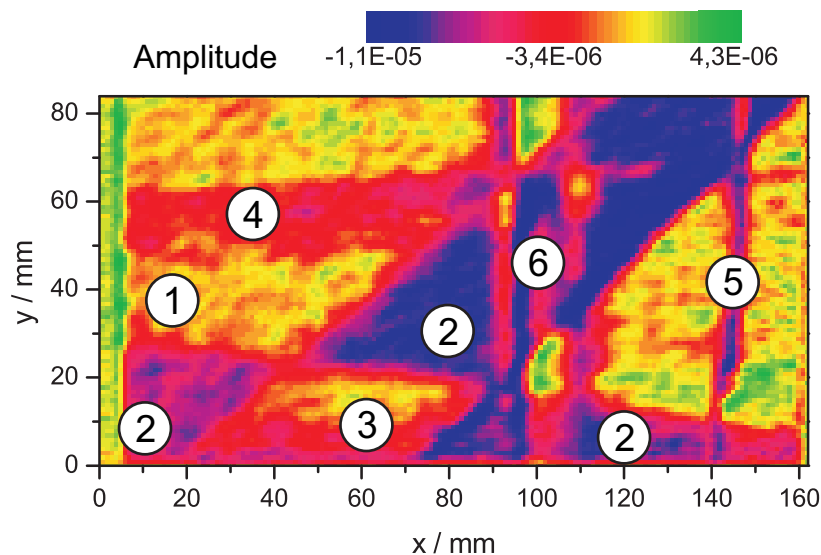


Abbildung 4.12.: Amplitudenmessung mit implizierter Phase bei einer Frequenz von 300 GHz und einer Schrittweite von 1 mm. Die Markierungen bedeuten: 1) 4 Gewebelagen, 2) 5 Lagen, 3) 6 Lagen, 4) mehrere überlappende Glasfasergewebe 5) Harzakkumulation auf der Rückseite und 6) Sicke.

der optischen Verzögerungsstrecke aufgenommen wird. Die Phaseninformation ist dadurch im Amplitudensignal enthalten, jedoch nicht davon zu separieren.

Trotz der einfachen Messmethode sind die sich überlappenden Bereiche (2,3) sehr deutlich zu erkennen [189]. Eine Besonderheit ist an der Stelle auffällig, an der auf der linken Seite 6 Gewebelagen übereinanderliegen (3). Dort ist eine annähernd gleiche Signalstärke feststellbar, wie in den Bereichen mit nur 4 Naturfaserlagen. Hier wirkt sich unter anderem die Phasenverschiebung, hervorgerufen durch eine Dickenänderung von 0,8 mm, aus. Auch zeichnet sich die Sicke (6) deutlich bei $x=95$ mm bis 110 mm ab, wobei hier die Signaländerung durch Brechung und einen teilweise leicht verlängerten Signalweg im Bereich der Seitenränder verursacht wird. Im unteren Teil des Amplitudenbildes ist eine vertikale Linie bei $x = 140$ mm zu sehen. Diese resultiert aus einer geringen Harzagglomeration (5) auf der Rückseite des Bauteils. Weiterhin zeigt sich ein horizontaler Bereich ($y = 50$ mm bis 60 mm) mit einer veränderten Signalstärke, welcher durch eine Überlappung zweier Glasfasergewebe der Deckschicht (4) entsteht. Dieser ist jedoch nicht auf dem Foto sichtbar. Die freien Flächen ohne überlappende Gewebe sind geprägt von einer Art wolkigen Struktur, die durch die raue und unebene Rückseite des Bauteils hervorgerufen wird, während die vordere Oberfläche absolut glatt ist. Dies ist eine Folge des Injektions-Herstellungsverfahrens, bei dem die Außenhaut durch Abformung in einem glatten Werkzeug und die Innenseite durch Abschluss mit Abreißgewebe bzw. Saugvlies gebildet werden.

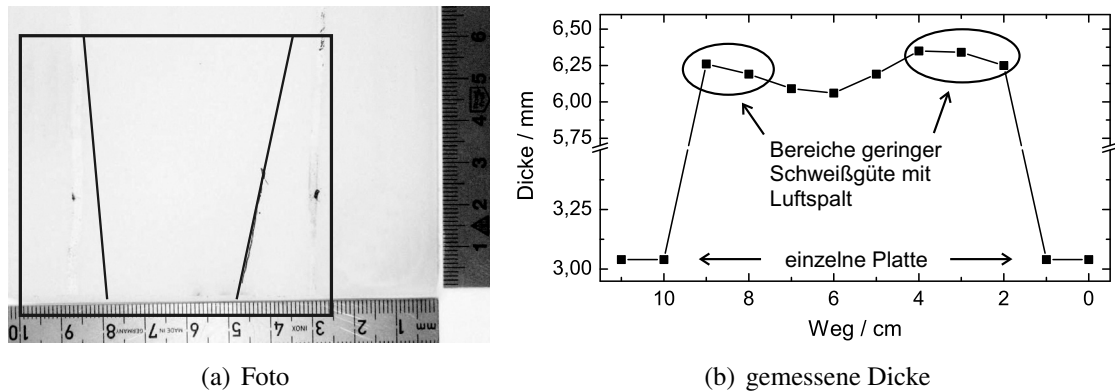


Abbildung 4.13.: Foto und gemessene Dicke entlang einer horizontalen Linie 1 cm oberhalb der Bauteilunterkante. Im Foto sind der Scanbereich sowie die Grenzen zwischen den Bereichen geringer Schweißgüte außen und dem hoher Güte innen eingezeichnet.

4.2. Bauteile aus Polyolefinen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nicht nur Proben aus faserverstärkten Verbundmaterialien untersucht, sondern auch aus Kunststoffen auf Basis von Polyolefinen, wie in diesem Fall Polyethylen. Dieser Kunststoff zeichnet sich durch eine hohe Transparenz im THz-Frequenzbereich aus, so dass Fremdkörper in Bauteilen lokalisiert und deren Art bestimmt werden können. Auch Untersuchungen zur Qualitätsbestimmung von Schweißverbindungen bei PE wurden bereits publiziert [186]. Für diese Messungen wurde bisher ein kostenintensives, gepulstes THz-Spektrometer verwendet. Die folgenden zwei Beispiele sollen zeigen, dass es auch mit einem deutlich kostengünstigeren Dauerstrich THz-Spektrometer möglich ist, Messaufgaben aus dem industriellen Umfeld zu erfüllen.

4.2.1. Schweißgüte

Für diese Messungen konnte auf eine Probe, die bereits in [186] Verwendung fand und mit einem TDS-System charakterisiert wurde, zurückgegriffen werden. Die Probe ist vom Süddeutschen Kunststoffzentrum (SKZ - KFE gGmbH) in Würzburg gefertigt worden und besteht aus zwei im Überlappstoß verschweißten HDPE-Platten. Jede der beiden Platten besitzt eine Dicke von 3,04 mm, so dass das verschweißte Bauteil eine Gesamtdicke von 6,08 mm besitzt. Allerdings weist die Probe leichte Dickenvariationen entlang der horizontalen Achse auf. Ein Foto der Probe ist zusammen mit einer Dickenmessung entlang der x-Achse, 1 cm oberhalb der Bauteilunterkante, sind in Abbildung 4.13(a) und 4.13(b) zu sehen.

Wie bei der theoretischen Betrachtung im Abschnitt 3.6.4 vorgestellt, ist es möglich, durch die korrekte Wahl der Messfrequenz eine Signalschwächung durch destruktive Interferenz in den nicht geschweißten Bereichen zu erzeugen und sie dadurch im Amplitudenbild sichtbar zu machen. Aus der zurückliegenden TDS-Messung ist bekannt, dass im rechten Bereich der Probe ein rund 320 μm dicker Luftspalt vorliegt, der aus einem fehlerhaften Schweißvorgang resul-

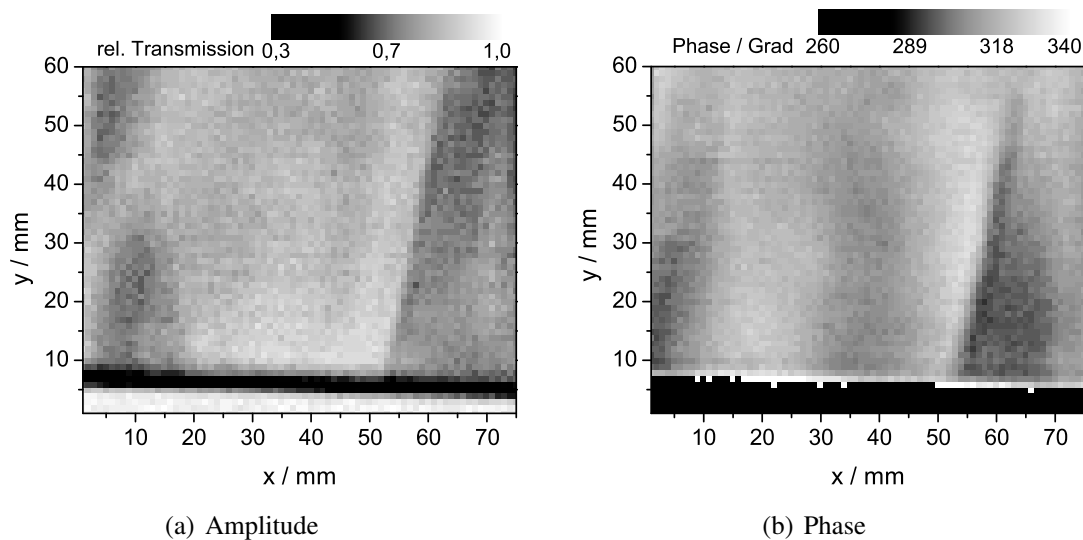


Abbildung 4.14.: Messung der THz-Amplitude und Phase bei 247 GHz.

tiert. Danach ist bei einer Frequenz von 234 GHz das Maximum der destruktiven Interferenz zu erwarten, wie aus der Gleichung (3.51) hervorgeht. Für die Messung, deren Ergebnis in den Abbildungen 4.14(a) und 4.14(b) gezeigt sind, wurde eine beliebige, jedoch der zu erwartenden Frequenz nahe liegende Frequenz von 247 GHz gewählt. Im Amplitudenbild ist eine deutliche Signaldifferenz zwischen dem Bereich hoher Schweißqualität in der Mitte und dem fehlerhaften Bereich rechts zu erkennen. Weiterhin zeigen sich am linken Bildrand zwei Bereiche, in denen die Platten ebenfalls nicht verschweißt sind, allerdings deutet der verminderte Kontrast zum mittleren Bereich auf einen Luftspalt mit einer abweichenden Dicke im Vergleich zum rechten Luftspalt hin. Im Phasenbild ist eine Dickenvariation, wie sie bereits durch die Dickenmessung (Abbildung 4.13(b)) gezeigt wurde, deutlich zu erkennen. Auch ändert sich die Dicke in vertikaler Richtung, wie anhand der Phasenwerte bei $x=40$ mm erkennbar ist. Wegen der geringen Absorption des Materials ist die Dickenänderung im Gegensatz dazu in der Amplitudenmessung nicht zu erkennen.

Als nächstes wurde die Probe bei einer Frequenz untersucht, bei der die konstruktive Interferenz für die gegebene Luftspaltbreite ihr Maximum erreicht. Nach der Gleichung (3.52) liegt dies erstmalig bei 469 GHz vor. Bei eben dieser Frequenz erfolgte eine erneute Messung der Probe, deren Ergebnis als Amplituden- und Phasenbild in Abbildung 4.15(a) bzw. 4.15(b) vorliegt. Im Amplitudenbild ist die rechte, fehlerhaft geschweißte Fläche, abgesehen von den Beugungseffekten an der Übergangszone zur Mitte, nicht mehr vom gut geschweißten Bereich zu unterscheiden. Der linke Bereich tritt im Gegensatz dazu deutlicher hervor, allerdings ließe sich ohne vorherige Kenntnis anhand dieser beiden Messungen die Luftspaltbreite nicht bestimmen. Dafür müssten Messungen über einen breiten Frequenzbereich durchgeführt werden, um das Maximum bzw. Minimum der transmittierten Signalstärke bestimmen zu können. Als reines Entscheidungskriterium, ob in einem Bereich eine hohe oder geringe Schweißgüte vorliegt, reichen in der Regel zwei Messungen bei unterschiedlichen Frequenzen aus. Das Phasenbild bietet dafür zusätzliche Informationen, mit denen eine Unterscheidung der verschiedenen

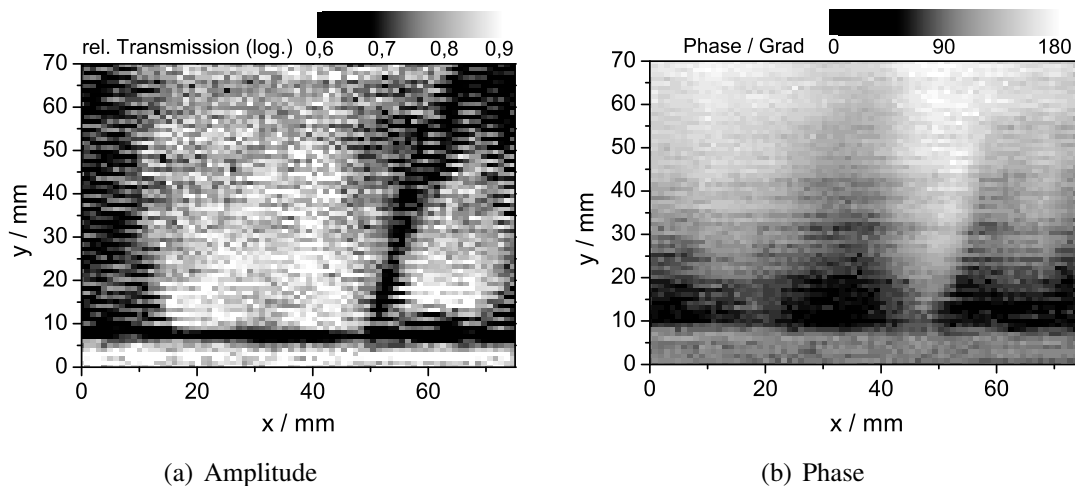


Abbildung 4.15.: Messung der THz-Amplitude und Phase bei 470 GHz.

Bereiche möglich ist. Bei einer idealen, perfekten Probe, mit einem sprunghaften Übergang zwischen den Bereichen, existierte bei einer Frequenz mit maximaler konstruktiver Interferenz kein Phasenunterschied. Jedoch ist die vorliegende Probe in dieser Hinsicht nicht perfekt, da die Übergangszone ein Bereich ist, in der der Luftspalt, wie auch die Gesamtdicke der Probe, vom Ideal abweichen. Diese Abweichungen verursachen eine Phasenverschiebung, die im Bild als hellerer Abschnitt zwischen dem zentralen und rechten Bereich auftritt. Ebenso liefert die Beugungslinie im Amplitudenbild einen Hinweis auf eine Grenzfläche. Somit ist es durchaus möglich, auch mit Messungen bei einer einzelnen Frequenz eine Aussage über die Qualität von Schweißverbindungen zu treffen, da in diesem Fall keine quantitative Bestimmung der Luftspaltdicke, sondern eine rein qualitative Aussage ausreichend ist.

4.2.2. Differenzierung von Fremdkörpern in verschweißten PE-Bauteilen

Bei der Verschweißung von Kunststoffen kann es nicht nur durch ungenaue Prozessparameter zu einer Qualitätsminderung der Schweißverbindung kommen, sondern auch Fremdkörper, die während des Prozesses zwischen die Grenzflächen gelangen, können die Stabilität der Verbindung herabsetzen. So ist es vorstellbar, dass bei einem Bauteil ein gewisser Anteil an Luftblasen zum Gesamtvolumen noch tolerierbar ist, wohingegen Partikel aus Metall oder anderen Materialien auf keinen Fall enthalten sein dürfen. So kann es bei der Untersuchung von zumeist eingefärbten Bauteilen von Vorteil sein, wenn Informationen über die Art der vorhandenen Fehlstellen in dem Bauteil zur Verfügung stehen.

Für dieses Untersuchungsbeispiel wurde eine transluzente LLDPE-Probe hergestellt, die aus zwei 2 mm dicken Platten besteht, zwischen die während des Schweißprozesses Metalldrahtabschnitte mit 0,4 mm und 1 mm Durchmesser, sowie zwei Metallkugeln mit einem Durchmesser von 1 mm eingebracht wurden. Zusätzlich sind einige Luftblasen unabsichtlich mit eingeschlossen worden, wie das Foto in Abbildung 4.16(a) zeigt [190]. Das zugehörige Amplitudenbild der

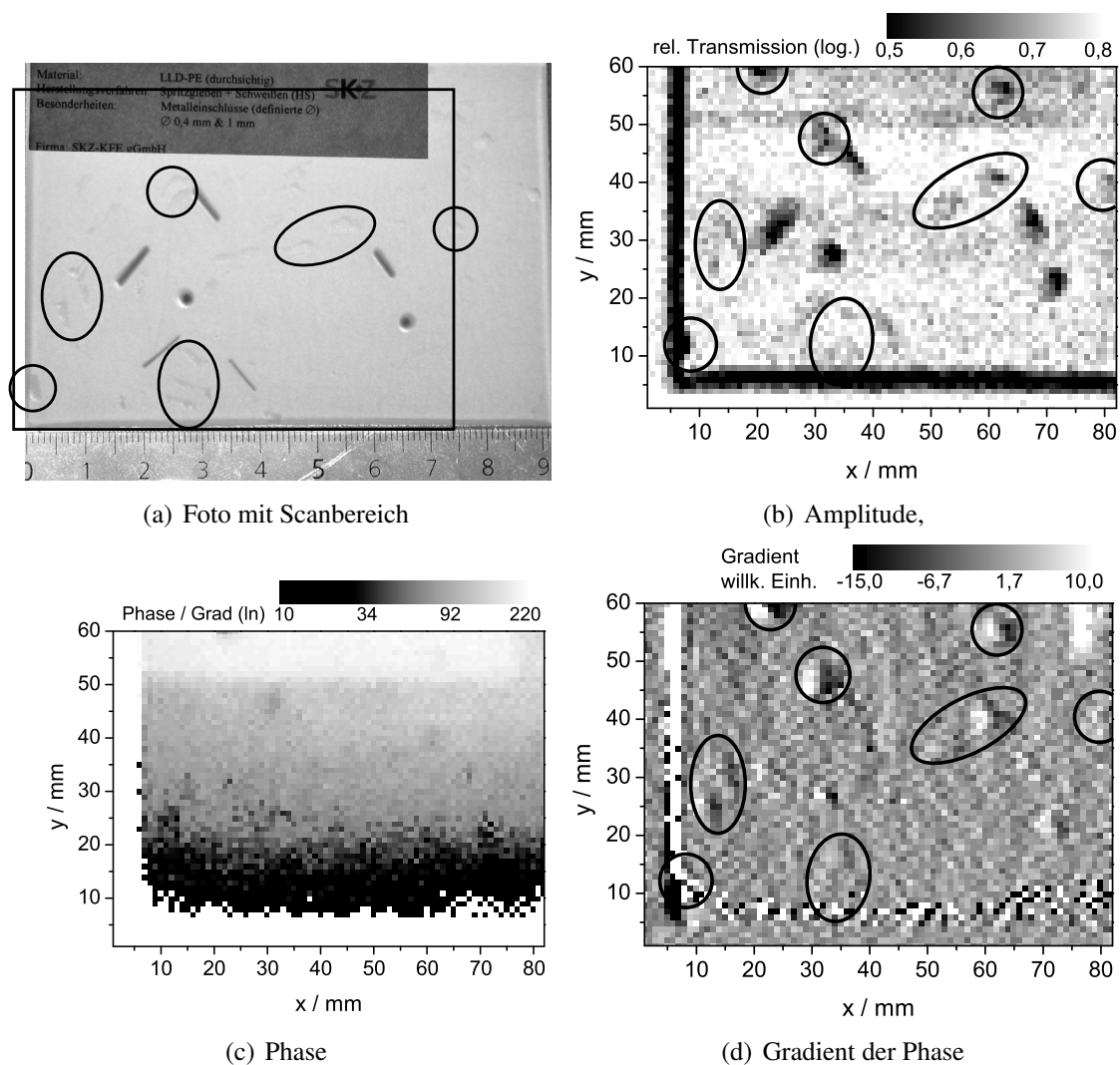


Abbildung 4.16.: Metall- und Luftinschlüsse zwischen zwei LLDPE-Platten, die miteinander verschweißt sind. Zur besseren Sichtbarkeit sind die größten Luftblasen markiert. Die Messung der THz-Amplitude und Phase wurde bei 644 GHz durchgeführt. Der berechnete Gradient in x-Richtung des vierten Bildes entfernt den kontinuierlichen Phasenverlauf.

bildgebenden Messung bei 644 GHz ist in Abbildung 4.16(b) zu sehen. Es zeigen sich deutlich die dicken Metalldrähte und Kugeln, sowie schemenhaft die beiden Drahtstücke mit 0,4 mm Durchmesser. Weiterhin sind auch einige, vor allen Dingen größere, Luftblasen zu erkennen.

Die Metallpartikel, wie auch der Aufkleber, schwächen das Signal durch Absorption, während die Luftblasen eine Signalschwächung durch Beugung und teilweise durch Mehrfachreflexionen hervorrufen. Es ist jedoch nicht möglich, die einzelnen Fehlerarten anhand der Amplitudendaten zu unterscheiden. An dieser Stelle kann das Phasenbild weiterhelfen, denn Metall schwächt ein Signal wegen seines hohen Extinktionskoeffizienten, verändert jedoch nicht die Phase. Eine Luftblase hingegen kann die Amplitude durch die eben angesprochene Beugung oder Interferenz verändern und diese Effekte beeinflussen auch die Phase. Im Idealfall soll-

ten sich somit im Phasenbild nur Luftblasen abzeichnen, jedoch keine kleinen Metallteile. Wie bereits an anderer Stelle erwähnt, wird die Phase durch Dickenänderung verschoben und somit können Fremdkörper durch eine kontinuierliche Dickenänderung maskiert werden. Diese Probe stellt einen solchen Fall dar, wie das Phasenbild in Abbildung 4.16(c) anschaulich darstellt. Die untere, sehr unregelmäßig Kante des Bauteils resultiert aus der Farbskalierung, die einen 2π Phasensprung nicht berücksichtigt. Weiterhin ist der geringe Kontrast zwischen den Luftblasen und dem umgebenden Material auffällig. Eine einfache Möglichkeit, den kontinuierlichen Farbverlauf aus dem Bild zu entfernen, ist die eindimensionale Berechnung des Gradienten, möglichst senkrecht zu dem zu entfernenden Farbverlauf, da dieser dann vollständig verschwindet (Abbildung 4.16(d)). Örtlich begrenzte Veränderungen wie Luftblasen bleiben erhalten. Jedoch liefern Sprünge wie die linke Bauteilkante und die rechte Kante des Aufklebers Beiträge, die deutlich als weiße Bereiche sichtbar sind. Als Ergebnis wird ein merklich kontrastierteres Bild erzielt, mit dem die detektierten Luftblasen zu erkennen sind. Ein Vergleich mit dem Amplitudenbild lässt dann auch eine Unterscheidung zwischen metallischen Fehlstellen und Lufteinschlüssen zu. Im Falle der beiden Metallkugeln liegt eine kleine Besonderheit im Phasenbild vor, denn diese sind auch hier zu erkennen. Allerdings ist das auf die Tatsache zurückzuführen, dass die beiden Kugeln von einer Luftblase umgeben sind, welche die Phase an diesen Stellen beeinflussen.

5. Parametrische cw-THz-Quelle

5.1. Einleitung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden zwei verschiedene cw-THz-Spektrometer vorgestellt, die Dauerstrichstrahlung im THz-Frequenzbereich mit Hilfe von Photomischern emittieren können. Ihr experimentelles Einsatzgebiet wurde anhand von verschiedensten Anwendungen im Bereich der bildgebenden Qualitätskontrolle von industriellen Kunststoff- und Faserverbundbauteilen demonstriert. So vielseitig die Anwendungen und empfindlich das Detektionsprinzip auch sind, ein deutlicher Nachteil dieser Technologie lässt sich nur schwer vermeiden: Die signifikante Reduzierung der Konversionseffizienz des Photomischers mit steigender Frequenz, hervorgerufen durch eine merkliche RC-Zeitkonstante und eine endliche Ladungsträgerlebensdauer (siehe Abschn. 3.1). Dadurch fällt die emittierte THz-Leistung oberhalb von rund 500 GHz deutlich ab [15]. Dies ist ein Nachteil, der besonders dann in Erscheinung tritt, wenn Bauteile, die eine gewisse Absorption aufweisen, mit größerer Ortsauflösung untersucht werden sollen.

Für diese Aufgabe sind aber auch andere THz-Generationsprinzipien nur bedingt geeignet, wie z.B. elektronische Quellen, die zwar durchstimmbar sind, allerdings im Bereich von 1 THz nur eine Leistung im Bereich unter einem Milliwatt zu liefern im Stande sind [191, 192]. Mit steigenden Frequenzen erhöhen sich der technische Herstellungsaufwand der Komponenten und die Kosten überproportional, so dass bis heute keine leistungsstarken elektronischen Quellen um 1 THz oder darüber verfügbar sind.

Für Frequenzen oberhalb von 1 THz eignen sich Quellen, wie z.B. Fern-Infrarot-Gaslaser, die zwar leistungsstark sind, jedoch nur diskrete Frequenzen emittieren können. Gleiches gilt auch für die Quanten-Kaskaden-Laser, die bisher noch bis auf kryogene Temperaturen abgekühlt werden müssen, um eine THz-Leistung im Milliwattbereich emittieren zu können [193].

Mit der in den folgenden Abschnitten vorgestellten und realisierten THz-Quelle, deren Erzeugung von elektromagnetischen Wellen auf der parametrischen Frequenzkonversion beruht, sind die eben genannten Nachteile bisheriger Quellen in dem Maße nicht existent. Es wird ein *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL)* verwendet, der zwei voneinander abweichende, optische Wellenlängen zur Verfügung stellt, die dann in einem speziell berechneten, nichtlinearen Kristall gemischt werden und dort mit Hilfe einer nichtlinearen Polarisation THz-Strahlung erzeugen. Diese Quelle kann somit in weiteren Entwicklungsschritten, die nicht mehr Teil dieser Arbeit sind, als Ersatz für die aus zwei Laserdioden bestehende Quelle eines Dauerstrich-THz-Spektrometers verwendet werden. In den folgenden Abschnitten wer-

den einige zum Verständnis nötige Grundlagen gelegt, woraufhin im Anschluss die wichtigsten Ergebnisse präsentiert werden. Die Inhalte und die Darstellung dieser Abschnitte sind in Zusammenarbeit mit Maik Scheller im Rahmen seiner Diplomarbeit entstanden [194].

5.1.1. Wellenoptik

Zur analytischen Beschreibung der THZ-Erzeugung wird an dieser Stelle direkt auf die Wellenoptik zurückgegriffen, da einige Komponenten dieses Systems mit ihren geometrischen Ausmaßen im Bereich der Wellenlänge liegen und die Strahlenoptik nur eine vereinfachende Näherung darstellt. Zur Beschreibung von elektromagnetischen Problemen werden die Maxwell'schen Gleichungen [195]

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(t), \quad (5.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(t) = \vec{J}(t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(t), \quad (5.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(t) = \rho, \quad (5.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(t) = 0, \quad (5.4)$$

herangezogen, wobei $\vec{E}$ das elektrische und $\vec{H}$ das magnetische Feld, $\vec{D}$ die elektrische und $\vec{B}$ die magnetische Verschiebungsdichte bezeichnen. Weiterhin definiert $\vec{J}$ die Strom- und ρ die Raumladungsdichte. Zusätzlich verknüpfen

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}(t) \quad (5.5)$$

und

$$\vec{B}(t) = \mu_0 \mu_r \vec{H}(t), \quad (5.6)$$

die Größen $\vec{E}$ und $\vec{D}$ sowie $\vec{H}$ und $\vec{B}$ unter Verwendung der Permittivität ϵ_0 bzw. Permeabilität μ_0 sowie ihrer relativen Größen ϵ_r und μ_r .

Zur Darstellung einer elektromagnetischen Welle im Raum, d.h. ohne das Vorhandensein von freien Ladungen, können die eben aufgezeigten Gleichungen zur homogenen Wellengleichung umgeformt werden [196]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(t) - \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(t) = 0. \quad (5.7)$$

Bei dem hier betrachteten Fall liegen nur sinusförmige Zeitänderungen vor, so dass die Gleichung (5.7) mit den komplexen Zeigern $\underline{\vec{E}}(\omega)$, $\underline{\epsilon_r}(\omega)$ und $\underline{\mu_r}(\omega)$ dargestellt werden kann [196]:

$$\vec{\nabla}^2 \underline{\vec{E}}(\omega) + \omega^2 \underline{\epsilon_r}(\omega) \underline{\mu_r}(\omega) \underline{\vec{E}}(\omega) = 0. \quad (5.8)$$

Eine bekannte, einfache Lösung der Gleichung (5.8) ist eine ebene Welle

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot \exp(i(\omega t - \vec{k} \vec{r})) \quad (5.9)$$

bzw. in komplexer Schreibweise

$$\underline{\vec{E}}(\vec{r}) = \vec{E}_0 \cdot \exp(-i\vec{k}\vec{r}) \quad (5.10)$$

bei der $\vec{r}$ die Position im Raum und $\vec{k}$ den Ortsvektor (Wellenvektor) bezeichnen. Diese Gleichung kann bei geschickter Wahl des Koordinatensystems noch weiter vereinfacht werden, wenn die Ausbreitungsrichtung der Welle mit einer der Koordinatenrichtungen übereinstimmt. Im Falle der Übereinstimmung mit der x-Achse ergibt sich somit

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 \cdot \exp(i(\omega t - kx)) \quad (5.11)$$

bzw.

$$\underline{\vec{E}}(x) = \vec{E}_0 \cdot \exp(-ikx). \quad (5.12)$$

Dabei kann die Vektorschreibweise der Wellenzahl entfallen. Breitet sich eine ebene Welle in Materie aus, so ergibt sich die Wellenzahl aus den Gleichungen (5.8) und (5.11) zu

$$\underline{k} = \omega^2 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (5.13)$$

Die Beziehung zur Lichtgeschwindigkeit kann über

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \quad (5.14)$$

angegeben werden. Als weitere Größen sollen an dieser Stelle noch der Brechungsindex n und die Absorption α angegeben werden, die bereits in Abschnitt 3.5.2 eingeführt wurden:

$$\underline{n} := n_1 - in_2 := \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (5.15)$$

Der Realteil n_1 beschreibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle, während der Imaginärteil n_2 mit der Absorption verknüpft ist:

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} n_2. \quad (5.16)$$

Werden nun die Gleichungen (5.15) und (5.16) zusammen mit (5.14) in (5.13) eingesetzt, so ergibt sich

$$\underline{k} = k - i\frac{\alpha}{2}, \quad (5.17)$$

wobei k und α als

$$k = \frac{\omega}{c} n, \quad (5.18)$$

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} n_2, \quad (5.19)$$

angegeben werden können. Letztendlich ergeben sich somit die Gleichungen (5.10) bzw. (5.11) zu

$$\underline{\vec{E}}(x) = \vec{E}_0 \cdot \exp(-ikx) = \vec{E}_0 \cdot \exp(-ikx) \cdot \exp(-\frac{\alpha}{2}x). \quad (5.20)$$

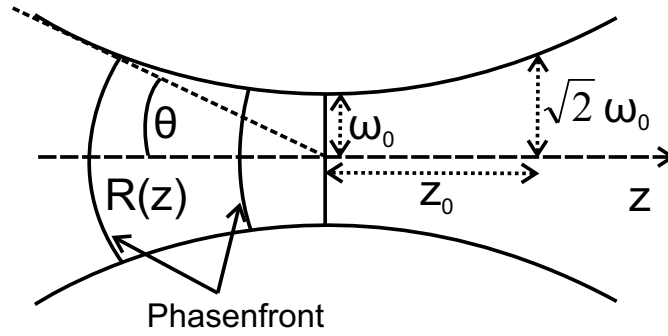


Abbildung 5.1.: Skizze mit charakteristischen Kennwerten eines Gaußstrahls

5.1.2. Parameter von Gaußstrahlen

Ein Gaußstrahl, der sich entlang der z -Achse ausbreitet, lässt sich anhand der folgenden Gleichungen [195] beschreiben. Eine wichtige charakteristische Größe ist die *Rayleigh-Länge* z_0 , die die Länge angibt, nach der sich der Strahlenradius vom Minimum aus um den Faktor $\sqrt{2}$ aufgeweitet hat

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}. \quad (5.21)$$

Weiterhin wird durch den Parameter $\omega(z)$ der *Strahlenradius* angegeben, bei dem die Amplitude auf das $1/e$ -fache abgefallen ist

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (5.22)$$

wobei $\omega(z)$ als der minimale Strahlenradius bezeichnet wird. Ebenso bedeutsam ist der *Krümmungsradius* $R(z)$ der Wellenfront an der Position z

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right). \quad (5.23)$$

In großen Abständen von der Strahltaile kann auch der *Divergenzwinkel* Θ angegeben werden, der die Strahlaufweitung beschreibt

$$\theta = \arctan \left(\frac{\omega_0}{z_0} \right) = \arctan \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_0} \right). \quad (5.24)$$

Als letzter Parameter kann noch die *Gouy-Phase* $\phi(z)$ definiert werden

$$\phi(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (5.25)$$

die die Phasendifferenz zwischen einer ebenen und einer sphärischen Welle an der Position z angibt. Veranschaulicht werden diese genannten Größen in der Abbildung 5.1. Eine wichtige Eigenschaft von Gaußstrahlen kann aus Gleichung (5.24) abgelesen werden, denn wenn die Strahltaile verkleinert, der Strahl also stärker fokussiert wird, vergrößert sich dadurch der Divergenzwinkel bzw. verkürzt sich die Rayleigh-Länge.

5.1.3. Optische Verstärkung

Zur Realisierung eines Lasers bedarf es der folgenden drei Grundvoraussetzungen. Als erste Voraussetzung muss eine Energiequelle, auch Pumpquelle genannt, vorhanden sein, die ein optisch aktives Medium anregen, d.h. eine Ladungsträgerinversion erzeugen kann, welches die zweite Voraussetzung darstellt. Weiterhin muss sich dieses Medium in einem optischen Resonator befinden, um eine gerichtete Rückkopplung der emittierten Photonen zu bekommen. Die Beschreibung des aktiven Mediums soll hier auf Halbleiter eingeschränkt werden, da später nur ein solcher Lasertyp zum Einsatz kommt, das grundlegende Prinzip gilt jedoch auch für alle anderen aktiven Lasermedien.

Die Energiequelle wird benötigt, um Ladungsträger aus dem Valenzband (VB) in das Leitungsband (LB) anzuheben. Dies geschieht durch die Absorption von Energie aus der Pumpquelle. Dabei spielt es im Prinzip keine Rolle, ob die Energie in Form von elektrischer Energie oder Photonen zugeführt wird. Am Beispiel von zugeführten Photonen mit ausreichender Energie wird in dem aktiven Material ein Photon vernichtet und dadurch ein Ladungsträger befähigt, die Bandlücke mit der Energiedifferenz E_G zu überbrücken

$$E_G = |E_2 - E_1| = hf. \quad (5.26)$$

In der Regel besitzt das zugeführte Photon eine etwas höhere Energie als E_G .

Ein angeregter Ladungsträger kann durch zwei verschiedene Mechanismen aus dem LB in das VB übergehen. Der erste wird als spontane Emission bezeichnet, bei der der Ladungsträger spontan ein Photon mit zufälliger Richtung und Phasenlage emittiert. Der zweite Mechanismus ist die gewünschte stimulierte Emission, bei der ein bereits emittiertes Photon mit dem angeregten Ladungsträger wechselwirkt. Dabei wird durch den Übergang ein zweites Photon mit identischer Richtung und Phasenlage des ersten Photons emittiert. Um eine optische Verstärkung zu erzielen, müssen statistisch mehr Ladungsträger stimuliert aus dem LB strahlend in das VB übergehen, als durch Absorption von Photonen gleicher Energie vom VB ins LB. Bei einem Halbleiter, der nur aus einem VB- und einem LB-Niveau besteht, d.h. ein Zwei-Niveau-System bildet, entsteht bei Energiezufuhr ein statistisches Gleichgewicht zwischen Absorption und Emission der Photonen, die Ladungsträgerdichte ist im Mittel in beiden Bändern gleich. Inversion, also ein Ladungsträgerüberschuss im LB, kann nur durch mindestens ein weiteres LB-Niveau erreicht werden. Bei einem solchen Drei-Niveau-System (Abb. 5.2(a)), bei dem das Niveau E_1 eine sehr kurze, das Niveau E_2 dagegen eine sehr lange Ladungsträgerlebensdauer besitzt, kann daher eine Inversion entstehen. Somit sammeln sich die angeregten Ladungsträger in dem Niveau E_2 , wobei die Ladungsträgerdichte gegenüber dem Grundniveau E_0 deutlich höher ist, bevor sie von dort aus die Bandlücke unter Aussendung eines Photons überqueren. Liegt hingegen sogar ein Vier-Niveau-System vor (Abb. 5.2(b)), d.h. im VB existiert ein weiterer Zustand E_4 , in dem die Ladungsträger wie in E_1 eine sehr kurze Lebensdauer besitzen, zeichnet sich dieses System gegenüber einem Drei-Niveau-System mit einem klaren Vorteil aus: Im Idealfall reicht nun ein einziger Ladungsträger im Niveau E_2 aus, um eine Inversion herzustellen. Bei einem realen Vier-Niveau-Laser wird die Inversion bereits bei deutlich geringeren Pumpenergien als bei einem Drei-Niveau-Laser erreicht [196].

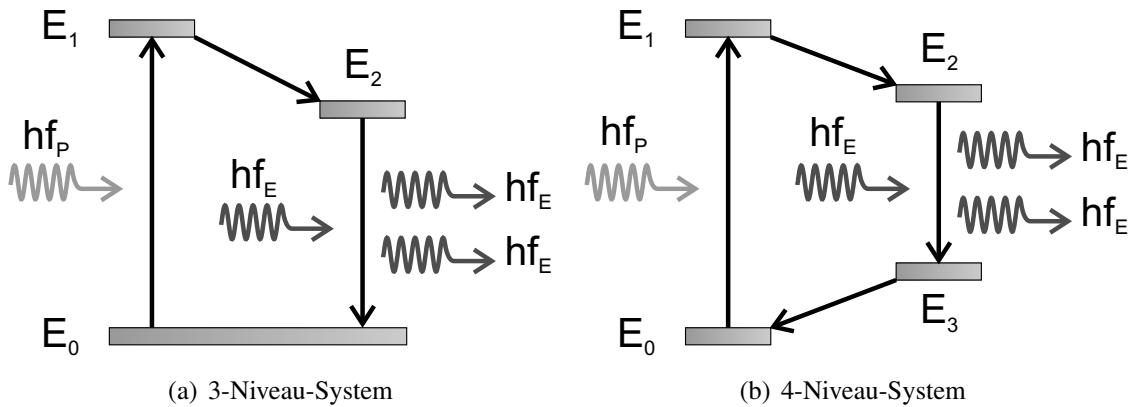


Abbildung 5.2.: Skizze eines 3- bzw. 4-Niveau-Halbleiter-Systems mit eingezeichneter Pumpphotonenenergie hf_P und den emittierten Photonen mit der Energie hf_E .

5.1.4. Quantenfilme

Bei der Herstellung eines Halbleiterlasers besteht auch die Möglichkeit, zusätzliche Niveaus durch Aufwachsen weiterer epitaktischer Schichten zu erzielen, vorausgesetzt die dafür verwendeten Materialien weisen eine zu dem Hauptmaterial E_{G1} geringeren Bandlückenenergie E_{G2} auf ($E_{G1} > E_{G2}$). Ist die zusätzliche Schicht ausreichend dünn, so entsteht eine quantenmechanische Diskretisierung der Energiezustände, wie die gestrichelten Linien in Abbildung 5.3 andeuten. Der Bereich wird als Quantenfilm (engl. Quantum well, QW) bezeichnet. In ihm können sich mehrere diskrete Energiezustände bilden, wobei der niedrigste im LB mit E_{2QW} bezeichnet werden soll. Wenn nun Elektronen in das LB über das Energieniveau E_{G1} angeregt werden, so relaxieren sie mit großer Wahrscheinlichkeit in die energetisch niedrigeren Ener-

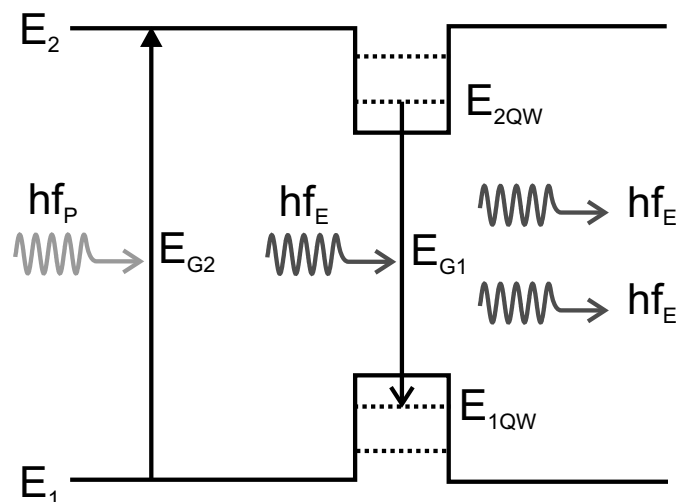


Abbildung 5.3.: Skizzierte Darstellung einer Quantenfilmstruktur. Die Pumpphotonen heben die Elektronen in das Leitungsband, von wo aus sie in den Quantentopf relaxieren und dort eine Besetzungsinversion hervorrufen, um anschließend von hier aus durch stimulierte Emission ein Photon zu erzeugen.

giezustände der Quantenfilme, wo sie dann eine höhere Lebensdauer besitzen. Dieses Niveau entspricht dem N_2 -Niveau aus Abbildung 5.2(b).

5.1.5. Resonatoren

Wie eingangs gefordert, gehört der Resonator zu den notwendigen Voraussetzungen, um die optische Verstärkung, die durch das aktive Lasermedium zur Verfügung steht, auszunutzen. Ohne Rückkopplung emittieren Photonen aus dem Lasermedium statistisch in alle Raumrichtungen, der Laser fungiert somit nur als diffuse, inkohärente Lichtquelle. Erst durch hinzufügen eines optischen Resonators, der im einfachsten Fall aus zwei zueinander parallelen Planspiegeln besteht und als Fabry-Pérot-Resonator (FP) bezeichnet wird, entsteht eine Rückkopplung. Diese ermöglicht es den Photonen, die genau entlang der optischen Achse, also der senkrecht auf den Spiegeln stehenden Verbindungsachse emittiert werden, mehrfach durch das aktive Medium zu propagieren und weitere gleichphasige Photonen zu akkumulieren. Innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne nach Zuführen der Pumpenergie emittieren nahezu alle stimuliert erzeugten Photonen entlang dieser Achse. Wenn einer der beiden Resonatorspiegel eine um wenige Prozent verminderte Reflexion besitzt (z.B. $R = 97\%$), so kann kohärentes, monochromatisches Laserlicht aus dem Resonator ausgekoppelt werden. Die Energieentnahme aus dem Resonator sowie die Absorptions- und Beugungsverluste dürfen in Summe den Gewinn des aktiven Mediums nicht überschreiten, da sonst die Laseremission versiegt.

Neben der perfekten Ausrichtung der Spiegel zueinander, so ist auch deren lateraler Abstand entscheidend, denn innerhalb des Resonators bilden sich eine oder mehrere stehende Wellen aus, deren halbe Wellenlänge einer ganzzahligen Anzahl entspricht. Diese resonanten Frequenzen f werden als longitudinale Moden bezeichnet, welche folgende Bedingung [197] erfüllen müssen:

$$f = m \frac{c}{2Ln}. \quad (5.27)$$

Hierbei bezeichnen m eine ganze Zahl, c die Lichtgeschwindigkeit, L die Länge des Resonators und n den Brechungsindex des Mediums zwischen den Resonatorspiegeln. Ohne den Parameter m gibt diese Gleichung auch den Frequenzabstand zwischen zwei benachbarten Moden an, wobei dann $\Delta f = c/2Ln$ ist und als freier Spektralabstand (engl.: Free Spectral Range, FSR) bezeichnet wird.

In optischen Systemen ist die Gauß'sche Grundmode, auch als Transversal Elektromagnetisch Mode (TEM_{00}) bezeichnet, die gewünschte Mode, da nur diese die geringste Strahltaille sowie Divergenzwinkel aufweist. Ein sehr gebräuchliches Maß dafür liefert das Strahlparameterprodukt M^2 , mit der Beziehung

$$M^2 = \theta \omega_0 \frac{\pi}{\lambda}. \quad (5.28)$$

Ein idealer Gaußstrahl weist ein $M^2 = 1$ auf, während reale einmodige Laserstrahlen ein M^2 knapp über Eins besitzen. Liegt allerdings eine mehrmodige Emission vor, so erhöht sich das Strahlparameterprodukt deutlich, woraus sich eine größere minimale Strahltaille und ein vergrößerter Divergenzwinkel ergeben. Im Normalfall weisen Laser ein relativ breites Gewinnspektrum auf, so dass mehrere longitudinale Moden die Resonatorbedingung der Gleichung (5.27)

erfüllen. Ist nun eine einmodige Emission gefordert, müssen wellenlängenselektive optische Elemente (wie z.B. ein Etalon) in den Resonator eingefügt werden.

5.1.6. Stabilität

Unter realen Bedingungen muss die Krümmung der Wellenfront der Gaußstrahlen durch die Krümmung der Spiegel berücksichtigt werden. Weiterhin müssen Resonatoren in der Regel stabil sein, d.h. der Gaußstrahl muss sich nach einem Umlauf im Resonator an der Ausgangsposition selbst reproduzieren. Anhand der folgenden Gleichungen kann die Einhaltung der Stabilitätsbedingung bestimmt werden [198]:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad (5.29)$$

wobei g_1 und g_2 folgendermaßen definiert sind:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \text{ und } g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}, \quad (5.30)$$

mit der gegebenen Resonatorlänge L und den Krümmungsradien R_1 und R_2 der Spiegel.

Weiterhin lassen sich auch die Rayleigh-Länge, die Strahlentaille ω_0 und die Strahlradien an den Spiegeln (ω_1 und ω_2) für Resonatortypen bestimmen, die nicht als FP-Resonator ausgeführt sind [198]:

$$z_R = \frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}, \quad (5.31)$$

$$\omega_0^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}}, \quad (5.32)$$

$$\omega_1^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1 (1 - g_1 g_2)}}, \quad (5.33)$$

$$\omega_2^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{g_2 (1 - g_1 g_2)}}. \quad (5.34)$$

Bedingung für die Gültigkeit der vorstehenden Gleichungen ist die Erfüllung der Gleichung (5.30).

Resonatoren, bei denen die Gleichung (5.30) absichtlich verletzt wird, kommt bei solchen Lasern zum Einsatz, die eine sehr hohe Verstärkung aufweisen, da sonst das aktive Medium bei zu vielen Durchläufen der Welle beschädigt würde [197, 199].

5.1.7. Hemisphärischer Resonator

Ein später verwendeter Resonatortyp, wie die in Abbildung 5.4(a) gezeigten verschiedenen Konfigurationen, ist der hemisphärische Resonator, der aus einem planaren und einem kon-

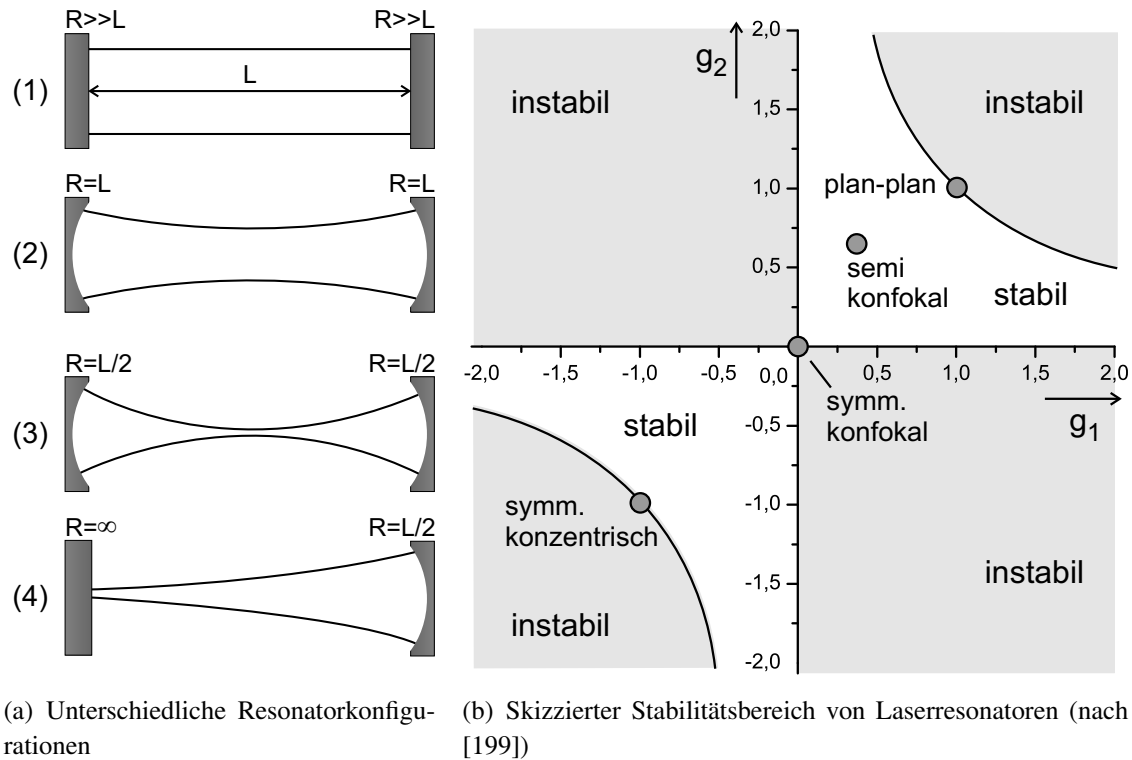


Abbildung 5.4.: Skizzierte Darstellung verschiedener Konfigurationen von Laserresonatoren und deren Anordnung im Stabilitätsdiagramm: 1) plan-plan, 2) symmetrisch konzentrisch, 3) symmetrisch konfokal, 4) hemisphärisch (semi konfokal)

kaven Endspiegel besteht. Befindet sich der gekrümmte Spiegel mit dem Radius R_2 in einem Abstand $R_2 = L + \Delta L$ mit $\Delta L \ll L$, so liegt die Strahltaile an dem planaren Spiegel:

$$\omega_0^2 = \omega_1^2 \approx \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{\Delta L}{L}} \quad \text{und} \quad \omega_2^2 \approx \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L}{\Delta L}}. \quad (5.35)$$

Selbstverständlich kann der Strahlverlauf in so einem Resonator auch über mehrere Planspiegel umgelenkt werden, um so den Platzbedarf zu minimieren.

5.2. Optische Komponenten

Die im folgenden Abschnitt vorgestellten optischen Komponenten dienen dazu, verschiedene Eigenschaften eines Lasers, wie z.B. die Polarisation oder die resonanten Moden, zu beeinflussen.

5.2.1. Etalon

Zur spektralen Filterung einer Laseremission kann ein Fabry-Pérot-Interferometer, auch Etalon genannt, verwendet werden. Prinzipiell ist ein Etalon wie ein FP-Resonator aufgebaut, je-

doch weisen die beiden planparallelen Spiegel häufig eine geringere Reflektivität als 100 % auf, da das Etalon als transmissives Element verwendet wird. Die einfachste Form besteht aus einer dünnen Glasplatte mit planparallelen Grenzschichten, zwischen denen Mehrfachreflexionen auftreten und so zu einer auf Grund von Interferenz beeinflussten Transmission führen. Der daraus resultierende Transmissionsfaktor T ist gegeben durch [197, 199]

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\left(4\pi \frac{\cos(\theta) n_E l}{\lambda}\right)} \\
 &= \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\delta} \quad \text{mit } \delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} 2nl \cos\theta\right) \\
 &= \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos\left(2\frac{\delta}{2}\right)} \\
 \text{mit } t_1^2 = t_2^2 = T \quad r_1^2 = r_2^2 = R \quad \text{und} \quad \cos(2x) &= 1 - 2\sin^2(x) \\
 &= \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R + 4R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + \frac{4R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}{(1 - R)^2}} \\
 &= \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad \text{mit } F = \frac{4R}{(1 - R)^2}.
 \end{aligned} \tag{5.36}$$

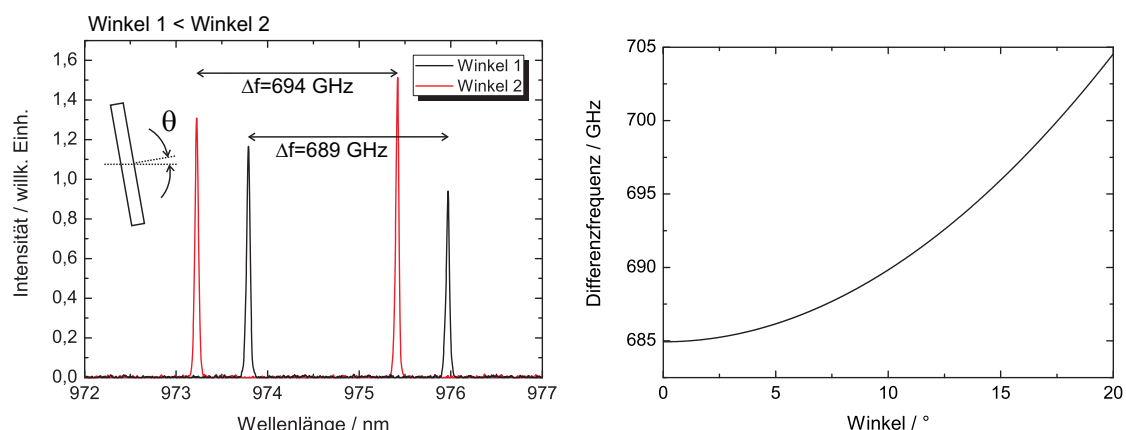
Hierbei bezeichnen die Variablen r_i und t_i die Reflexions- bzw. Transmissionsfaktoren der Grenzschichten ($i = 1, 2$), θ den Einfallswinkel des Lichtstrahls auf die Grenzschicht und l und n_E die Länge sowie die Brechzahl des Etalons. Weiterhin bezeichnet F den Finesse-Koeffizienten. Die spektrale Verschiebung der Transmissionsmaxima für verschiedene exemplarische Einfallswinkel kann aus der Messung der Abbildung 5.5(a) ersehen werden. Eine Veränderung des Einfallswinkels θ bewirkt zusätzlich noch eine gewisse Änderung des freien Spektralbereiches Δf , die sowohl aus der Messung, wie auch aus der Simulation der Abbildung 5.5(b) für kleine Neigungswinkel ersichtlich ist. Der Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima $\Delta\lambda$ (vgl. FSR) kann durch

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nl \cos\theta + \lambda_0} \tag{5.37}$$

berechnet werden. Die spektrale Halbwertsbreite der Maxima $\delta\lambda$ ergibt sich mit der *Finesse* $\mathcal{F}$ aus

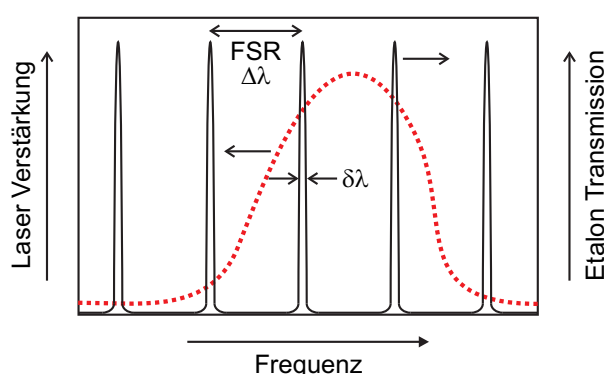
$$\begin{aligned}
 \mathcal{F} &= \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \\
 \Leftrightarrow \delta\lambda &= \frac{\Delta\lambda}{\pi} 2\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right),
 \end{aligned} \tag{5.38}$$

wobei sie von der Reflektivität der Grenzschichten des Etalons abhängt. Wird nun die Dicke eines Etalons so gewählt, dass z.B. zwei Transmissionsmaxima in das Gewinnspektrum eines Lasers fallen, so lassen sich damit genau die Moden der Laseremission herausfiltern, die in die beiden Transmissionsmaxima des Etalons fallen (Abb. 5.5(c)). Prinzipiell kann ein Etalon



(a) Einfluss des Kippwinkels

(b) Simulierter Einfluss eines kleinen Kippwinkels



(c) Filterwirkung eines Etalons

Abbildung 5.5.: Messtechnische Darstellung des Einflusses eines Kippwinkels des Etalons auf die spektrale Position der Transmissionsmaxima. Der Einfluss auf den FSR zeigt die Messung sowie eine Simulation. Weiterhin zeigt eine skizzierte Darstellung die spektrale Filterwirkung eines Etalons, um aus dem Lasergewinnspektrum zwei einzelne Wellenlängenbereiche auszuschneiden.

bei einem Laser sowohl extra- als auch intrakavitär eingesetzt werden, wobei letztere Variante den signifikanten Vorteil bietet, dass der Laser nur noch in den Wellenlängenbereichen emittieren kann, die mit den Transmissionsmaxima des Etalons zusammenfallen. Dadurch wird die Emissionsenergie des Lasers ausschließlich in diesen Wellenlängenbereichen konzentriert. Im extrakavitären Fall wäre die spektrale Laserleistung außerhalb der Transmissionsbereiche verloren.

5.2.2. Brewster-Fenster

Ist die Polarisationssebene eines Lasers nicht durch konstruktive Maßnahmen festgelegt, so kann sie mit Hilfe eines Brewster-Fensters, welches sich im Resonator befindet, auf eine Ebene fixiert werden. Unter dem Brewsterwinkel wird die π -Polarisation vollständig transmittiert, während die σ -Polarisation aus dem Resonator heraus reflektiert wird. Somit verbleibt nur die π -

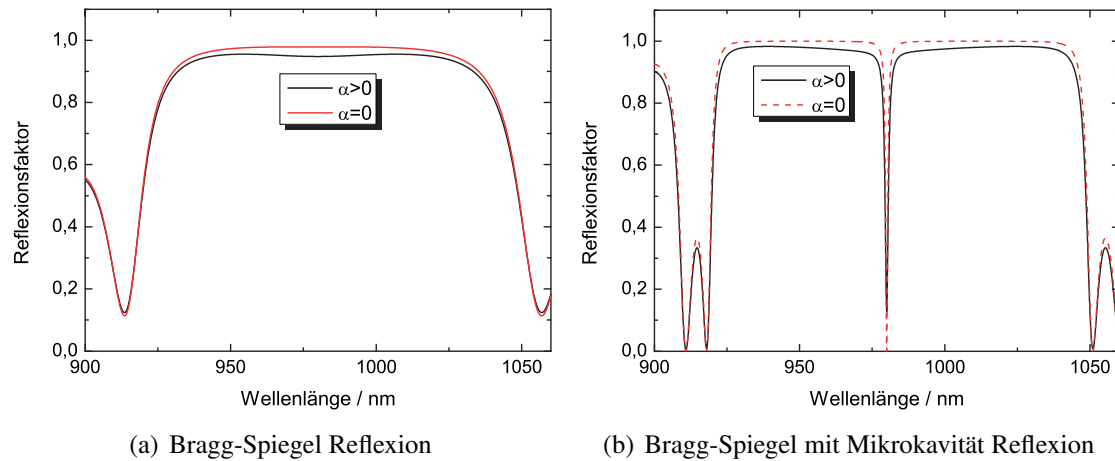


Abbildung 5.6.: Reflexionsverlauf eines Bragg-Spiegels bestehend aus 21 Schichtenpaaren ($\Delta n = 0,5$) ohne und mit Mikrokavität. Die Verläufe wurden mit der Transfermatrixmethode auch unter Berücksichtigung der Absorption berechnet.

Polarisation im Resonator, wird bei jedem Umlauf verstärkt und enthält damit die gesamte zur Verfügung stehende Energie.

5.2.3. Bragg-Spiegel

Ein Bragg-Spiegel entsteht aus einer dielektrischen Schichtenfolge mit alternierendem Brechungsindex. Bedingung dabei ist, dass jede Schichtdicke einem Viertel der zu reflektierenden Wellenlänge entspricht. Dieser Spiegeltypus weist eine hohe spektrale Abhängigkeit der Reflexion auf, wie aus der Abbildung 5.6(a) zu erkennen ist. Bereiche mit hoher Reflexion werden auch als Stopband bezeichnet. Typischerweise werden hochreflektierende Spiegel mit $R = 99,9\%$ oder besser aus mehreren zehn Doppelschichten (n_1, n_2) hergestellt. Dazu eignen sich nicht nur dielektrische Materialien, sondern auch Halbleitermaterialien, so dass daraus ein hochreflektierender Rückreflektor im direkten Anschluss an eine Laserstruktur erstellt werden kann.

5.2.4. Mikrokavität

Eine Mikrokavität (MK) unterscheidet sich im Prinzip nicht von einem Etalon, bietet aber bei dem Design von Halbleiterlasern interessante Möglichkeiten. Realisiert werden kann eine Mikrokavität durch eine zusätzliche Schicht, die in einem dielektrischen Spiegel, wie er oben beschrieben wurde, eingebaut ist [35, 200]. In dieser Schicht kann sich eine Stehwelle bestimmter Frequenz ausbilden und so für eine hohe, sehr schmalbandige Transmission innerhalb eines Stopbandes des Bragg-Spiegels (Abbildung 5.6(a)) sorgen, wie in der Abbildung 5.6(b) zu sehen ist. Eine solch schmalbandige Reduktion der Reflexion des Spiegels wird als *Mikrokavitäts-Resonanz* oder auch *Fabry-Pérot-Resonanz (FPR)* bezeichnet.

Wie bei einem FP-Resonator gilt auch hier die für diesen Fall etwas erweiterte Resonanzbedingung, die die Frequenzen erfüllen müssen

$$m 2\pi = 4\pi \frac{n_{MK} L_{MK} \cos(\vartheta)}{\lambda} + \phi_{r1} + \phi_{r2}. \quad (5.39)$$

Dabei ist m eine ganze Zahl, der Brechungsindex sowie die Länge der Mikrokavität sind mit n_{MK} und L_{MK} bezeichnet. Der Durchdringungswinkel des Strahls durch die Schicht ist ϑ . Die Phasensprünge, die durch Reflexionen an den Grenzschichten hervorgerufen werden, sind mit ϕ_{r1} und ϕ_{r2} bezeichnet.

5.3. VECSEL

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die notwendigen theoretischen Grundlagen der Optik behandelt wurden, wird in diesem Abschnitt der Aufbau, sowie das Funktionsprinzip eines VECSELs behandelt.

5.3.1. Aufbau

Ein VECSEL ist grundsätzlich aus verschiedenen Zonen aufgebaut, deren Hauptbestandteile die aktive Zone, bestehend aus Quantenfilmen, der Bragg-Spiegel, der als Rückreflektor dient und eine Folge von Schichtenpaaren, deren Anzahl die Reflektivität bestimmt, darstellen. Weiterhin bildet eine Fensterschicht den Abschluss der Halbleiterschichten zur Umgebung und dient gleichzeitig als Schutzschicht. Bei dem üblichen Schichtenaufbau eines Oberflächenemitters (engl.: Top-Emitting-Laser, TEL), wie er in Abbildung 5.7(a) gezeigt ist, werden alle funktionellen Schichten auf ein Substrat epitaktisch aufgedampft, welches wiederum mit einer Wärmesenke verbunden wird. Das Substratmaterial besitzt jedoch eine deutlich geringere Wärmeleitfähigkeit als das Material der Wärmesenke, welches oftmals aus Siliziumkarbid (SiC) besteht. Vermieden werden kann dieser Nachteil, indem das Substratmaterial vollständig entfernt wird. Dazu muss jedoch der Schichtenaufbau während der Epitaxie invertiert und zuerst mit der Fensterschicht, die in diesem Fall auch die Funktion einer Ätz-Stop-Schicht übernimmt, begonnen werden. Darauf folgen dann die Quantenfilme, der Bragg-Spiegel und die Wärmesenke. Anschließend kann das Substrat bis zur Ätz-Stop-Schicht weggeätzt werden. Dieses Bauteil wird durch seinen invertierten Aufbau als „dünnere Bauelemente-Ansatz“ (engl.: Bottom-Emitting-Laser, BEL) bezeichnet (Abbildung 5.7(b)) und stellt den im Folgenden verwendeten Typ dar. Eine weitere thermische Optimierungsmöglichkeit in Form einer thermisch leitenden Oberfläche ist in [201] vorgestellt, die jedoch zusätzliche Schwierigkeiten durch Etaloneffekte mit sich bringt [202].

5.3.2. Funktionsweise

In den Quantenfilmen findet die aktive optische Verstärkung statt, indem die Photonen des Pumpasers in den Zwischenräumen der QWs absorbiert werden und dadurch freie Ladungs-

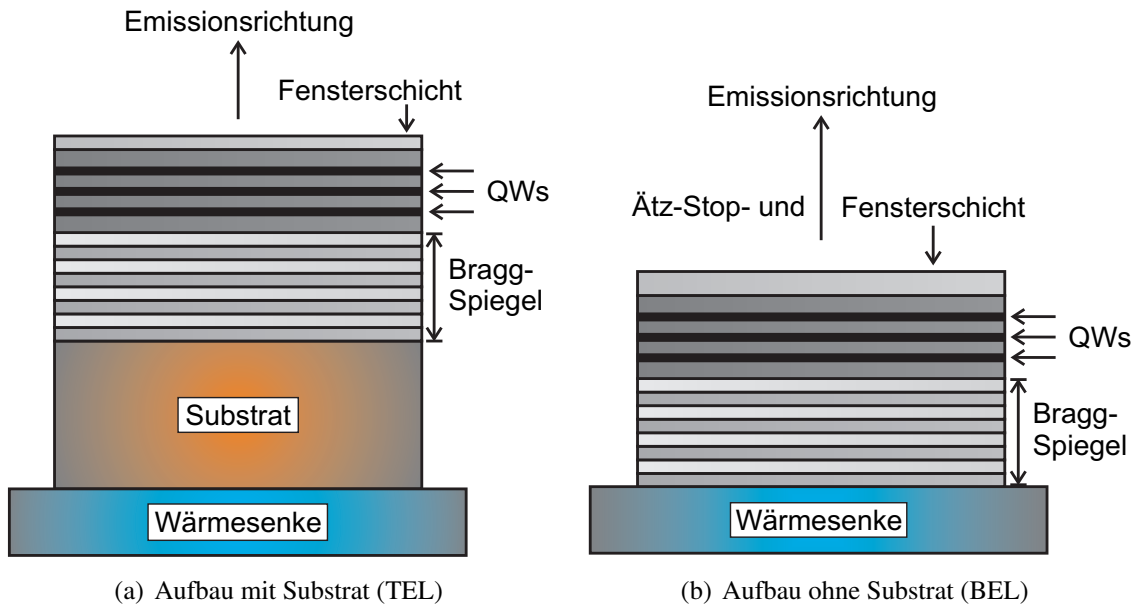


Abbildung 5.7.: Prinzipskizzen eines Top- bzw. Bottom-Emitting-Lasers (nach [39]).

träger erzeugen. Diese relaxieren wie im Abschnitt 5.1.4 angesprochen, in die energetisch tiefer liegenden QWs und erzeugen dadurch eine Inversion. Da sich die aktive Zone bereits in einer Mikrokavität befindet, die durch den Bragg-Spiegel auf der einen Seite und den Halbleiter-Luft-Übergang auf der anderen Seite gebildet wird, entsteht zwischen diesen beiden Grenzschichten eine stehende Welle der Lichtintensität der Laseremission. Die Bandstruktur mit der Stehwelle des VECSELS ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Für diese Stehwelle gilt die Randbedingung, dass sie jeweils ein Maximum an dem Bragg-Spiegel und auch an der äußeren Grenzschicht der Fensterschicht aufweisen muss. Da die Fensterschicht eine Anti-Reflexionsschicht für die Emissionswellenlänge aufweist, resultiert daraus eine sehr kleine Reflektivität, so dass erst durch die

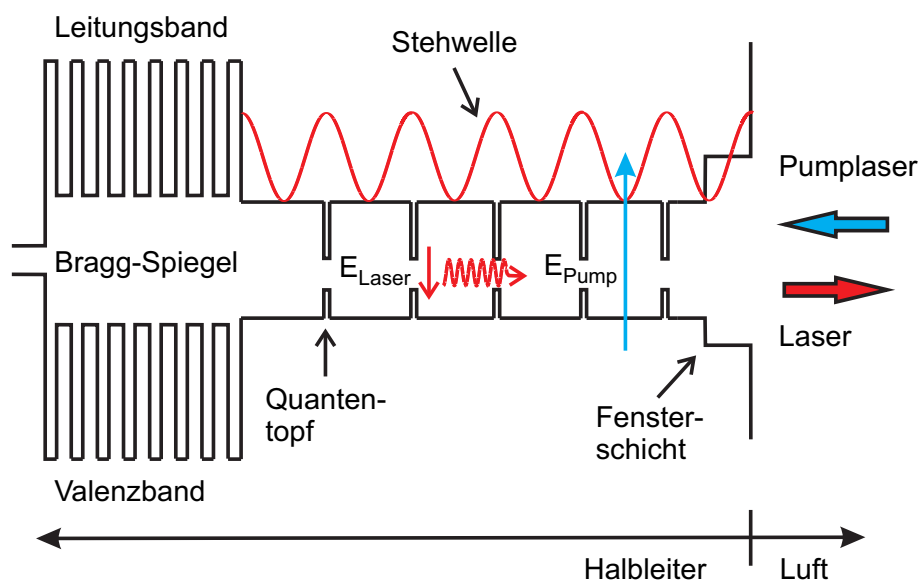


Abbildung 5.8.: Skizzierte Bandstruktur eines VECSELS (nach [37], © 1999 IEEE)

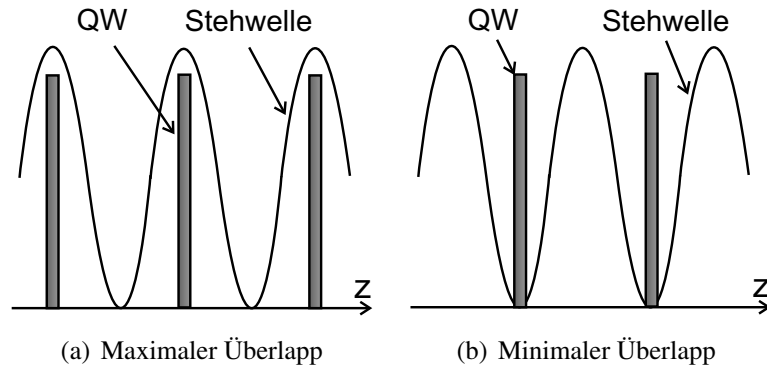


Abbildung 5.9.: Zwei Varianten der Überlappung der Stehwelle mit den Quantentöpfen.

Rückkopplung eines externen Spiegels die Schwellbedingung des Lasers erfüllt werden kann. Mit Hilfe des externen Spiegels können auch die ausgeleuchtete Fläche auf dem Chip, sowie die transversalen Moden durch Veränderung des Krümmungsradius und der Distanz kontrolliert werden.

5.3.3. Aktive Zone

Zu einer weiteren Randbedingung für die Stehwelle gehört auch der Überlapp mit den nur wenige Nanometer breiten QWs. Befindet sich jeweils ein Maximum der stehenden Welle genau an den Orten der QWs (Abb. 5.9(a)), so wird eine maximale Verstärkung erreicht. Bei einer Verschiebung der Welle um π resultiert daraus entsprechend eine minimale Verstärkung, wie anhand der Abbildung 5.9(b) zu erkennen ist. Die analytische Beschreibung dieses Zusammenhangs kann mit Hilfe des longitudinalen Überlappfaktors erfolgen [38]:

$$\Gamma = \sum_i |E(z_i)|^2 \sim g. \quad (5.40)$$

Er bildet sich aus der Summe der Intensitäten an den Stellen z_i der QWs und ist proportional zur Verstärkung g .

Einen anderen Optimierungsparameter bildet die Fensterschicht, die eine energetisch deutlich höhere Bandkante aufweist, als die Zwischenschichten der QWs. Sie sorgt dafür, dass die freien Ladungsträger nicht bis zur Halbleiteroberfläche vordringen und dort nicht-strahlend rekombinieren können, was eine Verringerung der Verstärkung mit sich brächte. Zusätzlich ist es möglich, über die Fensterschicht auch die Dicke der Mikrokavität einzustellen und so die Randbedingungen für die stehende Welle zu optimieren [37].

Ebenso hat die Dicke der Separatorschichten zwischen den QWs einen Einfluss auf den Überlappfaktor. Sie übernehmen eine verspannungskompensierende Funktion, da die QWs teilweise aus einem Material mit abweichender Gitterkonstante bestehen. Weitere Ausführungsmöglichkeiten der QW-Struktur, wie z.B. als „Double-Well Resonant Periodic Gain Structure“ werden in [200] diskutiert.

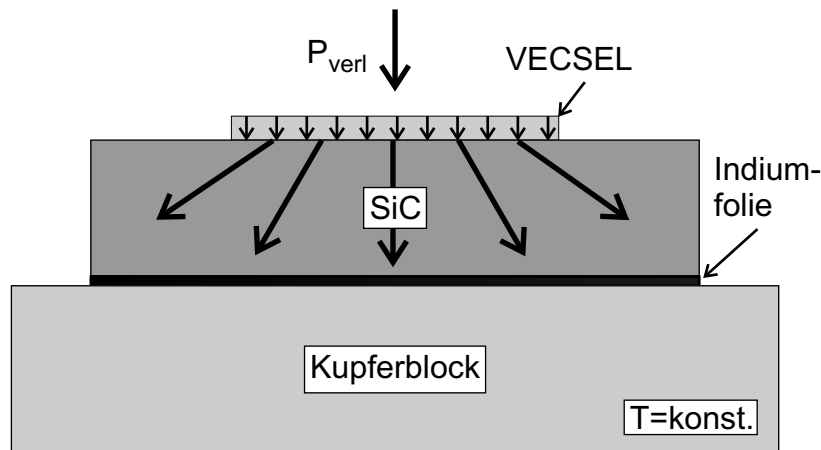


Abbildung 5.10.: Skizzierter Aufbau des Schichtensystems eines VECSELs auf einer Wärmesenke. Ein-gezeichnet ist der Wärmefluss beginnend oben mit der Verlustwärme P_{verl} bis hinunter zur Wärmesenke in Form eines Kupferblocks.

5.3.4. Thermischer Einfluss und spektrale Eigenschaften

Wie aus dem verwendeten Schichtenaufbau des VECSELs geschlossen werden kann, insbesondere durch den beabsichtigten Verzicht auf das Substrat, kommt dem thermischen Design eine bedeutende Rolle zu. Der makroskopische Aufbau ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Die VECSEL-Halbleiterstruktur ist direkt mit der SiC-Wärmesenke verbunden. Diese besitzt eine extrem hohe Wärmeleitfähigkeit von $> 15 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [203] und verteilt die lokal sehr konzentriert entstehende Wärme des VECSELs äußerst effizient auf ein größeres Volumen. Da jedoch auch diese Wärmesenke nur ein sehr begrenztes Volumen besitzt, ist das SiC-Material über eine Indiumfolie mit einem temperaturstabilisierten Kupferblock verbunden. Dieser Aufwand ist notwendig, da die Emissionscharakteristik des VECSELs stark von der Temperatur der aktiven Zone abhängt. Es kommen folgende Effekte bei einer Erhöhung der Temperatur zum Tragen [201]:

1. Wahrscheinlichkeit der nicht-strahlenden Rekombination erhöht sich, d.h. die Verstärkung wird vermindert
2. Rotverschiebung der QW-Emission durch thermische Bandverbiegungen
3. Veränderung der Brechungsindizes der verwendeten Materialien
4. Verschiebung der Positionen der Wellenberge der Stehwelle und veränderter Überlappfaktor
5. Rotverschiebung der Position der Mikrokanalresonanz (Fabry-Pérot-Resonanz (FPR)).

Unter der Annahme, dass die Temperatur der Wärmesenke konstant bleibt, resultiert daraus folgendes Verhalten: Durch den nicht idealen Wirkungsgrad der Halbleiterstruktur nimmt die dissipierte Leistung bei einer Erhöhung der zugeführten Pumpleistung zu, wodurch sich die Struktur erwärmt. Daraus resultiert eine unterschiedlich starke Verlagerung des QW-Emissions-

Maximums, wie auch der Mikrokavitätsresonanz, wobei letztere in der Regel langsamer wandert, letztendlich ändert sich jedoch dadurch der Überlappfaktor.

Aus diesem Zusammenhang ergibt sich nun folgende Charakteristik: Das Emissionsspektrum verlagert sich monoton (unstetig bei Modensprüngen) mit steigender Temperatur hin zu größeren Wellenlängen (Rotverschiebung). Da die Struktur für eine bestimmte Betriebstemperatur optimiert wurde, steigt die Ausgangsleistung mit steigender Pumpleistung, d.h. mit größer werdender Ladungsträgerinversion. Die einzelnen Charakteristika des Gesamtsystems (Überlappfaktor, FPR, QW-Emissions-Maximum) streben auf ihre optimalen Positionen zu. Nach Überschreiten dieses Maximums verringert sich die Zunahme der effektiven Verstärkung trotz weiterer Erhöhung der Pumpleistung, was anhand einer geringeren Steigung der Leistungskurve (Abb. 5.11) sichtbar ist. Auch wenn die Inversion weiterhin steigt, so wird der Überlapp

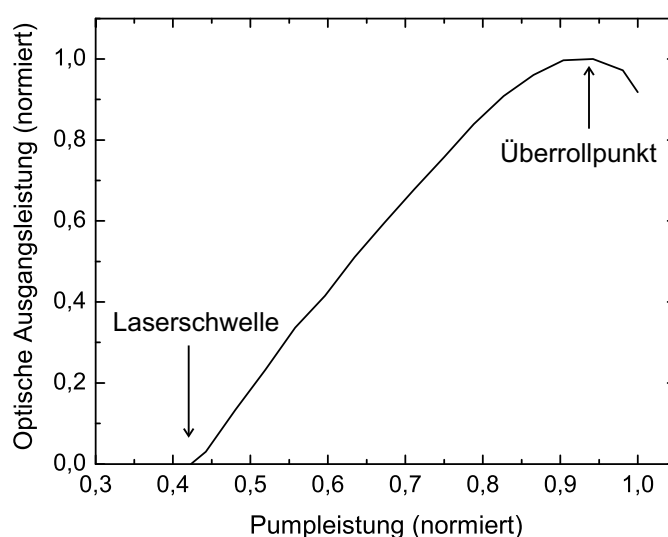


Abbildung 5.11.: Prinzipielle Leistungskurve eines optisch gepumpten VECSELs beginnend bei der Laserschwelle und endend kurz nach Überschreiten des Überrollpunktes.

zwischen den QWs und den Stehwellen geringer, während die Wellenlängendifferenz zwischen der FPR und dem Gewinnmaximum weiter zunimmt, was zu einer kontinuierlich abnehmenden Effizienz führt. Dieser Vorgang erfolgt so lange, bis die Steigung der Leistungskurve bei Erreichen der maximalen Ausgangsleistung (Überrollpunkt) negativ wird und sich die Ausgangsleistung ab diesem maximalen Punkt wieder verringert. Der grafische Zusammenhang zwischen der QW-Emission, der FPR und des Gewinnmaximums (Photolumineszenz, PL) ist für drei verschiedene Temperaturen ($T_1 < T_2 < T_3$) in den Abbildungen 5.12(a) bis 5.12(c) aufgezeigt. Eine detaillierte Beschreibung der thermischen Effekte ist in [204, 205] zu finden.

5.3.5. Materialsysteme

Der große Vorteil beim Einsatz von VECSELn ist die Beeinflussung der optischen Eigenschaften durch die Materialwahl, sowie durch den Herstellungsprozess. So kann durch eine geeignete Wahl von ternären und quaternären Halbleiterverbindungen, bzw. durch deren Mischungsver-

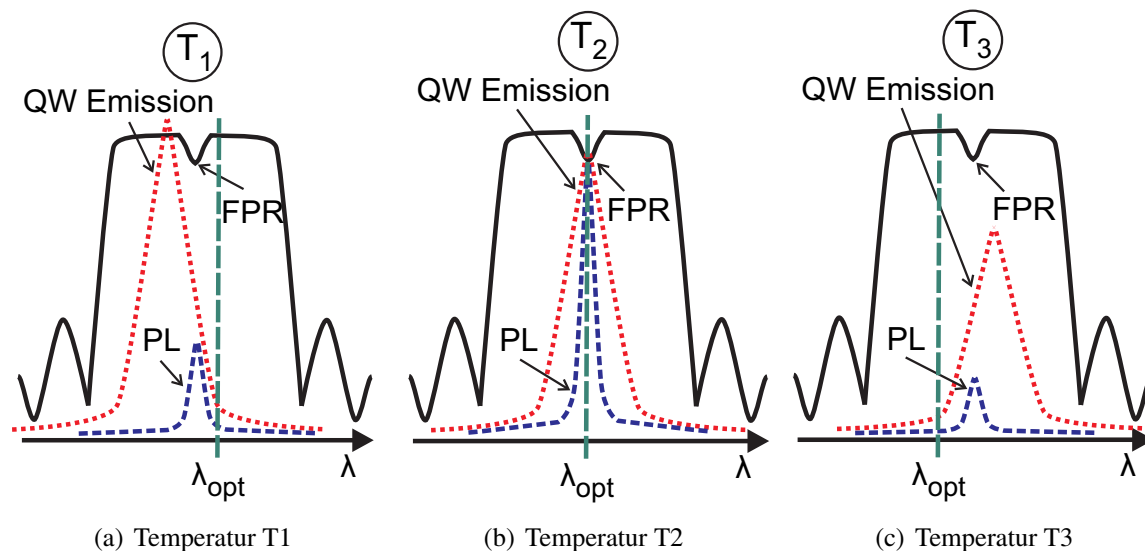


Abbildung 5.12.: Thermisch verursachte Verschiebung der Fabry-Pérot-Resonanz, die veränderte Emission der aktiven Zone (Quantentöpfe) und die daraus resultierende Photolumineszenz (nach [201]).

hältnisse die Absorptions- als auch die Emissionswellenlänge in gewissen Grenzen frei gewählt werden. Diese Grenzen werden sowohl von der Energie der direkten Übergänge der verwendeten Materialien als auch durch die Notwendigkeit der Gitteranpassung verschiedener epitaktischer Schichten vorgegeben. Letztere Randbedingung lässt sich durch die Verwendung von verspannungskompensierenden Schichten, die eine gewisse Gitterfehlانpassung tolerieren, aufweichen [39]. Dies führt allerdings zu einer aufwändigeren Prozessierung.

Für den hier verwendeten Laser wurden eine Absorptionswellenlänge von 810 nm und eine Emissionswellenlänge von 975 nm vorgesehen. Als Materialsystem werden daher Aluminium-Gallium-Arsenid (AlGaAs), Gallium-Arsenid (GaAs) und Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs) verwendet. Dadurch erstreckt sich das Einsatzgebiet dieses VECSEL-Typs über einen Wellenlängenbereich von rund 800 nm bis ca. 1100 nm, was zusätzlich durch die sehr gute Gitteranpassung zwischen Aluminium-Arsenid (AlAs) und (GaAs) und der damit verbundenen problemlosen epitaktischen Prozessierung ermöglicht wird. Die InGaAs-Schichten in diesem Materialsystem erhöhen einerseits die Effizienz der QWs und verlagern andererseits die Emissionswellenlängen über Wellenlängen von 1000 nm hinaus [39].

Durch die Verwendung von anderen Halbleiterverbindungen können auch andere Wellenlängenbereiche erschlossen werden:

- ~ 391 nm:
 - Indium-Galliumnitrid (InGaN)-Galliumnitrid (GaN) [206]
- 675 nm:
 - Indium-Galliumphosphid (InGaP)- Aluminium-Indium-Galliumphosphid (AlInGaP)-GaAs [207]

- 1300 nm bis 1550 nm:
 - Gallium-Indium-Arsenphosphid (GaInAsP)-Indiumphosphid (InP) [39]
 - * Problem: kleiner Brechungsindexunterschied, daher muss Bragg-Spiegel aus sehr vielen Schichten bestehen
 - Gallium-Indium-Nitrid-Arsenid (GaInNAs)
 - * Bragg-Spiegel ist viel effizienter als bei GaAs-AlGaAs [39]
- 2000 nm bis 2500 nm:
 - Gallium-Antimonid (GaSb) - Aluminium-Arsen-Antimonid (AlAsSb) [208]

5.3.6. Resonatoraufbau

Wie bereits erwähnt, reicht die Reflektivität der Fensterschicht nicht aus, um die Schwellbedingung des Lasers zu überschreiten. Daher bedarf es eines externen Spiegels. Im einfachsten Fall kann mit einem konkav gekrümmten Spiegel eine lineare Kavität aufgebaut werden, wobei der Bragg-Spiegel des VECSELs den zweiten Endspiegel des Resonators bildet. In Abbildung 5.13 ist ein solcher Aufbau skizziert. Dabei wird der Pumplaser unter einem gewissen, wenn auch

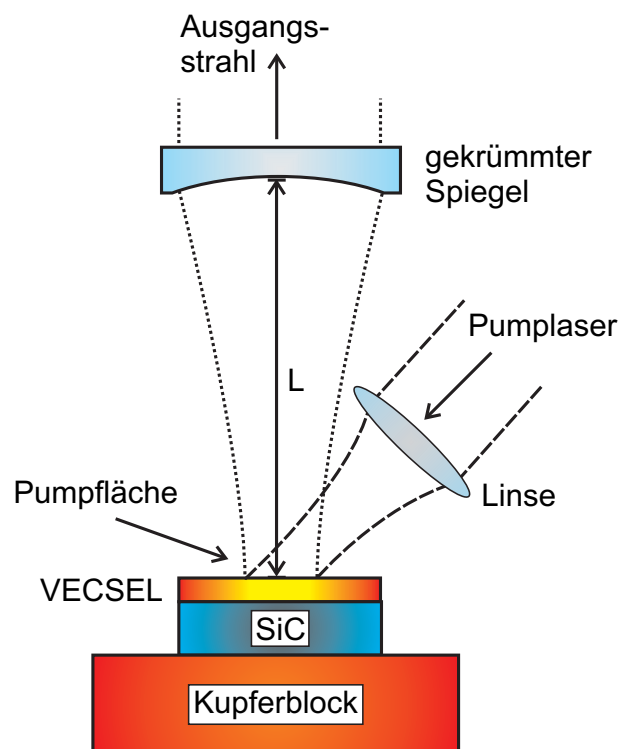


Abbildung 5.13.: Skizze einer linearen Kavität mit gekrümmtem Auskoppelspiegel.

spitzen, Winkel bezogen auf die Normale des VECSELs auf die Chipoberfläche fokussiert. Der Fleckdurchmesser des vom gekrümmten Spiegel zurückreflektierten Strahls kann durch Varia-

tion der Distanz L entsprechend der Stabilitätsbedingung für hemisphärische Resonatoren (vgl. Abschnitt 5.1.6)

$$0 < L < R \quad (5.41)$$

eingestellt werden. Bei einem optimalen Design ergibt sich ein annähernd vollständiger Überlapp von Pumplaserfleck und Strahlradius am Bragg-Spiegel ω_B [38]. Zu beachten ist dabei, dass der Pumplaserfleck durch den spitzen Winkel leicht elliptisch abgebildet wird. Eine Veränderung der Resonatorlänge wirkt sich auch auf den Divergenzwinkel θ des ausgekoppelten Strahls und entsprechend auf den Strahlradius am Auskoppelspiegel ω_A aus:

$$\text{mit } g = 1 - \frac{L}{R} : \quad (5.42)$$

$$\omega_V = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{g}{1-g}}, \quad (5.43)$$

$$\omega_A = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{1}{g(1-g)}}, \quad (5.44)$$

$$\Theta = \arctan \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{g}{1-g}}} \right). \quad (5.45)$$

Weiterhin wird durch einen langen Resonator, der nahe der Stabilitätsgrenze betrieben wird, der Strahldurchmesser auf dem VECSEL Chip sehr klein, was einerseits zu einer erhöhten Ausgangsleistung führen kann, auf der anderen Seite jedoch die Anregung von transversalen Moden begünstigt [209]. Im Regelfall ist dieser Zustand nicht erwünscht.

5.3.7. Weitere Bauformen

Neben der im vorherigen Abschnitt aufgeführten Bauform eines optisch gepumpten VECSELs existieren weitere Bauformen und Betriebsmöglichkeiten, deren Beschreibung im folgenden Abschnitt kurz angerissen werden soll.

Elektrisch gepumpte VCSEL

Die Bauform eines *Vertical Cavity Surface Emitting Laser* (VCSEL) besitzt zwei entscheidende Unterschiede zum bisher behandelten VECSEL. Zum einen wird dieser Laser elektrisch gepumpt, in dem auf der Laseroberfläche elektrische Kontakte aufgebracht sind und so die freien Ladungsträger in die Struktur injiziert werden können. Zum anderen benötigt er keinen externen Resonatorspiegel, da dieser bereits als weiterer Bragg-Spiegel in der Struktur enthalten ist, wie Abbildung 5.14 veranschaulicht. Die aktive Zone entspricht der eines VECSELs, allerdings ist die Ausgangsleistung im Vergleich dazu deutlich geringer. Bei der elektrisch gepumpten Ausführung kommt neben den optischen und thermischen auch den elektrischen Eigenschaften eine

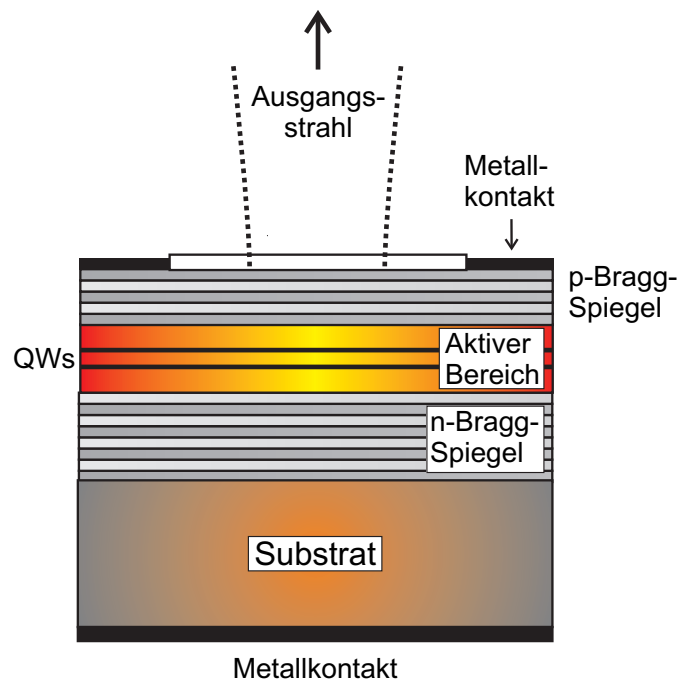


Abbildung 5.14.: Schematische Darstellung eines elektrisch gepumpten VCSELs mit p- und n-dotierten Bragg-Spiegeln. Der Anschluss der elektrischen Pumpenergie erfolgt über die metallischen Kontaktflächen (nach [210]).

bedeutende Rolle zu. Hierzu zählen z.B. die Minimierung des elektrischen Widerstandes, wie auch die bestmögliche Überlappung von Stromfluss und aktiver Zone [211,212]. Jedoch neigen VCSEL bei höheren Ausgangsleistungen zu einer mehrmodigen Emission [39].

Elektrisch gepumpte VECSEL

Diese Klasse von Lasern stellt eine Weiterentwicklung des VCSELs dar, insbesondere um die Strahlqualität bei höheren Ausgangsleistungen zu verbessern. Dazu wird wie bei einem VCSEL eine lineare Kavität mit externem konkaven Spiegel verwendet, wie die schematische Zeichnung in Abbildung 5.15 verdeutlicht, da der oberflächennahe Bragg-Spiegel nun nur noch eine Reflektivität von ca. 70 % besitzt und ohne externe Rückkopplung die Laserschwelle nicht überschritten werden kann [213]. Im thermischen und optischen Verhalten ist dieser Typ mit dem optisch gepumpten Pendant vergleichbar und bietet zusätzlich gegenüber dem VCSEL eine deutlich bessere Strahlqualität, sowie eine sehr schmalbandige Emission von $< 0,01$ nm.

5.3.8. Anwendungen

Die hohe Strahlqualität als auch Ausgangsleistung, sowie die Zugänglichkeit des Laserresonators bieten ein weites Gebiet an Anwendungen.

Durch Einfügen von nichtlinearen Kristallen in die Laserkavität kann die dort herrschende hohe Lichtintensität für Konversionsprozesse, wie z.B. die Frequenzverdoppelung, effizienter

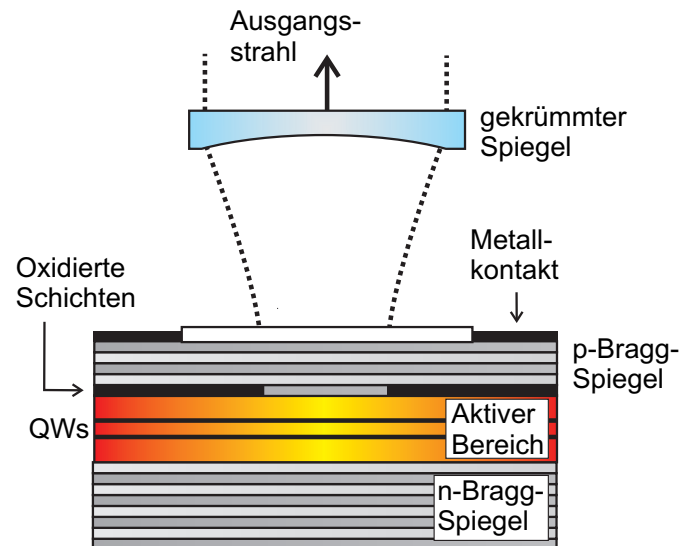


Abbildung 5.15.: Schematische Darstellung eines elektrisch gepumpten VECSELs (nach [213]).

als bisher möglich, genutzt werden. Als Beispiel sei hier [202] aufgeführt, wo ein frequenzverdoppelter Laser mit einer Emissionswellenlänge von 530 nm vorgestellt wird. Er liefert bei einem Wirkungsgrad von 17 % eine Ausgangsleistung von 3 Watt. Auch eine Kombination aus drei Laseremissionen im sichtbaren Wellenlängenbereich (Rot, Grün, Blau) zur Realisierung von Displays werden angedacht [214].

Ebenso ist es seit längerem möglich, durch Integration eines sättigbaren Absorbers in den Resonator, einen VECSEL modengekoppelt, d.h. im Impulsmodus, zu betreiben. Auf diese Art sind Impulse mit Halbwertszeiten im Bereich weniger 100 fs möglich [39, 215, 216].

5.3.9. Vergleich zu Kantenemittern

Am Ende dieses einführenden Abschnittes über die Eigenschaften von oberflächenemittierenden Lasern wird ein Vergleich zu einer sehr verbreiteten Gruppe, der kantenemittierenden Lasern, gezogen. Die klaren Vorteile eines VECSELs gegenüber der anderen Gruppe sind in der folgenden Tabelle 5.1 zusammengefasst [210].

5.4. Nichtlineare Optik

Zur Realisierung einer parametrischen THz-Quelle ist neben dem Lasersystem auch ein nichtlineares Medium notwendig, in dem eine nichtlineare Polarisation erzeugt werden kann. Das folgende Unterkapitel legt die Grundlagen für diesen Prozess.

Eine elektrische Polarisation $\vec{P}$ kann in einem Material durch ein externes elektrisches Feld $\vec{E}$ hervorgerufen werden, indem die Elektronenhülle relativ zum Atomkern ausgelenkt wird (vgl. 2.5.3). Beide Größen werden über die elektrische Flussdichte $\vec{D}$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = (1 + \chi) \epsilon_0 \vec{E}, \quad (5.46)$$

mit der Permittivität ϵ_r , welche die dielektrischen Eigenschaften beschreibt, verknüpft.

Die Polarisation kann auch als Reihenentwicklung zur besseren Übersicht in skalarer Form dargestellt werden

$$P = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \right), \quad (5.47)$$

wobei $\chi^{(1)}$ als die lineare Suszeptibilität, $\chi^{(2)}$ als die Suszeptibilität zweiter Ordnung usw. bezeichnet werden. Aus Gleichung (5.47) ergibt sich unter anderem mit

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (5.48)$$

der lineare Polarisationsanteil, der auch bei kleinen Feldstärken zu beobachten ist. Die Polarisationen höherer Ordnung mit

$$P^{(n)} = \epsilon_0 \chi^{(n)} E^n \quad (5.49)$$

werden erst bei höheren Feldstärken relevant und können entsprechend zu $P^{(nl)}$

$$P = \epsilon_0 \sum_{n=1}^{\infty} P^{(n)} = \epsilon_0 P^{(1)} + \epsilon_0 \sum_{n=2}^{\infty} P^{(n)} = \epsilon_0 P^{(1)} + \epsilon_0 P^{(nl)} \quad (5.50)$$

zusammengefasst werden [217].

5.4.1. Parametrische Frequenzkonversionen

Unter einem parametrischen Konversionsprozess ist ein quantenphysikalischer Vorgang zu verstehen, bei dem die Energie und der Impuls von allen beteiligten Photonen erhalten bleiben. Ein

	VECSEL	ke-Laser
Strahlprofil	Zirkular	Elliptisch durch rechteckige Apertur
Moden	Einmodig, durch wenige Nanometer hohe Kavität	nur bei DFB ¹ bzw. DBR Lasern einmodig
Facette	Hohe Planarität durch epitaktische Herstellung	Aufwändiger Teilungsprozess nötig
Füllfaktor	Hoch, parallele Prozessierung auf einem Wafer	Aufwändig durch Kombination einzelner Laser
Prozesskontrolle	Frühzeitig, direkt auf Wafer	Erst nach einigen Prozessschritten

Tabelle 5.1.: Vergleich zwischen VECSEL und kantenemittierender (ke) Laser (wie DFB bzw. DBR).

erstes Anwendungsgebiet für die Frequenzkonversion in einem nichtlinearen Medium wurde bereits in Abschnitt 5.3.8 mit der Verdoppelung der Emissionsfrequenz eines Lasers genannt. Neben dieser Frequenzkonversion existieren auch noch weitere anwendungsrelevante Mischprozesse, die im folgenden Abschnitt aufgezeigt werden.

Drei-Wellen-Mischung

Die Bezeichnung „Drei-Wellen-Mischung“ resultiert aus der Tatsache, dass aus zwei Eingangswellen E_1 und E_2 mit den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 eine dritte Welle E_3 mit ω_3 entsteht. Werden also zwei Eingangswellen

$$\underline{E}_3(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t), \quad (5.51)$$

in einem Material mit einem nicht verschwindenden $\chi^{(2)}$ Element überlagert, so resultiert aus dem quadrierten elektrischen Feld gemäß Gleichung (5.51) und unter Verwendung von

$$\cos(\alpha)\cos(\beta) = 1/2(\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)) \quad (5.52)$$

folgende Mischprodukte:

$$\begin{aligned} P^{(2)}(t) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) = \\ &\epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{2} \left[E_1^2 (\cos(2\omega_1 t) + 1) + E_2^2 (\cos(2\omega_2 t) + 1) \right. \\ &\quad \left. + 2E_1 E_2 \cos((\omega_1 + \omega_2)t) + 2E_1 E_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \right]. \end{aligned} \quad (5.53)$$

In dieser Summe sind verschiedene Polarisationsanteile enthalten, die mit unterschiedlichen Frequenzen schwingen und im Folgenden aufgegliedert sowie in den Abbildungen 5.16(a) bis 5.16(d) dargestellt sind:

Frequenzverdoppelung (Second Harmonic Generation, SHG)

Bei diesem Prozess werden zwei Photonen der Frequenzen ω_1 bzw. ω_2 zerstört und ein Photon mit der Frequenz $2\omega_1$ bzw. $2\omega_2$ erzeugt.

$$P(2\omega_1) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{2} E_1^2, \quad (5.54)$$

$$P(2\omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{2} E_2^2. \quad (5.55)$$

Summenfrequenzerzeugung (Sum Frequency Generation, SFG)

Aus zwei Photonen der Frequenzen ω_1 und ω_2 geht ein Photon mit $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ hervor.

$$P(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (5.56)$$

Differenzfrequenzerzeugung (Difference Frequency Generation, DFG)

Die Differenzfrequenz aus zwei einfallenden Lichtstrahlen entsteht durch die Aufspaltung des höherenergetischen Photons ω_1 in Anwesenheit eines zweiten Photons mit ω_2 . Die Energie geht in die beiden niederenergetischen Photonen ω_2 und $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ über, wobei das erstere dabei verdoppelt wird

$$P(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2. \quad (5.57)$$

optische Gleichrichtung (Optical Rectification, OR)

Die optische Gleichrichtung stellt einen Spezialfall der Differenzfrequenzerzeugung dar, denn hierbei wechselwirken zwei Photonen mit identischer Frequenz und erzeugen ein statisches elektrisches Feld

$$P(0) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2). \quad (5.58)$$

Die aufgeführten unterschiedlichen Polarisierungen wirken nun jeweils als Quelle, wie aus der Maxwellgleichung in nichtlinearen Medien hervorgeht. Damit ergibt sich aus den Gleichungen (5.1, 5.2) und aus Gleichung (5.6) unter der Maßgabe, dass sich im Medium keine freien Ladungsträger befinden ($J = 0$)

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(t) = \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D}(t). \quad (5.59)$$

Weiterhin ergibt sich aus der Gleichung (5.46) sowie (5.50)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} + \vec{P}^{(nl)}. \quad (5.60)$$

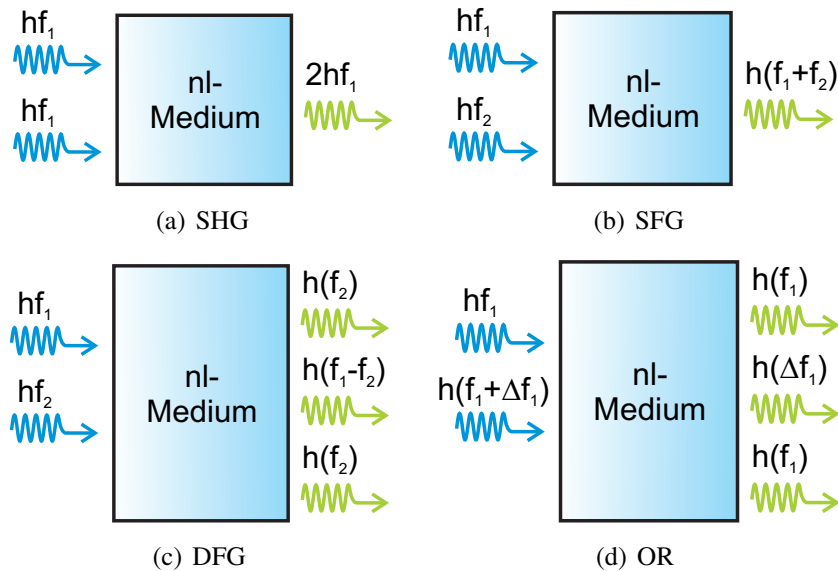


Abbildung 5.16.: Die vier Fälle der Drei-Wellen-Mischung. Bei den beiden Fällen der DFG und der OR wird jeweils das Eingangsphoton mit der höheren Energie (hf_1) zerstört, während das jeweils niederenergetischere Eingangsphoton (hf_2) am Ende verdoppelt wird. Zusätzlich entsteht ein Ausgangsphoton mit der Differenzfrequenz.

Wird nun Gleichung (5.60) in (5.59) eingesetzt, so resultiert eine nichtlineare Wellengleichung. Die nichtlineare Polarisation $\vec{P}^{(nl)}$ wirkt dabei als Quelle. In der komplexen Zeigerdarstellung wird daraus

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\omega) + \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r(\omega) \mu_0 \mu_r(\omega) \vec{E}(\omega) = -\omega^2 \mu_0 \mu_r(\omega) \vec{P}^{(nl)}(\omega). \quad (5.61)$$

5.5. Analytische Beschreibung der Differenzfrequenzerzeugung

Von den verschiedenen oben dargestellten parametrischen Frequenzkonversionsprozessen soll im Folgenden die Differenzfrequenzerzeugung näher betrachtet werden, da sie im weiteren Verlauf von großer Bedeutung sein wird. Um eine quantitative Beschreibung der DFG liefern zu können, muss die Größe $P^{(nl)}$ in der Gleichung (5.61) bestimmt werden, um letztendlich eine Lösung für das abgestrahlte Feld ermitteln zu können. Dazu bieten sich je nach Ausgangslage zwei unterschiedliche Lösungsmöglichkeiten an. Die erste Variante kann bei einer kollinearen Anordnung von Ausgangswellen und erzeugter Welle in Form von Ratengleichungen verwendet werden, um die Leistungsänderung pro Längeneinheit zu untersuchen. Propagieren die einzelnen Wellen jedoch in unterschiedliche Richtungen, so bietet es sich an, die Vektorpotentiale aus Gleichung (5.61) aufzustellen und damit das Fernfeld zu berechnen.

Bei der Beschreibung der nichtlinearen Suszeptibilität kann auch ein nichtlinearer (nl)- Koeffizient d verwendet werden [218]

$$d = \frac{1}{2} \chi^{(2)}, \quad (5.62)$$

insbesondere wenn anstelle des skalaren $\chi^{(2)}$ die entsprechende Tensorbeschreibung benötigt wird, welche durch d_{eff} beschrieben werden kann.

5.5.1. Ratengleichung (kollineare Anordnung)

Gegeben sei ein nichtlinearer Kristall der Länge L mit dem nl-Koeffizienten d , durch den zwei einfallende Wellen $h\omega_1$ und $h\omega_2$, sowie eine resultierende Welle $h\omega_3 = h(\omega_1 - \omega_2)$ in kollinearer Anordnung in z -Richtung propagieren (Abbildung 5.17). In dem Kristall wird sich eine

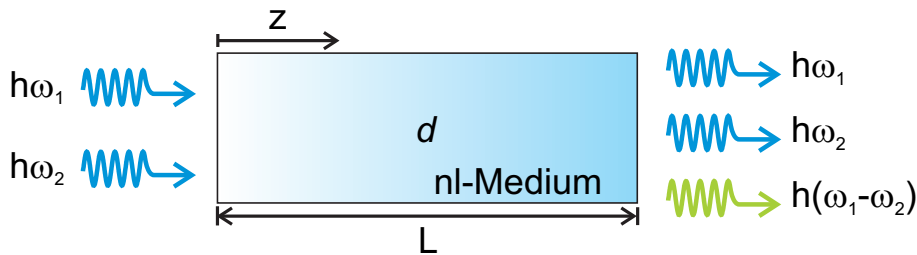


Abbildung 5.17.: Kollineare Anordnung zur DFG-Frequenzerzeugung. Die Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ wird aus den beiden Eingangsfrequenzen gebildet.

mit der Differenzfrequenz schwingende Polarisation gemäß der Gleichungen (5.57) und (5.62) ausbilden

$$P(\omega_3) = 2\epsilon_0 d_{eff} E_1 E_2. \quad (5.63)$$

Diese Polarisation entspricht der nichtlinearen Polarisation $P^{(nl)}$ in der Gleichung (5.61), so dass sich daraus folglich

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\omega_3) + \omega_3^2 \epsilon_0 \epsilon_r(\omega_3) \mu_0 \mu_r(\omega_3) \vec{E}(\omega_3) = -\omega_3^2 \mu_0 \mu_r(\omega_3) 2\epsilon_0 d_{eff} E_1 E_2 \quad (5.64)$$

ergibt. Für eine vorgegebene Propagation in z-Richtung resultieren daraus folgende Zusammenhänge:

$$k_i = n_i \omega_i / c, \quad (5.65)$$

$$E_i(z) = A_i(z) \exp(-ik_i z). \quad (5.66)$$

Dabei sind die Ausbreitungskonstante, der Brechungsindex, die Feldstärke und die Feldamplitude mit k_i , n_i , $E_i(z)$ und $A_i(z)$ bezeichnet.

An dieser Stelle soll von dem idealen Fall eines verlustfreien Mediums ausgegangen werden, sowie ferner, dass sich die einfallenden Wellen nur geringfügig ändern, so dass die Amplituden $A_1(z)$ und $A_2(z)$ als konstant angesehen werden können. Diese vereinfachten Annahmen dienen der Illustration der grundlegenden Prinzipien. Somit ergibt sich aus den Gleichungen (5.66) und (5.64)

$$\left[\frac{d^2 A_3(z)}{dz^2} - 2ik_3 \frac{dA_3(z)}{dz} \right] e^{(-ik_3 z)} = -\omega_3^2 \mu_0 \mu_r 2\epsilon_0 d_{eff} A_1 A_2 \exp(-i(k_1 - k_2)z). \quad (5.67)$$

Diese unübersichtliche Gleichung kann durch die Annahme der *klein-veränderlichen-Amplitude* [218]

$$\left| \frac{d^2 A_3(z)}{dz^2} \right| \ll \left| k_3 \frac{dA_3(z)}{dz} \right| \quad (5.68)$$

vereinfacht werden, so dass unter Berücksichtigung der Gleichung (5.14) und eines nichtmagnetischen Mediums ($\mu_r = 1$) folgende simplifizierte Differentialgleichung entsteht:

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = -i \frac{\omega_3^2}{c^2 k_3} d_{eff} A_1 A_2 \exp(-i\Delta k z). \quad (5.69)$$

Hierbei bezeichnet Δk die Wellenvektorfehlانpassung, die gegeben ist durch

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_3. \quad (5.70)$$

Die Gleichung (5.69) kann nun über eine Integration von $z = 0$ bis $z = L$ berechnet werden:

$$A_3 = -i \frac{\omega_3^2}{c^2 k_3} d_{eff} A_1 A_2 L \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad \text{mit} \quad \operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}. \quad (5.71)$$

Die erzeugte Leistungsflussdichte S_i , kann unter Beachtung von [218]:

$$S_i = \frac{n_i}{2Z_0} |A_i|^2, \quad (5.72)$$

mit der Freiraumimpedanz $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377 \, \Omega$ zu

$$S_3 = \frac{2n_3}{n_1 n_2} \eta_0 \frac{\omega_3^4}{c^4 k_3^2} d_{eff}^2 S_1^2 S_2^2 L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (5.73)$$

berechnet werden.

5.5.2. Allgemeine Propagationsrichtungen

Liegen allgemeine, d.h. nicht kollineare Propagationsrichtungen der einzelnen beteiligten Wellen vor, wie sie in der Abbildung 5.18 skizziert sind, so kann das elektrische Feld aus Gleichung (5.61) mit Hilfe des elektrischen Vektorpotentials $\vec{A}(r)$ berechnet werden. Beträgt der Abstand

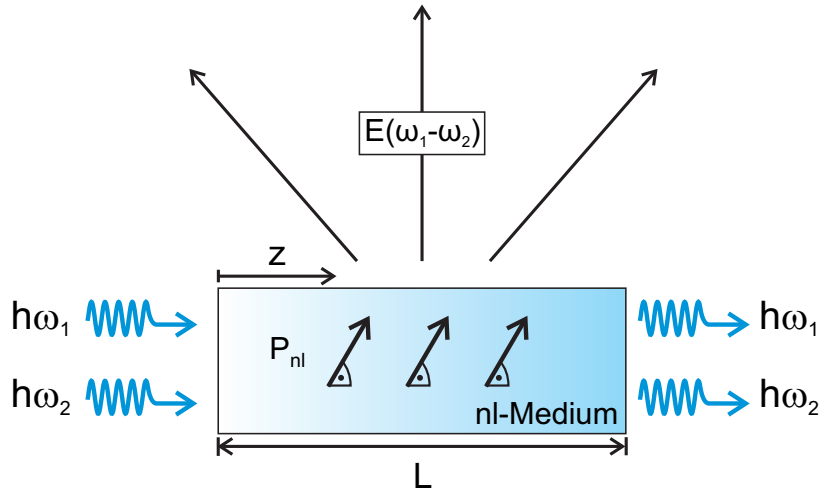


Abbildung 5.18.: Die beiden Eingangsfrequenzen ω_1 und ω_2 erzeugen in dem nichtlinearen Medium einen Anteil der nichtlinearen Polarisation, welche als Quelle eines abgestrahlten Feldes mit der Differenzfrequenz $\omega_1 - \omega_2$ fungiert.

zwischen der felderzeugenden Stromquelle und der Position im Raum, an der das Feld untersucht wird, mehrere Wellenlängen, so kann die Fernfeldnäherung verwendet werden, woraus die folgende Integralgleichung [219]

$$\vec{A}(r) = \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{J}(\vec{r}') \frac{\exp(-ik(\vec{r} - \vec{r}'))}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}' \quad (5.74)$$

resultiert. Dabei enthält das zu integrierende Volumen V alle beteiligten Stromverteilungen. Anschließend kann das elektrische Feld über

$$E_\vartheta(r) = -i\omega\mu_0 A_\varphi(r) \quad (5.75)$$

und

$$E_\varphi(r) = -i\omega\mu_0 A_\vartheta(r) \quad (5.76)$$

bei Kenntnis von $\vec{A}(r)$ berechnet werden [219]. Somit ergibt sich die abgestrahlte Leistung durch

$$P = \oint_A \vec{S}(r') dr'. \quad (5.77)$$

Hierbei ist $\vec{S}$ die Leistungsflussdichte, während die Leistung durch das Integral über eine geschlossene Hüllfläche A des Quellengebietes bestimmt wird. Anzumerken ist an dieser Stelle, dass die Ergebnisse signifikant von der räumlichen Polarisationsverteilung abhängen und es somit nicht möglich ist, eine allgemeingültige Lösung wie in Gleichung (5.73) anzugeben. Es muss daher jeder Spezialfall einzeln betrachtet werden.

5.6. Phasenanpassung

Aus der Ratengleichung für die Leistungsflussdichte (Gleichung (5.73)) geht hervor, dass durch die sinc^2 -Funktion eine Abhängigkeit von der Wellenvektorfehlانpassung Δk , auch als Phasenanpassung bezeichnet, besteht. Für den Fall, dass $\Delta k = 0$ ist, ergibt die sinc^2 -Funktion den Wert eins und die Leistungsflussdichte ist maximal. Somit nimmt für diesen Fall die Leistung mit dem Quadrat der Kristalllänge zu, wie die gestrichelte Linie in Abbildung 5.19 zeigt. Verschwindet der Beitrag der Wellenvektorfehlانpassung nicht ($\Delta k \neq 0$), so ergibt sich eine

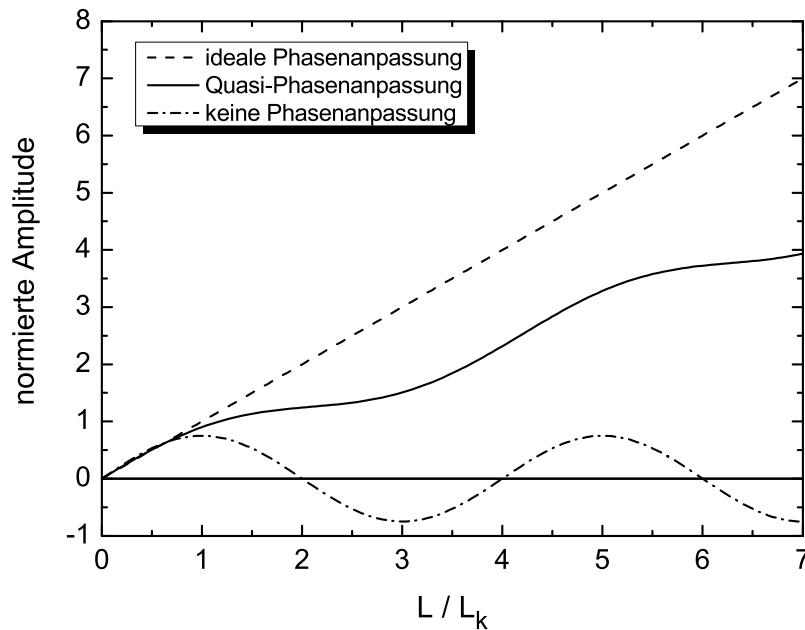


Abbildung 5.19.: Simulierter, qualitativer Verlauf der Amplitude des Ausgangssignals in Abhängigkeit von der Phasenanpassung bei kollinearer Anordnung (nach [218])

periodisch schwankende Ausgangsleistung, die als gepunktete Linie in Abbildung 5.19 eingezeichnet ist. Hervorgerufen wird diese Periodizität durch eine Interferenz zwischen den Wellenkomponenten, denn in dem Bereich, in dem der Phasenunterschied zwischen 0 und $\pi/2$ liegt, ergibt sich eine konstruktive Interferenz, d.h. sie verstärken sich. Wird diese Länge überschritten, kehrt sich die Situation um und sie interferieren destruktiv, bis sie sich in einem Abstand

von π gegenseitig vollständig aufheben. Aus diesem Zusammenhang resultiert die folgende Definition der Kristallkohärenzlänge L_k :

$$L_k = \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (5.78)$$

Daraus wird ersichtlich, dass eine maximale Effizienz erreicht wird, wenn nach Gleichung 5.73 ein Kristall exakt die Länge L_k aufweist. Bei Längen darüber hinaus vermindert sich die Effizienz deutlich.

Wie bereits oben genannt, ist es das Ziel, die Wellenvektorfehlانpassung zu minimieren, um sich der idealen Phasenanpassung so bestmöglich zu nähern. Einen typisch erreichbaren Verlauf zeigt die durchgezogene Linie auf deren Entstehung später genauer eingegangen wird. Eine perfekte Phasenanpassung ist jedoch nur schwer zu erreichen, wie aus der umgeschriebenen Bedingung für $\Delta k = 0$

$$\omega_1 n_1 \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3, \quad (5.79)$$

hervorgeht. Viele Materialien zeigen normale dispersive Eigenschaften, der Brechungsindex ist also frequenzabhängig, was sich insbesondere bei so großen Frequenzunterschieden wie bei der DFG signifikant bemerkbar macht, zumal hier z.B. zwei optische Wellen ω_1 und ω_2 , mit einer ferninfraroten Welle ω_3 wechselwirken.

In den folgenden zwei Unterkapiteln werden zwei Methoden der Phasenanpassung näher beschrieben, worauf die eine dem idealen Verlauf der Phasenanpassung recht nahe kommt (gepunktete Linie in Abbildung 5.19).

5.6.1. Phasenanpassung über Doppelbrechung

Eine bekannte und verbreitete Methode die Phasenanpassungsbedingung der Gleichung (5.79) zu erfüllen, ist die Ausnutzung der doppelbrechenden Eigenschaft von einigen Kristallen. Mit Ausnahme von Kristallen, deren Kristallstruktur auf einem kubischen Gitter basiert, d.h. sie sind optisch isotrop und besitzen daher keine Doppelbrechungseigenschaften, zeigen alle anderen Kristalle eine Abhängigkeit des Brechungsindex von der Orientierung der Polarisierung der propagierenden Welle. Beide Strahlen erfahren einen unterschiedlichen Brechungsindex und werden daher als ordentlicher und außerordentlicher Strahl mit den entsprechenden Brechungsindexen n_o bzw. n_{ao} bezeichnet. So kann eine Anpassung der Phasen erreicht werden, wenn z.B. die beiden Ausgangswellen als außerordentliche Strahlen, die Differenzfrequenzwelle jedoch als ordentlicher Strahl den Kristall durchlaufen, wie es in der Abbildung 5.20 angedeutet ist. In dieser Konfiguration erfahren alle beteiligten Strahlen den gleichen Brechungsindex und demzufolge die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit. Weiterhin ist es auch möglich, den Kristall so zu orientieren, dass seine optische Achse mit den einfallenden Strahlen einen Winkel Θ einschließt. Dadurch verändert sich der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls entsprechend [30]

$$\frac{1}{n_e(\Theta)} = \frac{\sin^2(\Theta)}{n_e} + \frac{\cos^2(\Theta)}{n_o}. \quad (5.80)$$

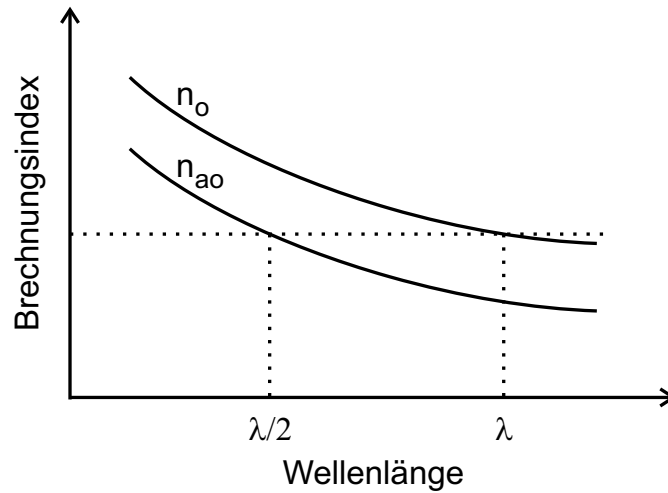


Abbildung 5.20.: Phasenanpassung mittels Doppelbrechung, wenn der ordentliche und ausserordentliche Strahl einen identischen Brechungsindex erfahren.

Der Parameter $n_{\bar{e}}$ ergibt sich dann zu $\Theta = 0$. Somit kann durch eine präzise Einstellung des Winkels Θ die Phasenanpassungsbedingung erfüllt werden, allerdings ist die Konversionseffizienz stark von der Einhaltung des korrekten Winkels abhängig. Weiterhin eignen sich hierfür auch nicht alle nichtlinearen Kristalle, denn es kann vorkommen, dass z.B. die Brechungsindexdifferenz zwischen den optischen Wellen und der Differenzfrequenz sehr groß ist.

5.6.2. Quasi-Phasenanpassung

Es existieren Kristalle, bei denen die vorherige Methode zur Phasenanpassung aus folgenden Gründen nicht angewendet werden kann: Sie besitzen entweder nur vernachlässigbare Doppelbrechungseigenschaften, oder sie weisen einen deutlich größeren nichtlinearen Koeffizienten auf, wenn alle beteiligten Wellen die gleiche Polarisation aufweisen [218]. In diesen Fällen muss auf eine andere Methode der Phasenanpassung zurückgegriffen werden. An dieser Stelle bietet sich die *Quasi-Phasenanpassung* (engl.: Quasi Phase Matching, QPM) an, bei der eine der optischen Achsen eines ferroelektrischen Kristalls in Bezug auf die laterale Position im Kristall periodisch invertiert wird. Die Invertierung führt zu einer Vorzeichenänderung des nl-Koeffizienten d_{eff} , mit einer Periodenlänge von Λ [218], wie in Abbildung 5.21 gezeigt ist. Dabei wird jeder d_{eff} -Bereich als Domäne bezeichnet. Die Breite der einzelnen Domänen sollte so gewählt werden, dass sie L_k entsprechen, d.h.

$$\frac{\Lambda}{2} = L_k = \frac{\pi}{\Delta k}, \quad (5.81)$$

denn dann erfolgt eine Invertierung von d_{eff} an der Stelle, wo der Übergang von der konstruktiven zur destruktiven Interferenz stattfindet. Es ergibt sich somit eine Konversionseffizienz, die sich mit der Kristalllänge periodisch akkumuliert, obgleich der unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten der drei Wellen. Wie bereits angedeutet, stellt der durchgezogene Verlauf in Abbildung 5.19 einen exemplarischen Verlauf dar.

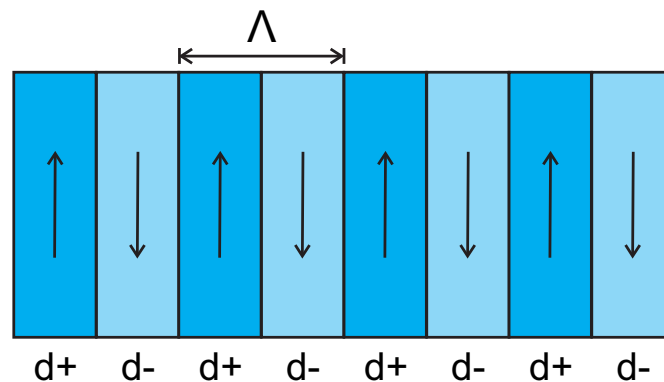


Abbildung 5.21.: Schematische Darstellung des mit der Periode Λ invertierten nl-Koeffizienten d zur Realisierung einer QPM in einem nl-Material.

5.7. Realisierung eines Zwei-Farben VECSELS

In diesem Unterkapitel wird die Realisierung eines VECSELS beschrieben, der zwei separate Moden (Farben) gleichzeitig emittieren kann. Dabei sind die beiden Moden spektral soweit voneinander separiert, dass sie für die Erzeugung einer Differenzfrequenz genutzt werden können, die im Frequenzbereich oberhalb von 600 GHz liegt. Hierbei wird Wert auf eine möglichst perfekte Überlagerung der beiden Moden und einer gewissen spektralen Durchstimmbarkeit gelegt, um eine deutlich größere Ausgangsleistung gegenüber bekannten Dauerstrich THz-Systemen, die auf photoleitenden Antennen basieren, zu erreichen.

Zu Beginn dieses Abschnittes wird auf den im Labor realisierten Laseraufbau, seine Funktionsfähigkeit sowie dessen Charakterisierung eingegangen. Im weiteren Verlauf wird der Zwei-Farben-Betrieb näher beschrieben.

5.7.1. Technische Daten

Der für die Umsetzung eines Zwei-Farben VECSELS verwendete und von der Arbeitsgruppe Theoretische Halbleiterphysik von Prof. Stephan W. Koch der Philipps Universität Marburg zur Verfügung gestellte Halbleiterchip besteht aus einer, durch InGaAs QWs strukturierten aktiven Zone, sowie einem Bragg-Spiegel aus 25 Schichten AlGaAs/AlAs. Die Materialauswahl ist so getroffen worden, dass der VECSEL ein Absorptionsmaximum bei 810 nm (Pumplaser) und ein Emissionsmaximum bei 980 nm besitzt. Das aktive Medium besitzt einen Verstärkungsbereich, der einen Bereich von $\pm 1,1$ nm um die zentrale Emissionswellenlänge abdeckt. Den Abschluss zur Luft bildet eine für die Emissionswellenlänge optimierte, reflexionsmindernde Schicht, die auch noch eingeschränkt bei der Pumpwellenlänge funktioniert. Neben dem optischen ist auch das thermische Design von großer Wichtigkeit, so wurde hier, wie bereits weiter oben angesprochen, das Substrat des VECSELS entfernt und durch eine SiC-Schicht mit verbesserter thermischer Leitfähigkeit ersetzt. Dieser Verbund aus Halbleiterstruktur und SiC ist zusammen mittels einer Indiumfolie auf einen Kupferblock montiert. Die gesamte Halterung ist in Abbildung 5.22 gezeigt. Dieser Kupferblock kann mit Hilfe eines Peltier-Elementes und einer Temperaturre-

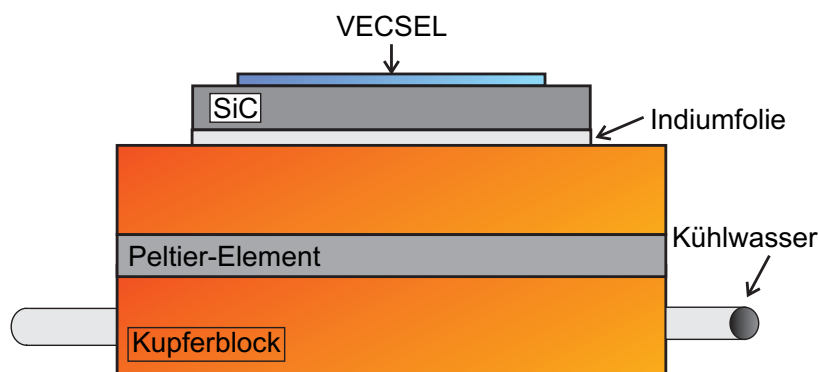


Abbildung 5.22.: Skizzierter Aufbau des VECSELS auf der temperaturstabilisierten Wärmesenke (Peltier-Element und Kühlwasseranschluss).

gelungseinrichtung auf eine vorgegebene Temperatur stabilisiert werden. Um die entstehende Abwärme des gesamten Aufbaus abzuführen, besitzt diese Halterung einen Anschluss für einen Kühlwasserkreislauf.

Als Pumplaser kam ein fasergekoppelter 35 W Diodenlaser der Firma Lissotschenko Mikrooptik, Dortmund, mit einer Emissionswellenlänge von 810 nm zum Einsatz. Der aus der Glasfaser ausgekoppelte Laserstrahl wird mit Hilfe einer kollimierenden und anschließend fokussierenden Optik zur Einstellung des Laserfleckdurchmessers auf den VECSEL gelenkt.

5.7.2. Aufbau

Linearer Resonator

Zu Beginn wird für erste Funktionstests ein linearer Resonator, bestehend aus einem konkaven Spiegel mit einer Brennweite von $r = 30$ cm und einer Reflektivität von $R = 97\%$ als einem Endspiegel und dem VECSEL eigenen Bragg-Spiegel als anderen begrenzenden Spiegel, aufgebaut. Eine Skizze dieses Aufbaus ist in Abbildung 5.23 gezeigt. Der Abstand zwischen VECSEL und Auskoppelspiegel beträgt in dieser Konfiguration 22,5 cm, da sich so der Laserfleck des Pumplasers, wie auch des VECSELS auf seiner Oberfläche bestmöglich überlappt und einen Durchmesser von ca. 420 μm aufweist. Die für den Wellenlängenbereich des Nah-Infrarots empfindliche Kamera und der Justierlaser dienen während des Aufbaus als Hilfsmittel und werden für den Betrieb später nicht mehr gebraucht. Eine ausführliche Beschreibung der Justierung dieses und des im weiteren Verlauf vorgestellten Resonators ist in [194] zu finden.

Mit diesem Aufbau kann sehr leicht der Einfluss der Haltertemperatur entsprechend der Theorie aus Abschnitt 5.3.4 auf die optische Ausgangsleistung aufgezeigt werden. In Abbildung 5.24(a) ist eine Verschiebung des Überrollpunktes mit steigender Haltertemperatur hin zu immer kleineren Ausgangsleistungen sichtbar. Weiterhin zeigt sich auch eine spektrale Rotverschiebung der Emissionslinie mit erhöhter Temperatur ($T_1 < T_2$) in Abbildung 5.24(b).

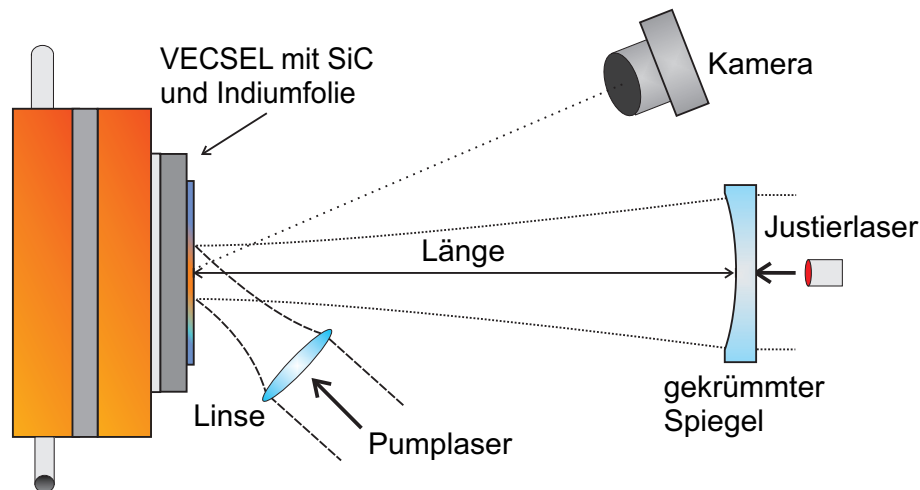


Abbildung 5.23.: Schematischer Aufbau zur Justierung der linearen Kavität. Die Kamera und der Justierlaser werden anschließend wieder entfernt.

V-förmiger Resonator

Die Effizienz des realisierten VECSELs lässt sich durch eine geringe Modifikation steigern, indem der lineare zu einem V-förmigen Resonator umgebaut wird, wie Abbildung 5.25 zeigt. Die Leistungskurve dieser Konfiguration ist ebenfalls in Abbildung 5.24(a) zu sehen. Nun wird der hemisphärische Resonator zwar weiterhin an einem Ende durch den bisher verwendeten konkaven Spiegel begrenzt, doch am anderen Ende ist ein planarer hochreflektierender (HR) Spiegel ($R = 99,8\%$) hinzugekommen. Der Bragg-Spiegel des VECSELs dient nur noch zur Umlenkung des Laserstrahls. Mit dieser Spiegelkonfiguration durchläuft ein Photon während eines Resonatorumlaufes die aktive Zone des VECSELs doppelt so häufig, wie bei einem linearen Resonator. Die Längen betragen $L_1 = 6\text{ cm}$ und $L_2 = 22\text{ cm}$, so ergibt sich wieder ein Laserfleckdurchmesser auf dem VECSEL von ca. $420\text{ }\mu\text{m}$, während sich die Strahltaile des

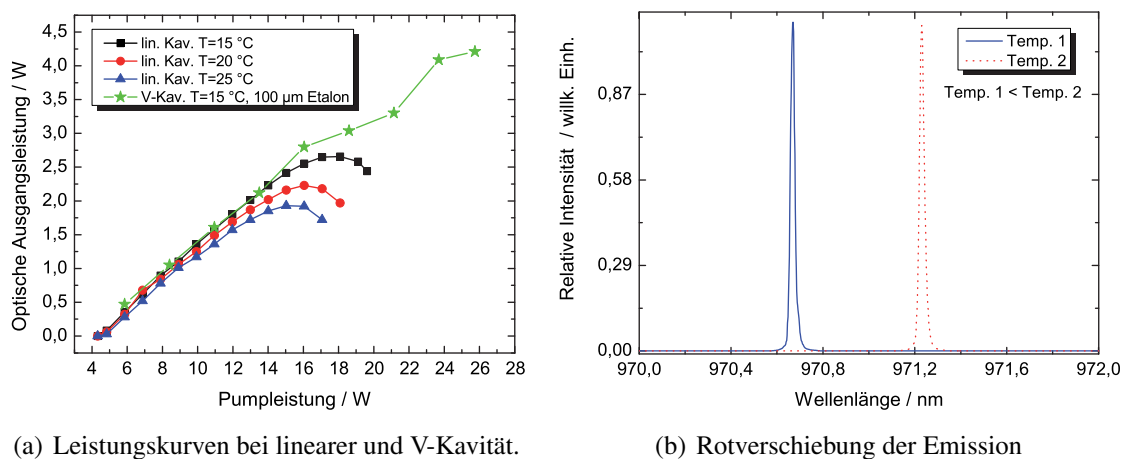


Abbildung 5.24.: Einfluss der Haltertemperatur auf die Höhe der optischen Ausgangsleistung und den entsprechenden Überrollpunkt. Bei einer Temperaturerhöhung zeigt sich eine Rotverschiebung der Emissionslinie.

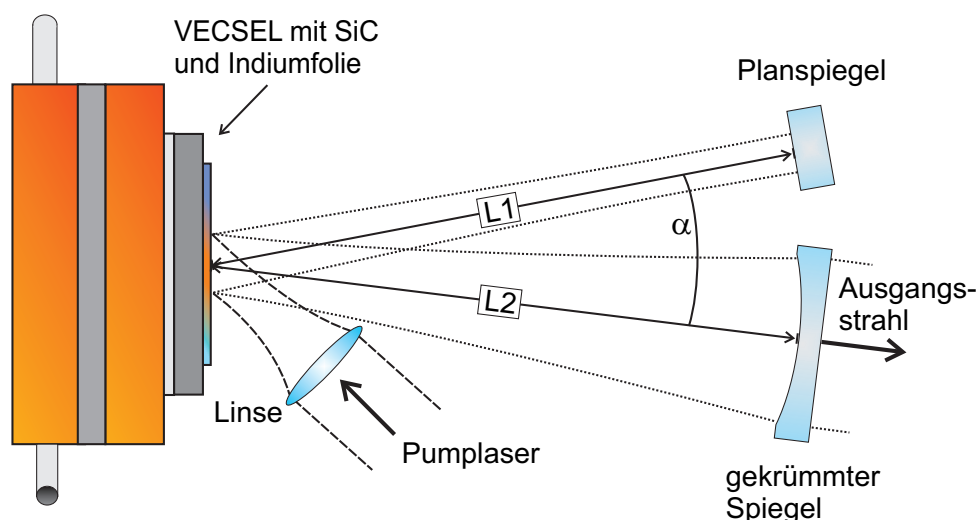


Abbildung 5.25.: V-förmiger VECSEL Resonator, welcher durch einen planen hochreflektierenden und den gekrümmten Auskoppelspiegel begrenzt wird. Die eingezeichneten Längen sind nicht maßstabsgetreu.

Resonators auf dem planaren Endspiegel befindet. Der eingeschlossene Winkel zwischen den beiden Resonatorarmen sollte einerseits so klein wie möglich sein, damit der Überlappfaktor und entsprechend die Effizienz möglichst groß ist. Andererseits bietet ein großer Winkel eine kleinere Modenselektion, hervorgerufen durch die Mikrokavität, was wiederum zu einem breiteren Spektrum führt. Als Kompromiss wurde ein Winkel von $\alpha = 4^\circ$ gewählt.

Zur Bestimmung der bereits erwähnten thermisch induzierten Rotverschiebung des Emissionsspektrums wurden mehrere Messungen bei konstanter Pumpleistung aufgenommen. Der folgende Graph (Abbildungen 5.26) stellt das Emissionsspektrum bei Temperaturen zwischen 10°C und 30°C dar. Zur besseren Darstellung wurden die einzelnen Spektren vertikal gegeneinander verschoben. Es zeigen sich Einbrüche der Amplitude durch Absorptionslinien der Luft, wie auch die Rotverschiebung des Spektrums mit steigender Temperatur. Hieraus ergibt sich die Verschiebungsrate wie folgt zu

$$c \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \approx 0,18 \frac{\text{nm}}{\text{K}}. \quad (5.82)$$

Das Ziel einer effizienten Erzeugung von schmalbandiger THz-Strahlung kann mit dieser Konfiguration noch nicht erreicht werden, denn dazu bedarf es noch eines spektralen Filters.

5.7.3. Zwei-Farben Emission

Zur Erzeugung von zwei einzelnen separierten Moden eignet sich ein Etalon als spektrales Filter, das bereits in Abschnitt 5.2.1 eingeführt wurde. Für erste Untersuchungen wurde auf Mikroskopdeckgläser zurückgegriffen, da diese in unterschiedlichen Materialstärken, wie auch bei einigen Exemplaren ausreichender Planparallelität der Facetten, kostengünstig verfügbar sind. Die planparallelen Oberflächen sind entscheidend, damit die Filterwirkung durch Interferenzeffekte zum Tragen kommen kann. Zu einem späteren Zeitpunkt können diese durch entsprechend

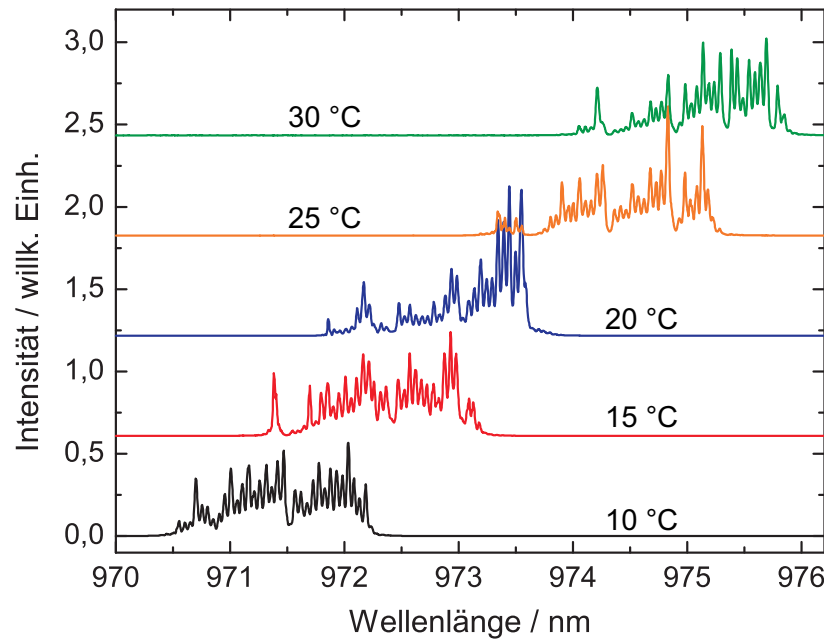


Abbildung 5.26.: Emissionsspektren des VECSELs in Verbindung mit einer V-Kavität bei Haltertemperaturen zwischen 10°C und 30°C. Die einzelnen Spektren sind vertikal gegeneinander verschoben.

hochwertige, jedoch kostenintensive Gläser ausgetauscht werden. Bei der hier vorgestellten Laserkonfiguration kommen zwei verschiedene Etalons zum Einsatz, deren Dicke 100 μm und 150 μm betragen und entsprechend einen freien Spektralbereich von 930 GHz bzw. 690 GHz aufweisen. Das Etalon wird nahe des planaren Endspiegels in den Resonator eingefügt, da hier die Wellenfront der Resonatormoden nahezu parallel ist. Dadurch ergeben sich Einfügeverluste von nur ca. 5 %. Durch die geringe optische Güte der Etalonfacetten ergibt sich dadurch ein Reflexionsfaktor einer Grenzschicht von nur 4 %. Die Transmissionsbereiche der Airy-Funktion sind dadurch spektral ausgedehnt. Eine schematische Darstellung der Superposition von Emissionsspektrum und der Transmissionskurve eines Etalons wurde bereits in Abschnitt 5.2.1 in Abbildung 5.5(c) vorgestellt. Mit Hilfe der Transmissionskurve können aus dem VECSEL-Spektrum zwei spektral sehr schmale Bereiche ausgeschnitten werden, d.h. die Laseremission findet nur noch in diesen beiden Wellenlängenbereichen statt, da alle anderen durch das Etalon unterbunden werden. In Abhängigkeit der spektralen Position des thermisch veränderlichen Emissionsspektrums zu den Transmissionsbereichen des Etalons kann es zu Veränderungen der herausgefilterten Amplituden kommen. Es ist möglich, so im Extremfall eine einmodige Emission zu erhalten. Eine gewisse Frequenzverschiebung kann durch ein geringes Verkippen des Etalons kompensiert werden. Diese Neigung hat noch einen zusätzlichen Einfluss, denn das Glasplättchen besitzt für die beiden Polarisationsrichtungen des Lasers eine unterschiedliche Reflektivität. Es lässt sich dadurch neben der Frequenzverschiebung auch die Polarisationsrichtung des Lasers einstellen, so dass auf ein Brewster-Fenster verzichtet werden kann.

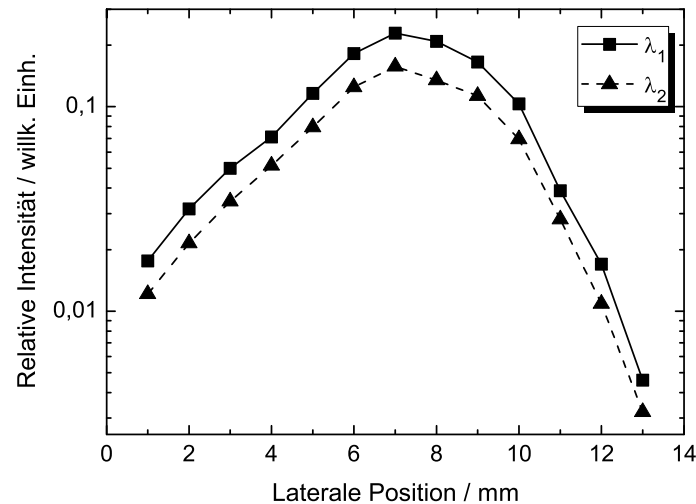


Abbildung 5.27.: Intensitätsverteilung der beiden Laserfarben senkrecht zum Laserstrahl. Es zeigt sich ein perfekter räumlicher Überlapp der beiden Farben.

5.7.4. Notwendige Bedingungen für DFG

Nach der Realisierung des Zwei-Farben VECSELS muss noch nachgewiesen werden, dass sich beide Farben sowohl räumlich als auch zeitlich überlappen. Zusätzlich müssen die Polarisationsrichtungen beider Farben identisch sein, was sich sehr einfach mit Hilfe eines Polarisationsfilters nachprüfen und bestätigen lässt.

Der räumliche Überlapp besitzt bei dieser Anwendung die gleiche Priorität, wie auch bei der Photomischung (vgl. Abschnitt 3.1), da die Effizienz der DFG mit dem räumlichen Überlappfaktor skaliert ist. Zur Untersuchung der Situation beim VECSEL wurde mit Hilfe eines fasergekoppelten Optischen Spektrumanalysators (OSA) die maximalen Intensitäten der beiden Farben als Funktion der lateralen Position vermessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.27 zu sehen. Es zeigt sich ein nahezu konstanter Abstand zwischen den Maximalwerten der beiden Emissionslinien, der von der Temperatur des VECSELS in Verbindung mit der Transmissionscharakteristik des Etalons beeinflusst wird. Der Verlauf der beiden Graphen zeigt einen sehr guten räumlichen Überlapp. Der zeitliche Überlapp der beiden Farben kann mit einem OSA nicht ermittelt werden, da dieser eine zu lange Integrationszeitkonstante aufweist und dadurch die beiden Laserlinien gleichzeitig erscheinen, obwohl sie zeitlich kurz nacheinander aufgetreten sein könnten. Eine eindeutige Methode zur Überprüfung kann mit einem nichtlinearen Material, in diesem Fall eines Beta-Bariumborat-Kristalls (BBO), erfolgen. Dieser Kristall eignet sich zur Frequenzverdoppelung der 980 nm Emissionswellenlänge, wozu er mit dem ausgekoppelten und fokussierten Laserstrahl mit einer optischen Leistung von 2 W bestrahlt wird. Es entsteht ein cyanfarbener Ausgangsstrahl, der mit dem OSA untersucht wird. Das Laserspektrum, wie auch das Emissionsspektrum des BBO-Kristalls sind in den Abbildungen 5.28(a) bzw. 5.28(b) dargestellt. Der cyanfarbene Strahl besteht aus drei Wellenlängenbestandteilen, den beiden frequenzverdoppelten (SHG) Linien $2\omega_1$ und $2\omega_2$ sowie der Summenfrequenz aus $\omega_1 + \omega_2$. Letztere kann nur entstehen, wenn beide Laserfarben gleichzeitig vorhanden sind.

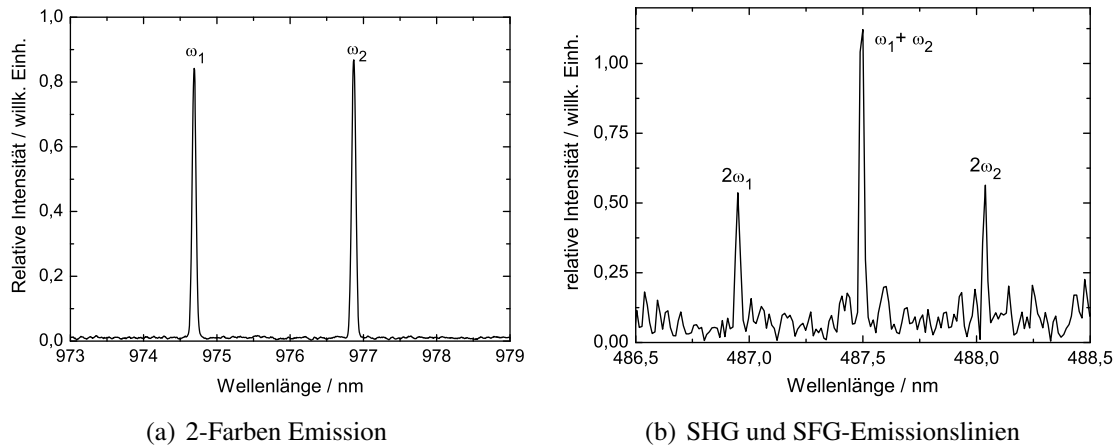


Abbildung 5.28.: 2-Farben Emissionsspektrum und das frequenzverdoppelte Spektrum mit SHG-Linien und SFG-Linie nach dem BBO-Kristall.

Als letztes wurden noch die zeitliche Stabilität der Ausgangsleistung sowie das Verhältnis der Maximalintensitäten der beiden Emissionsfarben zueinander vermessen. Beide Kurven sind in Abbildung 5.29 dargestellt. Es zeigen sich in der Leistungskurve kleine Einbrüche, die durch Vibrationen des Laseraufbaus hervorgerufen wurden. Gleiches gilt auch für das Intensitätsverhältnis, wobei hier auch thermische Schwankungen eine Rolle spielen, die zu einer gewissen Umverteilung der Leistung auf die beiden Laserlinien führen.

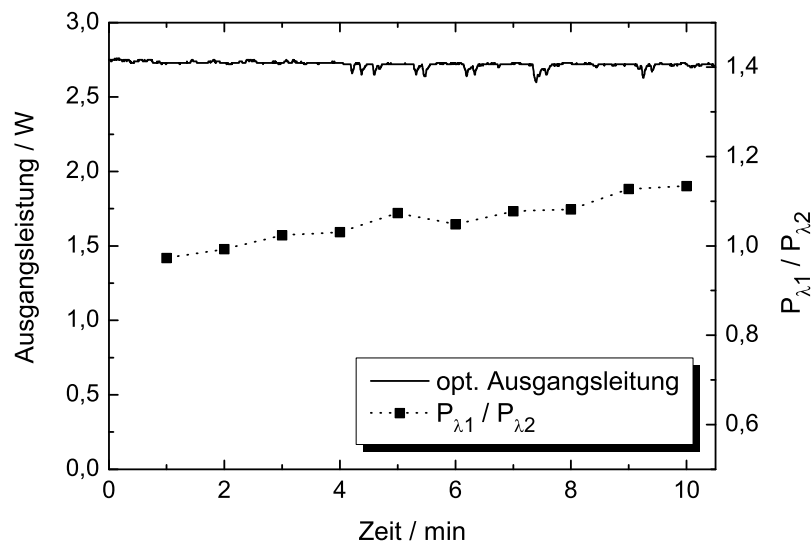


Abbildung 5.29.: Zeitliches Verhalten der optischen Ausgangsleistung und das Verhältnis der Spitzenintensitäten der beiden Laserfarben.

5.8. Parametrische THz-Erzeugung

In diesem Abschnitt wird die Umsetzung der parametrischen Erzeugung von THz-Strahlung mit Hilfe des in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Zwei-Farben-VECSELs in Verbindung mit einem nichtlinearen Kristall beschrieben. Dieses System bietet gegenüber anderen THz-Systemen, im speziellen elektronischen oder solchen, die auf photoleitenden Antennen basieren, den Vorteil, dass die Effizienz mit steigender Frequenz zunimmt. Des Weiteren ist es kontinuierlich durchstimmbar und verfügt über eine hohe Ausgangsleistung. Dabei muss es nicht wie z.B. QCL-Systeme mit flüssigen Gasen gekühlt werden, noch benötigt es teilweise sehr giftige Gase wie ein Fern-Infrarot-Laser [220]. In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Konfigurationsmöglichkeiten einer parametrischen THz-Quelle vorgestellt und anschließend das realisierte System experimentell charakterisiert.

5.8.1. Intensitätserhöhung

Für eine effiziente THz-Erzeugung ist eine hohe Intensität im nl-Kristall notwendig. Um diese zu erreichen, gibt es drei prinzipielle Möglichkeiten. Bei der ersten Methode wird der VECSEL gepulst betrieben. Das kann durch Modenverkopplung in Verbindung mit einem sättigbaren Absorber geschehen, um Impulse mit Halbwertsbreiten von einigen hundert Femtosekunden zu erzeugen. Allerdings entsteht durch die sehr kurzen Impulse ein THz-Signal mit einem breiten Spektrum von rund 50 GHz [27,221]. Es ist auch der Übergang hin zu Impulsbreiten von einigen Nanosekunden möglich, um so ein schmales THz-Spektrum zu erhalten. Jedoch sollte dann auf die thermische Stabilität des Gesamtsystems geachtet werden. Weiterhin sind der Pumpprozess bzw. etwaige Regelung des Impulsbetriebes des VECSELs aufwändiger. Dennoch gibt es damit bereits Anwendung zur Frequenzverdoppelung [214].

Die zweite Möglichkeit besteht in der stärkeren Fokussierung des Laserstrahls im nl-Kristall. Diese Methode bringt allerdings zwei entscheidende Nachteile mit sich. Erstens bedeutet eine starke Fokussierung auch eine gleichzeitig verkürzte Rayleighlänge und demzufolge ein kleineres Generationsgebiet im Kristall. Das wiederum führt zu einer stark divergenten THz-Strahlung, was die darauffolgende THz-Strahlführung aufwändig macht. Ein zweiter entscheidender Aspekt ist, dass die Zerstörschwelle eines Kristalls bei starker Fokussierung leicht überschritten werden kann, was zu reversiblen oder sogar irreversiblen Schäden führt. Es muss also ein Kompromiss zwischen den genannten Parametern gefunden werden, auch wenn dadurch die Effizienz deutlich reduziert wird.

Die beiden oben genannten Methoden beziehen sich in der Regel auf Laserkonfigurationen, bei denen sich der Kristall außerhalb des Resonators befindet. Wenn nun ein Kristall verwendet werden kann, der kaum Absorptionsverluste aufweist, so ist auch ein intrakavitärer Einsatz möglich. Dadurch kann die um ein Vielfaches höhere Intensität, die innerhalb des Resonators vorliegt und wie folgt definiert ist

$$I_{in} = 2 \frac{I_{out}}{1 - R}, \quad (5.83)$$

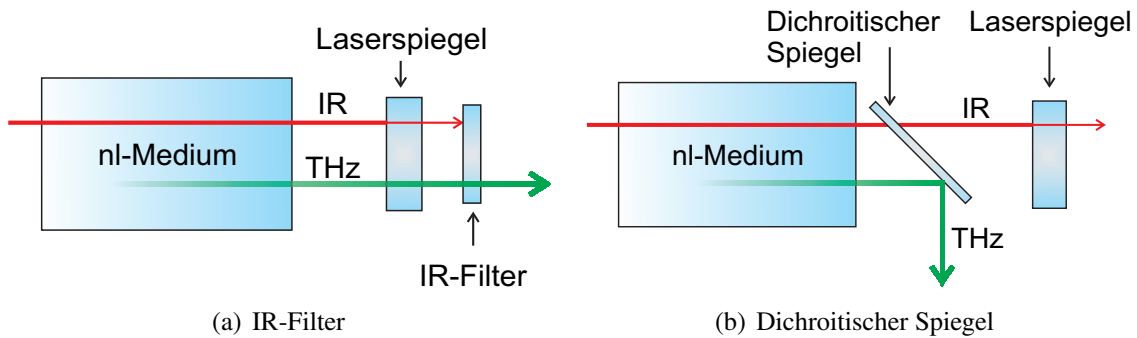


Abbildung 5.30.: Separierung der THz-Welle von dem IR-Laserstrahl in der kollinearen Anordnung mittels eines IR-Filters oder eines dichroitischen Spiegels.

genutzt werden. Die Variable R gibt dabei die Reflektivität des Auskoppelspiegels an, die Reflektivität des anderen Spiegels ($R = 0,998\%$) wird in diesem Fall zu 1 angenommen. Bei einem Auskoppelgrad von 3 % und einer Ausgangsleistung von 3 W ergibt sich so eine intrakavitäre Leistung von 200 W. Auf Grund dieser Tatsache wird auch bei der im Folgenden beschriebenen THz-Erzeugung auf diese Konfiguration zurückgegriffen. Es bietet sich in diesem Zusammenhang auch noch die Möglichkeit an, die resonatorinterne Leistung durch Verringern der Transmission des Auskoppelspiegels noch deutlich erhöhen zu können.

5.9. Intrakavitäre THz-Generation

THz-Strahlen, die in einem nl-Kristall innerhalb des Resonators erzeugt werden, verlaufen in kollinearer Anordnung zum erzeugenden optischen Laserstrahl. Dadurch ergibt sich das Problem der Separierung der beiden Strahlen, die auf zwei verschiedene Arten erfolgen kann. Bei der ersten Variante, wie in Abbildung 5.30(a) gezeigt, ist ein Laserspiegel nötig, der idealerweise den infraroten Laserstrahl vollständig reflektiert und den THz-Strahl ungeschwächt hindurch lässt. In der Praxis ist dieser Fall jedoch nicht gegeben. Ein typischer Laserspiegel weist nur eine Transmission für THz-Strahlung von etwa 10 % auf, wie mit einem Zeitbereichsspektrometer ausgemessen wurde. Somit ist diese Variante nicht anwendbar. Bei der zweiten Methode wird ein dichroitischer Spiegel in den Resonator eingebracht, der für die THz-Welle als Reflektor wirkt aber gleichzeitig den IR-Strahl nicht absorbieren sollte, wie in Abbildung 5.30(b) dargestellt ist. Das könnte z.B. ein mit Indiumzinnoxid (ITO) beschichtetes Glasplättchen sein. In der Anwendung zeigt sich aber eine zu hohe Absorption im infraroten Spektralbereich, so dass die Laseraktivität abbricht. Dennoch eignet sich diese Anordnung für eine analytische Beschreibung der THz-Generation.

5.9.1. Analytische Beschreibung

In Abschnitt 5.5.1 wurde eine vereinfachte Beschreibung der umgewandelten Leistung in einem nl-Kristall dargestellt. Dieses Vorgehen soll an dieser Stelle in Analogie dazu wiederholt wer-

den, wobei die für den realen Fall meist signifikante Absorption der nl-Kristalle berücksichtigt wird. Die folgenden Berechnungen zeigen die daraus resultierenden starken Abweichungen von den idealen Konversionseffizienzen.

In einem nl-Kristall der Länge L breiten sich die beiden optischen Wellen ω_1 und ω_2 in z -Richtung aus, so dass für die Differenzfrequenz gilt:

$$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2. \quad (5.84)$$

Die gegebenen Felder:

$$E_i(z) = A_i(z) \exp(-ik_i z) \exp(-\frac{\alpha_i}{2} z), \quad (5.85)$$

werden durch die Feldstärke E_i des Feldes i , dessen Amplitude A_i , sowie durch die Ausbreitungskonstante k_i und die Absorption α_i im Kristall dargestellt. Wird nun in Analogie zu Abschnitt (5.5.1) wieder die Annahme sich unwesentlich verändernder Eingangswellen getroffen, so können $A_1(z)$ und $A_2(z)$ als konstant angenommen werden. Daher wirkt sich nur noch die Absorption schwächend auf die Feldstärke aus. Auch an dieser Stelle wird wieder die Annahme der klein-veränderlichen Amplituden getroffen, um entsprechend die Gleichung (5.69) handhabbarer zu machen:

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = -i \frac{\omega_3^2}{c^2(k_3 - i\frac{\alpha_3}{2})} d_{eff} A_1 A_2 \exp(-i\Delta k z) \exp(-\frac{\alpha}{2} z). \quad (5.86)$$

Hierin sind die Wellenvektorfehlانpassung Δk sowie die resultierende Absorption α wie folgt enthalten:

$$\Delta k = k_1 - k_2 - k_3, \quad (5.87)$$

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3. \quad (5.88)$$

Dabei kann davon ausgegangen werden, dass die Absorption der IR-Wellen α_1 und α_2 gegenüber der Absorption der THz-Welle α_3 vernachlässigt werden kann.

Durch Integrieren der Gleichung (5.86) von $z = 0$ bis $z = L$ ergibt sich folgende Lösung:

$$A_3 = -i \frac{\omega_3^2}{c^2 \left[k_3 - i\frac{\alpha_3}{2} \right]} d_{eff} A_1 A_2 \left(\frac{\exp \left[(i\Delta k - \frac{\alpha}{2}) L \right] - 1}{i\Delta k - \frac{\alpha}{2}} \right). \quad (5.89)$$

Daraus kann mit Gleichung (5.72) die Leistungsflussdichte berechnet werden:

$$S_3 = \frac{2n_3}{n_1 n_2} \eta_0 \frac{\omega_3^4}{c^4 \left[k_3^2 + \frac{\alpha_3^2}{4} \right]} d_{eff}^2 S_1 S_2 \left(\frac{1 + \exp[-\alpha L] - 2 \exp \left[\frac{\alpha}{2} L \right] \cos[\Delta k L]}{\Delta k^2 + \frac{\alpha^2}{4}} \right). \quad (5.90)$$

Mit einem angenommenen gaußförmigen transversalen Profil der Wellen gilt für die Flussdichten eine radiale Abhängigkeit

$$S_i = \hat{S}_i \exp(-2 \frac{r^2}{r_{0,i}^2}), \quad (5.91)$$

wobei mit $\hat{S}_i$ die maximale Intensität und $r_{0,i}$ der Strahlradius bezeichnet werden. Die Relation zwischen Gesamtleistung und der maximalen Intensität ist durch folgenden Zusammenhang gegeben:

$$P_i = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \hat{S}_i \exp\left(-2\frac{r^2}{r_{0,i}^2}\right) dr d\varphi = \frac{\pi}{2} r_{0,i}^2 \hat{S}_i. \quad (5.92)$$

Liegt bei den IR-Wellen ein Strahldurchmesser von r_0 vor, so resultiert daraus für die THz-Welle auf Grund der Proportionalität zum Produkt S_1 und S_2 ein Strahldurchmesser, der um das $\sqrt{2}$ -fache kleiner ist als r_0 .

Aus den Gleichungen (5.90) und (5.92) ergibt sich unter Einbeziehung des Transmissionsfaktors T , der die Reflexionen an der Grenzfläche zwischen Kristall und Luft berücksichtigt, die erzeugte THz-Leistung wie folgt:

$$P_3 = T \frac{P_1 P_2}{\pi r_0^2} \frac{n_3}{n_1 n_2} 2\eta_0 \frac{\omega_3^4}{c^4 \left[k_3^2 + \frac{\alpha_3^2}{4} \right]} d_{eff}^2 \left(\frac{1 + \exp[-\alpha L] - 2 \exp\left[\frac{\alpha}{2} L\right] \cos[\Delta k L]}{\Delta k^2 + \frac{\alpha^2}{4}} \right). \quad (5.93)$$

In der Gleichung ist die für nichtlineare Konversionsprozesse typische quadratische Abhängigkeit von der Eingangsleistung enthalten, wobei ferner für den Fall $k_3 \gg \alpha_3$ gilt:

$$P_3 \propto \frac{\omega_3^4}{c^4 \left[k_3^2 + \frac{\alpha_3^2}{4} \right]} \approx \frac{\omega_3^4}{c^4 k_3^2} = \frac{n_3^2 \omega^2}{c^2}. \quad (5.94)$$

Aus dieser Proportionalität ist zu erkennen, dass die Konversionseffizienz sich annähernd quadratisch zur Mischfrequenz verhält. Anhand dieses Zusammenhanges wird sofort klar, dass die maximal erzielbare Effizienz für Konversionsprozesse im optischen Bereich von 500 THz um ein Vielfaches über der bei 1 THz liegt.

Der Einfluss einer variierenden Absorption ist anhand von Berechnungen in den Abbildungen 5.31(a) bis 5.31(c) dargestellt. Es zeigt sich, dass auch bei fehlender Phasenanpassung die Effizienz bei Erreichen der doppelten Kristalllänge nicht auf Null zurückgeht, da auch die destruktive Interferenz mit zunehmender Absorption geringer ausfällt. Weiterhin wird deutlich, dass die Absorption ab einer gewissen Kristalllänge zu einer Sättigung der Konversionseffizienz führt, weshalb für nl-Kristalle mit einer niedrigen Transparenz nur eine kurze Längsausdehnung sinnvoll ist. Allerdings beträgt die Leistung der Differenzfrequenz nur ein Bruchteil dessen, was ohne Absorption möglich wäre. Dennoch ist es möglich, die Ausgangsleistung bei Kristallen, die mindestens eine gewisse Transparenz aufweisen, deutlich zu erhöhen, indem der Kristall periodisch gepolt wird, wie bereits in Abschnitt 5.6.2 vorgestellt wurde. Dadurch kann eine Kompensation der Phasenfehlانpassung erfolgen, wodurch der nl-Koeffizient der Funktion

$$d_{eff}(z) = d_{eff,0} \operatorname{sgn} \left[\cos \left(2\pi \frac{z}{\Lambda_z} \right) \right] \quad (5.95)$$

folgt. Hierbei ist $d_{eff,0}$ der nl-Koeffizient des unveränderten Kristalls (vgl. Gleichung (5.62)), Λ_z die Polungsperiode und $\operatorname{sgn}(x)$ die Signumfunktion.

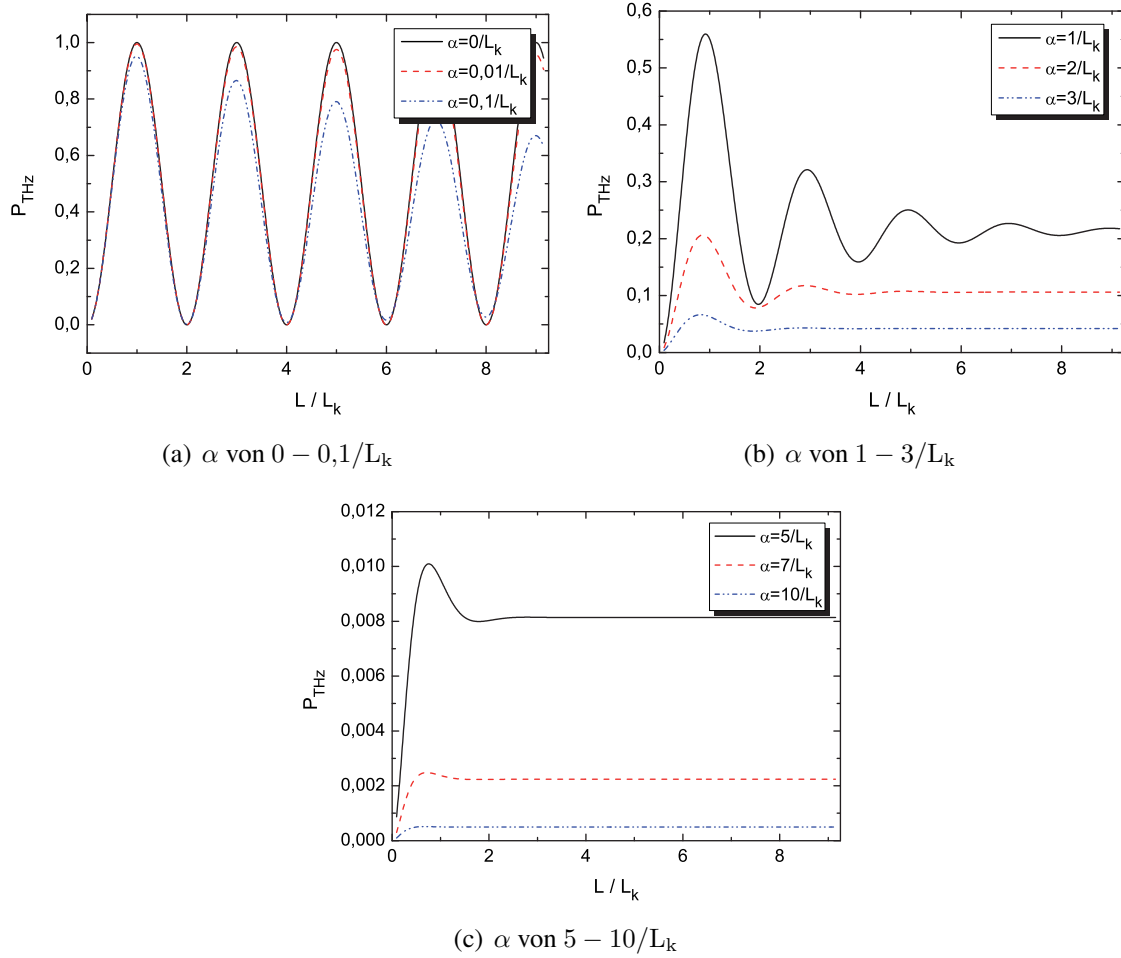


Abbildung 5.31.: Auswirkung der Absorption auf die Effizienz eines berechneten DFG-Prozesses in Abhängigkeit der Kristalllänge. In allen Fällen wurde die Leistung auf das absolute Maximum normiert.

Für eine analytische Beschreibung der neuen Situation mit einem periodisch gepolten Kristall wird die Gleichung (5.95) als Fourierreihe ausgedrückt

$$d_{eff}(z) = d_{eff,0} \frac{4}{\pi} \sum_{j=1}^{j_{Max}} \left[\frac{1}{2j-1} \sin \left(2\pi (2j-1) \frac{z}{\Lambda_z} \right) \right]. \quad (5.96)$$

Durch Verwendung dieses Ansatzes für den Fall einer Quasi-Phasenanpassung ergibt sich analog zu Gleichung (5.93) eine Lösung für die erzeugte THz-Leistung:

$$P_3 = T \frac{P_1 P_2}{\pi r_0^2} \frac{n_3}{n_1 n_2} 2\eta_0 \frac{\omega_3^4}{c^4 \left[k_3^2 + \frac{\alpha_3^2}{4} \right]} \left(\frac{4 d_{eff}}{\pi} \right)^2 F_z \quad (5.97)$$

mit

$$F_z = \sum_{j=1}^{j_{Max}} \left[\left(\frac{1}{2j-1} \right)^2 \cdot \left(\frac{1 + \exp[-\alpha L] - 2 \exp\left[\frac{\alpha}{2} L\right] \cos\left[\left(\Delta k - \frac{2\pi(2j-1)}{\Lambda_z}\right) L\right]}{\left(\Delta k - \frac{2\pi(2j-1)}{\Lambda_z}\right)^2 + \frac{\alpha^2}{4}} \right) \right] \quad (5.98)$$

Die Gleichung für F_z wird für die THz-Frequenz maximal, für die der Term

$$\Delta k - \frac{2\pi(2j-1)}{\Lambda_z} = 0 \quad (5.99)$$

ist, d.h. für die gewünschte THz-Frequenz muss Λ_z so gewählt werden, dass Gleichung (5.99) erfüllt ist. Durch die ungerade Periodizität der Reihenglieder mit ($j > 1$) ergeben sich auch Phasenanpassungen bei dem Dreifachen, Fünffachen usw. der gewünschten Frequenz. Aber auch hier begrenzt die Absorption die effektiv nutzbare Kristalllänge, wie die graphische Darstellung der Leistungsverläufe den Abbildungen 5.32(a) und 5.32(b) aufzeigen.

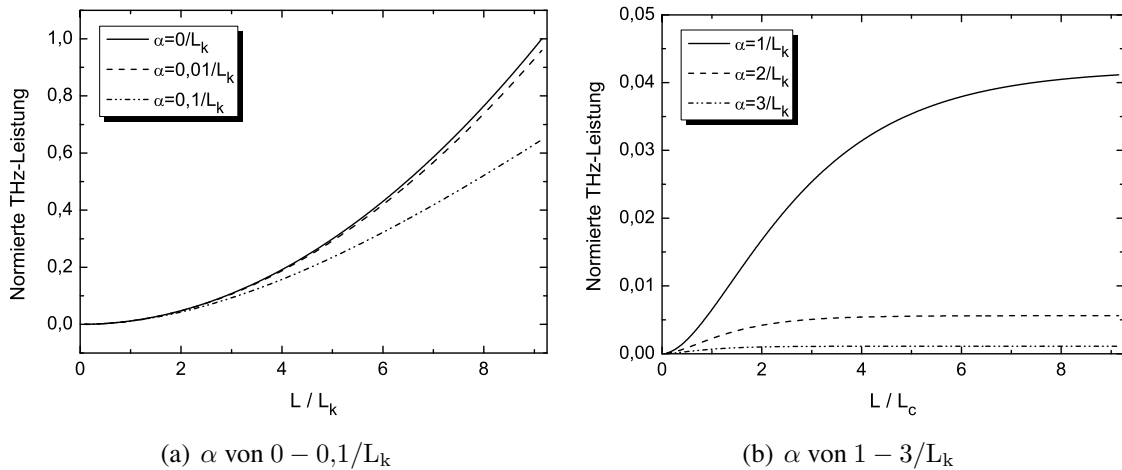


Abbildung 5.32.: Auswirkung der Absorption auf die Effizienz eines berechneten DFG-Prozesses bei perfekter QPM in Abhängigkeit der Kristalllänge. In allen Fällen wurde die Leistung auf das absolute Maximum normiert.

5.10. Nichtlineare Kristalle

Die folgende Tabelle 5.2 zeigt eine Übersicht der drei gängigsten nl-Kristalle. Dabei sind die wichtigsten Materialparameter der nl-Koeffizient d , die Absorption α und die *Konversionseffizienz* η bei perfekter Phasenanpassung. Bei Lithiumniobat LiNbO_3 ist eine Phasenanpassung durch Doppelbrechung auf Grund des großen Unterschiedes zwischen dem Brechungsindex für

	GaSe [222–224]	GaP [225–227]	LiNbO ₃ [223, 228, 229]
d (pm/V)	54	20	165
α (1/cm) bei 1 THz	10	$\sim 2,8$	≈ 18 bei 1 THz, ≈ 29 bei 1,5 THz
Effizienz η (nW/W ²)	0,95 bei 1,4 THz	0,85 bei 1,6 THz	1,3 bei 0,7 THz, 1,0 bei 1,0 THz
Phasenanpassung	Doppelbrechung	Doppelbrechung	QPM

Tabelle 5.2.: Vergleich der beiden periodisch gepolten Kristalle.

IR-Wellen von 2,1 und 5,2 μm für THz-Wellen [223] nicht möglich. Allerdings ist LiNbO₃ ein weitverbreitetes Material bei der Frequenzverdoppelung von IR-Wellen und ist daher in hoher optischer Qualität und präziser periodischer Polung erhältlich. Eine graphische Darstellung der simulierten Effizienzen für die drei Materialien ist in Abbildung 5.33 zu sehen. An dieser Stelle

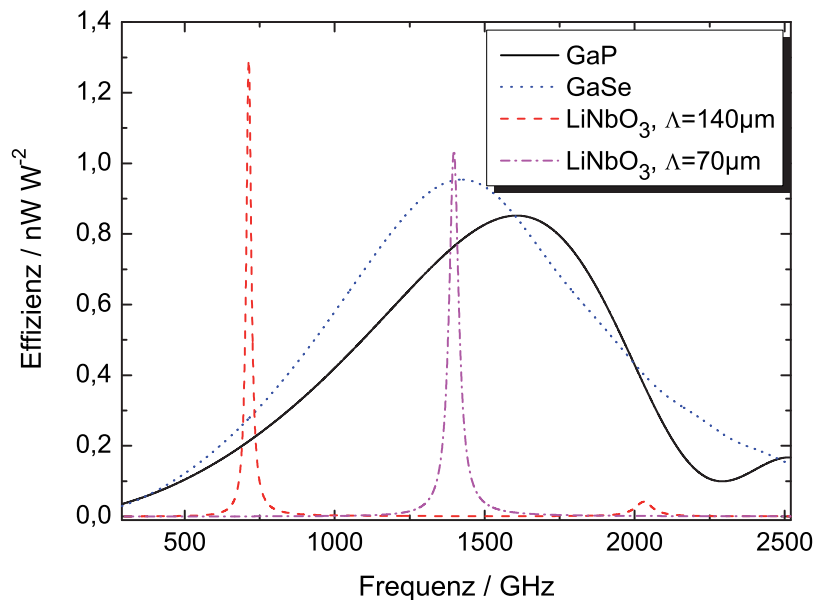


Abbildung 5.33.: Simulierte Konversionseffizienz verschiedener nichtlinearer Kristalle, für die eine Länge von $L = 10$ mm angenommen wurde.

soll noch darauf hingewiesen werden, dass sich die Effizienz mit steigender Frequenz erhöht, allerdings hemmt die deutlich höhere Absorption von LiNbO₃ diesen Effekt, so dass die Effizienz gegenüber der tieferen Frequenz leicht reduziert wird.

5.10.1. Oberflächenemittierende, periodisch gepolte Kristalle

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, besitzt LiNbO₃ zwar den höchsten nl-Koeffizienten und die geringste Absorption im IR-Wellenlängenbereich, dafür aber die höchste Absorption im THz-Bereich. Um diesen Nachteil zu überwinden, kann der Kristall so strukturiert werden, dass

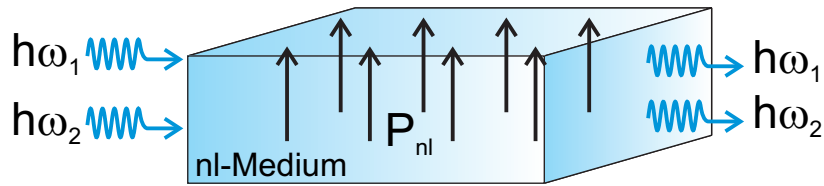


Abbildung 5.34.: Eindimensional strukturierter nl-Kristall, bei dem auf Grund der Phasenanpassung die nichtlineare Polarisation wie eine Phased-Array Antenne wirkt.

die Abstrahlrichtung der THz-Welle orthogonal zu der Ausbreitungsrichtung der optischen Wellen liegt. Wenn nun der Laserstrahl nahe einer Kristalloberfläche innerhalb des Kristalls geführt wird, kann der Weg der THz-Welle auf unter 1 mm reduziert und dementsprechend die Absorption minimiert werden. Das hätte noch einen weiteren Vorteil, da nun keinerlei Maßnahmen getroffen werden müssten, um den THz-Strahl, wie bei der kollinearen Anordnung, von dem optischen Laserstrahl zu separieren. Allerdings erweitert sich durch die oberflächenemittierende Anordnung das Emissionsgebiet zu einer Ellipse, so dass anspruchsvollere THz-Optiken zur Strahlformung verwendet werden müssen.

Eindimensionale Strukturierung

Diese Art der Strukturierung wurde bereits in [230] vorgestellt. Die nl-Polarisation im Kristallvolumen dient als Quelle des THz-Feldes, so dass das Quellengebiet als eine Art Phased-Array Antenne aufgefasst werden kann, wie Abbildung 5.34 veranschaulicht. Dabei tritt destruktive Interferenz der Wellenanteile in Abstrahlrichtung auf, wenn der Laserstrahldurchmesser im Material größer als die dortige halbe THz-Wellenlänge [230] ist. Die führt zu einer Abnahme der Effizienz.

Zweidimensionale Strukturierung

Bei dieser Form der Strukturierung existiert zusätzlich zu der Periode in Ausbreitungsrichtung der IR-Wellen noch eine weitere, dazu senkrechte, in Propagationsrichtung der THz-Welle. Diese kompensiert die destruktive Interferenz bei sonst zu großen Laserstrahldurchmessern. Ohne diese Einschränkung ist es möglich, insgesamt höhere Intensitäten im Laserresonator zu verwenden, ohne die Zerstörschwelle des Kristalls zu überschreiten. Eine zweidimensionale Strukturierung kann auf zwei gleichwertige Arten realisiert werden [230]. Die erste Variante ist eine schachbrettartige Struktur (Abb. 5.35(a)), die andere eine geneigte Streifenstruktur (Abb. 5.35(b)).

5.10.2. Analytische Beschreibung

In diesem Abschnitt wird das abgestrahlte THz-Feld in analoger Weise zu Abschnitt 5.5.2 analytisch im Fernfeld berechnet.

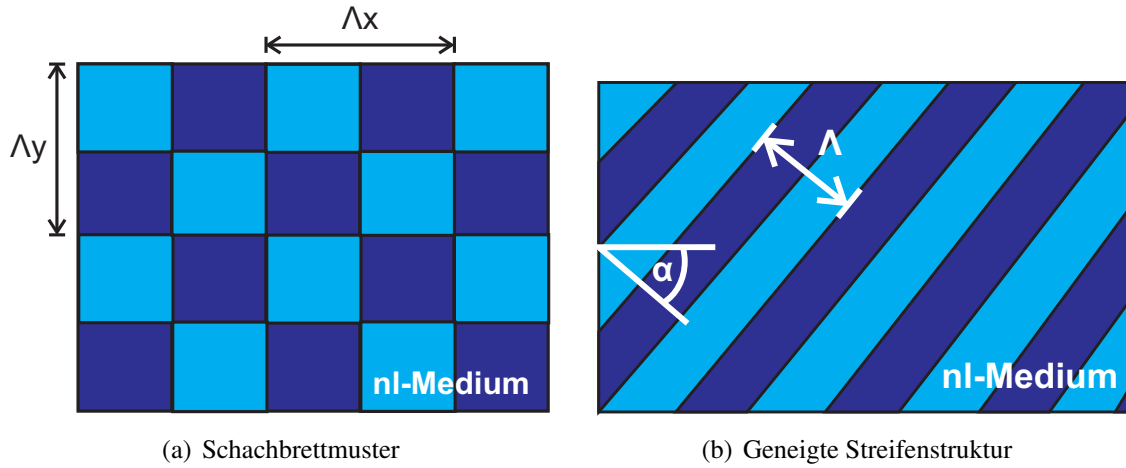


Abbildung 5.35.: Zweidimensionale Invertierung der Kristalldomänen, realisierbar mit zwei unterschiedlichen Ansätzen.

Es wird dazu gemäß [219] das Vektorpotential $\vec{A}$ einer Stromverteilung $\vec{J}$ an der Position $\vec{r}$ im Fernfeld bestimmt (vgl. Gleichung (5.74))

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi R} \exp(-i\vec{k}\vec{r}) \int \int \int \vec{J}(\vec{r}') \exp(+i\vec{k}\vec{r}') dV'. \quad (5.100)$$

Das elektrische Feld ergibt sich nach [219] zu

$$E_{\vartheta}(r) = -i\omega\mu_0 A_{\varphi}(r) \quad (5.101)$$

und

$$E_{\varphi}(r) = -i\omega\mu_0 A_{\vartheta}(r). \quad (5.102)$$

In der Skizze in Abbildung 5.36 sind die einzelnen Winkel und Vektoren eingezeichnet. Der Koordinatensystemursprung befindet sich am Eintrittsort des Laserstrahls in den Kristall. Wie dargestellt, breiten sich zwei in z-Richtung linear polarisierte IR-Wellen mit den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 in x-Richtung aus. Das E-Feld der im Kristall der Länge L generierten THz-Welle

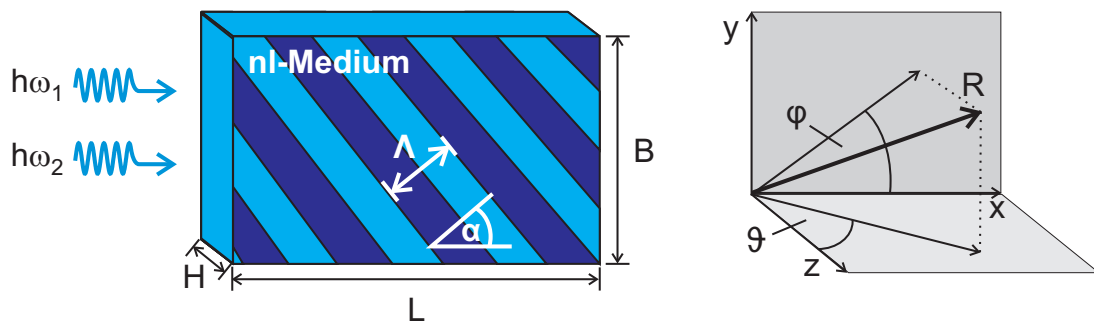


Abbildung 5.36.: Ein nl-Kristall mit schräger, periodisch gepolter Struktur. Der Ursprung des Koordinatensystems mit den Winkeln φ und ϑ befindet sich am Eintrittsort des Laserstrahls in den Kristall. Die Abstrahlung der THz-Welle erfolgt aus der oberen und unteren Kristallfläche.

wird im Abstand $\vec{R}$ beobachtet. Wie im Abschnitt 5.10 bereits erwähnt, gelten bei LiNbO_3 unterschiedliche Brechungsindizes für IR- und THz-Wellen, die hier mit n_{IR} bzw. n_{THz} bezeichnet werden. Daher ist es auch zweckdienlich, Winkelindizes für Material (ϑ_M, φ_M) und Luft ϑ_L, φ_L einzuführen.

Im Kristall wird durch die IR-Wellen eine nl-Polarisation $\vec{P}^{(nl)}$ hervorgerufen

$$\vec{P}^{(nl)}(\omega, \vec{r}) = P^{(nl)}(\omega, \vec{r}) \vec{e}_z = 2\epsilon_0 d_{eff}(\vec{r}) E_1(\vec{r}) E_2(\vec{r}) \vec{e}_z, \quad (5.103)$$

woraus eine Stromdichte $\vec{J}$ resultiert, die nur eine z-Komponente besitzt

$$J_z(\vec{r}) = i\omega P^{(nl)}(\vec{r}). \quad (5.104)$$

Wird nun wieder für die IR-Wellen ein gaußförmiges transversales Strahlprofil angenommen, so gilt:

$$E_i(\vec{r}) = E_i \exp\left[-\frac{z^2}{r_z^2}\right] \exp\left[-\frac{y^2}{r_y^2}\right] \exp\left[-i\frac{\omega_i n_{IR}}{c}x\right]. \quad (5.105)$$

In diesem Fall ergibt sich aus den Gleichungen (5.100) – (5.105) die relevante ϑ_L -Komponente des E-Feldes zu:

$$\begin{aligned} E_{\vartheta_L}(\vec{R}) = & \frac{2\omega_3^2 \sin(\vartheta_L) E_1 E_2}{c^2 4\pi R} \int \int \int d_{eff}(\vec{r}) \exp\left[-2\frac{z^2}{r_z^2}\right] \\ & \cdot \exp\left[-2\frac{y^2}{r_y^2}\right] \exp\left[-i\left(\frac{\omega_3 n_{IR}}{c} - \vec{k}\right)x\right] dV'. \end{aligned} \quad (5.106)$$

Der enthaltene Wellenvektor wird am sinnvollsten in Kugelkoordinaten ausgedrückt:

$$\vec{k} = k_x + k_y + k_z, \quad (5.107)$$

$$k_x = k \sin(\vartheta_M) \cos(\varphi_M), \quad k_y = k \sin(\vartheta_M) \sin(\varphi_M), \quad k_z = k \cos(\vartheta_M), \quad (5.108)$$

$$k = \frac{\omega_3 n_{THz}}{c}. \quad (5.109)$$

Wird nun die eingangs erwähnte zweidimensionale Strukturierung angenommen

$$d_{eff}(x, y) = d_{eff,0} \operatorname{sgn}\left[\cos\left(2\pi \frac{x}{\Lambda_x}\right)\right] \operatorname{sgn}\left[\cos\left(2\pi \frac{y}{\Lambda_y}\right)\right], \quad (5.110)$$

mit den Lösungen der Integrale in Gleichung (5.101)

$$\int_{-L/2}^{L/2} \exp[i\Delta k_x x] \exp[-iK_x x] dx = L \operatorname{sinc}\left[\frac{L}{2}(\Delta k_x - K_x)\right], \quad (5.111)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[ik_y y] \exp[-iK_y y] \exp\left[-2\frac{y^2}{r_y^2}\right] dy = \sqrt{\frac{\pi}{2}} r_y \exp\left[-\frac{(k_y - K_y)^2}{8} r_y^2\right], \quad (5.112)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[ik_z z] \exp\left[-2\frac{z^2}{r_z^2}\right] dz = \sqrt{\frac{\pi}{2}} r_z \exp\left[-\frac{k_z^2}{8} r_z^2\right], \quad (5.113)$$

folgt daraus die Lösung für das abgestrahlte E-Feld

$$E_{\vartheta_L}(\vec{R}) = \frac{4\omega_3^2 \sin\vartheta_L d_{eff} E_1 E_2 \exp(-i\vec{k}\vec{R})}{c^2 \pi^2 R} r_y r_z F_x F_y F_z, \quad (5.114)$$

$$F_x = L \operatorname{sinc} \left[\frac{L}{2} (\Delta k_x - K_x) \right], \quad (5.115)$$

$$F_y = \exp \left[-\frac{(k_y - K_y)^2}{8} r_y^2 \right], \quad (5.116)$$

$$F_z = \exp \left[-\frac{k_z^2}{8} r_z^2 \right], \quad (5.117)$$

$$\Delta k_x = \frac{\omega}{c} [n_{IR} - n_{THz} \sin(\vartheta_M) \cos(\varphi_M)]. \quad (5.118)$$

Die relevante Leistungsflussdichte kann wie in Abschnitt 5.5.1 für die Leistungsbestimmung verwendet werden:

$$S_r(\vec{R}) = \frac{n_{THz}}{2\eta_0} T(\varphi_M, \vartheta_M) \left| E_{\vartheta}(\vec{R}) \right|^2. \quad (5.119)$$

Mit dem Term $T(\varphi_M, \vartheta_M)$ wird der winkelabhängige Transmissionsfaktor (siehe auch Gleichung (3.34)) beschrieben. Durch eine einfache Oberflächenintegration kann aus der Strahlungsdichte die emittierte Leistung berechnet werden:

$$P_{THz} = \oint \oint S_r(\vec{R}) dA. \quad (5.120)$$

Um die Leistung bestimmen zu können, bietet sich eine numerische Aufintegration über das vom Detektor erfasste Gebiet an, wie Abbildung 5.37 zeigt. Der räumliche Erfassungsbereich wird durch die Winkel $\Delta\varphi_L$ und $\Delta\vartheta_L$ aufgespannt, wobei ersterer senkrecht zur Bildebene steht und daher in der Zeichnung nicht zu sehen ist. Geschehen kann dies beispielsweise mit beliebiger Genauigkeit bei entsprechend hinreichend kleiner Diskretisierung über:

$$P_{THz} \approx R^2 \sum_{\Delta\varphi_L} \left[\sum_{\Delta\vartheta_L} [S_r(R, \varphi_L, \vartheta_L) \sin(\vartheta_L) d\varphi_L d\vartheta_L] \right]. \quad (5.121)$$

5.10.3. Verwendeter Kristall

Für die weiteren Untersuchungen werden Lithiumniobat-Kristalle mit sehr hoher optischer Qualität und eingebrachter geneigter Polungsstruktur verwendet, da diese bei gleicher Wirkungsweise wie die schachbrettartige Struktur deutlich wirtschaftlicher herzustellen ist. Solche schräg gepolten LiNbO₃-Kristalle werden auch als *TPPLN* (engl.: *Tilted Periodically Poled Lithium Niobate*) bezeichnet. Mit Hilfe dieser intrinsischen Struktur kann eine zweidimensionale QPM (x- und y-Richtung) erzielt werden.

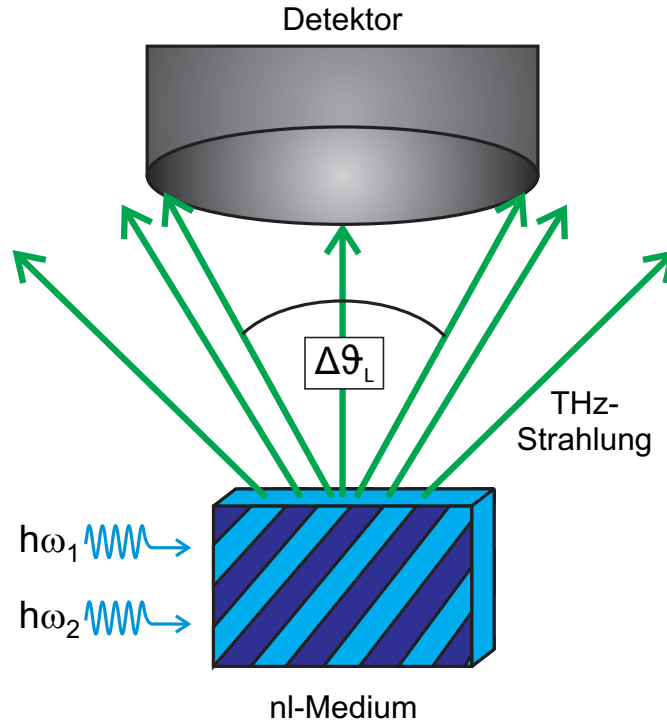


Abbildung 5.37.: Die vom nl-Kristall emittierte Strahlung wird auf Grund des Divergenzwinkels ϑ nur zum Teil vom Detektor aufgefangen.

Für eine vorgegebene senkrechte Abstrahlung bedeutet dies, dass aus den Gleichungen (5.115) und (5.116):

$$K_x = \frac{\omega}{c} n_{IR}, \quad (5.122)$$

und

$$K_y = \frac{\omega}{c} n_{THz}, \quad (5.123)$$

folgen.

An dieser Stelle sei auf die Folgerung aus der Gleichung (5.108) hingewiesen, dass die Ausbreitungsrichtung der IR-Wellen die effektive Wellenvektorkomponente der THz-Welle beeinflusst. Daraus resultiert in gewissen Grenzen eine Quasi-Phasenanpassung auch für solche THz-Frequenzen, für die die Polungsperiode nicht optimiert wurde. Allerdings ist damit auch eine Emission verbunden, die nicht mehr senkrecht zur Oberfläche orientiert ist.

Die beiden Gleichungen (5.122) und (5.123) werden durch die Polungsparameter

$$\alpha_\Lambda = \text{atan}\left(\frac{n_{THz}}{n_{IR}}\right), \quad (5.124)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_{THz}}{n_{IR}} \cos(\alpha_\Lambda) = \frac{\lambda_{THz}}{n_{THz}} \sin(\alpha_\Lambda), \quad (5.125)$$

erfüllt. Die Wellenlänge der erzeugten THz-Strahlung im Freiraum wird durch λ_{THz} beschrieben.

Anhand der berechneten Polungsperiode und unter Beachtung der Materialparameter aus [223] werden zwei Kristalle verwendet, die die folgenden, in der Tabelle 5.3 zusammengefassten, Eigenschaften aufweisen (vgl. dazu Abbildung 5.36). Zusätzlich wurden jeweils die beiden

	Kristall 1	Kristall 2
Differenzfrequenz	690 GHz	930 GHz
Λ_K	80 μm	58 μm
$\alpha_{\Lambda,K}$	67,2 °	67,2 °
Länge (L) x Breite (B) x Höhe (H)	10 mm x 5 mm x 1 mm	

Tabelle 5.3.: Vergleich der beiden periodisch gepolten Kristalle.

Facetten der Kristalle mit einer reflexionsmindernden Schicht für die IR-Wellen versehen. Als Besonderheit wurde darüber hinaus das LiNbO_3 -Material mit 5 % MgO dotiert, um den sog. *photorefraktiven Effekt*, also einer teils irreversiblen lokalen Änderung des Brechungsindex durch hohe Feldstärken, zu verringern. Bei einem undotierten Kristall kann dieser Effekt nur durch Aufheizen des Kristalls auf hohe Temperaturen um 150 °C vermieden werden, damit die Resonatormode nicht gestört wird [231]. Eine starke Erwärmung erhöht jedoch die Absorption [232] und erfordert einen größeren Aufwand bei der Temperaturstabilisierung des Kristalls. Bei dotierten Kristallen kann auf eine starke Erwärmung verzichtet werden.

5.10.4. Simuliertes Emissionsverhalten

Bei den folgenden Simulationsergebnissen wurde eine gleichverteilte Leistung für die beiden IR-Wellen angenommen, sowie deren Strahlverlauf dicht an der Kristalloberfläche, so dass die Absorption der THz-Welle vernachlässigt werden kann.

Bei der ersten Simulation wird ein Auffangwinkel von $\pm 90^\circ$ angenommen und ein Durchmesser des IR-Strahls von 150 μm . Die Effizienz über der Frequenz ist für beide LiNbO_3 -Kristalle in Abbildung 5.38(a) gezeigt. Die weiteren lokalen Maxima bei höheren Frequenzen resultieren aus den höheren Reihengliedern der Gleichung 5.97 aus Abschnitt 5.9.1. Durch die geometrischen Abmessungen der Kristalle ergibt sich eine winkelabhängige Leistungsverteilung entsprechend der Ausdehnung des Generationsgebietes. In Abschnitt 5.10.1 wurde bereits der Vergleich des Generationsgebietes zu einer Phased-Array Antenne herangezogen und so emittiert der Kristall entlang der langen Kristallachse ($L=10\text{ mm}$) ein nahezu kollimiertes Strahlungsfeld. Entlang der dazu senkrechten Achse weist das Generationsgebiet jedoch nur eine Ausdehnung von 150 μm auf, die durch den Radius des IR-Strahls gegeben ist. Daher ist der THz-Strahl in dieser Ebene sehr divergent. Diese beiden charakteristischen Verläufe sind als normierte Leistung über den Raumwinkeln in den Abbildungen 5.38(b) und 5.38(c) zu sehen. Weiterhin sind in diesen Bildern zwei weitere Verläufe für Frequenzen gezeigt, die von der Designfrequenz von 680 GHz abweichen. Wie bereits oben erwähnt, liegt nun eine andere Phasenanpassung vor, wodurch sich die Abstrahlrichtung besonders über den Winkel φ ändert. In der Realität ist jedoch nur ein schmalerer Auffangwinkel möglich, so dass die Effizienz vom Auffangwinkel abhängt, wie Abbildung 5.38(d) zeigt. Die Sättigung bei großen Winkeln wird durch die Divergenz der THz-Welle hervorgerufen. Ebenso ist die Effizienz vom IR-Strahlradius

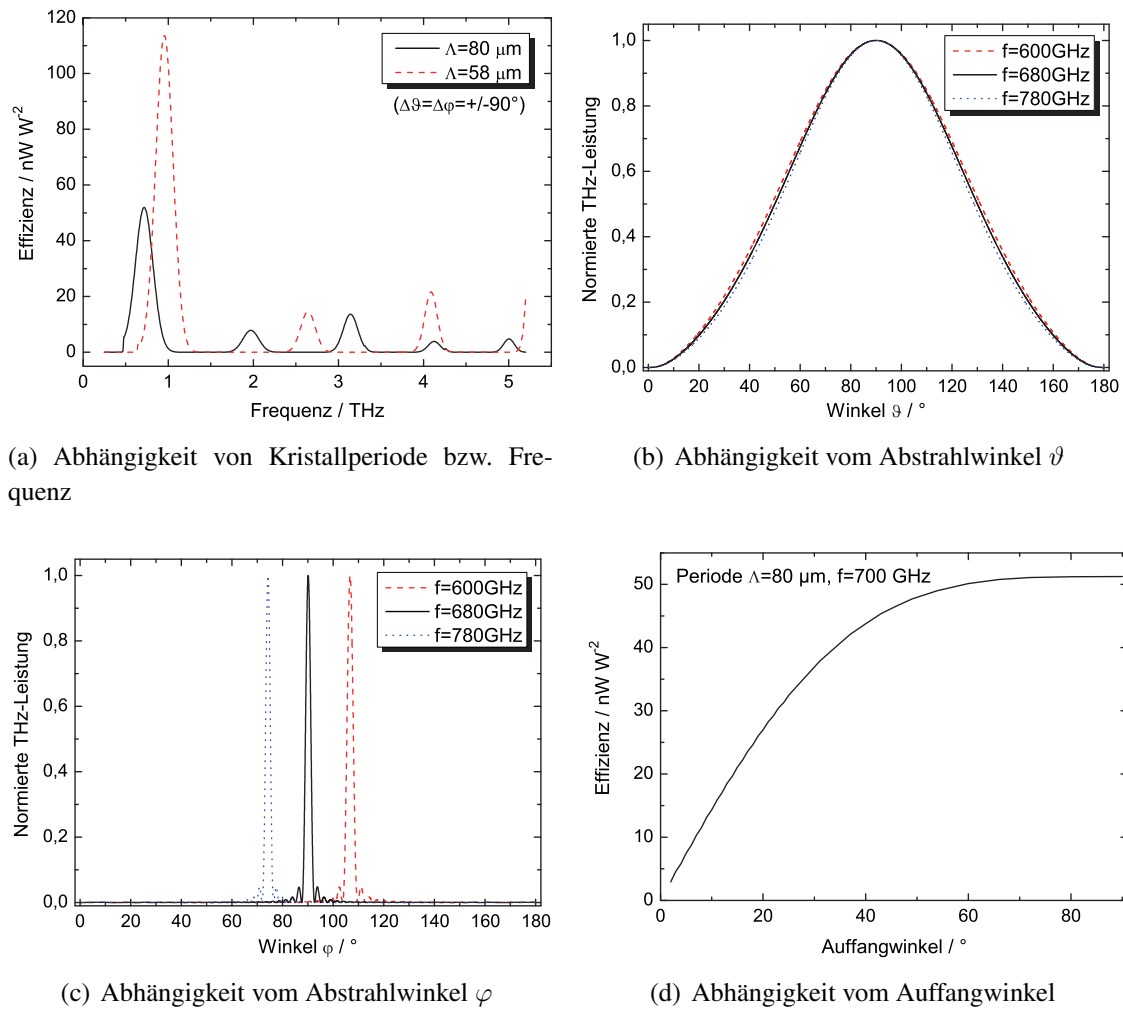


Abbildung 5.38.: Simulierte Konversionseffizienzen von einem bzw. zwei TPPLN-Kristallen mit Polungsperioden von $\Lambda = 80 \mu\text{m}$ und $\Lambda = 58 \mu\text{m}$. Es bestehen Abhängigkeiten von der Frequenz, von dem Auffangwinkel des Detektors, wie auch eine frequenzabhängige Abstrahlcharakteristik bei den beiden Raumwinkeln ϑ und φ .

abhängig, dessen Verläufe für zwei verschiedene Auffangwinkel in Abbildung 5.39(a) gezeigt sind. Zu beachten ist eine weitere Einschränkung, denn für einen Auffangwinkel von $\pm 30^\circ$ bedeutet eine Verschiebung der Differenzfrequenz eine Begrenzung der nutzbaren Bandbreite, wie Abbildung 5.39(b) verdeutlicht. Ebenso führt ein verringerter IR-Strahlradius zwar zu einer höheren Intensität im Kristall und damit zu einer höheren generierten THz-Welle, jedoch wirkt sich die damit verbundene Vergrößerung der Strahldivergenz kontraproduktiv auf die Effizienz aus.

5.10.5. Praktische Realisierung

Die parametrische THz-Quelle wird mit einer V-förmigen Laserkavität realisiert (vgl. Abschnitt 5.7.2). Die beiden Resonatorarme schließen einen Faltungswinkel von 4° ein und sind $5,5 \text{ cm}$

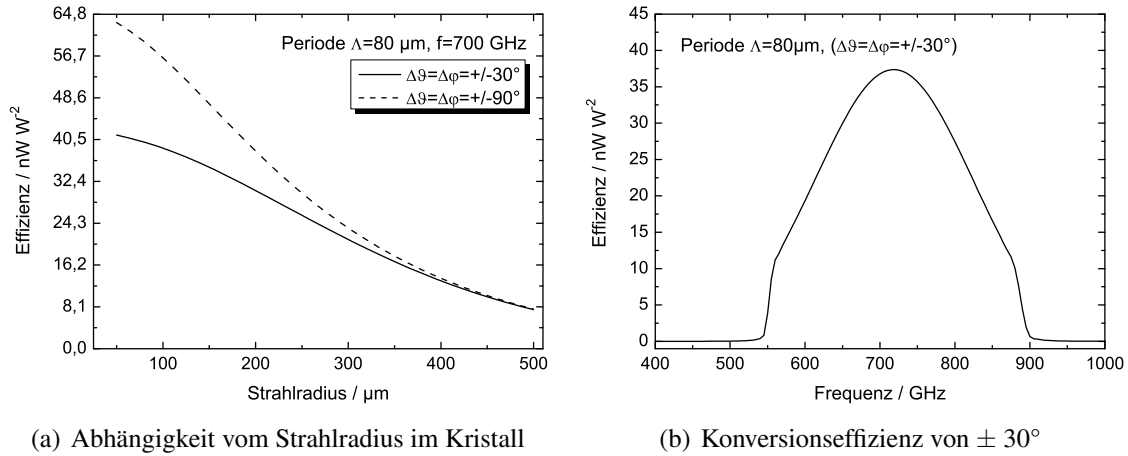


Abbildung 5.39.: Simulierte Konversionseffizienzen eines TPPLN-Kristalls in Abhängigkeit vom Radius des Laserstrahls innerhalb des nl-Kristalls und die Reduzierung der nutzbaren Bandbreite des emittierten Signals bei verringertem Auffangwinkel des Detektors.

bzw. 22 cm lang. Der Kristall wird 1 cm vor dem planaren Spiegel im kurzen Resonatorarm auf einem Metallsockel positioniert, da die Lasermode an dieser Stelle einen Radius von ca. $125 \mu\text{m}$ besitzt. Dieser wird mit Hilfe einer Temperaturregelung und eines Peltier-Elementes auf 50°C erwärmt, um den photorefraktiven Effekt im Kristall zu kompensieren. Zur Vermeidung von mechanischen Schäden am Kristall wird der Aufheiz- bzw. Abkühlungsprozess mit einer Temperaturänderung von 5°C pro Minute durchgeführt. Eine Übersichtsskizze mit allen Bestandteilen ist in Abbildung 5.40 dargestellt. Zur Strahlformung der emittierten THz-Welle werden zwei verschiedene Linsen verwendet. Erstere ist eine zylindrische Linse aus PE mit einem Radius von $R = 5 \text{ mm}$ und einer Brennweite von $f = 9,6 \text{ mm}$. Sie wird in einer Entfernung von $9,5 \text{ mm}$ zum Kristall platziert und kollimiert den divergenten Strahl entlang des Generationsgebietes. Nach weiteren 250 mm folgt eine asphärische Linse gleichen Materials mit einer Brennweite von $f = 120 \text{ mm}$, die nun den Strahl in den 120 mm entfernten Detektor fokussiert.

Als Detektor wird ein Bolometer verwendet, wie es bereits in Abschnitt 3.1.2 beschrieben wurde. Für eine Leistungsabschätzung wurde mit einem Bolometer an einem FIR-Gaslaser, welcher eine Emissionslinie bei $2,52 \text{ THz}$ besitzt und eine annähernd bekannte Leistung abgibt, ein Umrechnungsfaktor ermittelt. Der daraus resultierende Umrechnungsfaktor wurde zu

$$U_{\text{Bolo}} = 1 \text{ mV} \cong P = 1,56 \mu\text{W} \quad (5.126)$$

bestimmt. Um störende thermische Strahlung herauszufiltern, wurde bei allen Messungen ein Siliziumwafer vor der Detektorapertur angebracht. Die damit verbundenen Reflexionsverluste von 50% wurden als Korrekturfaktor bei den Messungen berücksichtigt. Zusätzlich wurden alle Messungen mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers durchgeführt. Eine Beschreibung der Justierung und Hilfestellungen zum Auffinden des Signals sind in [194] zu finden.

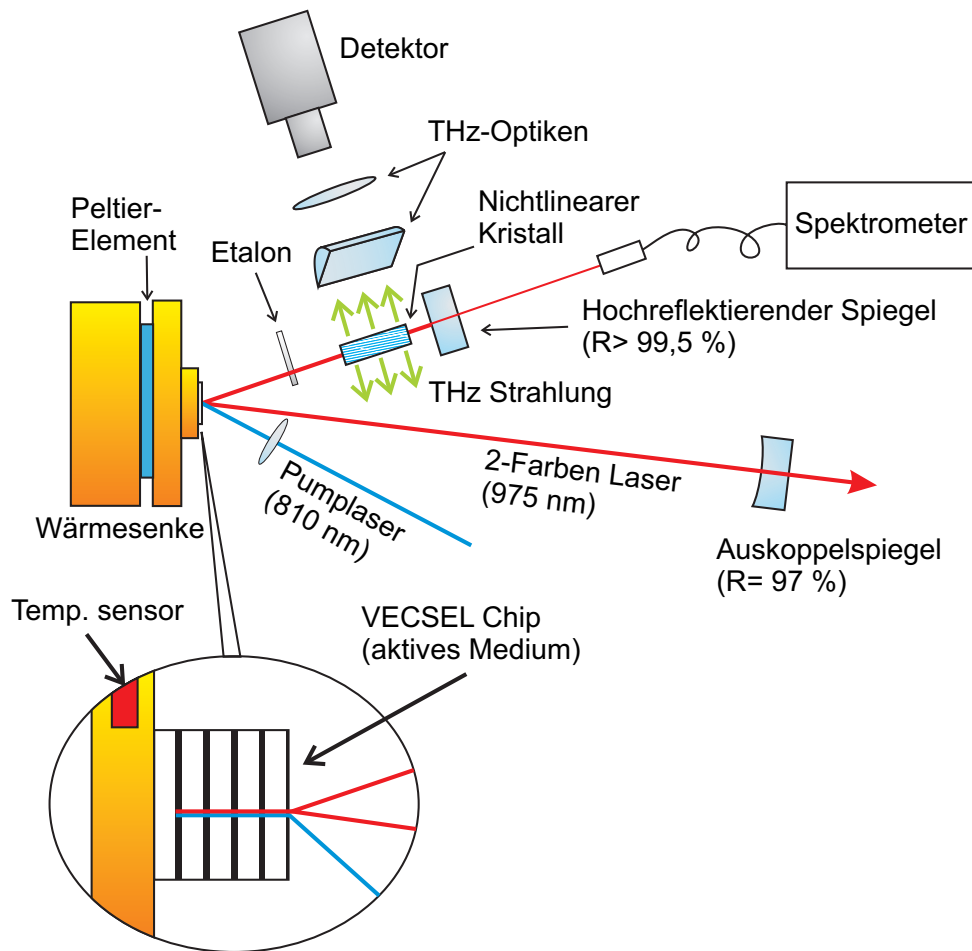


Abbildung 5.40.: Skizze des Aufbaus mit allen Komponenten.

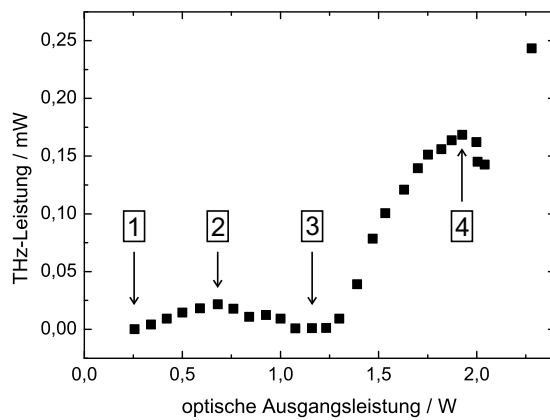
5.11. Ergebnisse

Die im folgenden Abschnitt vorgestellten Messresultate entstanden im Laufe von mehreren Entwicklungsschritten. Die ersten Ergebnisse konnten mit einer noch nicht optimierten THz-Strahlformung bestehend aus zwei asphärischen Linsen gewonnen werden. Nach anschließender Verbesserung der THz-Optiken durch Verwendung einer zylindrischen Linse ließ sich eine Leistungssteigerung erzielen, die nach einem weiteren Entwicklungsschritt nochmals gesteigert werden konnte. Generell ist noch anzumerken, dass die bei den folgenden Ergebnissen angegebene THz-Leistung lediglich eine Abschätzung darstellt und eine große Unsicherheit um den geschätzten Faktor 10 beinhalten kann.

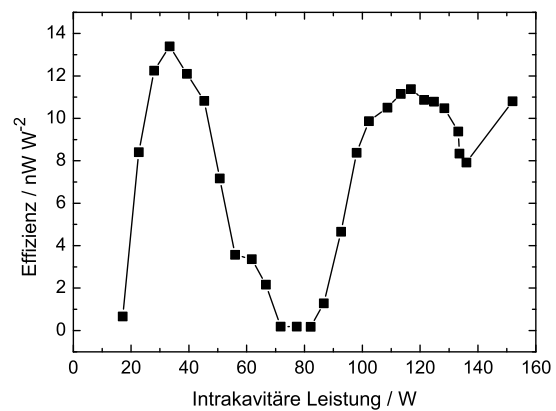
5.11.1. Konfiguration mit zwei asphärische Linsen

Die erste Linsenkonfiguration zur Strahlformung der THz-Welle bestand aus zwei asphärischen Linsen, wodurch sich nur ein geringer Teil der emittierten THz-Strahlung zum Detektor führen ließ. Allerdings konnte so relativ einfach die Funktion des Gesamtsystems überprüft werden. Die erste Messung zeigt die detektierte THz-Leistung als Funktion der optischen Ausgangsleis-

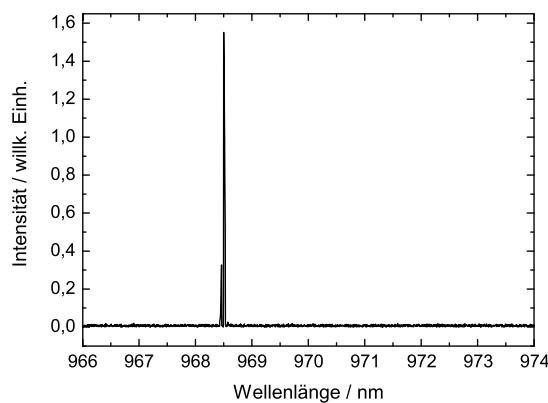
tung in der Abbildung 5.41(a). Die Einbrüche der THz-Leistung im Bereich der optischen Ausgangsleistung bei 0,25 W und um 1,15 W rühren von einer Ein-Farben-Emission des Lasers her,



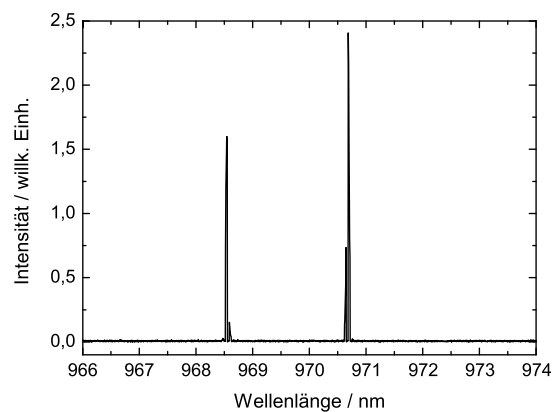
(a) THz-Ausgangsleistung mit markierten exemplarischen Spektren



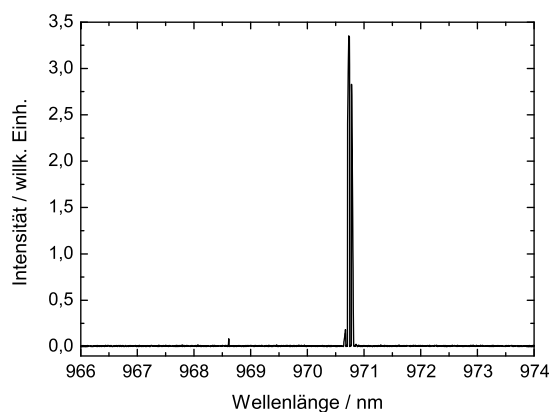
(b) Berechnete Konversionseffizienz



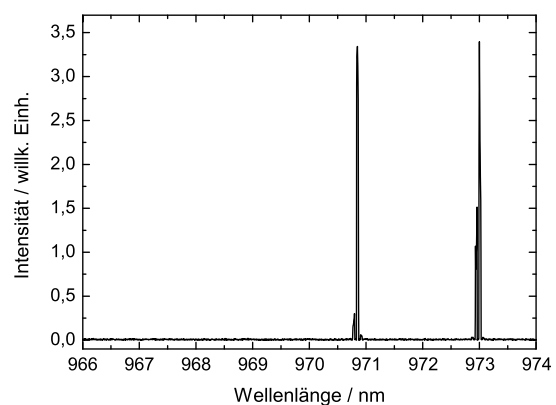
(c) Spektrum an Position 1



(d) Spektrum an Position 2



(e) Spektrum an Position 3



(f) Spektrum an Position 4

Abbildung 5.41.: THz-Ausgangsleistung sowie berechnete Konversionseffizienz bei einer Systemkonfiguration mit zwei asphärischen Linen. Weiterhin sind vier exemplarische Laserspektren gezeigt, aus denen hervorgeht, dass kein Streulicht des Lasers den Detektor erreicht.

wie in den Abbildungen 5.41(c) und 5.41(e) zu sehen ist. Dieses wird auch aus der berechneten Konversionseffizienz deutlich und beweist, dass es sich bei dem gemessenen Signal um eine THz-Welle handelt und das Messergebnis nicht durch überlagerte Streustrahlung des Lasers beeinflusst wird. An den Positionen „2“ und „4“ der Messkurve, an denen die optischen Spektren der Abbildungen 5.41(d) und 5.41(f) gemessen wurden, liegt eine 2-Farben Emission vor. Bei langsamer Leistungssteigerung zeigt sich am Punkt „4“ der Überrollpunkt des Lasers, ab dem sich die Ausgangsleistung bei steigender Pumpleistung rapide verringert. Der letzte Messpunkt bei $P_{opt} = 2,3$ W konnte nur kurzzeitig und erst nach einer kurzen Abkühlungsphase erreicht werden.

Unter der Verwendung eines einfachen Quarzglasplättchens als Etalon, ergibt sich durch den Brechungsindex von Quarz mit $n = 1,54$ ein Reflexionsfaktor einer Grenzschicht zu $R = 0,045$. Trotz dieses geringen Reflexionsfaktors und dem entsprechend sehr niedrigen Wert für den Finesse-Koeffizienten (vgl. Gleichung (5.36)) von $F = 0,197$, resultiert daraus eine bereits schmale, theoretische Halbwärtsbreite der THz-Emission, wie folgende Rechnung basierend auf dem Spektrum der Abbildung 5.41(f) zeigt. Die Breite der beiden lorentzförmigen Laserlinien kann, begrenzt durch die Auflösung des optischen Spektrumanalysators, zu

$$\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = 0,03 \text{ nm} \quad (5.127)$$

bestimmt werden. Die Gesamtbreite der THz-Emission berechnet sich aus der Faltung der beiden Laserlinien. Die resultierende THz-Linie weist ebenfalls ein lorentzförmiges Profil mit einer Breite, die auf Grund der Invarianz der Lorentzfunktion gegenüber der Faltung eine Halbwärtsbreite zu

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2 = 0,06 \text{ nm} \quad (5.128)$$

besitzt, auf. Bei einer Mittenwellenlänge von $\lambda_0 = 971,9$ nm folgt aus

$$f = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} c = 19 \text{ GHz} \quad (5.129)$$

eine Halbwärtsbreite der THz-Emission von 19 GHz. Dieser Wert konnte jedoch aus Mangel an einem THz-Fabry-Pérot Interferometer nicht experimentell bestätigt werden. Es ist aber zu erwarten, dass durch die Verwendung eines hochwertigeren Etalons mit stärker reflektierenden Oberflächen eine noch deutliche spektrale Einengung der generierten THz-Emissionslinie erzielbar sein sollte, bei der im Extremfall nur noch zwei Lasermode miteinander im nl-Medium wechselwirken würden.

In der Abbildung 5.41(b) ist die aus der Messkurve der Abbildung 5.41(a) berechnete Effizienz über der intrakavitären Leistung dargestellt. Diese Konversionseffizienz ergibt sich aus der THz-Leistung P_{THz} und der intrakavitären, optischen Leistung P_{ik} . Letztere kann aus der optischen Ausgangsleistung über die Gleichung (5.83) bestimmt werden:

$$\eta_{THz} = \frac{P_{THz}}{P_{ik}^2} = \frac{P_{THz}}{P_{out}^2} \frac{(1 - R)^2}{4}. \quad (5.130)$$

Bei höheren Leistungen, im Bereich von 120 W, erreicht die Effizienz nicht mehr das Niveau wie bei geringeren intrakavitären Leistungen um 35 W. Das ist auf eine Mehrfarben-Emission

des Lasers bei höheren Leistungen zurückzuführen, wie das optische Spektrum in Abbildung 5.42 beweist. In dieser Situation verteilt sich die Leistung auf mehrere Farben, so dass die

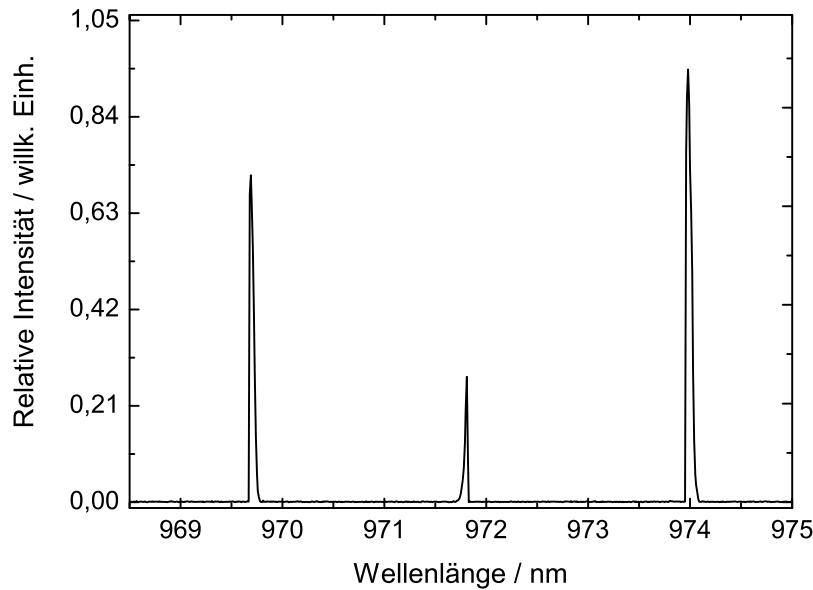


Abbildung 5.42.: Herabsetzung der Konversionseffizienz bei Pumpleistungen um 24 W durch aufkommen einer dritten Farbe.

Konversionseffizienz sinkt. Die generierte Differenzfrequenz von ca. 690 GHz kann aus dem Spektrum durch den Abstand zweier benachbarter Emissionslinien zueinander bestimmt werden.

5.11.2. Konfiguration mit zylindrisch- und asphärischen Linsen

In diesem Verbesserungsschritt wurde die dem Kristall benachbarte asphärische Linse durch eine im Vorfeld berechnete zylindrische Linse mit den in Abschnitt 5.10.5 genannten Parametern ersetzt. Daraufhin wurde die Messreihe in gleicher Weise, wie schon bei der vorherigen Linsenkonfiguration, wiederholt. Das Messergebnis und die entsprechend berechnete Konversionseffizienz sind in Abbildung 5.43(a) bzw. 5.43(b) gezeigt. Es ist eine nahezu vierfache THz-Leistung messbar, die im Maximum annähernd 1 mW beträgt. Auch hier sind die durch die Ein-Farben-Emission bedingten Einbrüche im Messverlauf zu sehen. Hinzu kommt in diesem Fall eine etwas verbesserte Justierung des Laseraufbaus, wodurch die intrakavitäre Leistung gegenüber der vorherigen Messung leicht erhöht ist.

Im Vergleich zu der im vorherigen Abschnitt simulierten Effizienz von $\eta_{THz,sim}=37 \text{ nW/W}^2$, ergibt sich in dieser Anordnung, wo davon ausgegangen werden kann, dass der Auffangwinkel der Zylinderlinse bei ca. $\pm 30^\circ$ liegt, ein gemessener Wert von etwa $\eta_{THz,mes}=34 \text{ nW/W}^2$. Die geringe Abweichung der beiden Werte ist auf eine nicht perfekte Justierung, sowie auf gewisse Absorptionsverluste innerhalb des Kristalls zurückzuführen. Im Vergleich zu Effizienzen, die in der Literatur zu finden sind [25, 233, 234], zeigt sich bei den hier bestimmten Leistungswerten

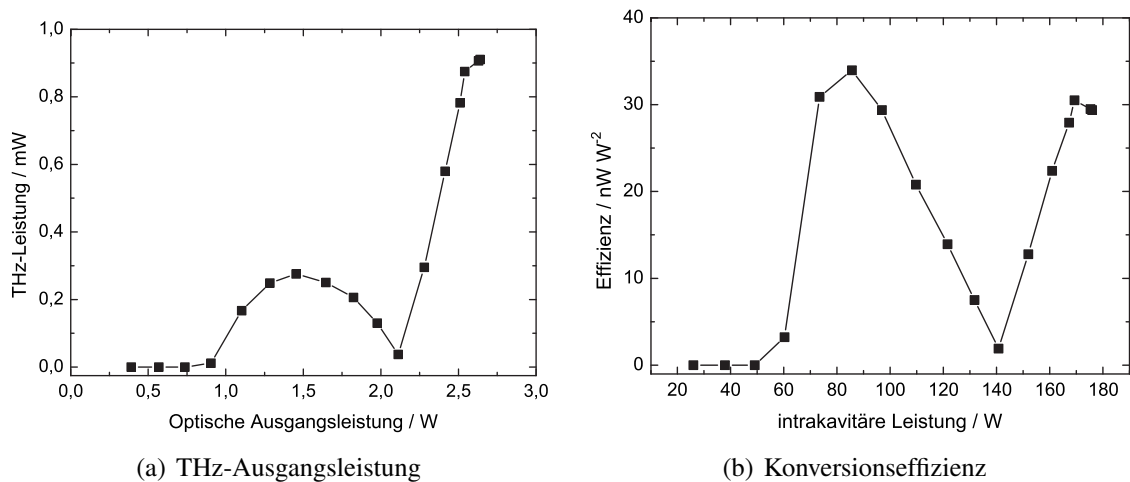


Abbildung 5.43.: Erzielbare Ausgangsleistung und die damit verbundene berechnete Konversionseffizienz bei der Konfiguration mit einer zylindrischen und einer asphärischen Linse.

der gezeigten Messungen eine recht gute Übereinstimmung, da sie in der gleichen Größenordnung liegen. Daher darf davon ausgegangen werden, dass die zu Grunde liegende Abschätzung recht realistisch ist.

5.11.3. Resonator mit externer Rückkopplung

Im dritten Verbesserungsschritt wurde die Möglichkeit validiert, ob ein Auskoppelspiegel mit höherer Reflektivität eine Steigerung der THz-Leistung durch Erhöhung der Intensität im Kristall bewirkt. Als Vorversuch wurde dazu ein zusätzlicher hochreflektierender, konkaver Spiegel so außerhalb des Resonators platziert, dass er den ausgekoppelten Laserstrahl exakt zurückreflektiert und mit der Resonatormode überlappt. Eine Skizze dieser Spiegelkonfiguration ist in Abbildung 5.44 dargestellt. Durch diese Maßnahme konnte die Laserschwelle von 5,0 W auf

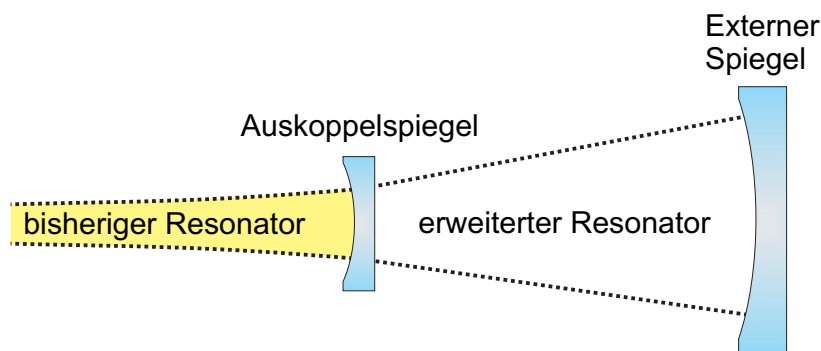


Abbildung 5.44.: Um einen zusätzlichen hochreflektiven konkaven Spiegel erweiterter VECSEL-Resonator zur Erhöhung der intrakavitären Leistung.

2,9 W Pumpleistung reduziert werden. Im Anschluss wurde die vorherige Messreihe wiederholt, jedoch konnte nun die THz-Leistung nicht über der optischen Ausgangsleistung aufgetra-

gen werden, da letztere nicht mehr messbar war. Als neue Bezugsgröße dient der Strom des Pumpasers.

Mit dieser Konfiguration ist nur ein instabiler Laserbetrieb möglich, was sich anhand eines schwankenden Emissionsspektrums äußert. Dennoch war für jeden Pumpstrom ein kurzzeitiger Zwei-Farben-Betrieb möglich, so dass die Messwerte zu diesen Zeitpunkten aufgenommen werden konnten. In Abbildung 5.45 ist eine Messkurve gezeigt mit einer maximalen THz-Leistung von ca. 3 mW, was eine Leistungssteigerung von ca. 200 % gegenüber der zum Vergleich dargestellten Messkurve aus der vorherigen Messung (vgl. Abbildung 5.43) bedeutet. Dadurch wird bestätigt, dass durch eine Erhöhung der Reflektivität des Auskoppelspiegels eine Leistungssteigerung möglich ist.

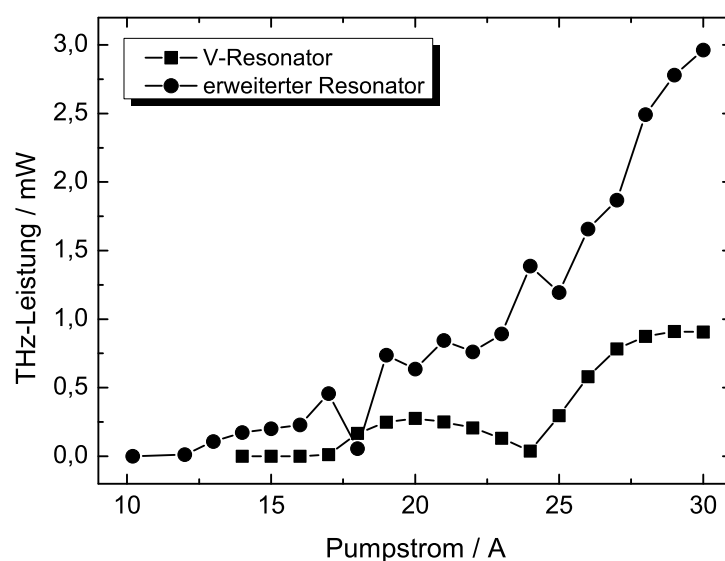


Abbildung 5.45.: Leistungssteigerung durch erhöhte Rückkopplung mittels eines zusätzlichen externen Resonatorsiegels. Dieser führt in diesem Fall zu einem deutlich instabilen Verhalten der Laseremission und damit des THz-Signals.

5.11.4. Einfluss des photorefraktiven Effektes

Der Kristall ist innerhalb des Resonators großen optischen Intensitäten ausgesetzt, um eine möglichst hohe Ausgangsleistung der Differenzfrequenz zu erzielen. Ausgehend von der ursprünglichen Systemkonfiguration, wie sie im Abschnitt 5.10.5 dargestellt ist, d.h. bei einer optischen Ausgangsleistung von 2,6 W, einer Spiegelreflektivität von 97 %, sowie einem Strahlradius von 125 μm , resultiert daraus eine Intensität im Kristall von etwa 3,6 GW/m^2 . Um sicherzustellen, dass diese hohe Intensität nicht zu dem in Abschnitt 5.10.3 vorgestellten photorefraktiven Effekt führt, wurden die optische Ausgangsleistung, sowie die THz-Leistung über einen Zeitraum von 80 Minuten aufgezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.46 aufgeführt. Es zeigt sich bei nahezu konstanter optischer Ausgangsleistung nur eine geringe Abnahme der THz-Leistung, die wahrscheinlich von einer thermisch bedingten, leicht veränderten Leistungsverteilung der beteiligten Laserlinien herrührt. Eine Beeinträchtigung durch

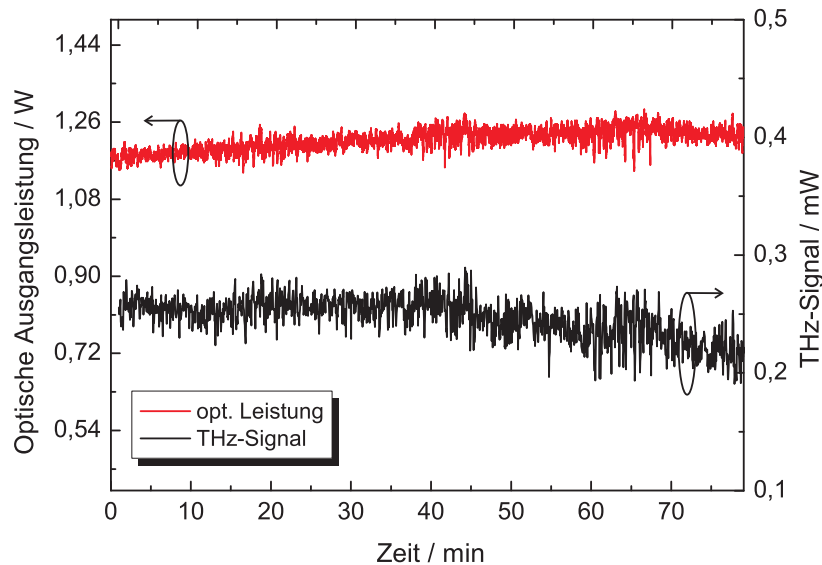


Abbildung 5.46.: Gleichzeitige Aufnahme von optischer und THz-Ausgangsleistung

den photorefraktiven Effekt würde sich durch einen deutlicheren Einbruch der THz-Leistung bemerkbar machen.

5.11.5. Optimierungsmöglichkeiten

Die vorherigen Abschnitte dieses Kapitels zeigen das Potential dieser Technologie zur leistungsstarken THz-Erzeugung auf. Dennoch kann der präsentierte Aufbau noch deutlich verbessert werden, wie in diesem letzten Abschnitt vorgestellt werden wird.

Bei der aktuellen Konfiguration wird die erzeugte THz-Emission nur partiell genutzt, denn durch die intrakavitäre Anordnung und die zweidimensionale Strukturierung des Kristalls, wird auf beiden Seiten senkrecht zum Laserstrahl eine THz-Welle emittiert. Bisher wird davon jedoch nur die Emission auf der Seite verwendet, bei der der Laserstrahl oberflächennah im Kristall verläuft. Die THz-Welle in die entgegengesetzte Richtung wird auf Grund der hohen Absorption von LiNbO_3 nahezu vollständig absorbiert. Mit einem transversal sehr schmalen Kristall könnte auch die rückseitige Emission verwendet werden. Eine weitere Verbesserung würde eine Antireflexionsschicht für THz-Frequenzen auf den beiden seitlichen Oberflächen des TPPLN erzielen, um so die derzeitigen Reflexionsverluste von 50 % zu vermindern. Eine weitere und bereits vorgestellte Möglichkeit ist die Leistungssteigerung anhand eines hochreflektierenden Resonatorspiegels anstelle des aktuellen Auskoppelspiegels, um damit die intrakavitäre Leistung nochmals deutlich zu steigern. Der bisherig verfügbare Durchstimmbereich von etwa 400 GHz kann auf zwei Weisen erweitert werden. Einerseits führt eine Anpassung des Kristalldesigns in Form einer sich kontinuierlich verändernden Polungsperiode [34, 230] zum Ziel, doch auch das Rotieren des Kristalls im Laserstrahl erzeugt eine veränderliche effektive Polungsperiode [27, 34, 230].

Mit dem folgenden Konfigurationsansatz wäre es auch möglich sowohl die Ausgangsleistung als auch den Abstimmbereich des Gesamtsystems flexibler, d.h. kontinuierlich und unabhängig von der Verwendung eines Etalons, zu verändern [235, 236]. In der Abbildung 5.47 ist das bisherige VECSEL-System gezeigt, welches um einen weiteren VECSEL erweitert wurde.

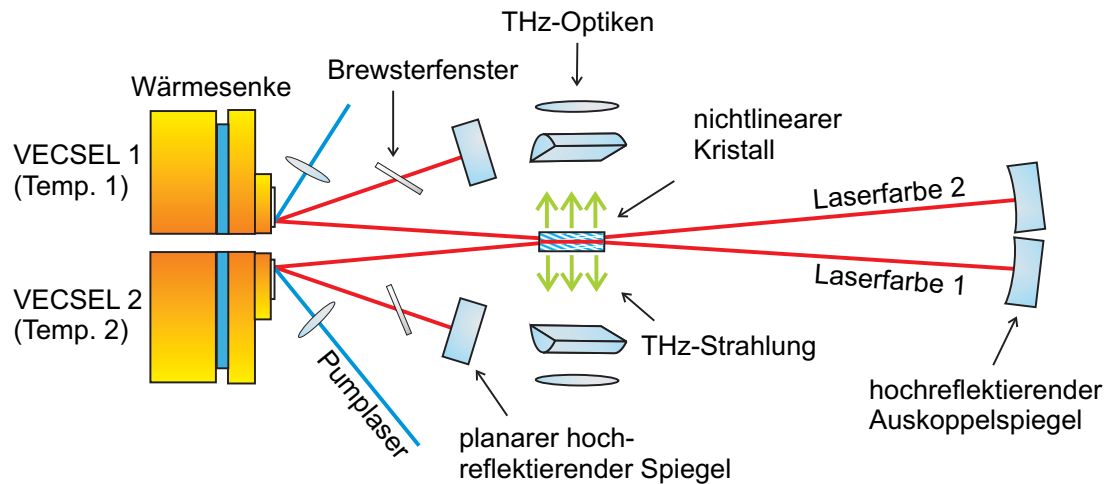


Abbildung 5.47.: Mögliche Systemkonfiguration für eine optimierte THz-Generation mit zwei unabhängigen VECSEL-Systemen.

Beide Laser können nun voneinander unabhängig in der Temperatur, d.h. der Laserwellenlänge, und in der Ausgangsleistung variiert werden, wodurch ein deutlich vergrößerter Frequenzbereich abgedeckt werden kann, als es mit einem Etalon möglich ist. Weiterhin stellt dieses Konzept keine erhöhten thermischen Anforderungen an einen einzelnen Laser.

6. Zusammenfassung

Seit Jahrzehnten werden Kunststoffe und vor allen Dingen Faserverbundkunststoffe zur Gewichtsersparnis bei gleichzeitiger mechanischer Stabilität als Ersatz von Metallkonstruktionen eingesetzt. Insbesondere in der Luft- und Raumfahrt, wo die Anforderungen an die Sicherheit im Vordergrund stehen, ist eine vollständige Qualitätskontrolle aller produzierten Bauteile notwendig. Allerdings eignen sich die bisher verfügbaren und industriell eingesetzten Prüftechnologien nicht zufriedenstellend für alle Prüfaufgaben. An dieser Stelle wurden mit dieser Arbeit einige Anwendungsmöglichkeiten für ein preisgünstiges Dauerstrich THz-Spektrometer zur Qualitätskontrolle präsentiert. Für einen möglichen industriellen Einsatz spielen die Kosten eine wichtige Rolle, so dass nicht ein leistungsfähigeres gepulstes Zeitbereichsspektrometer für die Untersuchungen zum Einsatz kam, sondern bewusst die Möglichkeiten eines kostengünstigeren cw-THz-Spektrometers anhand von praxisrelevanten Bauteilen ausgelotet wurden.

In dieser Arbeit wurden anhand einer kurzen Darstellung die typischen Eigenschaften von faserverstärkten Kunststoffen auf Epoxidharzbasis sowie von Polyolefinen dargestellt. Aufbauend darauf folgte die Vorstellung der industriell etabliertesten zerstörenden und zerstörungsfreien Messverfahren zur Qualitätskontrolle vorgestellt. Ferner wurde ein fasergekoppeltes Dauerstrich THz-Spektrometer mit fasergekoppelten Photomischern aufgebaut und betrieben. Parallel dazu wurde die Datenaufnahmesoftware erarbeitet, die es ermöglicht, aus dem unter Anwendung einer Verzögerungsstrecke abgetasteten Signals die Amplitude und Phase mit Hilfe einer an diese Messdaten gelegten Fourierreihe genau zu bestimmen. Unter dem Gesichtspunkt der Erhöhung der Messgeschwindigkeit reichte es dabei aus, weniger als zwei Perioden des sinusförmigen Signals mit insgesamt weniger als 20 Messpunkten abzutasten. Es ist dennoch möglich die Amplitude und Phase mit einem Fehler von typischerweise kleiner als 5 % bzw. kleiner als 7° zu bestimmen. Mit der schnellen Fourier Transformation ist der minimal erreichbare Fehler unter diesen Voraussetzungen deutlich größer. Zusätzlich bietet die Regressionsfunktion der erarbeiteten Software statistische Aussagen über die Qualität des Fits, was eine Qualitätsbewertung der ermittelten Zahlenwerte ermöglicht.

Ein Dauerstrichsystem besitzt jedoch eine entscheidende Einschränkung, denn bei der Ermittlung der Phasenwerte tritt die Mehrdeutigkeit der Sinusfunktion auf. Diese Einschränkung konnte durch Adaption der Mehrwellenlängen-Interferometrie auf das THz-System soweit aufgeweitet werden, dass die Phase von Bauteilen mit optischen Dicken von ursprünglich wenigen Millimetern jetzt bis zu einigen Zentimetern eindeutig vermessen werden kann. Dazu wurden zwei verschiedene Methoden angewendet, zum einen eine zweimalige Messung des Bauteils bei zwei deutlich verschiedenen Frequenzen und zum anderen wurde ein bestehendes cw-THz-Spektrometer so eingerichtet, dass es drei diskrete THz-Frequenzen emittiert. Mit dem

entwickelten Auswertungsalgorithmus konnten aus diesem Frequenzgemisch die Amplituden und Phasen aller beteiligten Frequenzen eindeutig bestimmt werden. Neben den Materialparametern wie Brechungsindex und Absorption kann die Dicke des Bauteils bestimmt werden, entweder durch Angabe eines Startwertes oder vollständig ohne Startwert, nur mit Kenntnis des Brechungsindex über die Mehrwellenlängen-Interferometrie.

Mit diesen Hilfsmitteln wurden Untersuchungen an praxisrelevanten faserverstärkten Bauteilen (BFK, GFK und NFK), sowie an PE-Bauteilen durchgeführt. Dabei wurden der Faservolumengehalt eines GFK-Bauteils wie auch die Erkennung von absichtlich eingebetteten, strukturschwächenden Materialien am Beispiel eines Glasfaservlieses erfolgreich untersucht. Auch die Detektion von Schlagschädigungen an GFK-Platten oder die Wassereinlagerung in GFK-Sandwichbauteilen mit Aluminiumwabenstruktur stellt eine potentielle Anwendung von diesem THz-Spektrometer dar. Bei verschweißten, transluzenten PE-Bauteilen kann mit Hilfe dieses Systems die Qualität der Schweißverbindung überprüft werden. Es konnte gezeigt werden, dass bei hohen Frequenzen die Phase den entscheidenden Beweis erbringt, um eine verminderte Schweißgüte detektieren zu können. In einem weiteren Anwendungsbeispiel konnte auch die Möglichkeit demonstriert werden, dass die Art der Fehlstellen unterscheidbar ist. In dem vorgestellten Fall können Metall- von Lufteinschlüssen unterschieden werden, die im Amplitudenbild als gleiche Signalschwächung dargestellt werden. So kann bewertet werden, wie groß die Häufigkeit einer Fehlstellenart im Bauteil vorliegt und ob die daraus resultierende Qualität für den Hersteller noch akzeptabel ist.

Mit der entwickelten, verbesserten Datenauswertung steht nun durch die Zugänglichkeit der Phasenwerte gegenüber vorher ein größerer Umfang an Informationen über die Probe zur Verfügung. Anhand von unterschiedlichen industriell relevanten Bauteilen konnte das Potential dieser sowohl zerstörungsfreien als auch berührungslosen und zudem kostengünstigen Messtechnik gezeigt werden. Ein Einsatz in der vollständigen Qualitätskontrolle einer Bauteilserie wäre somit denkbar, zumal die THz-Technologie z.B. gegenüber Ultraschall unempfindlich gegenüber Unebenheiten der Oberfläche ist.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde eine neuartige Dauerstrich THz-Quelle auf Basis eines VECSELs entwickelt, die in gleicher Weise wie das vorher vorgestellte Spektrometer eingesetzt werden könnte, jedoch mit entscheidenden Vorteilen. Eine kontinuierlich abstrahlende THz-Quelle auf Basis des vorher verwendeten Photomischsystems, wie auch rein elektronische Quellen, zeigen eine deutliche Abnahme der emittierten Leistung mit steigender Frequenz, so dass deren Leistung wie im Beispiel von Photomischern bei Frequenzen von rund 700 GHz nur noch wenige μW [15, 237] beträgt. Auch die immer leistungsfähigeren Quantenkaskadenlaser können Frequenzen um 1 THz nur mit Hilfe einer kryogenen Kühlung kontinuierlich emittieren, wobei sie eine Strahlungsleistung bis 1 mW abgeben. Weiterer Nachteil dieser Quellenart ist, dass diese leider nur sehr bedingt durchstimmbare sind, d.h. im Prinzip Strahlung nur bei diskreten Frequenzen emittieren. Ähnliches gilt auch für den dritten Vertreter von kompakten Dauerstrichstrahlungsquellen, dem FIR-Gaslaser. Mit diesem System ist es zwar möglich, THz-Leistungen im mW-Bereich zu erzeugen, jedoch auch nur bei diskreten Frequenzen und zum Teil nur durch den Einsatz von giftigen Gasen als aktives Medium. In Anbetracht die-

ser Ausgangssituation wurde eine kompakte schmalbandige cw-THz-Quelle basierend auf der parametrischen Frequenzmischung, der Differenzfrequenzmischung, entwickelt und charakterisiert. In weiteren Entwicklungsschritten kann sie dann zur kohärenten THz-Quelle erweitert werden, was jedoch nicht mehr Bestandteil dieser Arbeit ist. Es wurden neben den Grundlagen zur Funktionsweise des VECSELS auch die parametrische Frequenzkonversion vorgestellt. Die daraufhin realisierte Laserquelle wurde hinsichtlich ihrer optischen sowie thermischen Eigenschaften charakterisiert, sowie Möglichkeiten zur Frequenzveränderung innerhalb des 400 GHz breiten Durchstimmbereiches vorgestellt. Das VECSEL-System wurde anschließend mit Hilfe eines Etalons als frequenzselektivem Element zur Zwei-Farben Laserquelle erweitert und deren Zwei-Farben Emission ebenfalls charakterisiert. Damit war es dann möglich, durch intrakavitäre Differenzfrequenzmischung in einem nichtlinearen Kristall THz-Strahlung bei 690 GHz zu erzeugen. Als nichtlineares Material wurde speziell berechnetes, periodisch gepoltes Lithiumniobat verwendet, da es sehr gute optische wie auch nichtlineare Eigenschaften besitzt und eine gute Phasenanpassung zwischen optischer und THz-Welle ermöglicht. Auf Grund der hohen intrakavitären Leistung von rund 200 W konnte nach einigen Verbesserungen eine Ausgangsleistung der THz-Welle von ca. 3 mW erreicht werden. Obwohl dieser Leistungswert nur eine Abschätzung darstellt, deckt sich die erzielte Effizienz des Konversionsprozesses mit Literaturangaben, so dass davon auszugehen ist, dass die ermittelten Werte als realistisch angesehen werden können. Es wurden auch Vorschläge präsentiert, wie einerseits die Frequenzwahl, andererseits auch eine weitere Leistungssteigerung einfach realisiert werden können.

Mit dieser Arbeit wurden die Einsatzmöglichkeiten der berührungslosen und zerstörungsfreien Dauerstrich THz-Spektroskopie zur Qualitätskontrolle anhand verschiedener industrieller Anwendungsbeispiele präsentiert. Weiterhin wurde eine neuartige leistungsstarke Dauerstrich THz-Quelle entwickelt, die in Zukunft als zentrales Element eines schmalbandigen Dauerstrich THz-Spektroskopiesystems eingesetzt werden könnte, um so die Industrietauglichkeit des Gesamtsystems zu erhöhen.

A. Abkürzungsverzeichnis

AlAs	Aluminium-Arsenid
AlAsSb	Aluminium-Arsen-Antimonid
AlGaAs	Aluminium-Galliumarsenid
AlInGaP	Aluminium-Indium-Galliumphosphid
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
AITM	Airbus Industries Test Method
B ₂ O ₃	Bortrioxid
BBO	Beta-Bariumborat
BEL	Bottom Emitting Laser, grundflächenemittierender Laser
BFK	Basaltfaserverstärkter Kunststoff
BWO	Backward Wave Oscillator, Rückwärtswellenoszillator
C-Glas	Chemical Glas
CaO	Calciumoxid
CdTe	Cadmiumtellurid
CFK	Carbonfaserverstärkter Kunststoff
CH ₂ J ₂	Dijodmethan
C ₂ H ₂ Br ₄	Tetrabrommethan
CO ₂	Kohlendioxid
cw	continuous wave, Dauerstrich
D-Glas	Dielectric Glas
DAST	Diethylaminosulfurtetrafluorid
DBR	Distributed Bragg Reflector, verteilter Bragg Spiegel
DFB	distributed feedback, verteilte Rückkopplung
DFG	difference frequency generation, Differenzfrequenzerzeugung
E-Glas	Electrical Glas
E-Modul	Elastizitätsmodul
ECDL	External Cavity Laser Diode, Laserdiode mit externem Resonator
Er	Erbium
ESB	Ersatzschaltbild
Fe ₂ O ₃	Eisen(III)-oxid
FC/APC	Ferrule Connector / Angled Physical Contact
FEL	Freie Elektronen Laser
FFT	Fast Fourier Transformation, schnelle Fouriertransformation
FIR	Ferninfrarot
FP	Fabry-Pérot

FPR	Fabry-Pérot-Resonanz
FSR	Free Spectral range, Freier Spektralbereich
FT-IR	Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie
FVG	Faservolumengehalt
FVK	faserverstärkte Kunststoffe
GaAs	Galliumarsenid
GaInAsP	Gallium-Indium-Arsenphosphid
GaInNAs	Gallium-Indium-Nitrid-Arsenid
GaN	Galliumnitrid
GaP	Galliumphosphid
GaSb	Gallium-Antimonid
GaSe	Galliumselenid
GFK	Glasfaserverstärkter Kunststoff
HDPE	High Density Polyethylene, hartes Polyethylen
HF	Hochfrequenz
HR	hochreflektierend (auf Spiegel bezogen)
InGaAs	Indium-Galliumarsenid
InGaN	Indium-Galliumnitrid
InGaP	Indium-Galliumphosphid
InP	Indiumphosphid
IR	Infrarot
ITO	Indiumzinnoxid
K ₂ O	Kaliumoxid
ke	kantenemittierend
LB	Leitungsband
LCP	Liquid crystal polymer, Flüssigkristall Polymer
LCR	Induktivität-Kapazität-Widerstand (Messbrücke)
LDPE	low density Polyethylene, weiches Polyethylen
LiNbO ₃	Lithiumniobat
LLDPE	linear low density Polyethylene, lineares weiches Polyethylen
LT-GaAs	Low temperature grown Galliumarsenid
MgO	Magnesiumoxid
MK	Mikrokavität
Na ₂ O	Natriumoxid
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (Laser)
NFK	Naturfaserverstärkter Kunststoff
nl	nichtlinear
OH	Hydroxid
OPM	Off-axis parabolic mirror, Parabolspiegel außerhalb der optischen Achse
OPO	Optisch Parametrischer Oszillator
OR	Optical Rectification, optische Gleichrichtung

OSA	Optischer Spektrumanalysator
PAN	Polyacrylnitril
PE	Polyethylen
PL	Photolumineszenz
PP	Polypropylen
PVC	Polyvinylchlorid
QCL	Quantum Cascade Laser, Quanten-Kaskaden-Laser
QPM	Quasi Phase Matching, Quasi-Phasenanpassung
QW	Quantum well, Quantentopf
R-Glas	Resistance Glas
S-Glas	Strength Glas
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber, sättigbarer Halbleiterabsorber
SFG	Sum Frequency Generation, Summenfrequenzerzeugung
SHG	Second Harmonic Generation, Frequenzverdoppelung
SiC	Silicon carbide, Siliziumkarbit
SiO ₂	Siliziumdioxid
SKZ - KFE gGmbH	Süddeutsches Kunststoffzentrum
SM	Single mode
SNR	Signal to Noise Ratio, Signal-zu-Rausch Verhältnis
SSE	Sum of Squared Errors, Summe der quadrierten Fehler
SST	Total Sum of Squares, Gesamtsumme der Quadrate
TiO ₂	Titandioxid
TDS	Time domain spectroscopy, Zeitbereichsspektroskopie
TE	Transversal Elektrisch
TEL	Top Emitting Laser, oberflächenemittierender Laser
TEM	Transversal Elektro-Magnetisch
TM	Transversal Magnetisch
TP	Tiefpass
TPPLN	Tilted Periodically Poled Lithium Niobate, geneigt periodisch gepoltes Lithiumniobat
UV	Ultraviolett
VB	Valenzband
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser, oberflächenemittierender Laser mit vertikalem Resonator
VECSEL	Vertical External Cavity Surface Emitting Laser, oberflächenemittierender Laser mit externem vertikalem Resonator
VSWR	Voltage standing wave ratio, Spannungs-Stehwellenverhältnis
ZnTe	Zinktellurid

Literaturverzeichnis

- [1] M. F. Ashby and D. R. H. Jones, *Engineering materials: An introduction to microstructures, processing and design*. Butterworth-Heinemann, Oxford, 1992.
- [2] W. Kaiser, *Kunststoffchemie für Ingenieure*. Hanser Verlag, München, 2 ed., 2007.
- [3] G. W. Ehrenstein, *Faserverbund-Kunststoffe: Werkstoffe, Verarbeitung, Eigenschaften*. Hanser Verlag, München, 2 ed., 2006.
- [4] N.N., *Handbuch - Faserverbundwerkstoffe*. R&G Faserverbundwerkstoffe GmbH, 71111 Waldenbuch, 8 ed., 2003.
- [5] C. Hellier, *Handbook of nondestructive evaluation*. McGraw-Hill Professional, New York, 2001.
- [6] W. Michaeli, M. Begemann, and M. Wegener, *Einführung in die Technologie der Faserverbundwerkstoffe*. Hanser, München, 1990.
- [7] B. Raj, T. Jayakumar, and M. Thavasimuthu, *Practical non-destructive testing*. Woodhead Publishing, New Delhi, 2 ed., 2002.
- [8] L. Cartz, *Nondestructive testing: radiography, ultrasonics, liquid penetrant, magnetic particle, eddy current*. ASM International, Materials Park, USA, 1995.
- [9] W. J. Witteman and R. Bleekrode, "Pulsed and continuous molecular far infra-red gaslaser," *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)*, vol. 16, no. 1, pp. 87–88, 1965.
- [10] K. D. Möller and W. Rothschild, *Far-Infrared Spectroscopy*. Wiley-Interscience, New York, 1971.
- [11] G. Chantry, *Long wave Optics – The Science and technology of Infrared and Near-millimetre waves*, vol. 1. Academic Press, London, 1984.
- [12] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, "Picosecond photoconducting hertzian dipoles," *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 3, pp. 284–286, 1984.
- [13] M. van Exeter, C. Fattinger, and D. Grischkowsky, "High-brightness terahertz beams characterizes with an ultrafast detector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp. 337–339, 1989.
- [14] E. R. Brown, F. W. Smith, and K. A. McIntosh, "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown gas photoconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 3, pp. 1480–1484, 1993.
- [15] E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis, "Photomixing up to 3.8 thz in low-temperature-grown gas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, no. 3, pp. 285–287, 1995.

-
- [16] S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 5, pp. 559–561, 1997.
- [17] S. Verghese, K. A. McIntosh, S. Calawa, W. F. Dinatale, E. K. Duerr, and K. A. Molvar, "Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 26, pp. 3824–3826, 1998.
- [18] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J. L. Reno, "Terahertz quantum-cascade laser operating up to 137 k," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 25, pp. 5142–5144, 2003.
- [19] H.-W. Hübers, S. Pavlov, A. Semenov, R. Köhler, L. Mahler, A. Tredicucci, H. Beere, D. Ritchie, and E. Linfield, "Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver," *Opt. Express*, vol. 13, no. 15, pp. 5890–5896, 2005.
- [20] D. Rabanus, U. U. Graf, M. Philipp, O. Ricken, J. Stutzki, B. Vowinkel, M. C. Wiedner, C. Walther, M. Fischer, and J. Faist, "Phase locking of a 1.5 terahertz quantum cascade laser and use as a local oscillator in a heterodyne receiver," *Opt. Express*, vol. 17, no. 3, pp. 1159–1168, 2009.
- [21] G. Gallerano and S. Biedron, "Overview of terahertz radiation sources, proceedings of the 2004 fel conference," *Proceedings of the 2004 FEL Conference*, pp. 216–221, 2004.
- [22] M. V. Kartikeyan, E. Borie, and M. K. A. Thumm, *Gyrotrons: high power microwave and millimeter wave technology*. Springer, 2004.
- [23] G. Kozlov and A. Volkov, "Coherent source submillimeter wave spectroscopy," in *Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of solids* (G. Grüner and C. Dahl, eds.), vol. 74 of *Topics in applied physics*, Springer, 1998.
- [24] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "First order quasi-phase matched linbo_3 waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 5, pp. 435–436, 1993.
- [25] Y. Avetisyan, Y. Sasaki, and H. Ito, "Analysis of thz-wave surface-emitted difference-frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguide," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 73, no. 5-6, pp. 511–514, 2001.
- [26] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 97–105, Feb. 2007.
- [27] C. Weiss, G. Torosyan, J.-P. Meyn, R. Wallenstein, R. Beigang, and Y. Avetisyan, "Tuning characteristics of narrowband thz radiation generated via optical rectification in periodically poled lithium niobate," *Opt. Express*, vol. 8, no. 9, pp. 497–502, 2001.
- [28] Y. Sasaki, H. Yokoyama, and H. Ito, "Surface-emitted continuous-wave terahertz radiation using periodically poled lithium niobate," *Electronics Letters*, vol. 41, no. 12, pp. 712–713, 2005.

-
- [29] Y. Sasaki, A. Yuri, K. Kawase, and H. Ito, "Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled linbo_3 crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 18, pp. 3323–3325, 2002.
- [30] K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi, and H. Ito, "Coherent tunable thz-wave generation from linbo_3 with monolithic grating coupler," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 18, pp. 2483–2485, 1996.
- [31] Y. S. Lee, T. Meade, T. B. Norris, and A. Galvanauskas, "Tunable narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate," *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 23, pp. 3583–3585, 2001.
- [32] Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, T. B. Norris, and A. Galvanauskas, "Temperature dependence of narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate," *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 9, pp. 1244–1246, 2000.
- [33] K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, X. Yu, J. S. Harris, Y.-S. Lee, W. C. Hurlbut, V. G. Kozlov, D. Bliss, and C. Lynch, "Terahertz-wave generation in quasi-phase-matched gaas," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 14, p. 141119, 2006.
- [34] J. L'Huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan, and R. Beigang, "Generation of thz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate, part 2: Experiments," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 86, no. 2, pp. 197–208, 2007.
- [35] A. C. Tropper and S. Hoogland, "Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers," *Prog. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 1–43, 2006.
- [36] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High-power (>0.5-w cw) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular tem_{00} beams," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1063–1065, 1997.
- [37] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "Design and characteristics of high-power (>0.5-w cw) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductorlasers with circular tem_{00} beams," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, no. 3, pp. 561–573, 1999.
- [38] A. C. Tropper, H. D. Foreman, A. Garnache, K. G. Wilcox, and S. H. Hoogland, "Vertical-external-cavity semiconductor lasers," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, no. 9, pp. R75–R85, 2004.
- [39] U. Keller and A. C. Tropper, "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers," *Phys. Rep.*, vol. 429, pp. 67–120, 2006.
- [40] S. Hoogland, S. Dhanjal, J. S. Roberts, A. C. Tropper, R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "Passively modelocked diode-pumped surface-emitting semiconductor laser," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol. 12, pp. 1135–1137, 2000.
- [41] P. Klopp, F. Saas, M. Zorn, M. Weyers, and U. Griebner, "290-fs pulses from a semiconductor disk laser," *Opt. Express*, vol. 16, no. 8, pp. 5770–5775, 2008.

-
- [42] D. Lorensen, *Picosecond VECSELs with repetition rates up to 50 GHz*. Dissertation, ETH Zürich, 2005.
- [43] A. Aschwanden, D. Lorensen, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, “2.1-w picosecond passively mode-locked external-cavity semiconductor laser,” *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 3, pp. 272–274, 2005.
- [44] P. Dupriez, C. Finot, A. Malinowski, J. K. Sahu, J. Nilsson, D. J. Richardson, K. G. Wilcox, H. D. Foreman, and A. C. Tropper, “High-power, high repetition rate picosecond and femtosecond sources based on yb-doped fiber amplification of vecsels,” *Opt. Express*, vol. 14, pp. 9611–9616, 2006.
- [45] A. R. Bellancourt, D. J. H. C. Maas, B. Rudin, M. Golling, T. Südmeyer, and U. Keller, “Modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (mixsel),” *IET Optoelectronics*, vol. 3, pp. 61–72, 2009.
- [46] A.-R. Bellancourt, B. Rudin, D. J. Maas, M. Golling, H. J. Unold, T. Sudmeyer, and U. Keller, “First demonstration of a modelocked integrated external-cavity surface emitting laser (mixsel),” in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, p. CWI1, Optical Society of America, 2007.
- [47] Z. Mihoubi, K. G. Wilcox, S. Elsmere, A. Quarterman, R. Rungsawang, I. Farrer, H. E. Beere, D. A. Ritchie, A. Tropper, and V. Apostolopoulos, “All-semiconductor room-temperature terahertz time domain spectrometer,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 18, pp. 2125–2127, 2008.
- [48] B. Rudin, A. Rutz, M. Hoffmann, D. J. H. C. Maas, A.-R. Bellancourt, E. Gini, T. Südmeyer, and U. Keller, “Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 w average output power in a fundamental transverse mode,” *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 22, pp. 2719–2721, 2008.
- [49] L. Fan, M. Fallahi, J. T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, A. R. Zakharian, J. Hader, J. V. Moloney, W. Stolz, and S. W. Koch, “Tunable high-power high-brightness linearly polarized vertical-external-cavity surface-emitting lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 2, p. 021105, 2006.
- [50] T. Leinonen, Y. A. Morozov, A. Härkönen, and M. Pessa, “Vertical external-cavity surface-emitting laser for dual-wavelength generation,” *Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 12, pp. 2508–2510, 2005.
- [51] J.-Y. Kim, S. Cho, S.-M. Lee, G. Kim, J. Lee, J. Yoo, K.-S. Kim, T. Kim, and Y. Park, “Highly efficient green vecsel with intra-cavity diamond heat spreader,” *Electronics Letters*, vol. 43, no. 2, pp. 105–107, 2007.
- [52] L. Fan, T.-C. Hsu, M. Fallahi, J. T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, J. Hader, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, S. W. Koch, and W. Stolz, “Tunable watt-level blue-green vertical-external-cavity surface-emitting lasers by intracavity frequency doubling,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 25, p. 251117, 2006.

- [53] A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, and K. Kawase, "Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator," *Appl. Opt.*, vol. 43, no. 30, pp. 5637–5646, 2004.
- [54] N. Karpowicz, A. Redo-Sanchez, J. Xu, and X. Zhang, "Damage and defect inspection with terahertz waves," in *The 4th International Workshop on Ultrasonic and Advanced Methods for Nondestructive Testing and Material Characterization*, pp. 67–78, www.ndt.net, 2006.
- [55] M. A. Salhi and M. Koch, "High resolution thz imaging using a thz gas laser," in *EOS Topical Meeting on Terahertz Science and Technology, Paris, France*, 2008.
- [56] D. M. Mittleman, R. H. Jacobsen, and M. C. Nuss, "T-ray imaging," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, vol. 2, pp. 679–692, 1996.
- [57] B. S. Ferguson, *Three dimensional T-ray inspection systems*. Dissertation, School of Electrical and Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Computer and Mathematical Sciences The University of Adelaide, Australia, 2004.
- [58] K. J. Siebert, H. Quast, R. Leonhardt, T. Löffler, M. Thomson, T. Bauer, H. G. Roskos, and S. Czasch, "Continuous-wave all-optoelectronic terahertz imaging," *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 16, pp. 3003–3005, 2002.
- [59] T. Kleine-Ostmann, P. Knobloch, M. Koch, S. Hoffmann, M. Breede, M. Hofmann, G. Hein, K. Pierz, M. Sperling, and K. Donhuijsen, "Continuous-wave thz imaging," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 1461–1463, 2001.
- [60] N. Karpowicz, H. Zhong, J. Xu, K.-I. Lin, J.-S. H., and X.-C. Zhang, "Comparison between pulsed terahertz time-domain imaging and continuous wave terahertz imaging," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 7, pp. 293–299, 2005.
- [61] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, "Thz imaging and sensing for security applications - explosives, weapons and drugs," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 7, pp. 266–280, 2005.
- [62] M. K. Choi, A. Bettermann, and D. W. van der Weide, "Potential for detection of explosive and biological hazards with electronic terahertz systems," *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, vol. 362, no. 1815, pp. 337–349, 2004.
- [63] D. J. Cook, B. K. Decker, and M. G. Allen, "Quantitative thz spectroscopy of explosive materials," in *Optical Terahertz Science and Technology*, p. MA6, Optical Society of America, 2005.
- [64] H. Zhong, A. Redo-Sanchez, and X.-C. Zhang, "Identification and classification of chemicals using terahertz reflective spectroscopic focal-plane imaging system," *Opt. Express*, vol. 14, no. 20, pp. 9130–9141, 2006.
- [65] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints," *Opt. Express*, vol. 11, no. 20, pp. 2549–2554, 2003.

-
- [66] L. Zhang, H. Zhong, C. Deng, C. Zhang, and Y. Zhao, "Terahertz wave reference-free phase imaging for identification of explosives," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 9, p. 091117, 2008.
- [67] I. S. Gregory, W. R. Tribe, C. Baker, B. E. Cole, M. J. Evans, L. Spencer, M. Pepper, and M. Missous, "Continuous-wave terahertz system with a 60 db dynamic range," *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 20, p. 204104, 2005.
- [68] J. F. Federici, D. Gary, R. Barat, and D. Zimdars, "Thz standoff detection and imaging of explosives and weapons," *Optics and Photonics in Global Homeland Security, Proceedings of the SPIE*, vol. 5781, pp. 75–84, 2005.
- [69] C. Jördens, F. Rutz, , and M. Koch, "Quality assurance of chocolate products with terahertz imaging," in *9th European Conference on Non-Destructive Testing, Berlin*, 2006.
- [70] K. J. Siebert, T. Löffler, H. Quast, M. Thomson, T. Bauer, R. Leonhardt, S. Czasch, and H. G. Roskos, "All-optoelectronic continuous wave thz imaging for biomedical applications," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, no. 21, pp. 3743–3748, 2002.
- [71] G. Mouret, S. Matton, R. Bocquet, D. Bigourd, F. Hindle, A. Cuisset, J. F. Lampin, and D. Lippens, "Anomalous dispersion measurement in terahertz frequency region by photomixing," *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 18, p. 181105, 2006.
- [72] S. Matsuura, M. Tania, H. Abea, K. Sakaia, H. Ozekib, and S. Saito, "High-resolution terahertz spectroscopy by a compact radiation source based on photomixing with diode lasers in a photoconductive antenna," *Journal of Molecular Spectroscopy*, vol. 187, no. 1, pp. 97–101, 1998.
- [73] E. R. Brown, J. Bjarnason, T. L. J. Chan, D. C. Driscoll, M. Hanson, and A. C. Gossard, "Room temperature, thz photomixing sweep oscillator and its application to spectroscopic transmission through organic materials," *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 12, pp. 5333–5342, 2004.
- [74] C. Jördens, M. Scheller, B. Breitenstein, D. Selmar, and M. Koch, "Evaluation of leaf water status by means of permittivity at terahertz frequencies," *Journal of Biological Physics*, vol. 35, no. 3, pp. 255–264, 2009.
- [75] C. Jastrow, K. Münter, R. Piesiewicz, T. Kürner, M. Koch, and T. Kleine-Ostmann, "300 ghz channel measurement and transmission system," in *Joint 33rd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 16th IEEE International Conference on THz Electronics*, 2008.
- [76] J. Beckmann, H. Richter, U. Zscherpel, U. Ewert, J. Weinzierl, L.-P. Schmidt, F. Rutz, M. Koch, H. Richter, and H.-W. Hübers, "Imaging capability of terahertz and millimetre-wave instrumentations for ndt of polymer materials," in *9th European Conference on Non-Destructive Testing, Berlin, Germany*, 2006.
- [77] S. Wietzke, C. Jansen, F. Rutz, D. Mittleman, and M. Koch, "Determination of additive content in polymeric compounds with terahertz time-domain spectroscopy," *Polymer Testing*, vol. 26, pp. 614–618, 2007.

- [78] C. Jördens, M. Scheller, M. Wichmann, M. Mikulics, K. Wiesauer, and M. Koch, "Terahertz birefringence for orientation analysis," *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 11, pp. 2037–2044, 2009.
- [79] F. Rutz, T. Hasek, M. Koch, H. Richter, and U. Ewert, "Terahertz birefringence of liquid crystal polymers," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 22, p. 221911, 2006.
- [80] Y. Morita, A. Dobroiu, K. Kawase, and C. Otani, "Terahertz technique for detection of microleaks in the seal of flexible plastic packages," *Optical Engineering*, vol. 44, no. 1, p. 019001, 2005.
- [81] N. Karpowicz, H. Zhong, C. Zhang, K.-I. Lin, J.-S. Hwang, J. Xu, and X.-C. Zhang, "Compact continuous-wave subterahertz system for inspection applications," *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 5, p. 054105, 2005.
- [82] R. Wilk, F. Breinfeld, M. Mikulics, and M. Koch, "Continuous wave terahertz spectrometer as a noncontact thickness measuring device," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 16, pp. 3023–3026, 2008.
- [83] N. Hasegawa, T. Löffler, M. Thomson, and H. G. Roskos, "Remote identification of protrusions and dents on surfaces by terahertz reflectometry with spatial beam filtering and out-of-focus detection," *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 19, pp. 3996–3998, 2003.
- [84] J.-Y. Lu, C.-C. Kuo, C.-M. Chiu, H.-W. Chen, Y.-J. Hwang, C.-L. Pan, and C.-K. Sun, "Thz interferometric imaging using subwavelength plastic fiber based thz endoscopes," *Opt. Express*, vol. 16, no. 4, pp. 2494–2501, 2008.
- [85] T. Löffler, K. J. Siebert, H. Quast, N. Hasegawa, G. Loata, R. Wipf, T. Hahn, M. Thomson, R. Leonhardt, and H. G. Roskos, "All-optoelectronic continuous-wave terahertz systems," *Royal Society of London Transactions Series A*, vol. 362, no. 1815, pp. 263–281, 2004.
- [86] H. Domininghaus, *Die Kunststoffe und ihre Eigenschaften*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2004.
- [87] B. Carlowitz, *Kunststoff-Tabellen*. Hanser Verlag, München, 4 ed., 1995.
- [88] O. Olabisi, *Handbook of thermoplastics*. CRC Press, New York, 1997.
- [89] C. Rauwendaal, *Polymer extrusion*. Hanser Verlag, München, 4 ed., 2002.
- [90] F. Johannaber and W. Michaeli, *Handbuch Spritzgießen*. Hanser Verlag, München, 2 ed., 2004.
- [91] P. D. L. Staff, *Handbook of plastics joining: a practical guide*. Plastics Design Library, William Andrew Inc., New York, 1997.
- [92] E. M. Petrie, *Handbook of adhesives and sealants*. McGraw-Hill handbooks, New York, 2 ed., 2006.
- [93] L.-H. Lee, *Fundamentals of adhesion*. Springer, Heidelberg, 1991.
- [94] G. Lubin, *Handbook of composites*. Van Nostrand Reinhold, New York, 1982.

-
- [95] G. Habenicht, *Kleben : Grundlagen, Technologien, Anwendungen*. Springer, Berlin, 6 ed., 2009.
- [96] A. Küchler, *Hochspannungstechnik: Grundlagen- Technologie- Anwendungen*. Springer, Berlin, 3 ed., 2009.
- [97] H. Schürmann, *Konstruieren mit Faser-Kunststoff-Verbunden*. Springer, Berlin, 2 ed., 2007.
- [98] G. Niederstadt, A. S. Herrmann, K. Rohwer, H. Hanselka, U. Hoffmann, J. Block, and W. Hillger, *Ökonomischer und ökologischer Leichtbau mit faserverstärkten Polymeren. Gestaltung, Berechnung und Qualifizierung*. Expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 1997.
- [99] W. D. Callister, *Materials science and engineering : an introduction*. John Wiley & Sons, New York, 7 ed., 2007.
- [100] W. Grellmann and S. Seidler, *Polymer testing*. Hanser, München, 2007.
- [101] L. P. Durand, *Composite Materials Research Progress*. Nova Publishers, New York, 2008.
- [102] V. Deutsch, M. Platte, and M. Vogt, *Ultraschallprüfung : Grundlagen und industrielle Anwendungen*. Springer, Berlin, 1997.
- [103] O. Dössel, *Bildgebende Verfahren in der Medizin: Von der Technik zur medizinischen Anwendung*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1999.
- [104] M. C. Bhardwaj, “Non-contact ultrasound: the last frontier in non-destructive testing and evaluation,” in *Encyclopedia of Smart Materials* (A. Biderman, ed.), pp. 1–43, John Wiley & Sons, New York, 2002.
- [105] S. Steeb, *Zerstörungsfreie Werkstück- und Werkstoffprüfung : die gebräuchlichsten Verfahren im Überblick*. Expert-Verlag, Böblingen, 2 ed., 1993.
- [106] R. Adams, “Vibration measurements in nondestructive testing,” in *Emerging Technologies in Non Destructive Testing: Proceedings of the 3rd International Conference on Emerging Technologies in Non Destructive Testing* (D. van Hemelrijck, A. Anastasopoulos, and N. E. Melanitis, eds.), pp. 27–35, Taylor & Francis, 2004.
- [107] L. Bergmann and C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik - Aufbau der Materie*, vol. 4. Walter de Gruyter, 2 ed., 1981.
- [108] D. Wu and G. Busse, “Lockin-thermographie in der zerstörungsfreien werkstoffprüfung,” *The e-Journal of Nondestructive Testing & Ultrasonics, NDT.net*, vol. 2, no. 8, 1997.
- [109] C. A. May, “The chemical characterization and processing science of composites,” *Pure Appl. Chem.*, vol. 55, no. 5, pp. 811–818, 1983.
- [110] A. Volkov, G. Kozlov, and A. Prokhorov, “Progress in submillimeter spectroscopy of solid state,” *Infrared Physics*, vol. 29, no. 2-4, pp. 747–752, 1989.
- [111] L. Genzel, “Fourier-transform-spektroskopie im infraroten,” *Zeitschrift für Analytische Chemie*, vol. 273, pp. 391–400, 1975.

- [112] F. A. Rutz, *Terahertz-Zeitbereichsspektroskopie: zerstörungsfreie Charakterisierung von Polymeren und Verbundwerkstoffen*. Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2007.
- [113] M. Hesse, H. Meier, and B. Zeeh, *Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie*. Georg Thieme Verlag, 7 ed., 2005.
- [114] S. J. Spells, *Characterization of solid polymers : new techniques and developments*. Chapman & Hall, London, 1 ed., 1994.
- [115] A. H. Fawcett, *Polymer spectroscopy*. John Wiley & Sons, Chichester, 1996.
- [116] L. Merad, M. Cochez, S. Margueron, F. Jauchem, M. Ferriol, B. Benyoucef, and P. Bourson, "In-situ monitoring of the curing of epoxy resins by raman spectroscopy," *Polymer Testing*, vol. 28, no. 1, pp. 42–45, 2009.
- [117] J. F. Aust, K. S. Booksh, C. M. Stellman, R. S. Parnas, and M. L. Myrick, "Precise determination of percent cure of epoxide polymers and composites via fiber-optic raman spectroscopy and multivariate analysis," *Applied Spectroscopy*, vol. 51, no. 2, pp. 247–252, 1997.
- [118] R. Zoughi, *Microwave non-destructive testing and evaluation*. Non-destructive evaluation series, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 4 ed., 2000.
- [119] B. Forssell, "Non-destructive measurements of the glass-fibre content in reinforced plastics by means of microwaves," in *4th European Microwave Conference*, pp. 132–136, Microwave Exhibitions and Publishers, Ltd., Oct. 1974.
- [120] S. Predak, *Mikrowellen-Orientierungsmessungen zur zerstörungsfreien Charakterisierung kurzfaserverstärkter Kunststoffe*. Dissertation, Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik der Universität Stuttgart, 2007.
- [121] S. Predak, I. Y. Solodov, G. Busse, V. H. Bister, M. C. Vöhringer, E. Haberstroh, and H. Ehbing, "Faserorientierungsmessung an kurzfaserverstärkten pur-rim-bauteilen: Kombination zerstörungsfreier prüfmethoden zur optimierung von simulation und herstellungsprozess," *tm - Technisches Messen*, vol. 73, no. 11, pp. 617–628, 2006.
- [122] R. Zoughi and S. Bakhtiari, "Microwave nondestructive detection and evaluation of disbonding and delamination in layered-dielectric slabs," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 39, pp. 1059–1063, Dec 1990.
- [123] S. Bakhtiari, N. Qaddoumi, S. Ganchev, and R. Zoughi, "Microwave noncontact examination of disbond and thickness variation in stratified composite media," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 42, pp. 389–395, Mar 1994.
- [124] S. Ganchev, N. Qaddoumi, E. Ranu, and R. Zoughi, "Microwave detection optimization of disbond in layered dielectrics with varying thickness," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 44, pp. 326–328, Apr 1995.

-
- [125] R. Zoughi and S. Bakhtiari, "Microwave nondestructive detection and evaluation of voids in layered dielectric slabs," *Research in Nondestructive Evaluation*, vol. 2, no. 4, pp. 195–205, 1990.
- [126] A. Livi, G. Levita, and P. A. Rolla, "Dielectric behavior at microwave frequencies of an epoxy resin during crosslinking," *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 50, no. 9, pp. 1583–1590, 1993.
- [127] A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen, and P. O. Johnson, "Photoelectric mixing of incoherent light," *Phys. Rev.*, vol. 99, no. 6, pp. 1691–1700, 1955.
- [128] J. W. Foreman, "Optical path-length difference effects in photomixing with multimode gas laser radiation," *Applied Optics*, vol. 6, no. 5, pp. 821–826, 1967.
- [129] S. Matsuura and H. Ito, "Generation of cw terahertz radiation with photomixing," in *Terahertz Optoelectronics* (K. Sakai, ed.), p. 160, Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
- [130] T. Kleine-Ostmann, *Markerfreie Analytik biologischer Moleküle: THz-Spektroskopie und Leitfähigkeitsuntersuchungen*. Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2005.
- [131] R. Wilk, *Switchable THz Reflectors*. Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2007.
- [132] R. H. Kingston, *Detection of optical and infrared radiation*. Springer, Berlin, 1978.
- [133] M. Mikulics, M. Marso, I. C. Mayorga, R. Gusten, S. Stancek, P. Kovac, S. Wu, X. Li, M. Khafizov, R. Sobolewski, E. A. Michael, R. Schieder, M. Wolter, D. Buca, A. Forster, P. Kordos, and H. Luth, "Photomixers fabricated on nitrogen-ion-implanted gaas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, p. 041106, 2005.
- [134] C. Kadow, S. B. Fleischer, J. P. Ibbetson, J. E. Bowers, A. C. Gossard, J. W. Dong, and C. J. Palmstrom, "Self-assembled eras islands in gaas: Growth and subpicosecond carrier dynamics," *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 22, pp. 3548–3550, 1999.
- [135] S. Verghese, K. A. McIntosh, and E. R. Brown, "Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown gaas photomixers," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 19, pp. 2743–2745, 1997.
- [136] S. Verghese, K. A. McIntosh, and E. R. Brown, "Highly tunable fiber-coupled photomixers with coherent terahertz output power," *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, vol. 45, no. 8, pp. 1301–1309, 1997.
- [137] E. R. Brown, "A photoconductive model for superior gaas thz photomixers," *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 6, pp. 769–771, 1999.
- [138] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, and J. Federici, "Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 15, pp. 2076–2078, 1997.
- [139] I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, I. V. Bradley, M. J. Evans, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous, "Optimization of photomixers and antennas for continuous-

- wave terahertz emission,” *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol. 41, no. 5, pp. 717–728, 2005.
- [140] N. Vieweg, M. Mikulics, M. Scheller, K. Ezdi, R. Wilk, H. Hübers, and M. Koch, “Impact of the contact metallization on the performance of photoconductive thz antennas,” *Opt. Express*, vol. 16, pp. 19695–19705, 2008.
- [141] P. Smith, D. Auston, and M. Nuss, “Subpicosecond photoconducting dipole antennas,” *IEEE Journal of Quantum Electronic*, vol. 24, no. 2, pp. 255–260, 1988.
- [142] R. Mendis, C. Sydlo, J. Sigmund, M. Feiginov, P. Meissner, and H. L. Hartnagel, “Spectral characterization of broadband thz antennas by photoconductive mixing: Toward optimal antenna design,” *IEEE Antennas And Wireless Propagation Letters*, vol. 4, pp. 85–88, 2005.
- [143] R. Yano, H. Gotoh, Y. Hirayama, S. Miyashita, Y. Kadoya, and T. Hattori, “Terahertz wave detection performance of photoconductive antennas: Role of antenna structure and gate pulse intensity,” *Journal Of Applied Physics*, vol. 97, p. 103103, 2005.
- [144] D. R. Dykaar, B. I. Greene, J. F. Federici, A. F. J. Levi, L. N. Pfeiffer, and R. F. Kopf, “Log-periodic antennas for pulsed terahertz radiation,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 3, pp. 262–264, 1991.
- [145] P. Focardi, W. R. McGrath, and A. Neto, “Design guidelines for terahertz mixers and detectors,” *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, vol. 53, no. 5, pp. 1653–1661, 2005.
- [146] A. Rogalski, *Infrared detectors*. Tata McGraw-Hill, New Delhi, 2000.
- [147] G. Eppeldauer, A. L. Migdall, and C. L. Cromer, “Characterization of a high sensitivity composite silicon bolometer,” *Metrologia*, vol. 30, pp. 317–320, 1993.
- [148] O. Peters, “Entwicklung eines vollständig fasergekoppelten cw-thz-systems,” diplomarbeit, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2008.
- [149] M. R. Hofmann, M. Scheller, C. Brenner, K. Baaske, and M. Koch, “Cost-effective thz spectroscopy with continuous-wave laser sources,” in *European Conference on Antennas and Propagation 2010*, 2010.
- [150] T. Probst, “Entwicklung einer z-scan-verzögerungsstrecke für den einsatz in fasergekoppelten thz-spektrometern,” studienarbeit, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2008.
- [151] S. L. Group, “Spectroscopy with diode lasers,” tech. rep., Sacher Lasertechnik Group, 2008.
- [152] C. Jordens, N. Krumbholz, T. Hasek, N. Vieweg, B. Scherger, L. Bahr, M. Mikulics, and M. Koch, “Fibre-coupled terahertz transceiver head,” *Electronics Letters*, vol. 44, no. 25, pp. 1473–1475, 2008.

-
- [153] O. Peters, K. Baaske, N. Krumbholz, T. Probst, and M. Koch, "Z-scan based fiber-coupled coherent cw thz imaging system," in *34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2009.
- [154] J. J. Kuta, H. M. van Driel, D. Landheer, and Y. Feng, "Polarization dependence of the temporal response of metal-semiconductor-metal photodetectors," *Applied Physics Letters*, vol. 65, no. 24, pp. 3146–3148, 1994.
- [155] E. Bottcher, E. Droge, D. Bimberg, A. Umbach, H. Engel, and M. Collischon, "Polarization dependence of the response of micrometer and submicrometer ingaas metal-semiconductor-metal photodetectors," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 6, pp. 809–811, 1997.
- [156] S. A. Crooker, "Fiber-coupled antennas for ultrafast coherent terahertz spectroscopy in low temperatures and high magnetic fields," *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 9, pp. 3258–3264, 2002.
- [157] *MATLAB R2008a Dokumentation*.
- [158] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, and H. Schmitt, *Optik Für Ingenieure: Grundlagen*. Springer, Berlin Heidelberg New York, 3 ed., 2005.
- [159] J. Bille and W. Schlegel, *Medizinische Physik 3: Medizinische Laserphysik*. Springer, Berlin, Heidelberg, 3 ed., 2005.
- [160] M. Tani, P. Gu, M. Hyodo, K. Sakai, and T. Hidaka, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing of dual-mode lasers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 32, no. 4-5, pp. 503–520, 2000.
- [161] M. Tani, O. Morikawa, S. Matsuura, and M. Hangyo, "Generation of terahertz radiation by photomixing with dual- and multiple-mode lasers," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, no. 7, pp. 151—163, 2005.
- [162] O. Morikawa, M. Tonouchi, and M. Hangyo, "Sub-thz spectroscopic system using a multimode laser diode and photoconductive antenna," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 24, pp. 3772–3774, 1999.
- [163] M. Scheller, K. Baaske, and M. Koch, "Multi-frequency continuous wave terahertz spectroscopy for absolute thickness determination," *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 151112, 2010.
- [164] N. Warnasooriya and M. Kim, "Phase-shifting interference microscopy with multi-wavelength optical phase unwrapping," in *Adaptive Optics: Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM*, p. DTuD2, Optical Society of America, 2007.
- [165] K. Creath and J. C. Wyant, "Direct phase measurement of aspheric surface contours," in *Proceedings of SPIE, Optical Manufacturing, Testing, and Aspheric Optics*, vol. 645, 1986.

-
- [166] L. Zhang, Y. Zhang, C. Zhang, Y. Zhao, and X. Liu, "Terahertz multiwavelength phase imaging without 2pi ambiguity," *Optics Letters*, vol. 31, no. 24, pp. 3668–3670, 2006.
- [167] W. Schweizer, *MATLAB kompakt*. Verlag Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2 ed., 2007.
- [168] J. Hoffmann and F. Quint, *Signalverarbeitung mit Matlab und Simulink: Anwendungsorientierte Simulationen*. Verlag Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2007.
- [169] S. P. Davis, M. C. Abrams, and J. W. Brault, *Fourier transform spectrometry*. Academic Press, London, 2001.
- [170] "Iso 1172 textile-glass-reinforced plastics – prepregs, moulding compounds and laminates – determination of the textile-glass and mineral-filler content – calcination methods," tech. rep., International Organization for Standardization, 2002.
- [171] G. Wróbel and S. Pawlak, "Ultrasonic evaluation of the fibre content in glass/epoxy composites," *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*, vol. 18, no. 1–2, pp. 187–190, 2006.
- [172] G. Wróbel and S. Pawlak, "The effect of fiber content on the ultrasonic wave velocity in glass/polyester composites," *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*, vol. 20, no. 1–2, pp. 295–298, 2007.
- [173] N. A. A. El-Malak, "Ultrasonic properties of composites (polymer-fibre glass)," *Bulletin of Materials Science*, vol. 20, no. 7, pp. 981–990, 1997.
- [174] J. Chang, C. Zheng, and Q.-Q. Ni, "The ultrasonic wave propagation in composite material and its characteristic evaluation," *Composite Structures*, vol. 75, no. 1-4, pp. 451–456, 2006. Thirteenth International Conference on Composite Structures - ICCS/13.
- [175] R. J. Crawford, *Plastics engineering*. Butterworth-Heinemann, Burlington, 3 ed., 1998.
- [176] X. Gros and K. Takahashi, "Non-destructive evaluation of the effect of ply orientation on the impact resistance of thermoplastic toughened thermoset resin polymeric matrix composite," *The e-Journal of Nondestructive Testing & Ultrasonics, NDT.net*, vol. 4, no. 3, 1999.
- [177] L. Kärger, *Effiziente Simulation von Schlagschädigungen in Faserverbund-Sandwichstrukturen*. Dissertation, Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2007.
- [178] C. Santulli, *Impact Damage Evaluation In Woven Composites Using Acoustic And Thermoelastic Techniques*. Dissertation, Department of Engineering Materials Science and Engineering, University of Liverpool, 2000.
- [179] R. Stöbel, *Air-coupled Ultrasound Inspection As A New Non-destructive Testing Tool For Quality Assurance*. Dissertation, Fakultät Maschinenbau der Universität Stüttgart, 2003.
- [180] G. Kister, B. Ralph, and G. F. Fernando, "Damage detection in glass fibre-reinforced plastic composites using self-sensing e-glass fibres," *Smart Materials and Structures*, vol. 13, no. 5, pp. 1166–1175, 2004.

-
- [181] C. A. M. Soares, C. M. M. Soares, and M. J. M. Freitas, *Mechanics of composite materials and structures, Band 361 von NATO science series. General sub-series E, Applied sciences Mechanics of Composite Materials and Structures*, vol. 76. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1999.
- [182] E. Hecht, *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2005.
- [183] G. W. Becker, B. Carlowitz, and D. Braun, *Kunststoff Handbuch*. Hanser Verlag, München, 1 ed., 1990.
- [184] G. Menges, E. Haberstroh, W. Michaeli, and E. Schmachtenberg, *Werkstoffkunde Kunststoffe, Studentexte Kunststofftechnik*. Hanser Verlag, München, 5 ed., 2002.
- [185] M. Reid and R. Fedosejevs, “Terahertz birefringence and attenuation properties of wood and paper,” *Applied Optics*, vol. 45, no. 12, pp. 2766–2772, 2006.
- [186] S. Wietzke, C. Jördens, N. Krumbholz, M. Koch, B. Baudrit, and M. Bastian, “Terahertz imaging: A new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints,” *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*, vol. 2, p. 07013, 2007.
- [187] S. O. Nelson, “Density-permittivity relationships for powdered and granular materials,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 54, no. 5, pp. 2033–2040, 2005. Cited By (since 1996): 3.
- [188] L. Thrane, R. Jacobsen, P. U. Jepsen, and S. Keiding, “Thz reflection spectroscopy of liquid water,” *Chemical Physics Letters*, vol. 240, no. 4, pp. 330–333, 1995.
- [189] K. Baaske, S. Priyadarshia, R. Wilk, F. Breinfeld, M. Mikulics, and M. Koch, “Inspection of glass-fiber reinforced composites with a continuous wave thz imaging system,” in *33rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2008.
- [190] K. Baaske, R. Wilk, B. Baudrit, M. Bastian, M. Mikulics, and M. Koch, “Defect inspection in plastic weld joints with cw thz imaging,” in *EOS Annual Meeting 2008*, 2008.
- [191] J. M. Chamberlain, “Where optics meets electronics: recent progress in decreasing the terahertz gap,” *Philosophical Transactions of the Royal Society London A*, vol. 362, pp. 199–213, 2004.
- [192] I. Mehdi, “Thz local oscillator technology,” vol. 5498, pp. 103–112, SPIE, 2004.
- [193] S. Barbieria, J. Alton, H. E. Beere, J. Fowler, and E. H. L. D. A. Ritchie, “2.9 thz quantum cascade lasers operating up to 70 k in continuous wave,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 1674–1676, September 2004.
- [194] M. A. Scheller, “Realisierung eines zwei-farben-vecels und dessen verwendung zur parametrischen frequenzkonversion,” Master’s thesis, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2008.
- [195] R. D. Guenther, *Modern Optics*. Weinheim: John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [196] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik: Wellenleiteroptik - Photonik - Halbleiter*. Berlin: Springer, Berlin, 1992.
- [197] O. Svelto and D. C. Hanna, *Principles of lasers*. Plenum Press, New York, 1998.

-
- [198] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, Sausalito, 1986.
 - [199] W. Demtröder, *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken*. Springer, Berlin, 2007.
 - [200] L. Fan, J. Hader, M. Schillgalies, M. Fallahi, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, R. Bedford, J. T. M. S. W. Koch, and W. Stolz, “High-power optically pumped vecsel using a double-well resonant periodicgain structure,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 1764–1766, 2005.
 - [201] J.-M. Hopkins, S. Calvez, A. J. Kemp, J. E. Hastie, S. A. S. A. J. Maclean, D. Burns, and M. D. Dawson, “High-power vertical external-cavity surface-emitting lasers,” *physica status solidi (c)*, vol. 3, pp. 380–385, Feb 2006.
 - [202] G. B. Kim, J.-Y. Kim, J. Lee, J. Yoo, K.-S. K. S.-M. Lee, S. Cho, S.-J. Lim, T. Kim, and Y. Park, “End-pumped green and blue vertical external cavity surface emitting laser devices,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 181106, 2006.
 - [203] L. Fan, M. Fallahi, J. Hader, A. R. Zakharian, M. Kolesik, J. V. Moloney, T. Qiu, A. Schulzgen, N. Peyghambarian, W. Stolz, S. W. Koch, and J. T. Murray, “Over 3 w high-efficiency vertical-external-cavity surface-emitting lasers and application as efficient fiber laser pump sources,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 21, p. 211116, 2005.
 - [204] R. Haring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, and F. M.-G. U. Keller, “High-power passively mode-locked semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, pp. 1268–1275, Sept. 2002.
 - [205] A. Kemp, A. Maclean, J. Hastie, S. Smith, J.-M. H. S. Calvez, G. Valentine, M. Dawson, and D. Burns, “Thermal lensing, thermal management and transverse mode control in microchip vecsels,” *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 83, pp. 189–194, May 2006.
 - [206] S.-H. Park, J. Kim, H. Jeon, T. Sakong, Sung-NamLee, S. C. Y. Park, C.-H. Jeong, and G.-Y. Y. Y.-H. Cho, “Room-temperature gan vertical-cavity surface-emitting laser operation in an extended cavity scheme,” *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 11, pp. 2121–2123, 2003.
 - [207] J. E. Hastie, L. G. Morton, S. Calvez, and M. D. Dawson, “Red microchip vecsel array,” *Optics Express*, vol. 13, no. 18, pp. 7209–7214, 2005.
 - [208] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard, M. Garcia, and F. Genty, “Vertical cavity surface emitting laser sources for gas detection,” *physica status solidi (a)*, vol. 202, pp. 631–635, Feb 2005.
 - [209] H. Lindberg, M. Strassner, J. Bengtsson, and A. Larsson, “High-power optically pumped 1550nm vecsel with a bonded silicon heat spreader,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 1233–1235, May 2004.
 - [210] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, “Surface emitting semiconductor lasers,” *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 9, pp. 1845–1855, 1988.

- [211] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, "Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 1810–1824, Oct. 1997.
- [212] J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez, "Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization," *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1332–1346, June 1991.
- [213] J. McInemey, A. Mooradian, A. Lewis, A. Shchegrov, E. M. Strzelecka, D. Lee, J. Watson, M. Liebman, G. C. and B. D. Cantos, W. Hitchens, and D. Heald, "High-power surface emitting semiconductor laser with extended vertical compound cavity," *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 523–525, March 2003.
- [214] A. Mooradian, S. Antikichev, B. Cantos, G. Carey, M. J. S. Hallstein, W. Hitchens, D. Lee, J.-M. Pelaprat, R. N. G. Niven, A. Shchegrov, A. Umbrasas, and J. Watson, "High power extended vertical cavity surface emitting diode lasers and arrays and their applications," Nov. 2005.
- [215] H. D. Foreman, *Mode-Locked Vertical-External-Cavity Surface Emitting Lasers*. Dissertation, Faculty of Engineering, Science and Mathematics School of Physics and Astronomy, University of Southampton, 2006.
- [216] K. G. Wilcox, *Ultrashort pulse surface emitting semiconductor lasers*. Dissertation, Faculty of Engineering, Science and Mathematics School of Physics and Astronomy, University of Southampton, 2006.
- [217] A. M. Fox, *Optical properties of solids*. Oxford University Press, Oxford, 2001.
- [218] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2nd ed., 2003.
- [219] H.-G. Unger, *Hochfrequenztechnik in Funk und Radar*. Teubner Verlag, 4th ed., 1994.
- [220] M. A. Salhi, *Confocal THz Laser Microscope*. Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2009.
- [221] C. Weiss, G. Torosyan, Y. Avetisyan, and R. Beigang, "Generation of tunable narrow-band surface-emitted terahertz radiation in periodically poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 8, pp. 563–565, 2001.
- [222] T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, and T. Sasaki, "Characteristics of terahertz-wave generation from gas crystals," *J. Phys. D: Appl. Phys*, vol. 37, pp. 155–158, 2004.
- [223] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag, Berlin, 2nd ed., 1998.
- [224] C. Chen, Y. Hsu, J. Huang, C. Chang, J. Zhang, and C. Pan, "Generation properties of coherent infrared radiation in the optical absorption region of gas crystal," *Optics Express*, vol. 14, no. 22, pp. 10636–10644, 2006.
- [225] T. Taniuchi and H. Nakanishi, "Collinear phase-matched terahertz-wave generation in gap crystal using a dual-wavelength optical parametric oscillator," *Journal of applied physics*, vol. 95, no. 12, pp. 7588–7591, 2004.

- [226] T. Tanabea, K. Suto, J. Nishizawa, K. Saito, and T. Kimura, "Tunable terahertz wave generation in the 3- to 7-thz region from gap," *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 2, pp. 237–239, 2003.
- [227] T. Taniuchi, J. Shikata, and H. Ito, "Continuously tunable thz-wave generation from gap crystal by differencefrequency mixing with a dual-wavelength ktp-opo," September 2000.
- [228] T. Suhara, Y. Avetisyan, and H. Ito, "Theoretical analysis of laterally emitting terahertz-wave generation by difference-frequency generation in channel waveguides," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 1, pp. 166–171, 2003.
- [229] K. Karino, J. Shikata, K. Kawase, H. Ito, and I. Sahashi, "Terahertz-wave parametric generation characteristics of MgO:LiNbO₃," *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)*, vol. 85, no. 4, pp. 22–29, 2002.
- [230] J. L'Huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Y. Avetisyan, and R. Beigang, "Generation of thz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate, part 1: Theory," *Appl. Phys. B*, vol. 86, pp. 185–196, 2007.
- [231] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. B. J. J. Levinstein, and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in *linbo*₃ and *litao*₃," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, no. 1, pp. 72–74, 1966.
- [232] J. Shikata, K. Kawase, K. Karino, T. Taniuchi, and H. Ito, "Tunable terahertz-wave parametric oscillators using LiNbO₃ and MgO:LiNbO₃ crystals," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, pp. 653–661, April 2000.
- [233] Y. Takushima, S. Shin, and Y. C. Chung, "Design of a linbo₃ ribbon waveguide for efficient difference-frequency generation of terahertz wave in the collinear configuration," *Opt. Express*, vol. 15, no. 22, pp. 14783–14792, 2007.
- [234] C. Staus, T. Kuech, and L. McCaughan, "Continuously phase-matched terahertz difference frequency generation in an embedded-waveguide structure supporting only fundamental modes," *Opt. Express*, vol. 16, no. 17, pp. 13296–13303, 2008.
- [235] M. Fallahi, J. Moloney, S. W. Koch, M. Koch, K. Baaske, and M. Scheller, "Laserbasierte quelle für terahertz- und millimeterwellen," 2008.
- [236] M. Fallahi, J. Moloney, S. W. Koch, M. Koch, K. Baaske, M. Scheller, and L. Fan, "Laser-based terahertz and millimeter wave source," 2010.
- [237] P. H. Siegel, "Terahertz technology," *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, vol. 50, pp. 910–928, March 2002.

Patente und Publikationen

Patente

- M. Koch, C. Jördens, K. Baaske und G. Thorwirth, „Vorrichtung zum Abbilden eines Objektes mit einer Strahlungsquelle zur Emission einer Terahertzstrahlung“, Deutsches Patent 10 2006 012 715.3
- M. Fallahi, J. Moloney, S. W. Koch, M. Koch, K. Baaske, M. Scheller und L. Fan, „Laserbasierte Quelle für Terahertz- und Millimeterwellen“
Europäisches Patent angemeldet EP 2263290
- M. Fallahi, J. Moloney, S. W. Koch, M. Koch, K. Baaske und M. Scheller, „Laserbasierte Quelle für Terahertz- und Millimeterwellen“
Deutsches Patent angemeldet DE 10 2008 021 791 (A1)
- M. Fallahi, J. Moloney, S. W. Koch, M. Koch, K. Baaske, M. Scheller und L. Fan, „Laser-Based Terahertz and Millimeter Wave Source“
Weltweites Patent angemeldet WO 2010/017851 (A3)
- J. Moloney, M. Fallahi, L. Fan, S. W. Koch, M. Koch, M. Scheller und K. Baaske, „Terahertz and Millimeter Wave Source“
Amerikanisches Patent angemeldet US 2010/0195675 (A1)

Beiträge in Fachzeitschriften

- M. Scheller, K. Baaske und M. Koch, „*Multi-Frequency Continuous Wave Terahertz Spectroscopy for Absolute Thickness Determination*“, Applied Physics Letters, **96**, 151112 (2010).
- C. Jansen, S. Wietzke, M. Scheller, N. Krumbholz, C. Jördens, K. Baaske, T. Hochrein, R. Wilk und M. Koch, „*Applications for THz Systems*“, Optics and Photonics, **4** (2008).
- T. Kleine-Ostmann, C. Jördens, K. Baaske, T. Weimann, M. Hrabec de Angelis und M. Koch, „*Conductivity of single-stranded and double-stranded deoxyribose nucleic acid under ambient conditions: The dominance of water*“, Applied Physics Letters, **88**, 102102 (2006).

Konferenzbeiträge

- T. Bruns, F. Blume, K. Baaske und M. Bieler, „*Optoelectronic phase delay measurement for a modified michelson interferometer*“, IMEKO 2010: TC3, TC5 and TC22 Conferences, Thailand, (2010).

- H. Füser, K. Baaske, S. Eichstädt, C. Elster, K. Kuhlmann, R. Judaschke, K. Pierz und M. Bieler, „*Time-domain characterization of a 110 GHz sampling oscilloscope using optoelectronic techniques*“, Kleinheubacher Tagung, Deutschland, (2010).
- T. Schrader, K. Baaske, M. Salhi und T. Kleine-Ostmann, „*Time-Domain Evaluation of Anechoic Environments up to 325 GHz*“, 2010 Asia-Pacific Symposium on Electromagnetic Compatibility, China, (2010)
- M. R. Hofmann, M. Scheller, C. Brenner, K. Baaske und M. Koch, „*Cost-effective THz Spectroscopy with Continuous-Wave Laser Sources*“, European Conference on Antennas and Propagation 2010, Spanien (2010).
- T. Kleine-Ostmann, C. Jastrow, M. Salhi, T. Schrader, H. Hintzsche, H. Stopper, U. Kärst, B. Heinen, K. Baaske und M. Koch, „*In Vitro Field Exposition of Skin Cells between 100 GHz and 2.52 THz*“, IRMMW/THz 2009, Korea (2009).
- O. Peters, K. Baaske, N. Krumbholz, T. Probst und M. Koch, „*Z-scan based fiber-coupled coherent cw THz imaging system*“, IRMMW/THz 2009, Korea (2009).
- K. Baaske, K. Ezdi, C. Jördens, O. Peters, M. Mikulics und M. Koch, „*Folded dipole antenna for increased cw THz output power*“, IRMMW/THz 2009, Korea (2009).
- C. Jansen, S. Wietzke, M. Scheller, N. Krumbholz, K. Baaske, N. Vieweg, O. Peters, C. Jördens und M. Koch, „*Industrial Applications for Terahertz Systems*“, SURF Terahertz Applications Symposium, USA, (2009).
- K. Baaske, S. Priyadarshi, R. Wilk, F. Breitfeld, M. Mikulics und M. Koch, „*Inspection of glass-fiber reinforced composites with a continuous wave THz imaging system*“, IRMMW/THz 2008, USA (2008).
- K. Baaske, R. Wilk, B. Baudrit, M. Bastian, M. Mikulics und M. Koch, „*Defect inspection in plastic weld joints with cw THz imaging*“, EOS Annual Meeting 2008, Frankreich (2008).
- T. Kleine-Ostmann, C. Jördens, K. Baaske, T. Weimann, M. Hrabec de Angelis und M. Koch, „*Conductivity of unordered denatured and hybridized DNA*“; technical digest of the DPG spring meeting (2006), DPG spring meeting of the Division Condensed Matter and EPS 21st General Conference of the Condensed Matter Division, Dresden (2006).
- K. Baaske, M. Salhi, F. Rutz, T. Hasek, R. Wilk, H. Richter und M. Koch, „*Mail inspection using THz imaging: a comparison of three different systems*“, SPIE Defence and Security Symposium 2006, USA (2006).
- R. Piesiewicz, K. Baaske, K. Gerlach, M. Koch und T. Kürner, „*The potential of dielectric mirrors as key elements in future NLOS indoor terahertz communication systems*“, 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2005, Schweden (2005).

„And God said, let

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}$$

and there was light. “

Unbekannt

